



HAL
open science

Référence de fréquence à $1.5 \mu\text{m}$ et transfert de stabilité pour l'étude de l'injection optique d'un laser à semi-conducteur

Karim Manamanni

► To cite this version:

Karim Manamanni. Référence de fréquence à $1.5 \mu\text{m}$ et transfert de stabilité pour l'étude de l'injection optique d'un laser à semi-conducteur. Optique / photonique. Université Paris-Nord - Paris XIII, 2021. Français. NNT : 2021PA131081 . tel-03887949

HAL Id: tel-03887949

<https://theses.hal.science/tel-03887949>

Submitted on 7 Dec 2022

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

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

UNIVERSITE PARIS XIII –SORBONNE PARIS NORD
École doctorale Sciences, Technologies, Santé Galilée

**Référence de fréquence à 1.5 μm et transfert de stabilité pour l'étude de
l'injection optique d'un laser à semi-conducteur**

THÈSE DE DOCTORAT
présentée par

Karim MANAMANNI

Laboratoire de Physique des Lasers

pour l'obtention du grade de
DOCTEUR EN PHYSIQUE

soutenue le 17 décembre 2021 devant le jury d'examen constitué de :

M. BRETENAKER Fabien, LuMIn, Rapporteur
M. GUERANDEL Stéphane, SYRTE, Rapporteur
Mme. MAURIN Isabelle, LPL, Examinatrice
M. TREBAOL Stéphane, FOTON, Examineur
M. MUSSOT Arnaud, PhLAM, Examineur
M. ALOUINI Mehdi, FOTON, Examineur
M. DU-BURCK Frédéric, LPL, Directeur de thèse
M. RONCIN Vincent, LPL, Co-encadrant de thèse

Référence de fréquence à 1.5 μm et transfert de stabilité pour l'étude de l'injection optique d'un laser à semi-conducteur

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Karim MANAMANNI

Laboratoire de Physique des Lasers

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR EN PHYSIQUE

soutenue le 17 décembre 2021 devant le jury d'examen constitué de :

M. BRETENAKER Fabien, LuMIn, Rapporteur

M. GUERANDEL Stéphane, SYRTE, Rapporteur

Mme. MAURIN Isabelle, LPL, Examinatrice

M. TREBAOL Stéphane, FOTON, Examineur

M. MUSSOT Arnaud, PhLAM, Examineur

M. ALOUINI Mehdi, FOTON, Examineur

M. DU-BURCK Frédéric, LPL, Directeur de thèse

M. RONCIN Vincent, LPL, Co-encadrant de thèse

*à Lara,
à mon père, ma mère et ma sœur,*

Remerciements

J'ai effectué ce travail au Laboratoire de Physique des Lasers, au sein de l'équipe Métrologie, Molécules et Tests Fondamentaux. Je souhaite remercier ses membres au complet, à commencer Par Frédéric du Burck pour m'avoir donné l'opportunité d'entreprendre cette thèse et pour s'être investi pleinement dans ce travail. Plus qu'un directeur de thèse, il a été pour moi un mentor. Je le remercie sincèrement de m'avoir transmis sa passion, sa rigueur et ses connaissances. J'ai été très chanceux de travailler avec lui.

Je remercie chaleureusement Vincent Roncin, pour avoir co-encadré cette thèse. Pour l'enthousiasme qu'il a insufflé à ce travail, pour ses nombreuses contributions distributives et pour avoir été un soutien précieux dans les moments de doutes.

A Benoît Darquié, pour sa gentillesse, sa disponibilité et l'intérêt qu'il a porté au déroulement de mes travaux de thèse. Je le remercie pour les nombreuses conversations que nous eûmes et pour ses conseils ingénieux qui ont contribué à l'amélioration des dispositifs développés.

A Anne Amy-Klein, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, pour sa bienveillance et pour s'être constamment assuré que les travaux se passent dans les meilleures conditions.

A Louis, Etienne, Mathieu, Rosa et An pour leur camaraderie, leurs précieux conseils et pour avoir créé une ambiance chaleureuse et amicale au sein de l'équipe. J'ai eu beaucoup de plaisirs à travailler avec vous.

A Omar Sahni qui a contribué à ce travail en développant une partie du dispositif durant son post doctorat. Je le remercie pour s'être investi pleinement durant son séjour ainsi que pour son amitié.

Olivier Lopez, pour ses compétences, ses précieux conseils et son intérêt pour ce travail. Je souhaite également exprimer ma gratitude aux membres de l'atelier d'électronique, Fabrice Wiotte, Loïc et Hanif pour le travail de développement remarquable qui a rendu possible les résultats de ce travail.

Stéphane Trebaol qui a été membre du jury de thèse et avec qui j'ai eu la chance et le plaisir de travailler durant un séjour au laboratoire FOTON dans le cadre d'une coopération entre nos deux équipes.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance à Fabien Bretenaker et Stéphane Guerandel pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Et souhaite remercier Isabelle Maurin, Mehdi Alouni et Arnaud Mussot d'avoir accepté de participer au jury.

De façon plus personnelle, je remercie Lara qui a été à mes côtés, qui m'a soutenu et m'a permis de m'épanouir tout au long de ces années.

1. Table des matières

INTRODUCTION GENERALE **11**

PARTIE I : REALISATION D'UNE REFERENCE DE FREQUENCE FIBREE BASEE SUR LA STABILISATION D'UNE DIODE LASER SUR UN SIGNAL D'ABSORPTION SATUREE D'ACETYLENE ¹³C₂H₂

1. GENERALITES SUR LA STABILISATION D'UN LASER SUR UNE REFERENCE MOLECULAIRE **17**

1.1	PRINCIPE D'ASSERVISSEMENT D'UN LASER SUR UNE TRANSITION MOLECULAIRE	17
1.2	LA SPECTROSCOPIE DE SATURATION	18
1.2.1	PRINCIPE DE L'ABSORPTION SATURÉE	19
1.2.2	MODÈLE DE L'ABSORPTION SATURÉE	21
1.3	CARACTERISATION DE LA STABILITE D'UN OSCILLATEUR PAR LA VARIANCE D'ALLAN	22
1.3.1	LA VARIANCE CLASSIQUE	22
1.3.2	LA VARIANCE D'ALLAN	23

2. DEVELOPPEMENT EXPERIMENTAL DU DISPOSITIF DE STABILISATION **26**

2.1	DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	26
2.1.1	CARACTERISATION DE LA SOURCE UTILISEE	26
2.1.2	CARACTERISATION METROLOGIQUE DE LA STABILITE EN FREQUENCE	28
2.1.3	DESCRIPTION DU BANC OPTIQUE	30
2.1.4	EVALUATION DU DIAMETRE DU FAISCEAU SONDE	33
2.1.5	LA REFERENCE DE FREQUENCE METROLOGIQUE DE L'OBSERVATOIRE DE PARIS	35
2.2	CARACTÉRISATION DES SIGNAUX DÉTECTÉS	37
2.2.1	FORME DE RAIE DU SIGNAL DETECTE	37
2.2.2	DETECTION DU SIGNAL D'ABSORPTION SATUREE	37
2.2.3	OPTIMISATION DE LA PENTE DU SIGNAL DEMODULE	38
2.2.4	DÉTERMINATION DU PARAMÈTRE DE SATURATION	39
2.3	STABILISATION EN FREQUENCE DU LASER	41
2.3.1	ASSERVISSEMENT EN FRÉQUENCE	41
2.3.2	STABILISATION DE LA PUISSANCE DES FAISCEAUX	45
2.3.3	ASSERVISSEMENT DE LA TEMPERATURE DU LASER	52
2.4	CONCLUSION	54

3. CARACTERISATION METROLOGIQUE DU DISPOSITIF **55**

3.1	STABILITE EN FREQUENCE DU LASER ASSERVI SUR LA RAIE D'ABSORPTION SATUREE	55
3.2	ANALYSE DES LIMITATIONS DU DISPOSITIF	57
3.2.1	SENSIBILITÉ À L'ENVIRONNEMENT THERMIQUE	57
3.2.2	IMPACT DE L'EFFET DE LA RAM	59
3.2.3	REFLEXIONS PARASITES DANS LES FIBRES	60
3.3	QUANTIFICATION DES EFFETS SYSTÉMATIQUES	61
3.4	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	62

**PARTIE II : DEVELOPPEMENT D'UNE CAVITE DE TRANSFERT DE FREQUENCE FIBREE ET ULTRA-
STABLE**

4.	<u>LES OUTILS DE TRANSFERT DE STABILITE PRECEDEMMENT DEVELOPPES</u>	66
4.1	CAVITÉ CONFOCALE	66
4.2	LA PREMIERE CAVITE EN ANNEAU FIBREE	68
5.	<u>DEVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE CAVITE FIBREE POUR LE TRANSFERT DE FREQUENCE</u>	71
5.1	RAPPEL SUR LA TECHNIQUE DE POUND-DREVER-HALL (PDH)	71
5.2	STRUCTURE DE LA CAVITE	74
5.3	SOURCES LASERS ACCORDABLES UTILISÉES	75
5.4	CARACTÉRISATION OPTIQUE DE LA CAVITÉ	76
5.5	DEVELOPPEMENT DE L'ELECTRONIQUE DE DETECTION ET D'ASSERVISSEMENT	79
5.5.1	L'ELECTRONIQUE DE DETECTION ET DE CORRECTION	79
5.5.2	ASSERVISSEMENT OPTOELECTRONIQUE DE LA CAVITE.	82
5.6	CONCLUSION	84
6.	<u>ANALYSE DES EFFETS DE MODULATION DE POLARISATION INTRODUITE PAR LE MEO</u>	85
6.1	RAPPEL SUR L'ORIGINE DE L'EFFET DE RAM	85
6.2	DETECTION ET CORRECTION DE LA RAM	89
6.3	DISTORSION DU SIGNAL PAR EFFET DE MODULATION DE POLARISATION	91
6.4	CONCLUSION	93
7.	<u>CARACTERISATION METROLOGIQUE DE LA CAVITE DE TRANSFERT</u>	94
7.1	MESURE DE LA STABILITE EN FREQUENCE DE LA CAVITE EN ANNEAU.	94
7.2	MESURE DU TRANSFERT DE STABILITE VERS LES LASERS ACCORDABLES	96
7.3	EFFET DE LA RAM SUR LA STABILITE DE LA CAVITE	100
7.4	CARACTERISATION DU TRANSFERT DE STABILITE SUR 30 GHZ	102
7.4.1	DÉMONSTRATION DE FAISABILITÉ	102
7.4.2	DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE	104
7.5	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	106

**PARTIE III : TRANSFERT DE STABILITE DE FREQUENCE VERS UNE DIODE A VERROUILLAGE DE MODE
PASSIF PAR INJECTION OPTIQUE**

8.	<u>APPROCHE THEORIQUE DE L'INJECTION OPTIQUE</u>	110
8.1	SYNCHRONISATION DE DEUX OSCILLATEURS : LE MODELE D'ADLER	110
8.2	ANALYSE DE L'INJECTION OPTIQUE PAR LE MODELE DE L'AMPLIFICATEUR REGENERATIF	111
9.	<u>CARACTERISATION DU LASER A VERROUILLAGE PASSIF DE MODES</u>	116

9.1	PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN LASER A BLOCAGE DE MODE	116
9.2	LE DISPOSITIF DE CARACTÉRISATION	117
9.3	RÉSULTATS DE LA CARACTÉRISATION	118
9.3.1	LARGEUR DES MODES OPTIQUE DU QD-MLLD	118
9.3.2	INFLUENCE DU COURANT D'ALIMENTATION SUR LA LARGEUR DES MODES	119
9.3.3	LARGEUR DU SPECTRE RF DU BATTEMENT DES MODES OPTIQUES	120
9.3.4	STABILITE EN FREQUENCE D'UN MODE DU LASER LIBRE	122
9.4	PRÉSENTATION DU LASER D'ÉTUDE	122
10.	STABILISATION DU LASER PAR INJECTION OPTIQUE	124
<hr/>		
10.1	STABILISATION PREALABLE DU QD-MLLD	124
10.1.1	CHOIX DE LA SOURCE D'ALIMENTATION EN COURANT	124
10.1.2	STABILISATION THERMIQUE	125
10.1.3	STABILISATION DE LA FREQUENCE DE REPETITION PAR INJECTION ELECTRIQUE	126
10.2	LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	128
10.3	DETERMINATION DE LA BANDE D'ACCROCHAGE	130
10.4	ALLURE DU SPECTRE OPTIQUE EN FONCTION DE LA PUISSANCE D'INJECTION	131
11.	ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	133
<hr/>		
11.1	TRANSFERT DE PURETE SPECTRALE AUX MODES ADJACENTS	133
11.2	EFFET DE L'INJECTION OPTIQUE SUR LES MODES ADJACENTS	134
11.3	IMPACT DE L'INJECTION OPTIQUE SUR LE SPECTRE RF (F_{REP})	135
11.4	STABILITE A LONG TERME DES MODES DU LASER INJECTE	136
11.4.1	ECART-TYPE D'ALLAN DES MODES OPTIQUES ADJACENTS AU MODE INJECTE	136
11.4.2	ANALYSE ET INTERPRÉTATION	138
11.5	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	140
CONCLUSION GENERALE		141
<hr/>		
A.	ANNEXE -A: ETUDE THEORIQUE DES EFFETS SYSTEMATIQUES	143
<hr/>		
A.1.	EFFET DE LA TEMPERATURE ET DE LA PRESSION DANS LA CELLULE	143
A.2.	ELARGISSEMENT PAR TEMPS DE TRANSIT	143
A.3.	L'EFFET DE REcul	146
A.4.	L'EFFET DOPPLER DU SECOND ORDRE	147
A.5.	EFFET DE COURBURE DES FRONTS D'ONDE	148
A.5.	EFFET DE LENTILLE GAZEUSE	151
BIBLIOGRAPHIE		153
<hr/>		

Introduction générale

Parmi les grandeurs physiques mesurables, la fréquence représente la quantité physique pouvant être mesurée avec le plus haut degré de précision. Les récentes avancées technologiques dans le domaine de la métrologie du Temps-Fréquence ont permis le développement d'étalons de fréquences possédant des niveaux de stabilité et d'exactitude jusqu'ici inégalés. Ces développements profitent d'une part à l'ensemble de la métrologie au travers la redéfinition du Système International fondé sur les constantes fondamentales de la physique [INE 2018], ou à l'étude des lois fondamentales de la Physique comme la détection des ondes gravitationnelles [Abbott 2017] ou l'étude de la variation temporelle des constantes fondamentales, et d'autre part à des applications telles que la synchronisation, le positionnement de satellites ou les systèmes de navigation par satellite (GNSS).

En outre, les verrous technologiques majeurs levés dans le contexte de la métrologie participent aujourd'hui à la seconde révolution quantique au travers du développement des nouvelles technologies quantiques.

En effet, les horloges optiques basées sur l'interrogation d'ions (Hg^+ , Sr^+ , Yb^+ , In^+ , Al^+) ou d'atomes (Rb, Sr, Yb...) permettent d'atteindre des niveaux d'exactitude de l'ordre de 10^{-18} [Nicholson 2015, Hinkley 2013]. Cependant, du fait de l'encombrement et de la complexité de d'utilisation de ces expériences, ces dispositifs sont encore limités à des expériences de métrologie fondamentale au sein de laboratoires de recherche. Des solutions de dissémination des références de fréquence ont été développées avec les liens métrologiques fibrés pour réaliser des comparaisons d'horloges ou permettre de réaliser des expériences de grandes précision en dehors des laboratoires de métrologie. En France le lien métrologique fibré REFIMEVE+ est développé conjointement par le LPL et le SYRTE depuis une dizaine d'années et est actuellement déployé sur tout l'hexagone. Dans ce projet, une fréquence optique ultra-stable à 1542 nm est transférée sur un réseau Internet à des laboratoires en France et en Europe [Cantin 2021]. Elle permet au laboratoire utilisateur de bénéficier d'un laser stabilisé à mieux que 10^{-15} à 1 s avec une exactitude de 1.10^{-19} . Associée à un laser femto-seconde, il est alors possible de transférer cette stabilité de fréquence vers différentes gammes de fréquences optiques et micro-ondes en fonction des besoins expérimentaux.

Il faut noter que le nombre d'utilisateurs potentiels de références de fréquence dépasse de loin les laboratoires académiques qui seront raccordés au réseau REFIMEVE+ et que pour beaucoup d'entre eux, il n'est pas utile de disposer d'un tel niveau de stabilité et d'exactitude. D'autre part, la maturité technologique des composants fibrés à 1.55 μm résultant du développement du marché des télécommunications optiques (fiabilité et performances) permet également d'envisager la réalisation de dispositifs plus compacts, ayant vocation à être déplacés en dehors du laboratoire, et capables de répondre aux besoins en stabilité de fréquence d'une majorité d'utilisateurs.

C'est dans ce contexte que s'inscrivent mes travaux de recherche qui concernent le développement d'une référence compacte, d'un outil de transfert de stabilité de fréquence et de leur application à l'étude de l'injection optique de peigne de fréquences à semi-conducteurs.

Le projet « Peignes de fréquences compacts » de l'équipe « Métrologie, molécules et test fondamentaux » du LPL explore les potentialités présentées par les composants à semi-conducteurs pour le domaine de la métrologie des fréquences. En particulier, on s'intéresse à la stabilisation par injection optique de lasers à verrouillage passif des modes à base de structures de type « bâtonnets quantiques » (QD-MLLD pour « Quantum-Dash Mode-Locked Laser Diode »). Ces lasers délivrent un train d'impulsions picosecondes à un taux de répétition de

10 GHz jusqu'à 100 GHz. Ce peigne de fréquence compact présente un spectre d'une largeur d'une dizaine de nanomètres centré à 1550 nm. Il est nécessaire de disposer de lasers accordables autour de 1550 nm, qui soient très stables aussi bien pour l'injection du QD-MLLD que pour sa caractérisation métrologique. La référence REFIMEVE+ étant à 1542 nm, il est également nécessaire de transférer sa stabilité à 1549 nm.

Notre approche fondée sur l'utilisation des composants à 1.55 μm , nous a conduits à réaliser ce transfert au moyen d'une cavité en anneau à fibre optique.

Ce projet a été initié en 2015 par la thèse d'Amine Chaouche Ramdane [Chaouche Ramdane 2018] au cours de laquelle il a réalisé une première version de la cavité de transfert qui lui a permis d'obtenir des premiers résultats de stabilisation des QD-MLLD par injection optique. Il a ainsi démontré la possibilité d'une stabilisation métrologique du peigne de fréquence compact par injection optique avec une source stable. Mon travail de thèse a consisté à poursuivre ces travaux en réalisant une version optimisée de la cavité de transfert visant à analyser l'efficacité de l'injection optique sur la stabilité à long terme des modes du QD-MLLD. J'ai également entrepris le développement d'une référence locale basée sur un laser à semi-conducteurs stabilisé en fréquence sur une transition de l'acétylène à 1542 nm détectée en absorption saturée. Ce montage, lui aussi compact car composé essentiellement de composants fibrés, a pour vocation de remplacer la référence REFIMEVE+ avec la perspective d'un dispositif complet de peigne de fréquence stabilisé, transportable et référencé.

Mes travaux de thèse s'articulent ainsi autour de trois parties distinctes dans mon manuscrit. La première traite du développement de la référence de fréquence compacte et transportable. Celle-ci est entièrement fibrée hormis la cellule scellée contenant la vapeur d'acétylène à basse pression. On utilise une méthode de spectroscopie de saturation qui permet la détection du signal moléculaire sans élargissement par effet Doppler associée à une technique de transfert de modulation pour améliorer le rapport signal à bruit et garantir d'optimiser la stabilité en fréquence du laser asservi sur la transition moléculaire.

La deuxième partie du manuscrit est consacrée au développement d'un outil de transfert de stabilité de fréquence. Il s'agit d'une cavité en anneau à fibre où un des modes résonants est verrouillé sur la référence de fréquence optique par rétroaction sur la longueur de la bobine de fibre et sur la température d'une partie de la fibre. L'action sur la longueur de la fibre au moyen d'un actionneur piézo-électrique permet de corriger les fluctuations rapides de fréquence et celle du module Peltier permet de corriger les dérives thermiques à long terme. On démontre le transfert de fréquence depuis la référence vers des diodes lasers accordables avec une stabilité relative dans la gamme des 10^{-14} sur une dizaine d'heures. Expérimentalement ce transfert est démontré sur 30 GHz, ce qui permet d'estimer la stabilité que l'on peut attendre pour un transfert sur des dizaines de nanomètres.

Enfin, la dernière partie du manuscrit est dédiée à l'étude de la stabilisation en fréquence des lasers à semi-conducteurs à verrouillage passif de modes pour des applications de métrologie des fréquences. Dans sa version transportable, cette dernière partie est indissociable des deux parties précédentes. Il s'agit en effet d'utiliser la cavité en anneau stabilisée en fréquence sur la référence métrologique pour affiner et stabiliser sur le long terme les deux diodes accordables (l'une pour l'injection et l'autre pour la caractérisation). Soulignons enfin que jusqu'à nos travaux, l'injection optique dans ces lasers avait pour objectif la réduction de la gigue temporelle ou la stabilisation du spectre RF. L'injection était réalisée avec des puissances relativement élevées conduisant à la déformation du spectre et la réduction de largeur du peigne [Arahira 2005, Sooudi 2011, Rebrova 2010, Pfeifle 2014]. Notre approche nécessite une injection optique stabilisée à faible puissance afin de préserver la largeur du spectre d'émission

du peigne et de transférer aux modes du peigne la pureté spectrale et la stabilité à long terme du laser d'injection.

Partie I :
Réalisation d'une référence de fréquence fibrée basée
sur la stabilisation d'une diode laser sur un signal
d'absorption saturée d'Acétylène $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$

Introduction

Les lasers stabilisés en fréquence sont largement utilisés en physique fondamentale, que ce soit en métrologie fondamentale, en spectroscopie ou en physique quantique pour le piégeage d'atomes. Cependant, le besoin grandissant de ces dispositifs pour des applications industrielles et scientifiques en dehors du laboratoire requiert le développement de dispositifs présentant éventuellement des performances en stabilité et en exactitude moindres mais assurant compacité et transportabilité. C'est le cas par exemple des technologies spatiales, où les dispositifs fibrés présentent un grand intérêt de par leur compacité, leur robustesse et leur poids. Plusieurs missions actuelles ou futures utilisent ce type de référence de fréquence (LISA, DECIGO, GRACE) pour la détection d'ondes gravitationnelles ou la mesure de la gravité terrestre [McRae 2013]. De même la technologie LIDAR utilisée pour des applications en géologie, télédétection et récemment dans le domaine des voitures autonomes, requiert des lasers stabilisés en fréquence en guise de laser pompe [Dinovitser 2010].

De ce point de vue, il est intéressant de travailler dans la région des $1.5\mu\text{m}$ afin de bénéficier de la technologie des composants fibrés développés pour l'industrie des télécommunications optiques et donc de réaliser une référence de fréquence optique dans cette gamme de longueur d'onde. Il existe un nombre restreint de molécules présentant des transitions dans cette gamme pour la stabilisation des sources lasers. Néanmoins, plusieurs réalisations de références de fréquences entre 1260 et 1675 nm ont été rapportées dans la littérature en utilisant les molécules suivantes, C_2H_2 , HCN, CO, CO_2 , H_2S , CH_4 , H_2O [Petersen 2002]. La molécule la plus couramment utilisée étant l'Acétylène $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ notamment pour sa bande harmonique ($\nu_1 + \nu_3$) dans la bande C des télécommunications optiques (1530-1560 nm) et la transition P (16) à 1542,38 nm référencée par le BIPM comme étalon primaire de longueur d'onde [BIPM 2005].

La spectroscopie sub-Doppler de la molécule de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ permet la détection de raies étroites, d'un grand intérêt pour la stabilisation en fréquence de sources laser. Des dispositifs de référence de fréquence exploitant cette molécule en cellule [Balling 2005, Hald 2011] ou en cavité [Edwards 2005, Labachellerie 1995, Czajkowski 2004] ont démontré des stabilités dans la gamme des 10^{-14} . Par ailleurs, des dispositifs fibrés exploitant cette molécule font également l'objet de nombreux développements. Par exemple Athee *et al.* [Athee 2009] rapportent le cas d'un dispositif fibré utilisant une cellule en verre de 50 cm. La stabilité en fréquence atteint $3 \cdot 10^{-13}$ jusqu'à un temps d'intégration de 1000 s. Cependant l'article souligne les limitations de l'utilisation de composants fibrés, en raison des réflexions parasites aux interfaces des connecteurs fibrés et les interférences que cela engendre. La solution proposée pour résoudre ce problème fut de moyenner les franges d'interférence en modulant la distance du chemin optique au moyen d'une cale piézoélectrique collée au dos d'un miroir.

Cette première partie du manuscrit de thèse est consacrée au développement d'une référence de fréquence optique fibrée, à vocation transportable, basée sur la stabilisation d'une diode RIO sur le signal d'absorption saturée de la transition P(16) d'acétylène $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$. On présente une investigation rigoureuse de l'origine des interférences ainsi qu'une quantification des limitations du dispositif. On propose une méthode alternative et plus robuste pour réduire l'effet des interférences. Cette méthode se base sur le filtrage des faisceaux via le contrôle de leurs polarisations et de leur fréquence et permet d'atteindre une stabilité dans la gamme des 10^{-13} pour des temps d'intégration de 1 à 10^4 s.

Le premier chapitre rappelle des généralités sur la stabilisation d'un laser sur une référence

moléculaire. Ainsi une brève introduction au principe d'asservissement d'un laser est donnée, suivie des concepts théoriques sur la spectroscopie de saturation et des modèles théoriques servant à modéliser le signal d'absorption saturée. Enfin, un rappel est fait sur la variance d'Allan, l'outil mathématique servant à estimer la stabilité des oscillateurs.

Le second chapitre décrit le dispositif expérimental développé au cours de ce travail ainsi que les différentes phases de développement et les améliorations apportées en vue de réduire l'impact des interférences et optimiser la stabilité en fréquence du laser asservi. Je commence par décrire le dispositif et caractériser les différents éléments le constituant. Ensuite, je présente un modèle de la forme de raie du signal démodulé. La caractérisation expérimentale du signal détecté et la connaissance des paramètres intervenant dans l'élaboration du signal démodulé apportée par le modèle présenté permet d'optimiser la pente du signal démodulé afin d'augmenter le rapport signal à bruit et atteindre de meilleures performances de stabilité de fréquence. Enfin, une description est faite des différentes boucles d'asservissement mises en place en vue de stabiliser la fréquence du laser sur la transition moléculaire ainsi que l'intensité des faisceaux, qui comme on le démontrera joue un rôle important dans la stabilité du dispositif.

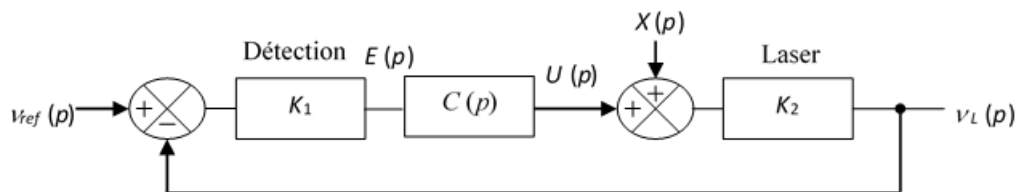
Dans le troisième et dernier chapitre de cette partie, je présente les résultats de la caractérisation métrologique du dispositif. Une analyse est faite pour quantifier les différentes limitations du dispositif. On démontre ainsi les limitations inhérentes à un dispositif fibré, à savoir les réflexions parasites dans les fibres optiques et leur sensibilité à l'environnement thermique avant de conclure sur les perspectives d'amélioration du dispositif.

1. Généralités sur la stabilisation d'un laser sur une référence moléculaire

Plusieurs méthodes de stabilisation en fréquence de sources lasers existent. Notre propos ici est de décrire une méthode d'asservissement en fréquence basée sur l'exploitation d'une transition moléculaire comme discriminateur de fréquence pour conférer au laser une stabilité à long terme et une bonne exactitude sur sa fréquence. On commence donc par rappeler le principe d'asservissement d'un laser sur une transition moléculaire. On décrit par la suite la méthode de spectroscopie utilisée pour la détection des signaux d'absorption saturée ainsi que le modèle physique permettant de décrire la forme de la raie détectée. Enfin on présente l'outil mathématique permettant de caractériser la stabilité d'un oscillateur.

1.1 Principe d'asservissement d'un laser sur une transition moléculaire

L'asservissement de la fréquence d'un laser sur une transition moléculaire connue avec exactitude confère au laser une stabilité à long terme ainsi que l'exactitude de la fréquence de transition sondée. Les méthodes de spectroscopie permettent la détection de raies de transitions atomiques ou moléculaires. La détection de ces signaux permet l'élaboration d'un discriminateur de fréquence qui mesure l'erreur de la fréquence du laser par rapport à la fréquence de référence de la transition moléculaire sondée. La figure (1.1) schématise le principe d'asservissement et introduit les différents éléments qui constituent une boucle d'asservissement.



1.1 Principe d'une boucle d'asservissement de fréquence d'un laser

Soit un laser à la fréquence ν_L traversant une cellule contenant une vapeur de gaz. La fréquence de résonance de la molécule est ν_{ref} . A désaccord nul $\nu_L = \nu_{ref}$, une partie du faisceau est absorbée par le milieu ce qui entraîne une variation d'intensité lumineuse détectée. Le signal d'erreur E est élaboré à partir du signal d'absorption enregistré par le détecteur. En boucle fermée, la fréquence du laser est fixée par le correcteur C qui délivre une tension U qui pilote la fréquence du laser de sorte à minimiser l'écart de fréquence entre ν_L et ν_{ref} . Pour agir sur la fréquence du laser on pilote son courant ou la longueur de la cavité (céramique piézoélectrique ou module Peltier).

On note la fonction de transfert du correcteur $C(p)$ et les coefficients de conversion fréquence-tension (détection) et tension-fréquence (laser) K_1 et K_2 respectivement. X représente les perturbations subies par le laser.

On a :

$$\begin{cases} U(p) = (v_{ref}(p) - v_L(p)) K_1 C(p), \\ v_L(p) = (U(p) + X(p)) K_2. \end{cases} \quad 1-1$$

La fréquence du laser (sortie du schéma-bloc de la figure (1.1)) s'écrit :

$$v_L(p) = \frac{K_1 K_2 C(p)}{1 + K_1 K_2 C(p)} v_{ref}(p) + \frac{K_2}{1 + K_1 K_2 C(p)} X(p). \quad 1-2$$

On introduit $H(p)$ est la fonction de transfert relative à l'entrée référence v_{ref} :

$$H(p) = \left[\frac{v_L(p)}{v_{ref}(p)} \right]_{X=0} = \frac{K_1 K_2 C(p)}{1 + K_1 K_2 C(p)} \quad 1-3$$

Et $G(p)$ est la fonction de transfert relative à l'entrée perturbation X :

$$G(p) = \left[\frac{v_L(p)}{X(p)} \right]_{v_{ref}=0} = \frac{K_2}{1 + K_1 K_2 C(p)}. \quad 1-4$$

Pour un correcteur intégral, $C(p)$ s'écrit :

$$C(p) = \frac{1}{\tau p} \quad 1-5$$

$H(p)$ représente ici la fonction de transfert d'un filtre passe-bas de gain unité (de sorte que v_L recopie v_{ref} dans la bande passante de ce filtre) et $G(p)$ est la fonction de transfert d'un filtre passe-haut (ce qui correspond à la réjection des perturbations dans la bande de correction).

1.2 La spectroscopie de saturation

L'élargissement par effet Doppler est la contribution dominante à la largeur des raies dans un spectre d'absorption atomique ou moléculaire à température ambiante. La contribution de cet effet constitue une limite à la résolution de tout dispositif de stabilisation d'un laser sur ladite transition. Plusieurs techniques de spectroscopie sub-Doppler (aussi appelée spectroscopie de saturation) existent (spectroscopie à deux photons, absorption saturée) qui permettent de s'affranchir de cette limitation. Nous avons mis en œuvre la spectroscopie par absorption saturée. On présente dans ce qui suit son principe général puis on présente un modèle physique permettant de décrire la forme de raie obtenue par absorption saturée en utilisant les équations de taux selon le modèle proposé par Letokov et Chebotayev [Chebotayev 1975].

Ce modèle devra permettre d'analyser par la suite les effets fondamentaux pouvant déformer la raie et donc limiter les possibilités de stabilisation du laser sur la transition étudiée.

1.2.1 Principe de l'absorption saturée

La technique d'absorption saturée exploite la non-linéarité de la réponse du milieu (atome ou molécule) au champ électromagnétique (intense) le traversant. La figure (1.2.a) schématise la géométrie le principe de la spectroscopie d'absorption saturée.

Le faisceau laser à la fréquence ω est scindé en deux pour constituer un faisceau intense « saturant » et un faisceau « sonde », de même fréquence et de faible intensité. Les deux faisceaux sont contra-propageants dans une cellule contenant la vapeur atomique ou moléculaire étudiée qui possède une transition à la fréquence angulaire ω_0 . Le faisceau saturant excite les atomes de la classe de vitesse $v = (\omega - \omega_0)/k$ (k étant le module du vecteur d'onde) au niveau énergétique supérieur créant un trou dans le niveau fondamental (figure. 1.2.b) [C.J FOOT 2005]. La largeur de ce trou vaut :

$$\Gamma_B = \Gamma \left(1 + \frac{I}{I_{sat}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad 1-6$$

Avec Γ la largeur homogène de la transition.

Si la fréquence du laser s'écarte de celle de la résonance ($|\omega - \omega_0| \gg \Gamma_B$), la pompe et la sonde interagissent avec différents atomes et le faisceau saturant n'affecte pas le faisceau sonde (Fig. 1.2.c). À désaccord nul $\omega \approx \omega_0$, la seule classe de vitesse excitée simultanément par la pompe et la sonde est celle pour laquelle les vitesses des atomes sont parfaitement orthogonales aux faisceaux. Dans ce cas le trou créé par le faisceau saturant réduit l'absorption du faisceau sonde. La saturation de l'absorption du saturant provoque ainsi l'apparition d'une raie étroite dans le spectre du faisceau sonde transmis à travers la cellule tel qu'illustré dans la figure (1.2.b). Cette raie est appelée raie d'absorption saturée.

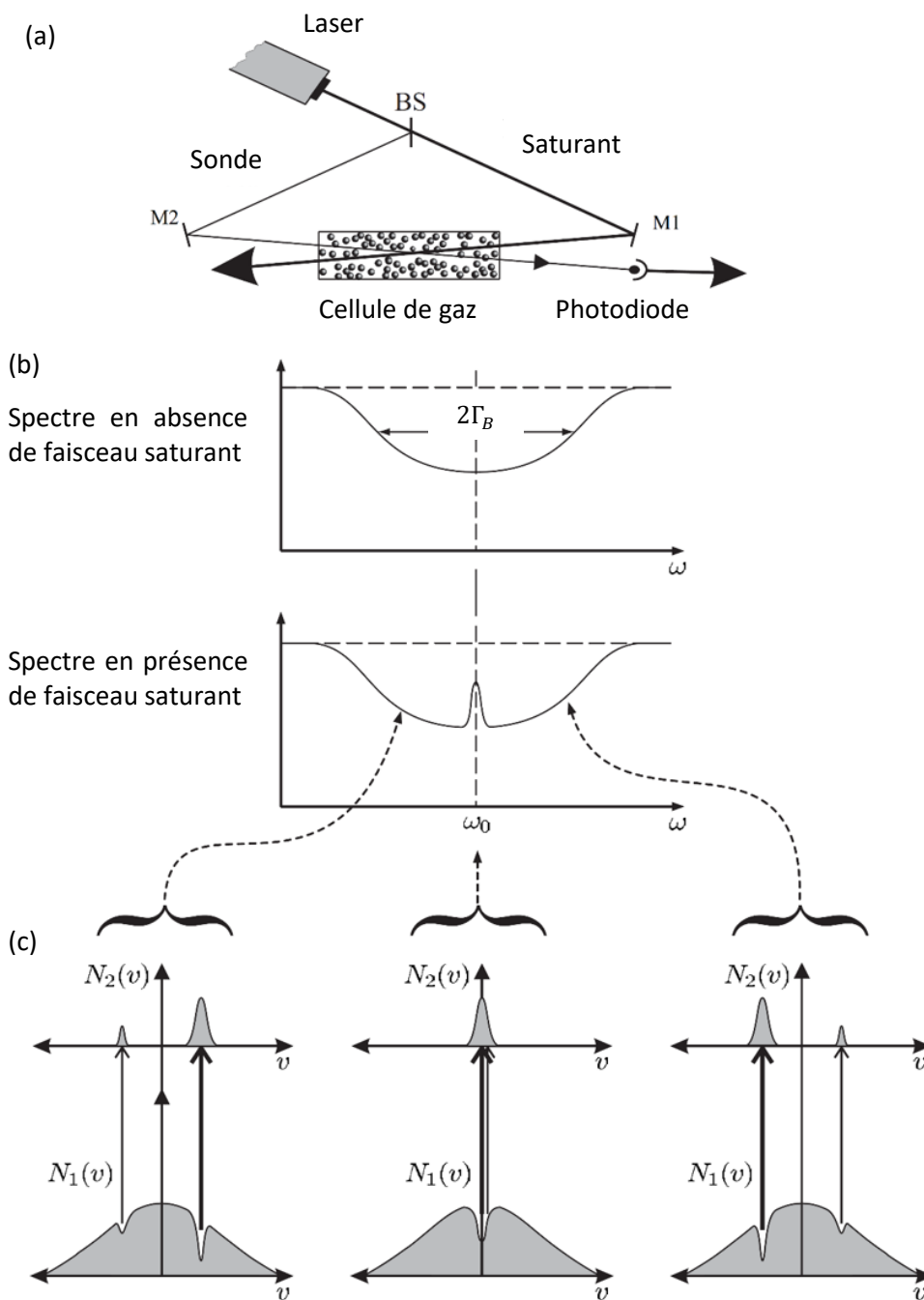


Figure 1.2 (a) : Schéma d'un dispositif de spectroscopie d'absorption saturée. BS : lame séparatrice, M1 et M2 miroirs. (b) : Spectres de l'intensité transmise à travers la cellule de gaz en fonction de la fréquence angulaire en absence et en présence du faisceau saturant. (c) : Diagrammes de la distribution de la densité de population sur les deux niveaux énergétiques en fonction de l'écart de fréquence entre le laser et la résonance de la molécule sondée. Figure extraite de [C.] FOOT 2005]

1.2.2 Modèle de l'absorption saturée

On trouve dans la littérature plusieurs approches pour modéliser le phénomène d'absorption saturée. Une de ces approches se base sur la modélisation à deux niveaux à partir des équations des taux [A. Javan 1983]. Une deuxième approche est fondée sur le calcul de la matrice de densité (calcul perturbatif) du milieu absorbant en interaction avec le champ électrique de l'onde considérée comme une perturbation. [Hartman 1972, C. Bordé 1976].

Une description basée sur l'équation de taux approximée au 1^{er} ordre nous suffira pour comprendre les signaux qu'on obtient dans notre expérience.

On considère deux ondes contra-propageantes, à la même fréquences et d'amplitudes différentes

$$E = E_0 \cos(\omega t + \bar{k}\bar{r}) + E \cos(\omega t - \bar{k}\bar{r}). \quad 1-7$$

L'onde d'amplitude E est la plus intense et correspond au faisceau saturant. L'onde la moins intense d'amplitude E_0 (faisceau sonde) Interagit avec les particules de classes de vitesse :

$$\omega - \omega_0 \pm \bar{k}\bar{v} = 0. \quad 1-8$$

A la fréquence ω telle que $|\omega - \omega_0| \leq \Gamma_B$, le coefficient d'absorption linéaire subie par le faisceau sonde peut être déterminé dans le cas d'une faible puissance de saturation par la formule

$$\kappa(\omega) = \int \sigma(\bar{v}, \omega) n(\bar{v}) d\bar{v}. \quad 1-9$$

Le terme $\sigma(\bar{v}, \omega)$ représente la section efficace pour une particule de classe de vitesse \bar{v} en présence d'un champ de fréquence angulaire ω , tel que

$$\sigma(\bar{v}, \omega) = \sigma_0 \frac{\Gamma^2}{(\omega - \omega_0 - \bar{k}\bar{v})^2 + \Gamma^2} \quad 1-10$$

où σ_0 est la section efficace à la fréquence exacte de résonance.

Avec la saturation du milieu apparaît donc un trou (trou de Bennett ou effet de « hole burning ») dans la distribution de différence de population correspondant aux particules qui satisfont à la condition de résonance. Par conséquent, la distribution de différence de population s'écrit

$$n(v) = n_0(v) \left(\frac{G\Gamma^2}{(\Omega - kv)^2 + \Gamma^2} \right)^{-1}. \quad 1-11$$

Avec G le paramètre de saturation et $\Omega = \omega - \omega_0$.

En remplaçant les termes des équations (1-10) et (1-11) dans l'expression (1-9), il apparait après développement [Chebotayev 1975]

$$\kappa(\omega) = \kappa_0(\omega) \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+G}} \right) L \left(\frac{\omega - \omega_0}{\frac{\Delta\omega}{2}} \right) \right] \quad 1-12$$

où $L(x) = 1/(1+x^2)$ est la fonction lorentzienne de largeur FWHM $\Delta\omega = \Gamma(1 + \sqrt{1+G})$.

Cette formule donne l'expression du signal d'absorption saturée issue de l'équation des taux linéarisée. Cette approximation, suffisante dans notre cas où on travaille à faible puissance de saturation, ne rend plus correctement compte des signaux obtenus en forte saturation où des approches plus élaborées doivent être mises en oeuvre [Hartman 1972].

1.3 Caractérisation de la stabilité d'un oscillateur par la variance d'Allan

La variance d'Allan est un outil mathématique utilisé pour estimer la stabilité en fréquence d'un oscillateur ainsi que pour identifier le type de bruit que présente l'oscillateur.

D'un point vue expérimental le calcul de la variance d'Allan d'un laser est obtenu à partir du battement avec une source laser plus stable (une référence de fréquence) dont l'acquisition peut être faite grâce à un compteur de fréquences.

On modélise le signal de sortie d'un oscillateur par [Rutman 1991] :

$$V(t) = [V_0 + \varepsilon(t)] \sin[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)]. \quad 1-13$$

où V_0 est l'amplitude du signal et ν_0 sa fréquence. $\varphi(t)$ est le bruit de phase du signal et $\varepsilon(t)$ représente son bruit d'amplitude. Dans la suite, nous négligerons ce dernier. La fréquence instantanée correspond à la dérivée de la phase totale :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} [2\pi\nu_0 t + \varphi(t)] = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad 1-14$$

À partir de cette fréquence instantanée nous pouvons définir son écart instantané par rapport à la fréquence de référence ν_0 et son écart normé instantané, respectivement :

$$\Delta\nu(t) = \nu(t) - \nu_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad 1-15$$

$$y(t) = \frac{\nu(t) - \nu_0}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad 1-16$$

1.3.1 La variance classique

La variable $y(t)$ peut être caractérisée par sa moyenne \bar{y} et une mesure de la dispersion de ses échantillons y_i , c'est à dire la variance σ_y^2 (ou l'écart-type σ_y). Les échantillons y_i sont définis par la moyenne de $y(t)$ sur un temps τ :

$$y_i = \frac{1}{\tau} \int_{t_i}^{t_i+\tau} y(u) du, \quad 1-17$$

qu'on peut encore écrire en fonction de la différence des phases aux instants t_i et $t_i + \tau$:

$$y_i = \frac{\varphi(t_i + \tau) - \varphi(t_i)}{2\pi\nu_0}. \quad 1-18$$

Leur moyenne donne \bar{y} :

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad 1-19$$

et leur variance « classique » σ_y^2 est donnée par:

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2. \quad 1-20$$

1.3.2 La variance d'Allan

La variance classique ne permet pas de caractériser des oscillateurs en présence de bruit de type scintillation de fréquence ou marche aléatoire, car dans ces cas, elle diverge avec le nombre d'échantillon N et le temps de mesure τ . David W. Allan a introduit dans [Allan 1966] la variance entre deux échantillons y_i qui converge pour tous les types de bruit, appelée variance d'Allan :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} (y_{i+1} - y_i)^2, \quad 1-21$$

où y_i est le $i^{\text{ème}}$ échantillon obtenu par moyennage sur le temps τ . La période d'analyse ne pourra pas être supérieure à la moitié de la durée totale de la mesure car il faut au moins deux échantillons. La variance d'Allan estime la stabilité d'un oscillateur à différents pas de temps à partir de mesures d'erreurs de fréquences.

La densité spectrale de puissance de bruit de fréquence d'un oscillateur $S_y(f)$ est bien modélisée par la superposition de cinq types de bruit indépendants, chacun correspondant à une loi de puissance différente (tableau 1.1) :

$$S_y(f) = \sum_{n=-2}^2 h_n f^n. \quad 1-22$$

Nom du bruit	$S_y(f)$	Pente de la variance d'Allan
Marche aléatoire de fréquence (Random Walk frequency)	$h_{-2}f^{-2}$	+1
Bruit de scintillation de fréquence (Flicker frequency noise)	$h_{-1}f^{-1}$	0
Bruit blanc de fréquence (White frequency noise)	h_0	-1
Bruit de scintillation de phase (Flicker phase noise)	h_1f	-2
Bruit blanc de phase (White phase noise)	h_2f^2	-2

Tableau 1.1 : Les différents types du bruit fréquemment rencontrés.

La variance d'Allan présente l'avantage de converger quand M est grand pour les cinq types de bruit cités ci-dessus. De plus, chaque type de bruit est caractérisé par une pente donnée de la variance d'Allan.

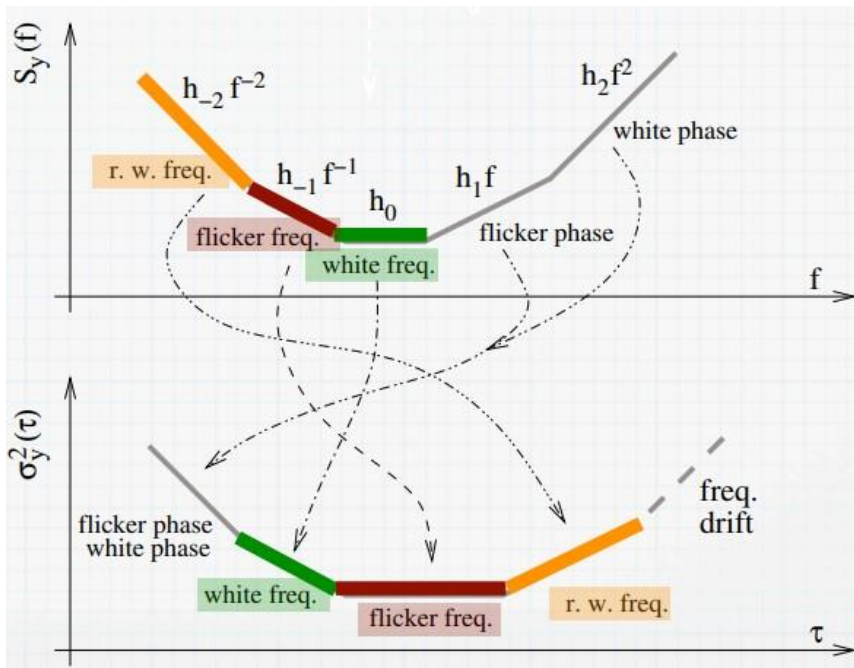


Figure 1.3 Variance d'Allan pour les différents types de bruits [Rubiola 2011]

2. Développement expérimental du dispositif de stabilisation

Ce chapitre décrit le travail expérimental de développement du dispositif de stabilisation du laser sur la transition moléculaire d'acétylène détectée en régime d'absorption saturée. On commence par introduire les différents éléments constituant le dispositif. Dans la seconde partie de ce chapitre une caractérisation du signal d'absorption saturée est faite. Afin d'améliorer le rapport signal à bruit, on optimisera la pente du signal en agissant sur les paramètres dont dépend la forme de raie détectée. Enfin une description détaillée est faite des différentes étapes de développement du dispositif d'asservissement. On commencera par la stabilisation en fréquence puis on indiquera les différentes améliorations apportées au dispositif (stabilisation de l'intensité des faisceaux, double asservissement via la température du laser).

2.1 Description du dispositif expérimental

2.1.1 Caractérisation de la source utilisée

La source utilisée est un laser à semi-conducteur mono fréquence à cavité externe (ECL) conçu par RIO (Redfern Integrated Optics). Il présente de hautes performances en termes de niveau de bruit de phase et de RIN. La source laser, qui dans la suite sera nommée « diode RIO » est centrée en 1542.384 nm. Sa pureté spectrale (inférieure à 10 kHz) en fait un bon candidat pour ce projet. Les caractéristiques données par le constructeur sont présentées dans le tableau (2-1).

Paramètre	Valeur	Unité
Température opérationnelle (Tset)	22.4	C
Courant opérationnel (Ibias)	111	mA
Courant Max	135	mA
Puissance de sortie pour Tset et Ibias	11.8	mW
Courant de seuil	6.9	mA
Longueur d'onde pour Tset/Ibias	1542.384	nm
Offset en longueur d'onde	0	pm
Largeur spectrale (Lorentienne FWHM)	6.75	kHz

Tableau 2-1 Caractéristiques de la diode RIO (d'après les données constructeur)

Les spectres de bruit de phase et de bruit d'intensité relatif (RIN) du laser, fournis par le constructeur sont donnés en figure (2.1).

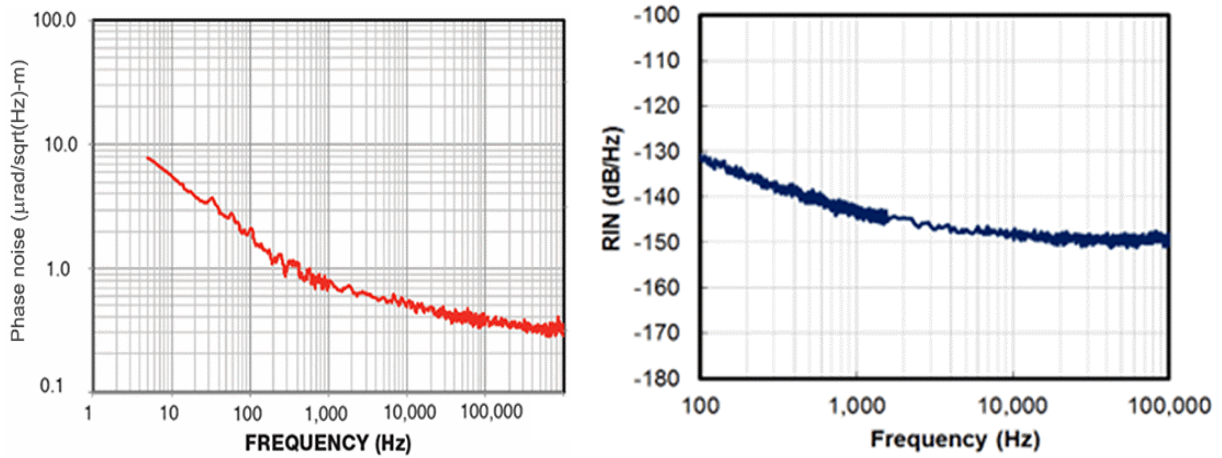


Figure 2.1 (a) : Spectre du bruit de phase ; (b) : Spectre du bruit d'intensité. Données fournies par le constructeur.

Le laser est conditionné dans un boîtier type butterfly dans lequel se trouve un module Peltier et une thermistance. L'électronique de régulation et d'alimentation est développée au laboratoire. La thermistance est insérée dans un pont de Wheastone pour générer un signal d'erreur appliquée à l'entrée d'un correcteur qui assure l'équilibre du pont. Une résistance variable (roue codeuse) permet de modifier la température de fonctionnement du laser.

Nous avons caractérisé la puissance optique de la sortie du laser en fonction de sa température. L'équation de Steinhart-Hart permet de déduire la température en fonction de la résistance et des paramètres a , b , c de la thermistance fournies par le fabricant :

$$\frac{1}{T} = a + b \text{Log}(R) + c \text{Log}(R)^3. \quad 2-1$$

La figure (2.2) montre la caractérisation expérimentale de l'évolution de la puissance optique du laser en fonction de sa température de fonctionnement.

Pour une valeur de courant de 110 mA la courbe exhibe une évolution logarithmique de la puissance du laser avec sa température. A partir de 32 °C on observe une hystérésis. On choisit le point de fonctionnement sur lequel opère le laser à proximité de la fréquence de résonance de la transition P(16) du C₂H₂ de sorte à s'écarter du point de basculement afin de ne pas interrompre l'asservissement du laser sur la transition moléculaire.

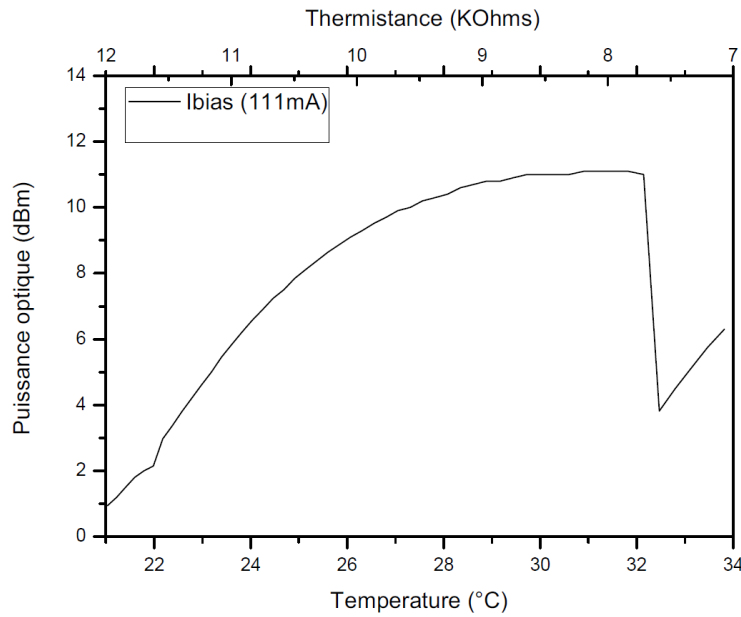


Figure 2.2 Courbe caractéristique du laser : puissance optique en fonction de la température

2.1.2 Caractérisation métrologique de la stabilité en fréquence

La stabilité en fréquence de la diode RIO est mesurée en comparant sa fréquence avec celle d'une référence métrologique envoyée par fibre optique au LPL par le LNE-SYRTE de l'Observatoire de Paris (Lien optique ultra-stable REFIMEVE+). Elle constitue notre référence métrologique de fréquence avec une stabilité meilleure que 1.10^{-15} jusqu'à 10^{+5} s. Ses caractéristiques métrologiques seront décrites plus en détail dans la section 2.1.4.

La mesure de stabilité de notre source laser se fait par mesure hétérodyne de la fréquence du battement avec la référence du SYRTE à 1542,14nm. Les deux lasers étant éloignés de 30 GHz, nous modulons en amplitude les deux lasers à 15 GHz au travers d'un unique modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder. Nous obtenons ainsi un battement en basses fréquences résultant de la différence entre la fréquence des bandes latérales des deux lasers schématisé en figure (2.3).

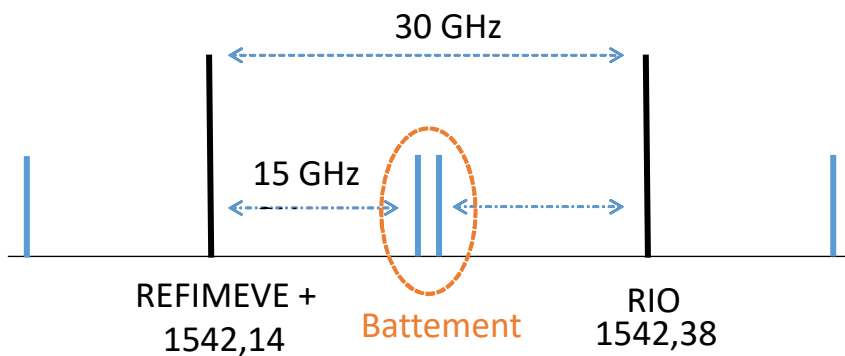


Figure 2.3 Battement entre les bandes latérales de modulation des deux porteuses espacées de 30 GHz

Le dispositif expérimental permettant la mesure du battement hétérodyne entre le laser à caractériser et la référence de fréquence est représenté en figure (2.4).

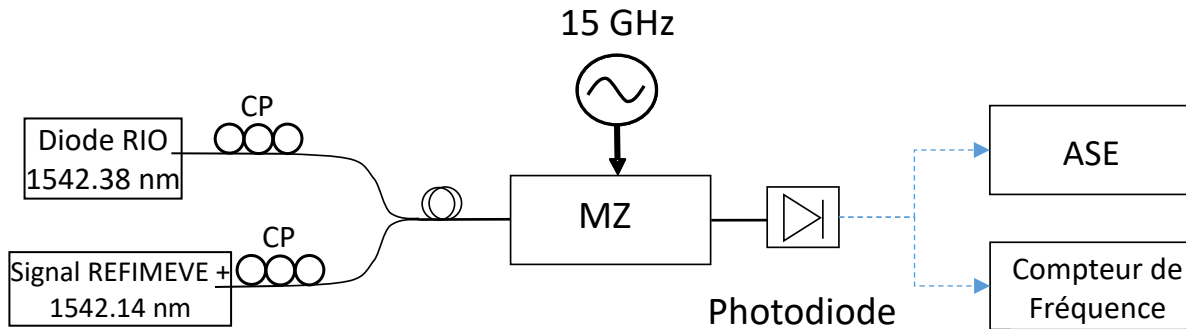


Figure 2.4 Schéma du dispositif expérimental de mesure de stabilité en fréquence. CP : Contrôleur de polarisation ; MZ : Modulateur Mach-Zehnder ; ASE : Analyseur de Spectre électrique

Le modulateur Mach-Zehnder présente des pertes d'insertion de 6 dB. Une tension de 3 V est appliquée afin de maximiser la puissance sur les bandes latérales. Le signal RF modulant est généré par un synthétiseur Rohdes & Schwartz 22 GHz. La puissance de la porteuse RF est de 27 dBm. Le signal en sortie de la Photodiode est divisé en deux par un coupleur RF. Une partie est envoyée sur un analyseur de spectre électrique, l'autre partie est filtrée autour de 60 MHz avec un filtre passe bande et envoyée sur un compteur de fréquence (Agilent 53132A- 225 MHz). Le compteur permet un échantillonnage du décompte des demi-cycles de passages par zéro du signal d'entrée.

Le résultat de la mesure de stabilité du laser libre est donné par la figure.(2.5) et est exprimé par l'écart type d'Allan en valeurs relatives.

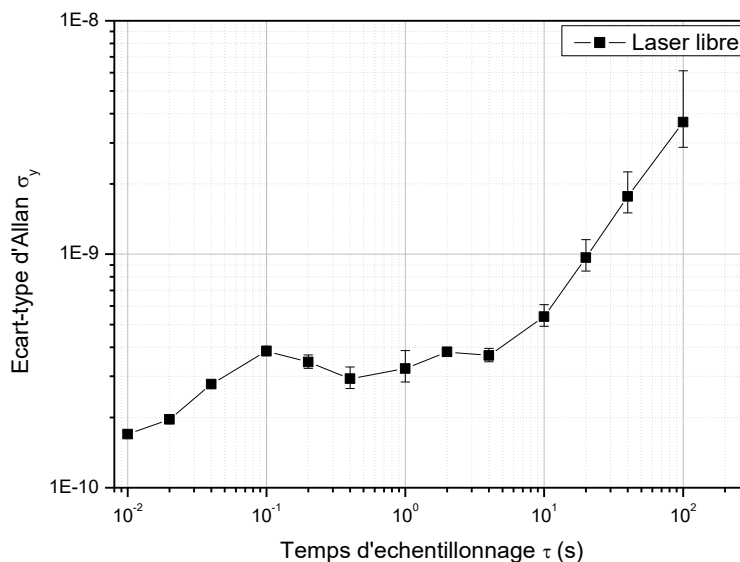


Figure 2.5 Ecart-type d'Allan de la stabilité en fréquence du laser libre.

A court terme (pour des temps inférieurs à la seconde), la courbe décrit un plateau correspondant à un bruit de flicker (ou bruit de scintillement). Ce bruit d'origine électronique est lié à l'alimentation du laser. A partir de 4 s la courbe évolue en τ^{-1} , la fréquence du laser libre dérive linéairement en raison des fluctuations thermiques au sein du laser. L'asymptote de cette courbe permet de déterminer la dérive en fréquence du laser libre en fonction du temps, qui est ici de 28 kHz/s.

