



HAL
open science

Laser à semiconducteur pompé optiquement bifréquence pour les horloges à atomiques à piégeage cohérent d'atomes de Césium

Paul Dumont

► **To cite this version:**

Paul Dumont. Laser à semiconducteur pompé optiquement bifréquence pour les horloges à atomiques à piégeage cohérent d'atomes de Césium. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLO012 . tel-01469227

HAL Id: tel-01469227

<https://pastel.hal.science/tel-01469227>

Submitted on 16 Feb 2017

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.

NNT 2016SACLO012

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY

préparée à

L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°572

Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

par

Paul DUMONT

Laser à semiconducteur pompé optiquement bifréquence pour les horloges atomiques à piégeage cohérent d'atomes de césium

Thèse soutenue à Palaiseau, le 8 décembre 2016.

Composition du Jury :

Mme.	ANNE AMY-KLEIN	Professeur des Universités LPL, Université Paris 13	(Rapporteuse)
M.	ARNAUD GARNACHE	Directeur de recherche IES, Université de Montpellier	(Rapporteur)
M.	GIORGIO SANTARELLI	Ingénieur de recherche LP2N, Université de Bordeaux	(Examineur)
M.	MARC BRUNEL	Professeur des Universités IPR, Université de Rennes 1	(Président)
Mme.	SOPHIE BOUCHOULE	Chargée de recherche C2N, Université Paris-Saclay	(Examinatrice)
Mme.	GAËLLE LUCAS-LECLIN	Maître de conférences LCF, Université Paris-Saclay	(Co-encadrante de thèse)
M.	PATRICK GEORGES	Directeur de recherche LCF, Université Paris-Saclay	(Dir. de thèse)
M.	JEAN-MARC LESAGE	Ingénieur DGA, Maîtrise de l'information	(Membre invité)

Table des matières

Introduction générale	5
I De l'horloge atomique au VECSEL bifréquence	9
1 Horloges atomiques	10
1.1 Généralités	10
1.2 Principe de fonctionnement	10
1.3 Caractérisation de la fréquence d'horloge	11
1.4 Stabilité de fréquence d'une horloge atomique	11
1.5 Horloges à piégeage cohérent d'atomes	12
2 Sources laser pour les horloges atomiques à césium	18
2.1 Systèmes laser utilisés dans les horloges CPT	18
2.2 Lasers bifréquences et bipolarisés	23
2.3 Lasers à semiconducteur en cavité externe pompés optiquement	26
3 Conclusion	32
II Conception du VECSEL bifréquence	33
1 Conception de la cavité bifréquence	35
1.1 Description de la cavité	35
1.2 Sélection d'un mode transverse	35
1.3 Sélection d'un mode longitudinal et accordabilité de la longueur d'onde	36
1.4 Émission bipolarisée et bifréquence	38
1.5 Accordabilité continue de la différence de fréquence	42
1.6 Sélection de la différence de fréquence par l'étalon	45
2 Conception de la structure semiconductrice	52
2.1 Description de la structure	52
2.2 Gain modal	55
3 Réalisation d'un démonstrateur de VECSEL bifréquence	68
3.1 Description complète du laser	68
3.2 Conception mécanique du prototype	70
3.3 Caractérisation expérimentale de l'émission bifréquence	71
4 Conclusion	77
III Stabilisation et étude des bruits du VECSEL bifréquence.	79
1 Montage expérimental et asservissement du laser	81
1.1 Stabilisation de la longueur d'onde sur une transition atomique du césium	81
1.2 Asservissement de la différence de fréquence	83
2 Bruit d'intensité laser	86
2.1 Définition	86
2.2 Modélisation et transfert du bruit de pompe vers le laser	86
2.3 Mesure expérimentale du <i>RIN</i>	92
2.4 Corrélation des bruits d'intensité	93
3 Bruit de fréquence du laser	95

3.1	Définition	95
3.2	Modélisation	95
3.3	Mesure expérimentale du bruit de fréquence	99
3.4	Corrélation des bruits de fréquence	100
3.5	Largeur de raie laser	102
4	Bruit de phase du signal de battement	106
4.1	Définition	106
4.2	Modélisation	106
4.3	Mesure expérimentale du bruit de phase	108
5	Conclusion	112
IV Stabilité de fréquence de l'horloge CPT à VECSEL bifréquence : estimation et améliorations		113
1	Piégeage cohérent d'atomes de césium	114
1.1	Montage expérimental	114
1.2	Résonance CPT et estimation de la stabilité de fréquence	115
2	Impact des bruits laser sur la stabilité court-terme	119
2.1	Bruit d'intensité laser	119
2.2	Bruit de fréquence laser	119
2.3	Bruit de phase radiofréquence	120
2.4	Budgets de bruits	120
3	Perspectives d'amélioration du VECSEL bifréquence	122
3.1	Réduction de l'impact du bruit d'intensité laser	122
3.2	Amélioration des structures semiconductrices	127
4	Conclusion	140
Conclusion et perspectives		141
Liste des publications de l'auteur		145
Bibliographie		147

Introduction générale

Valait-il mieux être un scientifique à la fin des années cinquante ou dans les années 2010 ? Si la décennie en cours constitue déjà un cru exceptionnel, marquée par la découverte du Boson de Higgs en 2012 puis celle des ondes gravitationnelles cette année, la période 1955-1960 a été tout autant prolifique pour la science : la première horloge atomique à césium a été fabriquée au NIST en 1957 [Essen 57], et quelques années plus tard Theodore Maiman a réalisé le premier laser [Maiman 60]. Cinquante ans après, ces objets sont devenus indispensables à la vie de nos sociétés mondialisées.

L'application la plus emblématique des horloges atomiques est probablement la navigation par satellites. Face aux contraintes liées à une utilisation embarquée, les horloges atomiques ont dû s'adapter : elles sont devenues compactes, fiables et faiblement consommatrices d'énergie, tout en conservant des performances en terme de stabilité suffisantes pour minimiser l'erreur de positionnement. Ainsi, pour respecter les cahiers des charges toujours plus exigeants des prochaines générations de satellites, les stabilités de fréquence relative des horloges devront atteindre des niveaux de quelques 10^{-13} à 1 seconde, c'est-à-dire le niveau nécessaire pour obtenir une précision métrique de positionnement. Pour une horloge à atomes de césium dont la fréquence d'horloge est environ 9 GHz, cela représente une fluctuation de fréquence inférieure au millihertz. Pour atteindre de telles performances, les horlogers peuvent compter sur l'aide des laseristes. En effet, les lasers sont des outils privilégiés pour manipuler les atomes grâce à leur capacité unique de combiner des faisceaux à la fois puissants et très fins spectralement. Par exemple, l'horloge HORACE utilise des lasers pour refroidir des atomes piégés dans une cavité micro-onde [Esnault 10]. Dans le cas des horloges à piégeage cohérent d'atomes qui nous intéressent particulièrement ici, les lasers ont un rôle plus central encore puisqu'ils permettent d'interroger et de sonder directement les atomes.

Développées à partir des années 2000, les horloges à piégeage cohérent d'atomes, appelées aussi horloges CPT pour « Coherent Population Trapping », ont bouleversé le paysage des horloges atomiques. À partir de ce concept, deux voies de travail ont été explorées. La première a abouti à la réalisation d'horloges atomiques miniatures présentant un volume occupé inférieur à 15 cm^3 mais dont les performances sont relativement limitées (stabilité relative de fréquence de quelques 10^{-11} à 1 seconde). La deuxième, qui est celle que nous étudierons pour nos travaux, porte sur la réalisation d'horloges compactes (volume inférieur à 20 litres) de hautes performances. Dans ce domaine, les meilleurs prototypes d'horloges de laboratoire démontrent des stabilités records de quelques 10^{-13} à 1 seconde, malheureusement limitées par les bruits du ou des lasers utilisés pour l'interrogation. Par conséquent, il y a encore aujourd'hui un enjeu important à développer des systèmes laser à faible bruit d'intensité et de fréquence, compacts de surcroît, afin de se rapprocher de la limite fondamentale de ces horloges fixée par le bruit de photons du laser à une stabilité ultime proche de 10^{-14} à 1 seconde.

Dans le cas des atomes de césium, réaliser un piégeage cohérent nécessite tout d'abord deux champs laser accordés sur une transition optique (à 895 nm sur la raie D1, ou à 852 nm sur la raie D2). Très naturellement, et à cause des contraintes de compacité, de fiabilité et de consom-

mation électrique, les sources laser à semiconducteur sont privilégiées pour les horloges CPT, notamment les diodes laser à base d'InGaAs ou de GaAs. Ensuite, la différence de fréquence entre les deux champs laser doit être exactement de 9 192 631 770 Hz, soit la fréquence de la transition d'horloge de l'atome de césium. Pour générer ce type de champ laser dit bifréquence, deux solutions sont considérées actuellement. La première consiste à moduler une source laser à 4,6 GHz environ dans le but de générer des bandes latérales dont l'écart correspond à la fréquence d'horloge. Cette technique est notamment rendue possible grâce à la très grande bande passante des diodes laser. La deuxième nécessite de verrouiller en phase un laser esclave sur un laser maître afin de maintenir constant l'écart en fréquence entre les deux lasers.

À partir de 2007, une nouvelle proposition de système laser a été envisagée pour les horloges CPT, basée sur l'utilisation d'un unique laser bifréquence. Ces travaux ont démarré dans le cadre du projet 2POLEV (Two-POLarisation VECSEL for the generation of two-Frequency beams) soutenu par l'ANR, coordonné par Thales Research and Technology (TRT) et regroupant le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN), le Laboratoire Aimé Cotton, le SYRTE de l'Observatoire de Paris et le Laboratoire Charles Fabry (LCF). L'objectif de ce projet était de combiner deux technologies nouvelles pour les horloges CPT : les lasers à émission bifréquence et bipolarisée et les lasers à semiconducteur en cavité externe (VECSEL). Les lasers bifréquences et bipolarisés émettent à partir d'une même cavité deux modes laser cohérents dont l'écart en fréquence évolue de quelques gigahertz à plusieurs térahertz selon les configurations choisies [Baili 09b, Loas 14]. Il est ainsi envisageable de réaliser un laser bifréquence capable d'effectuer directement l'interrogation CPT des atomes avec une unique source et sans besoin de moduler la source. De plus, en sortie du laser, les deux modes sont polarisés linéairement et perpendiculairement, ce qui est bénéfique à l'efficacité du piégeage comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit. Quant aux VECSELS pompés optiquement, ils forment une classe à part de lasers à semiconducteur. Ils combinent les avantages des lasers à semiconducteur classiques et ceux des lasers à solide pompés optiquement grâce à l'utilisation d'une cavité externe permettant d'émettre de fortes puissances dans un faisceau monomode transverse. La cavité externe offre aussi la possibilité d'ajouter des éléments intracavité afin de contrôler l'émission. Ces lasers peuvent fonctionner sous certaines conditions en régime monofréquence et présentent alors des largeurs de raie théoriques extrêmement faibles. Des VECSELS monofréquences à 852 nm ont ainsi été démontrés dans le cadre d'une précédente collaboration entre le LPN, l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES) et le LCF [Cocquelin 09b].

Le projet 2POLEV a abouti en 2012 à la réalisation d'un premier prototype opérationnel de VECSEL bifréquence à 852 nm [Camargo 12]. Nous proposons dans le cadre de ces travaux de thèse effectués au Laboratoire Charles Fabry d'en prendre la suite. Les objectifs fixés consistent dans un premier temps à identifier les forces et faiblesses du prototype réalisé et d'apporter, si nécessaire, les modifications en vue de réaliser la première démonstration de fonctionnement du laser sur une expérience de piégeage cohérent d'atomes de césium. Puis, dans le but de quantifier le potentiel de cette nouvelle source laser par rapport aux systèmes laser « classiques » des horloges CPT, nous évaluerons l'impact du laser bifréquence sur une horloge atomique.

Le manuscrit est découpé en 4 chapitres :

Le chapitre 1 présentera tout d'abord un état de l'art des horloges CPT et des systèmes laser traditionnellement utilisés pour celles-ci. Nous effectuerons ensuite un tour d'horizon des lasers à émission bifréquence puis des VECSELS et détaillerons, pour chacune de ces technologies, les avantages qu'elles présentent pour le piégeage cohérent d'atomes.

Le deuxième chapitre sera consacré à la description du prototype de laser à semiconducteur bifréquence. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux propriétés de la cavité bifréquence afin de définir l'architecture la plus adaptée à nos besoins. Nous étudierons ensuite la structure semiconductrice du laser ainsi que son gain, paramètre crucial pour les performances du laser. Pour finir, nous présenterons de façon exhaustive les caractéristiques du prototype réalisé.

Le chapitre 3 détaillera dans une première partie le dispositif expérimental utilisé pour stabiliser l'émission du VECSEL bifréquence sur les transitions du césium. Nous caractériserons par la suite les trois sources de bruits du laser : le bruit d'intensité laser, le bruit de fréquence optique et le bruit de phase micro-onde du signal de battement généré par l'interférence des deux modes. Pour chacun de ces bruits, nous proposerons une étude théorique afin d'identifier leurs sources principales.

Finalement, le quatrième et dernier chapitre présentera les premiers résultats obtenus lors d'une expérience de piégeage cohérent d'atomes. Nous en déduirons la meilleure stabilité d'horloge issue des résultats expérimentaux. Nous établirons ensuite un budget de bruits de l'horloge afin de calculer l'impact sur l'horloge de chacun des bruits du laser caractérisé au chapitre trois. Après avoir identifié les limitations majeures, nous présenterons plusieurs pistes d'amélioration du laser bifréquence.

Chapitre I

De l'horloge atomique au VECSEL bifréquence

Objectifs

Ce chapitre présente, dans un premier temps, un état de l'art des horloges atomiques micro-onde en s'intéressant plus particulièrement à celles employant le piégeage cohérent d'atomes. Le principe de cette technique ainsi que ses avantages seront détaillés, puis une définition des besoins laser de ces horloges sera présentée. La seconde partie s'intéresse aux systèmes laser actuellement utilisés dans les horloges à piégeage cohérent d'atomes, pour ensuite proposer une solution alternative reposant sur une source laser bifréquence et bipolarisée. Enfin, les lasers à semiconducteur en cavité externe pompés optiquement seront présentés et leur intérêt pour la spectroscopie atomique sera détaillé.

Sommaire

1 Horloges atomiques	10
1.1 Généralités	10
1.2 Principe de fonctionnement	10
1.3 Caractérisation de la fréquence d'horloge	11
1.4 Stabilité de fréquence d'une horloge atomique	11
1.5 Horloges à piégeage cohérent d'atomes	12
1.5.1 Théorie et principe du piégeage cohérent d'atomes	12
1.5.2 Intérêt du CPT pour les horloges atomiques compactes	13
1.5.3 Schémas d'interrogation et polarisation des faisceaux	14
1.5.4 État de l'art des horloges CPT	16
2 Sources laser pour les horloges atomiques à césium	18
2.1 Systèmes laser utilisés dans les horloges CPT	18
2.1.1 Définition des besoins laser	18
2.1.2 Sources laser	19
2.1.3 Génération du champ optique bifréquence	21
2.2 Lasers bifréquences et bipolarisés	23
2.2.1 Principe général	23
2.2.2 Des premiers travaux aux lasers bifréquences à bas bruit	24
2.3 Lasers à semiconducteur en cavité externe pompés optiquement	26
2.3.1 Principe général	26
2.3.2 Les éléments clés d'un VECSEL pompé optiquement	27
2.3.3 Des premiers développements à la montée en puissance	28
2.3.4 VECSELs monofréquences	30
3 Conclusion	32

1 Horloges atomiques

1.1 Généralités

Depuis l'émergence de la mécanique quantique au XX^{ème} siècle il est établi que la transition d'un état atomique à un autre définit une résonance associée à une fréquence ν proportionnelle au différentiel d'énergie ΔE entre les deux niveaux. Cette relation est fixée par la loi de Bohr $\Delta E = h\nu$ où $h = 6,626 \times 10^{-34}$ J.s est la constante de Planck. Dans l'état actuel de nos connaissances, ces niveaux d'énergies sont stables et universels : ils constituent par conséquent des candidats privilégiés pour la mesure du temps. Depuis la première réalisation d'une horloge à césium par Essen et Parry dans les années 50 [Essen 57], l'atome de césium 133 s'est imposé pour la réalisation d'horloges atomiques notamment grâce à son abondance naturelle, sa facilité de manipulation et sa transition hyperfine dans le domaine micro-onde, accessible au regard des technologies de l'époque. Ainsi en 1967, suite à la 13^{ème} Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM), la seconde a été redéfinie comme étant *la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133*, faisant dès lors des horloges atomiques à césium des étalons primaires de fréquence.

1.2 Principe de fonctionnement

Une horloge atomique est un dispositif physique fournissant un signal périodique dont la fréquence est très stable et connue avec une très grande précision. Dans le cas d'une horloge à résonateur passif, elle est composée de deux éléments : une référence atomique de fréquence ν_{at} associée à une transition entre deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 tel que $E_2 - E_1 = h\nu_{at}$, et un oscillateur macroscopique délivrant le signal utile à la fréquence ν proche de ν_{at} (Fig. I.1). Les horloges atomiques micro-onde à base de césium utilisent la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental ${}^6S_{1/2}, F = 3 \rightarrow {}^6S_{1/2}, F = 4$ dont la fréquence associée est de 9,19 GHz. Les oscillateurs utilisés sont donc généralement des chaînes de synthèse de fréquence basées sur un oscillateur à quartz ultra-stable à 10 ou 100 MHz [Danet 14a].

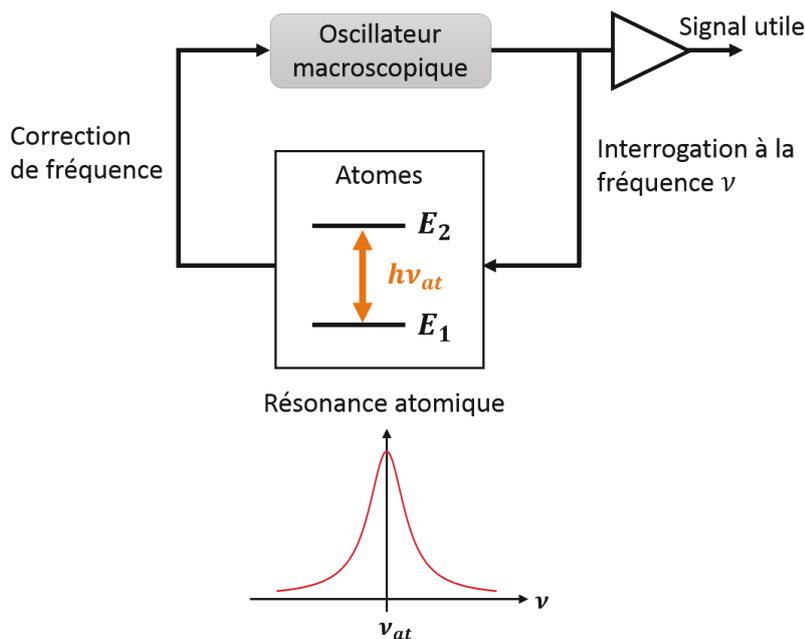


FIGURE I.1: Principe de fonctionnement d'une horloge atomique.

Dans le but de corriger les fluctuations et dérives de fréquence de l'oscillateur, on enregistre

la réponse de l'atome à l'interrogation de la transition $E_1 \rightarrow E_2$ par le signal de l'oscillateur. Cette réponse est proportionnelle au désaccord $\delta_{RF} = \nu - \nu_{at}$. Ce processus de comparaison à la référence atomique est répété périodiquement afin de générer un signal de rétroaction : c'est l'asservissement de la fréquence de l'oscillateur sur la référence atomique. De cette manière la stabilité de fréquence de la référence est transférée à l'oscillateur qui dès lors peut être utilisé pour délivrer le signal aux utilisateurs.

1.3 Caractérisation de la fréquence d'horloge

Afin d'étudier la qualité du signal délivré par l'horloge, on décrit la fréquence d'horloge $\nu(t)$ de la manière suivante :

$$\nu(t) = \nu_{at} \times [1 + \epsilon + y(t)], \quad (\text{I.1})$$

où ν_{at} est la fréquence de la transition atomique non perturbée, tandis que les grandeurs ϵ et $y(t)$ permettent de définir respectivement l'exactitude et la stabilité. La quantité ϵ quantifie l'écart (en valeur relative) entre la fréquence moyenne du signal et ν_{at} . L'exactitude correspond à l'incertitude de mesure sur ϵ , c'est-à-dire sur la différence entre la fréquence de transition mesurée et la fréquence théorique non perturbée. La quantité $y(t)$ quant à elle mesure les fluctuations relatives de fréquence du signal. Cette grandeur quantifie la capacité de l'horloge à reproduire la même fréquence au cours du temps.

Le déplacement de fréquence ϵ a pour origine des effets systématiques qui perturbent de façon déterministe le processus d'interrogation. Ces effets sont contrôlés et peuvent être estimés en modifiant les paramètres de fonctionnement de l'horloge (température, champ magnétique, intensité lumineuse incidente aux atomes etc.). La démarche d'évaluation de l'exactitude ne sera pas détaillée ici et la performance d'une horloge atomique sera résumée par la suite à sa seule stabilité relative de fréquence $y(t)$.

1.4 Stabilité de fréquence d'une horloge atomique

La caractérisation de la stabilité de fréquence d'une horloge atomique repose sur un outil d'analyse statistique communément appelé la variance d'Allan du nom du chercheur, D. W. Allan qui l'a pour la première fois introduite [Allan 66]. Cet outil est couramment utilisé pour caractériser la stabilité de fréquence de tout signal temporel.

Considérons un échantillon de mesure de la stabilité $y(t)$ scindé en sous-échantillons d'indice k . On appelle $\overline{y_k}$ les valeurs moyennes des fluctuations du signal $y(t)$ sur ces sous-échantillons d'intervalles successifs $[t_k; t_{k+1}]$, tel que $t_{k+1} - t_k = \tau$. Par définition :

$$\overline{y_k} = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt. \quad (\text{I.2})$$

La variance d'Allan du signal $y(t)$ s'exprime alors comme :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow +\infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\overline{y_{k+1}} - \overline{y_k})^2 \right\}, \quad (\text{I.3})$$

et est représentée en fonction de la durée de mesure τ . La quantité $\sigma_y(\tau)$ correspond donc à l'écart-type d'Allan.

Par la suite, nous appellerons $\sigma_y(\tau)$ la stabilité de fréquence relative du signal d'horloge. La force de la variance d'Allan est d'établir une différenciation entre les différents types de bruits (bruit blanc de phase, bruit blanc de fréquence, dérive de fréquence etc.) selon la pente d'évolution de celle-ci avec la durée de mesure τ (Fig. I.2) [Allan 16]. Pour la grande majorité des horloges atomiques, la stabilité court-terme, c'est-à-dire sur des échelles de temps inférieures à 1000 ou 10 000 secondes, présente une pente d'évolution en $\tau^{-1/2}$ caractéristique des bruits blancs de fréquence. Son expression est donnée par la formule [Kozlova 12] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_{at}} \frac{\sigma_S}{\left(\frac{\delta S(\nu)}{\delta \nu}\right)_{\delta \nu_{1/2}}} \tau^{-1/2}, \quad (\text{I.4})$$

où σ_S est l'écart type des fluctuations du signal détecté S , issu de la réponse atomique, mesuré sur une bande passante de 1 Hz et $\left(\frac{\delta S(\nu)}{\delta \nu}\right)_{\delta \nu_{1/2}}$ est la pente du signal de résonance atomique calculé à mi-hauteur.

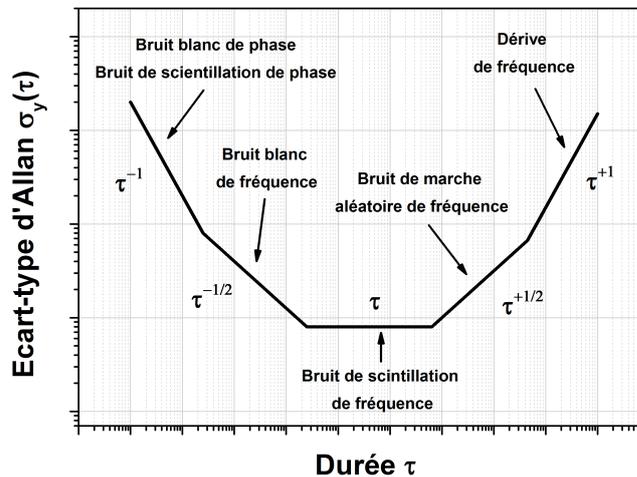


FIGURE I.2: Représentation de l'écart-type d'Allan sur une échelle bi-logarithmique met en évidence les différents types de bruits selon la pente d'évolution avec la durée de la mesure τ [Allan 16].

1.5 Horloges à piégeage cohérent d'atomes

Le piégeage cohérent d'atomes (abrégé dans la suite du manuscrit par l'acronyme anglais CPT pour *Coherent Population Trapping*) est un phénomène découvert en 1976 par Alzetta et ses collègues et qui est aujourd'hui utilisé pour réaliser des horloges atomiques micro-onde [Alzetta 76]. Son développement a permis la réalisation d'horloges à la fois performantes, compactes (voire miniatures) et à faible consommation d'énergie.

1.5.1 Théorie et principe du piégeage cohérent d'atomes

Le piégeage cohérent d'atomes, appliqué à une horloge atomique micro-onde, consiste à interroger optiquement la transition d'horloge grâce à deux faisceaux laser résonants avec un état excité commun [Vanier 05] et dont la différence de fréquence optique est égale à la fréquence d'horloge (Fig. I.3).

Considérons une représentation simplifiée du diagramme énergétique de l'atome de césium constitué de trois niveaux atomiques : les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental, notés

$|1\rangle$ et $|2\rangle$, et un troisième niveau correspondant à un état excité $|3\rangle$. La transition du niveau fondamental à l'état excité correspond à une transition optique qui peut être soit la transition D1 (895 nm), soit la transition D2 (852 nm) [Steck 03]. L'effet CPT est obtenu par interaction de ce système avec un champ électromagnétique bichromatique, dit aussi bifréquence. Ce champ électromagnétique permet de coupler les deux niveaux fondamentaux à l'état excité commun. Un tel système est appelé système- Λ (Fig. I.3). Afin de décrire le couplage entre les niveaux atomiques induit par le champ bifréquence, nous introduisons deux nouveaux états, $|C\rangle$ (pour *couplé*) et $|NC\rangle$ (pour *non couplé*), définis comme des superpositions cohérentes des états $|1\rangle$ et $|2\rangle$. Dans le cas où le désaccord micro-onde $\delta_{RF} = (\nu_1 - \nu_2) - \nu_{at}$ est nul, et lorsque la phase relative entre les champs $\delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ est un multiple entier de π , la transition $|NC\rangle \rightarrow |3\rangle$ est impossible : l'état $|NC\rangle$ est découplé du champ électromagnétique bifréquence. L'atome ne peut alors plus absorber de photons et reste piégé dans l'état $|NC\rangle$. On appelle donc l'état $|NC\rangle$ un état noir [Arimondo 96]. Typiquement, l'atome tombe dans l'état noir à partir du niveau $|3\rangle$ suite à un processus d'émission spontanée. Ainsi, après plusieurs cycles d'excitation par le champ bifréquence puis de désexcitation spontanée, toute la population d'atomes est pompée dans l'état noir. Dans la pratique, l'efficacité du piégeage est limitée par la durée de vie de l'état noir, elle-même liée au temps de vie de la cohérence entre les deux niveaux fondamentaux.

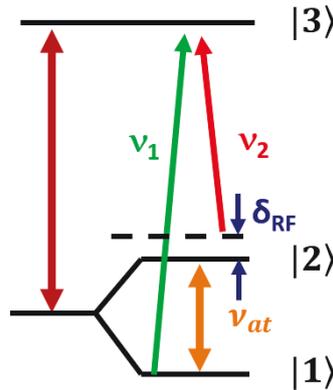


FIGURE I.3: Système atomique à 3 niveaux en schéma Λ . $|1\rangle$, $|2\rangle$ et $|3\rangle$ sont les 3 niveaux du système atomique de départ où les niveaux 1 et 2 sont les deux sous-niveaux de la structure hyperfine de l'état fondamental. ν_1 et ν_2 sont les fréquences optiques du champ laser bifréquence. ν_{at} est l'écart entre les niveaux 1 et 2. δ_{RF} est le désaccord micro-onde entre la différence des fréquences $(\nu_1 - \nu_2)$ et ν_{at} .

1.5.2 Intérêt du CPT pour les horloges atomiques compactes

Le piégeage cohérent d'atomes présente de multiples avantages pour réaliser des horloges atomiques à la fois compactes et performantes. Le premier réside dans la simplicité du dispositif : un système laser (que nous étudierons dans la partie 2.1) génère le champ laser bifréquence est transmis au travers d'une vapeur de césium confinée dans une cellule à température ambiante (Fig. I.4). Le piégeage des atomes dans l'état noir génère un pic de transmission de la cellule au milieu de la courbe d'absorption Doppler (Fig. I.5(a)). La résonance de transparence induite est alors utilisée comme discriminateur de fréquence afin d'asservir la fréquence de l'oscillateur sur la fréquence d'horloge ν_{at} (Fig. I.5(b)). L'oscillateur est ensuite utilisé pour imposer

l'écart en fréquence entre les modes optiques. Par rapport à d'autres architectures d'horloges atomiques micro-onde plus classiques (horloges à jet, fontaines à atomes froids), le fonctionnement de l'horloge est simplifié puisque les étapes de préparation des atomes, d'interrogation micro-onde puis de détection de la résonance ne sont pas nécessaires : tous ces processus sont assurés par l'interrogation optique. De plus les horloges CPT ne requièrent pas l'utilisation de cavités micro-onde dont les dimensions typiques sont de l'ordre de plusieurs centimètres. C'est pourquoi, à performance égale, le volume occupé par les horloges CPT est généralement réduit. Ce sont justement ces ruptures technologiques qui ont permis l'émergence des horloges miniatures (cf. 1.5.4).

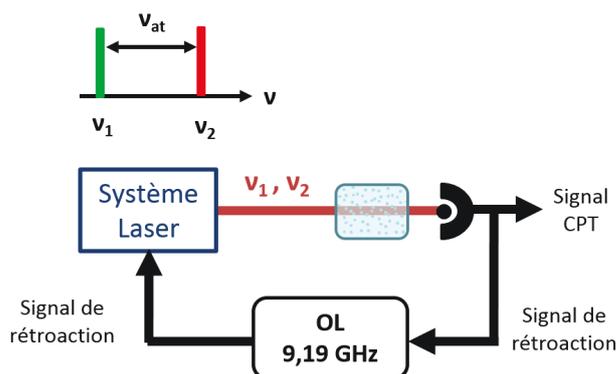


FIGURE I.4: Schéma de principe d'une horloge atomique à piégeage cohérent d'atomes. OL : oscillateur local qui contrôle la différence de fréquence entre $\nu_2 - \nu_1$.

Malgré un montage relativement simple, les horloges CPT présentent des stabilités de fréquence à l'état de l'art des horloges atomiques compactes (quelques 10^{-13} à 1 seconde [Vanier 05]). Les performances des horloges CPT sont grandement dépendantes de la pente du discriminateur de fréquence $\left(\frac{\delta S(\nu)}{\delta \nu}\right)$ que l'on peut approximer par $A/\delta\nu_{1/2}$, le ratio entre l'amplitude de la résonance A et sa largeur à mi-hauteur $\delta\nu_{1/2}$ (Fig. I.5(b)). Si les contrastes des résonances CPT oscillent typiquement entre quelques % et plusieurs dizaines de % selon les conditions expérimentales, les largeurs de résonances sont en général comprises entre quelques centaines de hertz et quelques kilohertz environ. En effet, la largeur intrinsèque de la résonance est indépendante de la largeur des transitions optiques et ne dépend que de la durée de relaxation de la cohérence entre les deux niveaux de l'état fondamental. Par conséquent, il n'est pas nécessaire d'avoir des largeurs de raie laser très fines pour obtenir des résonances CPT étroites (plusieurs centaines de hertz) [Cyr 93, Wynands 99]. De plus, des techniques d'interrogation impulsionnelle de type Ramsey permettent de réduire les largeurs de résonance à une centaine de hertz environ [Ramsey 50, Zanon 05].

1.5.3 Schémas d'interrogation et polarisation des faisceaux

Dans le but de réduire la sensibilité des horloges atomiques au champ magnétique, il est d'usage d'exploiter la transition d'horloge ${}^6S_{1/2}, F=3 \rightarrow {}^6S_{1/2}, F=4$ entre les deux sous-niveaux Zeeman $m_F=0$. Cela nécessite d'appliquer un champ magnétique à la cellule contenant les atomes afin de lever la dégénérescence entre les sous-niveaux Zeeman. Dans le cas du césium, la population d'atomes piégés se répartit sur les 7 niveaux de la structure Zeeman ($m_F=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$) d'où l'obtention de 7 résonances CPT distinctes. Dans les horloges atomiques CPT traditionnelles, les atomes interagissent avec un faisceau laser de polarisation circulaire ce qui entraîne une fuite des atomes vers les sous-niveaux Zeeman extrêmes. La population d'atomes participant à la transition d'horloge $m_F=0$ est alors fortement réduite. On appelle ce schéma d'excitation de la résonance CPT le schéma σ_+ ou σ_- selon le sens de la polarisation circulaire

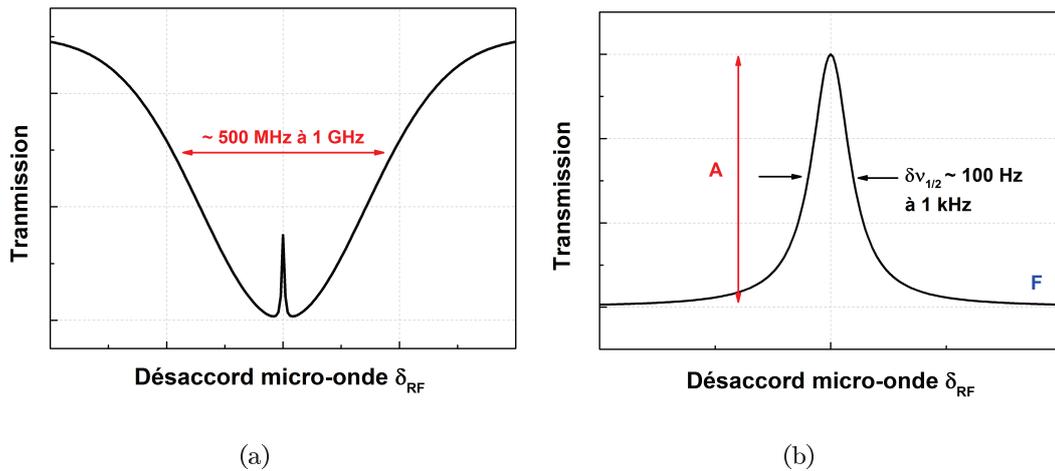


FIGURE I.5: Illustration d'une résonance CPT sur la transmission d'une cellule en fonction du désaccord micro-onde δ_{RF} . La forme de la résonance suit théoriquement une fonction lorentzienne d'amplitude A et de largeur à mi-hauteur $\delta\nu_{1/2}$. Le contraste C de la résonance CPT correspond à $C = A/F$ où F est le niveau du fond Doppler.

(Fig. I.6). Une voie d'amélioration des horloges CPT consiste à mettre en place des schémas d'excitation optimisés permettant de maximiser la population d'atomes sur les sous-niveaux Zeeman $m_F = 0$, et donc l'amplitude A de la résonance CPT.

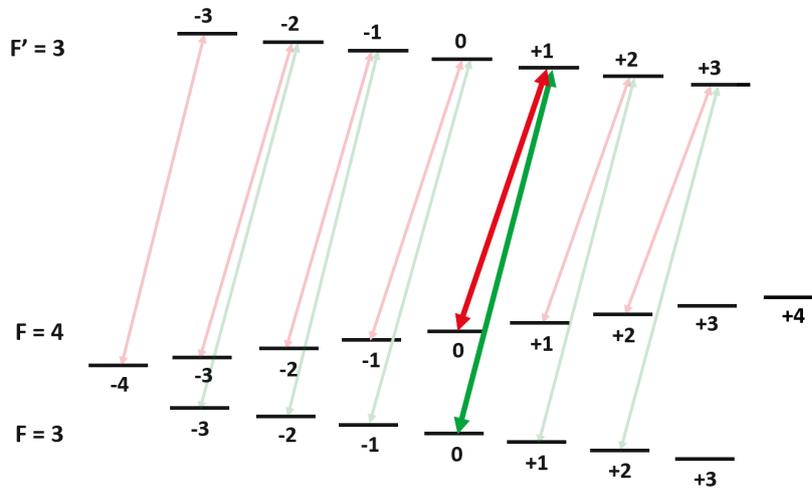


FIGURE I.6: Schéma d'excitation σ_+ de la résonance CPT.

C'est le cas du schéma $lin \perp lin$ où chaque fréquence optique du champ bichromatique est polarisée linéairement mais perpendiculairement par rapport à l'autre (Fig. I.7) [Zanon 05]. C'est également le cas de la technique dite *push-pull* introduite par l'équipe de Happer à Princeton [Jau 04] et qui consiste à éclairer les atomes, au rythme de la fréquence micro-onde d'horloge, avec une alternance de champs optique bifréquence de polarisation circulaire opposées (σ_+ et σ_-) et déphasés l'un par rapport à l'autre de π . En utilisant ces schémas de pompage optimisé, des contrastes de la raie CPT de l'ordre de 50% ont pu être démontrés [Zanon 05].

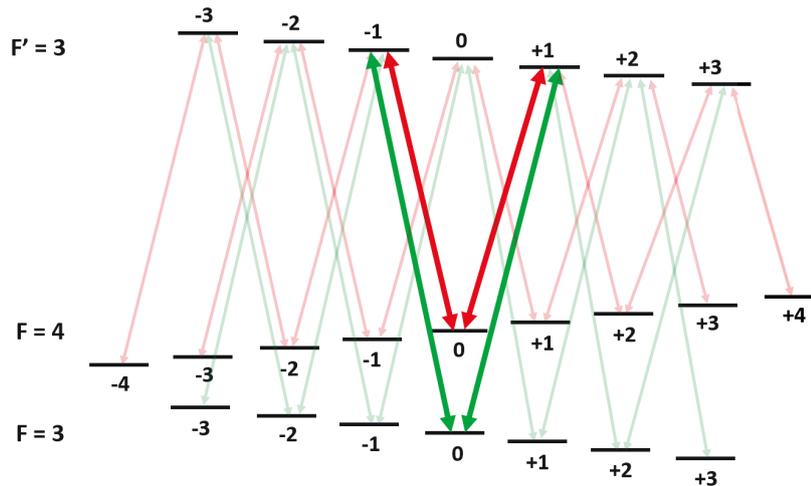


FIGURE I.7: Schéma d'excitation $lin \perp lin$ de la résonance CPT.

1.5.4 État de l'art des horloges CPT

Dans cette section, nous présentons un aperçu des réalisations d'horloges CPT en distinguant deux familles d'horloges : les micro-horloges et les horloges compactes de haute performance. Les micro-horloges ont un volume de quelques dizaines de cm^3 et une stabilité de fréquence de l'ordre de 10^{-11} sur une seconde. Elles sont destinées aux applications où le poids, le volume et la consommation énergétique sont des paramètres cruciaux comme dans les récepteurs GPS portables, civiles ou militaires. Les horloges compactes de haute performance regroupent les horloges d'un volume d'une dizaine de litres et d'une stabilité meilleure que 10^{-12} à 1 seconde. Elles trouvent des applications dans les systèmes embarqués comme par exemple dans les systèmes de positionnement GPS ou Galileo.

Micro-horloges CPT. Le développement de micro-horloges ou CSAC (*chip-scale atomic clock*) a été rendu possible par la combinaison de l'interrogation purement optique par CPT et des technologies MEMS (*micro electro mechanical systems*). L'interrogation optique CPT a tout d'abord permis de réduire les dimensions des horloges, là où, comparée à la technique de la double résonance radio-optique [Stefanucci 12], une cavité résonante micro-onde de dimension centimétrique est nécessaire. D'autre part, l'utilisation des méthodes de fabrication MEMS a rendu possible une miniaturisation extrême des composants de l'horloge et notamment des cellules contenant les vapeurs d'atomes.

Les premiers travaux sur les micro-horloges ont été lancés dans les années 2000 par l'équipe de John Kitching au NIST (National Institute of Standards and Technology) et ont débouché en 2004 par la réalisation d'un premier prototype [Knappe 04]. Le bloc physique de cette horloge, contenant la source laser, les optiques de mises en forme, la cellule et la photodiode, a un volume de seulement $9,5 \text{ mm}^3$. La stabilité de fréquence de l'horloge est mesurée à $2,5 \times 10^{-10}$ à une seconde et mieux que 10^{-11} sur une heure. Ces premières réalisations ont par la suite débouché fin 2011 à la première micro-horloge atomique disponible commercialement et vendue par la société Symmetricom, depuis rachetée par Microsemi. Cette horloge (CSAC SA-45) possède des caractéristiques très intéressantes : une stabilité de fréquence meilleure que 10^{-11} sur une journée dans un boîtier d'un poids de 35 g avec un volume de 17 cm^3 et une puissance de consommation inférieure à 120 mW.

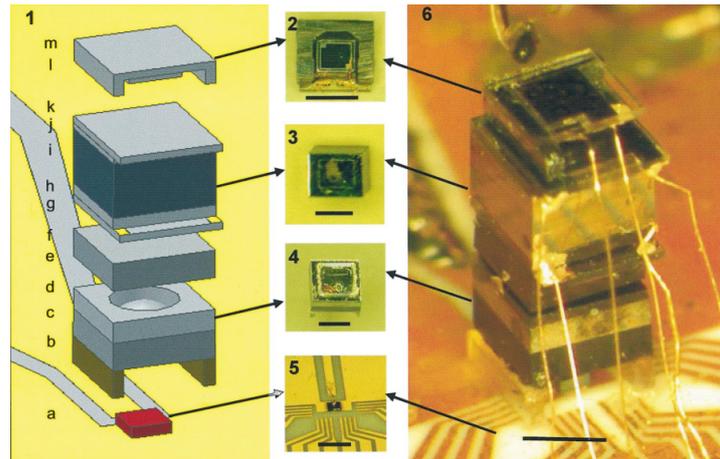


FIGURE I.8: Bloc physique du premier prototype de micro-horloge fabriqué au NIST en 2004 [Knappe 04]. (1) Schéma du montage, (2) Assemblage de la photodiode, (3) Cellule de césium, (4) Assemblage des optiques de mises en forme du faisceau, (5) Source laser à 852 nm, (6) Photographie du bloc physique.

Horloges CPT compactes de haute performance. Les horloges CPT les plus stables requièrent un signal d'horloge spectralement fin avec un fort rapport signal-à-bruit. Pour atteindre des stabilités de fréquence meilleures que 10^{-12} à une seconde, ces horloges utilisent des schémas d'excitation de la résonance CPT qui maximisent le contraste (*lin* \perp *lin* ou *push-pull*), parfois combinés à une interrogation impulsionnelle de type Ramsey. Récemment, plusieurs laboratoires en Europe ont réalisé des prototypes d'horloges de haute performance ayant des stabilités relatives de fréquence dans la gamme $1 - 3 \times 10^{-13}$ à 1 seconde (Table I.1). Le laboratoire LNE-SYRTE (Paris) développe depuis 2005 une horloge CPT impulsionnelle à césium dans une configuration d'excitation *lin* \perp *lin* [Zanon 05] et ont démontré des résonances CPT de 125 Hz de largeur à mi-hauteur avec un contraste de 12%. Les récents développements sur cette horloge, et plus particulièrement sur l'amélioration de la chaîne micro-onde, ont permis de démontrer une stabilité à court-terme de $3,2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 100 secondes [Danet 14c, Danet 14a]. En parallèle, FEMTO-ST (Besançon) a fabriqué une horloge CPT continue à césium utilisant un schéma d'interrogation *push-pull*. Les caractéristiques de la résonance CPT (contraste de 26% et largeur à mi-hauteur de 450 Hz), combinées à un système laser à faible bruit, leur ont permis d'atteindre une stabilité relative de fréquence de $2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ jusqu'à 100 secondes de temps d'intégration [Hafiz 15].

Actuellement, les stabilités à court-terme des horloges CPT sont limitées par la conversion du bruit d'intensité laser en bruit de fréquence d'horloge et, dans le cas des horloges impulsionnelles, par le bruit de phase du signal micro-onde transféré à l'horloge via l'effet Dick [Dick 87, Maleki 98]. Toutefois la marge de progression de ces horloges est encore grande puisque leur limite fondamentale, due au bruit de photons, est située à un niveau typique de stabilité de quelques 10^{-14} à 1 seconde. Dans l'hypothèse où les systèmes laser continueraient à se perfectionner pour réduire leur contribution au bruit de l'horloge, il est envisageable de voir apparaître à moyen-terme des horloges CPT à des niveaux de stabilité records pour des horloges à cellule, inférieurs à 1×10^{-13} à 1 seconde. C'est dans le contexte de ces développements d'horloges CPT de haute performance que se situe mon travail de thèse.