2.1.3 Description du banc optique

2.1.3.1 Première version du dispositif

Le dispositif expérimental de stabilisation en fréquence de la diode RIO sur le signal d'absorption saturée détecté dans la cellule d'acétylène est représenté dans la figure (2.6). La partie fibrée du montage est représentée en traits continus noirs. La partie en espace libre est encadrée en traits discontinus gras. Les liaisons électriques sont représentées en traits discontinus fins.

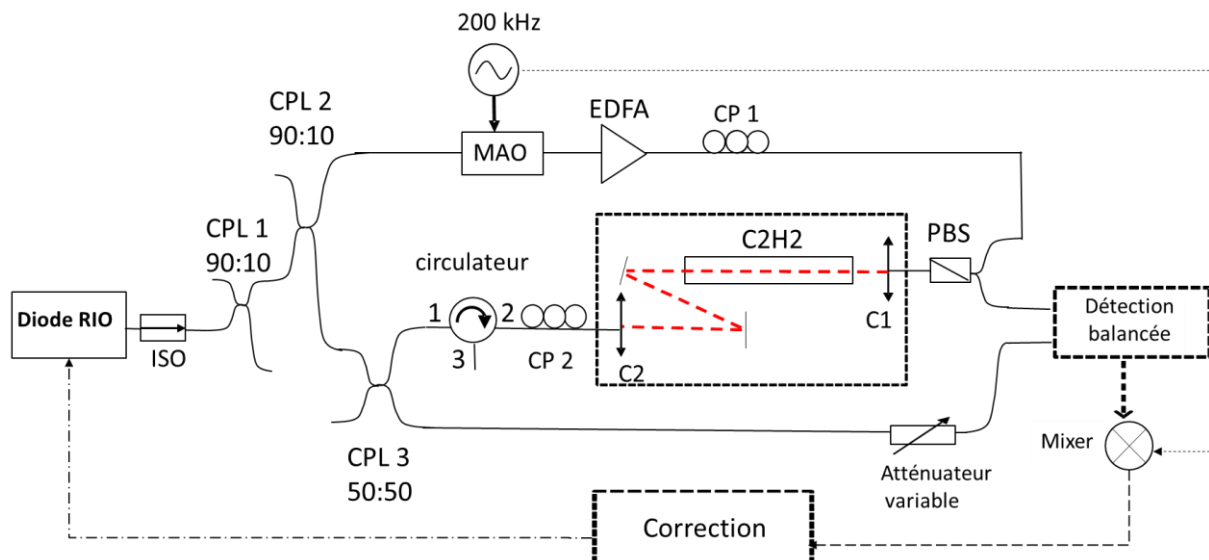


Figure 2.6 Dispositif expérimental d'asservissement du laser sur le signal d'absorption saturée de C2H2.

MAO : Modulateur acousto-optique ; EDFA : Amplificateur optique à fibre dopée Erbium ; CP : Contrôleur de polarisation ; PBS : Cube séparateur de polarisation fibré ; ISO : isolateur optique ; C1 et C2 : collimateurs.

La vapeur d'acétylène est contenue dans une cellule métrologique sous une pression de 2,5 Pa. Elle mesure 30 cm de longueur et 2,5 cm de diamètre, les fenêtres sont traitées antireflets sur les deux faces. La cellule est traversée par deux faisceaux contra-propageants générés par la diode RIO. La puissance de sortie du laser est de 12 mW. Un premier coupleur fibré (CPL1) en sortie du laser permet de prélever 10% du faisceau afin de caractériser la stabilité du laser. Les deux faisceaux sont séparés par un 2^{ème} coupleur 90/10 (CPL2) permet de constituer un faisceau sonde et un faisceau saturant.

Le faisceau saturant est décalé en fréquence de 80 MHz avec un modulateur acousto-optique (MAO) et est modulé en fréquence à 200 kHz avec un indice de modulation $\beta = 2$ afin de réaliser

un transfert de modulation vers le faisceau sonde [J.H. Shirley 1982]. Ce faisceau est amplifié de 20 dB par un amplificateur optique à fibre dopée Erbium (EDFA) d'une puissance de sortie maximale de + 18dBm. La puissance optique du faisceau saturant qui arrive sur la cellule est de 40 mW. Un filtre optique d'une largeur de 100 GHz est placé en sortie de l'EDFA afin de limiter le bruit d'émission spontanée de l'amplificateur. Deux contrôleurs de polarisation sont placés de part et d'autre de la cellule ; ceux-ci sont réglés de sorte à obtenir le maximum de puissance en sortie du cube séparateur de polarisation (PBS), ce qui garantit un état de polarisations croisées des faisceaux sonde et saturant dans la cellule. Le couplage dans la cellule est assuré par les collimateurs fibrés (Schäfter+Kirchhoff).

Une vis de réglage permet de régler la distance de focalisation ; celle-ci est choisie de sorte à obtenir le taux de couplage le plus élevé en sortie du 2ème collimateur. On obtient ainsi un taux de couplage supérieur à 70%. Le circulateur placé après le 2ème collimateur permet d'extraire le faisceau pompe (voie 2 vers 3). On utilisera cette sortie par la suite pour suivre l'évolution dans le temps de la puissance du faisceau saturant.

Un troisième coupleur (CPL 3) divise en deux la puissance du faisceau de sorte à constituer un faisceau sonde et un faisceau de référence pour réaliser une détection équilibrée. Le faisceau sonde traverse le circulateur (voie 1 vers 2) puis est couplé dans la cellule par le collimateur. La puissance optique qui arrive sur la cellule est de 4 mW. Le faisceau en sortie de la cellule est récupéré sur la 2ème voie du PBS. Le faisceau sonde est envoyé sur une des deux entrées de la photodiode équilibrée. Un atténuateur optique variable placée sur la 2^{ème} entrée de la photodiode permet d'ajuster la puissance du faisceau de référence. Cette méthode de détection présente l'avantage de réduire les fluctuations du niveau continu et d'annuler le bruit corrélé sur les faisceaux.

La partie électronique de ce montage a été développée par le service d'électronique du laboratoire. La démodulation du signal à 200 kHz est assurée par un mélangeur de fréquence (AD630KN) suivi d'un filtre passe bas de 4^{ème} ordre de fréquence de coupure de 50 kHz. Le signal démodulé est envoyé sur un correcteur proportionnel intégral (PI) qui génère le signal de correction. La rétroaction est faite sur l'entrée courant du laser.

2.1.3.2 Limitations rencontrées liées aux composants fibrés

En raison des réflexions parasites sur les composants fibrés et sur les connecteurs, des effets étalons apparaissent dans le montage qui conduisent à l'apparition de franges d'interférences sur les signaux détectés.

La figure (2.7) illustre la présence d'interférences sur le signal démodulé. L'amplitude des interférences est de 20 mV et représente 5 % de l'amplitude du signal d'absorption saturée. Lorsque la fréquence du laser est verrouillée sur la transition, le « défilement » de ces interférences entraîne l'oscillation de la fréquence du passage par zéro du signal et par conséquent limite fortement la stabilité en fréquence du laser asservi.

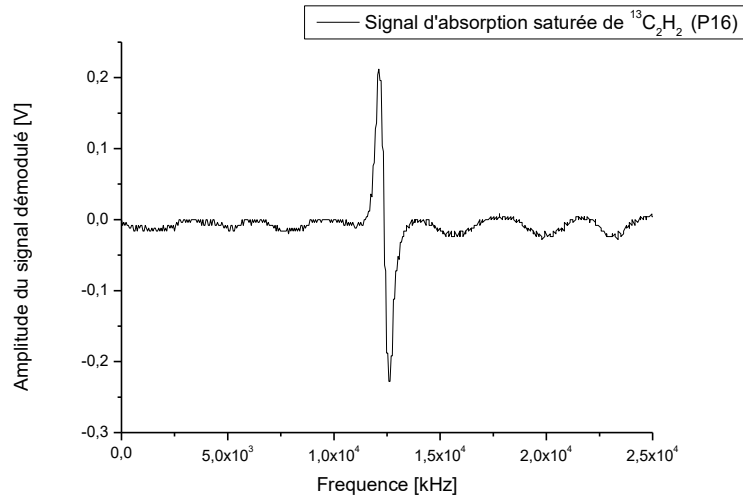


Figure 2.7 Signal démodulé de la raie d'absorption saturée détecté sur fond d'interférences.

On identifie essentiellement deux cavités étalons à deux endroits différents du dispositif. La première est en espace libre, formée par les réflexions entre les collimateurs. Nous avons remédié à cela en croisant les polarisations entre le faisceau sonde et le faisceau saturant en insérant un cube séparateur de polarisation avant le premier collimateur.

La seconde cavité étalon prend naissance entre le collimateur 1 et le PBS. Une fraction du faisceau saturant est réfléchi à l'entrée du collimateur et se superpose au faisceau sonde. L'utilisation d'un PBS garantit une séparation efficace des faisceaux sonde et saturant. Néanmoins on mesure sur la photodiode un résiduel du faisceau saturant de - 45 dBm. Ceci peut être lié au fait que les réflexions changent la polarisation des faisceaux et que les fibres à maintien de polarisation en sortie du PBS présentent de la PER (Polarisation Extinction Ratio) au niveau de 25 dB .

Les franges qui se superposent au signal d'erreur de la figure (2.7) proviennent nécessairement d'un résiduel du faisceau saturant, le seul à être modulé dans notre montage de transfert de modulation. Or, on observe qu'en absence du faisceau sonde les franges d'interférence détectées (figure (2.7)) disparaissent en même temps que la résonance. L'analyse du dispositif montre que ce comportement résulte de l'amplification par battement homodyne sur la photodiode du résiduel du faisceau saturant avec le faisceau sonde.

Bien que les deux faisceaux soient décalés de 80 MHz les franges d'interférence démodulées à 200 kHz résultent de deux effets :

- (1) Une fraction de l'ordre 0 de diffraction est présente en sortie du modulateur acousto-optique. En effet, en absence de porteuse RF, on mesure une puissance optique de l'ordre de -50 dBm pour une puissance d'entrée de 1 dBm qui correspond à la détection de l'ordre 0 de diffraction à la sortie du MAO. Dans les modulateurs fibrés la fibre de sortie est placée à proximité de l'élément actif ce qui entraîne une diaphonie importante entre les ordres de diffraction 0 et l'ordre 1. Le MAO étant placé en amont de l'EDFA, l'ordre 0 (à ν_0) sera amplifié et interférera avec le faisceau sonde (ν_0).

- (2) Bien que l'ordre 0 ne peut être modulé en fréquence, il est certainement modulé en amplitude à 200 kHz. En effet, on observe une modulation d'amplitude résiduelle (RAM) sur le faisceau d'ordre 1 à la fréquence de 200 kHz (taux de modulation de l'ordre de 10^{-3}) générée par le modulateur acousto-optique [du Burck 2004]. Par conservation d'énergie le faisceau d'ordre 0 porte aussi une modulation d'amplitude à la même fréquence.

2.1.3.3 Deuxième version du dispositif : faisceau sonde décalé en fréquence

L'origine des interférences détectée étant due à l'interaction du faisceau sonde avec l'ordre 0 de diffraction porté par le faisceau saturant en sortie du MAO, on introduit un deuxième MAO pour décaler la fréquence du faisceau sonde. On transpose ainsi le battement hétérodyne entre les deux faisceaux à une fréquence égale à la différence entre les porteuses des 2 MAO. La nouvelle configuration du dispositif expérimental est en figure (2.28).

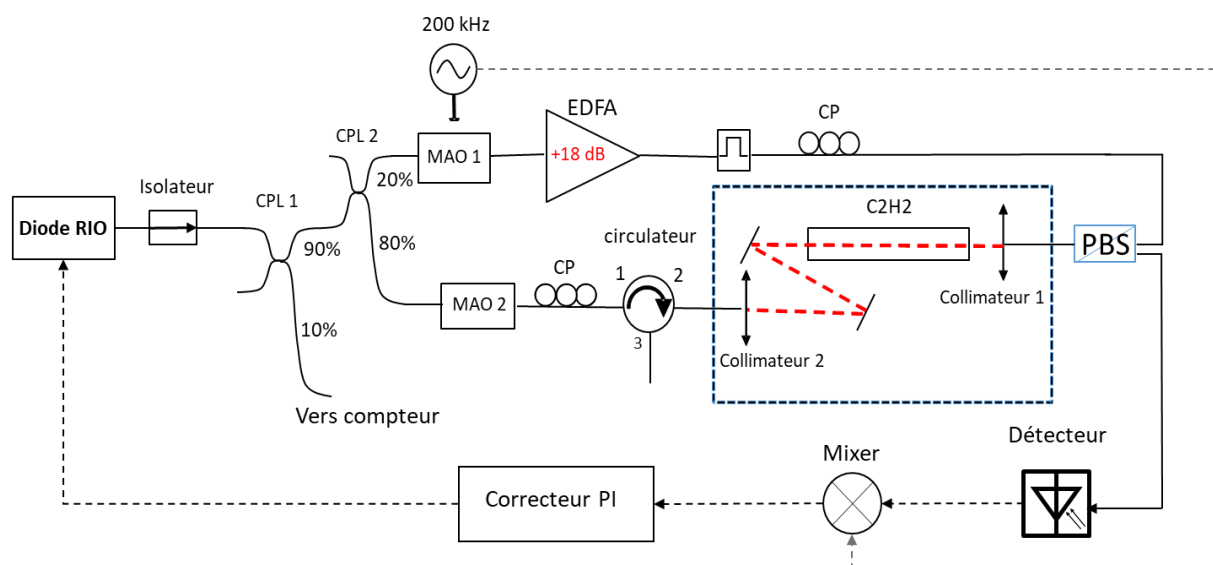


Figure 2.8 Deuxième version du dispositif expérimental d'asservissement du laser sur le signal d'absorption saturée de C2H2.

Le deuxième MAO introduit un décalage de la fréquence du laser de 25 MHz. Il en résulte un décalage du centre de la résonance de 55 MHz. La détection équilibrée est remplacée par une photodiode coupant la composante continue. Le coupleur CPL3 servant à prélever une partie du faisceau sonde est alors retiré du montage afin de compenser les pertes d'insertion du 2ème MAO (- 2.5 dBm).

En conclusion, le décalage de la fréquence du faisceau sonde permet de ne pas détecter les interférences. Celles-ci restent néanmoins présentes et on verra par la suite qu'elles représentent la limite ultime du dispositif.

2.1.4 Evaluation du diamètre du faisceau sonde

Dans une expérience de spectroscopie, la connaissance du diamètre du faisceau permet la détermination de la densité de puissance ou puissance surfacique ou puissance par unité de surface ainsi que comme on le verra plus loin l'estimation des limitations par les effets fondamentaux propres à la spectroscopie de saturation telles que l'élargissement par temps

de transit [Bordé 1976] ou encore les effets de courbure du front d'onde [Chardonnet 1989].

La puissance du faisceau gaussien est de la forme

$$P = K e^{-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}} \quad 2-2$$

Pour déterminer le diamètre du faisceau, on utilise la méthode de la « lame de couteau » qui consiste à mesurer la puissance du faisceau partiellement occulté en fonction de position X de la lame :

$$\begin{aligned} P(X) &= \int_X^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy K e^{-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}} \\ &= K \int_X^{+\infty} e^{-2 \frac{x^2}{w^2}} dx \times \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2 \frac{y^2}{w^2}} dy \end{aligned} \quad 2-3$$

où X est la position de la lame suivant une direction orthogonale au faisceau.

On a $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$. Comme $\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-t^2} dt = \sqrt{\pi}$, alors $\operatorname{erf}(-\infty) = -1$ et $\operatorname{erf}(+\infty) = 1$

On pose,

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{+\infty} e^{-t^2} dt - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} e^{-t^2} dt \quad 2-4$$

Ce trouve alors, $\operatorname{erfc}(-\infty) = 2$, $\operatorname{erfc}(+\infty) = 0$.

On a donc :

$$P(X) = \frac{\pi}{4} K \operatorname{erfc}\left(\sqrt{2} \frac{X}{w}\right) \frac{w}{\sqrt{2}} \times \operatorname{erfc}(-\infty) \frac{w}{\sqrt{2}} = \frac{\pi}{4} K w^2 \operatorname{erfc}\left(\sqrt{2} \frac{X}{w}\right) \quad 2-5$$

En $X = -\infty$, on a

$$P(-\infty) = P_0 = \frac{\pi}{2} K w^2 \quad 2-6$$

$$\text{d'où } K = \frac{2P_0}{\pi w^2} \text{ et } P(X) = \frac{P_0}{2} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{2} \frac{X}{w}\right).$$

On peut ainsi calculer la valeur de X pour $-w$ et $+w$

$$\text{Pour } X = -w, P(-w) = \frac{P_0}{2} \operatorname{erfc}(-\sqrt{2}) = 0,977 P_0.$$

Pour $X = w$, $P(w) = \frac{P_0}{2} \operatorname{erfc}(\sqrt{2}) = 0,023 P_0$.

D'après les mesures : $P_0 = 12 \text{ mW}$, d'où $0,023 P_0 = 0,276 \text{ mW}$ et $0,977 P_0 = 11,724 \text{ mW}$ qui correspondent à $X = 0,418 \text{ mm}$ et $X = -0,475 \text{ mm}$.

Le rayon du faisceau vaut donc $w = 0,446 \text{ mm}$.

2.1.5 La référence de fréquence métrologique de l'observatoire de Paris

L'évaluation de la stabilité d'un oscillateur se fait par comparaison avec un oscillateur plus stable. Nous décrivons ici les caractéristiques du signal REFIMEVE+ que nous utilisons comme signal de référence pour caractériser la stabilité en fréquence de nos lasers. Le signal de référence métrologique est transféré au LPL au moyen d'une fibre optique de 43 km depuis le LNE SYRTE (Laboratoire National de Métrologie et d'Essais - Système de Références Temps-Espace) situé à l'observatoire de Paris [H.Jiang 2010].

La référence utilisée est un laser ultra bas bruit à 1542,14 nm verrouillé sur une cavité ultra stable « CUS » réalisée et assemblée par SODERN Space Company. Il s'agit d'un cylindre en verre à ultra faible coefficient de dilatation thermique (ULE) de 10 cm de long usiné et optimisé de sorte à réduire au maximum la sensibilité à la température et aux vibrations. La stabilité relative de la CUS est de 1.10^{-15} à 0.1s et atteint $5-6.10^{-16}$ à 1s [B. Argence2012]. La cavité est elle-même référencée sur un étalon de fréquence primaire, il s'agit d'une horloge de ^{133}Cs .

La propagation du signal optique le long de la fibre reliant les deux laboratoires induit une dégradation de la stabilité en raison du bruit de phase dans la fibre, lié aux perturbation acoustiques, mécaniques et thermiques. Ce bruit est mesuré à l'arrivée et compensé par un dispositif entièrement fibré décrit en figure.(2.9.a) extraite de [H.Jiang 2010].

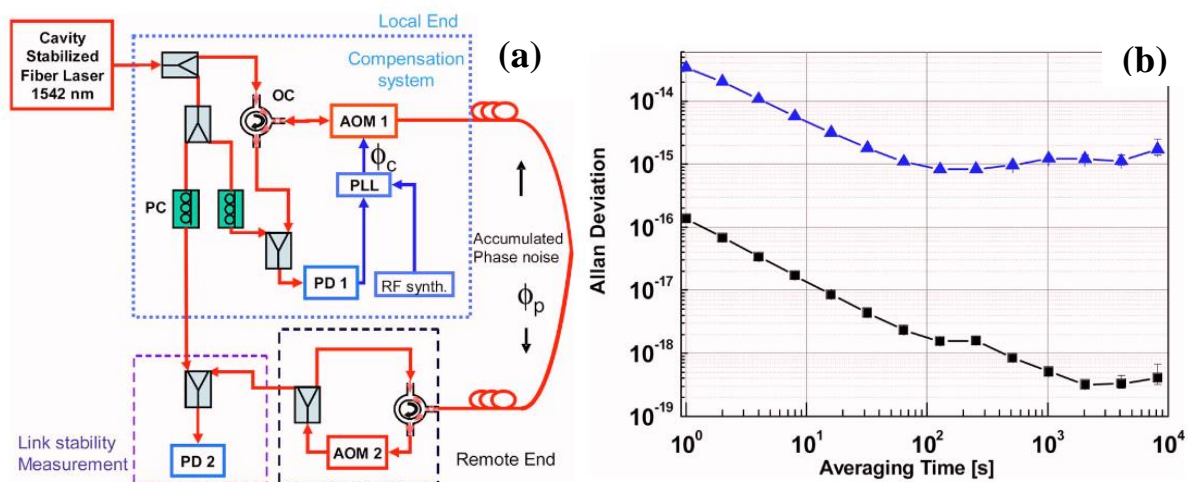


Figure 2.9 : compensation du bruit de propagation du lien optique du signal REFIMEVE+.

(a) : Dispositif de compensation de bruit de phase du lien à l'arrivée ;(b) : Stabilité en fréquence du lien optique de 86 km libre (triangle) et lien compensé en bruit de phase (carré). Figures extraites de [H.Jiang 2010]

Le laser ultrastable est divisé en deux parties par un coupleur fibré. Un bras fournit le signal de référence pour la mesure de la stabilité et la compensation du bruit de phase tandis que l'autre bras est relié au lien par un circulateur optique suivi d'un modulateur acousto-optique AOM1 (décalage de fréquence $f_1 = 140$ MHz). Pour compenser le bruit de phase accumulé le long de la fibre ϕ_p , une partie du signal à l'extrémité distante est ramenée à la liaison par un circulateur optique après un décalage de fréquence par le modulateur acousto-optique AOM2 ($f_2 = 70$ MHz). Ce signal de retour, qui traverse deux fois la liaison et subit un bruit de phase $2\phi_p$ est mélangé à l'extrémité locale avec le signal de référence sur la photodiode. Le battement à la fréquence $2f_1 + f_2$ est verrouillé en phase sur un synthétiseur RF stable utilisant l'AOM1 piloté par un oscillateur commandé en tension. La boucle à verrouillage de phase applique la correction $\phi_c = -\phi_p$ à la fréquence f_1 du modulateur acousto-optique AOM1, donc à la phase du signal optique, et par conséquent annule activement le bruit de phase induit par la fibre à l'extrémité distante de la liaison par fibre. Pour élargir la bande de correction de la boucle d'asservissement et donc améliorer sa robustesse, un diviseur de fréquence numérique par 40 a été utilisé juste avant le détecteur de phase. L'instabilité de la fréquence optique de la liaison est définie comme étant la différence entre les fréquences optiques des extrémités locale et distante. Elle est mesurée par le battement à la fréquence $f_1 + f_2$ fournie par le mélange des signaux optiques de déclenchement unique et de référence sur la photodiode PD2.

La figure 2.9 (b) représente la stabilité du lien exprimée par la variance d'Allan en présence du bruit de phase de propagation et dans le cas où celui-ci est corrigé par la compensation active. Quand le bruit de phase est compensé la stabilité de la référence vaut quelques $10^{-16} \times \tau^{-1/2}$ pour des temps d'intégration supérieurs à la seconde et atteint quelques 10^{-19} à 10,000 s.

2.2 Caractérisation des signaux détectés

2.2.1 Forme de raie du signal détecté

La forme de raie du signal démodulé d'absorption saturée est décrite par l'expression qui découle d'un calcul perturbatif de la matrice de densité (calcul au 4^{ème} ordre) pour une composante du doublet de recul [Wallerand 1997, Bordé 1976] :

$$S(\Delta) = \Re e \sum_p \sum_q [J_p(\beta) J_q(\beta) e^{i(p-q)\omega_1 t} \frac{1}{2\gamma_{ba} - i[2\Delta + (2q - p)\omega_1]} \frac{1}{\gamma_a - i(p - q)\omega_1}] \quad 2-7$$

La forme de raie inhomogène quant à elle s'écrit comme suit :

$$H(\Delta) = \Re e \left(\frac{1}{\gamma_{ba} - i2\Delta} \frac{1}{\gamma_a} \right). \quad 2-8$$

où β est la profondeur de modulation, Δ l'écart de fréquence entre la fréquence du laser ω_1 et celle de la transition ω_{ab} , γ_a le taux de relaxation du niveau et γ_{ba} taux de relaxation du dipôle.

La forme de raie tracée à partir de l'équation (2-7) est illustrée dans la figure (2.10)

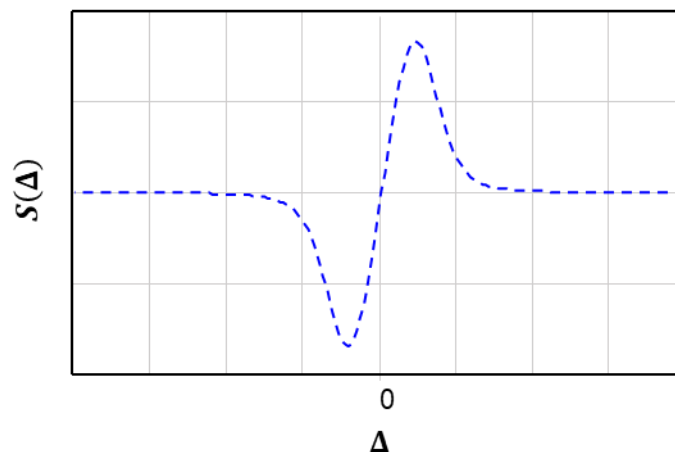


Figure 2.10 Forme de raie calculée du signal d'absorption saturée

2.2.2 Détection du signal d'absorption saturée

Une rampe de balayage de 100 mV est appliquée à l'entrée modulation du laser afin de scanner la raie d'absorption saturée. L'excursion en fréquence induite est d'environ 8 MHz. La fréquence du laser est ajustée via le réglage du courant, ce qui permet de détecter le trou dans la transition du niveau supérieur créé par le faisceau saturant. La figure (2.11.a) montre le signal en sortie de la photodiode observée à l'oscilloscope après suppression du niveau continu. À 1542.384 nm, le fond d'absorption linéaire est marqué par deux « trous » sur le fond d'absorption linéaire correspondant à la détection de l'absorption saturée sur un front montant et descendant du balayage appliqué au laser. Le contraste lié à l'absorption linéaire est de 2% de l'amplitude totale détectée sur la photodiode. Par ailleurs Le contraste de l'absorption saturée représente 2% du fond Doppler (contraste de l'absorption saturée $4e^{-4}$)

Le signal démodulé est représenté dans la figure (2.11.b).

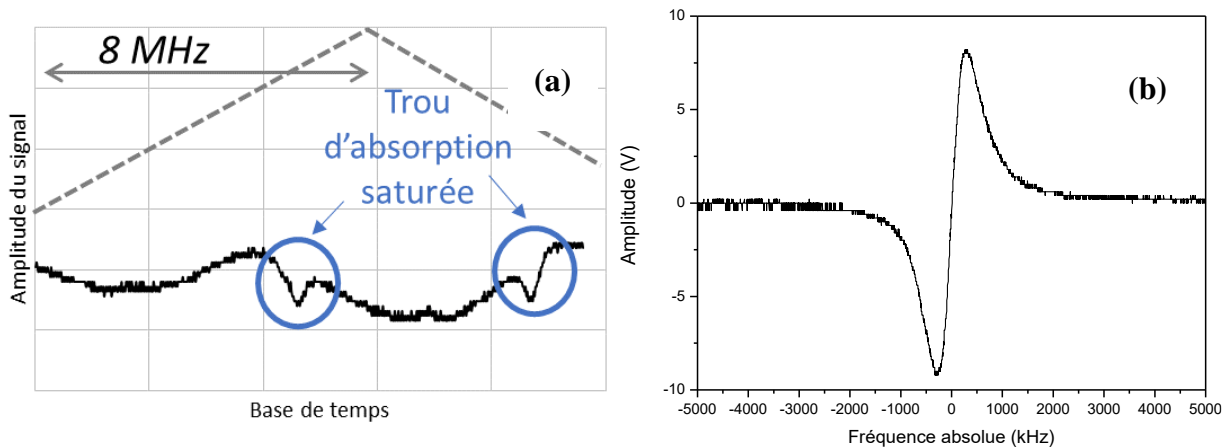


Figure 2.11 : Détection du signal d'absorption saturée

(a) : Détection de l'absorption saturée sur le fond Doppler (absorption linéaire) ;(b) : Signal démodulé d'absorption saturée de la raie P(16) de C_2H_2

La forme dispersive du signal est obtenue lorsque la phase du signal de détection est réglée à 90° par rapport au signal de référence (oscillateur local). La largeur pic-à-pic du signal d'absorption saturée vaut 635 ± 20 kHz. L'amplitude du signal vaut $18 V_{pp}$. Le rapport signal à bruit est évalué à 50 dB dans une bande de 25 Hz.

Notons que la fréquence de la transition P(16) ($\nu_1 + \nu_3$) d'acétylène $^{13}C_2H_2$ est connue avec une grande exactitude. Elle est référencée avec une incertitude relative de $2.6 \cdot 10^{-11}$ par le BIPM (bureau international des poids et mesures) [BIPM 2005]. Ainsi la fréquence de la transition P(16) est donnée pour $f = 194\,369\,569\,384. \pm 10$ kHz.

On s'intéresse dans la suite à l'optimisation du rapport signal à bruit afin d'améliorer les performances d'asservissement du laser sur le signal démodulé de la transition.

2.2.3 Optimisation de la pente du signal démodulé

L'asservissement de la fréquence du laser sur la transition moléculaire de C_2H_2 impose la détection du signal d'absorption saturée avec un bon rapport signal sur bruit, sous peine d'intégrer le bruit de la détection dans la boucle d'asservissement. Par conséquent, le niveau de stabilité de fréquence que peut atteindre un laser asservi sur une transition moléculaire est déterminé par la largeur de la raie détectée ainsi que de par son rapport signal à bruit [C. Ishibashi 2002].

$$\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{\nu_l \cdot (S/N)} \quad 2-9$$

où $\Delta\nu$ est la largeur de la raie et (S/N) le rapport signal à bruit et ν_l la fréquence du laser.

A partir de l'équation (2-7) on trace la forme de raie en faisant varier la fréquence de modulation pour différentes profondeurs de modulation. La pente du signal est obtenue en faisant le rapport de l'amplitude crête-à-crête du signal sur sa largeur. Le résultat est illustré dans la figure (2.12.a).

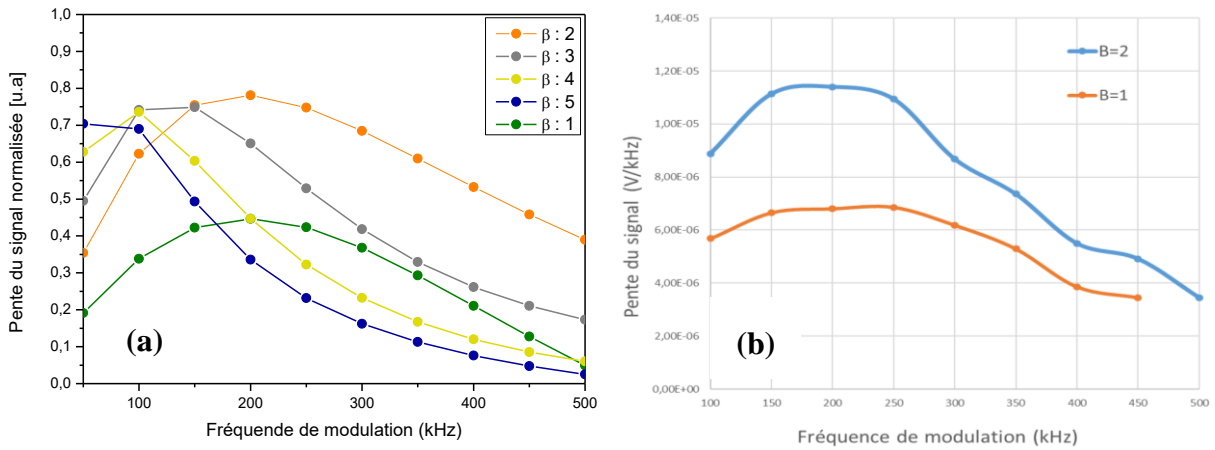


Figure 2.12 : Optimisation de la pente du signal d'erreur.

(a) Pente du signal calculée en fonction de la fréquence de modulation ; (b) données expérimentales.

Lorsque l'indice de modulation vaut 1, la valeur maximale de la pente est obtenue à une fréquence de modulation de 200 kHz. Ce point de fonctionnement était choisi initialement pour moduler la fréquence du faisceau saturant. Cependant la figure montre qu'il est possible d'améliorer la pente du signal d'un facteur 2 en modulant avec un indice de 2 (courbe orange) pour une même fréquence de modulation. On choisira ces paramètres pour la suite des travaux. Moduler avec un indice supérieur à 2 n'est pas intéressant car les bandes latérales générées déforment la résonance détectée ce qui conduit à la diminution de la pente. Nous avons reproduit expérimentalement cette investigation, le résultat obtenu est parfaitement cohérent avec la simulation (figure.(2.12.b)).

2.2.4 Détermination du paramètre de saturation

On rappelle l'expression (1-12) de l'absorption subie par le faisceau sonde lorsque sa puissance est faible devant la puissance du faisceau saturant :

$$\kappa(\omega) = \kappa_0(\omega) \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+G}} \right) L \left(\frac{\omega - \omega_0}{\frac{\Delta\omega}{2}} \right) \right] \quad 2-10$$

où G est le paramètre de saturation. L'amplitude crête-à-crête du signal d'absorption saturée que nous détectons est donc proportionnelle à la quantité $\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+G}} \right)$. Par ailleurs, le paramètre de saturation est proportionnel à la puissance du faisceau saturant.

Pour évaluer la valeur du paramètre de saturation dans notre expérience, on relève l'amplitude du signal d'absorption saturée en fonction de la puissance du faisceau saturant ou plus exactement d'une fraction de cette puissance obtenue par un coupleur à l'entrée de la cellule (figure.(2.13)).

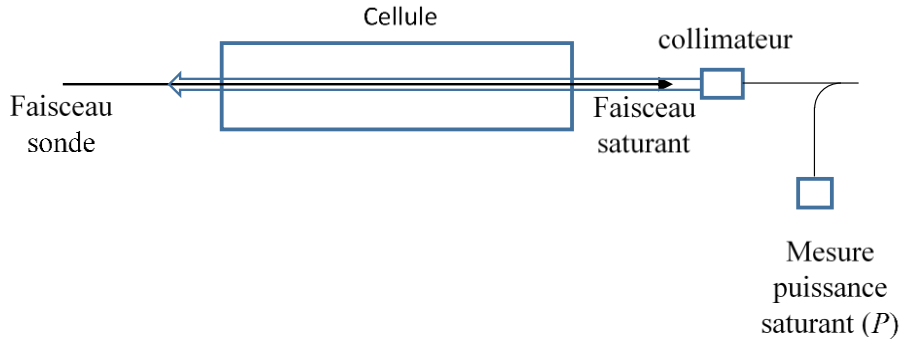


Figure 2.13 Schéma de principe de détection et de mesure de la saturation d'une transition moléculaire.

On a donc $G = B P$ où P est la puissance mesurée à la sortie du coupleur. L'amplitude du signal démodulé est de la forme

$$S = A \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + B P}} \right] \quad 2-11$$

Le relevé expérimental est en figure (2.14).

L'ajustement de cette courbe par l'expression (2-11) donne $B = 0,09863$.

Lorsqu'on est à la puissance max du saturant (puissance de travail : environ 40 mW à l'entrée de la cellule), on mesure $P = 5 \text{ mW}$. On a donc $G = 0,49$.

Ce résultat est confirmé par une seconde mesure faite pour une puissance atténuée sur la photodiode qui mesure le faisceau sonde pour s'assurer que celle-ci n'est pas saturée

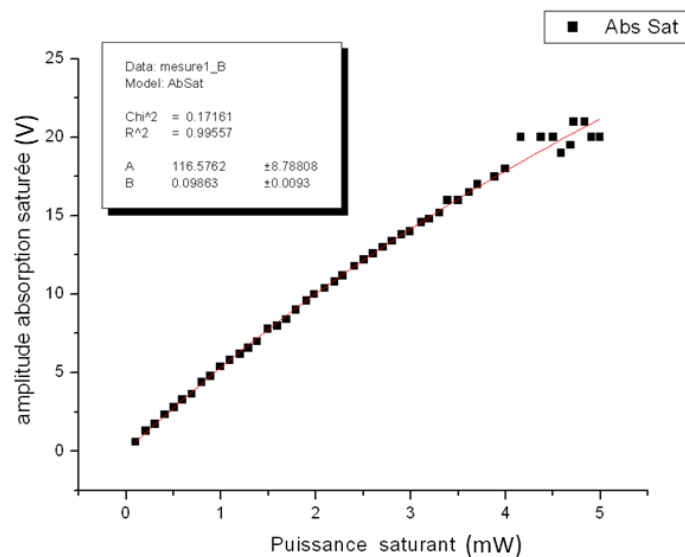


Figure 2.14 Amplitude du signal d'absorption saturée en fonction de la puissance pompe

2.3 Stabilisation en fréquence du laser

Cette section décrit la procédure d'asservissement en fréquence du laser sur le signal démodulé d'absorption saturée. On commence par décrire la boucle d'asservissement dans la première section, puis la méthode de caractérisation de la stabilité par comparaison avec une référence métrologique. Les résultats sont ensuite présentés dans le troisième point ; l'analyse de ces données permettra d'aboutir au dernier point consacré à la stabilisation en puissance du faisceau sonde ce qui aura pour but d'améliorer la stabilité à long terme du laser.

On présente le correcteur développé et on caractérise le gain de correction en boucle fermée. Une première mesure de la stabilité du laser asservi est réalisée en comparaison avec le signal de référence.

2.3.1 Asservissement en fréquence

2.3.1.1 Présentation du correcteur

Afin de corriger les fluctuations de fréquence de la source laser, nous avons mis en place une boucle d'asservissement optoélectronique pour maintenir sa fréquence autour de la résonance de la transition moléculaire P(16) de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ par rétroaction sur le courant, ce qui permet de conférer au laser une stabilité en fréquence à long terme.

La modulation de fréquence du signal d'absorption saturée dans l'acétylène détecté par la technique de transfert de modulation de fréquence [Shirley 1982], [Nakagawa 2005] permet l'obtention d'une raie de forme dispersive. Cette forme est exploitée ici comme signal d'erreur pour la stabilisation de la fréquence de la source et le dispositif de détection de l'absorption saturée joue le rôle d'un discriminateur de fréquence. Ainsi toute variation de fréquence du laser par rapport à la fréquence centrale de la raie détectée est convertie en une variation d'amplitude du signal détecté autour de zéro. Le correcteur délivre une tension proportionnelle au signal d'erreur. La rétroaction se fait sur l'entrée modulation de la diode RIO afin de rétroagir sur le courant qui pilote la diode RIO.

Le correcteur utilisé est un correcteur proportionnel double intégrateur développé en interne. La figure (2.15) représente le schéma électronique de la carte de correction.

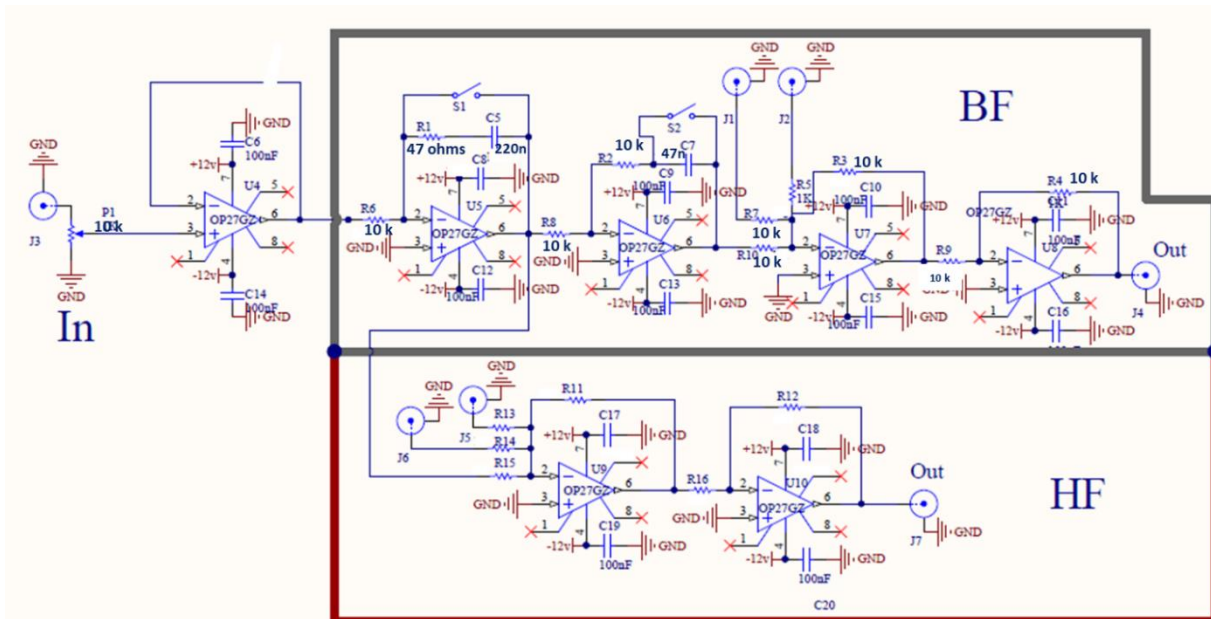


Figure 2.15 Schéma électronique de la carte de correction pour l'asservissement en fréquence

Le premier étage de la carte (potentiomètre + suiveur) permet de régler le gain entre 0 et 1. Le 2^{ème} étage est un pseudo-intégrateur dont la fréquence pour un gain unité est de 72 Hz. Le 3^{ème} étage est également un pseudo-intégrateur jusqu'à une fréquence d'avance de phase de 340 Hz. Le 4^{ème} étage est un sommateur qui permet de superposer une rampe de balayage.

Le gain de la boucle de correction est de la forme $K_1 G(j\omega) K_2$. $G(j\omega)$ est le gain complexe du correcteur, K_1 est la sensibilité en fréquence du laser à sa tension d'entrée ; $K_1 = 37,5 \text{ MHz/V}$. K_2 représente l'ensemble du gain de la chaîne de détection (Photodiode + démodulateur). Il est donné par la valeur de la pente du signal démodulé ; $K_2 = 18\text{V} / 600 \text{ kHz}$.

La bande passante de correction de l'asservissement (BPC) est donnée par la formule suivante :

$$BPC = f_c G_0 K_1 K_2 = 2.1 \text{ kHz.} \quad 2-12$$

Où, G_0 est le gain de la carte de correction ajusté par le potentiomètre d'entrée ($0 < G_0 < 1$) et f_c la fréquence de coupure du 1^{er} intégrateur. On décrit l'action du correcteur dans le domaine de Laplace par la fonction de transfert suivante :

$$C(p) = G_0 \left(1 + \frac{1 + (\tau_1 + \tau_2)p}{\tau_1 \tau_2 p^2} \right). \quad 2-13$$

τ_i étant la constante de temps du pseudo-intégrateur d'indice i

2.3.1.2 Caractérisation du gain en boucle fermée

On optimise le gain de correction en mesurant le niveau de bruit du signal d'erreur en boucle fermée et en le comparant au niveau de bruit en boucle ouverte avec un analyseur de spectre FFT (Transformée de Fourier rapide). De cette manière nous pouvons vérifier l'action de la correction sur le bruit du laser. Cela permet aussi d'analyser les éventuelles composantes de bruit présentes sur le signal dans la bande d'analyse de l'appareil (10 Hz - 100 kHz). La caractérisation du bruit de fréquence du signal d'erreur en boucle fermée et en boucle ouverte est donnée en figure (2.16).

La courbe noire représente le bruit de fréquence du laser libre. Le laser présente un bruit blanc de fréquence pour des fréquences inférieures à 30 Hz. Au-delà, la courbe évolue avec une allure en $1/f$ synonyme d'un bruit de flicker jusqu'à rejoindre un plancher à 50 dBHz/Hz. Il s'agit du niveau de bruit blanc de fréquence imposé par le bruit d'amplitude du faisceau (courbe grise). La décroissance des courbes à partir de 50 kHz est due à la fréquence de coupure du filtre passe bas de 4^{ème} placé en sortie du mixeur

L'action de la correction est illustrée par la courbe rouge. Il s'agit du niveau de bruit du signal d'erreur en boucle fermée. La correction est assurée jusqu'à 2 kHz. Le bruit décroît avec une pente de -20 dB/décade correspondant à l'action d'un intégrateur de 1^{er} ordre. Le correcteur interprète le bruit d'amplitude du faisceau comme étant un bruit de fréquence. Il délivre par conséquent la tension de correction nécessaire pour la rejection de ce bruit. Ce qui explique le comportement de la courbe de bruit en boucle fermée. Le bruit de détection (la somme du bruit du détecteur et du mélangeur de fréquences) est représenté par la courbe gris clair. Il s'agit d'un bruit blanc de fréquence de densité spectrale de bruit équivalent à $10 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

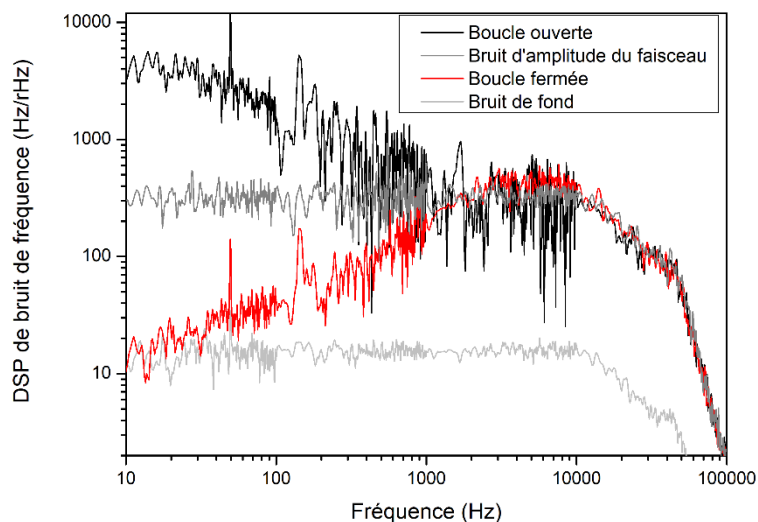


Figure 2.16 DSP de bruit de fréquence du signal d'erreur en boucle ouverte et en boucle fermée

Le bruit d'amplitude du faisceau représente ainsi la limite fondamentale à la stabilité en fréquence que peut atteindre le laser verrouillé sur la raie d'absorption saturée. A partir du niveau de la densité spectrale de bruit de fréquence du signal d'erreur en boucle fermée à 1 Hz il nous est possible de calculer le niveau de stabilité de fréquence du laser asservi à 1 s.

Pour un niveau de densité spectrale de bruit blanc de fréquence de $300 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$, le bruit blanc de fréquence h_0 associé vaut :

$$h_0 = \frac{f_{rms}^2}{\nu^2}. \quad 2-14$$

Où ν est la fréquence du laser (194 THz).

A ce bruit blanc de fréquence correspond un écart-type d'Allan de [Rubiola]:

$$\sigma_y(1s) = \sqrt{\frac{h_0}{2 \times 1 s}} = 5.10^{-13} \quad 2-15$$

La valeur obtenue de l'écart-type d'Allan représente par conséquence, la limite fondamentale en stabilité du dispositif à 1 s.

2.3.1.3 Résultat préliminaire

La stabilité en fréquence du laser est mesurée par comparaison avec le signal de référence métrologique de l'observatoire de Paris (signal REFIMEVE+) tel que présentée dans la section (2.1.2) et schématisée par la figure (2.4) Le résultat de la mesure est illustré sur la figure (2.17) en écart-type d'Allan en valeur relative. La courbe de stabilité est obtenue par superposition de deux mesures réalisées respectivement avec un temps d'intégration de 10 ms et 10 s. La première mesure donne la stabilité à court terme pour des temps d'intégration de 10 ms à 10 s. La 2^{ème} donne la stabilité du laser à long terme jusqu'à 4000 s.

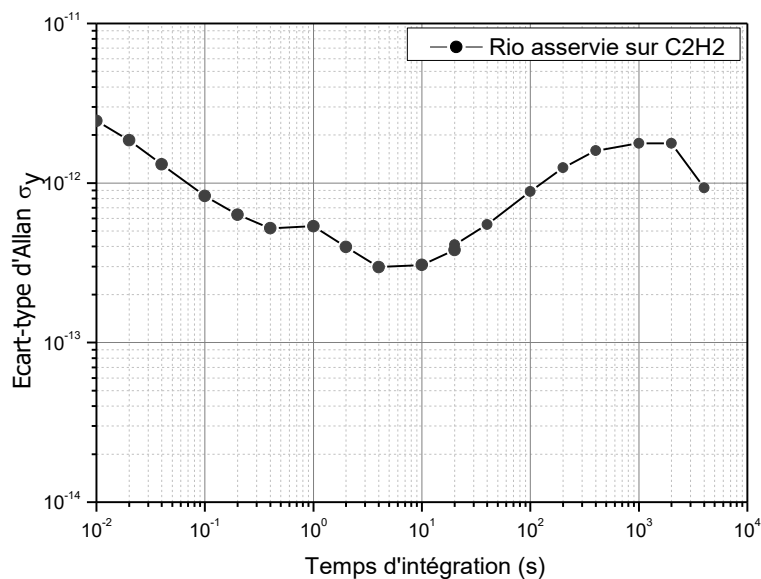


Figure 2.17 écart-type d'Allan en fréquences relatives de la stabilité du laser asservi sur la raie d'absorption saturée de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$

Pour les temps d'intégration inférieurs à 10 s, la courbe suit une décroissance en $\tau^{-1/2}$ sur les deux premières décades. Comme nous l'avons vu dans la figure (1.3), cette pente est attribuée à un bruit blanc de fréquence. C'est donc le bruit d'amplitude de la source laser qui domine dans les temps courts. Conformément à la mesure du niveau de densité spectrale du bruit de fréquence du laser (Fig. 2.16) le niveau de stabilité de fréquence à 1 s est de 5.10^{-13} (cf. 2.24).

A partir de 10 s la courbe évolue en $\tau^{+1/2}$. On attribue cette tendance à une marche aléatoire de fréquence. Nous avons constaté que le dispositif fibré présente une forte sensibilité aux variations thermiques dans la pièce. En effet des variations de température provoquent des fluctuations de polarisation des faisceaux dans les fibres optiques selon une marche aléatoire. Cela a pour conséquence de faire varier la puissance optique des faisceaux traversant un élément polarisant (i.e. le cube séparateur de polarisation placé derrière la cellule). On relève ainsi une dépendance de la fréquence avec la puissance des faisceaux.

Nous avons également observé une variation de la puissance optique en sortie du laser corrélée avec l'évolution de la température ambiante. On présente dans la section suivante l'influence de la température sur les variations de puissances des faisceaux sonde et saturant et l'impact que cela a sur la fréquence de la raie ainsi que la méthode adoptée pour réguler la puissance des faisceaux.

2.3.2 Stabilisation de la puissance des faisceaux

On a vu que les dérives lentes de la température pouvaient induire par effet de variation de polarisation dans les fibres des variations de puissance optique en sortie d'un élément polarisant. Ici l'élément sensible à la polarisation est le cube séparateur de polarisation fibré. Par conséquent, la variation de température aura un effet indirect sur l'amplitude du signal d'erreur via la combinaison des deux effets suivants : la variation de la puissance du faisceau saturant et la variation de puissance du faisceau sonde après le cube séparateur de polarisation, donc du niveau du signal optique sur la photodiode. Pour démontrer ces effets on donne dans la suite le résultat d'une mesure de l'évolution des puissances optiques des faisceaux au cours d'une nuit ainsi que celle de la température dans la pièce. Une méthode d'asservissement de l'intensité du faisceau saturant est ensuite décrite. La stabilité du laser asservi en fréquence est alors remesurée. On décrit à la fin de cette section une méthode de double asservissement du laser, en fréquence et en température dans le but de limiter les variations de la puissance optique du laser dues aux fluctuations thermiques environnantes.

2.3.2.1 Evolution des puissances optiques dans le temps

Afin de comprendre l'origine de la limitation en stabilité, plus précisément celle de la dérive à long terme observée précédemment, nous avons enregistré l'évolution de la puissance du faisceau sonde et du faisceau saturant ainsi que celle de la température au sein de la boîte d'isolation thermique (isolation passive) en même temps que la fréquence du battement.

Pour cette mesure un convertisseur analogique-numérique (enregistreur de données numériques) a été utilisé afin d'enregistrer les signaux en sortie des photodiodes. Le faisceau sonde est prélevé sur la sortie 10% d'un coupleur 10:90 placé en amont du modulateur acousto-optique à 25 MHz. Le faisceau saturant est mesuré en sortie de la cellule via la voie 3 du circulateur (figure. (2.8)).

La mesure de la température (Fig. 2.18) est faite avec une thermistance placée dans la boîte d'isolation du montage.

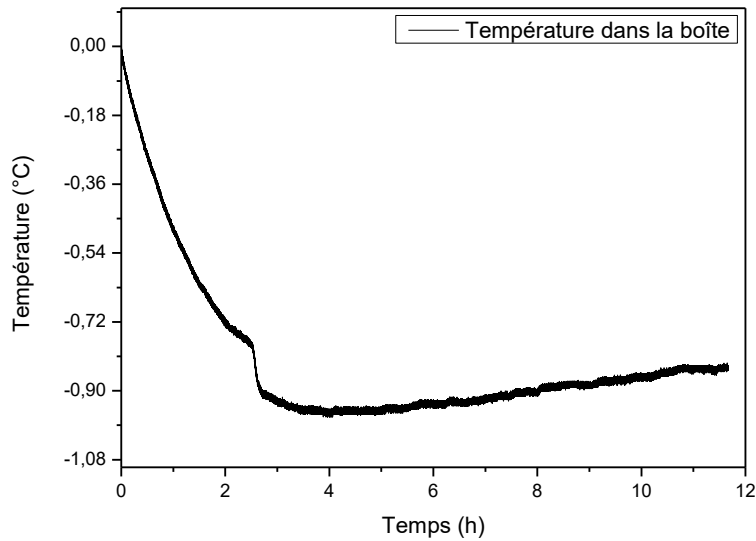


Figure 2.18 Evolution de la variation de température au sein du montage au cours de la nuit

La décroissance exponentielle sur les deux premières heures correspond au temps nécessaire au montage pour atteindre l'équilibre thermique après la mise en place du couvercle d'isolation. Ainsi durant les trois premières heures de la mesure, la température varie de 1 °C. La mesure est réalisée de nuit afin de se mettre dans les mêmes conditions expérimentales que pour les mesures de stabilités Une fois l'établissement de l'équilibre thermique atteint, on observe une variation de température de 0.5° C sur 10 heures.

Les évolutions de la puissance du faisceau sonde et du faisceau saturant sont représentées en valeurs absolues dans la figure (2.19).

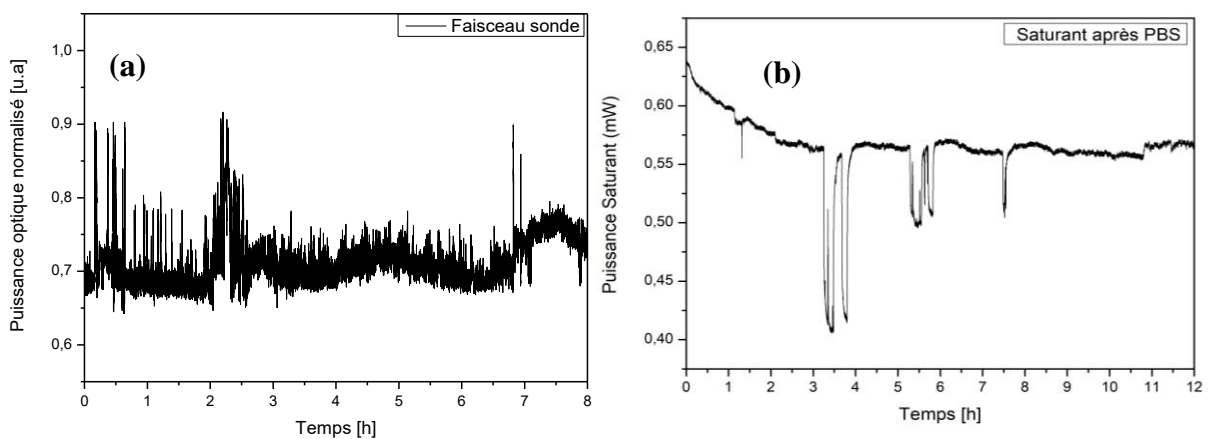


Figure 2.19 Evolution de la puissance des faisceaux en fonction du temps.

(a) faisceau sonde (b) faisceau saturant

L'acquisition du faisceau sonde (figure (2.19.a)) est faite en sortie du modulateur acousto-optique (via le bras d'un coupleur placé en aval du MAO) et ce, lorsque le laser est asservi en

fréquence. On observe des fluctuations de puissance optique en sortie du laser de l'ordre de 20 % de la puissance totale.

Le courant de correction délivré pour corriger la dérive en fréquence du laser (~ 28 kHz/s) est de l'ordre du μA . Bien que la température du laser soit régulée, elle reste un peu sensible à la température environnante. Le courant de correction rattrape ainsi les dérives dues à la température et peut atteindre des centaines de μA , ce qui entraîne des fluctuations de la puissance en sortie du laser. Dans le paragraphe suivant on propose d'ajouter une boucle d'asservissement pour rétroagir sur la température du laser.

La mesure de la puissance du faisceau saturant est faite en sortie de la cellule (sortie 3 du circulateur). On observe également sur la figure (2.19.b) des sauts de puissance pouvant atteindre 30% de la puissance totale. Ces sauts sont dus à une défaillance de l'amplificateur RF utilisé pour amplifier la porteuse envoyée sur l'AOM et qui a été corrigé par la suite.

L'évolution de la puissance optique du faisceau saturant est corrélée à l'évolution de la température. En effet la mesure est réalisée en sortie de la cellule où la polarisation du faisceau est fixée par le cube séparateur de polarisation fibrée. Par conséquent toute variation de température affecte la polarisation du faisceau ce qui aura pour conséquence la variation de sa puissance. Cela entraîne le décalage de la fréquence de la résonance et donc celle du laser.

En pratique la décroissance rapide de la puissance sur les deux premières heures n'a pas lieu si le montage reste isolé thermiquement. On observe cependant une variation de 6 % de la puissance du faisceau saturant après la thermalisation du montage. Les variations de puissance rapides du laser observées sur la figure (2.19.a) sont quant à elles atténuées en raison du fonctionnement en régime de saturation de l'EDFA. Afin d'avoir une meilleure compréhension des limitations du système, il est indispensable de quantifier la sensibilité de la fréquence du centre de la raie aux puissances optiques des faisceaux

La figure (2.20) permet de constater la corrélation entre l'évolution de la fréquence du battement entre la diode RIO asservie en fréquence et le signal de référence du SYRTE et la puissance du faisceau saturant.

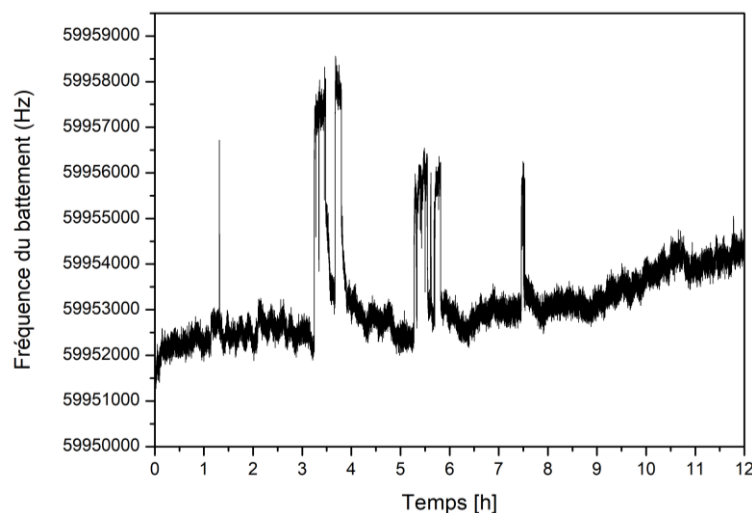


Figure 2.20 Evolution de la fréquence du battement (laser asservie, référence métrologique) dans le temps. Les sauts de fréquences sont dus aux sauts de puissance du faisceau saturant

On observe sur la figure deux effets, une tendance générale due à la température (variation de puissance optique du faisceau en sortie du PBS) et des sauts de fréquences de différentes amplitudes qui sont dus aux sauts de puissance du faisceau saturant observés sur la figure (2.19.B). Ainsi une diminution de la puissance du faisceau induit une augmentation de la fréquence. En première estimation on prend le pic le plus intense à 3,5 h, celui-ci représente une variation de 27% de la puissance du faisceau saturant. Rapporté à la puissance en entrée de la cellule qui vaut 40 mW cela représente un saut de puissance de 11 mW. La variation de fréquence correspondante vaut 5,5 kHz. On trouve ainsi un facteur de 500 Hz/mW.