	SYRTE [Danet 14a]	FEMTO-ST [Hafiz 15]
Système laser	Deux diodes asservies en phase	Modulation d'une diode DFB
Longueur d'onde	895 nm	895 nm
Régime temporel	Pulsé	Continu
Type d'interrogation	<i>lin</i> \perp <i>lin</i>	<i>push-pull</i>
Contraste de la résonance CPT	12%	26%
Largeur à mi-hauteur de la résonance CPT	125 Hz	450 Hz
Stabilité de fréquence à 1 seconde	$3,2 \times 10^{-13}$	2×10^{-13}
Bruit(s) limitant(s)	Bruit d'intensité laser et bruit de phase du signal micro-onde	Bruit d'intensité laser

TABLE I.1: Comparaison des caractéristiques et performances des horloges CPT compactes à atomes de césium du SYRTE (Paris) et de FEMTO-ST (Besançon).

2 Sources laser pour les horloges atomiques à césium

Dans cette partie nous effectuerons un tour d'horizon des sources laser employées dans les horloges CPT compactes de haute performance, en nous intéressant notamment à la méthode employée pour générer le champ laser bifréquence et cohérent en phase. Nous présenterons ensuite une solution alternative de génération du champ bifréquence reposant sur les sources laser bifréquences et bipolarisées. Après avoir montré l'intérêt d'utiliser un laser à semiconducteur pompé optiquement (ou VECSEL pompé optiquement) bifréquence pour le piégeage cohérent d'atomes de Cs, nous finirons par présenter le principe de fonctionnement de ces sources laser en rappelant pourquoi les VECSELS sont des sources de choix pour la manipulation des atomes.

2.1 Systèmes laser utilisés dans les horloges CPT

2.1.1 Définition des besoins laser

L'atome de césium possède deux transitions optiques exploitables pour réaliser le piégeage cohérent : la transition D1 à 894,59 nm et la D2 à 852,35 nm (Fig. I.9). Historiquement, et grâce à la disponibilité de sources laser à 850 nm, les horloges basées sur la raie D2 du césium ont d'abord été développées. Mais par la suite l'utilisation de la raie D1 a été privilégiée [Stähler 02]. En effet, toutes choses égales par ailleurs, il a été démontré qu'une horloge CPT à césium fonctionnant sur la raie D1 peut avoir un contraste de résonance plus de 4 fois supérieur à celui d'une horloge identique à la raie D2 [Lutwak 04]. Une fois la transition du césium déterminée et donc la source laser choisie (cf. 2.1.2), il faudra générer les deux modes optiques correspondant désaccordés de 9,19 GHz (la fréquence d'horloge) grâce à une méthode de génération opto-hyperfréquence (cf. 2.1.3).

Les horloges CPT de haute performance doivent respecter des critères supplémentaires afin de garantir un rapport signal à bruit du signal CPT le plus élevé possible, ce qui consiste à maximiser le contraste de la résonance et minimiser le bruit du signal. Afin d'atteindre une stabilité relative en fréquence à une seconde comprise entre 1×10^{-13} et 1×10^{-12} , le système laser utilisé doit ainsi respecter les conditions suivantes (Table I.2) :

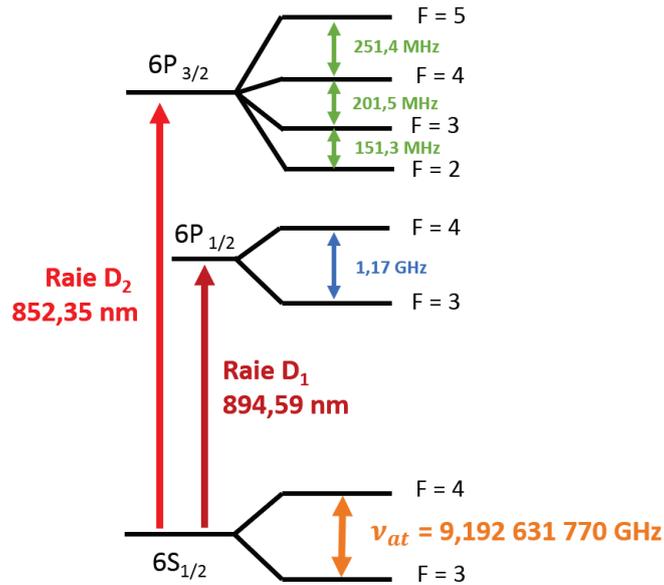


FIGURE I.9: Niveaux d'énergie de la structure hyperfine de l'atome de Cs 133 pour la raie D1 (894,59 nm) et la raie D2 (852,35 nm) [Steck 03].

- La puissance de chaque mode laser doit être (au moins) supérieure à 5 mW.
- La largeur de raie de chaque mode optique doit être inférieure à la largeur de la transition hyperfine (non élargie par Doppler) et estimée à environ 5 MHz.
- La configuration de polarisation des faisceaux doit correspondre à un des schémas de pompage optimal de la raie CPT identifiés précédemment, à savoir *lin* \perp *lin* ou *push-pull*.
- La relation de phase entre les deux faisceaux doit être parfaitement définie et stable au cours du temps afin d'optimiser la cohérence de l'état noir. Le paramètre quantifiant cet effet est le bruit de phase du signal de battement micro-onde généré par l'interférence des deux champs laser, pour lequel nous viserons un niveau inférieur à -100 dBrad²/Hz.
- Les fluctuations de puissance des faisceaux, c'est-à-dire le bruit d'intensité de chacun des modes, doit être inférieur à -130 dB/Hz (dans l'hypothèse d'un bruit blanc) afin de minimiser tout phénomène de conversion de bruit d'amplitude en bruit de fréquence dans l'horloge. Nous parlerons plus particulièrement de cet effet dans le chapitre 4.

Puissance laser par mode	≥ 5 mW
Largeur de raie laser à mi-hauteur	≤ 5 MHz
Bruit d'intensité laser (hypothèse bruit blanc)	≤ -130 dB/Hz
Bruit de phase du battement (hypothèse bruit blanc)	≤ -100 dBrad ² /Hz

TABLE I.2: Principales caractéristiques d'un champ laser bifréquence afin d'obtenir une horloge CPT dont la stabilité relative en fréquence à une seconde est comprise entre 1×10^{-13} et 1×10^{-12} .

2.1.2 Sources laser

Les principaux critères de sélection des sources laser utilisées pour les horloges CPT portent sur la puissance optique (> 5 mW), la qualité spatiale du faisceau et surtout la largeur de raie laser. De plus, comme les horloges CPT sont souvent destinées à des utilisations dans des systèmes embarqués terrestres voire à bord de satellites, il faut ajouter à ces performances purement

optiques d'autres considérations tout aussi importantes comme la compacité, la fiabilité et la consommation électrique.

Aux longueurs d'onde d'intérêt pour le césium, à savoir 852 et 895 nm, plusieurs types de lasers sont disponibles. Il y a tout d'abord les lasers à solide basés sur des cristaux de saphir dopé titane ou de LiSAF dopé chrome qui ont, tous deux, montré des résultats significatifs à 852 nm [Kangas 89, Zenzie 95]. Cependant leurs spectres d'émission sont extrêmement larges (plusieurs centaines de nanomètres) ce qui requiert des systèmes complexes pour la sélection d'un unique mode longitudinal à une longueur d'onde précise. À cause donc de leur caractère volumineux et de leur complexité, ces deux types de lasers ont été écartés de ce domaine d'application au profit des lasers à semiconducteur.

Parmi la grande famille des matériaux semiconducteurs, on distingue deux matériaux, l'arséniure de gallium (GaAs) et l'arséniure de gallium et d'indium (InGaAs), capables d'émettre à nos deux longueurs d'onde d'intérêt, 852 et 894 nm respectivement. Les avantages des sources à semiconducteur sont nombreux : elles sont extrêmement compactes (avec des émetteurs de tailles millimétrique), fiables et possèdent généralement des durées de vie supérieures à 10 000 heures. Elles consomment peu d'énergie grâce à des rendements de conversion électrique/optique de l'ordre de 50% à 70%. Enfin, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, certains types de sources à semiconducteur ont démontré des régimes de fonctionnement monofréquence tout en profitant d'une grande accordabilité de la longueur d'onde d'émission grâce à la largeur de gain disponible.

Diodes laser DBR et DFB. Les diodes DBR (*Distributed Bragg Reflector*) et DFB (*Distributed FeedBack*) sont des types particuliers de diodes laser à émission par la tranche. Elles présentent un fonctionnement monofréquence grâce à la gravure, dans la zone active, d'un guide optique servant à confiner le faisceau (fonctionnement monomode transverse) ainsi que d'un réseau de diffraction pour la sélection spectrale (fonctionnement monomode longitudinal). Ce dernier forme un miroir de Bragg qui agit comme un filtre spectral d'une largeur de un ou deux nanomètres centré sur la longueur d'onde d'émission désirée, définie par le pas du réseau. En réduisant le nombre de modes longitudinaux en compétition, il favorise donc la sélection d'un unique mode longitudinal.

En 2007, le laboratoire universitaire allemand Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH Berlin) a mis au point des diodes DFB à 852 et 895 nm adaptées à la spectroscopie fine du césium. Les puissances maximales optiques sont de l'ordre de 250 mW à 895 nm et de 280 mW à 852 nm. La largeur de raie est estimée à environ 200 kHz pour un temps d'intégration de 0,65 ms et une puissance laser émise de 60 mW [Klehr 07]. Le laboratoire de recherche III-V Lab s'est aussi intéressé à cette thématique. Leurs travaux visent à la réalisation de diodes DFB à 895 nm à longue durée de vie en supprimant l'aluminium de la couche active [Von Bandel 15]. Aujourd'hui, plusieurs fabricants proposent à la vente des diodes DFB ayant des performances adaptées aux horloges CPT à atomes de césium. Par exemple, Eagleyard propose des DFB d'une puissance de 150 mW et une largeur de raie inférieure à 2 MHz, uniquement à 852 nm. Frankfurt Laser Company, VECSENT et Photodigm fabriquent quant à eux des DFB à 852 et 895 nm ayant des puissances comprises entre 40 à 280 mW et avec des largeurs de raie inférieures à 1 MHz.

Diodes laser en cavité étendue. Couplées à une cavité externe, il est possible de rendre les diodes à émission par la tranche monomodes longitudinales : on parle alors de diodes laser en cavité étendue ou ECDL (*Extended-Cavity Diode Laser*). D'un côté, l'augmentation de la longueur de la cavité augmente le temps de vie du photon dans la cavité, diminuant ainsi la

largeur de raie intrinsèque du laser. De l'autre, la cavité externe permet d'intégrer des éléments sélectifs spectralement comme des réseaux de diffraction en configuration Littman-Metcalf ou Littrow [De Labachellerie 85], des étalons, des filtres interférentiels [Baillard 06] ou des réseaux de Bragg en volume (VBG pour *Volume Bragg Grating*) [Rauch 15]. La société Toptica propose ainsi à la vente des ECDLs à 850 nm ayant une largeur de raie de quelques centaines de kilohertz, une accordabilité d'environ 30 nm pour une puissance émise de plus de 30 mW. Grâce à leurs avantages (durée de vie, stabilité, largeur de raie), les ECDLs sont des sources de choix pour les horloges atomiques CPT [Danet 14a].

Diodes à émission par la surface. Les diodes laser à émission par la surface ont été pour la première fois réalisées en 1979 au Tokyo Institute of Technology par l'équipe de K. Iga [Soda 79]. La dénomination VCSEL pour *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, fait référence à la direction d'émission laser alignée selon l'axe de croissance de la structure. Composés d'une zone de gain de faible épaisseur à base de puits quantiques entourée de deux miroirs de Bragg hautement réfléchissants, les VCSELs sont des sources monolithiques extrêmement compactes et capables d'émettre plusieurs milliwatts de puissance laser. La faible dimension de la cavité conduit à une émission naturellement monomode longitudinale. Enfin la géométrie de croissance du VCSEL assure un faisceau laser circulaire et monomode spatial. Cependant, les propriétés spectrales et longitudinales de ces sources se dégradent rapidement avec la montée en puissance laser. C'est pourquoi dans la pratique, la puissance des VCSELs monomodes transversalement et longitudinalement n'excède pas quelques milliwatts.

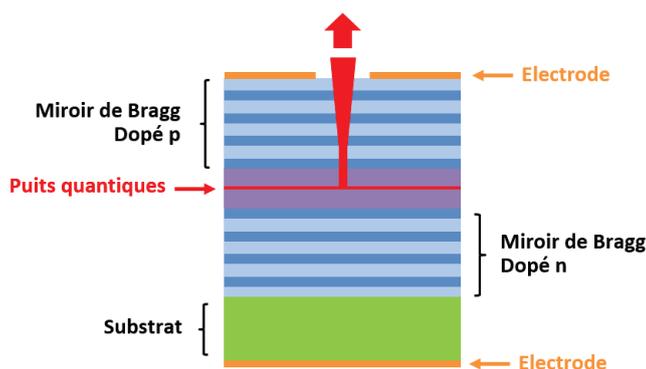


FIGURE I.10: Schéma de principe d'une diode VCSEL [Coldren 95].

Les caractéristiques des VCSELs en font les sources laser de base pour les micro-horloges CPT pour lesquelles la compacité est un paramètre critique. Récemment, des VCSELs à 895 nm émettant plus de 2 mW et avec une largeur de raie de 23 MHz ont pu être démontrés [Gruet 13]. Grâce aux applications dans le domaine des télécommunications optiques, le marché des VCSELs à 850 nm est important et de nombreux fournisseurs proposent ce type de sources. Toutefois, ce n'est pas le cas des VCSELs à 895 nm où seuls quelques fabricants, comme Finisar ou Vixar, continuent à fabriquer ces sources. Les performances des VCSELs sont toutefois insuffisantes pour les horloges compactes de haute performance.

2.1.3 Génération du champ optique bifréquence

Une fois la source laser choisie, il faut définir la façon dont le champ bifréquence, avec une séparation de 9,19 GHz, sera généré. Cette problématique est propre au domaine de l'opto-hyperfréquence, branche de la physique qui consiste en l'étude et la manipulation de signaux micro-onde sur porteuse optique [Seeds 02, Yao 12, Li 16]. Nous présentons ici différentes mé-

thodes de génération de champ optique bifréquence compatibles avec les besoins des horloges CPT, en précisant pour chacune leurs avantages et inconvénients.

Génération de bandes latérales par modulation. La modulation d'une source laser génère des bandes latérales autour de la porteuse optique dont l'écart en fréquence par rapport à la porteuse est égal à la fréquence de modulation. Dans le cas où la fréquence de modulation vaut la moitié de l'écart hyperfin entre les niveaux fondamentaux du césium (soit 4,6 GHz), il est possible de réaliser le piégeage cohérent à partir des deux bandes latérales. La solution la plus directe consiste ainsi à moduler le courant de la source laser. Cette méthode est compatible avec les diodes laser de type DFB et DBR ainsi que les VCSELs grâce à leur très grande bande passante (environ une dizaine de gigahertz). Elle présente l'avantage de la simplicité et garantit par construction la relation de phase entre les deux champs laser. Plus précisément, le bruit de phase du battement est directement égal au bruit de phase de l'oscillateur local servant à moduler la source laser. Cependant elle présente quelques inconvénients qui peuvent réduire les performances de l'horloge. D'une part l'efficacité de modulation n'étant pas de 100%, la fraction de puissance restant sur la porteuse optique est perdue. La modulation par un composant externe à la source, comme un modulateur Mach-Zender (MZM), permet toutefois de corriger ce problème (Fig. I.11). D'autre part, la polarisation des deux modes générés est évidemment identique. Les schémas de pompage optimal de la résonance CPT $lin \perp lin$ ou $push-pull$ sont donc incompatibles.

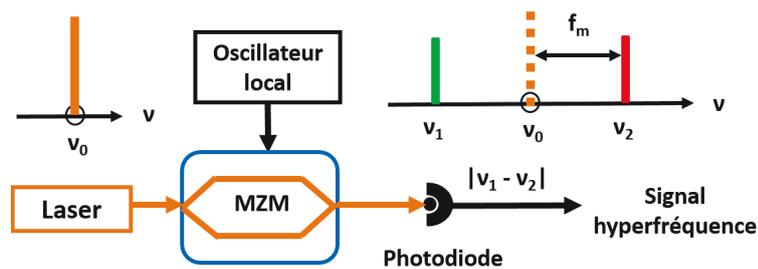


FIGURE I.11: Schéma de principe de génération de bandes latérales à une porteuse optique par modulation externe d'une source laser avec un modulateur Mach-Zender (MZM).

Boucle à verrouillage de phase optique de deux lasers. Une deuxième technique de génération opto-hyperfréquence consiste à maintenir un écart en fréquence constant entre deux sources laser identiques grâce à une boucle à verrouillage de phase optique (appelé aussi OPLL pour *Optical Phase-Lock Loop*). Cette solution a été adoptée sur l'horloge CPT du SYRTE [Danet 14b] où deux diodes en cavité étendue à 895 nm sont utilisées. La rétroaction de l'asservissement en phase y est effectuée sur le courant d'injection de la diode "esclave" asservie en phase par rapport au laser "maître" (Fig. I.12). Bien que plus complexe et encombrante, cette solution possède de nombreux avantages. En effet, le contraste du signal micro-onde est de 100% : il n'y a donc pas de puissance optique perdue. De plus, la possibilité de manipuler indépendamment les faisceaux, et notamment leur polarisation permet de choisir un schéma d'excitation ($lin \perp lin$ ou $push-pull$) favorable à l'obtention d'une résonance CPT à fort contraste. Néanmoins, une des limites de ce montage réside dans la présence même de la boucle à verrouillage de phase qui génère un excès de bruit de phase sur le signal radiofréquence à la fréquence de coupure de l'asservissement [Danet 14c].

Solutions hybrides La communauté des horloges CPT a depuis quelques années cherché à développer des techniques hybrides de génération de champ bifréquence combinant la simplicité liée à l'utilisation de sources modulées en amplitude et l'obtention d'un état de polarisation

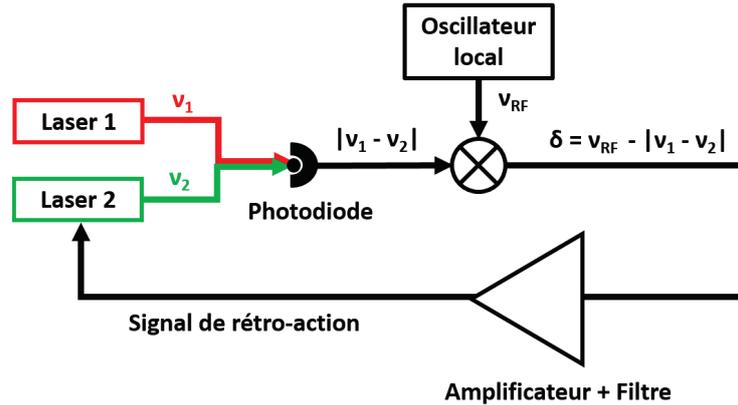


FIGURE I.12: Schéma de principe d'une boucle à verrouillage de phase optique.

Méthode génération bifréquence	Modulation d'amplitude	Boucle à verrouillage de phase
Types d'interrogation	σ_+	<i>lin</i> \perp <i>lin</i> ou <i>push-pull</i>
Sources limitantes du bruit de phase du signal RF	Oscillateur local	Oscillateur local + OPLL

TABLE I.3: Principales caractéristiques des méthodes standards de génération de champ bifréquence. OPLL : Boucle à verrouillage de phase optique.

des modes optiques optimisé pour le CPT. L'équipe de R. Boudot à FEMTO-ST a pu réaliser un tel compromis grâce à l'utilisation d'un interféromètre de Michelson dont le rôle est de générer deux états de polarisation circulaire gauche et circulaire droite à partir d'un faisceau unique provenant d'une diode DFB modulée en externe [Liu 13, Hafiz 15]. Un déphasage de π est appliqué sur l'un des bras de l'interféromètre afin de réaliser un schéma d'excitation de type *push-pull*. Avec une approche légèrement différente, Yun et ses collègues du SYRTE ont proposé une architecture à double modulation de la polarisation et de la phase d'une diode DFB permettant d'obtenir un schéma de pompage du CPT analogue au *push-pull* [Yun 14].

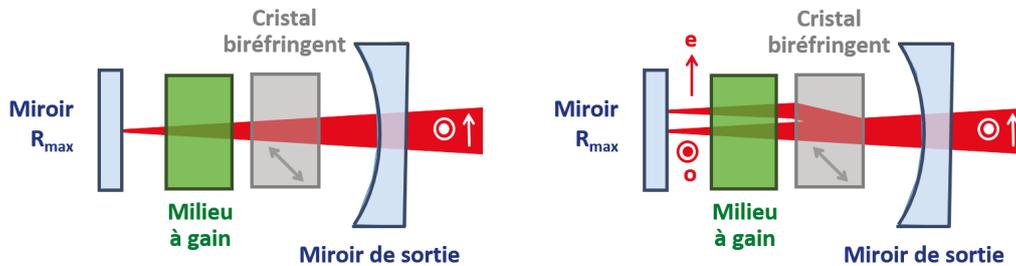
2.2 Lasers bifréquences et bipolarisés

Les lasers bifréquences et bipolarisés émettent simultanément deux fréquences optiques, chacune polarisée linéairement et croisée perpendiculairement par rapport à l'autre. Par conséquent, les modes optiques de ces sources laser sont naturellement adaptés au piégeage cohérent d'atomes et à l'obtention de résonance CPT à fort contraste. Cependant, leur potentiel pour les horloges atomiques n'a encore jamais été étudié. Dans la partie suivante, nous étudierons ce type particulier de laser en nous intéressant notamment à leur principe de fonctionnement mais aussi à leur performance en termes de pureté spectrale du signal radiofréquence généré par battement entre les modes.

2.2.1 Principe général

Un laser bifréquence émet simultanément deux modes laser dont l'écart en fréquence varie typiquement de quelques gigahertz à plusieurs térahertz selon les configurations choisies. Puisqu'ils partagent la même cavité, les deux modes sont naturellement cohérents entre eux, ce qui se traduit par un signal de battement, issu de l'interférence des deux modes, stable et peu bruité. L'émission bifréquence d'un laser, telle qu'introduite par Brunel et ses collègues [Brunel 97],

repose sur le principe de l'émission bipolarisée d'une cavité biréfringente. Ce principe général s'applique théoriquement à tous les types de lasers. L'idée consiste à lever la dégénérescence des modes polarisés de la cavité afin de réduire la compétition laser entre ces modes : ils peuvent alors osciller simultanément, et de façon stable, dans la même cavité. Pour les milieux à gain totalement inhomogènes comme les verres dopés, ce régime de fonctionnement peut être simplement obtenu par l'ajout d'éléments biréfringents dans la cavité [Pillet 08] (Fig. I.13(a)). En revanche pour les milieux à gains homogènes, il est nécessaire de séparer spatialement les deux modes polarisés dans le milieu à gain [Brunel 97]. De cette manière chaque mode interagit avec sa propre zone de gain et ne rentre pas en compétition avec son voisin. La méthode la plus simple pour induire cette séparation spatiale est d'utiliser un cristal fortement biréfringent dont l'axe optique est incliné de 45° par rapport à l'axe du faisceau laser. La moitié du faisceau projetée sur l'axe ordinaire n'est pas déviée à la traversée du cristal tandis que celle projetée sur l'axe extraordinaire est déviée d'une quantité qui dépend de l'épaisseur du cristal et de sa biréfringence (Fig. I.13(b)). Selon la séparation spatiale et les éléments sélectifs spectralement ajoutés dans la cavité (comme des étalons), il est possible de contrôler la différence de fréquence entre les modes optiques de quelques gigahertz à plusieurs térahertz [Danion 14].



(a) Sans séparation spatiale des modes polarisés. (b) Avec séparation spatiale des modes polarisés.

FIGURE I.13: Schéma de principe de la cavité d'un laser bifréquence et bipolarisé.

2.2.2 Des premiers travaux aux lasers bifréquences à bas bruit

La première motivation pour le développement de lasers bifréquences a concerné la réalisation de liens de télécommunications opto-hyperfréquences dans lesquels un signal radio-fréquence est transmis sur une porteuse optique via une fibre optique, puis récupéré en bout de ligne grâce à une opération d'hétérodynage optique. L'avantage du passage du domaine radio-fréquence (RF) vers l'optique réside dans les très bonnes performances des liens optiques par fibres comparés aux liens RF par câbles coaxiaux, à la fois en termes de pertes, de bande passante et de sensibilité aux perturbations électromagnétiques. L'émergence des lasers bifréquences date de 1997 avec la réalisation de prototypes à base de cristaux pompés par diode : Nd:YAG [Brunel 97], Yb,Er:Verre [Alouini 98], Yb:KGW [Czarny 04] et Ti:Al₂O₃ [Loas 14]. Cependant la qualité spectrale des signaux RF générés par ces lasers est dégradée par l'excès de bruit d'intensité du laser causé par les oscillations de relaxations présentes dans tout laser dit de classe B [Collins 60]. Des solutions ont été proposées pour réduire cet effet mais elles sont soit partiellement efficaces [El Amili 12], soit nécessitent l'ajout d'un élément absorbant à deux photons dans la cavité [El Amili 13].

Une solution pour s'affranchir totalement de ce problème consiste à utiliser des milieux à gain avec un temps de vie de l'inversion de population inférieur au temps de vie du photon dans la cavité. Dans ce cas, les oscillations de relaxation sont supprimées : on dit que la dynamique est de classe A. Ce régime de fonctionnement particulier a été démontré pour les lasers à semi-

conducteur en cavité externe souvent désignés par l'acronyme anglais VECSEL pour *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser* [Garnache 07, Baili 07]. Ces lasers utilisent un milieu actif à base de semiconducteurs dans lesquels le temps de vie de l'inversion de population, c'est-à-dire celui des porteurs excités, est de quelques nanosecondes. Le temps de vie du photon dans la cavité y est de l'ordre d'une dizaine de nanosecondes grâce à des cavités de haute finesse et de plusieurs centimètres de long. Le premier VECSEL bifréquence à $1 \mu\text{m}$ a été démontré en 2009 par Baili et ses collègues [Baili 09c]. Depuis, de nouveaux VECSELS bifréquences utilisant différents matériaux semiconducteurs ont été réalisés, à 852 nm [Camargo 12] d'une part et à $1,5 \mu\text{m}$ [De 15b] d'autre part.

Cependant, bien que le faible bruit d'intensité des VECSELS bifréquence a été démontré [Baili 09a, Baili 09c], tout comme l'absence de pic de bruit à la fréquence d'oscillations de relaxation sur le spectre du battement, la qualité spectrale du signal radiofréquence reste insuffisante pour de nombreuses applications comme le piégeage cohérent d'atomes. C'est dans ce contexte que Pillet et ses collègues de Thales Research and Technology se sont intéressés à l'amélioration de la pureté spectrale du signal radiofréquence via la mise en place de différents schémas d'asservissement en phase des deux modes d'un laser bifréquence. Le laser utilisé dans ses travaux est basé sur un milieu à gain en verre co-dopé Yb et Er dans lequel un cristal de LiTaO_3 est ajouté intracavité [Pillet 08]. Ce cristal biréfringent est fortement électro-optique et est utilisé pour rétroagir sur la phase relative entre les deux modes dans le but d'asservir la fréquence du signal de battement sur la fréquence délivrée par un oscillateur local. Pour quantifier l'amélioration du signal radiofréquence, le bruit de phase du signal de battement a été mesuré. Celui-ci est limité par le bruit de phase de l'oscillateur local à un niveau de $-100 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à basse fréquence ($f < 100 \text{ Hz}$) (Fig. I.14). À plus haute fréquence, le bruit de phase est limité par la contribution des éléments de la boucle à verrouillage de phase à environ $-120 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 100 kHz . Ces performances sont compatibles avec les besoins du piégeage cohérent d'atomes et se comparent même très bien avec le bruit de phase des signaux utilisés dans les prototypes d'horloges CPT compactes actuelles [Danet 14a, Hafiz 15].

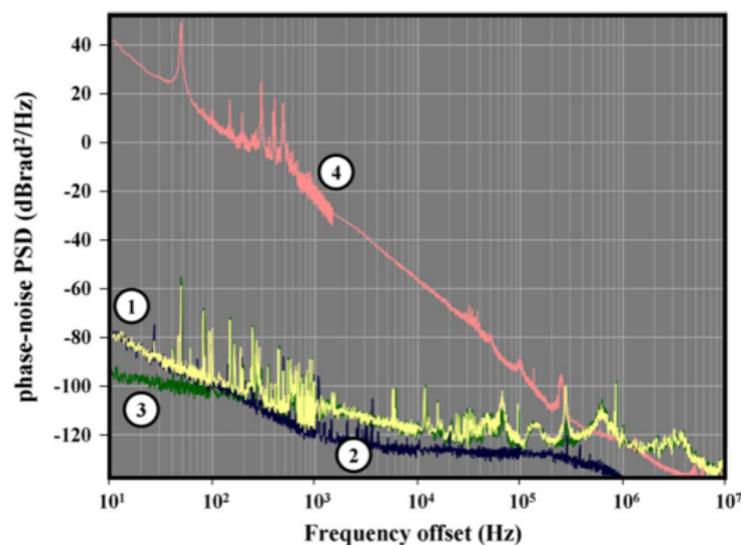


FIGURE I.14: Bruit de phase du signal de battement obtenu par Pillet et al [Pillet 08] lorsque la différence de fréquence est asservie sur celle délivrée par un oscillateur local à $1,6 \text{ GHz}$ (courbe jaune, n°1) et lorsqu'elle est libre (courbe n°4). Les courbes 2 et 3 correspondent respectivement à la contribution du bruit de phase de l'oscillateur local et des éléments de la boucle à verrouillage de phase.

Finalement, cette étude a permis de montrer tout le potentiel des lasers à émission bifréquence, et plus particulièrement des VECSELS bifréquences, pour générer des champs laser bifréquences à faible bruit d'intensité et de phase [Baili 09c]. Combinées à l'utilisation de boucle

d'asservissement en phase de la différence de fréquence sur la fréquence d'un oscillateur local, il est envisageable d'obtenir des sources laser compatibles avec les exigences du piégeage cohérent d'atomes de césium.

2.3 Lasers à semiconducteur en cavité externe pompés optiquement

Dans cette partie, nous étudierons les propriétés et caractéristiques des lasers à semiconducteur en cavité externe et tâcherons de démontrer pourquoi ces lasers sont adaptés à l'interrogation d'atomes.

Les VECSELS forment un cas à part dans la famille des lasers à semiconducteur. Souvent pompés optiquement, leur fonctionnement et leurs propriétés d'émission (puissance et propriété spatiale du faisceau notamment) se rapprochent très largement des lasers à cristaux pompés par diodes. La singularité de ces lasers réside dans la combinaison des avantages des lasers à semiconducteur, notamment des VCSELS, avec les propriétés des lasers en cavité étendue. Dans la littérature ils sont désignés par plusieurs acronymes anglais comme OPSL pour *Optically-Pumped Semiconductor Laser*, SDL pour *Semiconductor Disk Laser* et enfin VECSEL pour *Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser*. Dans les paragraphes suivants, nous détaillerons le fonctionnement et les éléments clés de ces sources laser. Nous présenterons ensuite un état de l'art des VECSELS pompés optiquement en nous focalisant sur les performances en lien avec les besoins pour la spectroscopie fine des atomes et plus particulièrement à la longueur d'onde de 850 nm à laquelle nous avons travaillé.

2.3.1 Principe général

Un VECSEL est composé d'une structure semiconductrice pompée optiquement, placée dans une cavité laser formée d'un côté par un miroir de Bragg inclus dans la structure semiconductrice et de l'autre par un miroir externe. La structure semiconductrice contient également une zone active déposée sur le miroir de Bragg. Cette zone possède un double rôle : elle assure l'absorption de la pompe et génère le gain laser via des puits quantiques. De manière générale, le pompage optique est effectué par des diodes laser de puissance. L'avantage du pompage optique, comparé au pompage électrique, est de pouvoir obtenir une zone de gain uniforme et de grandes dimensions permettant ainsi la montée en puissance des VECSELS. Enfin l'utilisation de la structure semiconductrice en cavité étendue permet de contrôler la qualité spatiale et spectrale du mode laser [Okhotnikov 10].

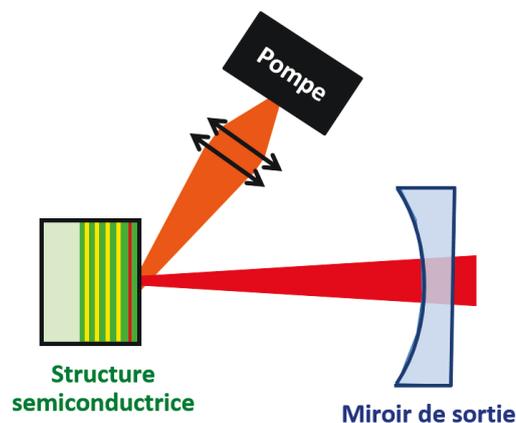


FIGURE I.15: Schéma de principe d'un VECSEL pompé optiquement.

2.3.2 Les éléments clés d'un VECSEL pompé optiquement

La structure semiconductrice. Elle constitue la brique de base du VECSEL. La qualité de sa fabrication et sa conception déterminent en grande partie les performances du laser. La structure semiconductrice est souvent désignée par l'appellation demi-VCSEL. Elle comprend en effet un miroir de Bragg multicouche et une zone de gain. Le miroir de Bragg est réalisé par un empilement de couches d'épaisseurs optiques $\lambda/4$ avec une alternance de deux matériaux à fort contraste d'indice. Il permet d'obtenir une très grande réflectivité ($> 99\%$) sur une grande plage spectrale ($> 50\text{ nm}$) centrée sur la longueur d'onde de conception λ .

L'amplification du champ laser est assurée par de multiples puits quantiques dans la zone active. Leur nombre influe sur le gain maximum disponible mais aussi sur le seuil laser. Les puits quantiques sont placés aux ventres du champ électrique pour ainsi maximiser le gain effectif [Raja 88]. Lors de la conception des structures semiconductrices, il faudra donc optimiser ces différents paramètres (nombre et disposition des puits) afin de répondre aux exigences de notre application. Nous détaillerons les propriétés de ces zones actives dans le chapitre II.

La cavité laser. La structure semiconductrice précédemment décrite est intégrée dans une cavité laser formée par un ou plusieurs miroirs externes. La cavité a tout d'abord un rôle sur la qualité spatiale du faisceau. Selon les rayons de courbure des miroirs et la distance les séparant, il est possible d'ajuster la taille du mode fondamental gaussien de la cavité avec celle de la zone de pompage. De cette façon, le mode transverse TEM_{00} possède un meilleur recouvrement avec la zone de gain que les modes d'ordres supérieurs : il est donc naturellement favorisé quelle que soit la puissance de pompe. Grâce à cette propriété, les VECSELs ont démontré des puissances émises en fonctionnement monomode transverse bien supérieures en comparaison avec leur prédécesseur, les VCSELs [Okhotnikov 10]. Le second bénéfice de la cavité externe réside dans la possibilité qu'elle offre d'y ajouter des éléments intracavité pour modifier les propriétés d'émission du laser. Par exemple, on peut ajouter des éléments sélectifs spectralement pour contrôler la longueur d'onde d'émission et obtenir un fonctionnement monomode longitudinal (étalon, filtre biréfringent, filtre de Lyot). Il est possible aussi d'ajouter des cristaux non-linéaires afin d'effectuer une conversion de fréquence (génération de deuxième harmonique, de troisième harmonique etc.) du faisceau issu de la structure semiconductrice. Ces éléments intracavité permettent ainsi de fonctionnaliser un VECSEL standard afin d'obtenir les propriétés nécessaires à l'application visée. Dernier point, de la même manière que pour les diodes laser en cavité étendue (2.1.2), l'augmentation de la longueur de la cavité contribue à augmenter le temps de vie du photon dans la cavité. Ainsi, la largeur de raie intrinsèque des VECSELs, donnée par la largeur de raie de Schallow-Townes, atteint typiquement des valeurs de l'ordre de quelques hertz pour des cavités de longueurs centimétriques [Okhotnikov 10].

Le pompage optique. Comme vu précédemment, en plus de contenir un miroir de Bragg et une zone de gain, la structure semiconductrice contient une zone d'absorption de la pompe. Pour générer une densité de porteurs suffisante dans les puits quantiques, deux techniques de pompage sont possibles : le pompage dans les barrières et le pompage dans les puits quantiques. Nous allons détailler les avantages et inconvénients de chacune de ces méthodes.

Le pompage optique dans les barrières est le type de pompage le plus répandu pour les VECSELs. Il consiste à utiliser des barrières situées de part et d'autre des puits quantiques pour absorber le faisceau de pompe. Ce type de pompage est extrêmement efficace grâce à la très forte absorption des matériaux semiconducteurs (de l'ordre de 10^4 cm^{-1}). La traversée de $5\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur de matériaux suffit en général pour absorber plus de 99% de la pompe en un simple passage. Typiquement, l'épaisseur des barrières est calculée pour absorber plus de

90% du faisceau de pompage ce qui permet de garder des barrières extrêmement fines. De plus, les matériaux des barrières sont choisis de sorte à ce que l'énergie du photon de pompe soit supérieure à l'énergie de gap du matériau. Une fois les porteurs excités générés par absorption, ceux-ci diffusent vers les puits de potentiel formés par les puits quantiques dans lesquels ils s'y recombinaient radiativement. Pour assurer un piégeage efficace, il est important que la barrière de potentiel entre le puits quantique et les barrières soit suffisante afin empêcher toute fuite de porteurs excités sous l'action de l'agitation thermique. Par conséquent le défaut quantique, valeur associée au différentiel d'énergie entre un photon de pompe et un photon laser perdu sous forme de chaleur, est généralement élevé. L'écart entre la longueur de pompe et la longueur d'onde laser est typiquement de 150 nm et plus. C'est pourquoi dans cette configuration de pompage, la chaleur déposée dans la structure semiconductrice est importante et limite les puissances lasers émises.

Pour contrer ces effets thermiques, il est possible de réaliser un pompage optique directement dans les puits quantiques. Les porteurs excités sont directement générés par absorption dans les puits quantiques, et la longueur d'onde de pompage utilisée est ainsi beaucoup plus proche de la longueur d'onde laser : le défaut quantique est donc drastiquement réduit. Cette technique a déjà été utilisée dans des VECSELS à 850 nm pompés à l'aide de diodes à 808 nm [Zhang 06] ou à 822 nm [Beyertt 07]. Dans les deux cas, une montée de puissance à des niveaux inédits a été démontrée, respectivement à 1 W et 1,6 W. Cependant la réduction de l'échauffement de la structure semiconductrice s'effectue au détriment de l'absorption de pompe et donc une chute importante de rendement optique/optique. Pour conserver des performances intéressantes, il est nécessaire de mettre en place des techniques de recyclage de la pompe, inspirées des architectures Thin-Disk [Giesen 94]. Pour conclure, bien que le pompage dans les puits permette d'obtenir de très bonnes performances, son choix se fait au détriment de la simplicité de la fabrication de la structure et de la conception du banc optique de pompe.

2.3.3 Des premiers développements à la montée en puissance

À l'origine, les premiers développements de VECSELS sont issus des travaux d'amélioration des VCSELS, menés notamment par l'équipe de K. Iga [Soda 79]. Tirés par les applications en télécommunications optiques, ces premiers travaux visaient à ajouter une cavité externe à des VCSELS pompés électriquement afin d'en augmenter l'accordabilité en longueur d'onde en déplaçant le miroir externe. Les systèmes réalisés conservaient des cavités ultra-compactes et de petites zones de pompage (toujours électrique). Des accordabilités de 4 nm autour de 1,44 μm [Yokouchi 92] puis de 25 nm à 1,55 μm [Yuen 00] ont été démontrées.

La conception du premier VECSEL pompé optiquement est rapportée par Sandusky et Brueck en 1996 [Sandusky 96]. Ce VECSEL est constitué par une structure semiconductrice à base de puits quantiques en GaAs, émettant autour de 850 nm, et incluse dans une cavité de 50 mm de long. Malgré des caractéristiques (dimension de la zone de pompage, longueur de cavité) proches des VECSELS conçus de nos jours, l'émission restait extrêmement faible (20 μW émis) à cause de l'échauffement de la structure. En effet la structure utilisée présentait un nombre de puits quantiques important, et donc un seuil laser élevé, ainsi qu'une épaisseur excessive, ce qui contribuait à accentuer l'échauffement de la structure.

Partant de ce constat, les travaux suivants sur les VECSELS ont porté sur le développement de méthodes de gestion de la thermique des structures. Il est en effet possible de réduire l'échauffement induit par la puissance de la pompe en agissant directement sur la structure afin de réduire sa résistance thermique R_{th} . Cette grandeur, exprimée en K/W, quantifie l'élévation en température de la structure par watt de puissance thermique déposée. La résistance thermique globale de la structure dépend de l'épaisseur et de la conductivité thermique des

différentes couches des matériaux, mais aussi de la géométrie de l'évacuation thermique (1D ou 3D). C'est ainsi que la première étape clé dans la montée en puissance des VECSELS est venue des travaux de Kuznetsov en 1997 sur l'amincissement du substrat sur lequel la structure est déposée [Kuznetsov 97]. La technique développée consiste à réduire l'épaisseur du substrat (jusqu'à 40 μm) et à adhérer la structure semiconductrice sur un radiateur en diamant (Fig. I.16). Grâce à la très bonne conductivité thermique du diamant ($2000 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), l'évacuation de la chaleur de la zone active est beaucoup plus efficace. Une puissance laser de plus de 500 mW dans le mode fondamental TEM_{00} à 1004 nm a été obtenue. Au final, c'est la combinaison d'une cavité externe longue (25 mm), du pompage optique uniforme et de grande dimension (diamètre 115 μm) et de la baisse de la résistance thermique de la structure qui ont permis d'améliorer la puissance émise de ce VECSEL de deux ordres de grandeur par rapport aux VECSELS de l'époque.

Suite aux travaux précurseurs de Liao sur le collage par capillarité sur des substrats semiconducteurs [Liao 00], Alford et ses collègues appliquent cette technique aux VECSELS et réussissent à adhérer un radiateur en saphir directement au sommet de la structure semiconductrice [Alford 02]. D'autres matériaux ayant une meilleure conductivité thermique ont ensuite été proposés comme le carbure de silicium (SiC) ou le diamant [Hastie 03]. Comparé à la méthode d'amincissement et de substitution du substrat décrite par Kuznetsov, l'ajout d'un radiateur intracavité est plus efficace pour évacuer la chaleur. En effet le dissipateur de chaleur est ici directement au contact de la zone à refroidir, à savoir la zone active. De plus les techniques d'amincissement de substrat puis de collage sur un radiateur sont souvent agressives et endommagent facilement la structure semiconductrice. Des travaux comparatifs réalisés par l'université de Strathclyde ont validé, sur une même structure semiconductrice, une réduction de la résistance thermique plus importante en ajoutant un radiateur diamant intracavité qu'en utilisant les techniques d'amincissement et de report sur substrat de diamant [Calvez 09]. En revanche, si aucune précaution n'est prise, l'ajout de ce cristal intracavité conduit à un effet Fabry-Perot parasite qui filtre spectralement le gain. Il perturbe donc le fonctionnement monomode longitudinal du laser et provoque généralement une modulation du spectre émis. Pour contrer cet effet, on utilise un radiateur intracavité très légèrement prismatique et sur lequel on dépose un traitement antireflet [Kantola 14].

Depuis maintenant plus de 15 ans, les performances en puissance des VECSELS n'ont cessé d'être améliorées grâce au progrès des techniques de gestion de la thermique et à la disponibilité de diodes de pompe toujours plus puissantes (généralement à 800-810 nm et 940-980 nm). En 2004, Chilla et ses collègues (Coherent Inc.) ont démontré plus de 40 W à 980 nm issus d'une unique structure [Chilla 04]. Le record de puissance (publié) avec un VECSEL est aujourd'hui de 106 W à 1028 nm, dans un faisceau multimode transverse, mais toujours à partir d'une structure unique à substrat aminci et adhérente par capillarité sur une lame de diamant [Heinen 12]. Par ailleurs, des travaux ont montré la possibilité de combiner sur une même structure, l'ajout d'un radiateur de chaque côté de la structure, intracavité et du côté du substrat. Cette technique a fait ses preuves sur des VECSELS à 2 μm pour lesquels le défaut quantique est très élevé [Kaspar 13, Holl 15].