Pour mesurer plus précisément la sensibilité de la fréquence de la résonance à la puissance optique des faisceaux traversant la cellule, on fait varier la puissance des faisceaux d'une quantité connue tout en comptant la fréquence du battement entre le laser asservi et le signal de référence de fréquence. Le décalage en fréquence induit est déduit de la fréquence du battement. On fait varier la puissance du faisceau saturant en changeant la valeur du gain de l'amplificateur optique de ± 1.25 mW (1 dBm). La variation de la puissance sonde (± 200 μ W) se fait en sortie du modulateur acousto-optique en insérant un atténuateur variable avant le coupleur. On trouve les coefficients suivants :

Faisceau	Coefficient (Hz/mW)	Incertitude (Hz/mW)
Saturant	460	± 20
Sonde	2100	± 100

Tableau 2-2 Coefficients de sensibilité de la fréquence de résonance de la transition P(16) de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ à la puissance des faisceaux sonde et saturant

Ces valeurs sont surestimées du fait des perturbations apportées au dispositif au moment de varier la puissance (perturbations mécaniques, variation de la polarisation dans le cas du faisceau sonde). Des mesures plus récentes faite en variant la puissance des faisceaux avec des atténuateurs variables pilotables en tensions montrent des sensibilités moindres.

2.3.2.2 Stabilisation de l'intensité du faisceau sonde avec un AOM

Afin de corriger les variations lentes de la puissance du faisceau laser, nous avons mis en place un asservissement de l'intensité du faisceau sonde par rétroaction sur la puissance de la porteuse RF qui pilote le modulateur acousto-optique sur le faisceau sonde. Le schéma du dispositif expérimental est donné en Figure (2.21).

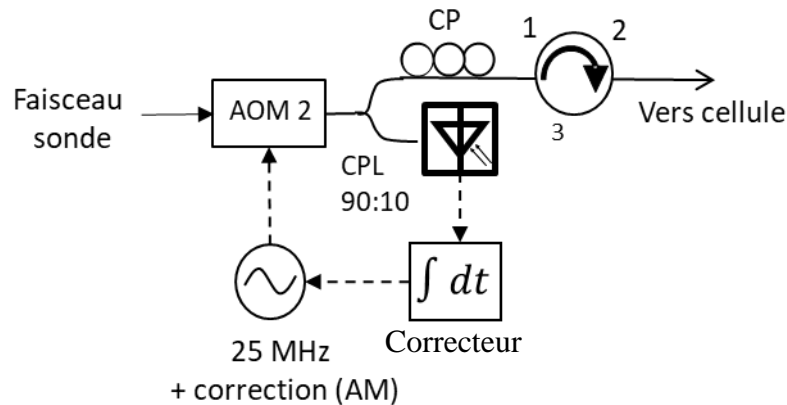


Figure 2.21 Schéma du montage de stabilisation de l'intensité du faisceau sonde par rétroaction sur la puissance RF du MAO. CPL : coupleur fibré ; CP : contrôleur de polarisation.

Un coupleur 10:90 est placé en sortie du modulateur acousto-optique afin prélever une partie du faisceau sonde envoyé sur une photodiode (10%). La tension de sortie de la photodiode est comparée à un niveau DC en entrée de la carte de correction, ce qui constitue le signal d'erreur de cette boucle d'asservissement. Le signal de correction est envoyé sur l'entrée modulation extérieure du synthétiseur (R&S SML02) servant à générer la porteuse à 25 MHz du modulateur acousto-optique. La correction se fait ainsi en contrôlant l'amplitude de la porteuse RF. La puissance de la porteuse est atténuée d'un facteur -3dB de sorte à ce que la correction se fasse en régime linéaire au niveau de la courbe de transmission du modulateur. La dynamique de correction est de 10 %.

La puissance RF de la porteuse en sortie du synthétiseur vaut -7.7 dBm (ce signal est ensuite amplifié par un amplificateur RF avant d'être envoyé sur l'AOM). Pour ce point de fonctionnement, la sensibilité en tension du MAO est déduite à partir de la valeur de la pente de sa courbe de transmission. On trouve un coefficient de 167 mW/V. Connaissant le gain de la photodiode utilisée pour cet asservissement (8 V/mW) et en prenant en compte le taux de modulation d'amplitude, on obtient une bande passante de correction de 2 kHz, pour une fréquence de coupure de l'intégrateur à 15 Hz.

Diminuer la puissance RF de la porteuse engendre une plus grande sensibilité au bruit de l'amplificateur RF. La figure (2.22) représente le niveau du bruit de fréquence sur le faisceau modulé en fonction de la puissance de la porteuse.

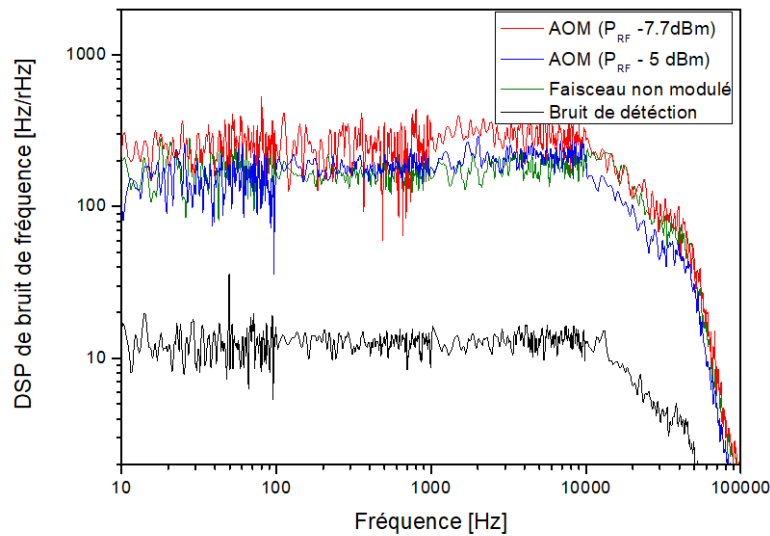


Figure 2.22 DSP de bruit de fréquence du faisceau en fonction de la puissance RF du MAO

La courbe en noir donne le niveau du bruit de la chaîne de détection. La courbe en vert représente le niveau du bruit de fréquence du faisceau avant le passer par le MAO, tandis que les courbes bleu et rouge représentent respectivement le niveau du bruit de fréquence du faisceau à une puissance RF maximale (point de fonctionnement au maximum de la courbe de transmission), et à une puissance RF inférieure de 3dB du maximum. Le niveau de bruit de la courbe en rouge est supérieur de 3 dB à celui de la courbe bleue. Cela s'explique par la diminution de la valeur de la pente de la tangente à la courbe de transmission de MAO autour du point de fonctionnement choisi. Ce qui induit une plus grande sensibilité au bruit de l'amplificateur de puissance RF.

Un niveau de bruit d'amplitude plus important sur le faisceau sonde induit une dégradation de la stabilité à court terme. L'allure des courbes enregistrées correspond à un bruit blanc de fréquence. La DSP du bruit de fréquence qu'on note f_{rms} de la courbe rouge vaut en moyenne 280 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ en basse fréquence.

On exprime la densité spectrale (unilatérale) pour un bruit correspondant par h_0 :

$$h_0 = \frac{f_{rms}^2}{v_l^2 B_{eq}} \quad 2-16$$

où B_{eq} est la bande équivalente de bruit et v_l la fréquence optique du laser.

A cette densité spectrale de bruit blanc correspond un écart-type d'Allan à 1 s de :

$$\sigma_y(1s) = \sqrt{\frac{h_0}{2 \times 1s}} = 9 \cdot 10^{-13}$$

En conclusion l'asservissement en fréquence est limité à 9.10^{-13} à 1 s par le bruit d'amplitude additionnel du faisceau sonde apporté par l'amplificateur de puissance RF via le MAO.

L'inconvénient que présente cette méthode est de dégrader la stabilité à court terme du laser. Par ailleurs on ne peut l'appliquer au faisceau saturant car dans ce cas le MAO est suivi d'un EDFA fonctionnant en régime de saturation. On propose dans le paragraphe suivant une méthode alternative de stabilisation de la puissance en utilisant un atténuateur optique variable pilotable électriquement.

2.3.2.3 Stabilisation de l'intensité des faisceaux avec un atténuateur variable optique

La deuxième méthode mise en place pour réguler la puissance des faisceaux consiste à utiliser un atténuateur optique variable pilotable en tension. Le composant qui opère dans la bande C (1530-1570 nm) présente un taux d'atténuation supérieur à 30 dB et un temps de réponse inférieur à 2 ms. La courbe de transmittance du composant est donnée dans la figure (2.23).

Le composant opère en régime linéaire avec la plus grande sensibilité pour une tension comprise entre 2 et 3 V. La tension du signal de correction en sortie du correcteur devra être comprise dans cet intervalle pour que l'asservissement soit efficace avec la dynamique maximale. Cela aura pour effet d'atténuer la puissance des faisceaux d'un facteur 3 dB.

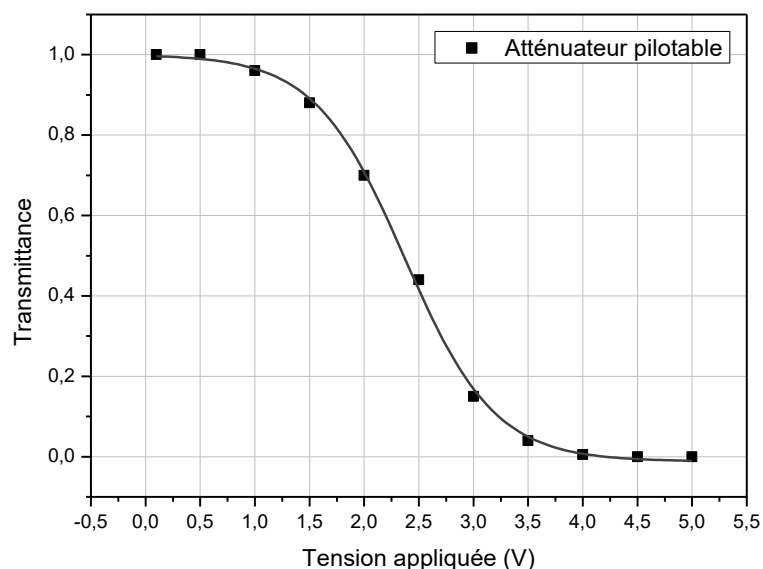


Figure 2.23 Courbe de transmittance en fonction de la tension appliquée

Un premier atténuateur variable est placé en sortie de l'amplificateur optique pour réguler l'intensité du faisceau saturant. La puissance optique du faisceau est mesurée après la cellule, en sortie du circulateur et est comparée à un niveau continu issu de la carte de correction tel que décrit par le schéma du correcteur de la figure (2.24).

Le 2^{ème} atténuateur variable est placé en aval du modulateur acousto-optique qui décale la fréquence du faisceau sonde. Le prélèvement de la puissance du faisceau sonde pour la comparaison et la correction est similaire à la description faite dans la section précédente (Fig. 2.21)..

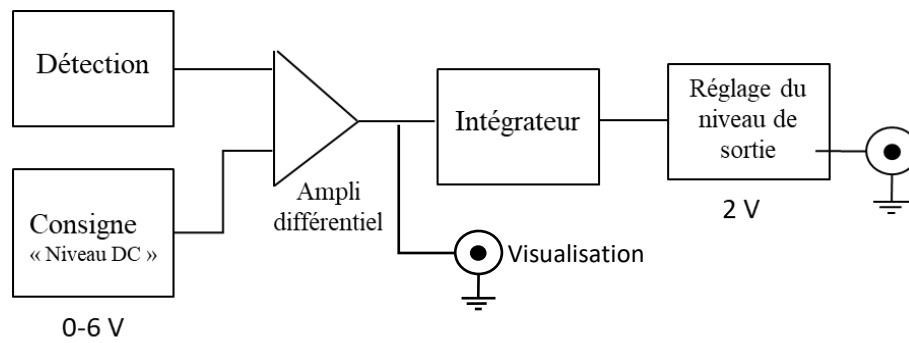


Figure 2.24 Schéma synoptique de la carte de correction pour l'asservissement en intensité des faisceaux.

Le signal d'entrée est la tension fournie par le détecteur (photodiode). Le signal d'erreur est généré en faisant la différence avec la consigne réglable de 0 à 6 V. Le deuxième étage est un intégrateur. Enfin le signal de correction est centré autour d'une tension d'offset réglable entre 0 et 2,5 V afin d'opérer en régime linéaire.

Pour illustrer l'effet de la correction, nous avons enregistré l'évolution des puissances optiques des faisceaux sonde et saturant dans le temps. Celles-ci sont comparées à l'évolution de la puissance des faisceaux en boucle ouverte. Les tensions enregistrées sont données en valeurs absolues.

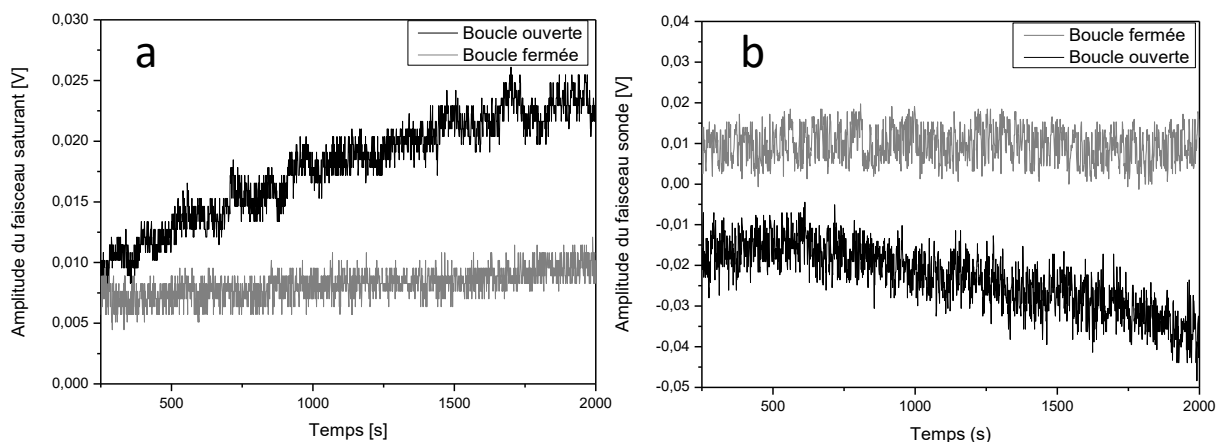


Figure 2.25 Evolution de la puissance des faisceaux en boucle ouverte en boucle fermée (a) saturant ; (b) sonde.

2.3.3 Asservissement de la température du laser

Nous avons observé (Fig. 2.19.A) des perturbations importantes de la puissance optique du laser. Le point de fonctionnement du laser est défini par son courant d'alimentation et sa température. Une rétroaction sur le courant seulement ne suffit pas à contrôler d'une manière optimale la fréquence du laser. Nous avons donc complété le montage précédent par une rétroaction sur la température du laser. L'asservissement en température assure la stabilisation à long terme de la fréquence du laser. Cela permet de réduire le courant de correction nécessaire

pour rattraper la dérive de fréquence à long terme.

Pour ce faire nous avons ajouté un étage intégrateur au correcteur en fréquence, afin de piloter la température du laser. Le signal de correction est envoyé à l'entrée du pont de Wheatstone (Fig. 2.6) au travers d'une résistance ρ , connectée au point de jonction entre les résistances R_1 et R_2 , choisie de sorte que l'impédance vue par la carte de correction ne soit pas modifiée. Cette correction assure la stabilité à long terme de la température du laser. Le correcteur utilisé pour cet asservissement est un intégrateur pur, d'une constante de temps de 1 s.

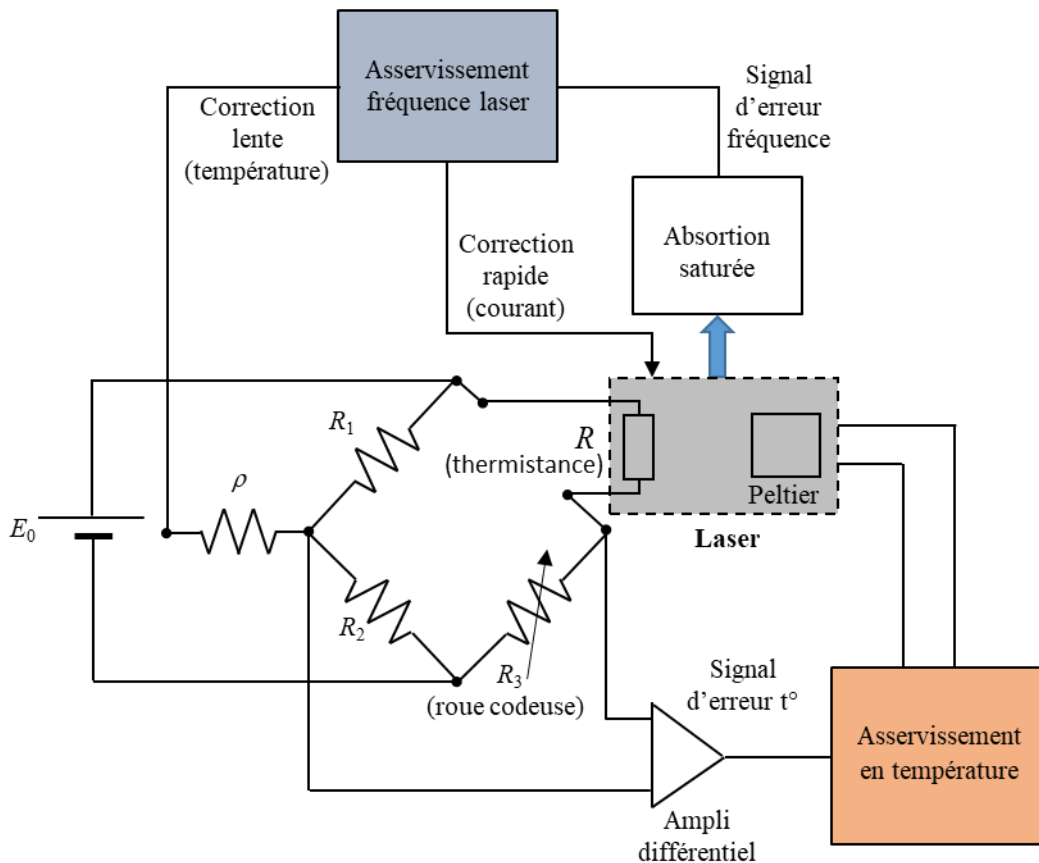


Figure 2.26 Schéma de principe du double asservissement du la diode RIO. La correction rapide est faire par rétroaction sur le courant; la correction lente est faite par rétroaction sur la température via le Peltier.

Nous avons par la suite mesuré la variation de puissance du faisceau laser pour évaluer l'amélioration apportée par la boucle d'asservissement en température. La courbe obtenue est comparée avec l'évolution de la puissance du faisceau quand le laser est simplement régulé en température (figure 2.27).

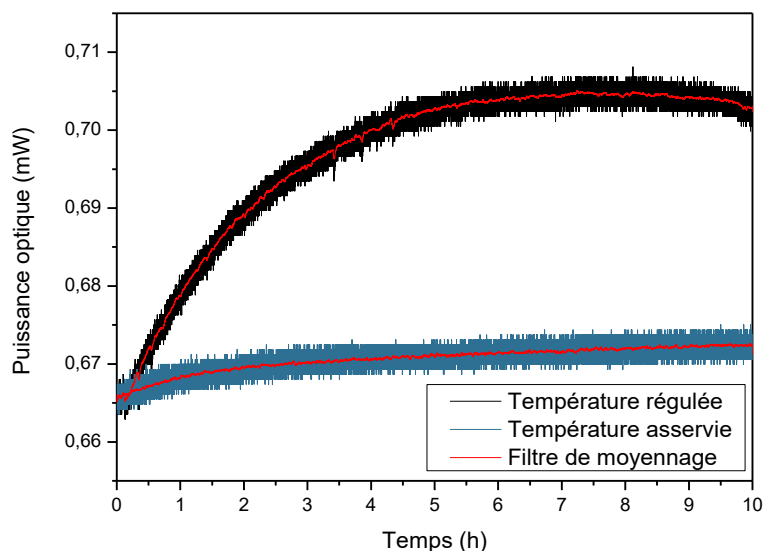


Figure 2.27 Evolution de la puissance optique du laser asservi en fréquence dans le cas d'une régulation active de la température (courbe noire) et quand le laser est asservi en température (courbe bleu)

L'évolution de la puissance optique est corrélée à la température dans la pièce. On observe une variation de puissance de 6 % lorsque le laser est stabilisé en fréquence et régulé en température. Cette variation est réduite à 1 % lorsqu'on ajoute l'asservissement sur la température. De plus nous n'observons pas de fluctuations de la puissance optique comme observée Fig. 2.19.A.

L'asservissement en température assure la stabilisation à long terme de la fréquence du laser. Cela permet de réduire le courant de correction nécessaire pour rattraper la dérive de fréquence à long terme.

2.4 Conclusion

Il a été présenté dans ce chapitre les différentes phases de développement et de caractérisation du dispositif de stabilisation de la fréquence du laser. Nous avons dans un premier temps procédé à la caractérisation des faisceaux et des signaux. En se basant sur la description analytique de la forme de raie, nous avons optimisé la pente du signal démodulé dans le but d'améliorer le rapport signal à bruit. Dans un second temps nous avons validé le fonctionnement de l'asservissement en fréquence sur la raie d'absorption saturée. Une première mesure de stabilité a permis d'identifier les limitations du dispositif. La stabilité en fréquence du laser est de $5 \cdot 10^{-13}$ à 1 s et est limitée par le bruit d'amplitude du faisceau. Cependant la pente de la courbe évolue en $\tau^{+1/2}$ à partir de 10 s. Nous avons montré que cela est dû aux variations de puissance des faisceaux et à la sensibilité de la polarisation dans les fibres à la température ambiante. Par la suite nous avons introduit une régulation de l'intensité des faisceaux permettant de compenser les variations de puissance optique liées aux variations de polarisation. Nous avons aussi introduit une boucle d'asservissement supplémentaire de la fréquence du laser agissant sur sa température et permettant d'éviter les sauts de fréquences que nous observions précédemment. La validation du dispositif d'asservissement étant faite, on procède au chapitre suivant à la caractérisation métrologique de la stabilité du dispositif et l'analyse de ses limitations expérimentales et fondamentales.

3. Caractérisation métrologique du dispositif

Ce chapitre est consacré à la caractérisation des performances du dispositif et à l'analyse de ses limitations. On commence par présenter la mesure de stabilité du laser asservi sur la raie d'absorption saturée. Afin d'apporter des éléments de réponse au comportement observé de la stabilité du dispositif à long terme, nous avons d'une part procédé à l'analyse des limitations du dispositif expérimental, et d'autre part mené une étude quantitative sur les effets systématiques propres à la spectroscopie de saturation. On conclura ce chapitre par les perspectives envisagées pour faire évoluer le dispositif présenté.

3.1 Stabilité en fréquence du laser asservi sur la raie d'absorption saturée

On présente ici le résultat de la mesure de stabilité de fréquence du laser asservi sur la raie d'absorption saturée. Le dispositif est couvert par une boîte d'isolation passive faite de 3 cm de polystyrène. Le laser est stabilisé à long terme via l'asservissement en température. L'asservissement de la puissance optique est fait ici uniquement sur le faisceau sonde, les atténuateurs variables pilotés électriquement décrits au paragraphe (2.3.2.3) n'ayant été introduits qu'après cette campagne de mesure. Le résultat reporté sur la figure (3.1) est exprimé en écart-type d'Allan en valeurs relatives.

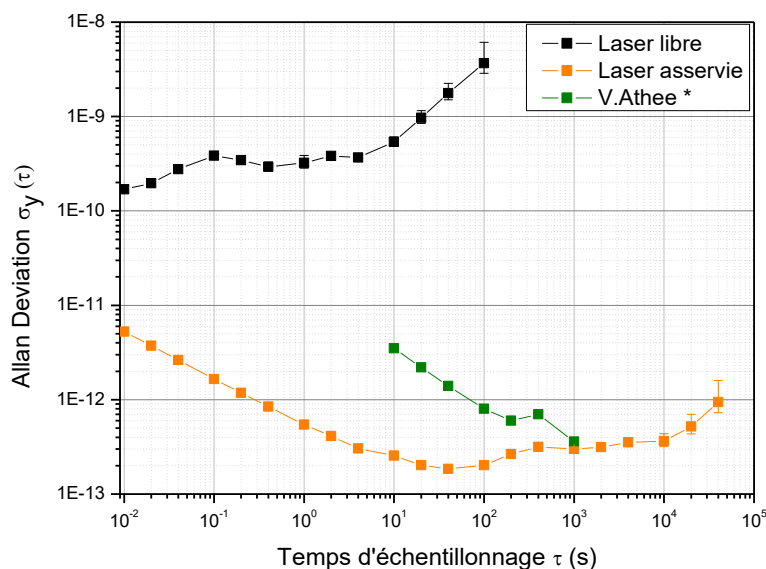


Figure 3.1 Courbe de stabilité en écart-type d'Allan. Courbe noire : laser libre ; courbe orange : laser asservi sur la raie d'absorption saturée de C₂H₂, courbe verte : extraite de [Athee 2009].

La courbe noire représente la stabilité du laser libre. La courbe verte est extraite de [Athee 2009]. Il s'agit d'une référence basée sur un laser ECLD verrouillé en fréquence sur la raie P(16) de C₂H₂ en cellule. La détection de la raie d'absorption saturée est obtenue à partir d'un faisceau replié dans la cellule. À part la cellule, ce montage est entièrement fibré, et il est donc intéressant de comparer ses performances à celles de notre montage. La stabilité de fréquence est de $3,2 \cdot 10^{-12}$ à 1 s et atteint $3 \cdot 10^{-13}$ au bout de 1000 s de temps d'intégration.

La courbe orange représente la stabilité de notre laser asservi en fréquence. Pour les temps d'intégration inférieurs à 10 s, l'écart-type d'Allan de pente $\tau^{-1/2}$ indique la dominance d'un bruit blanc de fréquence. La stabilité évolue en $5,5 \cdot 10^{-13} \times \tau^{-1/2}$ (64 Hz à 1 s). La courbe atteint son minimum de 10^{-13} à 40 s. A partir de 400 s la courbe forme un plateau à $4 \cdot 10^{-13}$. Au-delà de 10 000 s, on observe une remontée en $\tau^{+1/2}$.

On attribue l'allure de la courbe à partir de 100 s à deux effets. Le premier est le décalage de la fréquence lié aux variations de puissances du faisceau saturant sur des temps longs en sortie du PBS observées dans la figure (2.19.B). Le second est dû à la présence de franges d'interférences sur le signal démodulé dues aux réflexions parasites du faisceau saturant dans le montage qui sont présentes à l'entrée de la photodiode et démodulées à 200 kHz comme nous l'avons vu au paragraphe (2.1.3).

Afin d'estimer l'impact des interférences sur la stabilité en fréquence du dispositif, nous avons enregistré le signal démodulé en remplaçant la diode RIO par la référence de fréquence métrologique. On dispose ainsi d'une source de fréquence parfaitement stable qui permet d'estimer l'amplitude et la périodicité des franges d'interférences qui perturbent la détection du centre de la raie lors du verrouillage en fréquence de la diode RIO. Pour cette mesure, il est important d'utiliser une source stable en fréquence afin de ne pas balayer artificiellement les franges d'interférences.

La mesure est faite en absence du faisceau sonde. La figure (3.2) présente l'enregistrement du signal démodulé sur une durée d'acquisition de 12 h (faite de nuit dans les mêmes conditions que les mesures de stabilité).

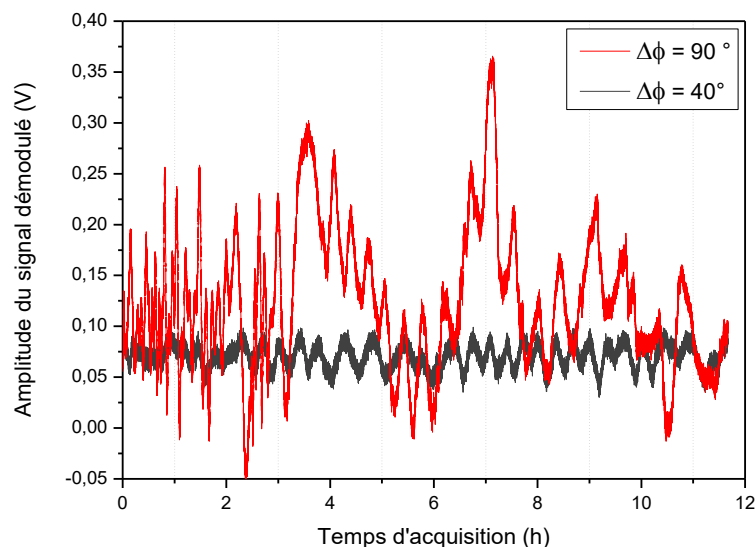


Figure 3.2 Franges d'interférences démodulées à 200 kHz en quadrature de phase pour maximiser l'amplitude du signal d'erreur (rouge). Déphasage pour lequel l'amplitude des interférences est minimale (noir)

La courbe rouge représente le signal démodulé lorsque le signal modulant (modulation de fréquence du faisceau saturant) et l'oscillateur local sont en quadrature de phase de sorte à optimiser l'amplitude du signal démodulé d'absorption saturée démodulé. L'oscillation rapide durant les deux premières heures d'acquisition correspond à la phase de thermalisation du dispositif après avoir recouvert le banc optique. On observe deux systèmes d'oscillations. Les

plus courtes correspondent aux interférences. Leur amplitude va de 100 à 150 mV. Les variations lentes du fond sont attribuées aux fluctuations de la RAM portée par le faisceau en sortie du modulateur acousto-optique.

Il existe un réglage de phase pour lequel il est possible de minimiser l'amplitude des interférences et du fond variable. Il s'agit du cas où la démodulation se fait en quadrature de phase avec la RAM. Ce cas est représenté par la courbe noire de la Fig. 3.2. Cette mesure est faite en décalant la phase de la porteuse de 40° . On observe une réduction de l'amplitude d'un facteur 3. La période des oscillations est d'environ 2000 s, l'amplitude vaut 20 mV en moyenne. Pour interpréter la différence d'amplitude entre les deux courbes, nous avons modélisé la génération d'interférences en calculant l'amplitude d'un signal démodulé en réflexion par une cavité de faible finesse dans le cas d'une modulation simultanée du faisceau en fréquence et en amplitude. On a choisi une cavité de 10 cm avec un coefficient de réflexion de 1% en puissance. Pour une RAM correspondant à celle relevée sur l'expérience ($\mu = 0,002$), les interférences détectées apparaissent sur un fond continu et leur amplitude est 2,7 fois plus intense que pour la modulation FM pure. On retrouve donc un comportement analogue aux résultats de la figure 3.2 sur laquelle le fond varie lentement.

En conclusion, le dispositif présente une stabilité en fréquence dans la gamme des 10^{-13} de 0.4 s et 40 000 s. Le dispositif expérimental est sujet à la formation de cavités étalons parasites dues à l'utilisation de composants fibrés. Par conséquent, les interférences démodulées constituent la limitation ultime de ce dispositif. La détection de la RAM amplifie d'avantage l'amplitude des franges d'interférences et impose la détection d'un niveau continu qui fluctue dans le temps en fonction de la température ambiante. Chacun des effets de la RAM et des interférences sont corrélés à l'environnement thermique.

3.2 Analyse des limitations du dispositif

L'analyse de la courbe de stabilité exprimée en écart-type d'Allan permet de discriminer les différentes sources de bruit auxquelles est soumis le laser. Si le bruit blanc de fréquence domine pour les temps inférieurs à 100 s, il est en revanche plus délicat d'identifier les phénomènes limitant la stabilité pour les temps longs tant ceux-ci sont corrélés (via la température) et parfois peuvent se compenser comme nous l'avons vu plus haut. Nous avons pu identifier les principaux effets qui limitent les performances de l'asservissement du laser sur la résonance moléculaire. On présente ici une analyse détaillée de ces effets afin de quantifier leur impact sur la stabilité du dispositif.

3.2.1 Sensibilité à l'environnement thermique

Nous avons souligné précédemment la sensibilité du dispositif à l'état de polarisation des faisceaux. La section (2.3.2.1) démontre la corrélation entre les variations thermiques et la puissance optique des faisceaux en raison de l'utilisation des PBS. Si les variations de puissance optique sont compensées à l'entrée de la cellule par asservissement d'intensité des faisceaux sonde et saturant, les effets liés à la thermique demeurent critiques pour la stabilité en fréquence du dispositif, principalement, à cause de la RAM et des interférences.

La RAM générée par l'AOM est sensible à la température en raison des propriétés optiques, acoustiques et géométriques du milieu modulant.. Le niveau continu démodulé va donc varier en fonction de la température du modulateur. Concernant les franges d'interférences, la température aura pour effet la variation de la périodicité des oscillations à travers la dilatation de la longueur du tronçon de fibre constituant la cavité parasite par effet étalon.

Les deux principaux effets identifiés sont donc liés à la température. Pour démontrer cela, nous avons dégradé les conditions expérimentales en désactivant la régulation thermique dans la pièce. La température est enregistrée au sein de la boîte d'isolation passive couvrant le banc optique. Une mesure de stabilité est faite dans ces conditions et est comparée au cas où la régulation thermique est active. La figure (3.3) présente les mesures faites dans chaque cas durant sur une nuit.

La figure (3.3.a) représente l'évolution de la température au sein du boîtier d'isolation du banc optique. En absence de régulation thermique dans la pièce (courbe rouge) la variation de température dans l'enceinte du boîtier d'isolation est de 3 °C entre le début de la mesure et la fin de la mesure (12 h). Lorsque la climatisation est active on observe des oscillations d'une période de 18 mn dues au cycle de fonctionnement de la climatisation de la pièce.

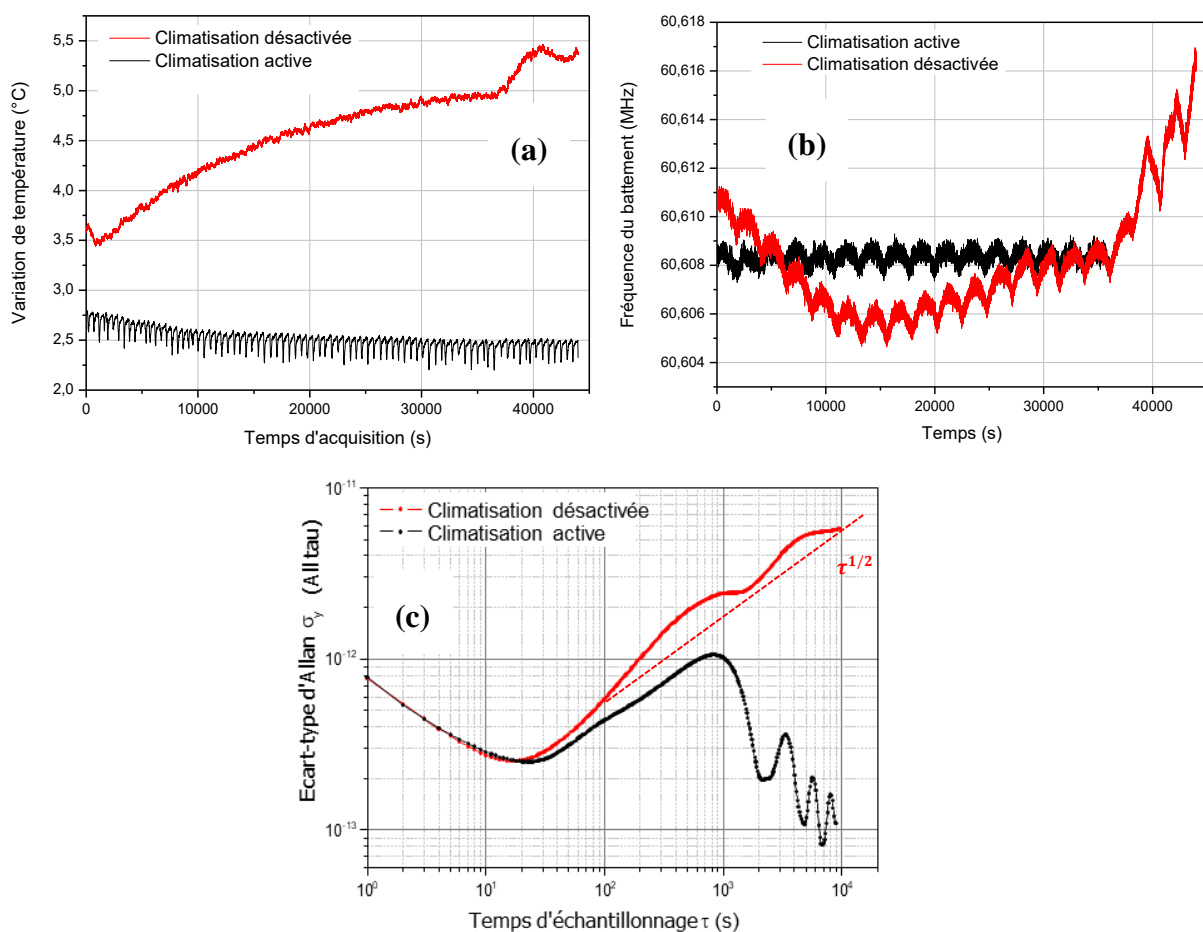


Figure 3.3 étude de l'influence de l'environnement thermique sur la stabilité en fréquence du dispositif (a) : Température dans l'enceinte du boîtier d'isolation thermique du banc optique ; (b) : Evolution de la fréquence du battement entre le laser et la référence de fréquence ; (c) : Stabilité de fréquence en écart-type d'Allan correspondant aux acquisitions.

L'effet de la température sur la fréquence du laser est observé sur la figure (b). La courbe rouge représente la fréquence instantanée du battement entre le laser et la référence métrologique. Les oscillations présentes sur la courbe sont la conséquence des interférences sur le signal d'erreur. Leur périodicité est de 2000 s. La fréquence du battement décroît de 5.3 kHz au cours des trois premières heures (0.5 Hz/s). La fréquence remonte ensuite avec une pente de 0.2 Hz/s.

A 37 500 s un saut en température est observé. Cette signature est retrouvée dans la fréquence du battement, induisant une dérive de la fréquence de 1 Hz/s. La combinaison de l'oscillation du point de fonctionnement (interférences) et la variation du niveau continu (RAM) se retranscrit dans l'évolution de la courbe de stabilité de la figure (3.3.c) (courbe rouge). L'impact est observé à partir de 20 s. L'écart-type d'Allan évolue selon une pente en $\tau^{+1/2}$ sur laquelle se superposent des bosses caractéristiques de la périodicité des interférences.

Quand la régulation thermique est active, la fréquence du battement oscille autour d'une valeur moyenne à laquelle se superposent des oscillations. En raison des interférences qui perturbent périodiquement le signal d'erreur. Cela induit une bosse centrée à 1000 s sur l'écart-type d'Allan (Fig. 3.3.c) limitant la stabilité à niveau de 10^{-12} (200 Hz). Pour des temps d'intégration suffisamment longs pour moyennner ces oscillations, on observe que la stabilité du laser décroît jusqu'à 1.10^{-14} au bout de 10 000 s.

3.2.2 Impact de l'effet de la RAM

Les deux principaux effets liés à la détection de RAM sont la distorsion du signal démodulé et l'apparition d'un niveau continu variable en fonction de la température [Manamanni 2019]. Ces deux points seront développés (démonstration théorique et expérimentale) dans la 2^{ème} partie de ce manuscrit. Nous avons cherché à quantifier le décalage apporté par la distorsion du signal. Pour ce faire nous avons d'abord mesuré le niveau de RAM. Le signal en sortie de la photodiode de détection présente une modulation d'amplitude à 200 kHz correspondant à la RAM introduite par le modulateur du faisceau saturant. Le niveau de RAM vaut $\mu = 0.002$ et est estimé en faisant le rapport de l'amplitude des oscillations par rapport au niveau continu du signal.

Pour modéliser l'effet de la RAM, un terme de modulation d'amplitude a été ajouté à l'expression du signal démodulé (eqt. 2-17). Le signal est modulé en fréquence à 200 kHz avec un indice de 2 conformément aux conditions expérimentales. La modélisation du signal démodulé est représentée en figure (3.4) où l'indice de modulation de la RAM vaut $\mu = 0,002$.

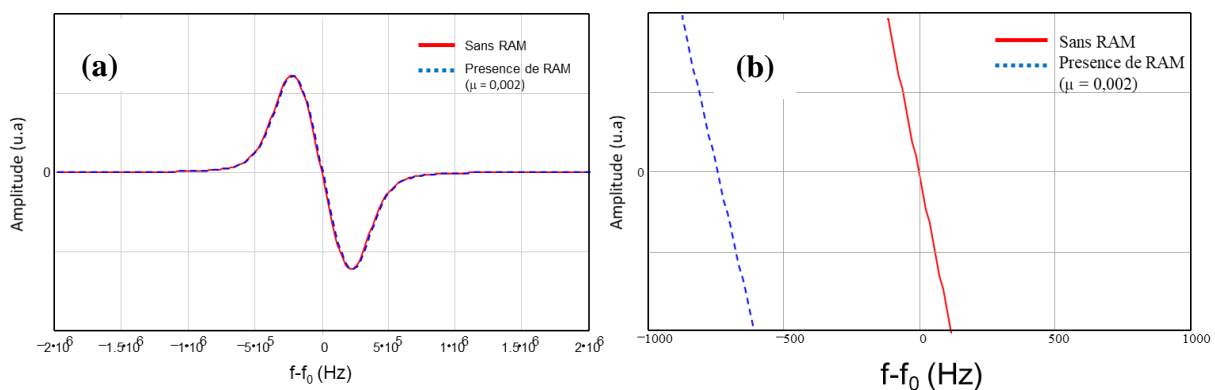


Figure 3.4 (a) : Modélisation du signal démodulé en présence de la RAM sur le faisceau saturant. (b) : décalage du centre de la raie par effet de distorsion

La forme de raie démodulée du signal d'absorption saturée est tracée en présence et en absence de l'effet de la RAM. A cette échelle, les 2 courbes sont confondues. Cependant un grossissement (figure.(3.4.b)) permet d'observer un décalage de 800 Hz du passage par zéro. Ce décalage résulte de la distorsion de la forme de raie signal démodulé en présence de l'effet de la RAM. Concernant le niveau continu généré par la RAM, celui-ci vaut moins de 10 mV

lorsque la régulation de température est active et le dispositif thermalisé. Cependant celui-ci est négligeable devant le fond variable due à la démodulation des franges d'interférences (figure. 3.2).

En plus de ces deux effets, la détection de la RAM engendre un transfert du bruit technique du laser autour de la fréquence de modulation. Par ailleurs, et comme nous l'avons observé dans l'analyse des résultats du paragraphe 3.1, la détection de la RAM engendre aussi une amplification de l'amplitude des franges d'interférences.

En conclusion, la modulation d'amplitude parasite dégrade les performances de l'asservissement de fréquence du laser. Associé à la présence de franges d'interférences, ces deux effets représentent la limite ultime du dispositif.

3.2.3 Réflexions parasites dans les fibres

Les réflexions parasites à l'origine des interférences sont inhérentes aux composants fibrés [Athee 2009]. Nous avons été limités par la détection des interférences tout au long du processus de développement du banc optique. Ainsi différentes géométries et configurations ont dû être explorées afin de limiter l'amplitude des interférences, voire de les supprimer. Ainsi, dans une version initiale du montage, deux circulateurs étaient placés de part et d'autre de la cellule afin d'envoyer un des faisceaux dans la cellule et extraire l'autre faisceau contra-propageant.

La figure (3.5) illustre l'amplitude des franges d'interférences démodulées. L'acquisition est faite en balayant le courant du laser avec une rampe de 100 mV (excursion en fréquence de 8.3 MHz) et en enregistrant le signal démodulé en absence du faisceau saturant.

L'amplitude vaut 550 mV (soit 3% du signal d'erreur démodulé). Nous avons remplacé par la suite le circulateur par un PBS. On observe une réduction notable de l'amplitude des franges démodulées. Celle-ci vaut 30 mV Ce qui représente une réduction d'un facteur 18 de l'amplitude des interférences.

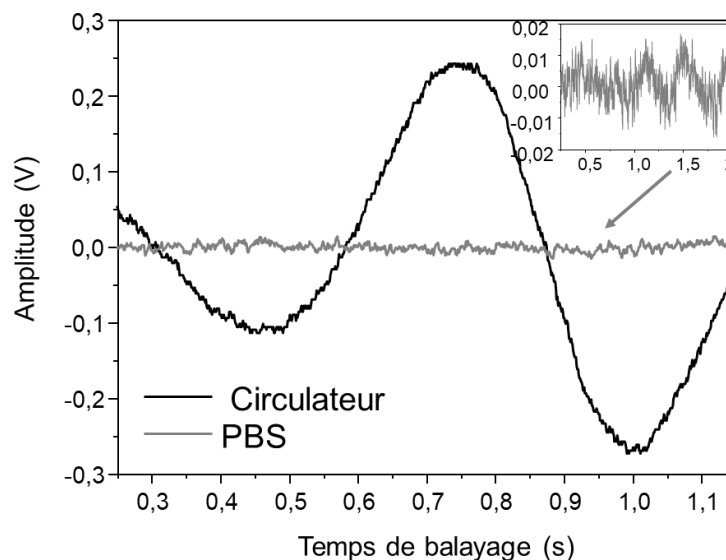


Figure 3.5 Balayage des interférences démodulées dans le cas de l'utilisation d'un PBS et d'un circulateur.

Le PBS permet de filtrer en polarisation les réflexions parasites du faisceau saturant par les différents composants du montage. La puissance résiduelle du faisceau saturant mesurée sur la

sortie vers la photodiode vaut -45 dBm avec le PBS contre -38 dBm avec le circulateur. Cependant on remarque qu'on n'arrive pas à éteindre totalement les franges démodulées. La limitation est due à la fibre à maintien de polarisation à la sortie du PBS. Celle-ci présente une isolation entre les deux axes de propagation limitée à 30 dB.

3.3 Quantification des effets systématiques

Durant les travaux expérimentaux, nous avons observé une grande dépendance de la fréquence du centre de la raie avec la puissance des faisceaux sonde et saturant (460 Hz/mW pour le faisceau sonde et 2100 Hz/mW pour le faisceau saturant) bien supérieures aux valeurs rapportées dans littérature. Athee *et al.* que nous avons évoqué plus haut (paragraphe 3.1), qui a réalisé une référence fibrée basée sur la transition P(16) de C₂H₂ en cellule, donc comparable à la nôtre, rapporte une sensibilité de 1 ± 3 Hz/mW.

Nous avons cherché les effets physiques pouvant expliquer une telle dépendance. Dans [Brillet 1981], Allain Brillet dresse un bilan des effets physiques présentant une limitation fondamentale aux dispositifs de stabilisation de fréquence de lasers basés sur la méthode de spectroscopie de saturation. Une partie d'entre eux conduit à une dépendance de la fréquence du centre de la raie avec la puissance des faisceaux. Nous avons essayé d'évaluer ces effets en estimant les ordres de grandeurs dans notre expérience. Nous avons ainsi examiné l'effet de variation de pression dans la cellule liée à la température, une éventuelle déformation de la raie due au transit, l'effet de recul, l'effet Doppler du second ordre, l'effet de courbure des fronts d'onde, l'effet de lentille gazeuse. Ces estimations sont présentées plus en détail en annexe (A). Le point essentiel est qu'aucun de ces effets ne peut expliquer la sensibilité observée.

Très récemment, de nouvelles mesures réalisées avec les atténuateurs variables à MEMS commandés électriquement qui notamment ne perturbent pas la polarisation des faisceaux conduisaient à des sensibilités bien plus faibles.

3.4 Conclusion et perspectives

Nous avons décrit dans cette première partie du manuscrit le développement et la caractérisation d'une référence de fréquence optique à 1,5 μm , basée sur des composants fibrés standards. La stabilisation de la fréquence est obtenue en verrouillant la fréquence du laser sur un signal d'absorption saturé d'acétylène. La détection du signal est réalisée dans une cellule par une méthode de transfert de modulation. Une stabilité de l'ordre de 10^{-13} entre 1 et 10^4 s est démontrée.

Pour comprendre l'origine des limitations de la stabilité de fréquence de la référence, nous avons étudié l'impact des interférences dues aux réflexions parasites des faisceaux à l'interface des composants fibrés. Nous avons également quantifié l'impact de la RAM, des fluctuations de température et des fluctuations de puissance. Nous avons également observé une importante sensibilité de la fréquence de résonance de la molécule à la puissance optique des faisceaux. Cela nous a mener à faire une étude théorique sur les effets systématiques propres à la spectroscopie de saturation. La quantification de ces effets n'a pas été suffisante pour justifier cette sensibilité. Cependant, nous avons observé expérimentalement que la variation du rapport de puissance entre le faisceau sonde et le faisceau pompe peut atténuer de manière significative cette sensibilité.

Une des perspective d'amélioration du dispositif serait donc d'approfondir cette investigation (expérimentale) en vue de réduire au minimum cet effet de sensibilité à la fréquence. D'une part en variant le rapport des puissances des deux faisceaux contra-propageant dans la cellule et d'autre part en modifiant la géométrie du dispositif en espace libre afin de respecter une symétrie entre la cellule et les deux collimateurs.

Par ailleurs, la courbe de stabilité présentée en figure (3.1) a été obtenue en 2018. Les améliorations apportées par la suite au dispositif issues de l'analyse des limitations présentée dans ce chapitre ont permis comme nous l'avons montré en figure (3.4) d'aboutir à une amélioration des performances à long terme de la référence. Cependant on a constaté une plus grande sensibilité du montage aux interférences qui conduisent à une stabilité dégradée sur le moyen terme. Les raisons de cette dégradation n'ont pu être identifiées. On peut penser à dégradation de l'alignement des éléments en espace libre, ou une usure des connecteurs fibrés conduisant à une augmentation du taux de réflexions parasites.

En raison de la détection du signal d'absorption saturée en régime de faible saturation, l'amplitude du signal dépend de la puissance du faisceau sonde également. Par conséquent augmenter la puissance du faisceau sonde et diminuer celle du faisceau saturant permettrait de d'atténuer l'amplitude des interférences issues des réflexions parasites du faisceau saturant tout en préservant l'amplitude du signal d'erreur. De plus, nous démontrons qu'un contrôle précis de la température, de la puissance des faisceaux et de la RAM peut ouvrir la voie vers la gamme 10^{-14} pour un temps d'intégration plus important. Il est prévu à cet effet l'ajout d'un dispositif de réjection de la RAM (décrit dans la 2^{ème} partie du manuscrit)

En conclusion, les dispositifs à base de composants fibrés présentent de nombreux avantages (compacité, légèreté, robustesse des alignements optiques) qui les rendent intéressants, notamment pour la réalisation de dispositifs transportables. Cependant, même si certaines améliorations peuvent encore être apportées au montage (puissances différentes des faisceaux de pompe et de sonde, remplacement des connecteurs par des épissures, choix des composants), ce travail montre que les interférences constituent une limite technologique essentielle du montage à base de fibres, limitant leur stabilité dans la gamme de 10^{-13} .

Partie II :
Développement d'une cavité de transfert de fréquence
fibrée et ultra-stable.

Les cavités optiques de grande finesse constituent un outil largement utilisé pour la réduction du bruit de fréquence des sources lasers et donc leur affinement spectral [Notcutt 2005]. Cela représente un grand intérêt pour la spectroscopie à haute résolution [Young 1999] ainsi qu'en métrologie des fréquences pour le transfert de stabilité de fréquence d'une référence optique vers un laser moins stable [Xie 1989]. En industrie de telles cavités sont utilisées pour concevoir des capteurs de grande sensibilité tel que les gyroscopes [Bergh 1984].

Une limite fondamentale à la stabilité de fréquence d'une cavité est le bruit thermique correspondant aux fluctuations statistiques de longueur et d'indice optique à une température donnée. Dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot, cet effet représente une limitation de 10^{-16} pour un temps d'intégration de 1 s [Kessler 2012.a]. Il est possible de repousser les limites du bruit thermique en optimisant le choix des matériaux et la géométrie de la cavité [Numata 2004], [Kessler 2012.a] ou par refroidissement cryogénique [Kessler 2012.b]. En métrologie, ces dispositifs sont conçus pour des applications en laboratoire et n'ont pas vocation à être transportables pour des applications embarquées. On se tourne alors vers des micro-résonateurs du type sphère en silice, disque monocristallin [Armani 2003] ou des anneaux de fibres [Stokes 1982]. L'utilisation d'une cavité fibrée résout le problème technologique lié au couplage du faisceau tout en permettant d'atteindre un facteur de qualité tout aussi élevé [Merrer 2008].

Cette deuxième partie des travaux de thèse concerne le développement d'une cavité fibrée pour le transfert de la stabilité de fréquence. Notre objectif est d'avoir un outil permettant de transférer la stabilité depuis une fréquence optique de référence (signal métrologique REFIMEVE+ ou notre référence moléculaire locale) vers un laser à une autre fréquence. On verra dans la suite qu'on cherchera à réaliser le transfert de fréquence vers deux lasers accordables pour réaliser un dispositif métrologique permettant l'étude des mécanismes d'injection optique (3^{ème} partie de ce manuscrit). Il s'agit donc de développer et d'étudier une cavité en anneau réalisée à partir de composants fibrés standards à $1.55 \mu\text{m}$. La fréquence de résonance d'un mode de la cavité sera stabilisée en agissant sur sa longueur au moyen d'une céramique piézoélectrique et d'un élément Peltier. L'asservissement optoélectronique du mode sur la référence métrologique se fait en utilisant la technique de Pound-Drever-Hall (PDH) [Drever 1983].

Nous présenterons dans le premier chapitre les deux modèles de cavité qui ont été développés initialement par l'équipe dans le cadre de la stabilisation des peignes de fréquences compacts (lasers à semi-conducteurs à verrouillage des modes passif), pour transférer la stabilité de nos références de fréquence vers le peigne. Cela nous permet de faire la synthèse des caractéristiques et des limitations propres aux deux modèles de cavités. La première est une cavité Fabry-Perot commerciale [Chaouche Ramdane 2017], la seconde une cavité en anneau fibrée [Grüning 2019]. On se basera sur les limitations de chaque dispositif pour concevoir une version améliorée de la cavité en anneau.

Au chapitre 2, nous ferons la synthèse du travail de développement et de caractérisation de la cavité en anneau stabilisée, en commençant par un rappel de la technique de PDH utilisée ici pour stabiliser la cavité sur la référence de fréquence métrologique puis mais également pour l'asservissement de deux sources accordables sur la cavité. On présentera ensuite le dispositif expérimental, les lasers utilisés ainsi que l'électronique de détection et d'asservissement. Celle-ci a été développée en interne dans le but d'abaisser le niveau de bruit de la chaîne de détection qui constitue une des limites à la stabilité en fréquence du dispositif. On utilisera un modèle physique pour optimiser la finesse et le contraste de la cavité en fonction du coefficient de couplage fixé par le choix du coupleur d'entrée de la cavité. Enfin la caractérisation optique de la cavité sera proposée.

Dans le 3^{ème} chapitre, nous traitons des limitations apportées par les modulateurs électro-optiques (MEO), à savoir de la modulation d'amplitude résiduelle (RAM) générée par la modulation de polarisation dans les MEOs. Nous commencerons par rappeler l'origine de ces effets, puis nous proposons un modèle mathématique pour quantifier l'instabilité en fréquence. Enfin nous décrivons la méthode adoptée pour la correction de la RAM.

Le chapitre 4 porte sur la caractérisation métrologique de la cavité et du transfert de fréquence. Une méthode originale est proposée pour la caractérisation de la stabilité en fréquence de la cavité (stabilisée sur la référence métrologique). On mesure ensuite la stabilité en fréquence des lasers verrouillés sur la cavité. Connaissant le niveau de stabilité de la cavité, cette mesure permet donc d'évaluer les performances du transfert de stabilité en fréquence. L'analyse de ces deux mesures permet de mettre en évidence les effets thermiques et les effets de la RAM sur la stabilité en fréquence du dispositif. L'impact de la RAM sur la stabilité à long terme est démontré après avoir introduit le dispositif de correction. Enfin, on proposera un modèle théorique permettant de démontrer la faisabilité d'un transfert de fréquence sans dégradation des performances en contrôlant une partie de la bobine de fibre en température. La démonstration expérimentale sera réalisée jusqu'à 30 GHz compte tenu de l'instrumentation disponible au laboratoire.

4. Les outils de transfert de stabilité précédemment développés

Dans le cadre de la thématique de recherche de l'équipe qui est l'étude des potentialités offertes par les lasers auto-impulsionnels à verrouillage passif des modes stabilisés par injection optique, deux cavités optiques ont été développées initialement (avant le début de ma thèse) dans le but de transférer la stabilité d'un laser de référence à un laser accordable qui jouera le rôle de laser maître dans le processus d'injection optique. La première cavité était une cavité Fabry-Pérot commerciale [Chaouche Ramdan 2017], et la seconde une cavité en anneau fibrée de 12m [Grüning 2019]. C'est l'expérience acquise lors de ces développements qui a conduit à la mise en place de la cavité à fibre que j'ai réalisée au cours de mes travaux. Nous proposons tout d'abord un rappel des caractéristiques et des limitations propres des deux montages précédents de cavités.

4.1 Cavité confocale

Le premier outil de caractérisation développé pour l'étude des lasers auto-impulsionnels a été réalisé à partir d'une cavité Fabry Perot confocale. Cette cavité commerciale (Thorlabs SA200) présentant une stabilité mécanique suffisante. Elle possède un miroir monté sur une cale piézoélectrique isolée de l'environnement du laboratoire par une enceinte de plaques de bois aggloméré de 2 cm d'épaisseur et des plaques de mousse polyuréthane de 2 cm collées les unes aux autres. Une fibre d'entrée est couplée à la cavité confocale au moyen d'un collimateur et d'une lentille convergente placée devant la cavité. La cavité présentait un intervalle spectral libre de 3 GHz et des résonances de 5 MHz de largeur. Le schéma du dispositif expérimental est illustré en figure (4.1) extraite du manuscrit de thèse de [Chaouche- Ramdane 2018]. La référence de fréquence utilisée pour la stabilisation de la cavité était un laser DFB verrouillé sur une transition d'HCN à 1549 nm détectée en absorption linéaire dans une cellule commerciale fibrée (largeur de la résonance 500 MHz).

La stabilisation de la cavité sur le laser DFB est obtenue par la méthode PDH. Le faisceau du laser DFB réfléchi en entrée de la cavité est démodulé ce qui génère un signal d'erreur. L'asservissement de la fréquence de la cavité sur ce laser DFB était assuré en contrôlant la distance entre les miroirs au moyen de la cale piézo-électrique.

Un laser à cavité externe (désigné ECLD pour External Cavity Laser Diode) accordable sur 100 nm de type TUNICS OM (Photonetics) est ensuite verrouillé sur la cavité de transfert. Il est modulé en fréquence via son courant et son faisceau est détecté en transmission de la cavité. La démodulation du faisceau permet l'élaboration d'un signal d'erreur. L'asservissement de ce laser sur un mode de la cavité confère à ce dernier la stabilité de la référence à 1549 nm transféré le long de cavité.

Le transfert de stabilité a été caractérisé à partir du battement hétérodyne entre la référence du SYRTE (REFIMEVE+) à 1542 nm est le laser accordable (ECLD) verrouillé sur un mode de la cavité confocale. La stabilité relative du transfert a été mesurée à 10^{-10} à 1 s (20 kHz).

La limitation est attribuée à la largeur Doppler de la transition d'HCN qui ne permet pas de discriminer suffisamment les fluctuations de fréquence du laser par rapport au bruit de la chaîne de mesure et limite sa stabilisation [Chaouche-Ramdane 2018].