À la longueur d'onde de 850 nm, une des longueurs d'onde d'intérêt pour l'atome de césium, les montées en puissance des VECSELS sont moins conséquentes pour des raisons intrinsèques aux matériaux de la structure semiconductrice. En effet, à cause de la présence d'aluminium dans les barrières et le miroir de Bragg, les structures émettant à 850 nm sont souvent sujettes à des défauts de croissance et à l'oxydation par l'humidité de l'air. Avec une structure collée à un diamant intracavité, l'université de Strathclyde a démontré en 2007 une source émettant 0,73 W autour de 850 nm pour 2,4 W de puissance de pompe [Zhang 06]. Beyert et ses collègues

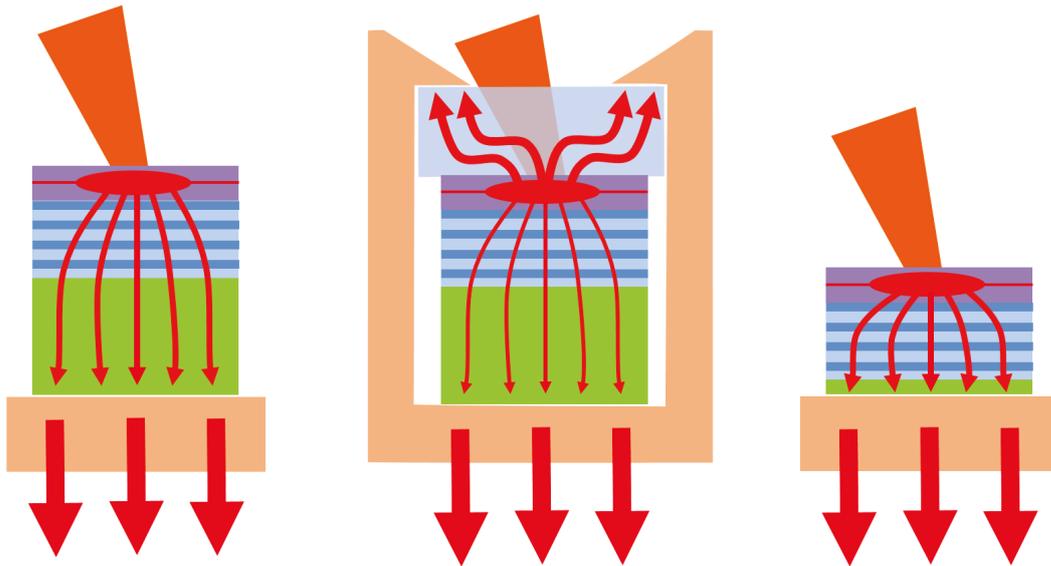


FIGURE I.16: Schéma de principe de l'évacuation de la chaleur dans une structure semiconductrice sans gestion de la thermique (gauche), dans une structure refroidie par un diamant intracavité (centre), et dans une structure à substrat amincie (droite) [Calvez 09]. La structure est formée du substrat (vert), du miroir de Bragg (bleu) et de la zone active (violet).

de l'université de Stuttgart ont obtenu de très bon résultats, 1,6 W à 853 nm dans un faisceau monomode transverse, grâce à un pompage directement dans les puits quantiques à partir de diodes à 822 nm [Beyertt 07]. En revanche, aucun travail à 895 nm n'a été reporté à ce jour à notre connaissance.

2.3.4 VECSELS monofréquences

Un laser monofréquence se caractérise par un spectre optique ne comportant qu'un seul mode. L'application privilégiée de ces sources laser est la spectroscopie, grâce à leur capacité à sonder finement les transitions atomiques. Dans le cas des VECSELS, le spectre de gain des matériaux semiconducteurs étant très large (une dizaine de nanomètres typiquement), de nombreux modes longitudinaux de la cavité laser coexistent, résultant en un spectre laser multimode couvrant typiquement une largeur de 1 nm.

On distingue deux voies de réalisation des VECSELS monofréquences. La première, et la plus utilisée aujourd'hui, consiste à filtrer spectralement le gain en introduisant dans la cavité un étalon Fabry-Perot, un filtre biréfringent ou un filtre de Lyot. Combinée à l'utilisation des technologies de gestion de la thermique décrites précédemment, cette méthode a montré des résultats remarquables chez de nombreux groupes de recherche, comme par exemple les travaux de Laurain et ses collègues (15 W monofréquence à 1020 nm) [Laurain 14b], ceux menés par l'équipe de Martin Koch à Marburg (23 W monofréquence à 1013 nm) [Zhang 14] et enfin les travaux de Kaspar et Rattunde sur des structures en GaSb (1 W monofréquence à 2,05 μm) [Kaspar 13]. L'architecture de la cavité est très souvent similaire dans tous ces travaux : elle se résume à une cavité en V comprenant un étalon Fabry-Perot en silice et un filtre biréfringent pour la sélection spectrale du laser et de sa polarisation. Dans cette configuration, les VECSELS constituent des sources puissantes, accordables en longueur d'onde et fines spectralement, et donc idéalement adaptées à la manipulation d'atomes [Burd 15].

La deuxième méthode, développée à l'Institut d'Electronique et des Systèmes (IES) de Montpellier, pour rendre un VECSEL monofréquence repose sur l'utilisation d'une cavité ultra-courte de quelques millimètres de long [Ouvrard 05] afin de limiter le nombre de modes longitudinaux en compétition. Un des avantages de cette technique est d'offrir une très grande accordabilité continue de la longueur d'onde grâce à des déplacements du miroir de sortie du laser [Cermák 16].

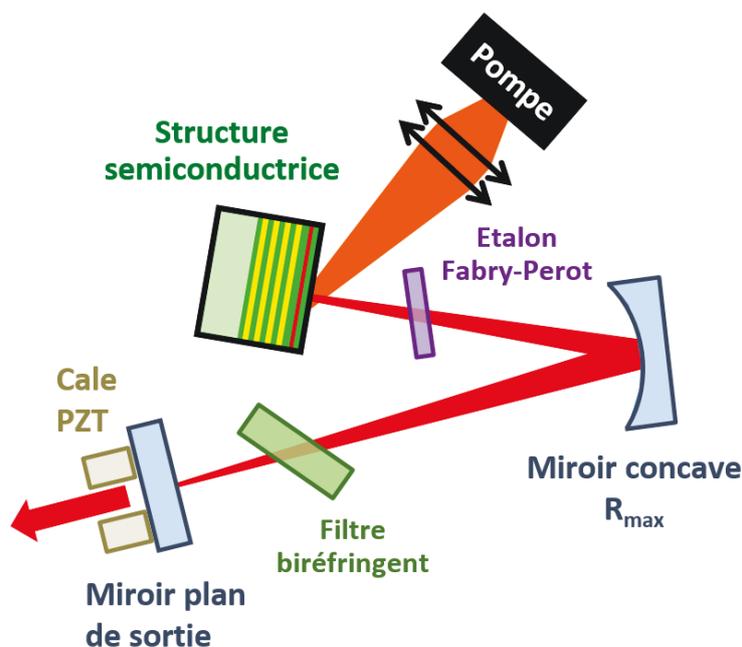


FIGURE I.17: Schéma typique des VECSELs monofréquences. Cale PZT : Céramique piézo-électrique.

Peu d'instituts de recherche se sont intéressés à la réalisation de VECSELs monofréquences accordables sur la raie D2 du césium. En 1999, Holm et ses collègues à l'université de Strathclyde ont démontré un VECSEL monofréquence émettant 42 mW à 869 nm [Holm 99]. L'écart-type des fluctuations de la fréquence optique mesurées à flanc de frange d'un analyseur Fabry-Perot est annoncé à 3 kHz sur une échelle de temps de 3,5 secondes. Ce dernier résultat semble surprenant, même pour un VECSEL fabriqué de nos jours, et le manque de documentation rapportée dans l'article nous invite à être méfiants sur la valeur annoncée. De 2006 à 2009, des travaux sur la réalisation d'un VECSEL destiné à la spectroscopie du césium ont été entrepris au Laboratoire Charles Fabry par B. Cocquelin en collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures et l'Institut d'Electronique et des Systèmes. Ils aboutissent en 2009 à la démonstration d'une source compacte, émettant 17 mW (pour 150 mW de pompe) à 852 nm et accordable sur une grande plage de fréquence (14 GHz) permettant ainsi d'effectuer une première mesure d'absorption saturée d'une vapeur de Cs. Suite à une mesure par battement hétérodyne, une largeur de raie de 500 kHz sur une échelle de temps de 10 ms est estimée [Cocquelin 09b]. Dans l'étude présentée dans ce manuscrit, nous proposons de prolonger les travaux de B. Cocquelin sur la réalisation d'un VECSEL monofréquence en vue d'aboutir à la réalisation et à la démonstration du fonctionnement d'un VECSEL bifréquence sur une expérience de piégeage cohérent d'atomes de césium.

3 Conclusion

Depuis 1957 et la fabrication de la première horloge atomique à césium, les progrès sur la stabilité de fréquence des horloges atomiques ont été considérables. Elles sont aujourd'hui présentes dans un grand nombre d'applications, des réseaux de communication haut débit aux systèmes de géolocalisation par satellites. L'utilisation de la technique du piégeage cohérent d'atomes dans une horloge atomique a permis de réaliser des horloges à la fois compactes et performantes avec des stabilités de quelques 10^{-13} à 1 seconde. Or, les stabilités de fréquence des horloges CPT sont très souvent limitées par la ou les sources laser utilisées et la méthode de génération du champ bifréquence employée. À ce titre, nous avons vu que les lasers bifréquences et bi-polarisés, pouvaient être adaptés à la réalisation de piégeage cohérent d'atomes. En parallèle, le développement des VECSELS depuis les années 90 a abouti aujourd'hui à la réalisation de lasers puissants, monomodes transverses et très fins spectralement. Ces sources combinent les avantages des lasers à solide pompés optiquement à ceux des lasers à semiconducteur à émission par la surface. De plus, grâce à la large gamme d'émission des matériaux semiconducteurs, les VECSELS constituent des sources de choix pour la manipulation d'atomes [Burd 15].

Dans les chapitres suivants, nous allons nous attacher à concevoir et caractériser un VECSEL bifréquence à 852 nm en vue de son utilisation dans une horloge atomique à piégeage cohérent d'atomes de césium. Les critères d'évaluation de la source laser porteront sur sa capacité à s'accorder sur les deux transitions du césium et sur ses propriétés en termes de bruit d'intensité et de fréquence du signal optique, et du signal micro-onde issu du battement entre les modes. L'objectif visé consiste à ce que les performances, mais aussi la compacité du système, soient comparables aux systèmes mis en jeu dans les horloges CPT actuelles.

Chapitre II

Conception du VECSEL bifréquence

Objectifs

Dans ce chapitre, nous détaillerons tout d'abord le fonctionnement bipolarisé et bifréquence d'une cavité laser en nous intéressant notamment aux propriétés d'accordabilité de la longueur d'onde et de la différence de fréquence. Dans un deuxième temps, nous étudierons la structure semiconductrice utilisée avant de caractériser son gain modal. Pour finir, nous présenterons et caractériserons le prototype de VECSEL bifréquence réalisé.

Sommaire

1	Conception de la cavité bifréquence	35
1.1	Description de la cavité	35
1.2	Sélection d'un mode transverse	35
1.3	Sélection d'un mode longitudinal et accordabilité de la longueur d'onde	36
1.4	Émission bipolarisée et bifréquence	38
1.4.1	Principe de fonctionnement de l'émission bipolarisée	38
1.4.2	Émission bifréquence et caractérisation de la différence de fréquence	41
1.5	Accordabilité continue de la différence de fréquence	42
1.5.1	Choix d'un cristal électro-optique	42
1.5.2	Évaluation des effets thermiques et électro-optiques sur la biréfringence	43
1.6	Sélection de la différence de fréquence par l'étalon	45
1.6.1	Cas d'un étalon isotrope	45
1.6.2	Cas de l'étalon biréfringent	46
1.6.3	Simulation des plages d'accordabilité de la différence de fréquence	47
1.6.4	Limites à l'utilisation des étalons biréfringents	50
2	Conception de la structure semiconductrice	52
2.1	Description de la structure	52
2.1.1	Miroir de Bragg	52
2.1.2	Zone active	53
2.2	Gain modal	55
2.2.1	Définition et expression théorique	55
2.2.2	Optimisation du gain modal : recouvrement spectral et effets thermiques	59
2.2.3	Étude expérimentale du gain modal	63
2.2.4	Gain modal de structures anti-résonantes et à plus grand nombre de puits quantiques	66
3	Réalisation d'un démonstrateur de VECSEL bifréquence	68
3.1	Description complète du laser	68

3.1.1	Le module de pompe	68
3.1.2	La cavité	69
3.2	Conception mécanique du prototype	70
3.3	Caractérisation expérimentale de l'émission bifréquence	71
3.3.1	Puissance et longueur d'onde d'émission	71
3.3.2	Spectre optique et accordabilité des longueurs d'onde	72
3.3.3	Spectre radiofréquence et accordabilité de la différence de fréquence.	74
4	Conclusion	77

1 Conception de la cavité bifréquence

Une source laser VECSEL est composée de trois éléments de base : une source de pompage optique, une structure semiconductrice et une cavité laser externe. Dans cette partie nous nous intéresserons à la conception de la cavité externe, élément crucial qui conditionne les propriétés d'émission du laser. Nous détaillerons notamment le choix et le rôle des éléments intracavités pour obtenir une émission bifréquence accordable en longueur d'onde et en différence de fréquence.

1.1 Description de la cavité

L'architecture de cavité retenue pour la réalisation du prototype de VECSEL bifréquence est une cavité plan-concave formée par la structure semiconductrice d'un côté et un miroir externe de l'autre. Le faisceau de pompe est focalisé sur la structure avec un certain angle d'incidence. Ce type de cavité est simple à mettre en place et à aligner, et permet d'obtenir un système compact. Le rayon de courbure du miroir concave, et donc la longueur de la cavité, sont choisis assez longs pour permettre d'ajouter des éléments intra-cavité. Ces éléments ont un rôle dans le fonctionnement bipolarisé et bifréquence du laser que nous détaillerons dans les sous-parties suivantes.

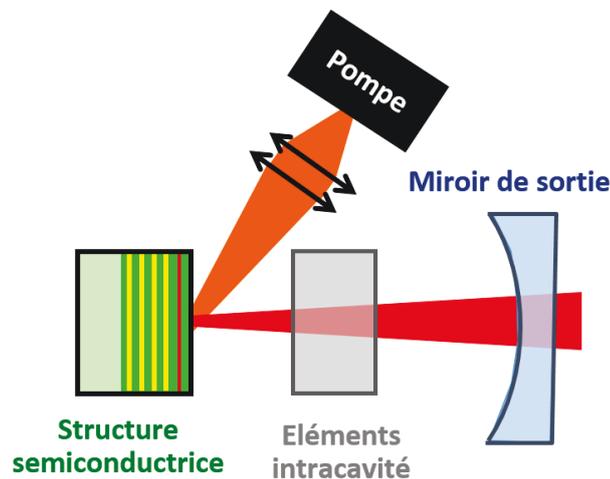


FIGURE II.1: Schéma de principe du VECSEL bifréquence en cavité plan-concave.

1.2 Sélection d'un mode transverse

Dans l'expérience d'interrogation CPT, la qualité transverse du faisceau est importante pour l'homogénéité des processus d'interaction de la lumière laser avec les atomes sur toute la dimension du faisceau. On vise ainsi à obtenir le mode gaussien TEM_{00} de la cavité. La sélection du mode transverse fondamental se fait, dans le cas d'un VECSEL, par l'optimisation du recouvrement de la zone de gain avec le mode fondamental de la cavité optique externe. Le profil de la zone de gain est imposé par celui du pompage optique. Le module de pompe sera décrit précisément en 3.1.1. Nous admettrons pour le moment que le profil de la pompe est un profil multimode de type rectangulaire (ou super-gaussien) de demi-largeur à $1/e^2$ ω_p au niveau du point de focalisation sur la structure. Afin de sélectionner uniquement le mode fondamental, on ajuste la taille du waist du mode TEM_{00} , notée ω_l , pour maximiser le recouvrement avec la zone de pompage. Puisqu'ils sont spatialement plus étendus que le mode fondamental, les modes transverse d'ordres supérieurs sont partiellement absorbés lorsqu'ils interagissent avec des zones non pompées de la zone active. Ainsi, grâce à la différence de gain, le mode fondamental est naturellement sélectionné. Cette sélection du mode transverse est relativement

indépendante de la puissance de pompe et permet donc de conserver des profils de faisceaux monomodes à puissance élevée.

La cavité est géométriquement stable lorsque la longueur de la cavité L_{cav} est strictement inférieure au rayon de courbure du miroir de sortie R_{OC} . Dans cette configuration, la cavité laser présente un unique waist situé au niveau du miroir de Bragg de la structure. Le rayon du waist du faisceau laser est donné par la formule suivante :

$$\omega_l = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R_{OC} - L)}} \quad (\text{II.1})$$

La figure II.2 présente l'évolution du rayon du faisceau laser au niveau du miroir de Bragg en fonction de la longueur optique de la cavité L_{cav} pour trois rayons de courbure typiques pour les travaux présentés dans ce manuscrit ($R_{OC} = 15, 25$ et 50 mm). L'ajustement de la longueur de cavité permet d'accéder à une grande plage de largeurs de mode ω_l . La dimension maximum du mode est atteinte pour une longueur de cavité égale à la focale du miroir concave et vaut $\omega_l^{max} = \sqrt{\lambda R_{OC}/2\pi}$, dans notre cas respectivement $45 \mu\text{m}$, $58 \mu\text{m}$ et $82 \mu\text{m}$. Le choix du rayon de courbure du miroir est fait pour que la cavité soit dans une zone de stabilité et que le rayon du mode fondamental ω_l corresponde au rayon de la zone de pompage ω_p , égal à environ $40 \mu\text{m}$. Les courbes de la figure II.2 montrent que ces critères peuvent être atteints pour les trois rayons de courbures étudiés. Pour des raisons de compacité mais aussi à cause d'un critère sur la différence de fréquence $\Delta\nu$ du laser que nous verrons dans la section 1.6, nous choisissons un miroir de rayon de courbure 15 mm. La condition de fonctionnement monomode transverse impose alors une longueur optique de cavité L_{cav} voisine de $12,5$ mm.

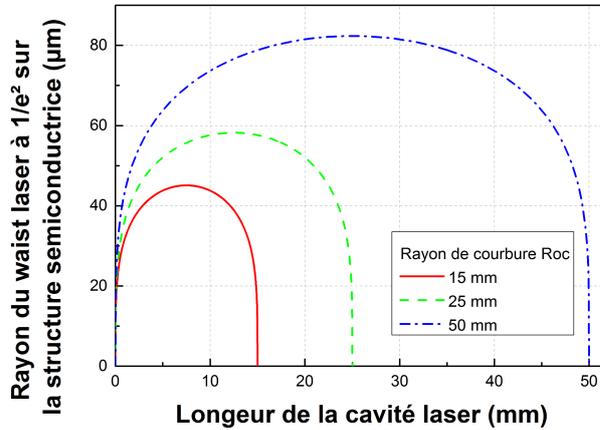


FIGURE II.2: Évolution du rayon du waist laser sur la structure semiconductrice en fonction de la longueur de la cavité laser pour différents rayons de courbure du miroir concave ($R_{oc} = 15, 25$ et 50 mm).

1.3 Sélection d'un mode longitudinal et accordabilité de la longueur d'onde

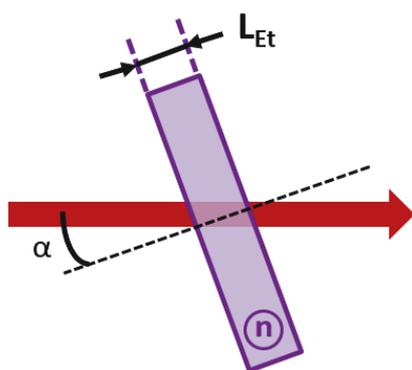
Les modes longitudinaux désignent les modes optiques résonants de la cavité, périodiquement espacés en fréquence par l'intervalle spectral libre de la cavité $ISL_{cav} = c/2L_{cav}$ proche de 12 GHz (soit 30 pm à 852 nm). À cause de la très grande largeur de gain des semiconducteurs (plusieurs nanomètres), de nombreux modes longitudinaux sont susceptibles d'atteindre le seuil laser. Grâce au gain homogène des structures semiconductrices et donc à la compétition entre

les modes, le VECSEL devrait présenter spontanément un fonctionnement monomode longitudinal. Toutefois, si le temps caractéristique d'établissement du régime monofréquence τ_c est supérieur au temps caractéristique des perturbations (mécaniques, thermiques) subies par les modes, le laser oscillera sur plusieurs modes longitudinaux [Laurain 10b]. Or, τ_c est d'autant plus long que la largeur du spectre de gain est grande. Par conséquent et dans le but de faciliter l'émission monofréquence, on ajoute dans la cavité un étalon Fabry-Perot pour filtrer le spectre de gain et donc réduire le nombre de modes longitudinaux en compétition.

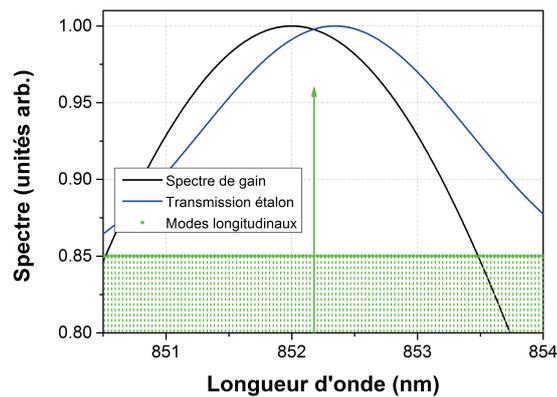
Dans le cas du prototype de VECSEL bifréquence, nous avons travaillé avec des étalons fabriqués à partir de lame à face planes et non-traitées de différents matériaux : la silice, le YAG ou encore l'YVO₄. La transmission de ces étalons correspond à celle d'un interféromètre de Fabry-Perot de très faible finesse (la réflexion R à l'interface est faible) et est donnée par l'équation¹ :

$$T(\lambda, \alpha) = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left[\frac{2\pi n_{Et} L_{Et}}{\lambda} \cos \left(\frac{\alpha}{n_{Et}} \right) \right]}, \quad (\text{II.2})$$

où R est le coefficient de réflexion de Fresnel à chaque dioptré, L_{Et} l'épaisseur de l'étalon et n_{Et} son indice de réfraction. La transmission est calculée à une longueur d'onde λ et pour un angle d'incidence du faisceau sur l'étalon α . Pour obtenir une émission monomode, il faut que la largeur du pic de transmission de l'étalon soit faible pour réduire le nombre de modes laser en compétition. Il faut aussi que son intervalle spectral libre soit suffisamment grand pour qu'un seul mode puisse être sélectionné (c'est-à-dire avoir un unique pic de transmission de l'étalon couvert par le spectre de gain). Dans le cas contraire, on observe la présence de modes laser sur plusieurs pics de transmission consécutifs de l'étalon). Pour le VECSEL bifréquence, nous utilisons des étalons ayant des intervalles spectraux libres de plusieurs nanomètres et dont les épaisseurs varient entre 50 et 100 μm .



(a) Schéma d'une lame étalon d'indice n et d'épaisseur L_{Et} .



(b) Évolution du gain de la structure semiconductrice, de la courbe de transmission de l'étalon en fonction de la longueur d'onde et représentation des modes longitudinaux de la cavité laser. Nous supposons une cavité de longueur 12,5 soit un intervalle spectre de 12 GHz environ (29 pm à 852 nm) et contenant un étalon de silice de 50 μm d'épaisseur. Le gain est supposé gaussien de largeur de gain à mi-hauteur 6 nm.

FIGURE II.3: Sélection d'un mode longitudinal de la cavité par le gain du semiconducteur et un étalon Fabry-Perot en silice de 50 μm d'épaisseur.

1. valable uniquement dans le cas de l'approximation des ondes planes.

Pour les applications d'horloges atomiques, nous avons besoin d'une émission laser à la fois monofréquence et accordable en longueur d'onde afin de sonder les différentes transitions atomiques. Pour satisfaire ce dernier point, nous exploitons la grande largeur de gain des VECSELS et les propriétés de filtrage de l'étalon. La principale stratégie utilisée consiste à incliner l'étalon de sorte à augmenter l'épaisseur traversée par le faisceau laser. Pour un étalon de silice, un angle d'incidence de quelques degrés suffit ainsi à balayer la longueur d'onde laser sur une plage égale à l'intervalle spectral libre de l'étalon [Cocquelin 09a]. La seconde idée repose sur l'utilisation d'un étalon à faces planes légèrement prismatiques que l'on translate au travers du faisceau. Cette technique est mécaniquement plus simple à mettre en place. L'angle du prisme de la lame est calculé pour que l'interfrange dû aux interférences soit bien supérieur à la dimension transverse du faisceau sur l'étalon afin de limiter les pertes induites par celle-ci. Pour le prototype de VECSEL bifréquence, ce critère est satisfait pour des angles de l'ordre de la dizaine de secondes d'arc.

1.4 Émission bipolarisée et bifréquence

1.4.1 Principe de fonctionnement de l'émission bipolarisée

Dans cette partie nous détaillerons le principe de fonctionnement d'une émission bipolarisée d'une cavité laser et comment cette technique peut être mise en place dans un VECSEL.

La sélection de l'état de polarisation d'une onde laser dépend de plusieurs facteurs : le dichroïsme de gain (valeurs différentes des sections efficaces d'amplification selon l'axe de polarisation du champ lumineux) et la présence de pertes sélectives par polarisation. À cause de la compétition de gain, un état de polarisation préférentiel est normalement sélectionné. Cependant, il est possible de forcer l'émission d'une cavité laser dans un régime de fonctionnement bipolarisé où se superposent deux oscillations laser à polarisation linéaires croisées perpendiculaires. Nous verrons dans le paragraphe suivant comment lever la dégénérescence et réduire le couplage entre ces deux modes afin d'obtenir une émission simultanée et stable.

On distingue deux situations selon le degré d'homogénéité du gain. Dans le cas d'un milieu à gain totalement inhomogène, chaque mode optique est naturellement découplé des autres modes et la simple introduction de biréfringence dans la cavité peut suffire à obtenir une émission bipolarisée. Ce type de fonctionnement a été obtenu avec des verres dopés Er et Yb par Pillet et al. [Pillet 08] (cf. chapitre I, section 2.2.2). Pour un milieu à gain homogène, comme c'est le cas pour les VECSELS, la compétition pour le gain ne sélectionne in fine qu'un seul mode optique avec un état de polarisation donné. L'introduction de biréfringence dans la cavité n'est dans ce cas pas suffisante pour lever la dégénérescence. L'émission laser est alors polarisée dans la direction où le gain est le plus important et les pertes les plus faibles. Une solution simple pour résoudre ce problème consiste à induire une séparation spatiale dans le milieu à gain entre les modes polarisés. De cette manière, chaque mode interagit avec sa propre inversion de population et peut osciller sans rentrer en compétition avec le mode voisin. Cette technique a été démontrée pour la première fois en 1997 par Brunel et ses collègues sur des lasers à cristaux de Nd:YAG [Brunel 97]. L'élément utilisé pour induire la séparation entre les modes polarisés était un cristal de calcite biréfringent uniaxe coupé à 45° par rapport à ses axes propres. Ce cristal se comporte comme un séparateur de polarisation grâce au phénomène de double réfraction. Introduit dans une cavité laser, cet élément permet de séparer les faisceaux à l'arrivée dans le milieu à gain puis de les recombinaer à leur retour. Il assure donc la stabilité et l'alignement de la cavité pour les deux modes propres polarisés. La distance de séparation entre les faisceaux dépend de la biréfringence Δn du matériau et de son épaisseur e . La calcite et le vanadate d'yttrium (YVO_4) constituent les deux cristaux les plus couramment utilisés en

raison de leur forte biréfrécente et de leurs très bonnes propriétés optiques (faible absorption linéique). Pour un VECSEL, cette méthode de séparation spatiale est aisée à mettre en place puisque le séparateur de polarisation peut être intégré dans la cavité externe.

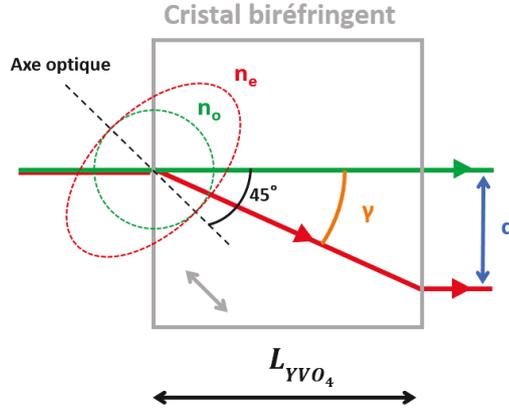


FIGURE II.4: Schéma de représentation de la double réfraction subie par un faisceau lorsqu'il traverse un cristal biréfrécent coupé à 45° .

Nous nous intéressons maintenant à la valeur de la séparation spatiale induite par un cristal uniaxe d' YVO_4 et d'épaisseur L_{YVO_4} . L'indice n_θ vu par la polarisation extraordinaire suit la relation :

$$\frac{1}{n_\theta^2} = \frac{(\cos\theta)^2}{n_o^2} + \frac{(\sin\theta)^2}{n_e^2}, \quad (\text{II.3})$$

où n_o et n_e sont respectivement les indices propres ordinaire et extraordinaire du cristal. Pour un cristal coupé à $\theta = 45^\circ$ par rapport à ses axes propres, l'indice n_θ s'exprime simplement par la formule :

$$n_\theta = \sqrt{2} \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 + n_e^2}}. \quad (\text{II.4})$$

Par ailleurs, la déviation angulaire dans le cristal γ est définie par :

$$\gamma = \theta - \arctan\left(\frac{n_o^2}{n_e^2} \tan\theta\right). \quad (\text{II.5})$$

Sa valeur ne dépend que de l'angle de coupe θ et des indices du cristal. La séparation spatiale d induite entre les deux modes polarisés est donc égale à $d = L_{YVO_4} \times \tan(\gamma)$. À titre d'exemple, on calcule une déviation angulaire d'environ 0,1 rad pour un cristal d' YVO_4 d'où une séparation de $100 \mu\text{m}$ pour un élément de 1 mm d'épaisseur. Le tableau II.1 présente les indices, les déviations angulaires et les séparations spatiales obtenues pour trois cristaux différents (YVO_4 , Calcite et α -BBO), sélectionnés pour leur forte biréfrécente.

Le paramètre clé pour déterminer la séparation spatiale nécessaire entre les modes polarisés, et donc l'épaisseur de cristal, est le facteur de recouvrement entre les faisceaux. Il est calculé à partir de l'intégrale de recouvrement 2D entre les distributions d'intensité des deux modes et s'exprime suivant la formule :

$$\eta = \frac{\int I_o(x, y) I_e(x, y) dx dy}{\sqrt{\int I_o^2(x, y) dx dy \times \int I_e^2(x, y) dx dy}}, \quad (\text{II.6})$$

Matériau	Vanadate d'yttrium (YVO ₄)	Calcite (CaCO ₃)	α-borate de baryum (α-BBO)
Indice de réfraction ordinaire n_o	1,970	1,647	1,643
Indice de réfraction extraordinaire n_e	2,181	1,481	1,525
Biréfringence principale Δn	0,211	-0,166	-0,118
Biréfringence $n_{\theta=45} - n_o$	0,097	-0,090	-0,062
Déviat ion angulaire γ (rad)	0,101	-0,106	-0,074
Séparation spatiale induite d par millimètre de cristal parcouru ($\mu\text{m}/\text{mm}$)	101	-106	-74

TABLE II.1: Tableau de comparaison des paramètres optiques des principaux cristaux à forte biréfringence à une longueur d'onde de 850 nm et à 20°C [Laser Components , Marketech International Inc , Newlight Photonics]. Dans le cas d'un cristal coupé à 45° de ses axes propres, la déviation angulaire du faisceau extraordinaire par rapport au faisceau ordinaire est indiquée, ainsi que la séparation spatiale induite par millimètre de cristal parcouru.

où I désigne une distribution d'intensité 2D. Or les modes de la cavité étant gaussiens, on admet que les distributions d'intensité I_o et I_e sont gaussiennes de même demi-largeur à $1/e^2$ ω_l mais séparés de la distance d ¹. Pour ce cas particulier, le recouvrement entre faisceaux laser est calculé à partir de la relation suivante :

$$\eta = \exp\left(-\frac{d^2}{\omega_l^2}\right). \quad (\text{II.7})$$

Un taux de recouvrement faible assure une émission bifréquence stable puisque les modes propres polarisés ne sont plus que partiellement couplés [De 13]. Ils peuvent donc osciller dans la même cavité sans rentrer en compétition pour le gain avec l'autre mode.

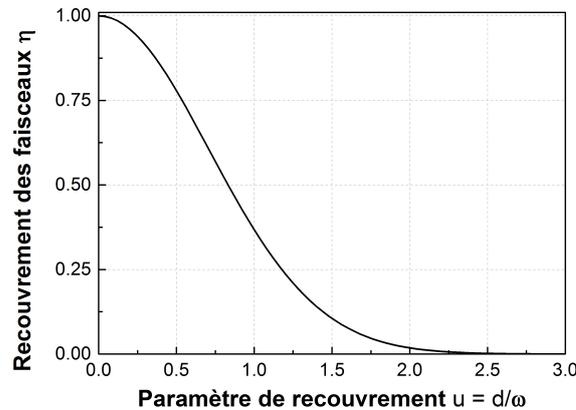
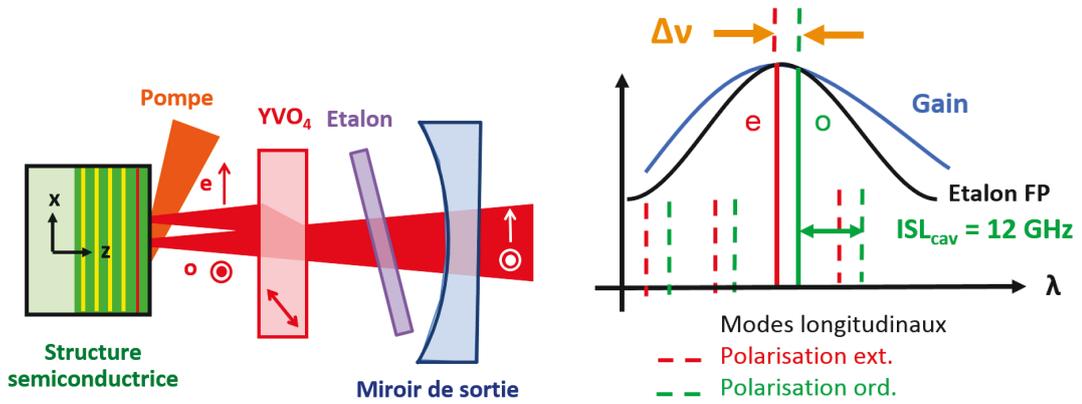


FIGURE II.5: Évolution de l'intégrale de recouvrement des faisceaux polarisés dans le milieu à gain en fonction du paramètre de recouvrement normalisé $u = d/\omega_l$.

1. $I_o = \exp\left(-\frac{2x^2 + 2y^2}{\omega_l^2}\right)$ et $I_e = \exp\left(-\frac{2(x-d)^2 + 2y^2}{\omega_l^2}\right)$

1.4.2 Émission bifréquence et caractérisation de la différence de fréquence

Obtenir une émission bifréquence à partir d'une source laser bipolarisée implique que chacun des deux modes propres polarisés de la cavité oscille sur un unique mode transverse et mode longitudinal. Le fonctionnement monomode transverse est, comme vu précédemment, obtenu par l'optimisation du recouvrement des waists du faisceau de pompe et du mode fondamental de la cavité, tandis que la sélection d'un unique mode longitudinal est réalisé par un filtrage du spectre de gain. Comme pour un laser monofréquence, cet effet peut être obtenu par l'ajout d'un étalon intracavité. Dans le cas d'un laser bifréquence, les modes propres polarisés de la cavité sont filtrés par l'étalon : le spectre du laser est réduit à deux modes optiques de fréquences différentes. Chaque mode longitudinal est polarisé linéairement mais perpendiculairement par rapport à l'autre, selon deux directions (ordinaire et extraordinaire) définies par les axes du cristal biréfringent.



(a) Schéma de la cavité d'un VECSEL bifréquence.

(b) Schéma de principe de la sélection des modes longitudinaux dans un laser bifréquence.

FIGURE II.6: Principe de la sélection des deux modes longitudinaux polarisés par un étalon Fabry-Perot (FP) intracavité dans le VECSEL bifréquence.

Désormais, nous allons nous intéresser à la différence de fréquence $\Delta\nu$ entre les deux modes optiques polarisés. Du fait de la présence d'une biréfringence dans la cavité, la longueur optique de la cavité est différente pour chacun des modes propres polarisés de la cavité et c'est pourquoi leurs fréquences optiques ne sont pas identiques : il existe une différence de fréquence intrinsèque entre eux. Par définition, la différence de fréquence vaut :

$$\Delta\nu = \nu_e - \nu_o, \quad (\text{II.8})$$

où ν_o et ν_e sont les fréquences optiques des deux modes du laser bifréquence. Leurs fréquences respectives sont :

$$\nu_o = p_o \frac{c}{2L_{cav/o}}, \quad (\text{II.9})$$

$$\nu_e = p_e \frac{c}{2L_{cav/e}}, \quad (\text{II.10})$$

où c est la vitesse de propagation de la lumière dans le vide, et $L_{cav/o}$ et $L_{cav/e}$ sont respectivement les longueurs optiques de la cavité pour le mode polarisé sur l'axe ordinaire et sur l'axe extraordinaire. De même, p_o et p_e (nombres entiers positifs) sont les ordres des deux modes. Pour simplifier l'expression de la différence de fréquence, nous introduisons les notations suivantes $p_o = p$ et $p_e = p + \Delta p$, $L_{cav/o} = L_{cav}$ et $L_{cav/e} = L_{cav} + \Delta L_{cav}$ où ΔL_{cav} est la variation

d'épaisseur optique due à la biréfringence accumulée lors d'un aller simple dans la cavité. On suppose que la variation de chemin optique due à la biréfringence de la cavité est très faible devant la longueur optique de la cavité, soit $\Delta L_{cav} \ll L_{cav}$ et $\Delta p \ll p$. L'expression de la différence de fréquence peut alors être simplifiée au premier ordre par :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L_{cav}} \left(\Delta p - p \frac{\Delta L_{cav}}{L_{cav}} \right). \quad (\text{II.11})$$

Or par définition de l'ordre du mode p , $L_{cav} = p\lambda/2$. De plus l'intervalle spectral libre de la cavité est $ISL_{cav} = c/2L_{cav}$. D'où

$$\Delta\nu = ISL_{cav} \left(\Delta p - \frac{2\Delta L_{cav}}{\lambda} \right). \quad (\text{II.12})$$

Nous pouvons noter que la différence de fréquence est fixée par trois paramètres du laser : la longueur optique de la cavité L_{cav} (via l'intervalle spectral libre), la biréfringence de la cavité ΔL_{cav} et enfin Δp qui rend compte de la sélection des modes longitudinaux par le spectre de gain effectif du laser (spectre de gain du semiconducteur filtré par l'étalon). La biréfringence de la cavité est actuellement fixée par celle du séparateur de polarisation (YVO₄ coupé à $\theta = 45^\circ$ et d'épaisseur 500 μm). On calcule ainsi $\Delta L_{cav} = (n_\theta^{YVO_4} - n_o^{YVO_4})L_{YVO_4} = 50 \mu\text{m}$ environ. Pour deux modes polarisés adjacents ($|\Delta\nu| < ISL_{cav}$) à 852 nm, nous déterminons valeur de Δp d'environ une centaine. Par contre, la différence de chemin optique due à la biréfringence ΔL_{cav} est assez mal connue du fait de l'incertitude sur l'épaisseur réelle de la lame YVO₄ si bien que la valeur de $\Delta\nu$ est inconnue et peut prendre toute les valeurs entre $-ISL_{cav}$ et $+ISL_{cav}$ (soit de -12 GHz à +12 GHz environ). Nous verrons ainsi dans les sections suivantes les techniques utilisées pour régler la différence de fréquence précisément à la valeur souhaitée de 9,19 GHz.

1.5 Accordabilité continue de la différence de fréquence

L'équation II.12 fait apparaître deux voies pour accorder continuellement la différence de fréquence du VECSEL bifréquence. La première repose sur une modification de la longueur de la cavité L_{cav} . On peut aisément montrer à partir de cette équation que la sensibilité de la différence de fréquence à une variation de la longueur de la cavité est égale à $\Delta\nu/L_{cav}$ soit 0,72 GHz/mm pour une différence de fréquence de 9 GHz. Cette solution n'est donc pas envisageable dans notre situation puisqu'elle nécessiterait des changements non négligeables de la longueur de cavité qui pourraient nous faire perdre la condition de fonctionnement monomode transverse (cf. 1.2). La deuxième technique que nous allons étudier consiste à modifier la biréfringence de la cavité ΔL_{cav} via par exemple des effets thermiques ou électro-optiques.

1.5.1 Choix d'un cristal électro-optique

Pour réaliser cette accordabilité, nous pourrions exploiter les effets thermiques (effets thermo-optique et dilatation thermique) dans le cristal d'YVO₄. Cependant, comme cela sera mis en évidence par la suite, ces effets sont négligeables sur la biréfringence de l'YVO₄. De plus ce cristal ne possède pas de propriétés électro-optiques. Par conséquent, nous ajoutons un nouveau cristal biréfringent uniaxe dans la cavité ayant de fortes propriétés électro-optiques. Parmi les premiers cristaux envisagés pour cette application, on trouve le niobate de lithium congruent. Ses caractéristiques électro-optiques sont intéressantes mais son seuil d'effet photo-réfractif est trop faible [Palfalvi 02]. Dans une cavité laser et donc sous l'effet d'une intensité intracavité élevée, ces cristaux ajoutent des pertes qui diminuent voire inhibent l'effet laser. Face à ces problèmes récurrents, un groupe de recherche a travaillé sur la fabrication de cristaux de niobate de lithium (LiNbO₃) stœchiométrique dopé en oxyde de magnésium (MgO)

[Furukawa 98]. Avec ce cristal, une augmentation très importante du seuil des effets photo-réfractifs (jusqu'à 8 MW/cm² à 532 nm) a été démontrée. Des résultats similaires ont été observés pour le tantalate de lithium (LiTaO₃) stœchiométrique dopé MgO [Yu 04]. Du point de vue de leurs propriétés thermo-optiques, ces deux cristaux ont des caractéristiques quasi identiques [Casson 04]. Pour le prototype de laser bifréquence à 852 nm, le choix s'est tourné vers un cristal de LiTaO₃ stœchiométrique dopé à 5% en MgO, d'épaisseur $L_{SLT} = 1$ mm et coupé le long de son axe ordinaire. Le cristal est orienté pour que les axes du cristal soient alignés sur les axes de polarisation propres de la cavité. Pour plus de simplicité, nous abrègerons dans la suite MgO:LiTaO₃ stœchiométrique par l'appellation MgO:SLT.

	MgO:LiTaO₃ stœchiométrique
Indice de réfraction ordinaire n_o à 852 nm et 20°C	2,1441 [Dolev 09]
Indice de réfraction extraordinaire n_e à 852 nm et 20°C	2,1416 [Dolev 09]
Coefficient électro-optique r_{13} à 980 nm (pm/V)	29,6 [Casson 04]
Coefficient électro-optique r_{33} à 980 nm (pm/V)	6,96 [Casson 04]

TABLE II.2: Tableau résumant les indices optiques et les coefficients électro-optiques du cristal MgO:LiTaO₃ utilisé dans le prototype de VECSEL bifréquence.

1.5.2 Évaluation des effets thermiques et électro-optiques sur la biréfringence

La biréfringence de la cavité est calculée à partir des contributions des deux cristaux, YVO₄ et MgO:SLT. Sa valeur dépend de la température T et de la tension V appliquée au MgO:SLT :

$$\Delta L_{cav} = \left[n_{\theta}^{YVO_4}(T) - n_o^{YVO_4}(T) \right] L_{YVO_4}(T) + \left[n_e^{SLT}(T, V) - n_o^{SLT}(T, V) \right] L_{SLT}(T). \quad (\text{II.13})$$

Pour quantifier la sensibilité de la différence de fréquence à la température ou à la tension appliquée au cristal électro-optique, il faut d'abord estimer la variation de la biréfringence de la cavité notée $d(\Delta L_{cav})$. La variation induite par les effets électro-optiques dans le MgO:SLT est notée $d(\Delta L)_{EO}$ et s'exprime selon la formule :

$$d(\Delta L_{cav})_{EO} = \frac{V}{e_{SLT}} \left(\frac{n_{SLT,e}^3}{2} r_{33} - \frac{n_{SLT,o}^3}{2} r_{13} \right) \times L_{SLT}, \quad (\text{II.14})$$

où e_{SLT} est l'épaisseur de cristal séparant les deux électrodes (2 mm). Les valeurs des coefficients électro-optiques sont résumées dans le tableau II.2. Nous déterminons ainsi une sensibilité théorique de la différence de fréquence à la tension $\partial\Delta\nu/\partial V$ de 1,6 MHz/V, à comparer à la valeur expérimentale de 1,31 MHz/V (cf. 3.3.3). Dans la suite de ce manuscrit, nous montrons que la tension appliquée au cristal de MgO:SLT sera utilisée pour régler très finement la différence de fréquence et corriger les fluctuations thermiques de celle-ci (cf. chapitre III).

Dans le cas des effets thermiques, deux phénomènes contribuent à la variation de ΔL_{cav} : l'expansion thermique et les effets thermo-optiques. On note respectivement $d(\Delta L_{cav})_{ET}$ et $d(\Delta L_{cav})_{TO}$ les variations de ΔL_{cav} engendrées par ces deux effets. Dans le cas du prototype étudié, les deux cristaux biréfringents sont asservis en température par un même élément Peltier : on considère donc dans la suite qu'ils sont à la même température T . Nous ajoutons les contributions des deux cristaux biréfringents de la cavité (le séparateur de polarisation

en YVO_4 et le MgO:SLT). La contribution de l'expansion thermique est donc décrite par la formule :

$$d(\Delta L_{cav})_{ET} = \sum_{i=\text{cristal}} \alpha_{i,T} [n_{i,e} - n_{i,o}] (T - T_{ref}) \times L_i, \quad (\text{II.15})$$

où $\alpha_{i,T}$ est le coefficient d'expansion thermique du cristal considéré i et T_{ref} la température de référence à laquelle sont mesurées les données matériaux (indices optiques, coefficient d'expansion thermique etc.). La contribution de l'effet thermo-optique est exprimée en fonction des coefficients thermo-optiques ordinaire $\partial n_o / \partial T$ et extraordinaire $\partial n_e / \partial T$:

$$d(\Delta L_{cav})_{TO} = \sum_{i=\text{cristal}} \left[\frac{\partial n_{i,e}}{\partial T} - \frac{\partial n_{i,o}}{\partial T} \right] (T - T_{ref}) \times L_i. \quad (\text{II.16})$$

Le tableau II.3 regroupe les informations utiles sur les propriétés thermiques des deux cristaux biréfringents utilisés dans la cavité. De nombreuses incertitudes existent sur ces données, concernant notamment le MgO:SLT . En effet, les données rapportées pour ce cristal ne sont pas issues de cristaux ayant le même dopage en MgO . Or les propriétés thermiques des cristaux dopés dépendent fortement de leur qualité de fabrication et de leur taux de dopage, d'où une probable grande erreur entre les valeurs indiquées dans ce tableau et les valeurs réelles.