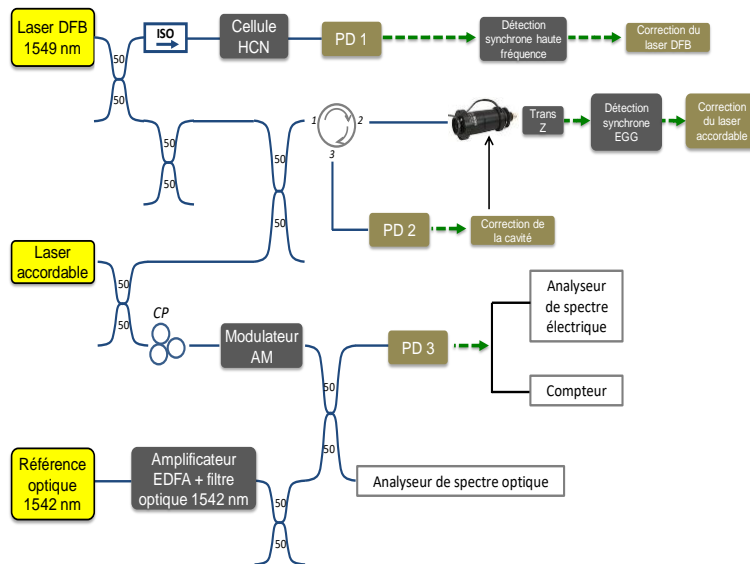


Figure 4.1 Schéma du montage expérimental de la cavité de transfert de fréquence et du dispositif de caractérisation du transfert. Figure extraite de [Chaouche Ramdane 2018]

Ce montage a donc permis de démontrer le principe du transfert de la stabilité sur 7 nanomètres (entre 1549 nm pour la transition HCN et 1542 nm pour la référence du SYRTE) grâce à l'utilisation du laser accordable pouvant être verrouillé sur n'importe quel mode de la cavité confocale. La stabilité du transfert de fréquence est obtenue grâce au battement entre le laser accordable verrouillé sur un mode de la cavité avec la référence du SYRTE.

La figure (4.2) représente l'écart-type d'Allan en valeurs relatives de ce battement pour un temps d'échantillonnage de 1 s.

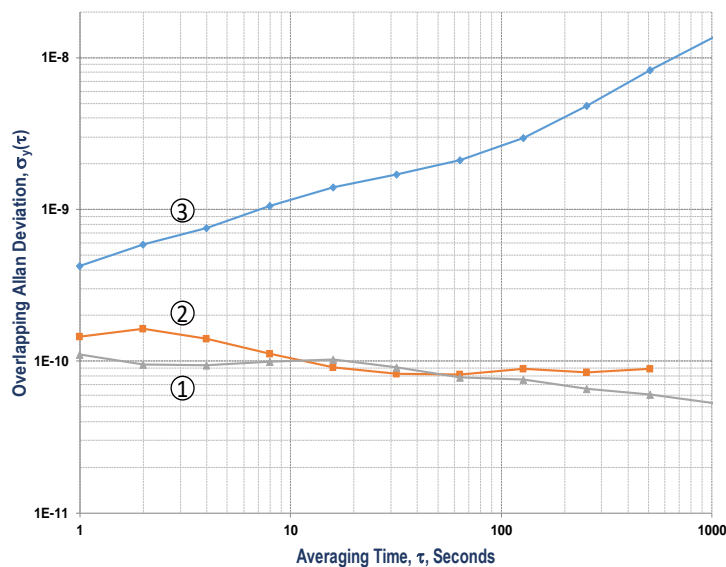


Figure 4.2 Courbe de stabilité du dispositif de transfert de fréquence. Courbe extraite de [Chaouche Ramdan 2018]

La stabilité de la cavité libre (non verrouillée sur le DFB) est donnée par la courbe 3.

La fréquence de la cavité dérive avec une pente en $\tau^{+\frac{1}{2}}$ pour des temps inférieurs à 100 secondes et ensuite présente une dérive linéaire de la fréquence qui se traduit par une pente unité. Cette dérive est mesurée à 20 kHz /s.

La courbe 1 représente la stabilité de la cavité lorsqu'elle est verrouillée sur le laser DFB et présente un plancher à 10^{-10} . La courbe 2 donne quant à elle la stabilité de la cavité référencée lorsque l'on utilise un laser accordable à la place du DBF pour sonder la transition d'HCN et pour stabiliser la cavité. Le niveau de stabilité à partir de 10 s est égal à celui de la courbe 1.

La limitation du niveau de stabilité atteint provient bien de la référence utilisée pour stabiliser la cavité à 10^{-10} et pas des asservissements électroniques utilisés pour réaliser les différents locks (cavité sur référence et laser accordable sur cavité). En raison de la cellule de gaz sondé qui présente une pression importante (500 mTorr), l'élargissement par pression de la transition moléculaire en absorption saturée ne peut être détectée. Ainsi la transition détectée est-elle élargie par effet Doppler et possède donc une largeur de plusieurs centaines de MHz qui limite la stabilité de la référence de fréquence HCN.

Concernant la stabilité à long terme, il a dans un premier temps été démontré que la limitation principale du dispositif provenait de la modulation d'amplitude parasite (RAM) lorsque les laser étaient directement modulés en courant. L'utilisation de modulateurs externes à base de Niobate de Lithium ont considérablement réduit cette RAM mais également offrent la possibilité de la contrôler et donc de la corriger [Chaouche-Ramdane 2018]. Ce dernier point sera largement développé dans les prochains chapitres.

4.2 La première Cavité en anneau fibrée

Le deuxième outil de transfert de stabilité a été développé dans le but d'augmenter la finesse de la résonance de la cavité et d'aboutir à un meilleur niveau de stabilité. La cavité en anneau est constituée de 12.5 m de fibre optique et son intervalle spectral libre vaut 16 MHz. La largeur des modes optiques est de 800 kHz (largeur à mi-hauteur), ce qui conduit à une finesse de la cavité de 20. Celle-ci est déterminée par le taux de couplage en entrée de la cavité ainsi que par les pertes au niveau des connecteurs et des soudures. Le dispositif expérimental est illustré par la figure (4.3).

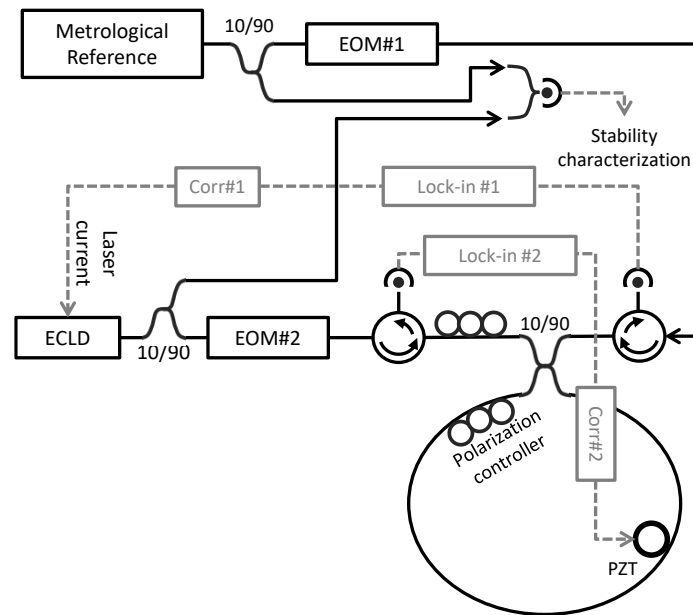


Figure 4.3 Dispositif expérimental de la cavité en anneau. EOM : modulateur électro-optique; Lock-in : détection synchrone, Corr1 et 2 : Correcteurs, PZT : céramique piézoélectrique. Figure extraite de [Chaouche Ramdane 2019]

Les faisceaux du laser accordable et de la référence optique sont contra-propageants dans la cavité. 25 tours de fibres sont enroulées autour d'un actionneur piézoélectrique cylindrique de diamètre 6,6 cm fournit par la société « Morgan Advanced Materials / Morgan thermal Ceramics » qui permet de piloter la longueur de la cavité. Le couplage et l'extraction des faisceaux est fait au moyen de circulateurs placés de part et d'autre de la cavité. La référence sur laquelle est verrouillée la cavité est le signal du SYRTE (REFIMEVE+). Les faisceaux sont modulés en phase avant d'être couplés à la cavité. Les faisceaux réfléchis par la cavité sont démodulés par des détections synchrones commerciales (Stanford Research RS 844). On utilise la technique PDH (pour Pound-Drever-Hall) pour la génération de signaux d'erreur de forme dispersive permettant de stabiliser la cavité sur une résonance. L'asservissement est obtenu par rétroaction sur la longueur de la cavité via l'actionneur piézoélectrique. La stabilité en fréquence de la cavité en anneau a été comparée à celle de la première cavité Fabry Pérot commerciale (Fig. 4.4). Le résultat est représenté par l'Ecart-type d'Allan en valeurs relatives.

La stabilité en fréquence de chacune des cavités est obtenue par la mesure de stabilité du battement entre la référence de fréquence métrologique (REFIMEVE+) est une TUNICS verrouillée sur un mode de cavité. Les mesures sont faites dans les mêmes conditions expérimentales, à savoir les deux cavités référencées sur la référence métrologique du SYRTE. La courbe en rouge est la somme quadratique des deux mesures. Celle-ci représente la limite de sensibilité du dispositif de transfert constitué par les deux cavités stabilisées. Un tel dispositif de fréquence a permis de réaliser l'expérience de transfert présentée dans Grüning et al. [Grüning2019]. La courbe de stabilité de la cavité en anneau présente à court terme une décroissance en $\tau^{-1/2}$ et atteint 200 Hz (10^{-12} en valeur relative) pour un temps d'intégration de 2 s. Un plancher à 4.10^{-13} est observé à partir de 400 s. Cette limitation est due au fait que le coefficient du discriminateur de fréquence (largeur de la résonance des cavités) est insuffisant et dans ce cas, la correction du bruit de la cavité est donc limitée par le bruit de la chaîne de mesure.

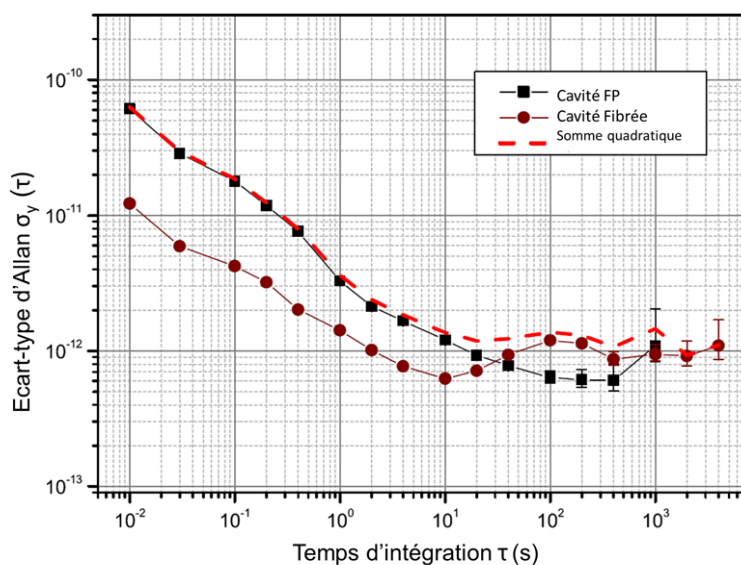


Figure 4.4 Stabilité intrinsèque des cavités. Figure issue de [Grüning 2019].

La cavité en anneau présente une meilleure stabilité à court terme puisque la pente du discriminateur de fréquence est supérieure à celle de la cavité confocale pour des bruits de mesure équivalents (rapport 5 entre les largeurs des résonances des deux cavités). Par conséquent la cavité en anneau présente une sensibilité au bruit d'amplitude 5 fois moins importante que celle de la cavité Fabry-Pérot. La stabilité de la cavité à long terme est alors limitée par la sensibilité à l'environnement thermique et le gain de correction trop faible des asservissements aux basses fréquences.

Ces deux cavités verrouillées simultanément sur la référence du Syrte à 1542nm ont permis de démontrer la faisabilité d'un transfert de fréquence d'une référence métrologique vers deux ECLD sur une plage de 58 nm avec un niveau de stabilité dans la gamme des 10^{-12} [Grüning 2019].

5. Développement d'une nouvelle cavité fibrée pour le transfert de fréquence

Ce chapitre a pour objet la présentation et la caractérisation d'une nouvelle version de la cavité de transfert de fréquence plus robuste et plus stable sur le long terme. Il s'agit également d'une cavité en anneau fibrée avec un discriminateur de fréquence plus sensible pour une correction plus efficace des fluctuations de fréquence de la cavité.

Nous rappelons les principes de la technique de Pound-Drever-Hall, utilisée pour la détection des signaux d'erreurs pour l'asservissement de la cavité sur une référence de fréquence et la stabilisation des lasers accordables sur la cavité. On présente ensuite le dispositif expérimental, puis la caractérisation optique de la cavité. On soulignera l'importance du choix du coupleur dans l'optimisation de la finesse de la cavité dans le cas d'une cavité en anneau par la simulation de la finesse et du contraste des modes en fonction des pertes dues au couplage.

Enfin les 4^{ème} et 5^{ème} parties de ce chapitre présenteront les lasers accordables utilisés ainsi que l'électronique de détection et de correction développées conjointement avec l'atelier d'électronique du laboratoire dans le but de réduire le plancher de bruit électronique affectant la stabilité en fréquence du dispositif.

5.1 Rappel sur la technique de Pound-Drever-Hall (PDH)

La technique de Pound-Drever-Hall (PDH) [Drever 1983] est une technique largement utilisée en stabilisation de laser, généralement sur une cavité Fabry-Pérot de référence. Nous l'utiliserons aussi pour verrouiller la fréquence d'un mode de la cavité sur la référence optique. La technique PDH introduit une fréquence de modulation des faisceaux supérieure à la largeur des modes de la cavité. Les composantes de modulation sont réfléchies par la cavité, ce qui permet une comparaison de la phase entre le signal optique traversant la cavité et les composantes de modulation réfléchies. La pente du discriminateur ainsi obtenu est seulement définie par la largeur de la résonance. La porteuse optique de fréquence angulaire ω est modulée en phase par un modulateur électro-optique avec une fréquence angulaire ω_m . Le principe de la méthode est illustré dans la figure (5.1), extraite est adaptée de [Riehle 2004].

Pour un faible indice de modulation $\delta \ll 1$, il est suffisant de ne considérer que les bandes latérales les plus proches de la porteuse $\omega \pm \omega_m$ [Riehle 2004].

Le champ du faisceau réfléchi à l'entrée de la cavité s'écrit :

$$E_r(\omega) = \frac{E_0}{2} \left[r(\omega) J_0(\delta) e^{i\omega t} + r(\omega + \omega_m) J_1(\delta) e^{i(\omega + \omega_m)t} - r(\omega - \omega_m) J_1(\delta) e^{i(\omega - \omega_m)t} \right] + cc \quad 5-1$$

où r est le coefficient de réflexion de la cavité Fabry-Pérot et $J_i(\omega)$ la fonction de Bessel d'ordre i

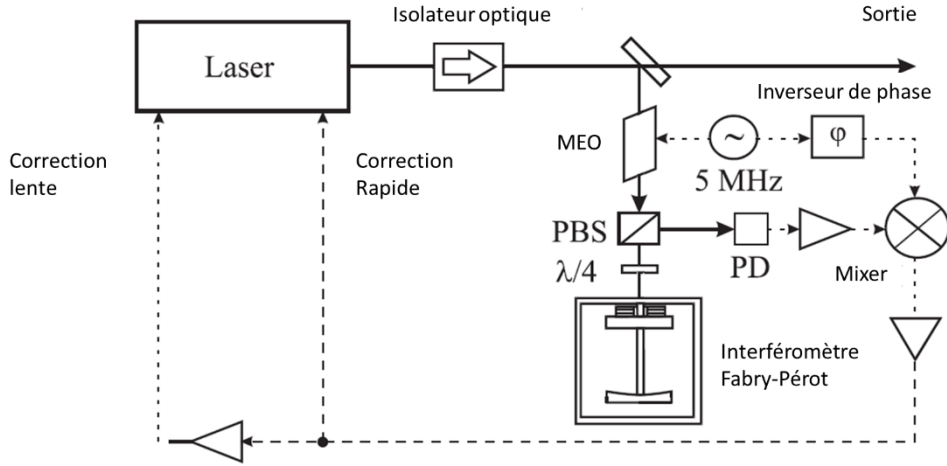


Figure 5.1 Schéma d'un dispositif de stabilisation de fréquence par la méthode PDH.

MEO pour modulateur électro-optique ; PD pour Photodétecteur. Figure extraite de [Riehle 2004]

Le faisceau réfléchi E_r subit une rotation de polarisation au travers de la lame quart-d'onde et est dirigé vers la photodiode par le cube séparateur de polarisation.

L'expression du photocourant produit par une photodiode d'efficacité de conversion η_{PD} vaut dans ce cas :

$$i_{PD} = \eta_{PD} P_r \approx E_r E_r^* \quad 5-2$$

Après développement de l'expression et en supposant un filtre passe-bas en aval de l'amplificateur transimpédance qui coupe les composantes à $2\omega_m$, le photocourant vaut :

$$i_{PD}^{(\omega_m)} \approx J_0 J_1 \{ [r(\omega) r^*(\omega + \omega_m) - r^*(\omega) r(\omega - \omega_m)] e^{-i\omega_m t} \{ [r(\omega) r^*(\omega + \omega_m) - r^*(\omega) r(\omega - \omega_m)] e^{-i\omega_m t} + [r^*(\omega) r(\omega + \omega_m) - r(\omega) r^*(\omega - \omega_m)] e^{i\omega_m t} \} \} \quad 5-3$$

En utilisant la propriété suivante :

$$\text{Pour } A = a + ib, A \exp(-i\omega t) + A^* \exp(i\omega t) = 2a \cos \omega t + 2b \sin \omega t ,$$

L'expression (5-3) devient:

$$i_{PD}^{(\omega_m)} \approx 2J_0 J_1 \text{Re}\{r(\omega) r^*(\omega + \omega_m) - r^*(\omega) r(\omega - \omega_m)\} \cos \omega_m t + 2J_0 J_1 \text{Im}\{r(\omega) r^*(\omega + \omega_m) - r^*(\omega) r(\omega - \omega_m)\} \sin \omega_m t. \quad 5-4$$

$$i_{PD}^{(\omega_m)} \approx J_0(\delta) J_1(\delta) [A(\Delta\omega) \cos(\omega_m t) + D(\Delta\omega) \sin(\omega_m t)]. \quad 5-5$$

Pour calculer les termes $A(\Delta\omega)$ et $D(\Delta\omega)$ on utilise l'expression du coefficient de réflexion suivant, où Γ représente la largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité :

$$r = \frac{\Delta\omega(\Delta\omega + i\Gamma/2)}{(\Gamma/2)^2 + \Delta\omega^2} \quad 5-6$$

Après développement on trouve [Riehle 2004] :

$$D(\Delta\omega) = -4 \frac{\omega_m^2 \left(\frac{\Gamma}{2}\right) \Delta\omega \left[\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - \Delta\omega^2 + \omega_m^2\right]}{\left[\Delta\omega^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right] \left[(\Delta\omega + \omega_m)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right] \left[(\Delta\omega - \omega_m)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right]} \quad 5-7$$

et

$$A(\Delta\omega) = 4 \frac{\omega_m \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \Delta\omega \left[\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \Delta\omega^2 + \omega_m^2\right]}{\left[\Delta\omega^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right] \left[(\Delta\omega + \omega_m)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right] \left[(\Delta\omega - \omega_m)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2\right]} \quad 5-8$$

Ainsi les termes $A(\Delta\omega)$ et $D(\Delta\omega)$ représentent les expressions du signal en phase et en quadrature en sortie du mélangeur (ou détection synchrone). Il est possible de basculer entre les deux formes du signal en créant un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ entre le signal modulant et l'oscillateur local. La forme des signaux calculés d'après (5-7) et (5-8) et illustrée par la figure (5.2) en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la fréquence centrale de la résonance $\Delta\omega = \omega - \omega_0$.

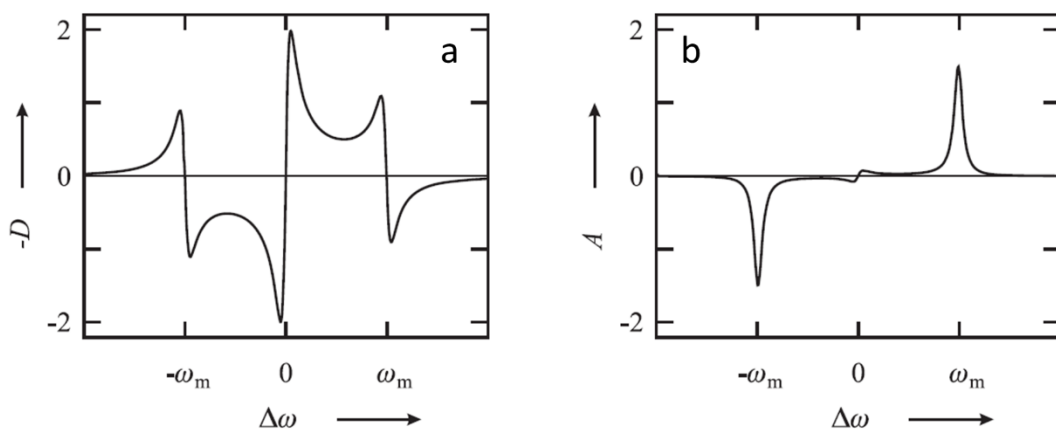


Figure 5.2 (a) : Signal PDH en quadrature de phase; (b) Signal PDH en phase. Figure extraite de [Riehle 2004]

Le signal en quadrature de phase d'allure dispersive (Fig. 5.2.a) représente la superposition des trois raies de formes dispersives que sont la porteuse à ω_0 et les bandes latérales à $\omega_0 \pm \omega_m$.

En pratique, ce signal constitue le signal d'erreur dans la boucle d'asservissement. Tout écart de fréquence du laser par rapport au zéro est compensé par une tension proportionnelle à cet écart, délivrée par le correcteur et agissant sur le courant du laser et/ou sa température afin de maintenir sa fréquence au centre. Théoriquement, la limitation ultime de cette technique reste le bruit de photon ou « shot-noise » [Drever 1983]. Cependant et comme nous le verrons plus loin, l'utilisation d'un modulateur électro-optique introduit une modulation d'amplitude résiduelle à la fréquence de modulation. Cela a pour conséquence le décalage du centre de la résonance. Ce point fera l'objet d'une étude rigoureuse et une solution pratique pour compenser cet effet sera proposée au chapitre 6.

5.2 Structure de la cavité

Le dispositif expérimental de la cavité en anneau développée dans le cadre de ce travail de thèse est schématisé en figure (5.3). Les traits noirs continus représentent les fibres optiques, les lignes noires discontinues les liaisons électriques. Ainsi le signal de référence est copropageant avec une des diodes lasers accordables notée "TUNICS 1" sur le schéma. Les sources utilisées seront décrites dans le paragraphe suivant.

La cavité est réalisée avec 200 m de fibre standard (SMF-28) dont 15 m sont enroulés autour d'une céramique piézoélectrique cylindrique d'un diamètre de 6.5 cm. Cela correspond à un intervalle spectral libre de 1.012 MHz.

L'intérêt d'une cavité d'une longueur aussi importante est d'aboutir un ISL plus petit afin d'obtenir des modes optiques de résonance plus étroite. Cela permet d'avoir un discriminateur de fréquence avec une plus grande pente.

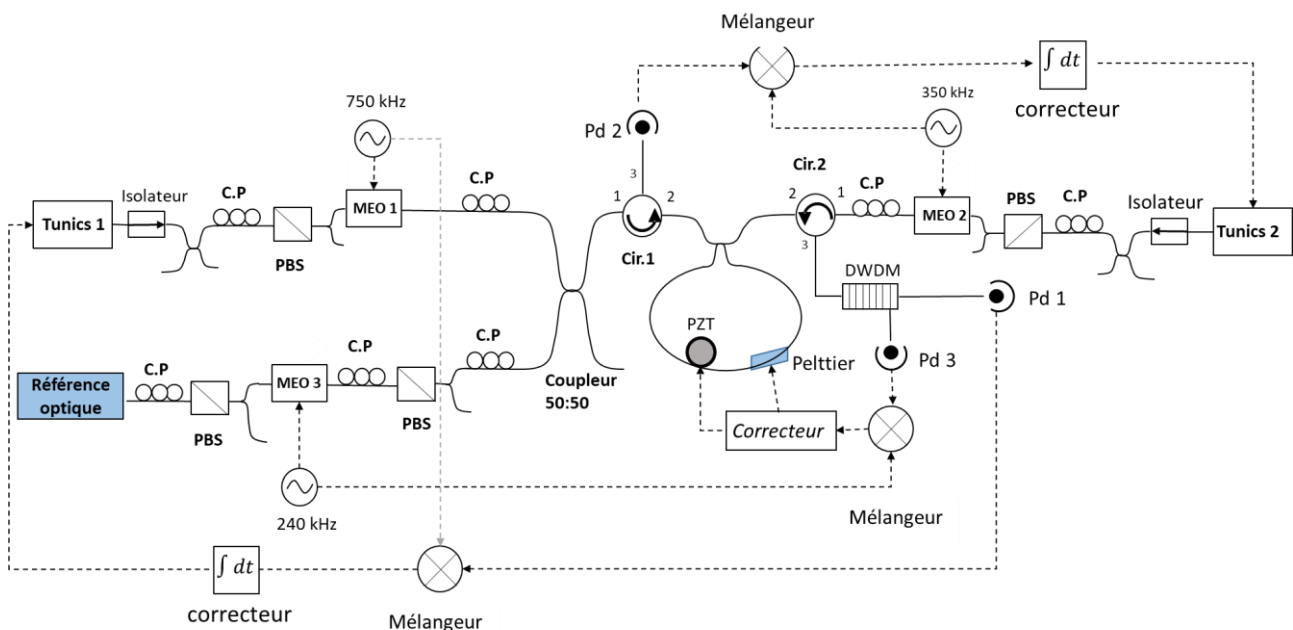


Figure 5.3 Schéma du dispositif expérimental de la cavité de transfert. C.P : Contrôleur de polarisation. Cir : circulateur. Pd : Photodiode. PBS : cube séparateur de polarisation. MEO : modulateur électro-optique.

Comme on utilise la technique PDH pour l'asservissement de la cavité sur la référence optique ainsi que pour l'asservissement des TUNICS sur la cavité, les trois faisceaux sont modulés en phase et détectés en réflexion de part et d'autre de la cavité.

Les précautions prises pour optimiser le couplage des deux TUNICS dans les modulateurs électro-optiques et ensuite dans la cavité sont les mêmes. D'abord un isolateur est placé devant chaque source. Un contrôleur de polarisation, un PBS et un coupleur sont placés en amont de chaque MEO pour permettre de réaliser une polarisation linéaire en entrée alignée sur l'axe du modulateur électro-optique. On règle pour cela le contrôleur de polarisation de manière à minimiser la puissance mesurée sur la sortie libre du coupleur.

La biréfringence résiduelle que présentent les fibres optiques ($\Delta n < 10^{-6}$) n'est pas suffisante pour définir des modes propres de polarisation dans les fibres optiques de type SMF. Néanmoins, les contraintes sur la fibre imposées par le bobinage de la fibre sur la cale piezo-électrique (PZT) cylindrique vont avoir pour effet de créer une direction de polarisation du champ électrique privilégiée autour du cylindre PZT. Dès lors, on remarque que la cavité présente deux modes propres de propagation qui vont être plus ou moins excités par l'état de polarisation du signal injecté en entrée de la cavité. Dans ces conditions, la cavité analyse la polarisation du faisceau et sépare le champ en deux familles de modes. Un 2^{ème} contrôleur de polarisation est placé en entrée de la cavité de sorte à aligner une polarisation rectiligne sur l'axe principale de la cavité et n'exciter qu'une seule famille de mode.

Le signal de référence modulé à 240 kHz ainsi que la TUNICS 1 modulée à 750 kHz sont couplés dans la cavité via un coupleur 3 dB. Un circulateur placé en entrée de la cavité permet le passage des deux faisceaux de la voie 1 à 2 vers la cavité, ainsi que l'extraction de la TUNICS 2 (modulée à 350 kHz) contra-propagante via la voie 3 vers une photodiode. Le montage est symétrique. On retrouve ainsi un circulateur en sortie de la cavité pour le couplage de la TUNICS 2 dans la cavité et l'extraction des faisceaux d'entrée. Un filtre optique d'une largeur de 100 GHz centré à 1542 nm est utilisé en sortie de la voie 3 du circulateur pour séparer le signal de référence de celui de la TUNICS 1. Les détecteurs et mélangeurs de fréquences à bas bruit utilisés pour la détection et la démodulation des faisceaux optiques sont développés en interne par l'atelier d'électronique du LPL. Une description détaillée des cartes électroniques est faite dans la dernière section de ce chapitre.

L'asservissement de la cavité sur la référence optique est réalisé au moyen de deux actionneurs. La correction rapide est faite via la céramique piézoélectrique. La correction lente est assurée par un module thermoélectrique (Peltier) placé en dessous d'une plaque de cuivre (30x40x4 mm). Le contrôle de la température est réalisé sur une partie (environ 1/6^{ème}) de la bobine de fibre.

5.3 Sources lasers accordables utilisées

Les sources laser accordables utilisées dans ce dispositif sont des diodes laser à cavité étendue en configuration Littman. Ces lasers conçus par la société Photonetics ont été développés initialement pour les télécommunications optiques. Ils représentent ici de bons candidats pour effectuer un transfert de fréquence sur plusieurs dizaines de nanomètres. Leur gamme d'accordabilité est comprise entre 1500 et 1600 nm. Elle est définie par l'angle entre le réseau de Bragg et le miroir (réglable grâce à une vis micrométrique) et plus finement par le courant d'alimentation de la diode. Ces lasers sont alimentés par un courant d'intensité compris entre 100 et 200 mA et peuvent délivrer une puissance optique de 7 dBm. L'alimentation d'origine de ces diodes est remplacée par une source de courant externe bas bruit développée par la société « LaserLabs », ce qui permet une réduction de la largeur de la raie d'émission d'un facteur 10 (de ~1MHz à ~100 kHz). Par ailleurs ces sources possèdent une entrée modulation de courant que nous avons également modifiée pour permettre l'ajout d'un signal de correction.

La largeur du mode optique des lasers accordables est mesurée par battement hétérodyne (figure.(5.4)). D’abord avec la référence optique ce qui donne une largeur de raie à -3 dB de 80 kHz. En suite avec un second laser accordable du même type. On trouve alors un battement de largeur de 140 kHz à -3 dB. On en déduit que les lasers accordables pour ce point de fonctionnement (courant uniquement car ces lasers ne possèdent pas de régulation en température) ont une largeur de raie de l’ordre de 70 kHz.

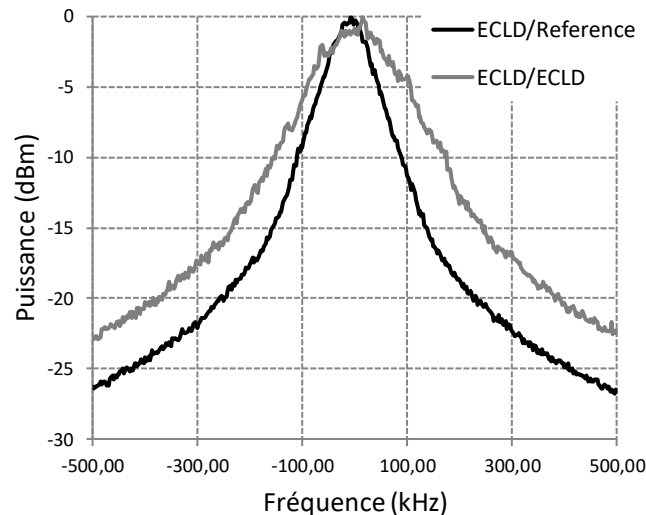


Figure 5.4 Spectre du battement hétérodyne entre les deux TUNICS

(Gris) et une TUNICS et un laser de référence (Noir). Figure extraite de [Chaouche-Ramdane 2018]

5.4 Caractérisation optique de la cavité

Afin de concevoir une cavité avec une résonance la plus étroite possible, deux paramètres agissant sur le contraste des modes et la finesse de la cavité peuvent être utilisés : la longueur de la fibre et le taux de couplage en intensité dans la cavité. Nous avons opté pour une longueur de fibre de 200 m, conduisant à un Intervalle spectral libre (*ISL*) de 1,012 MHz. À partir des signaux détectés on caractérise la finesse et le facteur de qualité de la cavité.

Pour l’analyse de la cavité et sa caractérisation, le signal REFIMEVE+ est utilisé en raison de sa finesse spectrale (largeur spectrale inférieure à 1 Hz à 1 s de temps d’intégration). Le signal réfléchi en entrée de cavité et observé à l’oscilloscope après un filtre électronique passe bas de 160 Hz (Fig. 5.5.a). On distingue la porteuse ainsi que les bandes latérales de modulation à 240 kHz. La largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité vaut 21 kHz. L’indice de modulation choisi vaut $\delta = 1,08$. Le signal démodulé étant proportionnel au produit des coefficients de Bessel $J_0 J_1$ comme le montre l’équation (5.5), cette profondeur de modulation donne le maximum d’intensité pour le signal démodulé.

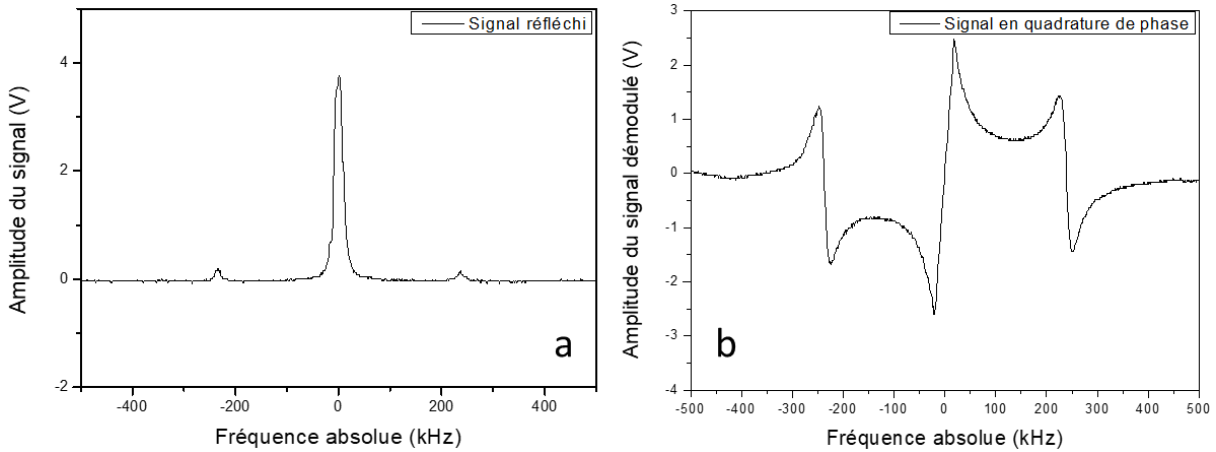


Figure 5.5 (a) Signal de référence détecté en réflexion ; (b) Signal démodulé (PDH) en quadrature de phase

Le signal démodulé en quadrature de phase (figure.(5.5.b)) joue le rôle de discriminateur de fréquence pour l'asservissement de la cavité. Il présente une largeur pic-à-pic de 21 kHz et une amplitude de 5 V. La fréquence de modulation étant plus large que la largeur de la résonance on distingue les contributions des bandes latérales à 240 kHz.

La détermination du facteur de qualité de la cavité implique la connaissance de sa finesse F . Celle-ci est définie comme étant le rapport entre l'intervalle spectral libre de la cavité (ISL) et la largeur à mi-hauteur des résonances $\Delta\nu$. La finesse s'écrit donc :

$$F = \frac{ISL}{\Delta\nu} \quad 5-9$$

On trouve ainsi une finesse de cavité de 48 et un facteur de qualité Q défini par :

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu} = \frac{F \nu_0}{ISL} \quad 5-10$$

Q vaut 9.10^9 pour des fréquences optiques autour de 200 THz ($1,5 \mu\text{m}$).

Afin d'optimiser le contraste et la finesse de la cavité nous sommes parti du modèle extrait de [S.Fresnel 2017] et [Stokes 1982] permettant de simuler les ces deux propriétés en fonction des pertes intra-cavité et du coefficient de transmission en intensité du coupleur.

La finesse de la cavité est définie par la relation suivante :

$$F = \frac{\pi^4 \sqrt{k_r k}}{1 - \sqrt{k_r k}} \quad 5-11$$

où k_r est le coefficient de transmission en intensité sur 1 tour de cavité et k est le coefficient de couplage dans la cavité (dans notre cas 90%). k_r est calculé par la relation suivante :

$$k_r = (1 - \gamma)(1 - s) e^{-\alpha l} \quad 5-12$$

γ : Coefficient de pertes en intensité du coupleur. Le facteur $(1 - \gamma)$ représente le coefficient

de transmission en intensité du coupleur.

α : Coefficient de perte linéique en intensité le long de la fibre. ($\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$) à 1550 nm

s : coefficient de perte ponctuelle en intensité dû aux soudures de fibres optiques et vaut $s = 0.02 \text{ dB/soudure}$ (estimation donnée par la soudeuse à fibre dans la cas d'une bonne soudure)

Pour une cavité de 200 m, dont l'ISL est de 1.012 MHz et constituée de 3 soudures et d'un coupleur en entrée 90% le coefficient de transmission en intensité vaut : $k_r = 0.977$ ce qui induit une finesse de cavité de $F = 49$.

La largeur théorique de la résonance calculée à partir de l'expression de la finesse vaut : $\Delta\nu = 21.64 \text{ kHz}$

Le contraste théorique est calculé en fonction des pertes intra-cavité suivant le modèle de Stokes [Stokes 1982] :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad 5-13$$

$$I_{max} = \frac{I_{in}(k + k_r + 2\sqrt{kk_r})}{1 + kk_r + 2\sqrt{kk_r}} \quad 5-14$$

$$I_{min} = \frac{I_{in}(k + k_r - 2\sqrt{kk_r})}{1 + kk_r - 2\sqrt{kk_r}} \quad 5-15$$

On voit que chacune de l'expression de la finesse et du contraste est fonction du couplage en intensité du coupleur ainsi que du coefficient de transmission sur un tour de cavité (donc des pertes). La figure (5.6) illustre l'évolution de la finesse (en bleu) et du contraste en fonction de l'intensité transmise par le coupleur en entrée de la cavité pour une valeur de $k_r = 0.977$.

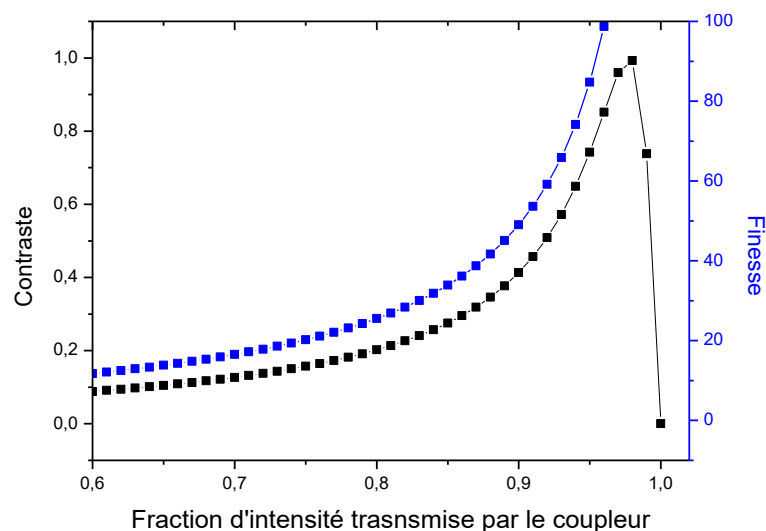


Figure 5.6 Evolution de la finesse et du contraste en fonction du coefficient d'intensité transmise par le coupleur (k)

Lorsque les pertes intra-cavité sont équivalentes à la fraction d'intensité transmise dans la cavité, le contraste est maximal. On appelle cette condition « couplage critique ». Sous cette condition, le champ d'entrée transmis par le coupleur et le champ extrait de la cavité interfèrent destructivement à la fréquence centrale du mode. C'est cette condition qui est recherchée lors du choix du taux de couplage dans la fibre.

5.5 Développement de l'électronique de détection et d'asservissement

Dans sa thèse A. Chaouche-Ramdane démontre que certaines limitations dans la chaîne de transfert de fréquence sont dues au bruit électronique introduit dans la chaîne de mesure (depuis la photodiode jusqu'au signal d'erreur). La caractérisation faite dans [Chaouche-Ramdane 2018] montre que le plancher de bruit est dû essentiellement à l'utilisation d'une détection synchrone commerciale et donc qu'utiliser une électronique moins bruyante pourrait permettre de réduire ce plancher. Durant ce travail de thèse, un soin particulier a été apporté au développement d'une électronique bas bruit conjointement avec l'atelier d'électronique du Laboratoire de Physique des Lasers. On présente ici les cartes de démodulation de fréquences développées en interne et on compare leur bruit de fréquence à celui de la détection synchrone commerciale utilisée précédemment. La deuxième partie de cette section décrit le correcteur développé pour l'asservissement de la cavité.

5.5.1 L'électronique de détection et de correction

L'asservissement de la cavité sur la référence de fréquence ainsi que celui des deux TUNICS sur la cavité nécessitent des détections synchrones « haute fréquence » à faible bruit et à large bande passante afin de ne pas limiter la bande passante de correction des asservissements d'une part, et d'autre part pour pouvoir démoduler les signaux PDH à haute fréquence (> 100 kHz). Avoir trois faisceaux qui se propagent dans la cavité exige des fréquences de modulation différentes de telle sorte que les porteuses de chaque laser ainsi que leurs bandes latérales ne se superposent pas lors de la démodulation. Les détections synchrones du commerce à notre disposition (SR 844, EGG XX) ne remplissent pas ces deux conditions, leurs bandes passantes en sortie du filtre ne dépassant pas les 100 kHz.

De plus, le retard du signal démodulé introduit par la détection synchrone numérique commerciale « STANFORD RESEARCH 844 » a été mesuré à $100 \mu\text{s}$ (figure.(5.7)), ce qui limite encore les possibilités de correction à « haute fréquence ».

Pour illustrer ces problématiques causées par les détections synchrones commerciales, nous avons dans un premier temps mesuré le retard généré lors de la démodulation avec la SR844. Ce retard a pour conséquence d'introduire une rotation rapide de la phase avec la fréquence, et donc de rendre instable l'asservissement pour les fréquences supérieures à environ 1 kHz. La mesure est faite en modulant en amplitude une porteuse RF avec une fréquence basse à 200 kHz, puis en la démodulant à 200 kHz pour détecter la modulation basse fréquence. Le signal en entrée (vert) est superposé avec le signal modulé (rouge).

La comparaison des maxima de la porteuse et celle du signal démodulé donne un retard de $100 \mu\text{s}$.

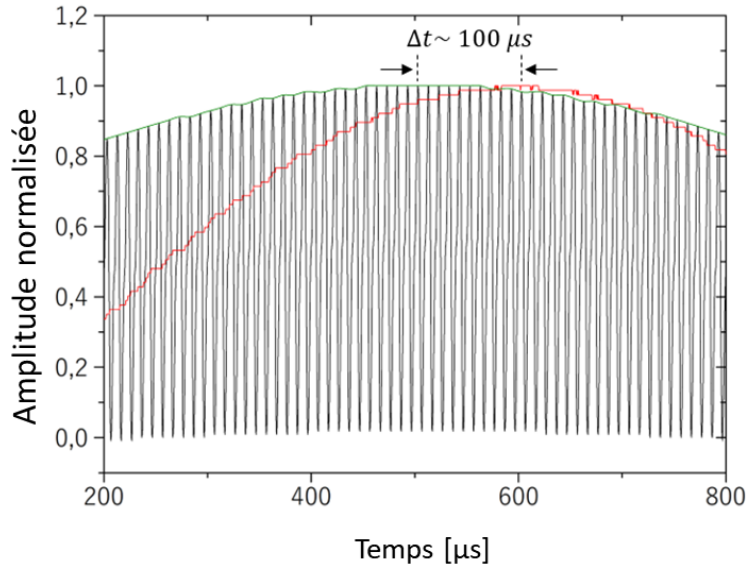


Figure 5.8: Superposition d'une porteuse modulée en amplitude et du signal démodulé correspondant (détection synchrone : SR 844)

Pour contourner ces limitations, deux modèles de mélangeurs de fréquences ont été conçus par l'atelier d'électronique du laboratoire. Un premier mélangeur utilisé fonctionne en basse fréquences jusqu'à 350 kHz (AD630KN). Le deuxième fonctionne en haute fréquence de 1 à 500 MHz (SBL-1). Les schémas électroniques des cartes de démodulation sont donnés représentés dans la figure.(5.8).

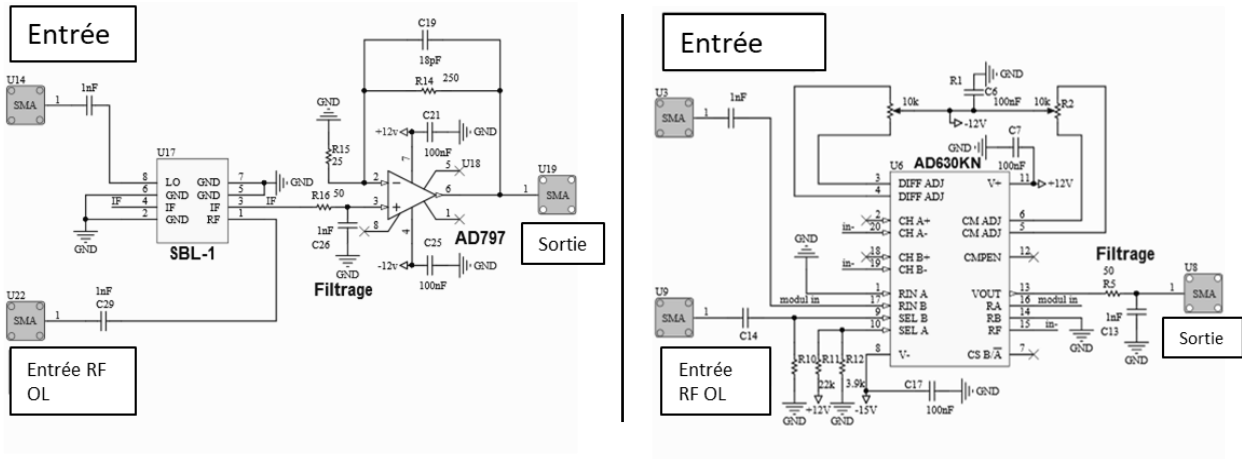


Figure 5.7 Schéma électronique des mélangeurs de fréquences

Le mélangeur haute fréquence est suivi d'un étage d'amplificateur non inverseur (AD797). Le gain en sortie est égal à 11 pour un niveau de 7 dBm sur l'entrée référence. L'entrée non inverseuse est filtrée par un filtre passe bas de 1^{er} ordre de fréquence de coupure à -3 dB égale à 500 kHz. Le mélangeur basses fréquences est suivi d'un étage de filtrage qui introduit un gain de 6 en sortie. Cet étage est fait de deux cellules de Rauch constituant un filtre Chebyshev du 4^{ème} ordre, de fréquence de coupure de 50 kHz à -3 dB.

La caractérisation du bruit de fréquence des mélangeurs ainsi que celle de la détection synchrone RS 844 est donnée en figure.(5.9). Les mesures sont faites avec une charge 50 Ohms

placée en entrée de chaque dispositif. Les signaux RF de référence (oscillateur local) sont générés avec le même synthétiseur de fréquence. La densité spectrale de bruit de fréquence de chaque mélangeur est comparée à celle obtenue avec la SR 844. On note que pour comparer les spectres il est important de ramener le bruit en entrée. Les données sont converties en bruit de fréquence en tenant compte de la pente du discriminateur. Les mesures sont réalisées en utilisant un analyseur de spectre FFT. Il possède une dynamique de 55 dB et une bande passante d'analyse de 100 kHz. Son plancher de bruit (en bruit de fréquence) est mesuré à -80 dBHz/Hz .

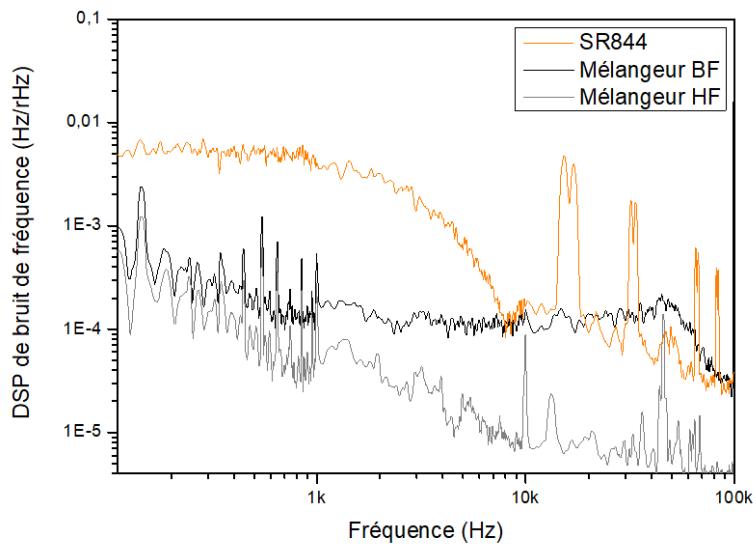


Figure 5.9 Spectre du bruit de fréquence dans une bande de 100 kHz d'un mélangeur conçu en interne et comparaison avec une détection synchrone commerciale (Stanford Research 844)

Le bruit de fréquence de la détection synchrone commerciale SR 844 est représenté par la courbe orange. On observe la réponse du filtre de sortie de l'appareil qui coupe à 1.6 kHz avec une réjection de bruit de 40 dB par décade (appareil réglé sur la position « no filtre »). La sensibilité sélectionnée est la plus faible correspondant à un gain de 10. Le bruit de fréquence vaut 5 Hz/rHz sur toute la bande du filtre. A partir 15 kHz l'appareil introduit des résonances d'une dynamique de 30 dB.

Les courbes en noir et en gris correspondent au bruit des mélangeurs basses fréquences (BF) et hautes fréquences (HF) respectivement. Le bruit à 10 Hz est plus faible que celui de la détection synchrone de 5 dB pour le mélangeur BF et de 10 dB pour le mélangeur HF. Les deux courbes affichent un bruit en $1/f$ ou bruit de scintillement, intrinsèques aux composants électroniques. A partir de 1 kHz, le mélangeur BF affiche un plancher (bruit blanc de fréquence) à 1.7 mHz/rHz. On distingue à 50 kHz la réponse du filtre passe bas de 4^{ème} ordre en sortie du mélangeur. On note la présence d'un pic à 50 Hz sur les 3 courbes. Celui-ci correspond au bruit électrique propres aux alimentations en tension des dispositifs.

On remarque sur la courbe orange la limitation de la bande passante de la détection synchrone commerciale autour de 1,5 kHz coïncidant parfaitement avec le retard mesuré de $\tau=100\mu s$ ($\frac{1}{2\pi\tau}$). La comparaison des courbes de bruit permet de constater la réduction significative du bruit.

5.5.2 Asservissement optoélectronique de la cavité.

L'asservissement de la cavité sur la référence optique est fait au moyen de deux actionneurs. La céramique PZT assure la correction rapide tandis que le module Peltier intervient sur la correction à long terme. La céramique PZT a une dynamique de 150 MHz/V et présente une résonance à 15 kHz avec une dynamique de 35 dB qui limite la bande de correction en raison de la rotation de phase de π associée. Le correcteur utilisé pour cet asservissement est schématisé en figure.(5.10).

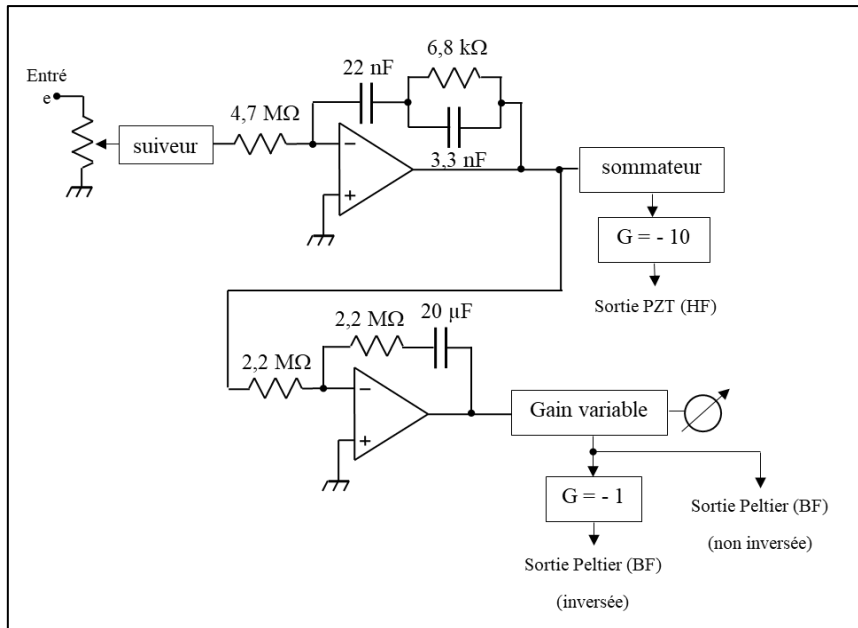


Figure 5.10 Schéma électronique du correcteur pour l'asservissement de la cavité

Il s'agit d'un correcteur à 2 intégrateurs avec deux sorties de corrections. La 1^{ère} sortie « PZT » est envoyée sur un amplificateur haute tension pour piloter la céramique Piézo-électrique. La 2^{ème} sortie « Peltier (BF) » est envoyée sur un amplificateur à transconductance qui pilote le courant dans le module Peltier. On note qu'il est nécessaire d'assurer une marge de gain suffisante à 15 kHz (résonance de la PZT de 35 dB) sur la voie PZT. Le circuit est calculé pour que la marge de gain corresponde à 0 dB (lorsque le potentiomètre d'entrée est au maximum). On le règle ensuite pour assurer une marge de gain de 6 à 9 dB.

Le couple 6,8 kΩ/3,3 nF permet de corriger la réponse de la PZT pour étendre la bande de correction. On pilote le Peltier en ajoutant un pseudo-intégrateur qui agit aux fréquences inférieures à 3,6 mHz. Le gain variable qui suit permet d'ajuster la fréquence pour garantir la stabilité.

L'analyse du bruit de fréquence du signal d'erreur dans la boucle de correction donne l'information sur le type de bruit corrigé, le taux de réjection du bruit et le comportement du système en boucle fermée. L'optimisation des paramètres (gain de correction, fréquence de coupure des filtres) du correcteur est faite à partir de cette analyse. Nous avons reporté dans la figure.(2.11) les densités spectrales de bruits de fréquence correspondants au signal d'erreur en boucle ouverte (courbe noire) et en boucle fermée (en vert) ainsi que celle du bruit d'amplitude du laser de référence (orange) et le bruit de la chaîne de mesure (gris).

L'appareil mesure le bruit d'amplitude des faisceaux. Les données d'acquisitions sont ensuite converties en bruit de fréquence en utilisant la pente du discriminateur (6 V/21 kHz).

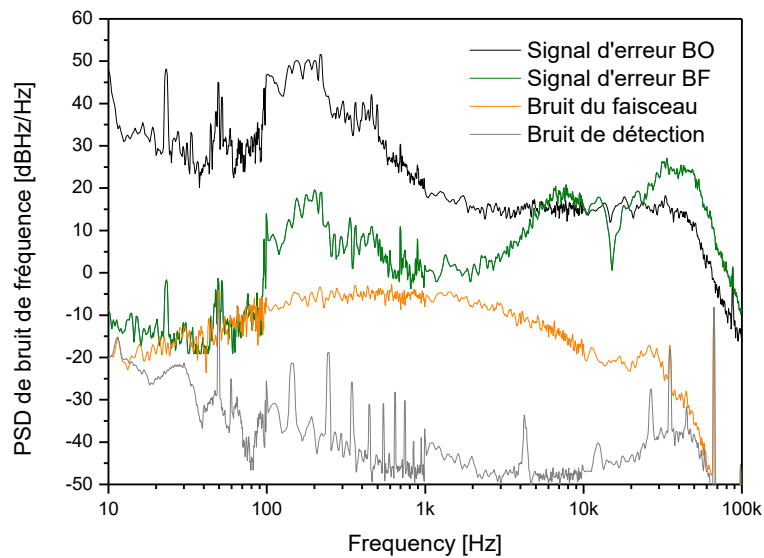


Figure 5.11 Analyse du bruit de fréquence de la cavité

La courbe noire représente le bruit de fréquence de la cavité en boucle « pseudo-ouverte ». Il s'agit de faire la mesure en verrouillant la cavité sur la référence avec un gain minimum de sorte que la bande passante de correction soit la plus étroite possible. Fixer la fréquence de la cavité permet l'analyse du bruit de fréquence de la résonance (pour les fréquences au-dessus de la bande passante de correction). Ce bruit est représenté par le plancher de bruit à -15 dB Hz/Hz pour des fréquences supérieures à 1 kHz. En dessous de 1 kHz on observe un bruit en $1/f$ qui traduit une augmentation du bruit de la résonance à mesure que l'on tend vers les basses fréquences. L'action de l'asservissement est observée pour les fréquences inférieures à 200 Hz. Cela marque la limite de validité de cette mesure.

La courbe verte représente l'évolution du bruit en boucle fermée. La réjection du bruit opère pour les fréquences inférieures à 6 kHz. De 100 Hz à 1 KHz l'asservissement recopie le comportement du système en boucle ouverte avec une atténuation de 20 dB, caractéristique du gain de correction avec un intégrateur de 1^{er} ordre. Pour des fréquences au-dessous de 100 Hz, l'asservissement est limité par le bruit d'amplitude du faisceau à -15 dBHz/Hz. Le creux (ou « dip » ou anti-résonance) observé à 15 kHz est la signature de la résonance de la céramique Piézo-électrique. Cette résonance induit un déphasage de π .

Le bruit d'amplitude du faisceau est représenté par la courbe Orange. Pour effectuer cette mesure le faisceau de référence est directement envoyé sur la photodiode. La puissance optique est atténuée à -6 dBm ce qui correspond à la puissance optique du faisceau réfléchi à la fréquence de résonance de la cavité. L'acquisition est faite en sortie du mélangeur de fréquences de sorte à démoduler le bruit autour de la porteuse (240 kHz). La coupure observée à 50 kHz

correspond au filtre passe-bas de 4ème ordre en sortie du mélangeur. La courbe de bruit décrit une bosse qu'on considère comme étant un plancher de bruit blanc de fréquence. La valeur moyenne vaut -15 dBHz/Hz

A partir de la valeur de la DSP du bruit de fréquence en boucle fermée à 10 Hz il est possible de calculer le niveau de stabilité de fréquence de la cavité si l'on considère que le bruit est blanc et de DSP h_0 . L'écart-type d'Allan pour un temps d'intégration de $\tau = 1$ s vaut

$$\sigma_y = \sqrt{\frac{h_0}{2}} = 6 \cdot 10^{-16}. \quad 5-16$$

Le bruit de la chaîne de mesure (Déecteur + mélangeur) est représenté par la courbe grise. Le niveau de bruit est en dessous du bruit d'amplitude du faisceau. Par conséquent le bruit de l'électronique développée ne constitue pas une limite à la stabilité de la cavité. Ce qui est le cas de la détection synchrone commerciale de 1 à 100 Hz (figure.(5.11)).

Par ailleurs nous avons estimé le niveau du bruit de photon à $3 \cdot 10^{-6}$ Hz²/Hz pour une puissance optique de -7 dBm l'entrée du photodétecteur (la résistance de transimpédance est de 10 k Ω). Ce qui correspond à un écart-type d'Allan de $6.4 \cdot 10^{-18}$ pour un temps d'intégration de 1 s.

5.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le travail de développement et de caractérisation de la cavité en anneau fibrée. Pour optimiser le contraste et la finesse de la cavité nous avons utilisé un modèle physique afin d'estimer le taux de couplage critique en fonction des pertes. Critère selon lequel nous avons choisi le coupleur d'entrée de la cavité. L'asservissement en fréquence de la cavité sur la référence de fréquence est fait par la méthode PDH. A cet effet nous avons développé une électronique de détection et de correction en interne afin de baisser le niveau de bruit électronique par rapport à celui des dispositifs commerciaux et d'élargir la bande de détection et d'asservissement.

La caractérisation du bruit de fréquence des dispositifs électroniques développés au LPL montre que le plancher de bruit de ces dispositifs est en dessous du bruit d'amplitude du faisceau pour les fréquences supérieures à 10 Hz. Les performances de l'asservissement sont par conséquent limitées par le bruit d'amplitude du faisceau pour les fréquences inférieures à 100 Hz. Ce niveau de bruit représente mesurée à -15 dBHz/Hz représente une limite en stabilité de fréquence en valeur relative de $3.6 \cdot 10^{-15}$ à 1s. De plus nous avons calculé la limite ultime du dispositif imposée par le bruit de photon. Celle-ci vaut $5 \cdot 10^{-16}$.

6. Analyse des effets de modulation de polarisation introduite par le MEO

Nous avons étudié les limitations dues à l'utilisation d'un modulateur de phase électro-optique à Niobate de Lithium (MEO) dans une expérience de transfert de fréquence. Un mauvais alignement de la polarisation du faisceau en entrée avec l'axe principal du modulateur conduit à une modulation de la polarisation à la fréquence de la modulation de la phase. Celle-ci a deux conséquences qui sont étudiées dans la thèse de A. Chaouche-Ramdane [Chaouche-Ramdane 2018]. La première est la modulation d'amplitude résiduelle (RAM) résultant de l'analyse de la polarisation faite par tout composant présentant des pertes dépendant de la polarisation (PDL : Polarization Dependent Losses) et la seconde est la distorsion du signal démodulé en sortie de cavité en raison de la biréfringence que présente la cavité. Ces deux effets entraînent une limite à la stabilité de la cavité lorsque celle-ci est stabilisée sur une référence de fréquence. On analyse dans ce qui suit l'origine de ces effets en faisant une synthèse du formalisme qui permet de les modéliser [Chaouche-Ramdane 2018]. On propose par la suite une méthode de rejection de la RAM par une rétroaction sur la tension de « bias » du modulateur électro-optique [Wong 1985]. On effectue cette correction en venant détecter la modulation de la polarisation en sortie du MEO à l'aide d'un polariseur (ici un PBS pour Polarization Beam Splitter / Combiner).

6.1 Rappel sur l'origine de l'effet de RAM

La RAM résulte de l'analyse de la polarisation d'un faisceau par un élément présentant des pertes dépendant de la polarisation (PDL) [Z.Li 2014]. Le taux de PDL dans les éléments fibrés varie d'une manière générale entre 0.1 à 0.15 dB. Pour comprendre l'origine de cet effet et les conséquences qu'il entraîne sur la détection des signaux et la stabilité du dispositif, on part de la modélisation du modulateur électro-optique décrite dans [Chaouche-Ramdane 2018]. Il s'agit d'un modulateur de phase à base de cristal électro-optique LiNbO_3 à configurations transverse de type « x-cut » (MPX-LN-0.1 -IXblue Photonics). La propagation se fait suivant l'axe Oy et le champ électrique est appliqué suivant l'axe Oz comme illustré sur la figure (6.1).

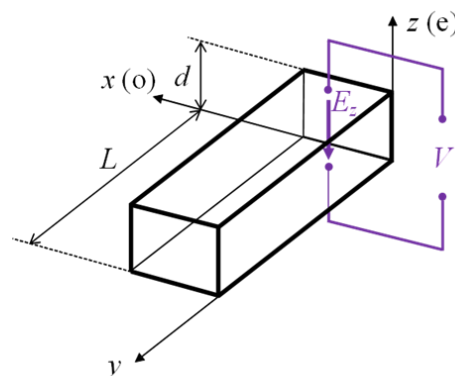


Figure 6.1 Représentation schématique d'un modulateur électro-optique à 3 axes. Figure issue de [Chaouche-Ramdane 2018]

En présence d'un champ électrique E_z , les indices de réfractons ordinaire (axe Ox) et extraordinaire (axe Oz) s'écrivent [Wong 1985]:

$$\begin{aligned} n_x &= n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_0 E_z, \\ n_z &= n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_e E_z, \end{aligned} \quad 6-1$$

où n_0 et n_e représentent les indices ordinaires et extraordinaire du matériaux non perturbé. r_0 et r_e représentent les coefficients électro-optiques du cristal correspondants aux axes Ox et Oy.

Le champ E_z est obtenu en appliquant une tension V aux deux faces du cristal distantes de d . Cette tension s'écrit :

$$V(t) = V_{dc} + V_{rf} \sin(2\pi f t), \quad 6-2$$

f étant la fréquence de modulation.

L'indice de réfraction n'étant pas le même entre l'axe rapide et l'axe lent, le déphasage subit par une onde traversant le modulateur dépend de l'axe de propagation selon lequel la polarisation est réglée.

Ainsi pour une onde de polarisation linéaire suivant l'axe Ox et se propageant suivant l'axe Oy le déphasage vaut :

$$\phi_x = A_x + B_x \sin(2\pi f t). \quad 6-3$$

De la même manière, si l'onde se propage selon l'axe Oy est polarisée linéairement suivant l'axe Oz, le déphasage vaut :

$$\phi_z = A_z + B_z \sin(2\pi f t). \quad 6-4$$

Les termes B_x, B_z, A_x et A_z sont des paramètres dépendants des propriétés cristallographiques du NiLbO3.

$$A_x = -\frac{2\pi}{\lambda} L n_0 + \frac{\pi L}{\lambda d} n_0^3 r_0 V_{dc} \quad 6-5$$

$$A_z = -\frac{2\pi}{\lambda} L n_e + \frac{\pi L}{\lambda d} n_e^3 r_e V_{dc} \quad 6-6$$

B_x et B_z représentent les indices de modulation correspondant aux axes Ox et Oz.

$$B_x = \frac{\pi L}{\lambda d} n_0^3 r_0 V_{rf} \quad 6-7$$

$$B_z = \frac{\pi L}{\lambda d} n_e^3 r_e V_{rf} \quad 6-8$$

L'expression du champ électrique en entrée du modulateur est donnée par l'expression suivante :

$$q_0 = \begin{pmatrix} \cos \epsilon \\ i \sin \epsilon \end{pmatrix} E_0 e^{i 2\pi \nu_0 t}. \quad 6-9$$

Celle du faisceau à la sortie du modulateur est obtenue en appliquant les matrices de Jones :

$$Q_M = \begin{pmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi e^{i[(\phi + A_z - A_x) + (B_z - B_x) \sin(2\pi f t)]} \end{pmatrix} \times E_0 e^{i(2\pi \nu_0 t + \zeta)} e^{i[A_x + B_x \sin(2\pi f t)]}. \quad 6-10$$

Avec,

$$\phi = \arg \left\{ \frac{\sin \theta \cos \epsilon + i \cos \theta \sin \epsilon}{\cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon} \right\}. \quad 6-11$$

$$\cos \chi = \sqrt{\cos^2 \theta \cos^2 \epsilon + \sin^2 \theta \sin^2 \epsilon}. \quad 6-12$$

$$\sin \chi = \sqrt{\sin^2 \theta \cos^2 \epsilon + \cos^2 \theta \sin^2 \epsilon}. \quad 6-13$$

$$\zeta = \arg\{\cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon\}. \quad 6-14$$

θ est l'angle que fait l'ellipse avec l'axe principale du modulateur (Ox) et ϵ est relié à l'excentricité de l'ellipse à l'entrée du modulateur ($\frac{\pi}{2} < \epsilon < -\frac{\pi}{2}$). ϕ représente l'ellipticité de l'état de polarisation du faisceau et ζ qui représente le déphasage de propagation dans le modulateur.

On constate d'après l'équation (6-10) que l'ellipticité de l'état de polarisation en sortie du modulateur est déterminée par un terme dépendant du temps. Il en résulte une modulation de la polarisation du faisceau à la sortie du modulateur en raison de la présence de deux indices de modulation différents selon l'axe Ox et Oz. Cet effet s'annule dans le cas idéal où la polarisation du faisceau à l'entrée est parfaitement linéaire ($\epsilon = 0$) et alignée selon un axe principal du modulateur ($\theta = 0$ ou $\theta = 90^\circ$).

L'effet de modulation de polarisation a deux conséquences, une modulation d'amplitude résiduelle du faisceau à la sortie du modulateur et une distorsion des signaux détectés en sortie de cavité.

Pour démontrer l'apparition d'un effet de RAM, on considère un élément qui analyse la polarisation en aval du MEO et qui présente des pertes dépendantes de la polarisation. Un élément introduisant de la PDL atténue différemment les deux directions de polarisation. On modélise un tel élément par la matrice suivante :

$$L = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad 6-15$$

où $a < 1$ représente l'atténuation d'un champ polarisé linéairement suivant une direction faisant un angle ξ avec l'axe Ox (figure (6.2 a)).

On définit la PDL par le rapport d'intensité :

$$PDL = \frac{I_{Max}}{I_{Min}} = \frac{1}{a^2} \quad 6-16$$

Celle-ci vaut 0.1 dB dans les fibres SMF standards.

L'analyse de la modulation de polarisation effectuée par l'élément présentant de la PDL conduit à la génération de RAM. Dans le cas de la génération d'un signal PDH cet effet se traduit par l'apparition d'un niveau continu sur le signal démodulé (figure (6.2.b)).

Ce niveau continu est quantifié par l'équation suivante :

$$y = -2|E_0|^2(1 - a^2) \cos \xi \sin \xi \cos \theta \sin \theta J_1(B_z - B_x) \sin(\phi + A_z - A_x) \sin \psi. \quad 6-17$$

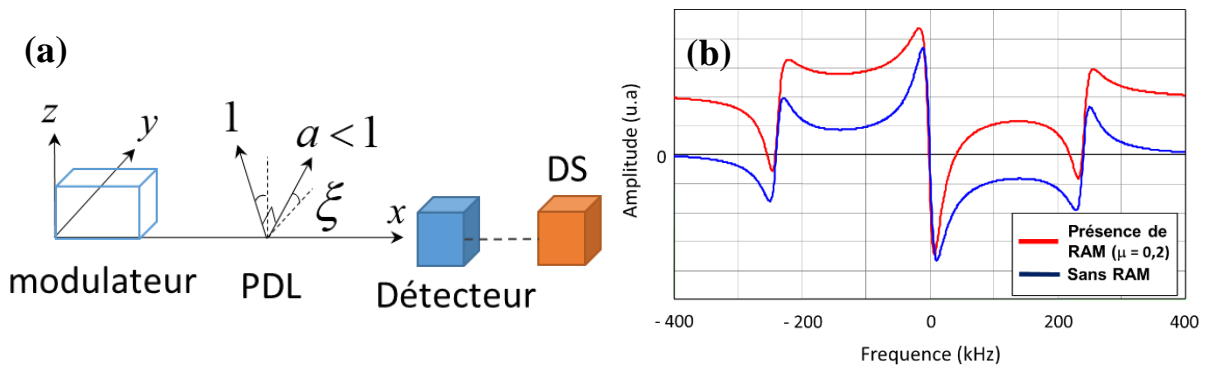


Figure 6.1 (a) : Schéma du dispositif d'analyse de l'effet de la RAM ;(b) : Signal démodulé en absence de RAM (bleu) et signal démodulé en présence d'un effet de RAM (rouge)

L'apparition d'un niveau continu entraîne le décalage de la fréquence centrale détectée d'une quantité $\Delta f = \Delta y * p$, où p est la pente du discriminateur de fréquence.

Pour visualiser l'effet de la RAM (décalage et la distorsion du signal), la simulation (figure 6.2.b) est faite pour un taux de RAM $\mu = 20\%$.

Les fluctuations de température du MEO entraînent des variations de longueur et d'indice qui conduisent à des variations des paramètres A_x et A_z . Cela se traduit par une oscillation périodique du niveau continu due au terme $\sin(\phi + A_z - A_x)$ dans (6-17).

La sensibilité du MEO à la température est calculée dans [Chaouche-Ramdane 2018] pour une variation de $\Delta A = A_x - A_z = 2\pi$ (entraînant donc une variation d'une période du niveau continu). Celle-ci vaut $\delta T = -0.95^\circ C$. Par ailleurs, cette sensibilité a été démontrée expérimentalement en imposant une rampe de température au modulateur. La période de variation du niveau continu est obtenue pour un $\delta T = 0.85^\circ C$. Le niveau continu résultant de la détection de la RAM est estimé à $1/1000$. Cela représente un décalage du passage par zéro de 21 Hz (1.10^{-13} en valeur relative).

6.2 Détection et correction de la RAM

Expérimentalement la présence d'un effet de modulation d'amplitude parasite peut être démontrée par l'analyse du signal optique en sortie d'un détecteur avec un analyseur de spectre électrique. La modulation d'amplitude se traduit par l'apparition d'une composante spectrale à la fréquence de modulation de l'électro-optique. Le dispositif pour la détection et la correction de la RAM est schématisé sur la figure (6.3).

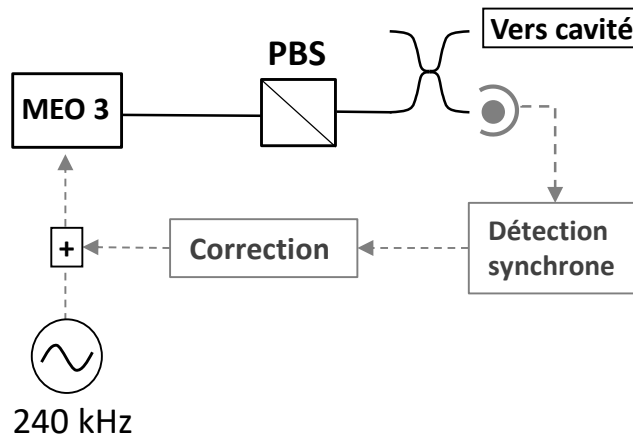


Figure 6.2 Schéma du dispositif de détection et de correction de la RAM

On place en sortie du modulateur un séparateur de polarisation qui permet d'analyser efficacement l'effet de la RAM, suivi d'un coupleur 90-10. La polarisation est fixée en entrée du MEO en plaçant en amont le coupleur contrôleur de polarisation-séparateur de polarisation (figure (5.3)). Pour rappel le MEO est placé sous une boîte d'isolation passive et est modulé à 240 kHz. Un des bras du séparateur de polarisation est rallongé en longueur avec une bobine de fibre de 5 m afin de reproduire la longueur de fibre réelle du dispositif et nous permet de vérifier que la correction reste efficace en entrée de la cavité.

Le signal en sortie de la photodiode d'analyse (hors de la boucle de correction) présente un niveau continu de 40 mV modulé à 240 kHz, d'amplitude égale à 1.6 mVpp. Le taux de modulation d'amplitude résiduelle vaut donc 4 %. Le spectre du signal en sortie de l'ASE est représenté par la courbe noire (figure.(6.4 a)).

Une détection synchrone démodule le signal de la photodiode en sortie du deuxième bras du PBS à 240 kHz (constante de temps 1 ms). Le niveau continu du signal démodulé dépend du taux de RAM en sortie du modulateur et est intrinsèquement relié à la température du modulateur. Pour compenser ce niveau continu, on conçoit un correcteur basé sur un intégrateur « pur » (fréquence de coupure 72 Hz). Le signal de correction est appliqué à l'entrée RF du modulateur en utilisant un « Bias-Tee » de sorte à le superposer au signal modulant.

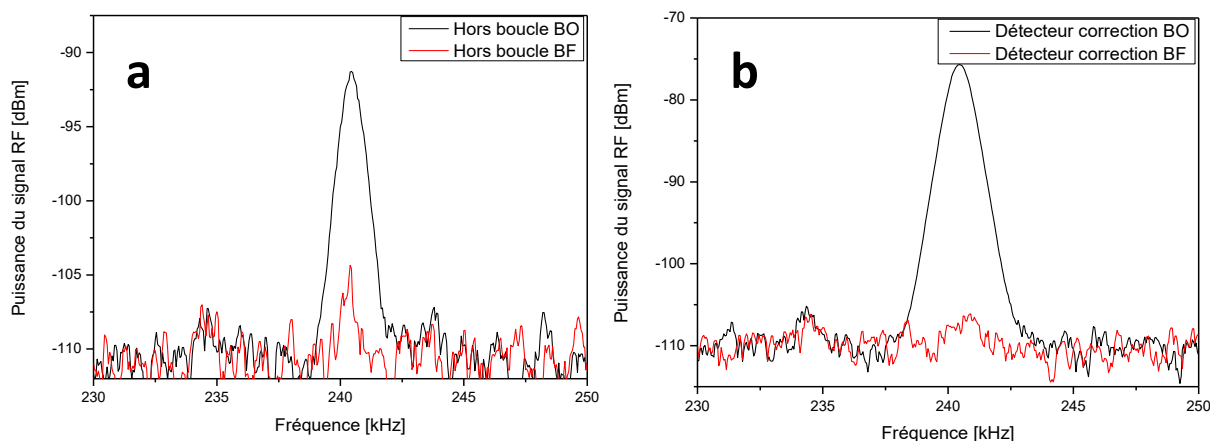


Figure 6.3 (a) : Spectre du signal optique hors de la boucle de correction en boucle ouverte (noir) et en boucle fermée (rouge); (b) : Spectre du signal optique dans la boucle de correction en boucle ouverte (noir) et en boucle fermée (rouge)

En ce qui concerne l'asservissement, la correction de la RAM consiste à maintenir à zéro l'amplitude du niveau continu. Pour ce faire le correcteur délivre une tension V_{dc} de sorte à avoir $\alpha + A_z - A_x = k \pi$, ce qui annule le niveau continu y dans l'équation (6-17).

De l'équation (6-5) et (6-6) on peut tirer :

$$\alpha - A_z - A_x = \phi + \frac{2\pi}{\lambda} L (n_E - n_0) + \frac{\pi L}{\lambda d} (n_e^3 r_e - n_o^3 r_o) V_{dc} \quad 6-18$$

L'effet de la correction de la RAM est illustré par la réjection de la composante spectrale à 240 kHz (figure(6.4.b)) la réjection est supérieure à 30 dB hors de la boucle de correction.

Pour montrer que l'origine de la RAM est bien la modulation de polarisation introduite par les MEO, une deuxième méthode a été testée. Cette fois-ci le séparateur de polarisation est supprimé. En raison de la faible biréfringence des éléments fibrés, le taux de RAM mesuré est plus faible d'un facteur 2. Pour dégrader les conditions expérimentales et faire apparaître la RAM nous avons supprimé le PBS en amont du MEO.

Le résultat de la correction de la RAM montre une réjection de la composante à 240 kHz de 10 dB dans la boucle de correction (Fig.6.5.a). Hors de la boucle de correction, la RAM réapparaît, on observe une atténuation de la composante spectrale de 5 dB (Fig.6.5.b)

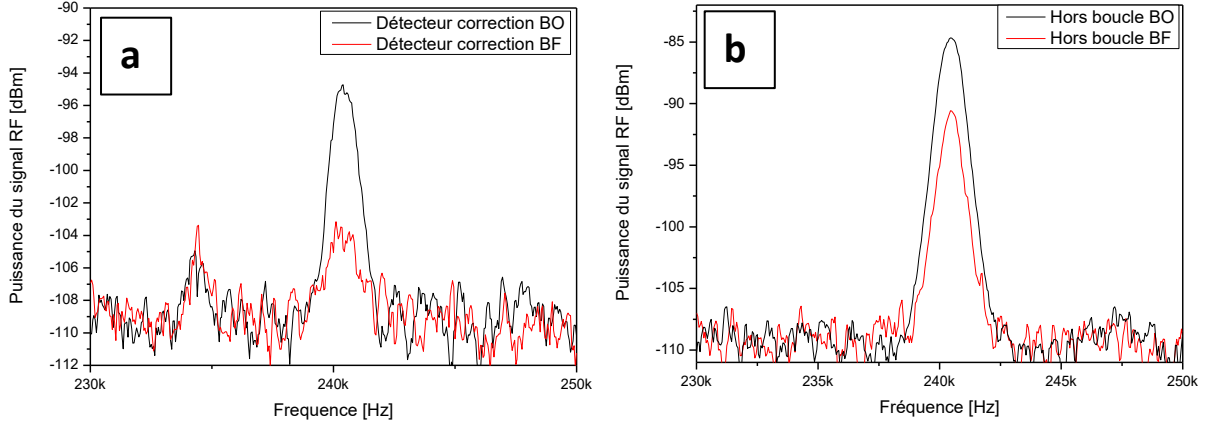


Figure 6.4. Correction de la RAM en absence d'un élément polarisant. (a) : Spectre du signal optique dans de la boucle de correction en boucle ouverte (noir) et en boucle fermée (rouge); (b) : Spectre du signal optique hors de la boucle de correction en boucle ouverte (noir) et en boucle fermée (rouge)

Ce résultat montre que le cube séparateur de polarisation est essentiel dans la méthode de réjection de la RAM proposée dans [Wong 1985].

6.3 Distorsion du signal par effet de modulation de polarisation

La 2^{ème} conséquence de la modulation de polarisation est la distorsion du signal détecté en sortie de la cavité.

L'analyse de cette modulation de polarisation par un élément sensible à la polarisation tel que la bobine de fibre constituant la cavité de transfert (présentant deux axes propres de polarisation) fait que le champ en entrée est séparé en deux familles de modes. La cavité analyse la polarisation en séparant en fréquence la polarisation sur ses deux états principaux.

La biréfringence de la cavité peut être représentée par la présence de deux axes, un rapide O_f et un axe lent O_s auxquels on associe les indices optiques n_f et n_s . Aux deux axes correspondent les coefficients de propagation $\beta_s(\nu) = 2\pi \nu n_s/c$ et $\beta_f(\nu) = 2\pi \nu n_f/c$. On considère ainsi la matrice de Jones de la cavité comme étant une matrice diagonale à deux coefficients :

$$\mathbb{C} = \begin{pmatrix} S(\nu) & 0 \\ 0 & F(\nu) \end{pmatrix} \quad 6-19$$

où la fonction de transfert selon chaque axe s'écrit comme suit,

$$S(\nu) = \frac{\sqrt{(1-\gamma)\kappa} - (1-\gamma)\sqrt{\eta} e^{-i\beta_s(\nu)L_c}}{1 - \sqrt{(1-\gamma)\kappa\eta} e^{-i\beta_s(\nu)L_c}} \quad 6-20$$

$$F(\nu) = \frac{\sqrt{(1-\gamma)\kappa} - (1-\gamma)\sqrt{\eta} e^{-i\beta_f(\nu)L_c}}{1 - \sqrt{(1-\gamma)\kappa\eta} e^{-i\beta_f(\nu)L_c}}. \quad 6-21$$

Avec, η qui représente l'atténuation du champ après un tour de cavité et L_c la longueur de la cavité . On considère les paramètres γ , κ , et η indépendants de la polarisation.

Le champ électrique en sortie du modulateur peut être développé en fonction de ses composantes de Fourier tel que :

$$Q_M = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Q_M^{(n)}, \quad 6-22$$

où

$$Q_M^{(n)} = \begin{pmatrix} \cos \chi & e^{i A_x} J_n(B_x) \\ \sin \chi & e^{i(\phi+A_z)} J_n(B_z) \end{pmatrix} E_0 e^{i [2\pi (\nu_0+n f) t + \zeta]} \quad 6-23$$

est le vecteur de Jones associé à la composante de Fourier $\nu_0 + n f$ exprimée dans la base du modulateur. (Ox , Oz). Ce champ est par conséquent celui qui se propage dans la cavité. Les composantes de Fourier $Q_M^{(n)}$ sont transformées par la matrice (6-19) afin d'obtenir le champ en sortie de la cavité qui s'écrit comme suit,

$$Q_C = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \begin{pmatrix} S_n \times \sigma_n \\ F_n \times \varphi_n \end{pmatrix} E_0 e^{i [2\pi (\nu_0+n f) t + \zeta]} \quad 6-24$$

où $F_n = F(\nu_0 + n F_{mod})$ et $S_n = S(\nu_0 + n F_{mod})$.

Les quantités σ_n et φ_n sont définie par :

$$\sigma_n = \cos \varrho \cos \chi e^{i A_x} J_n(B_x) + \sin \varrho \sin \chi e^{i(\phi+A_z)} J_n(B_z), \quad 6-25$$

et

$$\varphi_n = -\sin \varrho \cos \chi e^{i A_x} J_n(B_x) + \cos \varrho \sin \chi e^{i(\phi+A_z)} J_n(B_z), \quad 6-26$$

tel que ϱ est l'angle entre l'axe lent de la cavité et l'axe x du modulateur.

On déduit enfin l'expression du signal démodulé (avec la phase de détection ψ) en sortie de la cavité.

$$Y(\nu_0) = \frac{|E_0|^2}{2} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (S_n S_{n+1}^* \sigma_n \sigma_{n+1}^* e^{i \psi} + S_n S_{n-1}^* \sigma_n \sigma_{n-1}^* e^{-i \psi}) + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (F_n F_{n+1}^* \varphi_n \varphi_{n+1}^* e^{i \psi} + F_n F_{n-1}^* \varphi_n \varphi_{n-1}^* e^{-i \psi}) \right\}. \quad 6-27$$

On trace le signal détecté en sortie de la cavité à partir de l'équation (6-27) pour différentes situations. Les paramètres de simulation sont les suivants : un ISL de 1 MHz, une finesse de 43, une fréquence de modulation $f = 2$ kHz. La biréfringence entre les deux axes de la cavité est de 10^{-6} . La figure (6.6) illustre l'allure du signal démodulé dans les différents cas.

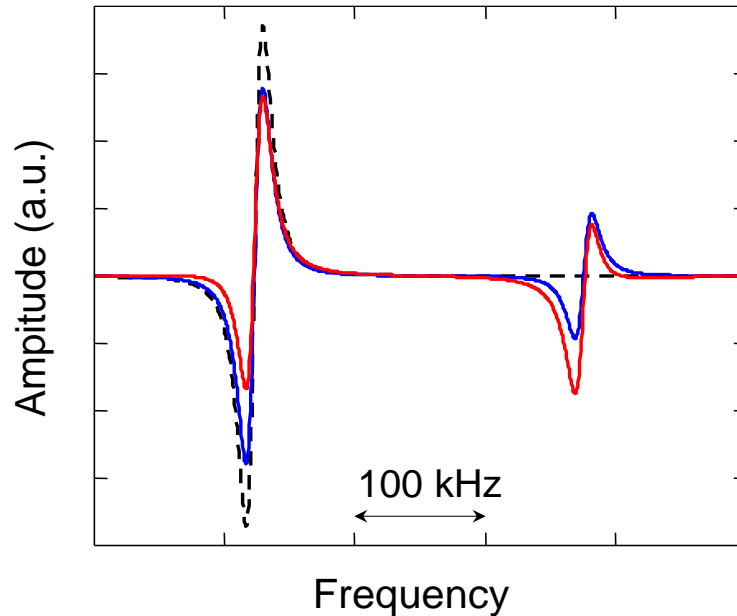


Figure 6.5 (a) Allure du signal démodulé dans le cas d'une polarisation rectiligne en entrée de la cavité ; Cas d'un désalignement de la polarisation en entrée de la cavité

La courbe en traits discontinus noirs représente l'allure du signal lorsque la polarisation du faisceau à l'entrée du MEO est linéaire et alignée selon l'axe z du modulateur dans le cas où les deux axes du modulateur coïncident avec les axes de la cavité. Dans cette situation, qu'on qualifie d'idéale, le modulateur ne génère pas de modulation de polarisation. De plus, l'alignement de la polarisation sur l'un des axes de la cavité n'excite qu'une seule famille de modes. Il en résulte une absence de distorsion.

La courbe bleue est obtenue en introduisant une rotation de 30° entre les axes de la cavité et ceux du modulateur. On observe l'apparition d'une deuxième famille de modes. La symétrie du signal est préservée.

Enfin la courbe rouge reprend le cas précédent en ajoutant cette fois une rotation de 20° de la polarisation (linéaire) du faisceau à l'entrée du MEO, ce qui entraîne un effet de modulation de polarisation du faisceau. Il en résulte un signal détecté fortement distordu.

Cette situation a été observée expérimentalement dans [Grüning 2019]. Il est important de noter que le dispositif de rejection de RAM présenté dans le paragraphe (6.2) permet également d'annuler la modulation de polarisation ce qui empêche la distorsion du signal.

6.4 Conclusion

Nous avons montré que le MEO est le siège d'une modulation de polarisation qui apparaît simultanément avec la modulation de phase et entraîne l'apparition de deux effets qui limitent la stabilité de l'asservissement en fréquence de la cavité. L'analyse de cette modulation de polarisation par les composants du montage présentant de la PDL conduit à la génération de la

RAM. Le deuxième effet est une distorsion des signaux détectés en sortie de la cavité en raison de l'analyse de la modulation de polarisation par la celle-ci.

Nous avons présenté un formalisme permettant d'analyser ces effets dans les deux cas. Par ailleurs, nous avons aussi rappelé qu'il était possible de corriger cette modulation de polarisation dans les dispositifs fibrés avec un montage inspiré par celui de Wong et Hall dans lequel on rétroagit sur la MEO pour corriger la RAM. Le dispositif mis en place a permis une réjection de la RAM de 30 dB. La présence d'un PBS en sortie du modulateur permet d'assurer aussi la réjection de la modulation de polarisation.

7. Caractérisation métrologique de la cavité de transfert

La caractérisation de la stabilité de la cavité asservie sur une référence de fréquence est réalisée en verrouillant la fréquence d'un laser sur un des modes de la cavité. L'information sur la stabilité de la cavité est obtenue par la comparaison de la fréquence du laser asservi sur la cavité avec la référence métrologique. Cependant cette mesure exige au préalable la caractérisation complète du dispositif d'asservissement du laser sur la cavité. Le dispositif d'asservissement (modulateur, chaîne de détection et de correction) doit permettre de recopier fidèlement la stabilité de la cavité. Les limitations apportées par le laser ou par le dispositif d'asservissement ne pourront être distinguées des instabilités de la cavité.

Au stade de développement auquel nous sommes arrivés, le dispositif d'asservissement des diodes lasers ne permet pas la mesure de stabilité intrinsèque de la cavité indépendamment des limitations apportées par l'asservissement des lasers sur la cavité et en particulier la limitation imposée par la RAM. Ce point est important car la correction de la RAM ne porte pour l'instant que sur un seul MEO, celui servant à stabiliser la cavité.

On décrit dans la 1^{ère} section de ce chapitre une méthode originale de caractérisation de stabilité intrinsèque de la cavité basée sur l'analyse du laser de référence décalé en fréquence et contra propageant dans la cavité. La seconde section porte sur la caractérisation de l'efficacité du transfert de fréquence à travers la mesure de la stabilité des deux TUNICS verrouillées sur la cavité. L'effet de la RAM sur la stabilité de la cavité à long terme est également démontré dans cette section. Enfin les premiers résultats de transfert de stabilité sur 30 GHz sont présentés et pourront alimenter la discussion sur les avantages et les limitations d'un tel dispositif.

7.1 Mesure de la stabilité en fréquence de la cavité en anneau.

Comme mentionné en introduction de ce chapitre, l'effet de la RAM limite la stabilité des lasers asservis sur la cavité. Lors de nos mesures, la correction de la RAM n'était faite que sur le MEO de la référence de fréquence servant à stabiliser la cavité. De ce fait, nous avons tenté une méthode n'utilisant qu'un seul modulateur électro-optique. Nous avons développé une expérience n'utilisant que le laser de référence (REFIMEVE+) à la fois pour stabiliser la cavité mais également pour analyser les stabilités de nos lasers.

Cette méthode repose sur la démodulation du faisceau de référence analysant la cavité dans le sens contrapropageant et décalé en fréquence grâce à un modulateur acousto-optique (MAO). La cavité étant un discriminateur de fréquences, les fluctuations de tension du signal démodulé correspondent à des fluctuations de fréquence si le décalage de fréquence coïncide avec un nombre entier d'ISL.

Le principe de cette mesure est décrit dans la figure.(7.1). Une partie du faisceau laser de référence est prélevée en sortie du coupleur en amont du circulateur d'entrée. Ce faisceau est décalé en fréquence de 80 MHz par le MAO. Le laser est alors envoyé dans la cavité à travers le circulateur 2. La fréquence de décalage est ajustée sur le MAO afin d'être à la fréquence de résonance de la cavité (centre de la résonance). Le faisceau contrapropageant est extrait de la cavité par le circulateur 1, détecté puis démodulé à 240 kHz en quadrature de phase en utilisant une détection synchrone.

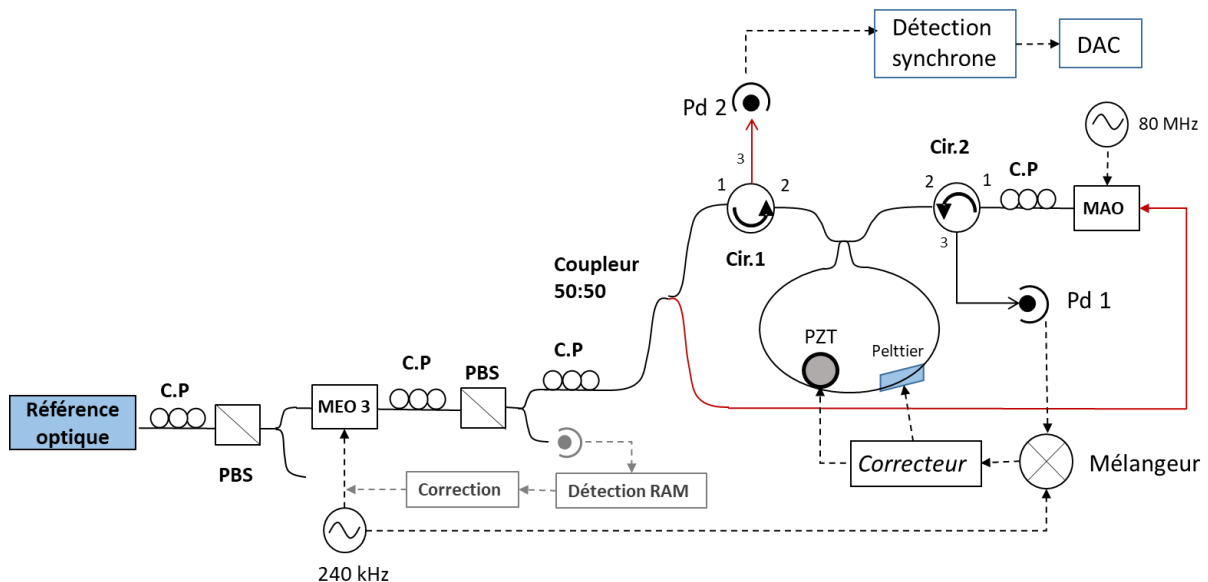


Figure 7.1 Schéma du dispositif d'asservissement et de caractérisation de la stabilité en fréquence de la cavité

La tension de sortie est enregistrée avec un convertisseur analogique-numérique (DAC). Les fluctuations de tensions sont converties en fluctuations de fréquences en utilisant la pente du signal démodulé comme discriminateur de fréquence.

L'utilisation d'une référence de fréquence métrologique (en sortie d'un amplificateur optique en régime de saturation) permet d'attribuer les fluctuations de tensions enregistrées à l'instabilité de la fréquence de la résonance de la cavité. De plus la démodulation du faisceau contra-propageant permet de faire abstraction des fluctuations de la puissance du faisceau en sortie du MAO. Un filtre passe-bas à l'entrée du convertisseur permet de respecter la condition de Shannon. Il est utilisé pour moyennner l'acquisition sur 1 s et permettre par la suite de calculer la variance d'Allan pour un temps d'échantillonnage de 1 s. La fréquence de Nyquist du filtre adapté à cette condition est de 0.5 Hz. La mesure est faite durant une nuit. La correction de la RAM sur le modulateur électro-optique est active et la cavité est asservie (PZT + température) sur la référence métrologique REFIMEVE+. Le résultat de la mesure de stabilité de la cavité stabilisée est représenté par l'écart-type d'Allan en valeurs relatives sur la figure.(7.2).

La courbe est tracée avec la fonction « all-tau » du logiciel « Stable32 » pour un temps d'échantillonnage de 10 s. La figure fait apparaître la stabilité de la cavité libre (courbe orange) et celle de la référence REFIMEVE+. En boucle ouverte la stabilité en fréquence de la cavité est de $1 \cdot 10^{-9}$ à 1 s et suit une dérive de fréquence de 38 kHz/s à partir de 10 s. La dérive de la fréquence de la cavité est due sa sensibilité de la cavité à l'environnement thermique (coefficient de dilatation thermique de la silice).

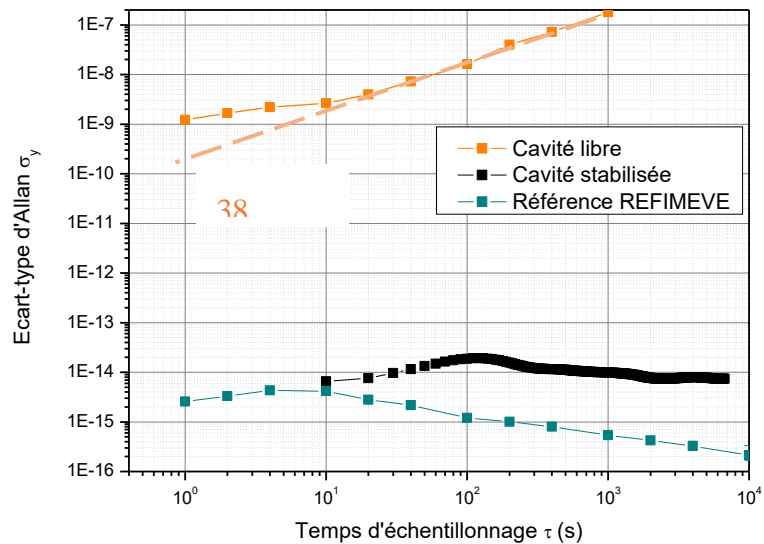


Figure 7.2 Variance d'Allan de la stabilité de la cavité libre (Orange) et stabilisée sur la référence de fréquence (Noire).
 Courbe verte : Stabilité de la référence Refimeve+.

En boucle fermée la cavité recopie la stabilité en fréquence de la référence et vaut $4 \cdot 10^{-15}$ à 1 s et décroît avec une pente en $\tau^{-1/2}$. La stabilité de la cavité à 10 s vaut $6.5 \cdot 10^{-15}$.

La bosse centrée à 100 s est attribuée à un mauvais réglage du gain de la correction du module Peltier qui entraîne l'oscillation de toute la boucle de correction. Pour des temps d'intégrations supérieurs à 2000 s on observe la formation d'un plateau à $7 \cdot 10^{-15}$.

La stabilité en fréquence de la cavité à 1 s démontre l'efficacité du dispositif à recopier la stabilité de la référence optique. Cependant le gain d'asservissement dépend de la puissance optique éclairant la photo diode. On constate qu'un gain élevé fait osciller la correction sur le Peltier. A terme on cherchera le point de fonctionnement idéal, les puissances optiques ainsi que le gain du correcteur seront fixés.

7.2 Mesure du transfert de stabilité vers les lasers accordables

L'efficacité du transfert de stabilité est caractérisée par la comparaison de la stabilité en fréquence des diodes laser asservies sur la cavité avec la référence de fréquence. On verrouille les diodes laser sur la cavité stabilisée. Les deux lasers sont accordés en longueur d'onde autour de 1542 nm pour effectuer un battement hétérodyne avec la référence en basse fréquence.

La figure (7.3) représente la densité spectrale de puissance du bruit de fréquence du signal d'erreur en boucle ouverte et en boucle fermée des deux lasers. Le bruit d'amplitude enregistré par l'appareil est converti en bruit de fréquence via la pente du discriminateur. Dans le cas de la mesure en boucle ouverte, l'acquisition est faite en verrouillant les lasers avec un minimum de gain afin d'avoir une bande de correction très faible. Ainsi le laser est verrouillé « mollement » et il est alors possible d'observer le comportement du laser en boucle « quasi » ouverte, sous-entendu pour des fréquences supérieures à la bande de correction de l'asservissement.

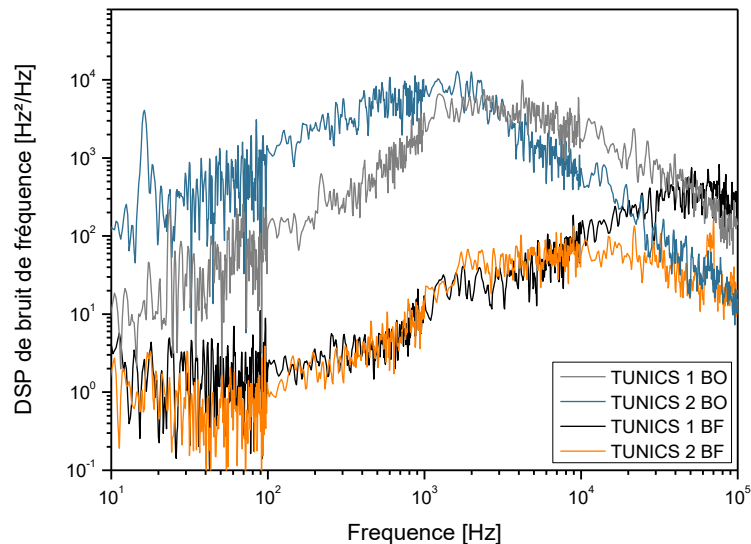


Figure 7.3 Comparaison de la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence de la TUNICS 1 en boucle ouverte (gris clair) et en boucle fermée (noir) ainsi que celle de la TUNICS 2 en boucle ouverte (gris foncé) et en boucle fermée (orange)

Sur la figure (7.3) on voit pour les courbes bleue et grise que le bruit du laser augmente jusqu'à 1 kHz puis est corrigé après cette fréquence. Dans ce cas la bande passante de correction est de 1 kHz et on peut mesurer le bruit en boucle ouverte jusqu'à cette fréquence. On utilise donc ce principe pour toutes les mesures en boucle ouverte.

Les correcteurs utilisés pour l'asservissement des TUNICS sont similaires et sont constitués d'un pseudo-intégrateur de 1^{er} ordre. La rétroaction est faite sur l'entrée modulation de l'alimentation en courant des diodes. Cette dernière présente une limitation de la bande passante de modulation à 28 kHz. Pour élargir la bande passante de correction, une avance de phase à 28 kHz a été ajoutée sur chacun des pseudo-intégrateurs. La sensibilité de l'alimentation en courant vaut $k_1 = 90$ MHz/V. La pente du discriminateur vaut $k_2 = 5000$ kHz/V pour la TUNICS1 et 2500 kHz/V pour la TUNICS 2. Cette différence est due au fait que la TUNICS 2 est plus intense en raison du coupleur en sortie de la diode (90 % d'intensité transmise, contre 50 % pour TUNICS 1). De plus les mélangeurs utilisés ne sont pas les mêmes (le gain imposé par l'étage de filtrage en aval du circuit mélangeur est plus important dans le cas de la TUNICS 2) Pour un même courant, la puissance optique de la TUNICS 2 sur la photodiode vaut -2.5 dBm et -5.8 dBm pour la TUNICS 1. Le gain du correcteur est unitaire, cependant un potentiomètre à l'entrée permet de faire varier le gain entre 0 et 1.

Les spectres de bruit de fréquences des lasers libres (courbes grise et bleu) sont mesurés en pseudo-boucle ouverte pour des fréquences supérieures à 1 kHz, au-dessous de cette plage, on

observe l'action de la correction qui se traduit par une décroissance du bruit de 10 dB par décade. Les courbes présentent la même allure pour les deux lasers, à savoir une décroissance en $1/f$ du bruit de fréquence. Le niveau de bruit de la courbe grise foncée correspondant au bruit de la TUNICS 2 est supérieur en raison de la différence de puissance optique des deux lasers.

- En boucle fermée la bande de correction s'étend jusqu'à 40 kHz pour la TUNICS 1 et 30 kHz pour la TUNICS2.
- Pour les fréquences inférieures à 40 kHz le spectre de bruit de fréquence de la TUNICS 1 (courbe noir) montre une décroissance du bruit de 10 dB par décade jusqu'à 100 Hz. La réjection du bruit total est de 20 dB/décade.
- Concernant le spectre de bruit de fréquence de la TUNICS 2 (courbe orange), on observe un plancher à $50 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ de 2 à 30 kHz. Pour des fréquences inférieures, le bruit décroît de 10 dB/décade.
- De 10 à 100 Hz les deux courbes se rejoignent et forment un plancher à $1 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$. Ce plancher correspond à un bruit blanc de fréquence et représente une limite à la stabilité de fréquence qui vaut de $2.5 \cdot 10^{-14}$ à 100 ms en valeurs relatives.

La réduction du bruit de fréquence des diodes laser asservies sur la cavité permet d'aboutir à un affinement spectral de la largeur de raie d'un facteur meilleur que 700. En effet la largeur à mi-hauteur du spectre de la TUNICS 1 représenté sur la figure(7.4) est inférieure à 100 Hz pour un temps d'observation de 10 ms (résolution du filtre 100 Hz).

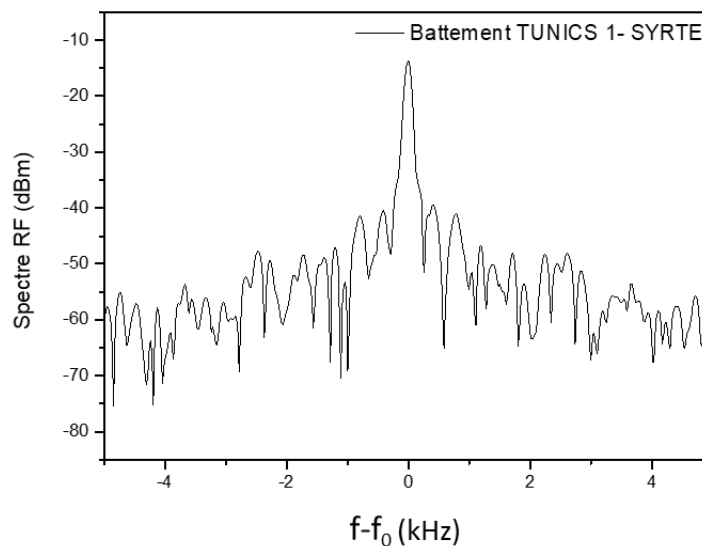


Figure 7.4 Spectre du battement RF entre la TUNICS 1 stabilisée en fréquence et la référence de fréquence. Résolution du filtre (RBW) : 100 Hz

On rapporte sur la figure (7.5) les mesures de stabilité des TUNICS 1 et 2 comparées séparément avec la référence de fréquence REFIMEVE. Les deux lasers sont verrouillés à 60 MHz de la référence de fréquence. Les résultats sont donnés par l'écart type d'Allan en valeurs relatives. Les mesures sont effectuées en deux fois, une première mesure pour l'acquisition au temps courts avec un temps d'échantillonnage τ de 10 ms et une seconde pour les temps plus long avec un τ de 1 s.

L'écart-type d'Allan de la TUNICS 2 verrouillée sur la cavité de transfert (courbe orange) présente une stabilité de $4 \cdot 10^{-13} \times \tau^{-1/2}$ (soit 68 Hz en valeur relative) pour des durées d'intégrations inférieures à 10 s. Entre 10 et 100 s et un plancher inférieur à $2 \cdot 10^{-14}$ (4 Hz) est observé. Au-delà de 100 s la fréquence du laser dérive en une pente en $\tau^{+1/2}$ traduisant une marche aléatoire de fréquence.

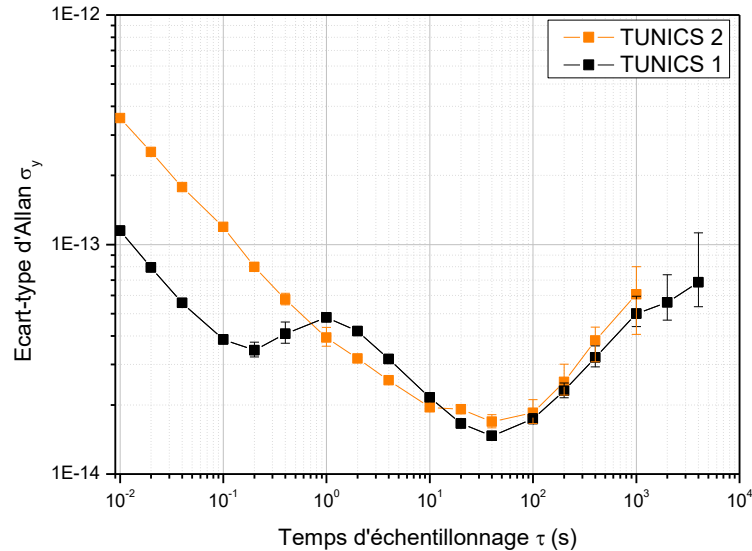


Figure 7.5 Ecart-type d'Allan de la TUNICS 1 (courbe noir) et la TUNICS 2 (courbe orange) verrouillés sur un mode de la cavité en anneau stabilisée sur la référence de fréquence.

Un meilleur ajustement du gain de correction permet d'affiner d'avantage la largeur spectrale de la TUNICS 2 par rapport à la TUNICS 1 (courbe noire). La stabilité en fréquence à 10 ms est de $1.15 \cdot 10^{-13}$ (22 Hz) et décroît suivant une pente en $\tau^{-1/2}$. Une bosse centrée à 1 s est observée. Cela traduit une oscillation de la fréquence à une période de 10 s.

A partir de 10 s, les stabilités en fréquence des deux TUNICS sont similaires, à savoir un plancher au-dessous $2 \cdot 10^{-14}$ jusqu'à 100 s. à partir de 100 s de temps d'intégration les courbes de stabilité évoluent en une pente en $\tau^{+1/2}$. La marche aléatoire de fréquence que subissent les deux lasers est attribuée aux fluctuations de polarisation à l'entrée de la cavité, conséquence des fluctuations thermiques et acoustiques auxquelles sont exposées les fibres optiques.

Deux mécanismes sont identifiés : d'une part la sensibilité des modulateur EO à la température qui comme nous l'avons démontré au chapitre 3 induit un offset (dépendant de la température) qui décale la fréquence du centre de la résonance (RAM). D'autre part, la modulation de polarisation des faisceaux en sortie du MEO. Ce qui induit une distorsion du signal en sortie de la cavité. L'impact de la température sur les modulateurs ainsi que sur la fibre a été démontré par plusieurs mesures réalisées à différents moments de la journée ainsi que la dégradation des conditions expérimentales en désactivant la régulation thermique de la salle. La prochaine étape en perspective est d'intégrer au dispositif les éléments nécessaires à la correction de la RAM sur chaque modulateur (fibre à séparation de polarisation, contrôleur de polarisation et photodiode) ainsi qu'une solution d'isolation thermique du banc optique.

En conclusion, les résultats obtenus suite à la caractérisation du transfert de fréquence montrent que l'asservissement sur la cavité en anneau stabilisée permet une réjection du bruit des lasers sur une bande de plusieurs dizaines de kHz ce qui permet une amélioration considérable de la pureté spectrale des lasers. Le facteur d'affinement obtenu est de l'ordre de 700 (largeur d'une

TUNICS libre mesurée à 70 kHz). A long terme on observe une stabilité en fréquence dans la gamme des 10^{-14} bien que les lasers soient sujets à la modulation d'amplitude parasite provenant des modulateurs électro-optiques. Ces résultats préliminaires démontrent l'efficacité du transfert de fréquence au temps court comme au temps longs. Associé à des diodes lasers accordables en longueurs d'ondes, un tel dispositif permet de caractériser la stabilité d'un laser loin de la référence et en ce qui nous concerne, permet de disposer de lasers stabilisés en coïncidence avec notre peigne de fréquences à semi-conducteurs. Cet outil métrologique pourrait également très utile pour des applications en spectroscopie à haute résolution comme l'étude des différentes transitions d'un atome ou d'une molécule à plusieurs nanomètres de la référence de fréquence.

7.3 Effet de la RAM sur la stabilité de la cavité

Afin de comprendre au mieux les limitations à long terme de la stabilité des lasers verrouillés sur la cavité représentée par la dérive à 100 s observée en figure (7.5). On reprend la configuration du dispositif décrit en figure (7.1) qui présente l'avantage de ne mettre en œuvre qu'une seule source. On compare ainsi la stabilité de la cavité avec et sans correction de la RAM. Le résultat de cette comparaison est présenté dans la figure (7.6) ²

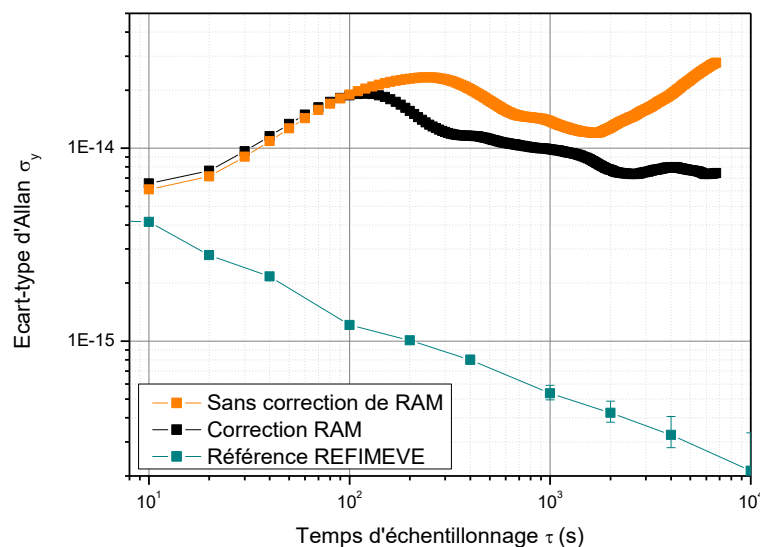


Figure 7.6 Comparaison de la stabilité de la cavité pour différentes conditions expérimentales ; Niveau de stabilité de la référence métrologique utilisée (source : Syrte/Observatoire de Paris/REFIMEVE+)

La courbe noire est reprise de la figure (7.2) et correspond à la stabilité de la cavité lorsque la réjection de la RAM est active. Pour des temps d'intégration inférieurs à 100 s les deux courbes se superposent. La courbe orange correspond au cas où la RAM n'est pas corrigée. On observe une bosse qui correspond à des oscillations d'une période de 1800 s.

A partir de 1800 s la fréquence de la cavité sous l'effet de la RAM dérive en $\tau^{+1/2}$. La variation de la température lors de la mesure agit sur la polarisation du faisceau qui fluctue en entrée de la cavité. Néanmoins, pour certaines conditions expérimentales (relatives aux réglages des polarisations ou à la température dans la pièce) on observe des fluctuations de la fréquence du

type marche aléatoire (RDW pour RanDom Walk) caractéristiques d'une variation de la polarisation autour de son état de réglage initial. Superposée au niveau continu induit par la RAM, cette distorsion provoque le décalage du centre de la raie à mesure que le niveau continu varie en fonction de la température. La dérive en $\tau^{+1/2}$ observée à partir de 2000 s témoigne de cet effet de marche aléatoire de fréquence.

Pour interpréter la bosse observée sur la courbe orange, nous avons enregistré les signaux (en phase et en quadrature) de la RAM démodulée à 240 kHz en sortie de la détection synchrone. La figure (7.7) représente les courbes correspondants à l'amplitude de la RAM et la phase pendant une nuit d'acquisition ainsi que la température au sein du boîtier d'isolation passive englobant les modulateurs électro-optiques.

L'évolution de l'amplitude et de la phase de la RAM est clairement corrélée à celle de la température. Les fluctuations observées sur la température d'environ 1800 s sont dues au cycle de fonctionnement de la régulation thermique de la salle d'expérience. On retrouve ces oscillations sur l'amplitude et la phase de la RAM et par conséquent sur la courbe de stabilité.

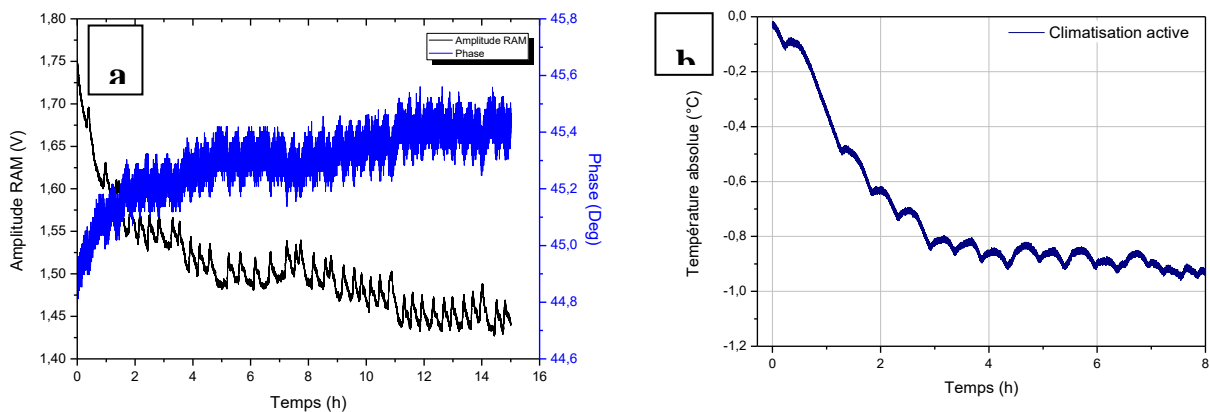


Figure 7.7 (a) : Evolution de l'amplitude et de la phase de la RAM en fonction du temps ; (b) : Evolution de la température prélevée à l'intérieur du boîtier d'isolation passive des modulateurs.

En conclusion les variations de température induisent également des variations de polarisation dans les fibres, ce qui comme nous l'avons observé induit une marche aléatoire (pente en $\tau^{+1/2}$). La correction de la RAM compense d'une part les oscillations lentes dues à la température mais aussi limite la modulation de polarisation en sortie du modulateur. Comme on l'a vu au paragraphe.6.2.

7.4 Caractérisation du transfert de stabilité sur 30 GHz

Dans une expérience de transfert de fréquence faisant appel à une cavité de transfert fibrée, la dispersion chromatique dans la fibre représente une limitation pour la stabilité en fréquence. Le coefficient thermo-optique étant dépendant de la longueur d'onde, dans cette partie nous étudions de manière théorique l'impact de la dispersion chromatique sur les performances en stabilité des modes éloignés de la référence de fréquence.

7.4.1 Démonstration de faisabilité

On veut démontrer la faisabilité du transfert de fréquence sur 100 nm lorsqu'on régule en température une partie de la bobine de fibre constituant la cavité. Pour ce faire on calcule l'écart de fréquence entre le mode ν_0 asservi sur la référence de fréquence et le mode ν_q éloigné de 100 nm.

La fréquence de résonance d'un mode q d'une cavité en anneau d'indice n et de longueur L est donnée par :

$$\nu_q = q \frac{c}{nL}. \quad 7-1$$

L'indice de réfraction dépend de la température du matériaux ainsi que la de la fréquence de l'onde qui s'y propage $n = n(T, \nu)$.

La longueur de la fibre est fonction de la température, $L = L(T)$

Ainsi une variation de température ΔT entraîne une variation de la longueur optique

$$\Delta(nL) = \Delta n L + n \Delta L. \quad 7-2$$

Et donc une variation de la fréquence du mode q

$$\Delta \nu_q = \frac{\partial \nu_q}{\partial L} \Delta L + \frac{\partial \nu_q}{\partial n} \Delta n. \quad 7-3$$

On suppose que la cavité fibrée est constituée de deux tronçons de fibre a et b telle que $L = L_a + L_b$. La fréquence d'une résonance de la cavité est alors stabilisée en agissant sur la température du tronçon de fibre b comme c'est le cas dans notre dispositif expérimental. Alors on considère que le tronçon a est à T_a et le tronçon b à T_b .