	MgO:SLT dopé 0,5% [Dolev 09]	YVO₄ [Ter-Gabrielyan 12]
Coefficient d'expansion thermique α_T à 20°C (10^{-6} K^{-1})	15,1 ($\perp c^1$)	2,02 ($\perp c^1$) 8,39 ($\parallel c^1$)
Coefficient thermo-optique ordinaire $\frac{\partial n_o}{\partial T}$ à 20°C (10^{-5} K^{-1})	12,0 à 1064 nm	1,53 à 633 nm
Coefficient thermo-optique extraordinaire $\frac{\partial n_e}{\partial T}$ à 20°C (10^{-5} K^{-1})	4,12 à 1064 nm	0,93 à 633 nm

TABLE II.3: Tableau résumant quelques propriétés thermiques trouvées dans la littérature (expansion thermique, coefficients thermo-optiques) du MgO:LiTaO_3 dopé 0,5% et de l' YVO_4 .

La figure II.7 présente, sur une échelle logarithmique, les résultats des calculs de la sensibilité de la différence de fréquence à la température $\partial \Delta \nu / \partial T$ basés sur les données des tableaux II.1, II.2 et II.3. Ces différents coefficients sont calculés pour chaque cristal et pour chaque contribution (dilatation thermique ou effet thermo-optique). Nous observons une nette prépondérance des effets thermo-optiques dans le cristal de MgO:SLT (plus d'un facteur 10) sur toutes les autres contributions. La somme de toutes ces valeurs nous permet de calculer une sensibilité théorique de la différence de fréquence à la température de 2,3 GHz/K, soit plus de 50% supérieure à la sensibilité expérimentale, de 1,44 GHz/K (cf. 3.3.3). Cette grande sensibilité est à la fois un avantage et un inconvénient. Tout d'abord, elle permet de modifier de plusieurs gigahertz la différence de fréquence en seulement quelques degrés. Cependant, elle oblige à un contrôle très fin de la température des cristaux biréfringents si l'on souhaite stabiliser la différence de fréquence. Dans l'hypothèse où les fluctuations de températures sont de l'ordre du millikelvin, la différence de fréquence ne pourra être connue à une précision meilleure que le mégahertz.

1. L'orientation des axes propres des différents cristaux par rapport aux polarisations propres de la cavité sera précisée dans la dernière section de ce chapitre (Fig. II.30).

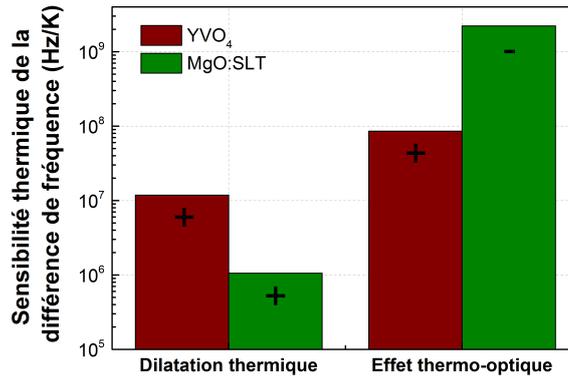


FIGURE II.7: Estimations théoriques de la sensibilité de la différence de fréquence à la température $\partial\Delta\nu/\partial T$ représentées en échelle logarithmique en fonction du cristal considéré (YVO₄ et MgO:SLT) et de l'origine physique du phénomène (dilatation thermique ou effet thermo-optique). Le signe de chaque contribution est précisé sur la figure.

1.6 Sélection de la différence de fréquence par l'étalon

Nous allons maintenant nous intéresser au paramètre Δp dont dépend la différence de fréquence (Eq. II.12). Nous rappelons que ce paramètre est un nombre entier issu de l'ordre des modes optiques du laser bifréquence (Eq. II.9 et II.10). Un saut d'un des modes longitudinaux du laser bifréquence vers le mode suivant (par exemple saut du mode p vers le mode $p+1$) entraîne ainsi un saut identique de la différence de fréquence d'une valeur d'un intervalle spectral libre de la cavité ISL_{cav} soit 12 GHz. Grâce à la sélection de Δp , nous pouvons ainsi accorder la différence de fréquence par saut de 12 GHz. Or, le mécanisme des sauts de mode est régi par le spectre de gain effectif, c'est-à-dire la combinaison du spectre de gain du semiconducteur et de la transmission de l'étalon. Tandis que nous n'avons que peu de contrôle sur le premier (via des effets thermiques uniquement), il est en revanche possible d'agir facilement sur les propriétés de l'étalon. Nous allons voir dans l'étude suivante comment à partir d'étalons réalisés dans des matériaux isotropes comme la silice, ou biréfringents comme l'YVO₄, il est possible de favoriser des valeurs de Δp et donc la valeur centrale de la différence de fréquence.

1.6.1 Cas d'un étalon isotrope

La grande majorité des étalons que nous avons utilisés sont des étalons en silice, matériau isotrope. La transmission d'un étalon de ce type est identique pour les deux modes polarisés de la cavité (Fig. II.6(b)). La configuration $\Delta\nu > ISL_{cav}$ est alors impossible dans la mesure où le filtrage spectral de l'étalon élimine les modes longitudinaux trop éloignés de son maximum de transmission. La différence de fréquence varie alors autour de la fréquence nulle et l'intervalle spectral libre de la cavité constitue une borne supérieure de $\Delta\nu$. Par conséquent, il est nécessaire de choisir une longueur de cavité adaptée nos besoins. Pour une différence de fréquence visée correspondant à la fréquence de la transition d'horloge $\nu_{at} = 9,19$ GHz, la longueur optique de la cavité devra respecter la condition :

$$L_{cav} < \frac{c}{2\nu_{at}}, \quad (\text{II.17})$$

soit une longueur maximale autorisée de 16 mm. C'est pour cette raison, et aussi à cause de contraintes mécaniques, que la longueur de la cavité du prototype de VECSEL bifréquence a été fixée à 12,5 mm, correspondant à un intervalle spectral libre ISL_{cav} de 12 GHz.

1.6.2 Cas de l'étalon biréfringent

L'intérêt d'utiliser un étalon biréfringent réside dans la modification de ses propriétés de transmission selon la polarisation du faisceau lumineux. Cette idée a été introduite pour la première fois dans les lasers bifréquences par Pillet et ses collègues en 2014 dans le but d'obtenir une différence de fréquence supérieure à l'intervalle spectral libre de la cavité [Pillet 14]. La différence d'épaisseur, et donc d' ISL , causée par la biréfringence se manifeste par un décalage spectral entre le maximum de transmission de l'étalon pour la polarisation ordinaire et celui pour la polarisation extraordinaire. La sélection des modes longitudinaux n'est donc pas identique pour les deux états de polarisation (Fig. II.8). Ainsi, il est possible d'imposer un point de fonctionnement stable pour $\Delta\nu \neq 0$ et d'obtenir par conséquent des différences de fréquence supérieures à l'intervalle spectral libre de la cavité.

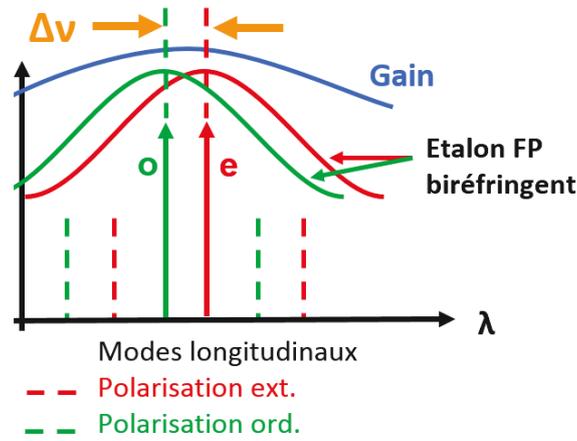


FIGURE II.8: Sélection des modes longitudinaux du laser bifréquence sous l'effet d'un étalon biréfringent.

Intéressons-nous à la mise en pratique et au dimensionnement d'un étalon biréfringent capable de forcer une différence de fréquence de 9,19 GHz. Au regard de la fréquence des modes optiques, la différence de fréquence est minimale : la biréfringence de la lame étalon doit donc elle aussi être faible. On utilise donc des cristaux uniaxes coupés le long de leur axe optique. En incidence nulle, la lame se comporte comme un étalon isotrope puis devient biréfringente lorsqu'elle est inclinée par rapport au faisceau. L'indice de réfraction pour le mode polarisé selon l'axe extraordinaire suit la formule donnée dans l'équation II.3 où θ est cette fois remplacé par α/n , l'angle de déviation du faisceau à l'intérieur de l'étalon par rapport à l'axe optique de la cavité (α est l'angle d'incidence du faisceau sur la lame). Les intervalles spectraux libres de l'étalon sont décrits par :

$$ISL_{Et/o} = \frac{c}{2n_o L_{Et}(\alpha)}, \quad (\text{II.18})$$

$$ISL_{Et/e} = \frac{c}{2n_{\alpha/n} L_{Et}(\alpha)}, \quad (\text{II.19})$$

où $L_{Et}(\alpha)$ est l'épaisseur effective de l'étalon incliné de α et égale à $L_{Et}(0) \cos(\alpha/n)$. Nous supposons que l'ordre du pic de transmission de l'étalon à la longueur d'onde de 852 nm pour chacun des deux modes propres polarisés de la cavité sont identiques d'où $p_{Et/o} = p_{Et/e} = p$. L'écart entre les deux maxima de transmission de l'étalon biréfringent $\Delta\nu_{EtB}$ s'écrit alors :

$$\Delta\nu_{EtB} = p ISL_{Et/o}(\alpha) \times \left[\frac{n_o}{n_{\alpha/n}} - 1 \right]. \quad (\text{II.20})$$

Le graphe de la figure II.9 montre l'évolution de $\Delta\nu_{ETB}$ avec l'angle de rotation α de l'étalon. Les résultats montrent qu'un angle d'inclinaison 2° permet d'obtenir un écart de 10 GHz à 852 nm. Nous en déduisons qu'il est possible d'utiliser un étalon dont l'axe extraordinaire fait un angle de quelques degrés avec la normale aux faces utiles de la lame afin, qu'en incidence normale, la biréfringence induite correspond à un écart de 10 GHz. Pour le VECSEL bifréquence, nous avons ainsi choisi un étalon biréfringent d' YVO_4 dont l'axe extraordinaire est incliné de 1° par rapport à la normale aux facettes, soit l'angle de rotation déterminé précédemment divisé par l'indice du cristal (proche de 2).

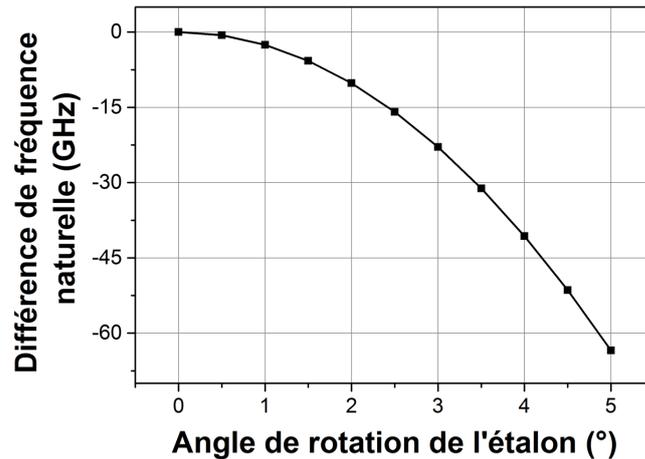


FIGURE II.9: Evolution de l'écart en fréquence entre les deux pics de transmission d'un étalon biréfringent en YVO_4 d'épaisseur $100 \mu\text{m}$ et coupé le long de son axe optique.

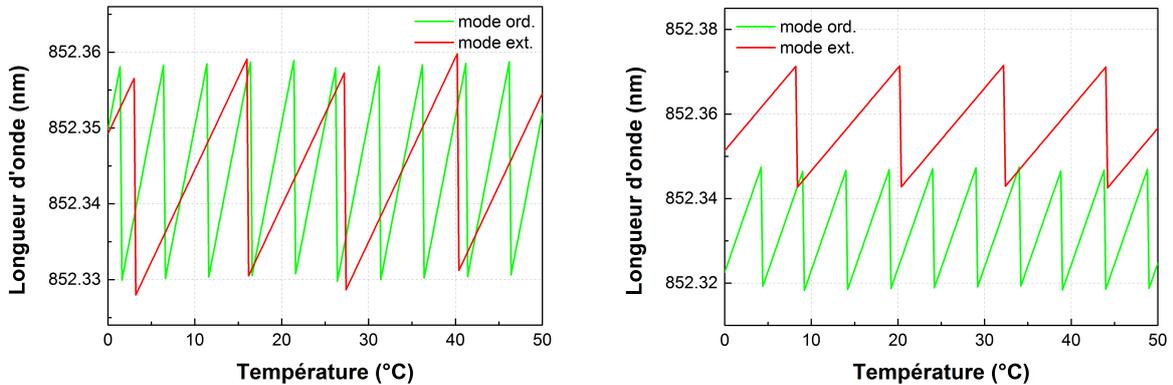
1.6.3 Simulation des plages d'accordabilité de la différence de fréquence

Nous présentons maintenant des résultats de simulations de l'accordabilité des modes longitudinaux ainsi que de la différence de fréquence du VECSEL bifréquence. L'objectif de cette étude est d'observer l'évolution des plages d'accordabilité continues de la différence de fréquence autour de 9,19 GHz lorsque l'on ajuste simultanément ΔL_{cav} et Δp . L'étude est réalisée pour deux types d'étalon : le premier est une lame de silice de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur ; le second est un étalon biréfringent d' YVO_4 coupé le long de son axe ordinaire et d'une épaisseur de $100 \mu\text{m}$. Ces étalons correspondent à ceux testés dans le prototype de VECSEL bifréquence. Ils ne possèdent pas le même intervalle spectral libre ($4,8$ et $1,8$ nm respectivement) mais ce paramètre n'a pas d'effet sur l'accordabilité des modes longitudinaux : il ne perturbe donc pas l'analyse comparative qui sera faite entre les deux étalons.

Le principe de la simulation consiste, dans un premier temps, à déterminer les modes longitudinaux des deux modes polarisés de la cavité qui sont sélectionnés par le gain de la structure semiconductrice et la transmission de l'étalon. Ensuite, et en fonction de la température des cristaux biréfringents (à savoir le séparateur de polarisation en YVO_4 et le MgO:SLT), on calcule le décalage des modes longitudinaux à partir des coefficients de sensibilité des longueurs d'onde ordinaire et extraordinaire à la température mesurés expérimentalement ($\partial\lambda_{ord}/\partial T = 5,90$ pm/K et $\partial\lambda_{ord}/\partial T = 2,43$ pm/K ; cf. section 3.3.2). Lorsque le décalage devient trop important, le mode optique du laser saute vers le mode longitudinal le plus proche du maximum du gain effectif. Au final, nous obtenons des courbes de l'évolution des longueurs d'onde (Fig. II.10) et de la différence de fréquence (Fig. II.11) en fonction de la température : les plages continues montrent l'accordabilité continue obtenue par modification de la biréfringence ΔL_{cav} (cf. section 1.5) tandis que les discontinuités rendent compte des sauts de modes et donc des changements de Δp . Pour finir, nous répétons ce processus pour différents angles d'inclinaison

de l'étalon (Fig. II.12 et II.13) : les changements d'épaisseur effective de l'étalon, ou de la biréfringence dans le cas de l'étalon biréfringent, permettent alors de sélectionner d'autres modes longitudinaux et donc de modifier la valeur de Δp différentes.

Les figures II.10(a) et II.10(b) montrent l'évolution typique des deux longueurs d'onde du laser bifréquence soumis à un balayage de la température du séparateur de polarisation et du cristal électro-optique. Ces courbes montrent un décalage de la longueur d'onde ordinaire plus de deux fois plus rapide que celui du mode extraordinaire, qui reflète les valeurs des coefficients thermo-optiques telles qu'indiquées dans la table II.3. On note aussi que chaque mode longitudinal fluctue autour d'une longueur d'onde centrale fixée par le maximum de transmission de l'étalon, et saute de mode dès qu'il s'éloigne trop de ce maximum. La plage maximale d'accordabilité des modes longitudinaux est égale à l'intervalle spectral libre de la cavité soit, dans notre configuration, 29 pm (12 GHz). Dans le cas de l'étalon biréfringent, l'inclinaison de 2° de la lame induit une légère biréfringence qui décale la longueur d'onde ordinaire par rapport à la longueur d'onde extraordinaire de 30 pm en moyenne.



(a) Étalon en silice de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

(b) Étalon biréfringent en YVO_4 de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur coupé le long de ses axes et incliné de 2° par rapport à l'axe du faisceau.

FIGURE II.10: Évolution des longueurs d'onde du VECSEL bifréquence soumis à une variation de température des éléments biréfringents (le séparateur de polarisation YVO_4 de $500 \mu\text{m}$ et le cristal électro-optique de MgO:SLT d'épaisseur 1 mm) de la cavité.

La différence de fréquence correspondante est représentée sur les figures II.11(a) et II.11(b). Nous observons que la différence de fréquence couvre, dans les deux cas, une plage spectrale d'environ $2ISL_{cav}$ autour d'une valeur moyenne : 0 Hz avec l'étalon en silice et environ 10 GHz pour l'étalon biréfringent. Dans le cas de l'étalon de silice, la différence de fréquence ne balait que très rarement les fréquences $\pm 9,19$ GHz, et les plages d'accordabilité continue y sont typiquement de 1 à 2 GHz seulement. En revanche, la gamme de fréquence s'étendant de $-ISL/2$ à $+ISL/2$ est très souvent couverte. Avec l'étalon d' YVO_4 incliné de 2° , la fréquence -9,19 GHz est plus systématiquement atteinte et la plage d'accordabilité autour de cette valeur est proche de 6 GHz ($ISL_{cav}/2$).

Afin de confirmer ces premiers résultats, nous avons compilé sur un même graphe l'évolution de la différence de fréquence en fonction de la température et de l'angle d'inclinaison de l'étalon. Les résultats sont présentés sous la forme d'une carte 2D (Fig. II.12 et II.13) dont la couleur représente l'écart de la différence de fréquence par rapport à la différence de fréquence que nous ciblons (soit $|\Delta\nu| - 9,19\text{GHz}$). Les deux cartes obtenues révèlent de nombreuses discontinuités qui sont les manifestations des nombreux sauts de modes vus précédemment. Nous recherchons dans ces cartes l'existence de zones larges d'accordabilité autour de 9,19

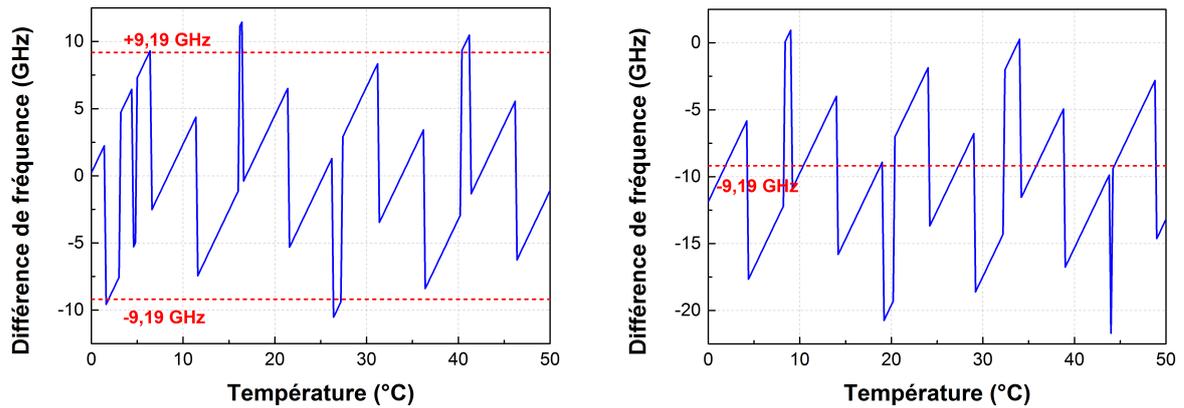
(a) Étalon en silice de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur.(b) Étalon biréfringent en YVO_4 de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur coupé le long de ses axes et incliné de 2° par rapport à l'axe du faisceau.

FIGURE II.11: Évolution de la différence de fréquence du laser bifréquence soumise à une variation de température des éléments biréfringents (le séparateur de polarisation YVO_4 de $500 \mu\text{m}$ et le cristal électro-optique de MgO:SLT d'épaisseur 1 mm) de la cavité.

GHz (zone bleu sombre), qui présentent le moins de discontinuités lors d'un balayage de la température, c'est-à-dire dans la direction verticale.

Cas de l'étalon isotrope en silice. Bien que rigoureusement une différence de fréquence de 9 GHz soit atteinte en plusieurs points de la carte, il est difficile d'identifier une zone privilégiée d'utilisation de l'étalon de silice pour obtenir une différence de fréquence à 9 GHz . Au contraire, cette étude semble montrer que ces points de fonctionnement particuliers correspondent systématiquement à des plages d'accordabilité très étroites. Les zones claires associées à une fréquence nulle sont nombreuses et plus larges. En conclusion, l'utilisation d'un étalon de silice pour le VECSEL bifréquence ne semble pas adaptée à nos besoins. Il favorise naturellement des faibles différences de fréquence, situées dans la plage $\pm ISL_{cav}/2$. Or la longueur de la cavité a été fixée à $12,5 \text{ mm}$ soit un intervalle spectral libre de 12 GHz . Ce choix semble donc a posteriori incompatible avec l'obtention d'une différence de fréquence à $9,19 \text{ GHz}$.

Cas de l'étalon biréfringent en YVO_4 . L'analyse de la carte de couleurs II.13 montre tout d'abord que le nombre de sauts de mode est identique au cas avec un étalon isotrope (Fig. II.12). Toutefois, elle confirme l'apport bénéfique de l'étalon biréfringent puisqu'on observe un élargissement significatif des plages d'accordabilité autour de 9 GHz . Cette évolution peut être interprétée comme une amélioration de la stabilité du laser pour une différence de fréquence de $9,19 \text{ GHz}$. Nous identifions ainsi une plage optimale de réglage de l'étalon biréfringent, située entre $1,5^\circ$ et 2° , que nous tâcherons d'atteindre lors de la mise en place du prototype.