De l'équation (7-1), on déduit que la fréquence du mode $n^o q$, qui est proportionnelle à l'inverse de la longueur optique :

$$\frac{1}{nL} = \frac{1}{n(T_a, \nu)L_a + n(T_b, \nu)L_b}. \quad 7-4$$

En différenciant l'équation (7-4) dans (7-3), on obtient

$$\Delta \nu_q = \frac{\partial \nu_q}{\partial L_a} \Delta L_a + \frac{\partial \nu_q}{\partial n_a} \Delta n_a + \frac{\partial \nu_q}{\partial L_b} \Delta L_b + \frac{\partial \nu_q}{\partial n_b} \Delta n_b. \quad 7-5$$

Après calcul des dérivées partielles et simplification avec $\Delta L_{a,b} = \frac{\partial L_{a,b}}{\partial T_{a,b}} \Delta T_{a,b}$ et $\Delta n_{a,b} = \frac{\partial n_{a,b}}{\partial T_{a,b}} \Delta T_{a,b}$ pour écrire en fonction des variations de température dans les deux sections, l'équation (7-5) devient :

$$\Delta \nu_q = -\frac{\nu_q}{n_a L_a + n_b L_b} \left[\left(n_a L_a \alpha + L_a \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{\nu_q} \right) \Delta T_a + \left(n_b L_b \alpha + L_b \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{\nu_q} \right) \Delta T_b \right]. \quad 7-6$$

Avec α le coefficient de dilatation thermique de la silice.

$$\alpha = \frac{1}{L_a} \frac{dL_a}{dT} = \frac{1}{L_b} \frac{dL_b}{dT}. \quad 7-7$$

On considère les modes ν_0 et ν_1 les deux modes éloignés de 100 nm. Le mode ν_0 est verrouillé en fréquence sur la référence optique en agissant sur la température du tronçon « b ». Par conséquent $\Delta \nu_0 = 0$. Ainsi, l'expression de l'écart de fréquence entre le mode ν_0 et ν_1 s'écrit :

$$\Delta(\nu_1 - \nu_0) = \Delta \nu_1 - \Delta \nu_0 = \Delta \nu_1. \quad 7-8$$

On posant $\Delta \nu_0 = 0$ dans l'équation 4-6, on déduit la variation de température à imposer au tronçon « b » afin d'assurer la correction de la fréquence de la cavité.

$$\Delta T_b = -\frac{n(T_a, \nu_1) L_a}{n(T_b, \nu_0) L_b} \frac{\alpha + \frac{1}{n(T_a, \nu_0)} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{\nu_0}}{\alpha + \frac{1}{n(T_b, \nu_0)} \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{\nu_0}} \Delta T_a. \quad 7-9$$

En intégrant l'expression (7-9) dans l'équation (7-6), après développement du terme $\Delta(\nu_1 - \nu_0)$ permettant le calcul des fluctuations de fréquences résiduelles du mode n°1 à 100 nm du mode n°0 (le mode stabilisé en fréquence sur la référence métrologique via l'action sur la température de la fibre), on obtient.

$$\Delta \nu_1 = -\nu_1 \frac{L_a}{n(T_a, \nu_0) L_a + n(T_b, \nu_0) L_b} \left(\alpha n(T_a, \nu_1) + \left(\frac{\partial n_1(T_a, \nu_1)}{\partial T} \right)_{\nu_1} \right) \times \left(1 - \frac{\alpha n(T_b, \nu_1) + \left(\frac{\partial n(T_b, \nu_1)}{\partial T} \right)_{\nu_1}}{\alpha n(T_a, \nu_1) + \left(\frac{\partial n(T_a, \nu_1)}{\partial T} \right)_{\nu_1}} \frac{\alpha n(T_a, \nu_0) + \left(\frac{\partial n(T_a, \nu_0)}{\partial T} \right)_{\nu_0}}{\alpha n(T_b, \nu_0) + \left(\frac{\partial n(T_b, \nu_0)}{\partial T} \right)_{\nu_0}} \right) \Delta T_a. \quad 7-10$$

Le calcul est fait en considérant $\nu_0 = 1500 \text{ nm}$ et $\nu_1 = 1600 \text{ nm}$. Les indices de réfractifs correspondant sont $n(T_b, \nu_0) = 1.4446$ et $n(T_b, \nu_1) = 1.4434$. $\frac{\partial n_0}{\partial T} = 11.41849 \cdot 10^{-6}$, $\frac{\partial n_1}{\partial T} = 11.46710 \cdot 10^{-6}$. Les valeurs des coefficient thermo-optique sont extraites d'un fit des données de mesures présentées dans [Malitson 1965] entre 1.5 μm and 1.6 μm nm pour une fibre en silice (SiO_2) à température ambiante).

le coefficient de dilatation de la fibre vaut $\alpha = 5.10^{-7}/^{\circ}C$ et. Les longueurs de fibres des tronçons « a » et « b » valent respectivement 167 m et 33 m, ce qui correspond au cas de notre cavité d'une longueur de fibre totale de 200m dont 1/6^{ème} est contrôlé en température.

Supposons le cas extrême où $\Delta T_a = 10^{\circ}C$, les indices $n(\nu_0, T_a)$ et $n(\nu_1, T_a)$ valent,

$$\begin{aligned} n(\nu_0, T_a) &= n(\nu_0, T_b) + \frac{\partial n}{\partial T}(T_a - T_b) = n(\nu_0, T_b) + \beta (T_a - T_b) & 7-10 \\ &= 1.4445 \end{aligned}$$

$$n(\nu_1, T_a) = n(\nu_1, T_b) + \beta (T_a - T_b) = 1.4433 \quad 7-11$$

Dans ce cas, $\Delta(\nu_1 - \nu_0) = 3$ Hz.

En réalité, toute la bobine de fibre constituant la cavité est isolée dans la même enceinte. Elle est donc à la même température. Cependant la correction impose une différence de température entre les deux tronçons de fibre au bout de quelques heures. Comme nous l'avons vu plus haut (Fig. 7.7.b) l'écart de température maximal sur 10 h est de 1 °C.

Le résultat de l'application numérique donne : ($\Delta T_a = 1^{\circ}C$), $\Delta(\nu_1 - \nu_0) = 0.2$ Hz.

Ce résultat démontre la faisabilité de la méthode d'asservissement en fréquence de la cavité en agissant sur un tronçon de fibre constituant la cavité. Le transfert de fréquence vers un mode éloigné de 100 nm du mode asservi sur une référence de fréquence est donc garanti, la dispersion dans la fibre ne constitue donc pas une limitation en raison de la faible différence d'indice de réfraction entre deux modes à 100 nm. On procède dans la suite à la démonstration expérimentale d'un transfert de fréquence sur 30 GHz.

7.4.2 Démonstration expérimentale

La démonstration expérimentale du transfert de stabilité de fréquence est faite sur 30 GHz. Nous ne disposons pas d'un laser femto-seconde pour mesurer le battement avec un laser verrouillé sur la cavité à plusieurs nanomètres de la référence. On ne peut faire la comparaison que sur un transfert de 30 GHz en utilisant une méthode similaire à celle mise en œuvre pour la mesure de la fréquence de la diode RIO stabilisée sur C₂H₂, décrite dans la première partie du manuscrit (Paragraphe 2.1.2). Il s'agit donc de moduler dans le même modulateur d'amplitude, la référence de fréquence et la TUNICS 2 verrouillée sur un mode de cavité à 30 GHz de la référence. On utilise une fréquence de 15 GHz pour la modulation d'amplitude afin de générer un battement des bandes latérales à 15 GHz de chaque porteuse optique (Référence et TUNICS). Le battement est donc ramené dans la bande du compteur via les bandes latérales.

La mesure de la fréquence du battement est faite pour un temps d'échantillonnage de 1 s. Le résultat est exprimé en écart-type d'Allan en valeurs relatives.

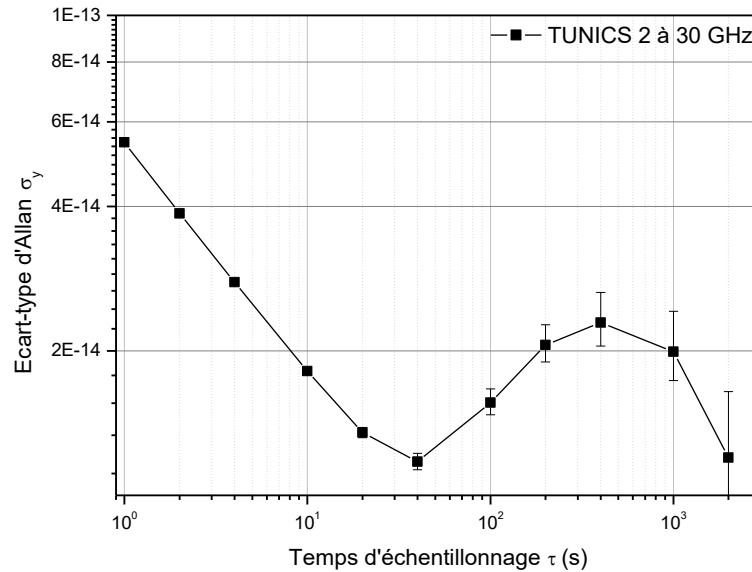


Figure 7.8 Ecart-type d'Allan du battement entre la référence de fréquence et la TUNICS 2 verrouillée à 30 GHz du mode verrouillé sur la référence.

À 1 s, la stabilité du laser verrouillé sur un mode de la cavité est de $5.10^{-14} \times \tau^{-\frac{1}{2}}$, ce qui correspond à la stabilité précédemment mesurée à 60 MHz du mode de cavité n° q_1 verrouillé sur la référence. À partir de 30 s la courbe décrit une bosse. Ce comportement est similaire à la courbe de stabilité (Fig. 7.5) et est attribué à l'effet des fluctuations thermiques périodiques liées au cycle de refroidissement de la régulation thermique dans la salle (Fig. 7.7.b).

On peut observer une différence du niveau de stabilité à 1 s entre cette mesure et la mesure Fig. 7.5 faite à 60 MHz de la référence REFIMEVE+. La différence avec la mesure de la figure (7.5), réside d'une part dans le fait que le battement est obtenu directement à partir des porteuses optiques et pas des bandes latérales. De plus, la puissance du laser dépend du réglage de la longueur d'onde et donc de la position relative entre le réseau de diffraction et le couplage optique dans le laser à cavité externe (TUNICS). Il a été vérifié que dans le cas où on se place à 30 GHz la puissance optique est inférieure. En d'autres termes la puissance qui arrive sur la photodiode est moindre. Le niveau du bruit d'amplitude du faisceau (non corrigé par l'asservissement) est moins important. Par conséquent le niveau de stabilité à court terme va sensiblement dépendre de la puissance du signal en entrée.

Cette mesure montre que la stabilité du mode à 30 GHz n'est pas dégradée par des effets thermiques (variation de la longueur de la fibre, indice de réfraction) en adéquation avec le modèle présenté. Cela démonte l'efficacité de l'asservissement par la régulation thermique et par conséquent la faisabilité d'un transfert de fréquence à long terme et sur plusieurs dizaines de gigahertz.

7.5 Conclusion et perspectives

Nous avons présenté dans cette deuxième partie du manuscrit un dispositif tout fibré de cavité en anneau pour le transfert de stabilité de fréquence d'une référence métrologique vers deux lasers accordables. Une méthode originale a été présentée pour caractériser la stabilité intrinsèque de la cavité en anneau. Cette méthode se base sur l'utilisation de la même référence de fréquence sur laquelle la cavité est stabilisée. La stabilité de fréquence de la cavité est de $6 \cdot 10^{-15}$ à 10 s et reste dans la gamme des 10^{-15} pour des temps d'intégrations supérieurs à 2000 s. Cette mesure a également permis de démontrer l'impact de la RAM sur la stabilité en fréquence de la cavité. Dans la suite du travail de caractérisation métrologique du dispositif nous avons démontré un affinement spectral des sources lasers utilisées où une réduction de la largeur d'un facteur supérieur à 700 a été obtenue. Le transfert de fréquence montre un niveau de stabilité sur les deux TUNICS qui vaut $4 \cdot 10^{-14}$ à 1 s. Pour des temps supérieurs à 100 s nous avons observé une dégradation de la stabilité (pente $\tau^{1/2}$) en raison de l'effet de la RAM et de la sensibilité du dispositif fibré au cycle de refroidissement de la régulation thermique engendrant des fluctuations de polarisations à l'entrée de la cavité. Dans le chapitre 3 consacré à l'effet de la RAM, une méthode de réjection déjà mise en place sur la voie de référence a été décrite et sera par la suite appliquée sur chacune des voies des diodes lasers accordables. Enfin on a évalué numériquement l'effet des variations de température sur le transfert de stabilité sur 100 nm et avons montré l'intérêt du contrôle en température d'une partie de la bobine de fibre constituant la cavité pour réaliser le transfert. On a validé cette approche en mesurant les performances de notre cavité de transfert sur 30 GHz.

À la suite des résultats exposés ici, il paraît évident qu'une meilleure isolation thermique du dispositif est cruciale. La méthode de réjection de la RAM mise en place nous paraît suffisante pour notre dispositif (réjection de 30 dB) et sera étendue aux deux TUNICS.

Par ailleurs, Tatiana Steshchenko, nouvelle doctorante de l'équipe, a récemment montré les limitations apportées à la stabilité de fréquences des TUNICS par des effets de rétrodiffusion Rayleigh et Brillouin dans la cavité. Ces effets sont observés en présence des deux diodes laser accordables et sont fortement dépendant des puissances utilisées. Son travail permet de fixer un seuil de -8 dBm en entrée de cavité en dessous duquel ces effets peuvent être négligés.

Dans la suite de ce travail, le dispositif présenté servira à stabiliser les deux diodes accordables dans le but d'étudier les mécanismes d'injection optique d'un laser à verrouillage passif de modes. Une des TUNICS servira à l'injection optique à 1553 nm du laser étudié. La deuxième servira à la caractérisation des modes optiques sous régime d'injection et ainsi permettra la caractérisation du transfert de stabilité de fréquence.

Le dispositif est conçu pour permettre une étude précise de l'effet de l'injection optique sur l'ensemble des modes du peigne de fréquence le long du peigne de fréquence.

Partie III :

Transfert de stabilité de fréquence vers une diode à verrouillage de mode passif par injection optique

La cavité de transfert de fréquence développée et caractérisée dans la partie précédente de ce manuscrit a permis de démontrer l'efficacité du transfert de stabilité de fréquence à long terme d'une référence de fréquence métrologique vers deux lasers accordables. Nous avons enregistré ainsi une stabilité à long terme dans les gammes des 10^{-13} et 10^{-14} pour la TUNICS 1 et la TUNICS 2 respectivement.

Dans cette partie, nous allons ainsi exploiter cet outil en partant d'une preuve de faisabilité – cf. Travaux de thèse de [Chaouche Ramdane 2018] – pour assurer le transfert de stabilité de fréquence d'une référence optique vers les modes d'un laser à semi-conducteur à verrouillage de modes passif par injection optique.

Une caractérisation du transfert de stabilité sera réalisée aussi bien sur le court terme que sur le long terme, démontrant ainsi les potentialités et limitations qu'offre ce type de laser pour la métrologie des fréquences.

Ces sources, appelée QD-MLLD pour « Quantum-Dash Mode-Locked Laser Diode », ont initialement été développées par le III-V Lab [Renaudier 2005] pour des applications de récupération de l'horloge d'un signal de télécommunications optiques à très haut débit par injection optiques [Roncin 2007]. Leurs caractéristiques uniques de bruit d'amplitude et de bruit de phase [Van Dijk 2008] et le fort couplage existant entre les modes du peigne de fréquences permettent d'envisager la stabilisation de l'ensemble du peigne à partir de la stabilisation de l'un ou plusieurs de ses modes.

Ces lasers sont des peignes de fréquences intrinsèquement compacts. Jusqu'à présent leur utilisation été limitée au contexte des télécommunications optiques. Leur stabilisation pourrait permettre de réaliser des dispositifs de référencement transportables et susciter des nouvelles applications hors du laboratoire de métrologie.

Plusieurs expériences d'injection optique de lasers multifréquences à semi-conducteur sont recensées dans la littérature. Les approches sont multiples, et on peut citer le cas de l'injection monofréquence opérée par une source continue [Arahira 2005, Sooudi 2011, Rebrova 2010, Fiol 2011]. Une autre approche connue est celle de l'injection bi-mode, où deux sources cohérentes générées par modulation d'amplitude d'une source continue sont injectées dans le laser esclave [Ahmed 1996, Lee 2004], [Sooudi 2012, Habruseva 2010] ; De la même manière et en jouant sur le rapport des amplitudes des bandes latérales et de la porteuse il est possible de faire de l'injection tri-mode. Cette méthode présente l'avantage de renforcer la cohérence de phase des modes du peigne avec le mode injecté [Habruseva 2011]. Enfin on cite le cas de l'injection d'une source continue associée à une rétroaction optique [Jung 1999, Sooudi 2013]. L'objectif de ces travaux porte principalement sur la réduction de la gigue temporelle des impulsions et l'affinement des modes optiques.

De plus, comme les communications optiques utilisant des modulations cohérentes nécessitent un grand nombre de porteuses particulièrement étroites (< 1 MHz), l'étude de la réduction de l'ensemble des modes d'un peigne de fréquences par injection optique devient intéressante pour les équipementiers des télécommunications [Pfeifle 2014].

Dans le cadre de la métrologie des fréquences, la stabilisation de peignes de fréquences à semi-conducteurs par injection optique est tout à fait originale et hormis quelques travaux qui rapportent des tentatives de stabilisation de la fréquence RF sur des temps longs [Merghem 2014_a, Merghem 2014_b], aucuns ne portent, à notre connaissance, sur la stabilisation à long terme de la fréquence des modes optiques.

On trouve ainsi dans la littérature de nombreuses expériences d'injection des peignes de fréquences :

L'objectif de cette troisième et dernière partie des travaux de thèse est d'étudier les mécanismes d'injection optique en régime de faible puissance d'injection afin de préserver la largeur du peigne. La présence d'une deuxième diode lasers accordable stabilisée en fréquence permettra de proposer une méthode originale de caractérisation de ce type de laser sous injection optique. Une caractérisation du transfert de stabilité vers les modes du peigne sera réalisée aussi bien sur le court terme que sur le long terme, démontrant ainsi les potentialités et limitations qu'offre ce type de laser pour la métrologie des temps et des fréquences.

Cette partie s'articule autour de quatre chapitres. Dans le premier chapitre une synthèse est faite des modèles théoriques décrivant le phénomène de synchronisation de deux oscillateurs. Le second chapitre, décrit le laser utilisé et caractérisation du laser libre est faite. Dans le 3^{ème} chapitre on procède à la description des travaux d'injection optique. On décrit ensuite les méthodes de pré-stabilisation utilisées pour réduire les bruits auxquels est sujet le MLLD et qui limitent les performances du transfert de fréquence. Enfin on complétera la caractérisation du laser sous injection optique cette fois. Le dernier chapitre regroupe les résultats de la caractérisation du transfert de fréquence au modes du MLLD. L'analyse de ces résultats permettra d'apporter une contribution à la compréhension du phénomène d'injection optique et des limitations au transfert de fréquence à l'ensemble des modes du peigne.

8. Approche théorique de l'injection optique

Pour introduire le lecteur à la notion d'injection optique on propose de décrire le modèle d'Adler qui permet de comprendre le phénomène de synchronisation de deux oscillateurs à travers la relation entre les phases et les amplitudes de l'oscillateur injecté et du signal externe ainsi que les conditions de synchronisation.

Dans la suite, une approche plus adaptée au fonctionnement d'un laser est présentée s'appuyant sur le modèle de l'amplificateur « régénératif » proposé par Siegman [Siegman 1986]. Cette approche décrit l'évolution du champ des faisceaux (esclave et maître) au sein de la cavité en anneau d'un laser à semi-conducteur.

8.1 Synchronisation de deux oscillateurs : le modèle d'Adler

Le modèle d'Adler permet de comprendre simplement le phénomène d'accrochage d'un oscillateur esclave sur un oscillateur maître à travers l'équation reliant le comportement de la phase et de l'amplitude de l'oscillateur injecté. Ce modèle initialement utilisé pour décrire la synchronisation d'oscillateurs RF se prête également au cas de l'injection optique de deux lasers en première approximation. La structure générale de l'oscillateur injecté envisagé par Adler est représentée sur la figure (8.1).

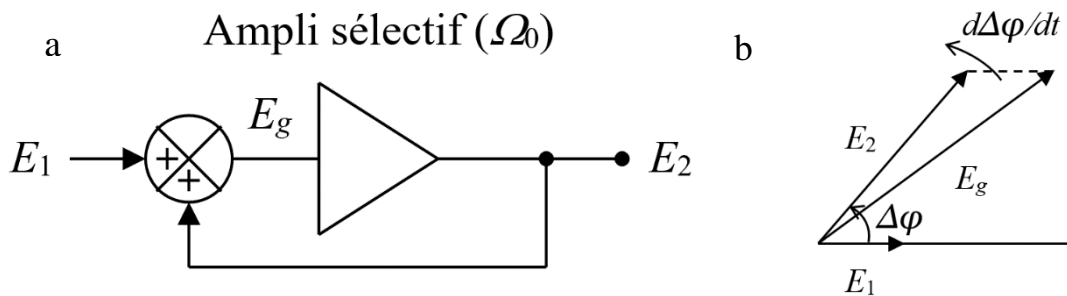


Figure 8.1 (a) : Modèle d'Adler Structure de l'oscillateur injecté ; (b) : Diagramme vectoriel de l'évolution temporelle des signaux E_1 et E_2

L'oscillateur est constitué d'un amplificateur sélectif centré à la fréquence Ω_0 et d'une contre réaction. Le point de fonctionnement stable de l'oscillateur correspond à un gain de boucle égal à 1 (condition de Barkhausen). E_2 est le signal délivré par l'oscillateur injecté (l'oscillateur esclave), E_1 le signal de perturbation (l'oscillateur maître) qu'on vient ajouter au signal E_2 à travers un circuit sommateur. L'évolution temporelle des signaux E_1 et E_2 est représentée par le diagramme vectoriel de la figure (8.1.b) où on prend comme origine des phases le vecteur E_1 . E_2 tourne par rapport à E_1 à la vitesse $d\Delta\varphi/dt$, E_g est le signal résultant de la somme de E_1 et E_2 , et $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ représente la phase relative du laser injecté, φ_2 étant la phase du laser injecté et φ_1 celle du laser maître.

L'équation de Adler décrit la dynamique de l'oscillateur injecté moyennant les deux hypothèses suivantes :

$\Omega_0/2Q \gg \Delta\Omega_0$ où $\Delta\Omega_0 = \Omega_0 - \Omega_1$ représente la différence de fréquence entre la fréquence de l'oscillateur libre Ω_0 et la fréquence du signal injecté Ω_1 (fréquence du battement non perturbé) et Q représente le facteur de qualité du circuit résonnant de l'oscillateur esclave.

Cette hypothèse suppose que la fréquence de l'oscillateur maître est très proche de celle de l'oscillateur esclave libre, plus précisément que l'écart de fréquence doit être dans la bande passante de l'amplificateur sélectif.

$E_1 \ll E_2$ le signal d'injection est de faible amplitude par rapport au signal délivré par l'oscillateur esclave.

Adler montre que lorsqu'un oscillateur libre E_2 est perturbé par un signal extérieur E_1 selon la structure de la figure (8.1.a), la dynamique de ce système est régie par l'équation différentielle suivante (équation de Adler) :

$$\frac{d}{dt} \Delta\varphi = -\frac{\Omega_0 E_1}{2Q E_2} \sin\Delta\varphi + \Delta\Omega_0. \quad 8-1$$

Puisque $d\Delta\varphi/dt$ représente l'écart de fréquence $\Omega_2 - \Omega_1$, l'équation peut se réécrire

$$\Omega_2 = -B \sin \Delta\varphi + \Omega_0. \quad 8-2$$

Avec $B = \Omega_0 E_1 / (2Q E_2)$. Cela signifie qu'à tout instant la fréquence instantanée de l'oscillateur injecté Ω_2 est décalée de sa fréquence libre Ω_0 d'une quantité proportionnelle au sinus du déphasage entre l'oscillateur et le signal extérieur.

On peut extraire l'expression de la plage de fréquence de verrouillage en considérant l'équation de Adler (8.1) en régime permanent ($d\Delta\varphi/dt = 0$) où on a introduit B :

$$\Delta\Omega_0 = B \sin \Delta\varphi. \quad 8-3$$

La fonction sinus étant bornée entre -1 et 1, le verrouillage n'est possible que si $|\Delta\Omega_0| < B$. C'est la condition d'injection de l'oscillateur. La phase relative et les fréquences des deux oscillateurs sont alors verrouillées. Dans le cas contraire les deux oscillateurs ne peuvent se synchroniser, et leur phase relative dérive indéfiniment au cours du temps. Cela permet de fixer la plage de verrouillage qui dépend de l'amplitude du signal injecté E_1 (l'oscillateur maître) et de la largeur de résonance de l'oscillateur non injecté qui vaut Ω_0/Q .

Ce modèle très simple permet de donner une première compréhension et une première analyse du fonctionnement de l'injection de tout type d'oscillateur. En particulier, ce modèle développé dans le cadre des oscillateurs RF s'applique aussi aux oscillateurs optiques [Barillet 1996, Siegman 1986].

A partir de ce modèle simple et d'après l'équation (8-3) on conclut que le processus de verrouillage du laser esclave est limité par la bande de verrouillage dont la largeur est proportionnelle à l'amplitude du signal d'injection, notamment, si la fréquence du laser non injecté dérive au cours du temps et sort des limites de cette bande, le processus d'injection ne peut perdurer. Une solution efficace est de réaliser un asservissement en phase du laser esclave sur le laser maître [Man 1984, Barillet 1996].

8.2 Analyse de l'injection optique par le modèle de l'amplificateur régénératif

A.E. Siegman aborde le phénomène d'injection d'un laser esclave par un laser maître en s'appuyant sur le modèle du laser vu comme un amplificateur (optique) « régénératif » : l'onde optique « tourne » dans la cavité et subit un gain cavité (milieu amplificateur) et des pertes (miroirs, pertes nuisibles) à chaque traversée [Siegman 1986]. En notant L la longueur d'un

tour de cavité (donc, si l est la longueur de la cavité, $L = l$ pour une cavité en anneau et $L = 2l$ pour une cavité linéaire), on décrit la propagation dans la cavité vide par $\bar{r} e^{-\left(\xi_p + j\frac{\omega}{c}\right)L}$ où \bar{r} est le coefficient de réflexion du miroir de sortie (pertes utiles) et ξ_p le coefficient de perte (même si elles sont en pratique localisées, on répartit les pertes nuisibles sur la longueur de la cavité). La propagation dans le milieu amplificateur de longueur l_a est décrite par $e^{(\xi_a - j\beta_a)L_a}$ ($L_a = l_a$ pour une cavité en anneau et $L_a = 2l_a$ pour une cavité linéaire). Le milieu apporte un gain ($\xi_a > 0$) mais aussi un déphasage supplémentaire $\beta_a L_a$. Le gain est donc de la forme :

$$G = \bar{r} e^{(A - jB)} \quad 8-4$$

Avec $A = -\xi_p L + \xi_a L_a$ et $B = \frac{\omega}{c} L + \beta_a L_a$.

Il est à noter que lorsque le seuil est atteint, on a :

$$\bar{r} e^{(A - jB)} = e^{-jq2\pi} \quad 8-5$$

où q est un entier. On en déduit les deux équations

$$\begin{cases} A = \ln\left(\frac{1}{\bar{r}}\right), \\ B = q 2\pi, \end{cases} \quad 8-6$$

soit :

$$\begin{cases} \xi_a L_a = \xi_p L + \ln\left(\frac{1}{\bar{r}}\right), \\ \beta_a L_a = q 2\pi - \frac{\omega}{c} L. \end{cases} \quad 8-7$$

La première équation fixe une condition sur le module du gain fourni par le milieu amplificateur. Celui-ci est déterminé par l'inversion de population et donc par la puissance apportée par le pompage. La seconde équation fixe une condition sur le déphasage apporté par le milieu amplificateur. Elle détermine la fréquence à laquelle le laser peut osciller. La valeur de q étant élevée ($q \approx 4 \cdot 10^5$ pour $L = 5$ cm et $\lambda = 500$ nm), on a $q 2\pi \gg \beta_a L_a$. La fréquence d'oscillation du laser est essentiellement imposée par les résonances de la cavité. Le milieu amplificateur ne fait que déplacer très légèrement celle-ci (phénomène de « frequency pulling »).

Si on est au-dessous du seuil, $|G| < 1$. On injecte un signal E_i à l'entrée de la cavité (Figure 1.2(a)). Juste après le miroir de couplage, le signal vaut $\bar{t} E_i$ où \bar{t} est le coefficient de transmission du miroir. Après un tour de cavité, il vaut $\bar{r} E_i G$, après deux tours, il vaut $\bar{r} E_i G^2$

, après n tours, il vaut $\bar{t} E_i G^n$.

Le champ au sein de la cavité s'écrit donc

$$E_c = \bar{t} E_i (1 + G + G^2 + \dots + G^n + \dots) \quad 8-8$$

$$= E_i \frac{\bar{t}}{1 - \bar{r} e^A \cos B - j \bar{r} e^A \sin B}$$

La fréquence angulaire du mode n° q de la cavité est $\omega_q = q 2\pi c/L = q 2\pi/T$ où $T = L/c$ est la durée d'un tour de cavité et où on a négligé le « frequency pulling ».

Près d'un mode de la cavité ($\omega - \omega_q \ll 2\pi c/L$), on a :

$$\sin B = \sin \frac{\omega}{c} L = \sin \left(\frac{\omega - \omega_q}{c} L + \frac{\omega_q}{c} L \right) = \sin \left[(\omega - \omega_q) T + q 2\pi \right] \approx (\omega - \omega_q) T \quad 8-9$$

et $\cos B \approx 1$.

Près d'un mode de la cavité de fréquence angulaire ω_0 , le gain « régénératif » vaut

$$g(\omega) = \frac{E_c}{E_i} = \frac{\bar{t}}{1 - \rho - j \rho (\omega - \omega_0) T} \quad 8-10$$

où on a posé $\rho = |G| = \bar{r} e^A$. Le seuil d'oscillation du laser correspond au cas où $G = 1$, d'où $\rho = 1$, à la fréquence d'oscillation ω_0 . Le seuil d'oscillation du laser correspond donc à un gain « régénératif » infini à ω_0 . Pour $\omega \neq \omega_0$, il reste fini ($g(\omega) \approx j \frac{\bar{t}}{(\omega - \omega_0) T}$) et le gain en

puissance vaut $|g(\omega)|^2 \approx \frac{\bar{t}^2}{(\omega - \omega_0)^2 T^2} \approx \frac{\gamma_e^2}{(\omega - \omega_0)^2}$ où $\gamma_e = \bar{t}/T$ est le taux de désexcitation de la cavité due au couplage externe.

Le facteur de qualité Q est défini par :

$$Q = 2\pi \times \frac{\text{énergie moyennestockée}}{\text{pertes d'énergie par période}} = \omega_0 \times \frac{\text{énergie moyennestockée}}{\text{pertes de puissance}}$$

En notant $U(t)$ l'énergie stockée dans la cavité à l'instant t , on a donc

$$Q = \omega_0 \frac{U(t)}{-dU/dt} \quad 8-11$$

Soit :

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{\omega_0}{Q} U(t) \quad 8-12$$

On en déduit que si l'énergie U_0 est stockée dans la cavité à l'instant initial, son évolution

ultérieure est donnée par :

$$U(t) = U_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad 8-13$$

avec $\tau = Q/\omega_0$. Le temps τ est la constante de temps de la cavité (ou durée de vie des photons dans la cavité). Le taux de désexcitation de la cavité est l'inverse de τ : $\gamma = 1/\tau = \omega_0/Q$.

Pour définir γ_e , on ne tient compte que des pertes utiles dues au miroir de couplage de transmission $\bar{\tau}$:

$$\left(\frac{dU}{dt} \right)_{\text{couplage}} = -\gamma_e U(t) \quad 8-14$$

On a donc : $\gamma_e \approx -\frac{\Delta U_{\text{couplage}}}{U} \frac{1}{T} \approx \frac{\bar{\tau}}{T}$. On peut aussi introduire un facteur de qualité relatif aux pertes utiles : $Q_e = \omega_0/\gamma_e$.

On considère un laser à cavité en anneau oscillant à la fréquence ω_0 et délivrant un faisceau d'intensité I_0 . On injecte sur son miroir de couplage un faisceau de fréquence $\omega_1 \neq \omega_0$ et d'intensité très faible I_1 (figure.(8.2.a)).

Si ω_1 est éloigné de ω_0 , le faisceau injecté est amplifié par le gain « régénératif » indépendamment du faisceau laser à la fréquence ω_0 (figure.(8.2.b)).

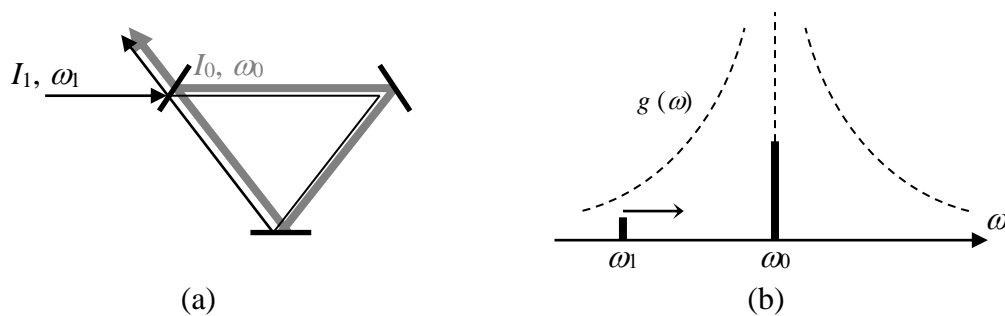


Figure 8.2 : (a) : Schéma d'injection d'un faisceau d'intensité I_1 et de fréquence ω_1 dans un laser à cavité en anneau d'intensité I_0 et de fréquence ω_0 ; (b) : Diagramme du gain régénératif de la cavité du laser de fréquence ω_0 . Figure extraite et réadaptée de [Siegman 1986]

Supposons qu'on fasse varier continûment la fréquence ω_1 . Dans la cavité, l'intensité du faisceau injectée I_1 croît de manière importante à mesure que ω_1 se rapproche de la fréquence du laser libre ω_0 .

Quand l'intensité du faisceau injecté amplifié devient comparable à I_0 , le laser commence à osciller à la fréquence ω_1 (à ω_1 le gain est suffisant pour compenser les pertes) et l'oscillation à la fréquence ω_0 s'éteint (figure (8.3)).

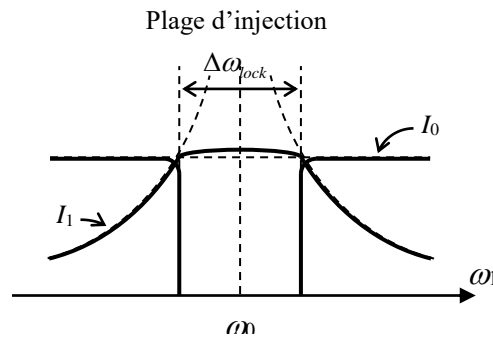


Figure 8.3 Plage d'injection en fonction des intensités I_1 et I_0 . Figure extraite et réadaptée de [Siegman 1986]

L'intensité du faisceau de fréquence ω_1 est définie par l'intensité I_0 du laser libre augmentée de l'intensité injectée ($\bar{\tau}^2 I_1$). Elle est donc légèrement supérieure à I_0 .

Pour déterminer la plage d'injection, on écrit qu'elle est limitée par la condition $|g(\omega_1)|^2 I_1 = I_0$, soit $\frac{\gamma_e^2}{(\omega_1 - \omega_0)^2} I_1 = I_0$, d'où $\omega_1 - \omega_0 = \gamma_e \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} = \frac{\omega_0}{Q_e} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}}$. La largeur de la plage d'injection est donc donnée par :

$$\Delta\omega_{lock} = 2 \frac{\omega_0}{Q_e} \sqrt{\frac{I_1}{I_0}} = 2 \frac{\omega_0}{Q_e} \frac{E_1}{E_0} \quad 8-15$$

On retrouve une expression analogue à la définition de la plage d'accrochage déduite de l'équation d'Adler. Ainsi la largeur de la bande d'injection dépend du rapport d'amplitude entre le laser maître et le laser esclave ainsi que du facteur de qualité relatif aux pertes.

9. Caractérisation du laser à verrouillage passif de modes

9.1 Principe de fonctionnement d'un laser à blocage de mode

On rappelle dans cette section les notions de bases concernant le fonctionnement d'un laser à blocage de modes et le bruit de fréquence. La figure.(9.1) est établie dans le cas particulier d'un laser femtoseconde dont la durée d'impulsion représente quelques périodes de la porteuse. Ce n'est pas le cas de notre laser QD-MLLD dont la durée d'impulsion est plus de 400 fois la période temporelle de la porteuse à $1,55\mu\text{m}$. Cependant, la situation décrite par Fig. 1.3 permet de faire apparaître clairement les paramètres importants du laser.

Les lasers à blocage de modes sont des sources émettant une série d'impulsions de courtes durées notée τ_p , dans le domaine temporel. Ces impulsions sont régulièrement espacées d'une période temporelle fixe notée T_r qui correspond au temps nécessaire à l'onde optique pour faire un aller-retour dans la cavité laser. Le spectre d'un laser à blocage de modes est un ensemble de raies spectrales cohérentes en phase et régulièrement espacées de la fréquence $f_{rep} = 1/T_r$ (fréquence de répétition). Par ailleurs, le peigne s'étend sur un intervalle spectral dont la largeur est donnée par l'inverse de la durée d'impulsion $1/\tau_p$.

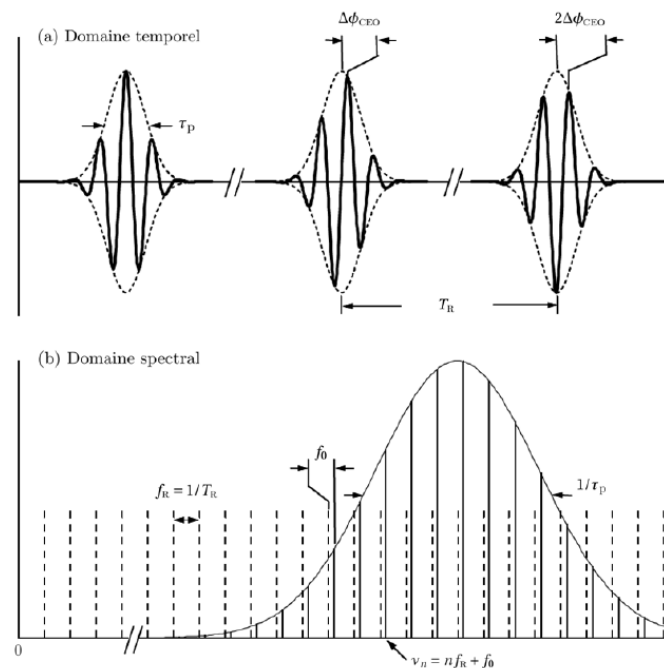


Figure 9.1 Schéma d'un train d'impulsion optique et sa représentation dans le domaine spectral. Figure extraite de Jun YE « Femtosecond optical frequency comb : principle, operation and applications »

Dans un cas idéal la fréquence d'un mode d'indice n du peigne serait un multiple entier de la fréquence de répétition

$$\nu_n = n f_{rep}. \quad 9-1$$

La fréquence de répétition des modes varie entre une dizaine et une centaine de gigahertz pour des lasers type QD-MLLD. En pratique, la fréquence d'un mode n n'est pas toujours un multiple entier de la fréquence de répétition. Dans le domaine temporel, l'enveloppe et la porteuse sont généralement déphasées d'une impulsion à une autre, d'une quantité $\Delta\phi_{CEO}$. L'origine de ce déphasage est liée à la dispersion dans la cavité laser [Hänsch 2006]. Ce déphasage se traduit, dans le domaine spectral par un décalage du peigne de fréquence d'une quantité

$$f_{CEO} = \frac{\Delta\Phi_{CEO}(\text{mod } 2\pi)}{2\pi} f_{rep}. \quad 9-2$$

f_{CEO} , est la fréquence de décalage entre l'enveloppe et la porteuse (CEO pour « Carrier envelope offset frequency »)

Ainsi la fréquence optique des différentes raies d'un laser à blocage de modes s'écrit :

$$\nu_n = n f_{rep} + f_{CEO}. \quad 9-3$$

L'équation (9-3) montre que la fréquence de répétition et la fréquence de décalage entre l'enveloppe et la porteuse f_{CEO} sont les deux paramètres qui caractérisent un peigne de fréquence généré par un laser à blocage de modes. La stabilisation de ces deux paramètres permet la connaissance exacte de la fréquence du mode n . On dispose ainsi d'une règle de fréquence optique.

9.2 Le dispositif de caractérisation

Pour caractériser le laser QD-MLLD, nous utiliserons la source accordable stabilisée en fréquence (TUNICS 2) sur la cavité de transfert décrite dans la partie II du manuscrit. Un coupleur (90:10) est placé en sortie de la diode laser accordable afin de prélever une partie de la puissance du laser non modulé (cf. schéma de la figure.(5.3)). Pour rappel, le laser d'analyse est également verrouillé sur la cavité de transfert. Il présente une largeur spectrale de quelques kHz et sa stabilité est de l'ordre de 10^{-13} à 1 s. Le référencement des deux lasers accordables sur la cavité de transfert leur confère une stabilité métrologique à long terme.

Le dispositif de caractérisation est schématisé en figure (9.2). Un isolateur est placé en sortie du MLLD afin d'éviter de perturber le laser par un effet de rétroaction optique. Le laser d'analyse comme mentionné plus haut provient de la sortie non modulée de la TUNICS verrouillée sur la cavité de transfert. Les deux lasers sont recombinaés par un coupleur entrée/sortie 50:50. Une partie éclaire une photodiode rapide de bande passante 12GHz suivie d'un analyseur de spectre électrique afin d'avoir l'analyse spectrale du battement des deux lasers. L'analyseur de spectre électrique a une bande passante de 13 GHz et une résolution de 1 kHz. La deuxième partie du signal est envoyée sur un analyseur de spectre optique de résolution 0.07 nm. +

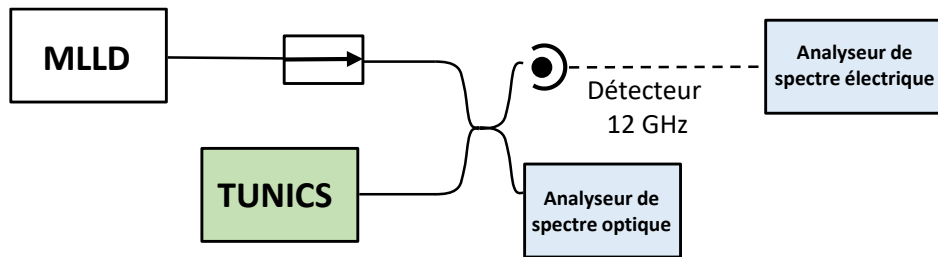


Figure 9.2 Schéma du banc de caractérisation

Dans ce qui suit, on présente la caractérisation du MLLD via l'analyse des spectres optiques et électriques.

9.3 Résultats de la caractérisation

Ce travail de caractérisation se concentre sur l'analyse fréquentielle des modes du peigne. On a mesuré la largeur des modes optiques du peigne et vérifié l'influence du courant de polarisation du laser sur l'évolution de celle-ci en fonction de la longueur d'onde.

Il est montré que la largeur des modes optiques des lasers QD-MLLD avec absorbant saturable [Habruseva 2009] et mono-section (Fabry-Perot) [Rosales2012] suit une évolution parabolique. On verra plus loin que l'élargissement des modes est proportionnel à la largeur du battement RF des modes ; celui-ci est donc directement lié aux fluctuations de la gigue temporelle [Habruseva 2009]. La question qui se pose est de savoir si cet effet d'élargissement des modes est modifié en régime d'injection optique.

Nous avons relevé dans ce qui suit la largeur des modes optiques en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du courant de polarisation de la diode laser dans le but de comparer l'évolution des largeurs des modes du QD-MLLD sous injection optique. Cela nous permettra d'abord d'étudier l'influence de l'injection optique d'un mode du peigne sur la largeur des modes adjacents et ensuite d'en déduire un effet sur la gigue temporelle.

9.3.1 Largeur des modes optique du QD-MLLD

La mesure de la largeur du mode obtenu par battement hétérodyne avec le laser accordable est faite à 1551,2 nm pour un courant de polarisation de 180 mA. Le spectre obtenu est donné en figure (9.3).

La largeur du mode est déterminée par un fit Lorentzien. On relève une largeur de raie à mi-hauteur du mode à 1551 nm de 6.6 MHz pour un courant de 184 mA. On note qu'en faisant varier la valeur du courant, le mode s'élargit et vaut 10,5 MHz pour un courant de 285 mA et 16.5 MHz pour un courant de 387 mA, soit près de deux fois et demi la largeur initialement mesurée avec le courant le plus faible.

Cette mesure démontre une grande sensibilité de la largeur des modes optiques avec le courant d'alimentation du laser. L'influence des fluctuations du courant sur la largeur des lasers à semi-conducteurs est analysée dans [Agrawal 1988] pour les lasers monomodes. A faible puissance la contribution des fluctuations du courant à l'élargissement de la raie du laser est négligeable devant l'effet de l'émission spontanée.

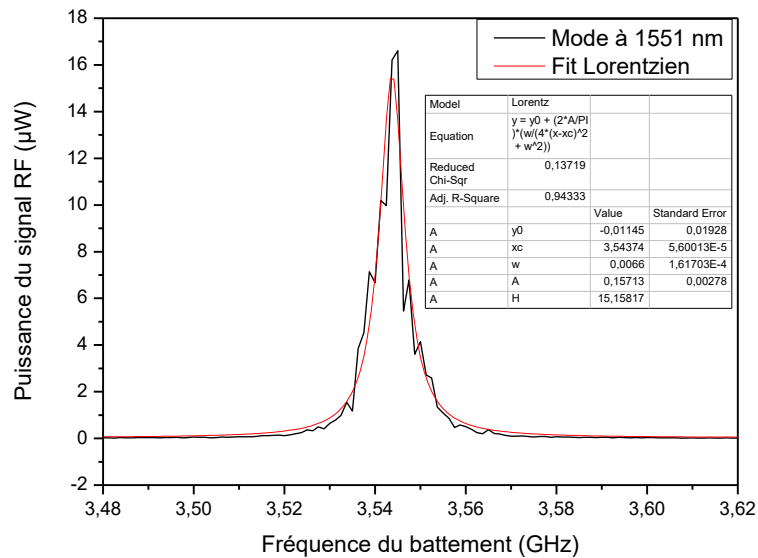


Figure 9.3 Largeur spectrale du mode à 1551,2 nm pour un courant de polarisation de 180 mA (RBW : 100 kHz)

9.3.2 Influence du courant d'alimentation sur la largeur des modes

Ayant observé un élargissement spectral du mode à 1551,2 nm avec l'augmentation du courant de polarisation du laser. Nous reprenons cette mesure pour différentes longueurs d'onde de sorte à balayer le spectre optique du laser et visualiser l'évolution des largeurs des modes optiques. La figure (9.4) représente les largeurs des modes du laser en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de courant.

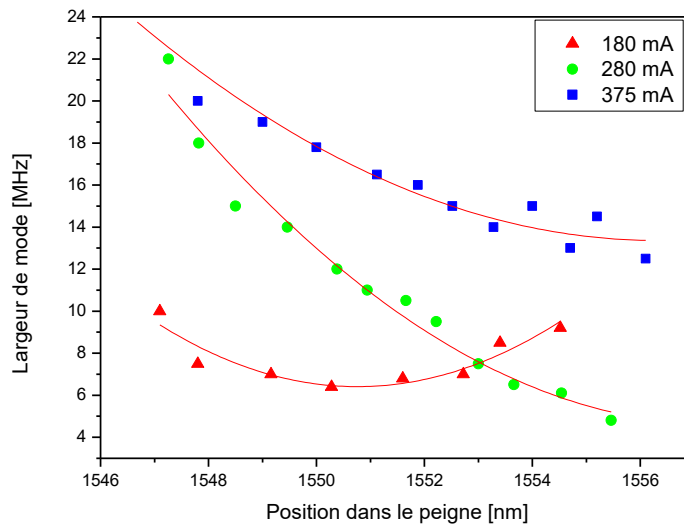


Figure 9.4 Largeur des modes en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du courant de polarisation.

Les courbes rouges résultent d'un ajustement des largeurs expérimentales obtenu à partir de l'équation d'une parabole. La position et la largeur du mode correspondant au minimum de la

parabole varie avec le courant

Notons que cette évolution parabolique des largeurs des modes du laser est en accord avec les caractérisations rapportées dans la littérature pour ce type de laser [Rosales 2012, Habruseva 2009].

En ne considérant que les fluctuations de phase induites par le bruit quantique, on montre que le spectre optique du laser QD-MLLD dans le domaine fréquentiel est une série d'impulsions de formes lorentziennes de fréquences w_n et de largeur spectrale Δw_n [Kärtner 2004] :

$$S(w) \sim |a(w - w_0)|^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{2 \Delta w_n}{(w - w_n)^2 + \Delta w_n^2} \quad 9-4$$

où $a(w)$ est la transformée de Fourier de l'enveloppe de l'impulsion.

Le spectre du signal RF du photo-courant s'écrit quant à lui :

$$S_{RF}(w) \sim \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{2 \Delta w_{RF,m}}{(w - w_{r,m})^2 + \Delta w_{RF,m}^2} \quad 9-5$$

avec Δw_{RF} la largeur à mi-hauteur du battement de l'harmonique d'indice m

D'après [Habruseva 2009] la relation entre $\Delta w_{RF,m}$ et Δw_n est la suivante :

$$\Delta w_n = \Delta w_0 + \Delta w_{RF,1}(n - n_0)^2 \quad 9-6$$

où n est l'indice du mode et n_0 l'indice correspondant au mode optique le plus fin.

L'équation (9-6) montre une croissance d'allure parabolique des largeurs des modes du laser déterminée par la largeur spectrale du 1^{ère} harmonique du signal RF. On en déduit que l'élargissement des modes est corrélé à la gigue temporelle. L'ouverture de la parabole dépend de Δw_{RF} .

C'est pour un courant de polarisation de 180 mA qu'on observe les largeurs de modes les plus étroites en moyenne (la largeur du mode le plus fin vaut 6.6 MHz). Ce point de fonctionnement sera gardé pour le reste des mesures.

9.3.3 Largeur du spectre RF du battement des modes optiques

La mesure du spectre RF du QD-MLLD consiste à éclairer une photodiode large bande avec l'ensemble des modes du laser. Le spectre obtenu par un analyseur de spectre électrique représente le battement des modes compris dans la bande passante du détecteur à la fréquence de répétition f_{rep} .

Le spectre RF du battement des modes du MLLD est représenté sur la figure (9.5). L'acquisition est obtenue pour un filtre d'analyseur de 300 Hz. La photodiode utilisée ayant une bande passante de 12 GHz, il n'est possible d'observer que le battement issu de paires de modes voisins distants de 10.09 GHz correspondant à la fréquence de répétition.

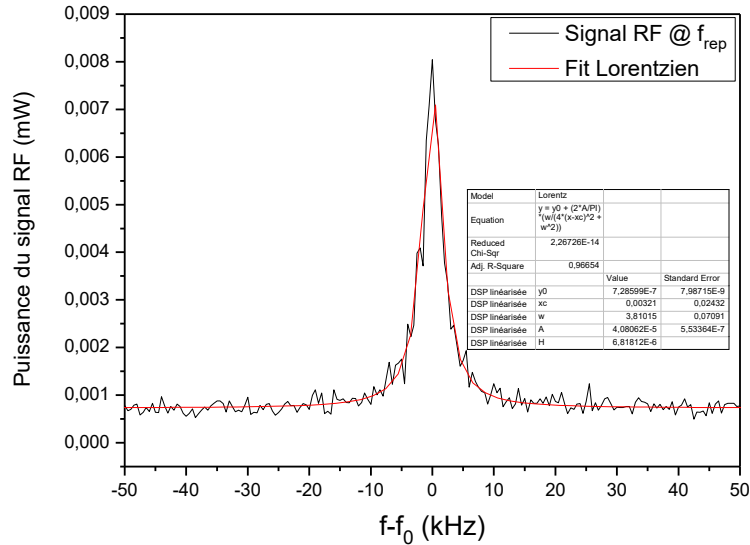


Figure 9.5 Battement des modes optiques du peigne à la fréquence de répétition 10.09 GHz. (RBW: 300 Hz)

On mesure pour un courant de polarisation de 180 mA une largeur à mi-hauteur de 3.8 kHz pour un temps d'observation de 3 ms.

Cette largeur beaucoup plus étroite que celle des modes optiques démontre la forte corrélation des fluctuations de phase entre les modes imposée par le processus de verrouillage passif des modes. La courbe rouge de la figure.(9.5) est un ajustement lorentzien du spectre en accord avec le modèle théorique de l'équation (9-5).

La largeur déduite de ce modèle vaut (3.81 ± 0.07) kHz.

Le relation (Eq. 9-6) permet de déduire la largeur du spectre RF à partir de la connaissance des largeurs de modes optiques. Partant de la mesure des largeurs de raies des modes reportées dans la figure 1.5 pour un courant de 180 mA, on trouve une largeur du spectre RF qui vaut $\Delta W_{RF} = 1.7$ kHz.

9.3.4 Stabilité en fréquence d'un mode du laser libre

La stabilité en fréquence du mode à 1551 nm du MLLD libre est obtenue par battement hétérodyne avec le laser d'analyse asservi en fréquence sur la cavité de transfert. La figure (9.6) représente la stabilité du mode calculé par l'écart type d'Allan en valeurs relatives pour un temps d'échantillonnage de 1 s.

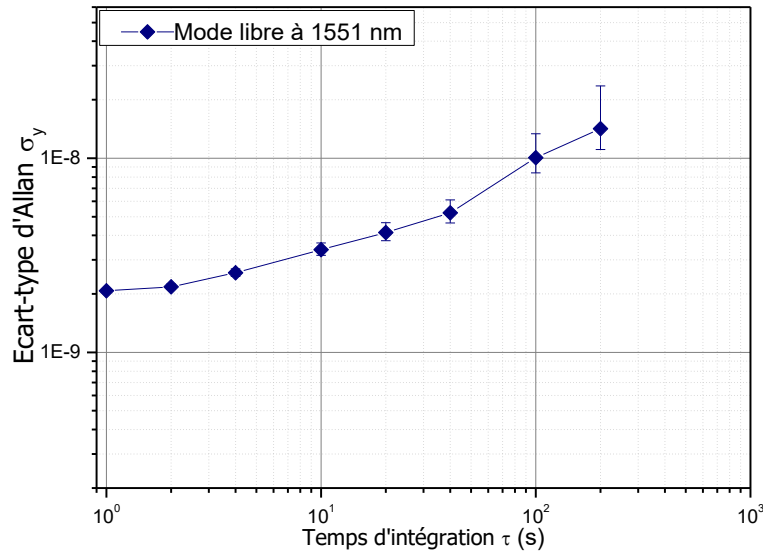


Figure 9.6 Stabilité en fréquence d'un mode du laser libre à 1551 nm

Au temps courts (<10 s) la courbe présente un plancher à 2.10^{-9} (400 kHz) et pour les temps d'intégration supérieurs à la dizaine de seconde, le mode présente une stabilité relative évoluant en $1.2.10^{-9} \times \tau^{+1/2}$. Soulignons que ce comportement est inattendu, puisque les lasers libres présentent habituellement un écart-type d'Allan évoluant en τ , associée à la dérive de leur fréquence d'émission. Un écart-type d'Allan en $\tau^{+1/2}$ est caractéristique d'une marche aléatoire de fréquence. À notre connaissance ce comportement n'a jamais été observé dans la littérature pour des lasers à semi-conducteurs à verrouillage passif des modes.

9.4 Présentation du laser d'étude

Pour rappel, le laser utilisé pour cette étude sur le transfert de stabilité de fréquence par injection optique, est une diode laser à semi-conducteur de type Fabry-Perrot mono-section à blocage passif de modes, émettant à 1,55 μm .

La diode est formée à partir d'une couche active en InAs sur un substrat d'InP. Cette couche active est basée sur une structure à bâtonnet quantiques (Q-Dash). Les deux facettes sont clivées constituant ainsi une cavité Fabry-Perrot de 4,3 mm de longueur (ISL de 10 GHz environ). Ceci aboutit à l'obtention d'impulsions de largeur temporelle de l'ordre de la picoseconde. Ces lasers sont utilisés dans le domaine des télécommunications optiques pour générer une porteuse multifréquence. Par ailleurs ils délivrent des modes verrouillés en phase, ce qui se traduit par une étroite largeur spectrale du battement RF (quelques kHz). Le verrouillage des modes est attribué entre autres au phénomène de mélange à quatre ondes particulièrement efficace dans la zone active [Akiyama 2006].

Le laser se présente sous la forme d'un boîtier « Butterfly » doté d'un connecteur SMA pour la modulation RF d'un côté et de 7 broches de l'autre. Deux broches sont connectées au module Peltier pour la régulation thermique de la diode, deux autres broches à la thermistance assurant le rôle de capteur de température, et enfin deux broches sont utilisées pour l'alimentation en courant.



Figure 9.7 Boîtier du Module QD-MLLD fabriqué par le III-V LAB

Le spectre optique du laser libre en figure (9.8) est centré à 1550 nm pour un courant de polarisation de 200 mA. Il présente un profil plat sur une étendue spectrale de 10 nm environ. Une centaine de modes longitudinaux avec une fréquence de répétition de 10.09 GHz occupent cette bande.

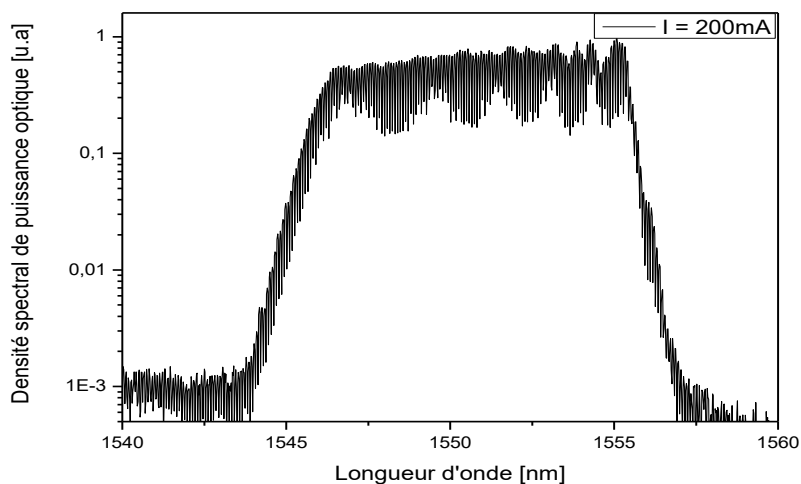


Figure 9.8 Spectre optique du MLLD pour un courant de 200 mA (résolution de l'ASO : 0.07nm)

10. Stabilisation du laser par injection optique

Après avoir caractérisé le laser étudié dans le chapitre précédent, on procède dans ce chapitre à la description du protocole d'injection optique. On introduit en premier lieu, les méthodes de pré-stabilisation permettant de réduire les fluctuations importantes de la fréquence des modes optiques pouvant fortement dégrader l'efficacité de l'injection e. Le banc d'injection optique est ensuite présenté ainsi que les premières observations faites lors de l'injection optique.

10.1 Stabilisation préalable du QD-MLLD

Les premières mesures de stabilité à long terme sur les lasers QD-MLLD ont été réalisées par Amine Chaouche-Ramdane [Chaouche Ramdane 2018]. Les expériences ont été menées sur un module fourni par le constructeur du laser comprenant le laser, un dispositif de contrôle de sa température et une source de courant pour son alimentation. Des dérives importantes de la fréquence des modes optiques du peigne de l'ordre de 10 MHz/s avaient été observées avec ce dispositif.

La bande d'accrochage entre le laser maître et esclave étant inférieure au GHz pour des puissances d'injection de quelques centaines de μW , le temps durant lequel s'opérait le processus d'injection optique était réduit à une dizaine de secondes. Pour améliorer cette situation, la solution adoptée a été d'assister l'injection optique par une stabilisation optoélectronique de la fréquence d'un des modes du peigne sur une cavité confocale stabilisée en agissant sur son courant d'alimentation du MLLD afin de rester plus longtemps dans la bande d'injection. Cette approche qui conduit à un montage complexe en introduisant une seconde cavité, n'a pas permis de porter la durée d'accrochage de l'injection à plus de 500 s. Cette approche avait cependant permis de démontrer la faisabilité du transfert de stabilité à long terme par injection du peigne.

On démontre dans ce qui suit l'effet des variations thermiques sur la fréquence des modes du laser ainsi que l'impact du bruit de la source de courant sur la largeur des modes. On présente dans cette section le travail d'optimisation réalisé sur la régulation de la température du laser. On présente aussi l'amélioration apportée sur les caractéristiques spectrales du laser par l'utilisation d'une source de courant bas bruit pour son alimentation. Ces améliorations permettront, comme nous le démontrerons dans la suite, de garantir un transfert de stabilité plus efficace et à plus long terme.

10.1.1 Choix de la source d'alimentation en courant

Dans la première version du montage évoquée dans le paragraphe précédent, la largeur des modes optiques du MLLD était de 50 MHz sur tout le peigne. Dans ses travaux de thèse, A. Chaouche Ramdane souligne l'intérêt de l'utilisation d'une source de courant bas bruit et son impact sur la stabilité à court terme pour ce type de laser [Chaouche Ramdane 2018]. Ainsi la première étape vers la pré stabilisation du laser est la réduction du bruit de la source d'alimentation.

Nous utilisons pour ce dispositif une source de courant « Laserlab » dont le bruit de courant est inférieur à 1 μA RMS dans la bande DC-1 MHz. Cette source nous a permis de mesurer les largeurs de modes de l'ordre de quelques MHz, présentées plus haut, pour une valeur donnée de courant de fonctionnement.

10.1.2 Stabilisation thermique

La régulation de la température du MLLD est essentielle afin de limiter les dérives de fréquence des modes optiques dues aux effets thermiques. Le coefficient de sensibilité de la fréquence des modes optiques à la température mesurée vaut $10 \text{ GHz}/^\circ\text{C}$. La condition d'accrochage entre les deux oscillateurs impose un écart de fréquence limité dans une bande d'injection étroite. Elle l'est d'autant plus en régime d'injection à faible puissance. Par ailleurs, l'injection d'un laser maître dans le milieu à gain du laser esclave provoque l'échauffement de ce dernier, ce qui dégrade d'avantage sa stabilité thermique et par conséquent la stabilité en fréquence des modes libres. On présente dans ce qui suit le soin apporté au développement d'une électronique de stabilisation en température et on démontre dans la suite que la stabilité thermique obtenue est suffisante pour assurer une injection optique et une stabilisation de la fréquence des modes sur le long terme (quelques heures).

10.1.2.1 Régulation active de la température avec PID

Nous avons développé conjointement avec l'atelier d'électronique du laboratoire un régulateur de température basé sur un PID. Ce dispositif optimisé pour le laser MLLD permet une meilleure régulation de sa température que ne le faisait le correcteur précédent (un correcteur PI). On peut le constater sur la figure (10.1) qui compare les performances des deux correcteurs. Les courbes noires correspondent à l'ancien correcteur PI et les courbes rouges au nouveau correcteur PID.

La figure.(10.1.a) représente l'évolution de la fréquence du battement d'un mode optique du MLLD (à $1551,1 \text{ nm}$) libre avec le laser d'analyse stabilisé en fréquence. Les oscillations de la fréquence du mode constatées avec le correcteur PI ont une périodicité de 20 s et une amplitude moyenne de 40 MHz . Elles sont corrélées à la correction de la température présentée (Fig. 10.1.b). À partir de ces deux courbes, on déduit que la sensibilité à la température de la fréquence du laser est de $10 \text{ GHz}/^\circ\text{C}$. La comparaison avec les courbes noires obtenues pour le

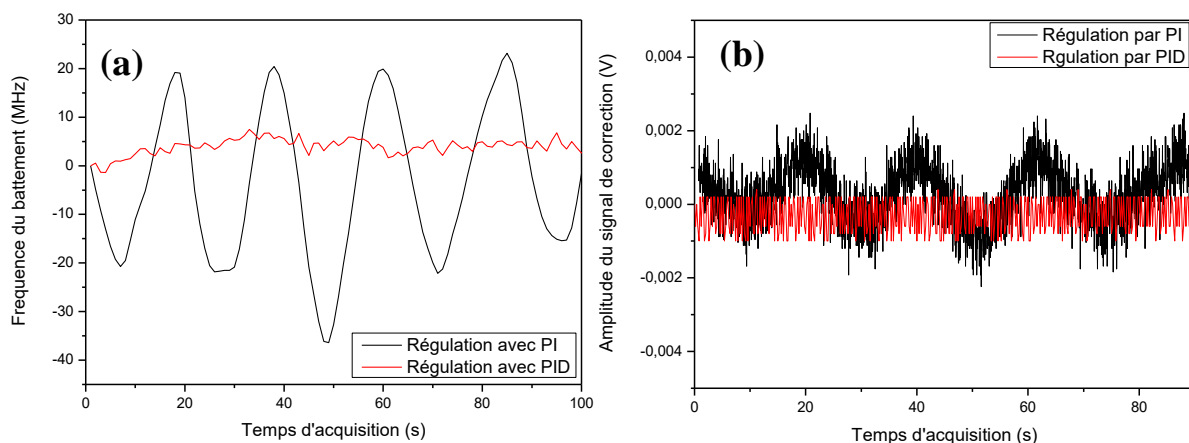


Figure 10.1 (a) : Fréquence du battement du mode à 1551.1 nm avec la laser d'analyse ; (b) : Signal de correction de la régulation thermique. Courbes noires : ancienne version du régulateur PI, courbes rouges : nouveau régulateur (PID)

correcteur PID montre l'effet stabilisateur introduit par le dérivateur. Pour le nouveau correcteur, les fluctuations de la fréquence du mode ont une amplitude de 2 MHz en moyenne. Elles ont été réduites d'un facteur 20.

10.1.2.2 Solution industrielle : Mise en module « Packaging » du laser

Un module conçu par la société Innoptics dans le cadre du projet MODIQ entre le LPL, Innoptics et III-V Lab soutenu par le labex First-TF apporte une solution au problème de la sensibilité thermique de la fréquence du laser en proposant un design basé sur une dissipation optimisée de la chaleur produite par des diodes de grande longueur et/ou de forte puissance (> 100 mW). L'objectif du projet était d'améliorer la stabilité thermique de la puce dans un module compact type « Butterfly » et le cas échéant de comparer cette stabilité thermique à celle obtenue avec une module télécom standard (lenotre MLLD). Pour l'instant, les puces montées dans ce module étant différentes de celle utilisée dans la thèse (QD-MLLD Fabry-Pérot), cette comparaison n'a pu être réalisée.

Une partie du travail a consisté à optimiser la conception des composants (dissipateur en cuivre et module Peltier, position de la thermistance) et réduire les ponts thermiques. Cela permet l'amélioration de la stabilité thermique du module. La figure (10.2) représente le design du module conçu par Innoptics.

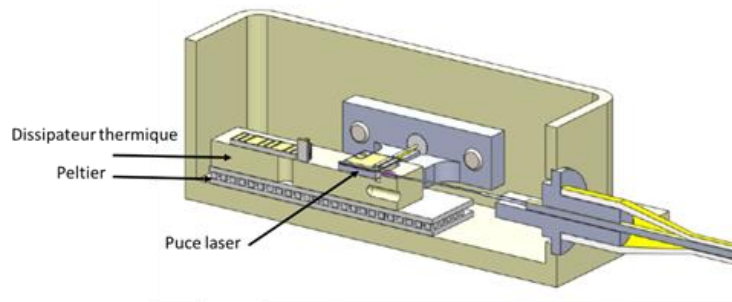


Figure 10.2 Montage du module MODIQ réalisé pour améliorer la stabilité thermique des lasers MLLD

La puce laser est posée sur une embase collée à un dissipateur. Une première thermistance reportée sur l'embase du laser permet la mesure de la température au niveau du laser. Une 2^{ème} thermistance collée à l'intérieur du dissipateur permet de mesurer la température au niveau du point chaud et est utilisée pour l'asservissement de la température du laser. Les dimensions du dissipateur sont adaptées pour emmagasiner une quantité de chaleur plus importante que dans les modules « butterfly » standard et réduire la constante de temps de la régulation. Un module Peltier supporte le tout et réalise la régulation thermique du module. Le boîtier est scellé de sorte à réduire les ponts thermiques.

Ce type de module aura pour vocation d'offrir une grande stabilité thermique aux peignes de fréquences dédiés à des applications métrologiques d'une part grâce à une régulation performante mais également grâce à une dissipation thermique améliorée.

En effet, ce point pourrait être à l'origine de la diffusion de la fréquence observée sur le mode libre dans la figure (9.3).

10.1.3 Stabilisation de la fréquence de répétition par injection électrique

On peut réaliser un blocage actif des modes en injectant un courant électrique généré par un synthétiseur RF sur l'entrée modulation du MLLD. Lorsque la fréquence de la porteuse RF injectée correspond à l'intervalle spectral libre de la cavité du laser (c'est-à-dire à f_{rep}). Cela a pour effet de moduler les porteurs de charges dans la couche active du laser et donc de générer

des bandes latérales à la fréquence de la porteuse injectée. Etant donné que les bandes latérales sont générées à la fréquence de répétition des modes longitudinaux, cela va forcer les modes à osciller à la fréquence de la porteuse RF [Venkatesan 2016]. Ce mécanisme hybride de verrouillage des modes (association des verrouillages passif et actif) empêche les fluctuations de phase des modes optiques et donc réduit fortement le bruit de jitter. Le facteur d'amélioration de la stabilité du f_{rep} dépendra de la pureté spectrale de l'oscillateur générant porteuse RF injectée.

Pour ce faire, nous avons envoyé une porteuse de 1 dBm à 10.09 GHz (synthétiseur utilisé Hitite HMC-T2220) sur l'entrée modulation du laser. La fréquence est ajustée finement de sorte à observer un pic de Dirac au sommet du piédestal formé par le spectre RF du battement des modes. Lorsque la fréquence de la porteuse coïncide avec la fréquence de répétition des modes, il y a accrochage, les modes optiques sont synchronisés en phase et on observe une réduction importante de la largeur du battement des modes, illustrée par la figure (10.3.a) pour un temps d'observation de 10 ms.

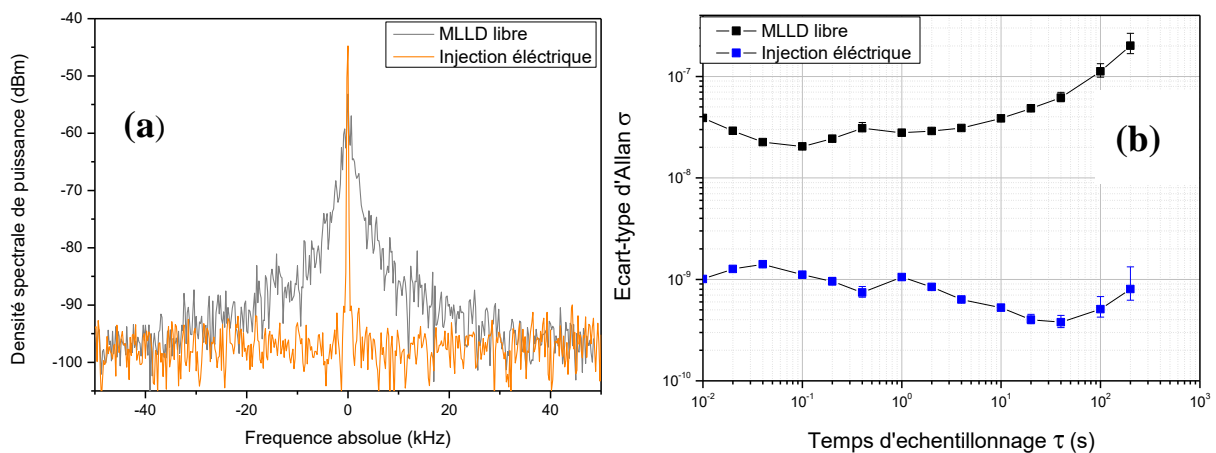


Figure 10.3 : Stabilisation de la fréquence de répétition par injection électrique.

(a) Spectre RF du battement des modes du MLLD libre (gris) et injecté électriquement (orange). (RBW : 100 Hz) ; (b) : Stabilité en fréquence du battement des modes (F_{rep}) quand le MLLD est libre (noir) et sous injection électrique (bleu).

La largeur du spectre RF du MLLD injecté électriquement (courbe orange) correspond à la largeur du filtre de l'ASE valant 100 Hz. La largeur du spectre RF est donc inférieure ou égale à 100 Hz. L'affinement spectral observé témoigne de la réduction du bruit de phase entre les modes optiques.

Afin d'analyser l'amélioration apportée sur la stabilité à long terme de la fréquence de répétition nous avons mesuré l'écart-type d'Allan du spectre RF. La stabilité du battement des modes du peigne à 10 GHz est mesurée par la transposition du signal RF en basse fréquence dans la bande passante du compteur en utilisant un circuit mélangeur. Le signal faisant office d'oscillateur local est généré par un synthétiseur bas bruit à 10 GHz et de haute stabilité (référence Rohde & Schwarz SMB-100A).

La figure (10.3.b) donne le résultat de la mesure de stabilité en valeurs relatives. La stabilité du f_{rep} lorsque le laser est libre est donnée par la courbe noire. Pour les temps d'intégrations inférieurs à quelques secondes un plancher à $3 \cdot 10^{-8}$ (300 Hz) est observé. Au-delà de 1 s la courbe remonte avec une pente en $\tau^{+1/2}$. Cette tendance a déjà été observée précédemment sur la stabilité du mode optique. Cette observation expérimentale est également inédite puisqu'accessible uniquement par des mesures de stabilité.

Sous injection électrique, la stabilité en valeur relative à 1 s est de $1 \cdot 10^{-9} \times \tau^{+1/2}$ (10 Hz). Cela représente une amélioration d'un facteur 30. Une remontée de la courbe en $\tau^{+1/2}$ est observée à partir de 40 s.

La réduction de la largeur du spectre RF ainsi que la stabilisation de la fréquence de répétition du laser laisserait penser qu'une méthode hybride associant l'injection optique et l'injection électrique permettrait une stabilisation complète du peigne en assurant la stabilisation de la porteuse optique et la réduction du jitter.

Cependant, nos tentatives dans ce sens se sont soldées par des échecs. Nous en avons déduit que cette opération requiert que la porteuse RF soit en phase avec le train d'impulsion du laser, ceci afin d'accorder la phase entre ν_n et f_{rep} (Eq. 9-3). La suite de ce travail ainsi que les résultats présentés sont fait uniquement par injection optique. La mise en place d'une boucle à verrouillage de phase entre la porteuse RF et le laser maître représente une des perspectives d'évolution de ce dispositif.

10.2 Le dispositif expérimental

On présente dans la figure (10.4) le montage expérimental permettant de réaliser l'injection optique d'un mode du peigne au moyen d'un laser accordable stabilisé en fréquence ainsi que la caractérisation de l'effet de cette injection sur n'importe quel autre mode du peigne.

Le montage est constitué de deux lasers accordables. Le premier sert de laser maître (TUNICS 1), le second à l'analyse des modes du MLLD (TUNICS 2) par battement hétérodyne. Les deux lasers sont verrouillés en fréquence sur la cavité de transfert tel que décrit précédemment dans la deuxième partie du manuscrit.

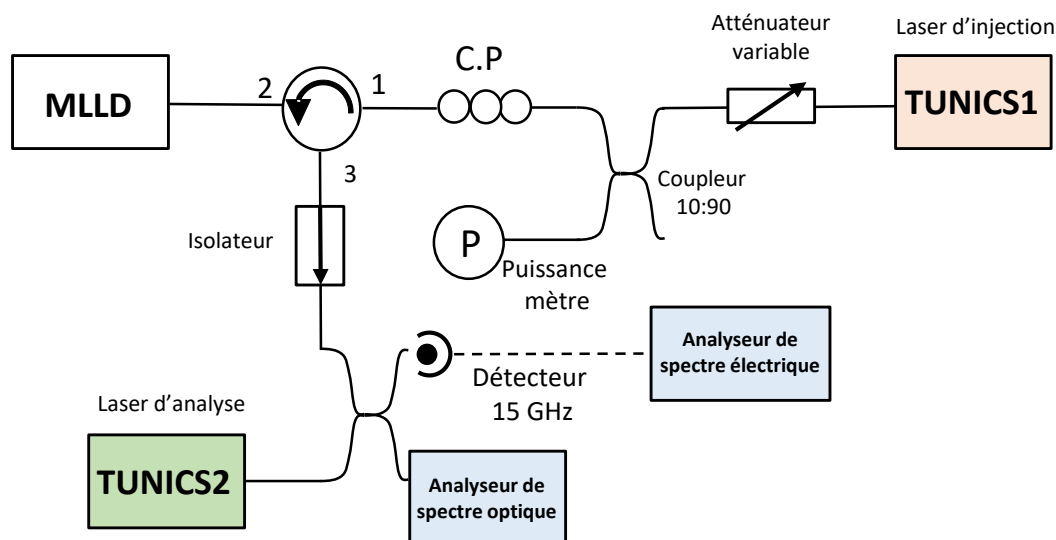


Figure 10.4 Schéma du dispositif expérimental d'injection optique

L'atténuateur variable en aval du laser maître permet le contrôle de la puissance d'injection. On place un coupleur suivi d'un mesureur de puissance sur la sortie 10% pour une mesure précise de la puissance d'injection. L'injection dans le laser esclave se fait au travers d'un circulateur optique. Le faisceau en sortie du MLLD et ainsi que la réflexion du laser maître en sortie de la cavité sont extraits par la voie 3 du circulateur. Un isolateur optique (40 dB d'atténuation) permet de prévenir les réflexions parasites à l'interface du coupleur.

La longueur d'onde du laser maître est réglée à 1553 nm, le réglage du courant de polarisation de la diode permet un ajustement fin de sorte à être à quelques centaines de mégahertz du mode injecté. Afin d'analyser le mode adjacent au mode injecté on réglera de la même manière la TUNICS 2 à 9 GHz de la TUNICS 1 de manière à observer un battement à 1 GHz entre le laser d'analyse et le mode adjacent (mode $n+1$). La figure (10.5) représente les composantes fréquentielles du spectre RF obtenu à l'analyseur de spectres électriques ainsi que le schéma de la chaîne d'asservissement pour le transfert de fréquence.

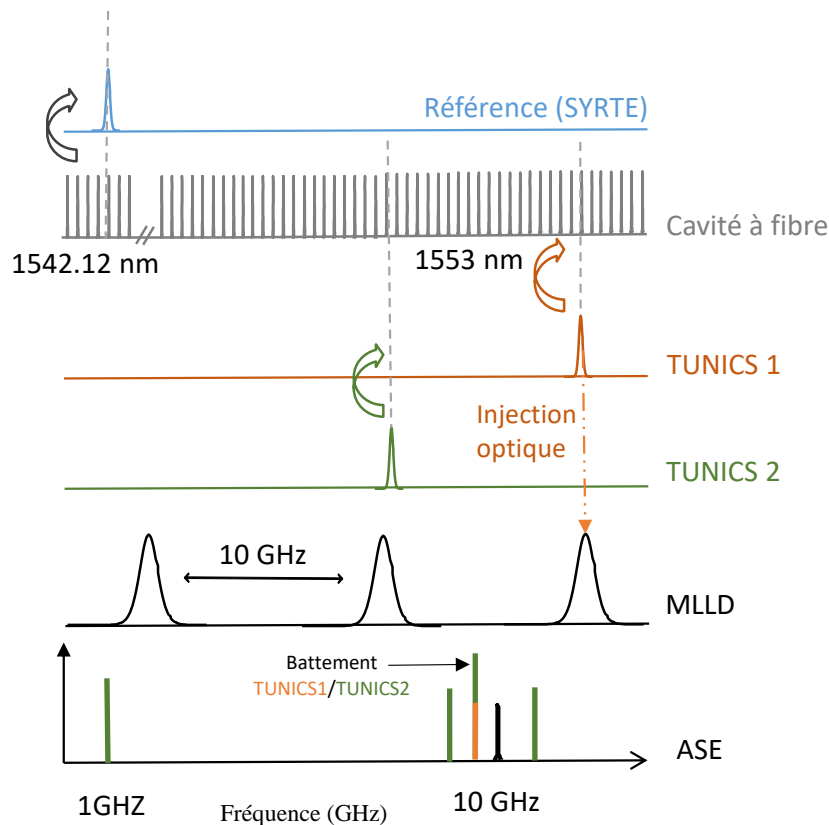


Figure 10.5 Schéma de la chaîne de transfert de fréquence

On observe ainsi sur l'analyseur de spectres électriques à 1 GHz le battement entre la TUNICS 2 et le mode $n+1$ (n étant l'indice du mode injecté). Autour de 10 GHz on retrouve le battement des modes du MLLD ainsi que le battement de la TUNICS 2 avec le mode $n+2$ et le mode n respectivement à 9 GHz et 11 GHz. Enfin la raie spectrale la plus fine et la plus intense vers 9 GHz correspond au battement entre le laser d'analyse et le laser d'injection.

Après avoir accordé les lasers aux fréquences souhaitées, ceux-ci sont verrouillés en fréquence sur des modes de la cavité en anneau. Il est à noter que la principale contrainte ici est le point de fonctionnement des TUNICS. Nous avons constaté des variations d'amplitude du signal d'erreur en sortie de cavité du fait de la variation de puissance optique des TUNICS pendant l'accordement des fréquences (variation du courant et le longueur d'onde). Cela s'explique par le phénomène d'hystérésis de l'évolution la puissance optique du laser en fonction du courant. Cette variation brusque de la puissance optique engendre une agitation thermique des diodes laser qui ne sont pas stabilisées en température. Cela a pour conséquence la dégradation des performances de l'asservissement en fréquence (ajout de perturbations dans la boucle et diminution de la bande passante de correction).

10.3 Détermination de la bande d'accrochage

Nous avons vu précédemment que le processus d'injection optique est limité par la bande de verrouillage. Cette bande étant théoriquement proportionnelle à la puissance d'injection d'après l'équation (8-15). Il est important d'estimer expérimentalement la bande d'accrochage en fonction de la puissance du laser maître afin de s'assurer que le transfert de stabilité à long terme se fait de manière pérenne.

Pour cette mesure on observe le battement entre le laser d'analyse et la réflexion du laser d'injection (TUNICS 1) sur la face d'entrée de la cavité du laser esclave (MLLD). Le courant du laser maître est réglé de sorte à être à proximité du mode que l'on souhaite injecter. On règle la puissance d'injection à -20 dBm. Cette puissance est légèrement inférieure à la puissance d'un mode du peigne, estimée à -18 dBm. On fait varier finement le courant du laser maître pour rapprocher la fréquence du mode que l'on souhaite injecter. Au voisinage de la bande d'accrochage on observe un phénomène de « frequency pulling » [Siegman 1986] qu'à l'accrochage où les deux composantes fréquentielles se superposent. Il en résulte un affinement spectral du mode voisin au mode injecté.

La figure. (10.6) illustre le résultat de cette mesure pour différentes valeurs de la puissance d'injection.

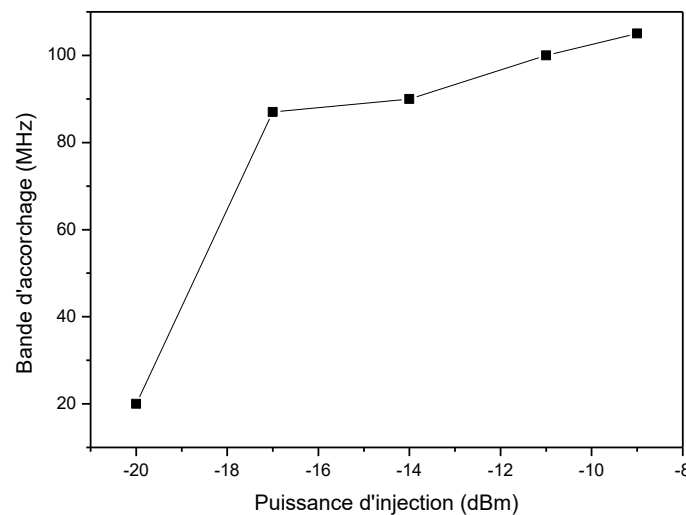


Figure 10.6 Evolution de la bande d'accrochage en fonction de la puissance d'injection du laser maître

Pour une puissance d'injection de -20 dBm on voit que la bande d'accrochage vaut 20 MHz. La bande d'accrochage vaut 100 MHz pour une puissance d'injection de -10 dBm. -10 dBm ce qui impose une bande d'accrochage réduite et donc une pré-stabilisation du MLLD comme présenté précédemment. Au-delà de cette puissance on observe la déformation du spectre optique du peigne. Notre démarche étant d'injecter à faible puissance pour préserver l'allure du peigne, on se limitera à des puissances optiques d'injection inférieures à 0.1 mW.

D'après la figure (9.6) la stabilité en fréquence d'un mode libre vaut $2.10^{-9} \times \tau^{+1/2}$. L'asymptote de cette courbe permet d'avoir une estimation de la variation de fréquence dans le temps du mode libre et vaut 15.5 kHz/s. Ainsi pour une puissance d'injection de -18 dBm ce qui correspond à la puissance optique d'un mode du peigne, la bande d'injection vaut 60 MHz. Cela représente un temps de verrouillage supérieur à une heure. Pour les premières mesures et

caractérisation du transfert de pureté spectrale par injection optique présenté dans ce qui suit cela est suffisant.

La stabilité thermique du dispositif ainsi que les largeurs de bande d'injection nous suffisent pour s'affranchir d'une boucle à verrouillage de phase afin de forcer le laser maître à rester dans la bande d'accrochage du laser esclave. Pour valider le choix de la puissance d'injection, on caractérise dans le paragraphe suivant à l'allure du spectre optique en fonction de la puissance d'injection du laser maître.

10.4 Allure du spectre optique en fonction de la puissance d'injection

Les travaux d'injection optique sur les lasers QD-MLLD recensés dans la littérature ont été conduit en régime d'injection à forte puissance (puissance optique du laser maître égale ou supérieurs à celle du laser esclave). On observe dans ce cas, une réduction de la largeur du spectre optique d'un facteur 10 à 20 à -3 dB [Habruseva 2011], [Erneux 2010].

Pour notre part et comme mentionné à plusieurs reprises, on se placera ainsi volontairement en régime de faible injection afin de préserver l'allure du spectre optique. Notre but étant de conférer la pureté spectrale du laser maître à l'ensemble des modes optiques du laser sans faire de compromis sur la largeur du spectre.

Après avoir mesuré la bande d'accrochage en fonction de la puissance optique d'injection, on présente le spectre optique du MLLD pour différentes valeurs de la puissance d'injection. Cette mesure permet de déterminer la puissance optique d'injection pour laquelle la bande d'accrochage est assez large pour que le processus d'injection se fasse de manière pérenne sans affecter la largeur du spectre optique.

La figure (10.7) représente l'allure du spectre optique du MLLD en fonction de la puissance d'injection.

On représente sur les figures le spectre du MLLD libre en gris et celui du MLLD injecté par le laser maître à 1547 nm en orange. La figure « a » est obtenue pour une puissance d'injection de -18 dBm. Le spectre du laser injecté est superposé au spectre du laser libre.

On observe un léger décalage vers le rouge sur les extrémités du spectre. Sur La figure « b » la puissance d'injection vaut -10 dBm. On aperçoit un pic à 1547 nm ainsi qu'une légère distorsion du spectre à la longueur d'onde d'injection ; néanmoins le spectre conserve son allure. Sur la figure « c » la puissance d'injection est de -5 dBm. La distorsion à la longueur d'onde d'injection est plus contrastée. Le spectre est davantage décalé vers le rouge. Enfin à 0 dBm de puissance d'injection la distorsion due à l'injection est très importante. Il en résulte un effondrement du peigne pour les modes inférieurs à 1547 nm

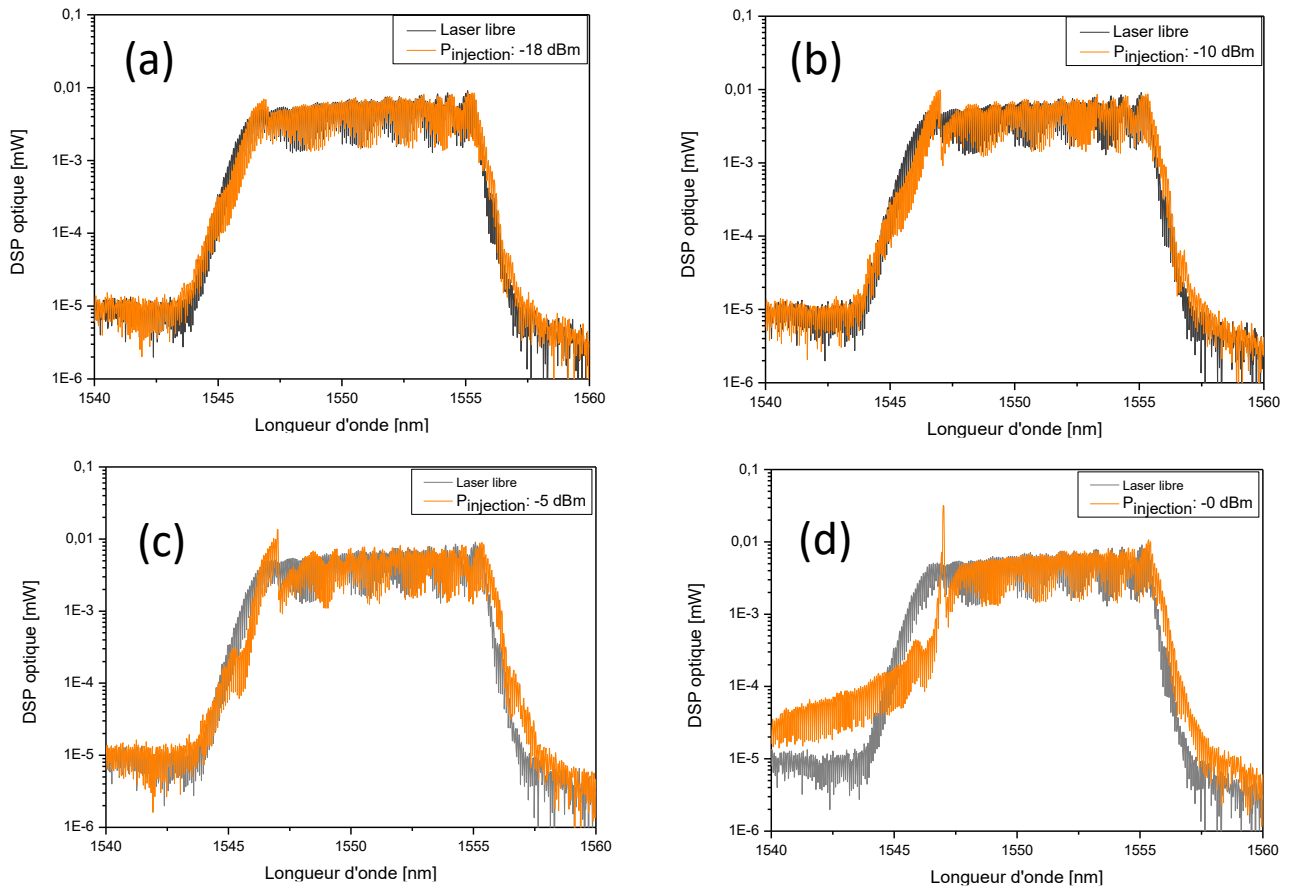


Figure 10.8 Allure du spectre optique du QD-MLLD pour diverses puissance d'injection

Il est important de noter que ce comportement est plus marqué dans la littérature mais également sur un second laser à verrouillage passif de modes (paragraphe 10.1.2.2) de type Fabry-Perot à puits quantiques. Ce laser a été développé par le III-V Lab et encapsulé par Innoptic dans le cadre du projet MODIQ du Labex First-TF.

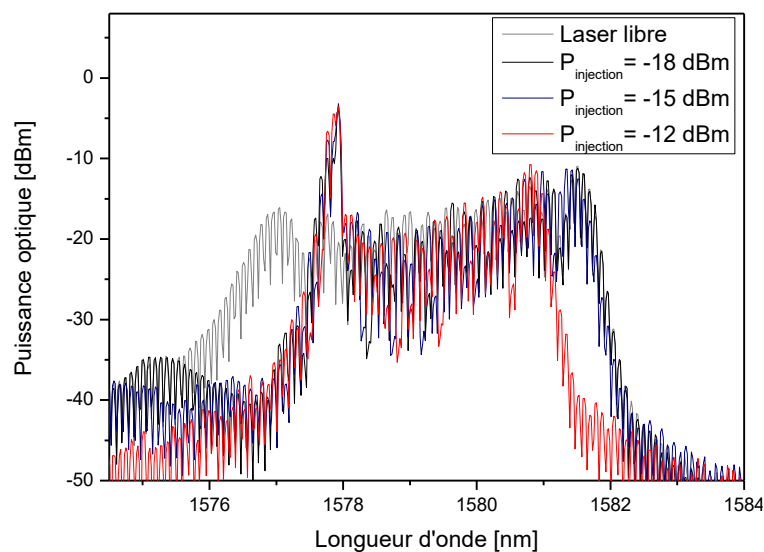


Figure 10.7 Impact de la puissance d'injection optique sur le MLLD « MODIQ »

Sur ce laser on observe une absence de décalage du spectre vers les grandes longueurs d'ondes ainsi qu'un rétrécissement plus contrasté avec l'augmentation de la puissance optique d'injection.

On conclut de cette caractérisation, que la puissance d'injection optique la largeur du spectre optique est bien préservée aux puissances d'injection auxquelles nous travaillons.

11. Analyse des résultats expérimentaux

L'objet de ce dernier chapitre est d'étudier le transfert de stabilité du laser maître vers le peigne de fréquences, non seulement pour lui conférer la pureté spectrale du laser maître, mais aussi pour améliorer sa stabilité à long terme, tout en préservant la largeur du peigne.

On présente également les résultats expérimentaux complémentaires qui nous ont permis de proposer des hypothèses pour la compréhension des mécanismes intervenant dans le transfert de stabilité. Ces mécanismes sont décrits brièvement mais ouvrent la voie à des études plus poussées sur le couplage entre modulation du gain et modulation de la phase, le mélange à quatre-ondes et l'injection optique dans un peigne de fréquences à semi-conducteurs.

11.1 Transfert de pureté spectrale aux modes adjacents

L'analyse du processus de transfert de pureté spectrale est faite à travers la caractérisation du battement hétérodyne du mode adjacent au mode injecté avec le laser d'analyse verrouillé en fréquence sur la cavité de transfert et placé à 10 GHz du laser maître. Il est important de noter que l'analyse directe du mode injecté est rendue difficile à cause de la réflexion du laser d'injection sur la face avant du MLLD. Par conséquent le battement entre le laser d'analyse et cette réflexion se superposent au battement « utile » entre le laser d'analyse et le mode injecté.

L'injection est faite à 1553 nm avec une puissance d'injection de -18 dBm. La figure (11.1.a) représente le spectre du mode adjacent au mode injecté (mode n+1). La figure (11.1.b) représente la superposition des spectres du mode n+1 avant et après injection optique.

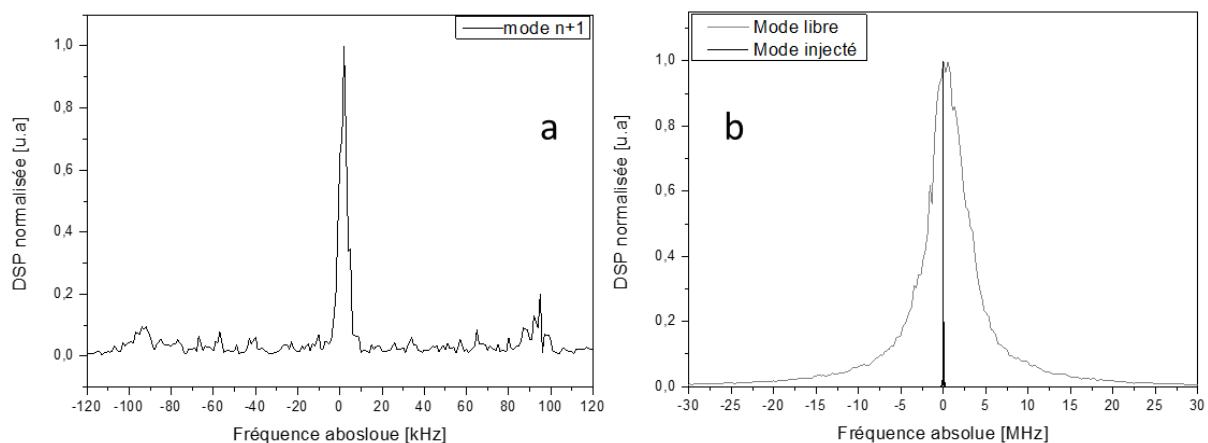


Figure 11.1 Spectre du battement entre le mode adjacent du mode injecté et le laser d'analyse.

(b) : Superposition du mode libre et du mode adjacent au mode injecté

On mesure une largeur de raie à -3 dB de 5 kHz, la résolution du filtre de l'appareil est réglée à 1 kHz. La largeur spectrale du laser d'analyse est de 2.5 kHz. Par conséquent la largeur du mode adjacent est également de 2.5 kHz, ce qui témoigne d'un transfert sans dégradation de

pureté spectrale du laser maître au mode adjacent du laser à verrouillage de mode passif.

Les bandes latérales à 95 kHz observé sur le spectre sont dues à un gain de correction trop important de l'asservissement du laser d'injection (oscillation de la boucle d'asservissement). Une atténuation du gain sur la carte de correction est suffisante pour les supprimer.

Le mode analysé a une largeur de 7 MHz quand le MLLD est libre. Le facteur de réduction de la largeur spectrale est donc de 2800. Il a été vérifié que le même facteur de réduction était observé pour le mode n-1.

En conclusion le processus d'injection optique permet un transfert intégral de la pureté spectrale du laser maître aux modes adjacents (n+1, n-1) du mode injecté. Dans ce qui suit une évaluation de l'impact de l'injection optique sur le reste du peigne est faite via la mesure des largeurs des modes éloignés au mode injecté.

11.2 Effet de l'injection optique sur les modes adjacents

On procède à la mesure des largeurs de raie des modes voisins au mode injecté en décalant le laser d'analyse par pas de 10 GHz de sorte à obtenir un battement avec le mode n+2, n+3, n+5. Les spectres du battement entre les modes du peigne et le laser d'analyse sont représentés sur la figure (11.2).

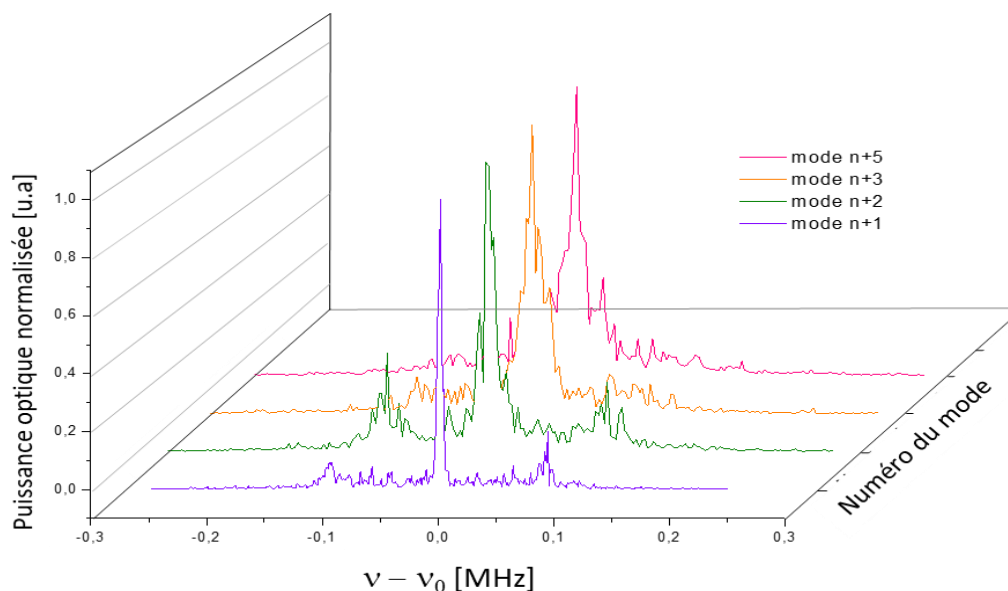


Figure 11.2. Spectres des modes voisins du mode injecté (RBW : 1kHz)

On observe un élargissement des spectres des modes à mesure qu'on s'éloigne du mode injecté. Les largeurs des modes n+1, n+2, n+3, n+5 et n+10 valent respectivement 2.5 kHz, 10 kHz, 26 kHz, 60 kHz. Le spectre du mode n+10 ne figure pas sur la figure pour des raisons de mise en échelle. Sa largeur vaut 530 kHz.

Cette mesure montre que l'injection optique d'un mode agit au-delà du mode immédiatement voisin. Mais l'effet de l'injection optique, à savoir le transfert de pureté spectrale est moins marqué à mesure que l'on s'éloigne du mode injecté. En d'autres termes le verrouillage en phase est moins efficace entre le laser maître et les modes éloignés du laser esclave.

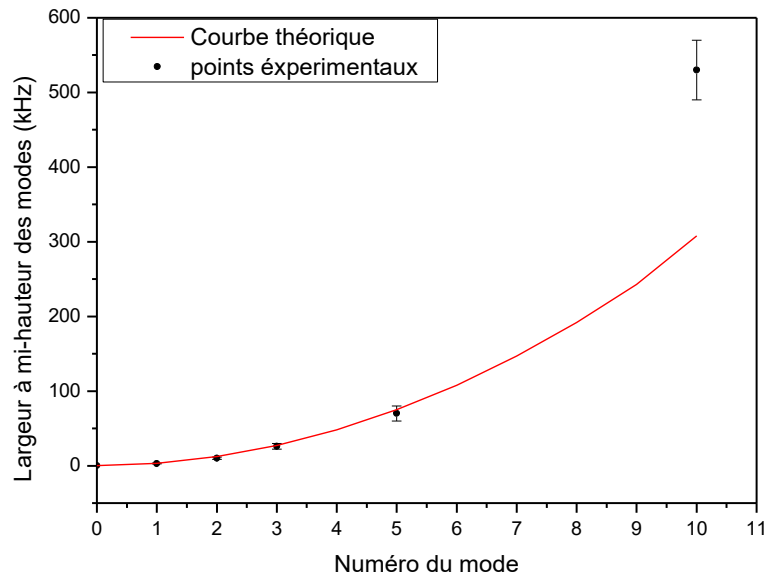


Figure 11.3 Largeur des modes voisins au mode injecté (cercles noir) et courbe modélisée numériquement (trait orange)

On compare dans la figure suivante l'évolution des largeurs des modes optiques reportée sur la figure précédente avec l'évolution théorique que l'on peut déduire de l'équation (9.6).

Les points expérimentaux des largeurs de modes sont représentés par les cercles noirs. Les barres d'erreur sont estimées à partir de l'erreur sur la lecture étant donné que le curseur de l'appareil de mesure ne coïncide pas rigoureusement à -3dB.

La courbe rouge représente l'évolution théorique des largeurs des modes optiques voisins au mode injecté. Le calcul est fait en prenant $\Delta\omega_{RF}$ la largeur du spectre RF mesurée précédemment lorsque le laser est sous injection optique. et $\Delta\omega_0$ la largeur du mode injecté qui recopie la pureté spectrale du laser maître à savoir une largeur de quelques centaines de Hz.

La courbe calculée passe par les points expérimentaux à l'exception du dernier point. L'ouverture de la parabole étant fixée par la largeur à mi-hauteur du spectre RF du laser ($\Delta\omega_{RF}$), On s'intéresse dans la suite à l'impact de l'injection optique sur le spectre RF du laser.

11.3 Impact de l'injection optique sur le spectre RF (f_{rep})

L'injection optique d'un mode du peigne fixe la porteuse en lui imposant d'être à la fréquence du laser d'injection. De ce fait, le point fixe introduit par le modèle de la bande élastique [Telle 2002] se trouve à la fréquence de la porteuse. Ce qui correspond au mode de largeur minimale $\Delta\omega_0$. Par ailleurs, l'effet de l'injection optique sur les modes du peigne est moins efficace à mesure qu'on s'éloigne du mode injecté. N'ayant fixé qu'un paramètre sur deux, à savoir la fréquence de la porteuse par rapport à l'enveloppe – le deuxième paramètre étant la fréquence de répétition – on s'attend donc à observer un spectre RF du laser injecté similaire à celui du laser libre.

La stabilité en fréquence de f_{rep} est à nouveau obtenue par la transposition du signal RF en basse fréquence dans la bande passante du compteur en utilisant un circuit mélangeur. Le signal faisant office d'oscillateur local est généré par un synthétiseur bas bruit et de haute stabilité.

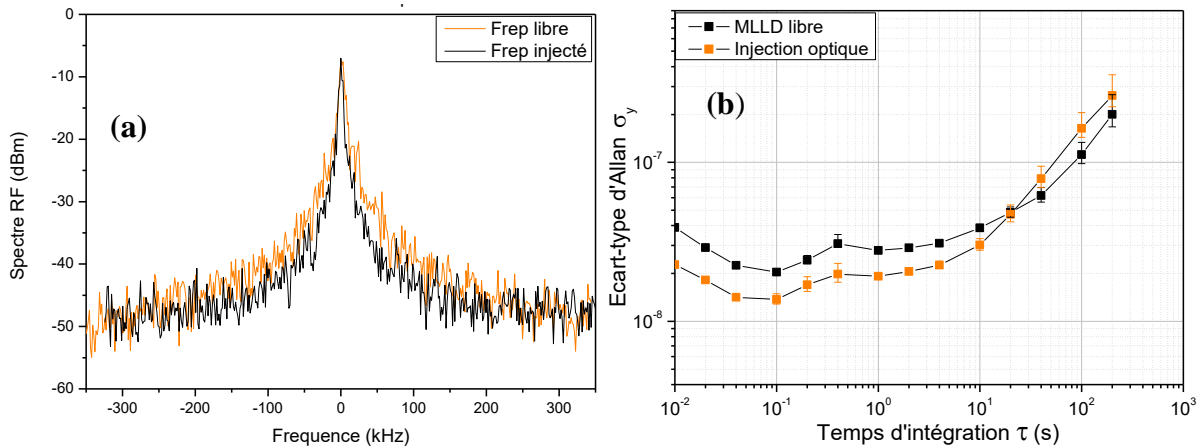


Figure 11.4 Influence de l'injection optique sur le spectre RF du MLLD

(a) : Spectre RF du MLLD libre et sous injection optique (RBW : 300 Hz) ; (b) : Stabilité du battement des modes (Frep)

On compare dans la figure (11.5.a) les spectres RF du battement des modes optiques du peigne. Lorsqu'un mode du peigne est injecté par le laser maître, on observe un léger affinement du spectre du battement des modes. La largeur à -3 dB vaut 1 kHz. Pour rappel lorsque le laser est libre celle-ci vaut 3.7 kHz.

Dans le cas de l'injection mono mode, plusieurs modes optiques proches du mode injecté sont verrouillés en phase avec le laser maître [Habrusseva 2011]. Cela entraîne la réduction de la largeur de raie de ces modes et réduit le bruit de phase autour de ces modes, ce qui contribue à l'affinement du spectre du battement des modes.

La mesure de stabilité est cohérente avec ce résultat. En effet une fois injecté, on constate une meilleure stabilité au temps courts (<10 s). La courbe présente un plancher à 2.10^{-8} (200 Hz) et pour les temps d'intégration supérieurs à la seconde on retrouve une évolution en $1.2.10^{-8} \times \tau^{1/2}$ similaire à celle du laser libre observée en figure (10.3).

11.4 Stabilité à long terme des modes du laser injecté

11.4.1 Ecart-type d'Allan des modes optiques adjacents au mode injecté

Après avoir mesuré la largeur spectrale des modes voisins au mode injecté. On présente dans cette section la caractérisation de la stabilité en fréquence des modes optiques. L'injection est faite dans les mêmes conditions que la mesure précédente, à savoir un courant de polarisation du laser de 200 mA et une longueur d'onde d'injection de 1553 nm. Chacun des lasers d'injection et d'analyse est verrouillé en fréquence sur la cavité en anneau. Le battement entre le laser d'analyse et le mode analysé est ramené dans la bande passante du compteur de fréquence (DC – 200 MHz). Les résultats de la mesure de stabilité des modes du laser injecté sont présentés sur la figure (11.6) sous forme d'écart-type d'Allan en valeurs relatives pour un temps d'échantillonnage (τ) de 1 s

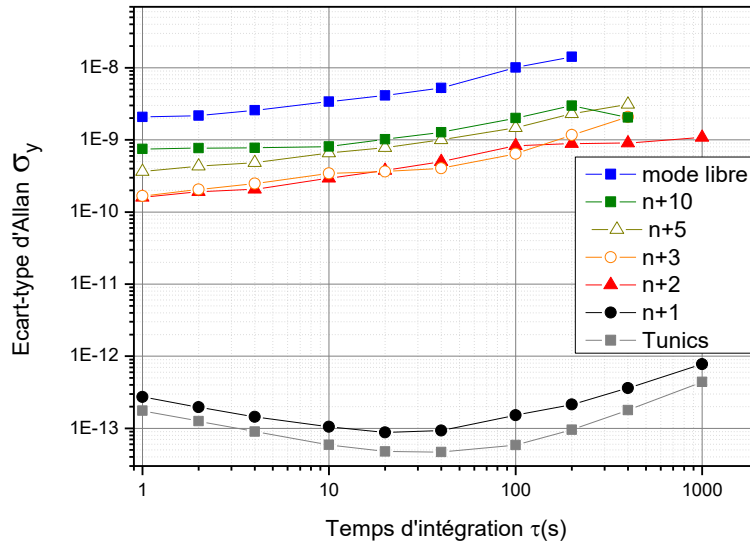


Figure 11.5 Ecart-type d'Allan du battement entre le laser d'analyse et les modes voisins au mode injecté.

Courbe grise : battement entre le laser d'analyse et le laser d'injection ; Courbe Blue : battement entre le laser d'analyse et le mode "n" libre

On commence par mesurer la stabilité du battement entre le laser d'analyse et le laser d'injection, tous deux stabilisés en verrouillés en fréquence sur la cavité référencée (courbe grise). Cette mesure représente la limite de sensibilité des mesures de stabilité. La stabilité du battement est de $2 \cdot 10^{-13}$ à 1. Pour les temps inférieurs à 10 s on observe une pente en $\tau^{-1/2}$ puis un plancher à $5 \cdot 10^{-14}$ jusqu'à 100 s. à partir de la 3^{ème} décade, la courbe évolue en $\tau^{+1/2}$.

La stabilité du mode libre à 1553 nm (courbe bleu) précédemment sert de référence afin d'estimer l'amélioration apportée par l'injection optique. La courbe noire représente la stabilité du mode adjacent au mode injecté (n+1). On observe la même évolution que le battement entre le laser d'analyse et le laser d'injection. On note une légère dégradation du transfert de stabilité, d'un facteur deux. La stabilité à 1 s vaut $3 \cdot 10^{-13} \times \tau^{-1/2}$. A cette stabilité (cas d'un bruit blanc de fréquence) correspond une Lorentzienne d'une largeur à mi-hauteur $\Delta\omega = \pi h_0$ [Elliott 1982]. On trouve une largeur valant 2.2 kHz en bonne adéquation avec la largeur mesurée figure (11.1).

Les modes n+2, n+3, n+5 et n+10 présentant une pente en $\tau^{+1/2}$. La stabilité des modes se dégrade à mesure qu'on s'éloigne du mode injecté. Ce qui est cohérent avec l'évolution des largeurs de modes (Fig. 11.2) On attribue une pente en $\tau^{+1/2}$ à une marche aléatoire de fréquence. Ainsi pour les modes voisins (n > 1) le bruit de la gigue temporelle domine et dégrade la stabilité conférée par l'injection optique.

La différence de stabilité entre le mode n+1 et 1+2 souligne l'impact des fluctuations de la gigue temporelle sur la stabilité des modes. L'injection optique force le mode injecté à recopier la stabilité du laser maître. Le mode voisin semble recopier cette stabilité également. Néanmoins les modes éloignés sont soumis au bruit de fréquence malgré l'effet de réduction de largeur de mode observé dans la figure (11.2).

11.4.2 Analyse et Interprétation

La différence de stabilité en fréquence observée en Fig. 4.4 entre le mode n+1 et le reste des modes du peigne traduit une non efficacité du transfert à partir du mode n=2. Pour comprendre cette limitation, on s'intéresse dans un premier temps au spectre du laser MLLD en présence du laser d'injection (T_1) mais en choisissant sa fréquence optique suffisamment éloignée de celle du mode injecté pour que le verrouillage de mode n'ait pas lieu (c'est-à-dire hors de la bande d'accrochage). Ce spectre est obtenu par battement avec le laser d'analyse (T_2) suffisamment éloigné du laser d'injection pour faciliter son analyse. Les notations suivantes sont utilisées dans la suite pour décrire le spectre observé sur la figure.(11.6).

ω_N^{ML} : Le mode optique du laser MLLD d'indice N (mode injecté)

$\omega_N^{T_1}$: Le laser d'injection T_1 proche de la fréquence du mode injecté d'indice N

ω^{T_2} : Le laser d'analyse T_2 à la fréquence du mode adjacent n

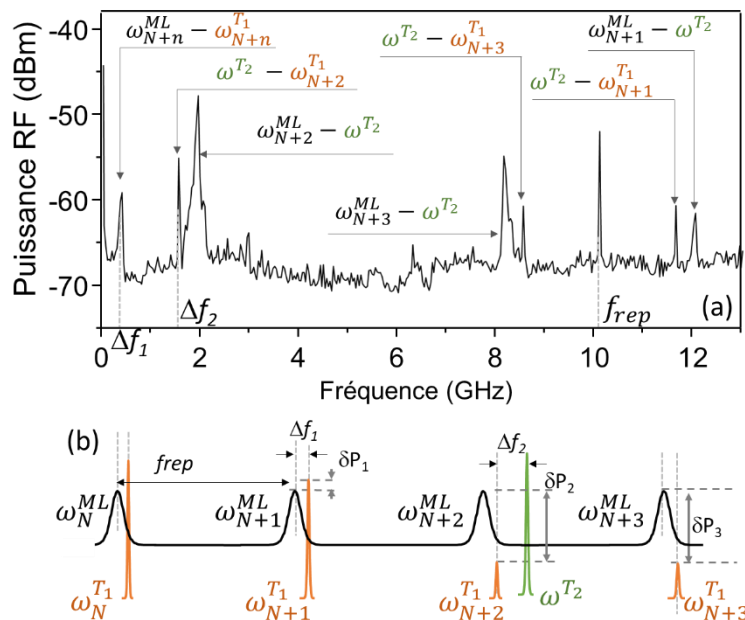


Figure 11.6 Analyse des composantes spectrales du MLLD par battement avec le laser d'analyse

(a) : Spectre RF ; (b) Schéma de l'interaction

La fréquence du laser d'injection est décalée de Δf_1 (500 MHz) afin d'être en régime de fonctionnement libre. La fréquence de T_2 est à la fréquence $2 f_{rep} + \Delta f_2 = 21.8$ GHz par rapport à T_1 , c'est-à-dire proche du mode N+2. La bande passante de la photodiode étant de 12 GHz, il est possible de détecter les battements du laser d'analyse avec les modes n 1, 2 et 3.

Les composantes spectrales les plus fines correspondent aux battements entre T_2 et T_1 et les plus larges correspondent au battement des modes optiques adjacents avec T_2 . Au regard du nombre de composantes étroites que présente ce spectre, il est évident que des bandes latérales de T_1 sont générées dans le laser comme le démontre le schéma de la figure (11.b). Dans la suite, l'origine de ces bandes latérales ainsi que leur rôle dans le mécanisme de transfert de stabilité dans le peigne est discuté.

T₁ étant accordée à une fréquence supérieure à 20 GHz du laser d'analyse T₂, il devient évident que la composante à Δf_1 est le battement entre ω_{N+n}^{ML} et $\omega_{N+2}^{T_1}$. De même, la composante étroite à Δf_2 résulte du battement entre $\omega_{N+2}^{T_1}$ et ω^{T_2} . Celle observée à $f_{rep} - \Delta f_2$ est la résultante du battement entre ω^{T_2} et $\omega_{N+3}^{T_1}$.

Ce schéma permet également d'estimer la puissance des bandes latérales observées sachant que la puissance des modes optique du MLLD est quasiment constante. On trouve une puissance de référence de 12 μ W par mode optique. On en déduit les puissances des bandes latérales : 17 μ W pour $\omega_{N+1}^{T_1}$, : 2,2 μ W pour $\omega_{N+2}^{T_1}$, : 2,6 μ W. pour $\omega_{N+3}^{T_1}$

L'origine de ces bandes latérales voisines de la porteuse T₁ injectée est nécessairement liée à une modulation du gain du laser. Pour les ordres supérieurs (n = 2, 3, etc...), les bandes latérales observées sont issues d'une modulation de la phase du laser ou/et du mélange à quatre ondes entre T₁ et ses bandes latérales d'ordre +/-1.

Dans la figure (11.8) on observe le spectre RF du MLLD (courbe noire), caractéristique de la relation de phase entre les modes optiques. La trace en rouge représente le spectre du courant du laser en fonctionnement libre et exhibe la même réponse en fréquence à f_{rep} . On en déduit que le courant est modulé à f_{rep} et que par conséquent le gain du MLLD est également modulé à la même fréquence.

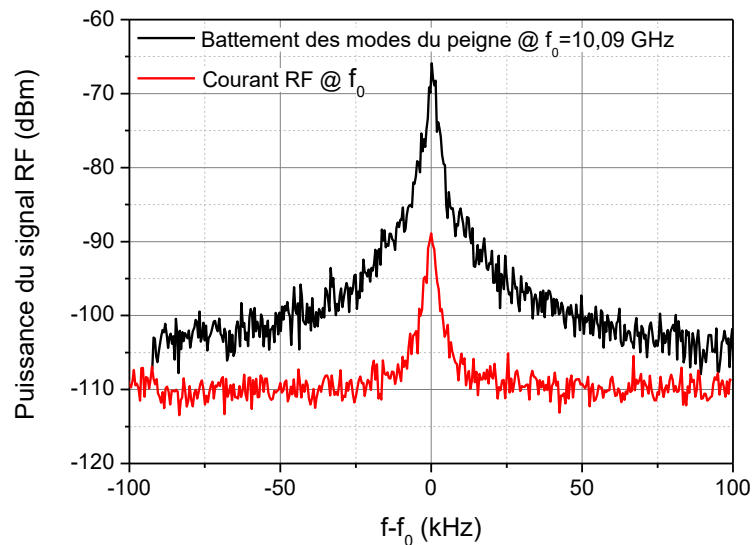


Figure 11.7 Comparaison du spectre RF du MLLD et le spectre du courant.

Cette modulation du gain entraîne la modulation de l'amplitude à la fréquence f_{rep} d'un signal optique injecté au sein du laser. De plus, le couplage phase-amplitude caractéristique des lasers à semi-conducteurs conduit à une modulation de phase à f_{rep} du signal optique injecté.

L'étude de la dynamique des QD-MLLD montre un fort couplage phase-amplitude aux basses fréquences, qui décroît rapidement en hautes fréquences [Agrawal1988_a], [Naderi2009]. Il a été également démontré que la non linéarité élevée du gain de ces lasers, à l'origine du phénomène de mélange à quatre ondes, conduit à la génération de bandes latérales de modulation lors du processus d'injection optique [Agrawal1988_b], [Yee1994]. On émet ainsi l'hypothèse que les premières bandes latérales à 10 GHz sont générées par effet de modulation d'amplitude du laser d'injection dans le milieu à gain du laser esclave. L'hypothèse d'un effet

de modulation de phase est peu probable si l'on se réfère aux simulations du coefficient phase-amplitude (linewidth enhancement factor) dans ces lasers [Wang 2014] qui indique un couplage de 0,5 au-delà de 5 GHz.

Ces hypothèses permettent d'expliquer d'une part l'origine des bandes latérales observées sur le spectre de la Fig. 11.6.a et d'autre part de comprendre la dégradation du transfert de stabilité des modes supérieurs à $n+1$. Les bandes latérales de modulation permettent le transfert de pureté spectrale aux modes éloignés par injection optique. Cependant, en raison de leur faible puissance (quelques microwatt), la bande d'accrochage est fortement limitée ce qui peut expliquer la dégradation des spectres des modes optiques injectés par les bandes latérales éloignée ($n>1$) observés en (11.2).

11.5 Conclusion et perspectives

Nous avons présenté dans cette partie notre contribution à l'étude de l'injection optique. L'originalité de notre approche est l'injection optique à faible puissance d'un QD-MLLD au moyen d'un laser maître accordable et stabilisé en fréquence et de proposer une caractérisation métrologique avec une référence de fréquence accordable (2^{ème} TUNICS verrouillée sur la cavité de transfert).

Nous avons démontré qu'il est possible de conférer la pureté spectrale et la stabilité en fréquence à long terme du laser maître au mode injecté sans dégrader la largeur naturelle du peigne fréquence. Ainsi une réduction de la largeur spectral d'un facteur 2800 a été observée ainsi qu'une stabilité dans la gamme des 10^{-13} en valeur relative sur plus d'une heure pour le mode adjacent au mode injecté.

La caractérisation des modes adjacents lorsque le MLLD est injecté montre une dégradation du transfert de pureté spectrale à mesure qu'on s'éloigne du mode injecté. La dégradation de l'efficacité du transfert de pureté spectrale entraîne la dégradation du niveau de stabilité de fréquences des modes voisins. Nous avons proposé une analyse approfondie afin d'interpréter ce phénomène. Cette analyse a révélé la présence de bandes latérales à 10 GHz liées au laser maître. Cette modulation est associée à la modulation du gain du MLLD à f_{rep} . Cela entraîne la modulation de l'amplitude (à f_{rep}) d'un signal optique injecté dans le MLLD. Ces résultats contribuent ainsi à une meilleure compréhension des mécanismes d'injection optique

Les perspectives de ce travail sont d'approfondir l'étude des mécanisme d'injection optique en explorant notamment l'injection à un autre point de fonctionnement et de reprendre les travaux décrit ici sur un 2^{ème} laser de comparaison afin de valider les hypothèses avancées dans l'interprétation des limitations du transfert de fréquence.

Associer à l'injection optique une injection électrique d'une porteuse RF à la fréquence de répétition des mode (10.09 GHz) générée par un oscillateur stable et en phase avec la porteuse. La réduction du bruit de la gigue temporelle via le verrouillage actif des modes du peigne devrait permettre d'améliorer le transfert de stabilité le long du peigne.

En amplifiant les bandes latérales du laser injecté et en s'assurant qu'elles soient en phase avec les modes optiques injectés, nous devrions renforcer l'efficacité de l'injection des modes d'ordre $n>1$. De plus, si nous parvenons à affiner le spectre RF à f_{rep} avec cette technique, il doit être possible de transférer la stabilité du laser d'injection aux modes voisins et éloignés du mode injecté sans être limité par le bruit de la gigue temporelle [Sahni 2018].

Conclusion générale

Au cours de mon travail de thèse, j'ai développé un dispositif complet pour l'étude et la caractérisation de la stabilisation en fréquence par injection optique d'un peigne de fréquences basé sur un laser à bâtonnets quantiques à verrouillage passif de modes. L'expérience comprend la référence de fréquence, le dispositif de transfert de stabilité vers le peigne de fréquences à 1550 nm et le banc de caractérisation qui a permis d'obtenir les premiers résultats de caractérisation de la stabilité à long terme du peigne injecté optiquement par une source mono fréquence très stable. L'ensemble des dispositifs développés est basé sur des technologies fibrées dans une perspective de compacité des montages.

J'ai ainsi présenté dans ce manuscrit de thèse le travail de développement et de caractérisation d'une référence de fréquence fibrée à 1542 nm basée sur la stabilisation d'un laser sur un signal d'absorption saturée de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$. Afin de transférer la stabilité de cette référence à 1551 nm pour l'étude de l'injection optique d'un peigne de fréquence compact j'ai développé une cavité en anneau fibrée. Celle-ci est utilisée é pour stabiliser deux lasers accordables servant à l'injection et l'analyse du peigne de fréquence à semi-conducteurs. Une réduction de la largeur de raie d'un facteur 700 a été démontrée ainsi qu'une stabilité dans la gamme des 10^{-14} jusqu'à 10^4 s. Il faut souligner que l'étude de l'injection optique et la caractérisation métrologique proposée ici sont rendues possible par le transfert de stabilité opéré à partir de la référence vers le mode injecté du peigne.

La 1^{ère} partie du manuscrit, dédiée à la description de la référence de fréquence fibrée rapporte en détail le travail de développement du banc optique. A partir de la description théorique et la caractérisation du signal d'absorption saturée, j'ai optimisé la pente du signal dans le but d'augmenter le rapport signal à bruit, ce qui contribue à améliorer les performances de l'asservissement en fréquence du laser. Le niveau de stabilité en fréquence atteint est de $5 \cdot 10^{-13}$ à 1 s. La stabilité reste dans la gamme des 10^{-13} jusqu'à des temps d'intégration de $4 \cdot 10^4$ s. Cette stabilité représente l'état de l'art pour un dispositif fibré exploitant la molécule d'acétylène.

J'ai étudié avec soin les limitations à la stabilité de la référence. Le dispositif est sujet à la formation de cavités étalons parasites dues à l'utilisation de composants fibrés qui conduisent à l'apparition d'interférences dans le montage. Ces interférences qui se superposent au signal d'erreur constituent la limitation ultime à la stabilité de la référence. Par ailleurs, la RAM impose la détection d'un niveau continu qui fluctue dans le temps en fonction de la température ambiante. J'ai également quantifié l'effet de la température et celui de la RAM ainsi que la sensibilité de la fréquence de la référence aux fluctuations d'intensité des faisceaux sonde et saturant. Cela a permis de démontrer qu'un contrôle précis de ces paramètres permet d'atteindre des stabilités de l'ordre de 10^{-14} à long terme.

Dans la seconde partie du manuscrit, j'ai présenté la cavité en anneau fibrée pour le transfert de stabilité de fréquence. Le choix de la longueur de fibre constituant la cavité et du taux de couplage optique en entrée en fonction des pertes intra-cavité nous a permis d'optimiser la finesse et le contraste. La cavité réalisée présente des résonances de 21 kHz de large conduisant à une finesse de 48 et un facteur de qualité de $9 \cdot 10^9$.

Dans ce montage, nous avons montré que les modulateurs électro-optiques généraient une modulation parasite de la polarisation des faisceaux qui a pour conséquence d'une part de conduire à l'apparition d'une modulation d'amplitude parasite (RAM) lorsque cette modulation de polarisation est analysée par des composants présentant de la PDL et d'autre part à une distorsion du signal détecté en sortie de la cavité de transfert. Ces effets ont été quantifiés et

une méthode de réjection de la RAM a été décrite et mise en place sur la voie de référence.

Pour caractériser la stabilité en fréquence intrinsèque de la cavité, j'ai mis au point une méthode originale utilisant la référence de fréquence sur laquelle la cavité est stabilisée injectée en sens opposé dans la cavité. La stabilité de fréquence de la cavité est de 6.10^{-15} à 10 s et reste dans la gamme des 10^{-15} au moins jusqu'à 2000 s.

Avec ce dispositif et grâce à l'électronique de détection et de correction à faible niveau de bruit (développée en interne) j'ai pu démontrer un transfert de stabilité de fréquence vers deux diodes laser accordables au niveau de 4.10^{-14} à 1 s. La limitation à court terme étant le bruit d'amplitude des faisceaux et à long terme l'effet de la RAM. Enfin j'ai évalué numériquement l'effet des variations de température sur le transfert de stabilité sur 100 nm et j'ai montré l'intérêt du contrôle en température d'une partie de la bobine de fibre constituant la cavité pour réaliser le transfert. Ce résultat a été validé en mesurant les performances de notre cavité de transfert sur 30 GHz.

Les perspectives d'évolution de ce dispositif sont l'ajout d'une réjection de la RAM sur les deux modulateurs des TUNICS et la mise en place d'une isolation thermique du banc optique afin de réduire la sensibilité du dispositif à l'environnement. Enfin une investigation en cours a permis de démontrer l'existence d'effets de rétrodiffusion Rayleigh et Brillouin dans la cavité. Une réduction de la puissance des faisceaux permet de s'affranchir des limitations imposées par ces effets.

J'ai reporté dans la 3^{ème} partie du manuscrit l'étude menée sur la stabilisation à long terme d'un peigne de fréquences compact par injection optique à faible puissance. Cette approche se distingue des travaux précédents concernant ces peignes par l'utilisation de sources accordables stabilisées en fréquence.

L'injection optique a permis d'atteindre un facteur d'affinement de l'ordre de 2800 réduisant ainsi la largeur spectrale du mode injecté de 7 MHz à 2.5 kHz. La stabilité en fréquence du mode adjacent au mode injecté de $3.10^{-13} \times \tau^{-1/2}$ à 1 s est dégradée d'un facteur 2 par rapport au laser maître en raison du bruit de la gigue temporelle.

Nous avons montré pour les modes suivants ($n > 2$) une dégradation de l'efficacité du transfert de pureté spectrale associée à une détérioration importante de la stabilité à long terme.

Nous avons proposé une première analyse afin d'interpréter ces effets basée sur la présence de bandes latérales à 10 GHz associées au laser maître qui nous a permis de conclure que la modulation du gain du MLLD à f_{rep} (observée dans le spectre RF du courant) entraîne la modulation de l'amplitude du laser d'injection.

Dans l'ensemble, ces travaux ont permis de démontrer le potentiel mais aussi les limites des composants fibrés à $1,55 \mu\text{m}$ pour la réalisation de dispositifs métrologiques compacts dans la perspective de réaliser des dispositifs transportables. Une limite essentielle est liée aux réflexions parasites inhérentes aux composants fibrés, notamment pour ce qui concerne la réalisation d'une référence de fréquence optique. Une autre limitation importante provient de la sensibilité à l'environnement thermique des fibres optiques et de certains composants fibrés à l'instar des modulateurs. L'utilisation d'éléments fibrés requiert un soin particulier à apporter à l'isolation thermique des dispositifs ou au contrôle actif de leur température.

A. Annexe -A: Etude théorique des effets systématiques

A.1. Effet de la température et de la pression dans la cellule

En spectroscopie d'absorption saturée la pression dans la cellule élargit les raies et décale leur centre. La variation de pression d'acétylène dans la cellule est calculée à partir de l'équation des gaz parfaits: $PV = nRT$, d'où $\frac{\partial P}{\partial T} = \frac{P}{T}$. La pression dans la cellule est de 2,5 Pa et la température de 300 K. On en déduit $\frac{\partial P}{\partial T} \approx 8,33 \cdot 10^{-3}$ Pa/K.

Le shift en pression de la raie P(16) de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ est de 1725 Hz/Pa [Czajkowski_2004]. On en déduit la sensibilité de la fréquence à la température de la cellule : 14 Hz/K.

A.2. Elargissement par temps de transit

Le temps d'interaction fini des molécules avec la lumière représente une des limitations fondamentales à l'observation de la largeur naturelle d'une transition. Une conséquence de cet effet est l'élargissement de la raie, à mesure que le waist diminue [Wallerand 1997]. On détermine dans ce qui suit, l'importance de cet effet à partir des paramètres de notre dispositif expérimental.

On a mesuré $S \approx 0,5$ et $\omega_0 = 0,4$ mm. La puissance du faisceau saturant est $P = 40$ mW.

Expérimentalement, on relève une largeur pic-à-pic du signal détectée $\frac{\Delta_{pic\text{-}\grave{a}\text{-}pic}}{2\pi} = 630$ kHz.

La vitesse la plus probable dans la cellule est

$$u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \approx 422 \text{ m/s}. \quad \text{A-1}$$

où M est la masse de la molécule ($4,65 \cdot 10^{-26}$ kg pour $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$).

Le temps de transit est $T_{tr} = \frac{w_0}{u} \approx 950 \cdot 10^{-9}$ s

De la relation donnant la puissance d'un faisceau gaussien ($P = \frac{\pi}{4} c \epsilon_0 E_0^2 w_0^2$), on déduit l'intensité du champ électrique de l'onde saturante : $E_0 = 1110^3$ V/m. La pulsation de Rabi de la transition est donnée par $\Omega = \frac{\mu E_0}{2\hbar}$. D'après [Okubo_2017], $\mu \approx 10$ mD pour les transitions ($\nu_1 + \nu_3$) de l'acétylène. On en déduit que $\Omega \approx 27510^3$ rad/s.

En première approximation, en considérant qu'on est en saturation faible, la forme de raie est une lorentzienne de largeur HWHM $\gamma = \gamma_{ab} + \gamma_{tr}$ où γ_{ab} est le taux de relaxation du dipôle optique (à la pression considérée) et γ_{tr} est l'élargissement par transit :

$$f(\omega) \propto \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_0}{\gamma} \right)^2}. \quad \text{A-2}$$

Si on néglige l'élargissement par modulation, le signal détecté est la dérivée de $f(\omega)$ pour laquelle la largeur pic-à-pic est reliée à la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne par :

$$\Delta_{pic-\grave{a}-pic} = \frac{2}{\sqrt{3}} \gamma. \quad \text{A-3}$$

On en déduit : $\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \Delta_{pic-\grave{a}-pic} = 3,43 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$ ($\frac{\gamma}{2\pi} = 545 \text{ kHz}$).

Mais on a un élargissement par modulation ($F_{mod} = 200 \text{ kHz}$, $\beta = 2$). La simulation de la forme de raie détectée donne : $\gamma = 2,5 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$ ($\frac{\gamma}{2\pi} = 400 \text{ kHz}$).

En ondes planes (diamètre du faisceau infini), on aurait $\gamma = \gamma_{ab}$. L'effet du transit est de limiter la durée d'interaction entre les molécules et le faisceau, ce qui conduit à l'élargissement γ_{tr} de la raie.

Dans certaines conditions, le transit conduit aussi à une déformation de la raie. En ondes planes, les contributions des différentes classes de vitesses transverses à la raie d'absorption saturée selon le désaccord ont la même forme (une distribution de Maxwell-Boltzmann avec un maximum en $u/\sqrt{2}$ (figure.(A.1)). Mais pour un faisceau de diamètre fini et à basse pression, les molécules les plus lentes interagissent plus longtemps avec le faisceau avant de subir une collision, ce qui a pour effet qu'elles contribuent davantage au centre de la raie [Bordé 1976].

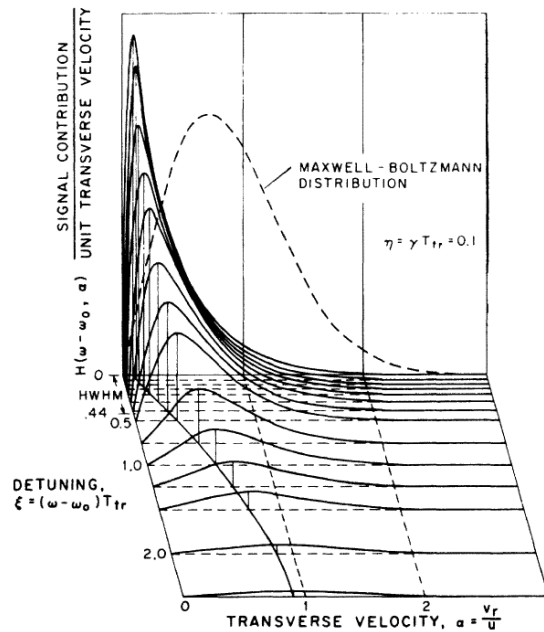


Figure A.1 Forme de raie en fonction du temps de transit et des classes de vitesses.

Figure extraite de [Bordé 1976]

Pour les classes de vitesse les plus lentes, le maximum de vitesse se décale vers 0 (figure.(A.1)) et la forme de raie s'écarte d'une lorentzienne : la raie s'affine au centre et s'élargit sur les ailes. Le paramètre déterminant pour cet effet est $\eta = \gamma_{ab} T_{tr}$ qui caractérise la part de l'élargissement collisionnel par rapport à la largeur de transit (la figure.(A.2) est tracée pour $\eta = 0,1$).

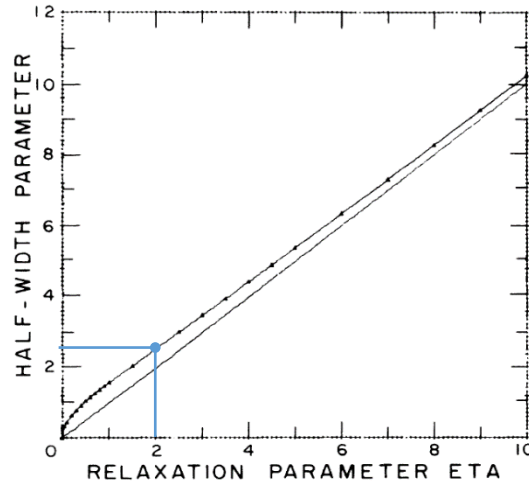


Figure A.2 Elargissement collisionnel par rapport à la largeur de transit (pour $\eta = 0,1$) (figure extraite de [Bordé 1976])

Dans notre cas, on a $S \approx 0,5$ et on note que η doit être inférieur à $\gamma T_{tr} \approx 2,6$. On peut estimer l'élargissement par transit à partir de la figure (A.2) extraite de [Bordé 1976] qui donne $\gamma T_{tr} \approx 2,6$ en fonction de η (la figure est établie pour $\gamma_{ab} = \gamma_a = \gamma_b$).

Pour la région intermédiaire de la courbe, la courbe peut être approximée par $\gamma T_{tr} = 0,66 + 0,94 \eta$

On en déduit $\eta = \frac{\gamma T_{tr} - 0,66}{0,94} \approx 1,85$, $\gamma_{ab} = \frac{\eta}{T_{tr}} \approx 1,95 \cdot 10^6$ rad/s ($\frac{\gamma_{ab}}{2\pi} \approx 310$ kHz) et $\gamma_{tr} = \gamma - \gamma_{ab} \approx 550 \cdot 10^3$ rad/s ($\frac{\gamma_{tr}}{2\pi} \approx 88$ kHz).

L'élargissement par transit est donc de 190 kHz. D'autre part, pour cette valeur de η , la déformation de la raie doit rester faible.

Le paramètre de saturation est donné par $S = \Omega^2 \left(\frac{1}{\gamma_a} + \frac{1}{\gamma_b} \right) \frac{2}{\gamma_{ab}}$. En notant que les deux niveaux de la transition P(16) appartiennent au niveau électronique fondamental de la molécule et qu'ils doivent présenter des largeurs naturelles comparables, on déduit $\gamma_a = \gamma_b = \frac{4 \Omega^2}{S \gamma_{ab}} \approx 310 \cdot 10^3$ rad/s.

On a tracé en figure.(A.3) la forme de raie calculée à partir des expressions de [Bordé 1976] pour $\gamma_a = \gamma_b = 288 \cdot 10^3$ rad/s et $\gamma_{ab} = 2,1 \cdot 10^6$ rad/s. Les deux faisceaux sont adaptés et le calcul est fait au waist où le rayon vaut $w_0 = 0,4$ mm. On trouve une demi-largeur de raie (HWHM) de 242 kHz.

Nous avons aussi tracé en pointillés une lorentzienne de même largeur. On voit que dans ces

conditions, il n'y a pas de déformation de la raie.

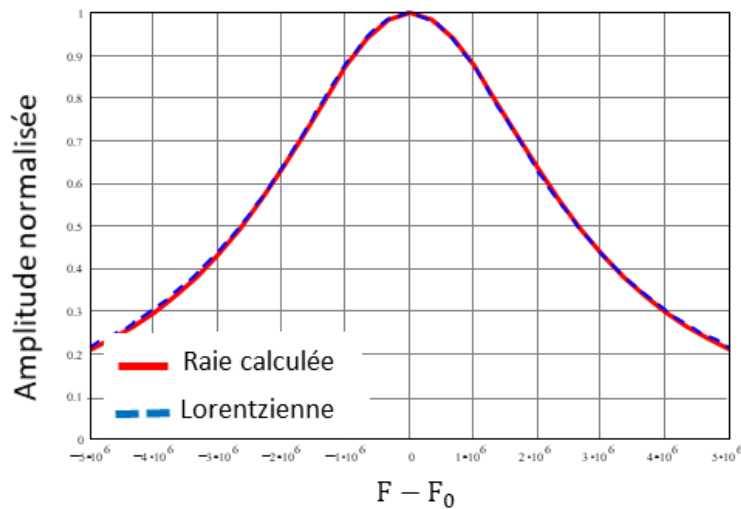


Figure A.3 Comparaison entre la forme de raie calculée pour $\gamma_a = \gamma_b = 288 \cdot 10^3 \text{ rad/s}$ et $\gamma_{ab} = 2,1 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$ et une fonction lorentzienne de même largeur.

A.3. L'effet de recul

L'incidence de l'effet de recul sur l'exactitude et la stabilité des lasers stabilisés sur une transition détectée en spectroscopie de saturation a été souligné par Kol'chenko [Kol'chenko_1969]. La limitation sur l'exactitude et la stabilité due à l'effet de recul a été étudiée aussi bien théoriquement [Stenholm1974], [Bordé 1976], [Shirley_1980] qu'expérimentalement [Hall_1976a].

L'énergie de recul est donnée par :

$$E_{\text{recul}} = \frac{h^2 \nu^2}{2 M c^2}. \quad \text{A-4}$$

Ce qui conduit à un écart de fréquence entre les deux composantes du doublet de recul de $2 \delta = \frac{h \nu^2}{M c^2} \approx 6,3 \text{ kHz}$. Cette valeur est bien inférieure à la largeur des raies, et le doublet n'est

pas résolu. En fait, cet écart de fréquence diminue avec la puissance du faisceau saturant par l'effet du déplacement lumineux d'une composante sur l'autre. Si les taux de relaxation des deux niveaux impliqués dans la transition sont différents, les amplitudes relatives des deux composantes du doublet ne sont pas les mêmes et la raie observée qui résulte de la superposition des deux composantes non résolues subit un décalage de son centre qui peut varier avec la puissance du faisceau saturant.

Dans notre cas, les amplitudes des deux composantes de recul ne doivent pas être très

différentes. Elles sont définies par les taux de relaxation des deux niveaux impliqués dans la transition.

Or, les deux niveaux de la transition P(16) appartenant au niveau électronique fondamental de la molécule, ils doivent présenter des largeurs naturelles comparables (et des élargissement par pression comparables) et la raie observée n'est que faiblement dissymétrique.

Par ailleurs, le décalage que pourrait induire le recul reste très inférieur au décalage expérimental. Pour le montrer, on calcule les composantes du doublet de recul en utilisant les expressions extraites de [Bordé 1976] pour $\delta = 3 \text{ kHz}$, $\gamma_a = \gamma_b = 28810^3 \text{ rad/s}$ et $\gamma_{ab} = 2,110^6 \text{ rad/s}$. On calcule le décalage Δ du centre de la composante « bleue » du doublet en fonction du paramètre de saturation S , pour $0 \leq S \leq 1$ (figure (A.4)). La composante « rouge » est déplacée symétriquement.

La pente de la courbe en $S=0,5$ (dans notre dispositif) est d'environ -55 Hz . Le paramètre de saturation est proportionnel à la puissance du faisceau saturant. Dans notre expérience, celle-ci est de 40 mW . Lorsqu'elle varie de 1 mW , S varie de $2,5\%$, ce qui correspond à une variation de $\Delta \approx -0,7 \text{ Hz}$. La valeur maximale de la variation du centre de la raie détectée est inférieure à $0,7 \text{ Hz/mW}$. Cette valeur est largement inférieure à la variation de 460 Hz/mW observée expérimentalement.

Remarque : Pour $\gamma_a = \gamma_b = \gamma_{ab} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$, on avait 17 Hz/mW .

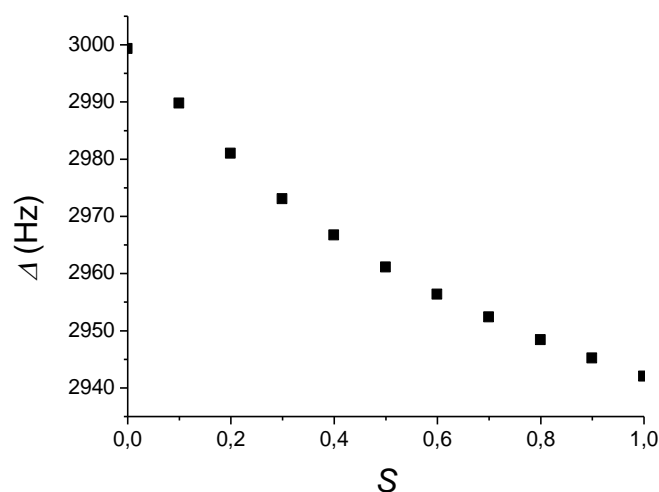


Figure A.4 : décalage Δ du centre de la composante « bleue » du doublet en fonction du paramètre de saturation S

A.4. L'effet Doppler du second ordre

Une molécule traversant le faisceau à la vitesse \vec{v} « voit » la fréquence :

$$\omega' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} (\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}). \quad \text{A-5}$$

Pour une molécule se déplaçant perpendiculairement au faisceau de vitesse transverse v_r , on a

à la résonance $\omega_0 = \frac{\omega}{\sqrt{1 - \frac{v_r^2}{c^2}}}$. Le centre de la résonance est donc à la fréquence :

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{v_r^2}{c^2}} \approx \omega_0 \left(1 - \frac{v_r^2}{2c^2} \right). \quad \text{A-6}$$

Il subit un décalage vers le rouge $\Delta\omega = -\omega_0 \frac{v_r^2}{2c^2}$. Si on considère la vitesse la plus probable

dans la cellule d'acétylène ($u = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \approx 422$ m/s), on trouve un décalage de $\frac{\Delta\omega}{2\pi} \approx -100$ Hz.

L'approche précédente suppose qu'on puisse négliger l'effet du transit. On a vu que pour $\eta \ll 1$, il en résultait une déformation de la raie du fait que les molécules les plus lentes contribuaient davantage au centre de la raie. L'effet Doppler du 2nd ordre affecte donc la raie différemment selon le désaccord, ce qui conduit à une déformation de la raie (les ailes subissent un décalage de fréquence plus important que le centre) [Chardonnet_1989]. Comme cet effet dépend de la saturation, on observe un shift de fréquence lié à la puissance.

Dans notre cas, on a estimé $\eta \approx 2$ et la raie a une allure lorentzienne. On n'est donc pas dans ce régime et on doit avoir un décalage global de la raie sans déformation.

A.5. Effet de courbure des fronts d'onde

Les faisceaux étant gaussiens, on n'a des fronts d'onde plan que au voisinage du waist. Dans notre cas, si on suppose que le rayon mesuré correspond au waist du faisceau ($w_0 = 0,4$ mm), le paramètre confocale vaut $b = k w_0^2 = \frac{2\pi}{\lambda} w_0^2 = 0,67$ m. La distance entre les deux collimateurs est de 0,6 m. On doit donc être sensible à la courbure des fronts d'onde, d'autant que la cellule n'est pas positionnée au milieu de l'intervalle entre les deux collimateurs.

La courbure des fronts d'onde entraîne un effet Doppler qui déplace la résonance. Pour

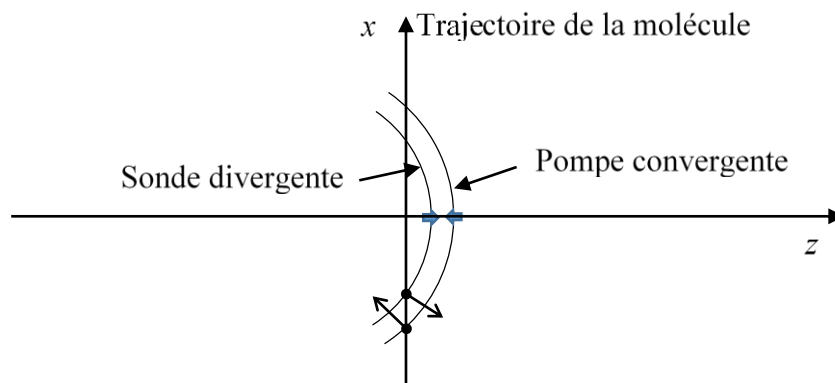


Figure A.5 schéma de la géométrie des fronts d'ondes

l'expliquer, on considère des faisceaux adaptés (figure (A.5)).

L'onde pompe est convergente et l'onde sonde est divergente. Pour une molécule qui traverse perpendiculairement le faisceau en passant par son centre, quand $x < 0$, la première interaction avec la pompe conduit à un décalage Doppler négatif ($\Delta\omega = -\vec{k} \cdot \vec{v}$) et la seconde avec la sonde à un décalage Doppler positif. Mais le premier décalage étant plus important que le second, la fréquence moyenne perçue par les molécules est inférieure à la fréquence du laser ω_L . Quand $x > 0$, les décalages ont des signes opposés, mais compte tenu de leurs valeurs, la fréquence moyenne perçue par les molécules est toujours inférieure à la fréquence du laser ω_L . Comme les molécules perçoivent une fréquence inférieure à celle du laser, la résonance est décalée vers le bleu. Si on inverse le rôle des deux ondes (pompe divergente et sonde convergente), la résonance est décalée vers le rouge.

On peut calculer la raie pour des positions et des rayons de waists quelconques à partir des expressions de [Bordé 1976] qui prennent en compte la géométrie des faisceaux. Dans notre cas, on mesure un rayon du faisceau sonde de 0,4 mm à la sortie du collimateur 1 (figure.A.6). En supposant qu'il s'agisse du waist, on devrait avoir un rayon de 0,83 mm sur le collimateur 2 situé à 60 cm du premier. Le faisceau sonde est donc divergent. Comme le couplage est le même sur chaque collimateur, on peut penser que les deux faisceaux présentent la même géométrie et que le faisceau saturant est lui aussi divergent. Dans le cas où la cellule est au milieu de l'intervalle entre les deux collimateurs, cela ne conduirait pas à un décalage de la raie, car il y aurait compensation entre les décalages apportés par les interactions dans les différentes régions de la cellule. Mais la cellule est plus proche du second collimateur.

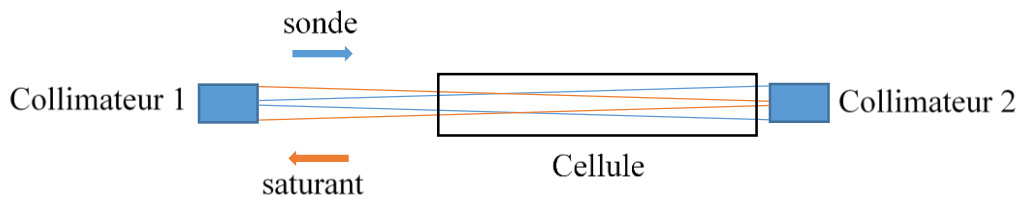


Figure A.6 Schéma de la disposition des collimateurs par rapport à la cellule dans notre montage.

On a tracé en figure (A.7.a) les formes de raie calculées pour la « tranche » de vapeur située au milieu des deux collimateurs et pour une « tranche » à 20 cm du collimateur 2 (figure A.7.b). Dans le second cas, on voit clairement l'asymétrie de la raie.

Pour une faible saturation, à basse pression, on a vu que ce sont les classes de vitesse les plus lentes qui participent le plus au centre de la courbe. Or, ce sont elles qui subissent le moins l'effet Doppler. A haute pression, le libre parcours moyen des molécules diminue et les molécules « explorent » le faisceau sur une moins grande distance, ce qui réduit la différence de décalage Doppler entre les ondes pompe et sonde.

Le décalage dû à la courbure doit donc passer par un maximum pour des pressions intermédiaires. On trouve dans [Bordé 1976] la courbe de la figure (figure A.8.a) qui donne le décalage à la distance $b/2$ du waist pour des faisceaux adaptés. Le maximum est en $\rho \approx 2$ et

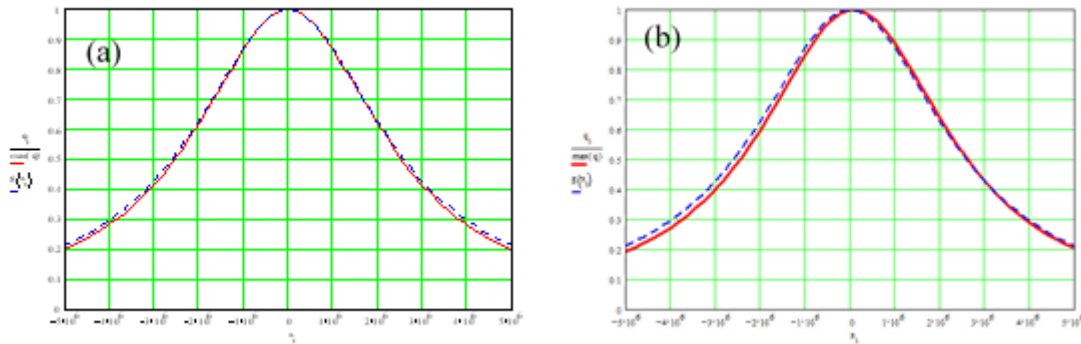


Figure A.7 Forme de raie calculée en variant la position de la cellule

- (a) Allure du la forme de raie d'absorption saturée lorsque la tranche de vapeur est symétrique au deux collimateurs (b) tranche de vapeur à 20 cm d'un des collimateur (position de la cellule asymétrique)

le décalage vaut $0,25/T_r$. Le calcul de la forme de raie pour des faisceaux adaptés confirme ce décalage (figure A.8.b).

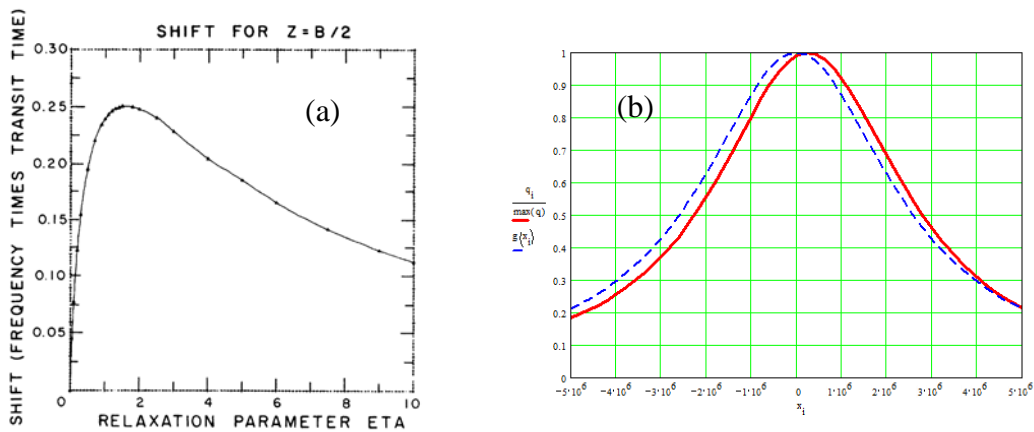


Figure A.8 (a) Effet de la courbure du front d'onde

Décalage du centre de la raie à la distance $b/2$ du waist pour des faisceaux adaptés en fonction du taux de relaxation du dipôle optique (figure extraite de [Bordé 1976]) ; (b) tracé de la forme calculée pour des faisceaux adaptés.

Contenue des paramètres de l'expérience, nous sommes dans ce cas puisqu'on a estimé $S \approx 0,5$

et $\rho \approx 2$. Cependant les faisceaux n'étant pas adaptés, le déplacement est moins important d'après la figure (A.8.b). L'effet décrit est purement géométrique et ne devrait pas dépendre de la puissance, mais le calcul de la forme de raie est valable en faible puissance. Des termes d'ordres supérieurs peuvent modifier le résultat. On peut seulement dire que tant que $S < \rho$ (ce qui est notre cas), la puissance des faisceaux ne devrait pas modifier la déformation de la raie due aux effets de courbure des front d'onde. Ce point est confirmé par l'étude expérimentale faite dans [Hall_1976b].

A.5. Effet de lentille gazeuse

La réponse non linéaire du milieu traversé par les faisceaux laser est déterminée par l'évolution de la susceptibilité complexe du milieu au troisième ordre autour de la fréquence de résonance. Le signal d'absorption saturée, dû à la partie imaginaire de celle-ci, d'allure lorentzienne, est forcément associé une variation d'indice due à la partie réelle de la susceptibilité, d'allure dispersive (dispersion saturée). Comme la saturation n'est pas uniforme dans une section du faisceau ($S = S_0 e^{-2\frac{r^2}{w^2}}$), les signaux d'absorption et de dispersion saturés sont d'intensités variables selon r .

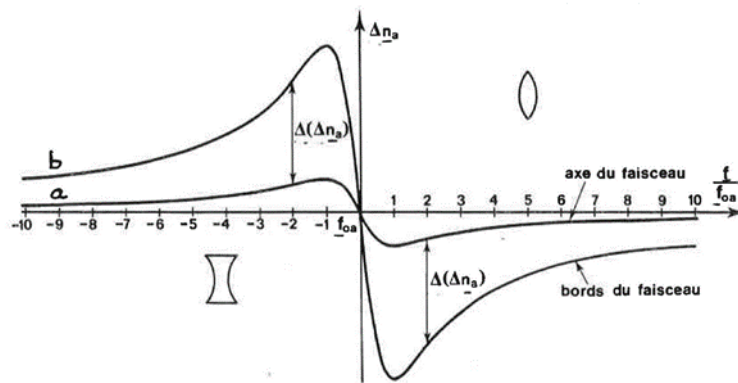


Figure A.9 Signal de dispersion saturée au centre du faisceau (a) et à la périphérie (b) en fonction du décalage de fréquence par rapport à la résonance.

Quand on passe du centre à la périphérie du faisceau, la saturation diminue et l'intensité du signal de dispersion saturée augmente. En posant $\delta = \nu - \nu_0$, on observe ainsi que l'indice croît pour $\delta < 0$ et décroît pour $\delta > 0$, ce qui correspond à une lentille divergente dans le premier cas et une lentille convergente dans le second. Il existe donc au voisinage de la fréquence de résonance des variations de la dimension transversale du faisceau dépendant de la fréquence. Tout diaphragme placé sur le faisceau introduit des pertes qui dépendent de la fréquence (de forme dispersive) qui entraînent une asymétrie du signal et un déplacement du centre de raie détecté. Comme la saturation est pilotée par la puissance du faisceau saturant, on s'attend à une sensibilité de cette asymétrie avec la puissance.

Le déplacement de la résonance est obtenue en calculant l'extremum de la fonction $p(\delta)$ qui représente le signal recueilli en intégrant la surface du détecteur, on supposant un diaphragme de rayon R.

$$\frac{\delta}{\gamma} = \frac{2L}{b} \frac{\frac{R^2}{w^2}}{e^{2\frac{R^2}{w^2}} - \left(1 - 2\frac{R^2}{w^2}\right)}. \quad \text{A-7}$$

Où, γ est Largeur HWHM de la raie, w le rayon du faisceau, b est le paramètre confocal du faisceau dans le milieu d'indice n_0 ($b = n_0 \frac{\omega}{c} w_0^2$) et L la distance de propagation dans le milieu.

Bibliographie

- [A.Javan 1983] : A. Javan, “Doppler free spectroscopy, in *Advances in laser spectroscopy*”, eds F. T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther (Plenum Press, New York, London, 1983) 77-98
- [Abbott 2017] : B. P. Abbott *et al.*, « GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, n° 16, p. 161101, oct. 2017, doi: [10.1103/PhysRevLett.119.161101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.161101).
- [Agraval 1988_a] : Govind P Agrawal, Roy Rajarshi. « Effect of injection-current fluctuations on the spectral linewidth of semiconductor lasers ». *Physical review*. (1988). A. 37. 2495-2501. [10.1103/PhysRevA.37.2495](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.37.2495).
- [Agraval 1988_b] : G. P. Agrawal, « Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers », *JOSA B*, vol. 5, no 1, p. 147-159, 1988.
- [Athee 2009] : V. Ahtee, M. Merimaa, et K. Nyholm, « Fiber-Based Acetylene-Stabilized Laser », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 58, n° 4, p. 1211-1216, avr. 2009, doi: [10.1109/TIM.2008.2008476](https://doi.org/10.1109/TIM.2008.2008476).
- [Akiyama 2006] : T. Akiyama et M. Sugawara, « Recent progress in quantum-dot semiconductor optical amplifiers », San Diego, California, USA, août 2006, p. 63080R. doi: [10.1117/12.682642](https://doi.org/10.1117/12.682642).
- [Arahira 2005] : S. Arahira, H. Yaegashi, K. Nakamura, Y. Ogawa, « Chirp control and broadband wavelength-tuning of 40-GHz monolithic actively mode-locked laser diode module with an external CW light injection », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 11, No. 5, pp. 1103-1111, 2005.
- [Armani 2003] : D. K. Armani, T.J. Kippenberg, S.M. Spillane and K.J. Vahala, “Ultrahigh-Q toroid microcavity on a chip,” *Nature*, vol. 421, pp. 925-928, Feb. 2003.
- [Balling 2005] : P. Balling, M. Fischer, P. Kubina, and R. Holzwarth, “Absolute frequency measurement of wavelength standard at 1542nm: acetylene stabilized DFB laser,” *Opt. Express* **13** (23), 9196 (2005).
- [Barillet 1996] : R. Barillet, A. Brillet, R. Chiche, F. Cleva, L. Latrach, et C. N. Man, « An injection-locked Nd:YAG laser for the interferometric detection of gravitational waves », *Measurement Science and Technology*, Vol. 7, No. 2, pp. 162–169, 1996.
- [Bergh 1984] : R. A. Bergh, H. C. Lefevre and H. J. Shaw, “An Overview of Fiber-optic Gyroscopes,” *J. Lightwave Technol.* Vol. 2, no.2, pp. 91-107, 1984.
- [BIPM 2005] : CCL report of the 12 meeting,
<https://www.bipm.org/documents/20126/27313275/12th+meeting.pdf/058b3c8a-8914-18c1-3fe1-2e601dcbdfad>
- [Bordé 1976] : C. J. Bordé, J. L. Hall, C. V. Kunasz, and D. G. Hummer, *Saturated absorption line shape: Calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach*, *Phys. Rev. A* 14(1), 236-263, (1976).
- [Bordé _1976] : C. J. Bordé, *Sur l'effet de recul en spectroscopie d'absorption saturée*, C. R.

Acad. Sc. Paris 283, série B, 181-184, (1976).

[Bordé _1989] : C. Bordé, *The physics of optical frequency standards using saturation methods*, in *Frequency standards and metrology, 196-205*, Ed. A. De Marchi, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, (1989).

[Brillet 1981] : A. Brillet et P. Cézé, « LASER FREQUENCY STABILIZATION BY SATURATED ABSORPTION », *J. Phys. Colloques*, vol. 42, n° C8, p. C8-73-C8-82, déc. 1981, doi: [10.1051/jphyscol:1981809](https://doi.org/10.1051/jphyscol:1981809).

[C. Ishibashi 2002]. C. Ishibashi, J. Ye, et J. L. Hall, « Issues and applications in ultrasensitive molecular spectroscopy », San Jose, California, United States, mars 2002, p. 58, doi: [10.1117/12.463838](https://doi.org/10.1117/12.463838).

[Cantin 2021] : E. Cantin, M. Tønnes, R. Le Targat, A. Amy-Klein, O. Lopez, et P.-E. Pottie, « An accurate and robust metrological network for coherent optical frequency dissemination », *New J. Phys.*, vol. 23, n° 5, p. 053027, mai 2021, doi: [10.1088/1367-2630/abe79e](https://doi.org/10.1088/1367-2630/abe79e).

[Chaouche Ramdane 2017] Amine Chaouche Ramdane, Pierre Grüning, Vincent Roncin, and Frédéric Du-Burck, "Stability transfer at 1.5 μm for metrological applications using a commercial optical cavity," *Appl. Opt.* **56**, 8-14 (2017)

[Chaouche-Ramdan 2018] Amine Chaouche-Ramdane, « Développements expérimentaux pour la caractérisation et la stabilisation de sources laser auto-impulsionnelles à semi-conducteurs pour des applications en métrologie des fréquences », Thèse de doctorat, Université Paris 13, 2018.

[Chardonnet _1989] Ch. Chardonnet, *Spectroscopie de saturation de haute précision et sensibilité en champ laser fort : applications aux molécules OSO_4 , SF_6 et CO_2 et à la métrologie des fréquences*, Thèse d'état, université Paris 13, (1989).

[Chebotayev 1975] V.P. Chebotayev, V.S. Letokov, "Nonlinear narrow optical resonances induced by laser radiation", *Prog. Quant. Electr.* Vol. 4. Part 2. pp. 111-206. Pergamon Press. 1975

[Czajkowski _2004] A. Czajkowski, A.A. Madej, P. Dubé, Development and study of a 1.5 μm optical frequency standard referenced to the P(16) saturated absorption line in the ($\nu_1 + \nu_3$) overtone band of $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$, *Optics Communications* 234, 259-268, (2004).

[Daussy 2007] : C. Daussy, M. Guinet, A. Amy-Klein, K. Djerroud, Y. Hermier, S. Briaudeau, Ch.J. Bordé, and C.Chardonnet, «First direct determination of the Boltzmann constant by an optical method», *Phys. Rev. Lett.* 98, 250801, (2007).

[Dinovitser 2010] : Alex Dinovitser, Murray W. Hamilton, and Robert A. Vincent, "Stabilized master laser system for differential absorption lidar," *Appl. Opt.* 49, 3274-3281 (2010)

[Drever 1983] 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, juin 1983, doi: [10.1007/BF00702605](https://doi.org/10.1007/BF00702605).

[Drever 1983] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski et al., "Laser Phase and Frequency Stabilization Using an Optical-Resonator," *Appl. Phys. B*, vol. 31, no. 2, pp. 97-105, Jun. 1983.

[Du-Burck 2004] F. du Burck et O. Lopez, « Correction of the distortion in frequency modulation spectroscopy », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15, n° 7, p. 1327-1336, juill. 2004, doi: [10.1088/0957-0233/15/7/015](https://doi.org/10.1088/0957-0233/15/7/015).

[Edwards 2005] C. S. Edwards, H. S. Margolis, G. P. Barwood, S. N. Lea, P. Gill, et W. R. C.

Rowley, « High-accuracy frequency atlas of $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$ in the $1.5\ \mu\text{m}$ region », *Appl. Phys. B*, vol. 80, n° 8, p. 977-983, juin 2005, doi: [10.1007/s00340-005-1851-0](https://doi.org/10.1007/s00340-005-1851-0).

[Elliott 1982] D.S. Elliott, R. Roy, and S.J. Smith, “Extracavity laser band shape and bandwidth modification,” *Phys.Rev. A* 26,12–18 (1982).

[Erneux 2010] T. Erneux, E. A. Viktorov, B. Kelleher, D. Goulding, S.P. Hegarty & G. Huyet, “Optically injected quantum-dot lasers,” *Optics letters*, 35(7), 937-939 2010

[Fiol 2011] G. Fiol, M. Kleinert, D. Arsenijevic, et D. Bimberg, « $1.3\ \mu\text{m}$ range 40 GHz quantum-dot mode-locked laser under external continuous wave light injection or optical feedback », *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 26, No. 1, 2011.

[Grüning 2019] P. Grüning, A. Chaouche-Ramdane, K. Manamanni, T. Aoudjit, V. Roncin, et F. Du-Burck, « All-fiber ring-cavity for frequency stability transfer at $155\ \mu\text{m}$ », *Appl. Opt.*, vol. 58, n° 6, p. 1502, févr. 2019, doi: [10.1364/AO.58.001502](https://doi.org/10.1364/AO.58.001502).

[H.Jiang 2010] : H. Jiang, “Development of ultra-stable laser sources and long-distance optical link via telecommunication networks,” Thèse de doctorat, Université Paris-Nord-Paris 13 , 2010.

[Hald 2011] J. Hald, L. Nielsen, J. C. Petersen, P. Varming, et J. E. Pedersen, « Fiber laser optical frequency standard at $154\ \mu\text{m}$ », *Opt. Express*, vol. 19, n° 3, p. 2052, janv. 2011, doi: [10.1364/OE.19.002052](https://doi.org/10.1364/OE.19.002052).

[Habruseva 2009] T. Habruseva, S. O’Donoghue, N. Rebrova, F. Kéfélian, S. P. Hegarty, et G. Huyet, « Optical linewidth of a passively mode-locked semiconductor laser », *Opt. Lett.*, vol. 34, n° 21, p. 3307, nov. 2009, doi: [10.1364/OL.34.003307](https://doi.org/10.1364/OL.34.003307).

[Habruseva 2011] T. Habruseva, G. Huyet, et S. P. Hegarty, « Dynamics of Quantum-Dot Mode-Locked Lasers With Optical Injection », *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 17, n° 5, p. 1272-1279, sept. 2011, doi: [10.1109/JSTQE.2011.2123875](https://doi.org/10.1109/JSTQE.2011.2123875).

[Hall _1976a] J. L. Hall, C. J. Bordé, and K. Uehara, *Direct optical resolution of the recoil effect using saturated absorption spectroscopy*, *Phys. Rev. Lett.* 37(20), 1339-1341, (1976).

[Hall _1976b] J. L. Hall, C. J. Bordé, *Shift and broadening of saturated absorption resonances due to curvature of laser wave fronts*, *Appl. Phys. Lett.* 29(12), 788-790, (1976).

[Hartmann 1972] S. Haroche et F. Hartmann, « Theory of Saturated-Absorption Line Shapes », *Phys. Rev. A*, vol. 6, n° 4, p. 1280-1300, oct. 1972, doi: [10.1103/PhysRevA.6.1280](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.6.1280).

[Haus 1993] H. Haus and A. Mecozzi, “Noise of mode-locked lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.* 29(3), 983–996 (1993).

[Hänsch 2006] : T. W. Hänsch, « Nobel Lecture: Passion for precision », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 78, n° 4, p. 1297-1309, nov. 2006, doi: [10.1103/RevModPhys.78.1297](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.78.1297).

[Hinkeley 2013] : N. Hinkley et al., «An Atomic Clock with 10^{-18} Instability,» *Science*, vol. 341 (6151),pp. 1215-1218, 2013.

[INE 2018] : <https://www.lne.fr/en/node/1922>

[Kärtner 2004] F. X. Kärtner *et al.*, « Few-Cycle Pulses Directly from a Laser », in *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*, vol. 95, F. X. Kärtner, Éd. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004, p. 73-136.

[Kessler 2012 a] T. Kessler, T. Legero, and U. Sterr, “Thermal noise in optical cavities revisited,” *J. Opt. Soc. Am. B* 29, 178–184 (2012).

[Kessler 2012 b] T. Kessler, C. Hagemann, C. Grebing, T. Legero, U. Sterr, F. Riehle, M. J. Martin, L. Chen, and J. Ye, "A sub-40 mHz linewidth laser based on a silicon single-crystal optical cavity," *Nature Photon.* **6**, 687–692 (2012).

[Kol'chenko _1969] A. P. Kol'chenko, S. G. Rautian, and R. I. Sokolovskii, *Interaction of an atom with a strong electromagnetic field with the recoil effect taken into consideration*, *JETP* **28**(5), 986-990, (1969).

[Labachellerie 1995] : 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 (1995).

[Malitson 1965] I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica*,†," *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1205-1209, (1965)

[Manamanni 2019] K. Manamanni, V. Roncin, M. Sahni, F. du Burck. (2019). Effect of Polarization Modulation on the Stability of a 1.5 μm Laser Locked to a Fibre Cavity. 1-1. 10.1109/CLEOE-EQEC.2019.8873305.

[McRae 2013] : Terry G. McRae, Silvie Ngo, Daniel A. Shaddock, Magnus T. L. Hsu, and Malcolm B. Gray, "Frequency stabilization for space-based missions using optical fiber interferometry," *Opt. Lett.* **38**, 278-280 (2013).

[Merghem 2014A] K. Merghem et al., « Stability of Optical Frequency Comb Generated with InAs/InP Quantum-Dash-Based Passive Mode-Locked Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 50, No. 4, pp. 275 – 280, 2014.

[Merghem 2014B] K. Merghem, C. Caló, V. Panapakkam, A. Martinez, A. Ramdane, « Stabilité à long terme d'un peigne de fréquences optiques généré à l'aide de lasers

[Merrer 2008] P.-H. Merrer, O. Llopis, et G. Cibiel, « Laser Stabilization on a Fiber Ring Resonator and Application to RF Filtering », *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, n° 16, p. 1399-1401, août 2008, doi: [10.1109/LPT.2008.927877](https://doi.org/10.1109/LPT.2008.927877).

[Naderi2009] N. A. Naderi, M. Pochet, F. Grillot, N. B. Terry, V. Kovanis, et L. F. Lester, « Modeling the injection-locked behavior of a quantum dash semiconductor laser », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, no 3, p. 563-571, 2009.

[Nakagawa 2005] K. Nakagawa, et al., "Modulation-free acetylene-stabilized lasers at 1542 nm using modulation transfer spectroscopy," *Appl. Phys. B* **80**, 479-482 (2005)

[Nicholson 2015] : T. L. Nicholson et al., «Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty,» *Nature Comm.*, vol. 6, p. 6896, 2015.

[Notcutt 2005] Mark Notcutt, Long-Sheng Ma, Jun Ye, and John L. Hall, "Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity," *Opt. Lett.* **30**, 1815-1817 (2005)

[Numata 2004] K. Numata, A. Kemery, and J. Camp, "Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities," *Phys. Rev. Lett.* **93**, 250602 (2004).

[Okubo _2017] S. Okubo, K. Iwakuni, K.M.T. Yamada, H. Inaba, A. Onae, F.-L. Hong, H. Sasada, *Transition dipole-moment of the $\nu_1 + \nu_3$ band of acetylene measured with dual-comb Fourier-transform spectroscopy*, *J. Mol. Spectro.* **341**, 10–16, (2017).

[Petersen 2002] : J.C. Petersen and J. Henningsen, "Molecules as absolute standards for optical telecommunication. Requirements and characterisation," paper 1777, XXVIIth General Assembly of the International Union of Radio Science (URSI 2002), Maastricht, the

Netherlands (17-24 August 2002).

[Pfeifle 2014] J. Pfeifle et al., « Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs », *Nature Photonics*, Vol. 8, No. 5, pp. 375–380, 2014.

[Renaudier 2005] J. Renaudier *et al.*, « 45 Ghz Self-Pulsation with Narrow Linewidth in Quantum Dot Fabry-Perot Semiconductor Lasers at 1.5 Lm », *Electronics 41(18)*, 1007-1008, (2005), DOI: [10.1049/el:20052173](https://doi.org/10.1049/el:20052173).

[Riehle 2004] Riehle, Fritz, "Frequency Standards: Basics and Applications. Frequency Standards: Basics and Applications" pp. 540. ISBN 3-527-40230-6. Wiley-VCH , December 2004.. [10.1002/3527605991.ch9](https://doi.org/10.1002/3527605991.ch9).

[Rosales 2012] R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Accard, et A. Ramdane, « Timing jitter from the optical spectrum in semiconductor passively mode locked lasers », *Opt. Express*, vol. 20, n° 8, p. 9151, avr. 2012, doi: [10.1364/OE.20.009151](https://doi.org/10.1364/OE.20.009151).

[S.Fresnel 2017] Schadrac Fresnel, « Lasers à fibre Brillouin multi-Stokes : cohérence et caractérisation en bruit », UNIVERSITÉ DE RENNES 1, Lannion, 2017.

[Sahni 2018] M. O. Sahni, « Contribution à l'étude de techniques pour l'affinement spectral de lasers: application aux diodes à blocage de modes destinées aux télécommunications optiques cohérentes », Thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2018.

[Shirley _1980] J H Shirley, *Recoil effects on Doppler-free lineshapes in nonlinear spectroscopy*, J. Phys. B 13, 1537-1550, (1980).

[Shirley 1982] J. H. Shirley, "Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy," *Opt. Lett.* 7, 537-539 (1982).

[Shirley 1982] Jon H. Shirley, "Modulation transfer processes in optical heterodyne saturation spectroscopy," *Opt. Lett.* 7, 537-539 (1982)

[Siegman 1986] A. Siegman, « Lasers », Mill Valley, Californie: University Science Books, 1986.

[Sooudi 2011] Ehsan Sooudi et al., « Injection-Locking Properties of InAs/InP-Based Mode-Locked Quantum-Dash Lasers at 21 GHz », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 23, No. 20, pp. 1544-1546, 2011.

[Sooudi 2012] E. Sooudi et al., « Optical Frequency Comb Generation Using Dual-Mode Injection-Locking of Quantum-Dash Mode-Locked Lasers: Properties and Applications », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 48, No. 10, pp. 1327-1338, 2012.

[Sooudi 2013] E. Sooudi et al., « A Novel Scheme for Two-Level Stabilization of Semiconductor Mode-Locked Lasers Using Simultaneous Optical Injection and Optical Feedback », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 19, No. 4, 2013.

[Stenholm _1974] S Stenholm, Recoil effects in quantum electronics: the nonlinear molecular response, *J. Phys. B* 7(11), 1235-1254, (1974).

[Stokes 1982] L. F. Stokes, M. Chodorow, et H. J. Shaw, « All-single-mode fiber resonator », *Opt. Lett.*, vol. 7, n° 6, p. 288, juin 1982, doi: [10.1364/OL.7.000288](https://doi.org/10.1364/OL.7.000288).

[Telle 2002] H. R. Telle, B. Lipphardt, et J. Stenger, « Kerr-lens, mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements », *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 74, n° 1, p. 1-6, janv. 2002, doi: [10.1007/s003400100735](https://doi.org/10.1007/s003400100735).

[Venkatesan 2016] V. P. Venkatesan, « Optical frequency comb generation using InP based

quantum-dash/ quantum-well single section mode-locked lasers », Télécom SudParis, 2016.

[Wallerand 1997] Jean-Pierre Wallerand, “Spéctroscopie à ultra haute resolution dans l’iode moléculaire”, thèse de doctorat, Conservatoire national des arts et métiers, 1997

[Wang2014] C. Wang, B. Lingnau, K. Lüdge, J. Even, et F. Grillot, « Enhanced dynamic performance of quantum dot semiconductor lasers operating on the excited state », *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 50, no 9, p. 1-9, 2014.

[Wong 1985] N.C. Wong et al., “Servo control of amplitude modulation in frequency-modulation spectroscopy: demonstration of shot-noise limited detection”, *JOSA B*, 2(9)1527-1533 (1985)

[Xie 1989] 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, 4552–4554 (1989).

[Xu 2019] : D. Xu *et al.*, « Two-Branch Fiber Link for International Clock Networks », *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 68, n° 6, p. 2195-2200, juin 2019, doi: [10.1109/TIM.2018.2886865](https://doi.org/10.1109/TIM.2018.2886865).

[Yee1994] W. M. Yee et K. A. Shore, « Nearly degenerate four-wave mixing in laser diodes with nonuniform longitudinal gain distribution », *JOSA B*, vol. 11, no 7, p. 1221-1228, 1994.

[Young 1999] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist, “Visible lasers with subhertz linewidths,” *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3799–3802 (1999).

[Z.Li 2014] Z. Li et al., “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)

Référence de fréquence à 1.5 µm et transfert de stabilité pour l'étude de l'injection optique d'un laser à semi-conducteur

Résumé

Ce travail de thèse porte sur le développement d'un dispositif complet pour l'étude et la caractérisation de la stabilisation en fréquence par injection optique d'un peigne de fréquences compact à verrouillage passif de modes. Le dispositif est basé sur des technologies fibrées dans une perspective de compacité des montages et comprend trois parties.

Une référence de fréquence fibrée à 1542 nm basée sur la stabilisation d'un laser sur un signal d'absorption saturée de $^{13}\text{C}_2\text{H}_2$. Une stabilité en fréquence de l'ordre de 10^{-13} entre 1 et 10^4 s de temps d'intégration est démontrée.

Une cavité en anneau fibrée pour le transfert de stabilité de fréquence vers le peigne de fréquences à 1550 nm. La cavité présente une stabilité intrinsèque de $6 \cdot 10^{-15}$ à 10 s et a permis de démontrer un transfert de stabilité sur 30 GHz vers deux diodes laser accordables au niveau de $4 \cdot 10^{-14}$ à 1 s.

Enfin, un banc de caractérisation qui a permis d'obtenir les premiers résultats de la stabilité à long terme des modes optiques du peigne injecté par une source mono fréquence très stable.

Dans l'ensemble, ces travaux ont permis de démontrer le potentiel mais aussi les limites des composants fibrés à 1,55 µm pour la réalisation de dispositifs métrologiques compacts dans la perspective de réaliser des dispositifs transportables.

Mots-clés :Métrologie des fréquences, stabilisation en fréquence de laser, spectroscopie, Acétylène, cavité, peigne de fréquence, injection optique, optique fibrée, infrarouge, laser, instrumentation.

Frequency reference at 1.5 µm and stability transfer for the study of optical injection of a mode-locked laser diode

The subject of this thesis work is the development of a complete setup for the study and characterization of frequency stabilization by optical injection of a compact passive mode-locked laser diode. The experiment includes a fibre frequency reference at 1542 nm based on the stabilization of a laser on a saturated absorption signal of C_2H_2 . The stability transfer device (a 200 m long fibre ring cavity) to the frequency comb at 1550 nm and the characterization bench that allowed to obtain the first results of the long-term stability of the optically injected comb. Low power optical injection locking is achieved using a tunable and very stable single frequency source. All the developed devices are based on commercial fiber optics components. Overall, this work has demonstrated the potential but also the limits of 1.55 µm fiber components for the realization of compact and transportable metrological devices.

Keywords : Frequency metrology, spectroscopy, Acetylene, laser stabilization, cavity, frequency combs, optical injection, fiber optics, laser, infrared, instrumentation.