En conclusion de ces simulations, nous avons mis en évidence l'intérêt d'utiliser un étalon biréfringent pour obtenir des différences de fréquence élevées, c'est-à-dire proches ou supérieures à l'intervalle spectral libre de la cavité. Il permet en effet de déplacer le point de fonctionnement naturel du laser bifréquence à une valeur de différence de fréquence non nulle, dépendant uniquement de la biréfringence de l'étalon. Contrairement au cas d'un étalon isotrope, nous pourrions ainsi ajuster l'inclinaison de l'étalon pour sélectionner une zone d'accordabilité de la différence de fréquence proche de $-9,19 \text{ GHz}$.

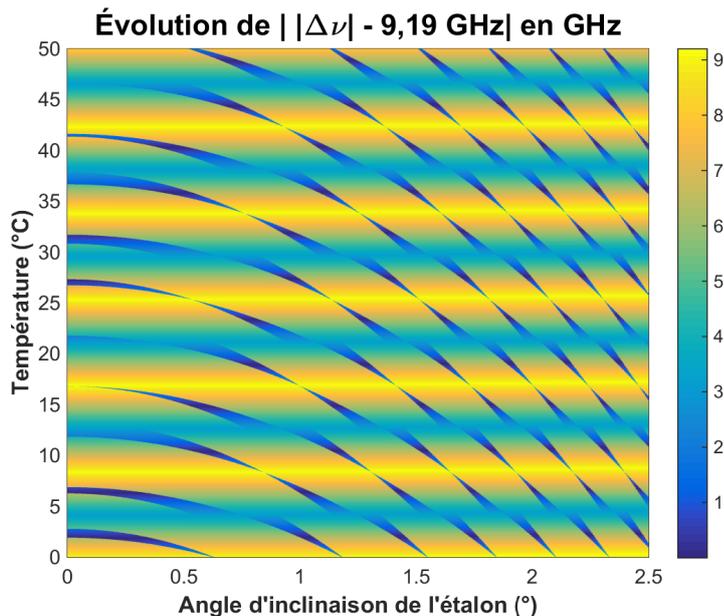


FIGURE II.12: Carte de couleurs 2D représentant l'évolution de l'écart de la valeur absolue de la différence de fréquence par rapport à 9,19 GHz, quantifié par $|\Delta\nu| - 9,19 \text{ GHz}$, en fonction de l'angle de rotation de l'étalon et de la température des éléments biréfringents (YVO_4 et MgO:SLT). L'étalon considéré ici est un étalon en silice d'épaisseur de $50 \mu\text{m}$.

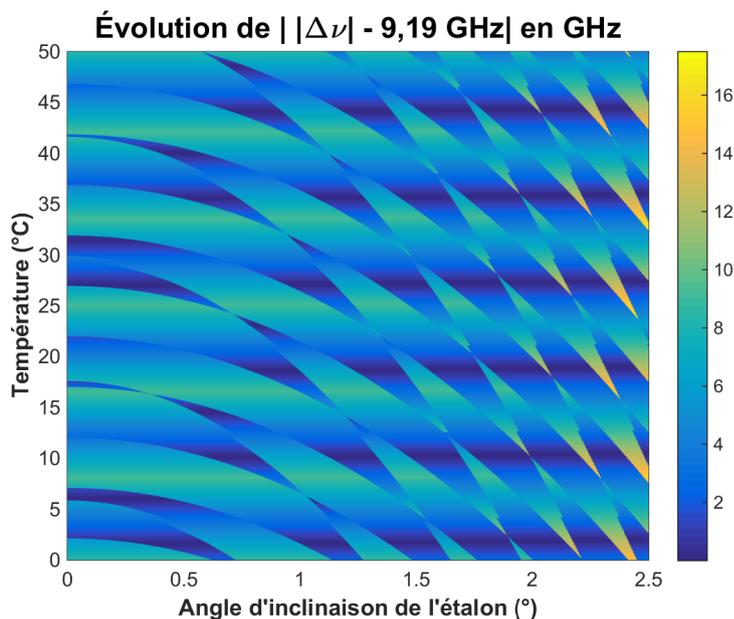


FIGURE II.13: Carte de couleurs 2D représentant l'évolution de l'écart de la fréquence de battement du laser (égale au module de la différence de fréquence) par rapport à 9,19 GHz, que l'on quantifie par l'écart $|\Delta\nu| - 9,19 \text{ GHz}$, représenté en fonction de l'angle de rotation de l'étalon et de la température des éléments biréfringents. L'étalon considéré ici est un étalon biréfringent d' YVO_4 d'épaisseur $100 \mu\text{m}$ coupé le long de son axe optique.

1.6.4 Limites à l'utilisation des étalons biréfringents

L'étude de l'accordabilité de la différence de fréquence en fonction du type d'étalon choisi (isotrope ou biréfringent) a permis de montrer l'intérêt d'utiliser des étalons biréfringents pour répondre à nos besoins. Cependant, il existe des limites à l'utilisation d'étalons biréfringents qu'ils nous faut préciser.

Le premier point concerne le réglage de la longueur d'onde du laser. En effet, si l'angle d'inclinaison de l'étalon est utilisé pour ajuster la différence de fréquence, ce même réglage ne pourra servir à modifier la longueur d'onde du laser. L'utilisation d'un étalon prismatique est ainsi obligatoire pour conserver des réglages indépendants de la longueur d'onde et de la différence de fréquence, respectivement par translation et inclinaison de l'étalon.

Le second point est lié à l'épaisseur minimale réalisable pour des étalons biréfringents. Le matériau actuellement privilégié pour la fabrication d'étalons biréfringents est le vanadate d'yttrium (YVO_4). Ce cristal est très répandu pour la réalisation d'éléments fortement biréfringents (comme le séparateur de polarisation vu précédemment) et il est facile à usiner pour obtenir des lames à faces planes de qualité. En revanche, il est compliqué de fabriquer des lames d'épaisseurs inférieures à $100 \mu\text{m}$. Parmi les plusieurs lots de fabrication réalisés auprès d'un même fournisseur (United Crystals), seuls les étalons de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur avaient une qualité de surface suffisamment bonne pour être intégrés dans le laser. Cette épaisseur minimale impose par conséquent un intervalle spectral libre maximal de l'étalon de $1,8 \text{ nm}$. Or cette valeur est faible comparée à la largeur d'une dizaine de nanomètres du gain laser et pourrait donc provoquer une oscillation laser sur deux pics consécutifs de transmission de l'étalon. Pour contourner ces problèmes de fabrication, nous avons cherché à changer de matériau. La calcite possède des caractéristiques de dureté inadéquates. L' α -borate de baryum en revanche pourrait convenir. C'est un matériau très biréfringent et très solide pour lequel la fabrication de lames très fines est maîtrisée. Des lames de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur sont vendues en standard chez de nombreux fabricants. Cependant ce cristal, comme tous les borates, est hygroscopique. Il est donc généralement recouvert d'un dépôt de protection (fait par exemple en MgF_2) pour le protéger de l'humidité de l'air. Ce dépôt joue aussi le rôle d'antireflet et supprime par conséquent l'effet Fabry-Perot de la lame. L'utilisation de ce cristal comme étalon est dans ce cas impossible. L'utilisation de l' α -BBO (brut) est ainsi limitée à des environnements contrôlés en humidité, et n'a pu être testée au cours des travaux présentés dans ce manuscrit.

Au final, et malgré les limites liées aux étalons biréfringents d' YVO_4 , ces derniers constituent à ce jour les étalons les plus adaptés pour forcer une différence de fréquence non nulle à un laser bifréquence. Les conclusions de cette étude théorique ont d'ailleurs pu être validées par des résultats expérimentaux qui seront présentés dans la dernière section de ce chapitre.

2 Conception de la structure semiconductrice

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la structure semiconductrice s'apparente à un demi-VCSEL composé d'un miroir de Bragg hautement réfléchissant sur lequel est déposé une zone amplificatrice composée de plusieurs puits quantiques. Nous détaillerons dans un premier temps la conception de ces deux éléments pour une émission à 852 nm. Puis dans une seconde partie, nous présenterons le modèle théorique utilisé pour décrire le gain modal des structures en présence d'effets thermiques avant de le caractériser expérimentalement.

2.1 Description de la structure

La structure semiconductrice utilisée dans le VECSEL bifréquence est basée sur les travaux de Benjamin Cocquelin [Cocquelin 09a] puis ceux d'Iryna Gozhyk, en partenariat avec Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) et Arnaud Garnache de l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES). Elle a été fabriquée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques au LPN à partir d'alliages d'arséniures d'aluminium et de gallium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) et avec comme milieu amplificateur des puits quantiques d'arséniure de gallium (GaAs). La structure semiconductrice est directement utilisée sur son substrat de GaAs de $350 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Elle se caractérise notamment par une zone active résonante d'épaisseur optique $30\lambda/4$, sans couche anti-reflet à l'interface air/semiconducteur.

Remarque : Notons que le choix du GaAs comme matériau amplificateur n'est pas le seul envisageable. Des groupes de recherche comme l'université de Strathclyde ont proposé des structures à 850 nm à base d' InAlGaAs [McGinily 07]. Dans ce cas, la structure est contrainte (la condition d'accord de maille n'est pas parfaitement réalisée) et il est nécessaire d'ajouter des couches compensatrices de contrainte autour de chaque puits quantiques. L'architecture de la zone active est donc complexifiée mais la durée de la vie de la structure est rallongée [McGinily 07] et les propriétés spectroscopiques des puits (contraints) sont améliorées [Zory 93].

Nous allons maintenant décrire chaque élément de cette structure en commençant par le miroir de Bragg. Nous étudierons ensuite la zone active, la disposition des puits quantiques et les propriétés qui en découlent.

2.1.1 Miroir de Bragg

Le miroir de Bragg est constitué d'un empilement de deux matériaux d'indices différents. L'alternance de ces deux matériaux constitue le motif de base du miroir qui sera répété N fois [Coldren 95]. Les matériaux choisis pour le miroir de Bragg sont l'AlAs d'indice 2,98 à 850 nm et l' $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$ d'indice 3,43 à 850 nm. Nous verrons lors de l'étude de la zone active que ce matériau est également utilisé pour les barrières.

Pour déterminer le nombre de paires nécessaires au miroir de Bragg, des simulations du spectre de réflectivité ont été effectuées. La figure II.14 présente les résultats de ces simulations pour $N = 16, 24$ et 32 . Le miroir de Bragg étant le miroir de fond de cavité du VECSEL, il faut que sa réflectivité à la longueur d'onde laser soit la plus importante possible afin de réduire les pertes optiques. Pour nos besoins, nous visons une réflectivité supérieure à 99,95% à 850 nm. Toutefois, il est important de limiter le nombre de paires utilisées afin de ne pas trop augmenter la résistance thermique de la structure. En effet l'évacuation de la chaleur est grandement limitée par la faible conduction thermique du miroir de Bragg due à l'utilisation de matériaux ternaires ($\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$). D'après les résultats, le critère de réflectivité est satisfait

pour un miroir de Bragg, sur substrat de GaAs, composé de 32 paires de couches du couple de matériaux AlAs/ $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$. Une réflectivité supérieure à 99,95% est calculée sur une bande spectrale de 44 nm. C'est ce choix que nous avons retenu pour les miroirs de Bragg de toutes les structures semiconductrices décrites dans ce manuscrit.

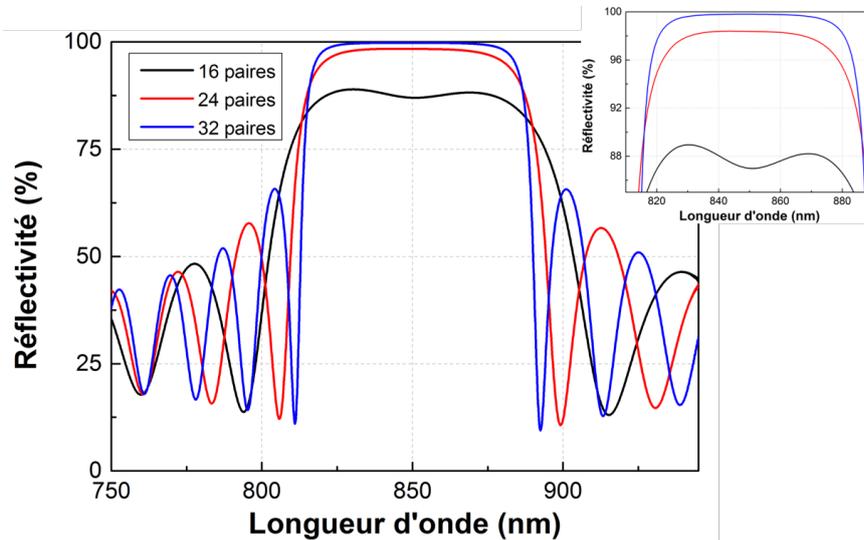


FIGURE II.14: Spectres de réflectivité simulés d'un miroir de Bragg en $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}/\text{AlAs}$ déposé sur un substrat de GaAs pour différents nombres de paires de couches N et avec comme milieu incident l'air. Pour $N = 32$, la réflectivité est supérieure à 99,95% sur une bande de 44 nm de large centrée sur $\lambda_0 = 850$ nm, la longueur d'onde de conception du miroir.

2.1.2 Zone active

La zone active du composant semiconducteur est l'élément qui assure l'absorption de la pompe optique et le gain du laser. Elle est composée de deux éléments clés : les barrières et les puits quantiques. Les barrières absorbent les photons de pompe, créant ainsi des paires de porteurs excités (électrons/trous) qui diffusent dans les puits quantiques puis se recombinent.

Puits quantiques et barrières. Le milieu à gain de la structure semiconductrice est constitué d'une série de 7 puits quantiques de GaAs de 8 nm d'épaisseur, conçus pour émettre à 836 nm à 20°C. Ce décalage de l'émission permet d'anticiper l'effet de l'échauffement de la structure qui augmente la longueur d'onde du maximum du gain matériau à raison de +0,3 nm/K, et donc d'assurer une émission à 852 nm en fonctionnement laser. La disposition des puits quantiques est calculée pour optimiser le gain laser disponible selon le principe du gain périodique résonant introduit par Raja en 1988 [Raja 88]. Cette technique consiste à positionner chaque puits quantique au niveau d'un ventre du champ électrique de l'onde laser stationnaire créée par la cavité Fabry-Perot du VECSEL (Fig. II.15).

Les barrières sont en $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$ pour assurer un confinement suffisant des porteurs dans les puits quantiques tout en limitant le pourcentage d'aluminium dans la structure. Le choix d'utiliser le même alliage pour le miroir de Bragg et les barrières permet de réduire le nombre de matériaux utilisés, ce qui d'un point de vue technologique simplifie la fabrication de la structure. L'énergie de gap des barrières impose d'utiliser une longueur d'onde de pompe λ_p inférieure à 700 nm afin que l'absorption soit efficace. Par ailleurs, l'épaisseur des barrières est calculée pour garantir l'absorption de 90% de la puissance de pompe (augmenter le taux d'absorption de la pompe et donc l'épaisseur des barrières peut se révéler contre-productif à

cause de l'augmentation de la résistance thermique de la structure semiconductrice). La longueur d'onde de pompe est ainsi fixée à 670 nm, longueur d'onde pour laquelle des diodes à émission par la tranche sont commercialement disponibles. Puisque l'absorption dans les semiconducteurs est globalement très importante (environ $13\,000\text{ cm}^{-1}$ [Coldren 95]), quelques micromètres de propagation suffisent pour absorber 90% du faisceau de pompe. Dans notre cas, l'épaisseur optique totale des barrières est de $30\lambda/4$ soit une épaisseur réelle d'environ $1,9\ \mu\text{m}$. Par ailleurs, l'épaisseur de barrière entre chaque puits quantique est calculée afin d'égaliser la densité de porteurs dans les puits et donc d'obtenir un gain homogène. On compense ainsi la décroissance exponentielle de la puissance de pompe dans la structure en augmentant, au fur et à mesure de la propagation dans la structure, les épaisseurs de barrières entre chaque puits. Les puits quantiques sont ainsi disposés parmi les 14 ventres du champ électrique accessibles de la zone active selon la séquence 11110101001000 correspondant à une absorption moyenne de la pompe de 12% pour chaque puits quantique.

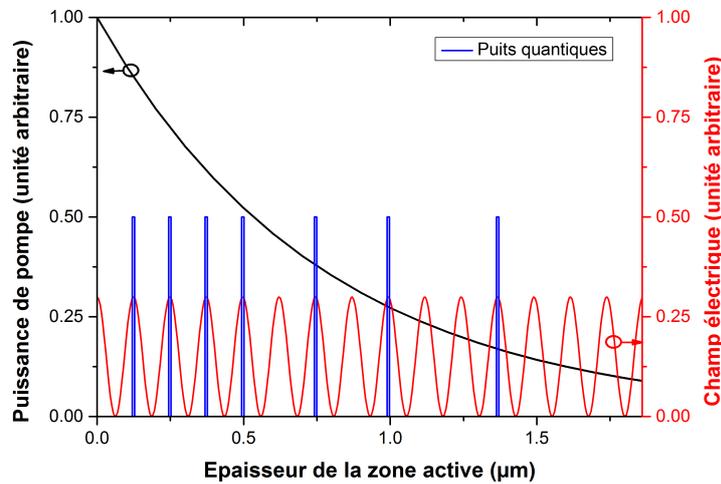


FIGURE II.15: Graphe représentant le profil de puissance de la pompe lors de la propagation dans la zone active, le champ électrique dans la structure et la distribution des 7 puits quantiques aux ventres du champ électrique à $\lambda = 850\text{ nm}$ selon une disposition 11110101001000.

Couches additionnelles. Comme la longueur de diffusion typique des porteurs est de l'ordre de quelques microns [Ngô 12] (soit une longueur comparable à celle de la structure), on limite la fuite des porteurs hors de la zone active grâce à l'utilisation de couches de confinement des porteurs placées à chaque extrémité de la zone active. Ces couches sont réalisées en $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, un matériau dont l'énergie de gap est plus élevée ($E_g = 1,92\text{ eV}$) que les barrières. La hauteur de la barrière de potentiel est de 220 meV, proche de $10\ k_B T$ à 300 K, assurant ainsi un bon confinement dans nos conditions.

Deuxièmement, pour protéger la structure de l'oxydation de l'aluminium contenu dans la structure semiconductrice, on ajoute deux couches protectrices à l'interface air/semiconducteur. La première couche déposée à la surface est une couche d' $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ de 30 nm d'épaisseur, choisi pour sa transparence élevée à 850 nm. Sous l' $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$, une couche intermédiaire de GaAs de 5 nm d'épaisseur est ajoutée. Elle protège aussi de l'oxydation et permet d'assurer une croissance propre de l' $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$. En revanche elle entraîne des pertes par absorption de l'onde laser, et on limite donc au maximum son épaisseur. Puisque ces nouvelles couches font partie de la zone active, l'épaisseur totale des barrières de cette dernière doit être légèrement

recalculée pour conserver la condition de résonance de la micro-cavité à la longueur d'onde de conception λ_0 (Fig. II.15).

Résumé : La zone active choisie est une structure active résonante exploitant l'effet Fabry-Perot de la micro-cavité créée entre le miroir de Bragg et l'interface air/semiconducteur. Elle contient 7 puits quantiques permettant d'assurer un gain laser suffisant pour nos besoins. L'épaisseur de la zone active, et donc des barrières, est de $30\lambda_0/(4n_{SC})$ (où λ_0 est la longueur d'onde de travail que l'on déterminera lors de l'étude du gain modal de la structure, cf. 2.2), garantissant une absorption de la pompe supérieure à 90%. Les différents puits quantiques sont placés à des ventres du champ électrique selon une répartition permettant d'égaliser les densités de porteurs dans chaque puits. La zone active contient 14 ventres du champ occupés en partie par les 7 puits quantiques selon la séquence 11110101001000 (Fig. II.16).

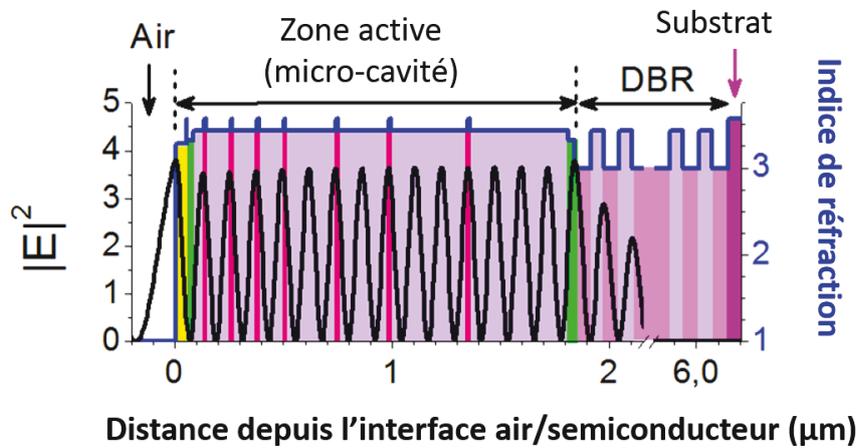


FIGURE II.16: Schéma de la structure semiconductrice complète représentant l'indice des couches en fonction de leur position dans la structure par rapport à l'interface air/semiconducteur ainsi que l'amplitude du champ électrique.

2.2 Gain modal

Le mode laser qui se propage dans la cavité n'est amplifié par le milieu à gain que sur l'épaisseur des puits, très faible devant celle de la zone active et la longueur d'onde. Dans ce contexte, pour étudier l'amplification laser, il est nécessaire de s'intéresser au gain vu par l'onde laser ou gain modal, qui résulte du recouvrement entre le mode laser et la zone de gain.

2.2.1 Définition et expression théorique

Le gain modal est lié par définition à l'intégrale de recouvrement, en volume, entre les zones de gain de la structure semiconductrice et le champ électrique de l'onde laser en tout point de la cavité. L'expression détaillée du gain modal peut être trouvée dans [Coldren 95, Laurain 10b]. Nous utiliserons directement une formule calculée à partir du gain matériau g_{mat} et de plusieurs facteurs de confinement regroupés sous la notation Γ :

$$g_{modal} = \Gamma_{xy} \times \Gamma_z \times \Gamma_{RG} \times \Gamma_{\mu cav} \times g_{mat}, \quad (\text{II.21})$$

où g_{mat} est le gain matériau de la structure à N_{PQ} puits quantiques ; Γ_z est le facteur de remplissage longitudinal du gain qui exprime la discrétisation longitudinale de la zone de gain ; Γ_{xy} est un facteur de recouvrement transverse entre le mode de la cavité et la zone amplificatrice ; Γ_{RG} est le facteur d'amplification dû au gain périodique résonant ; enfin $\Gamma_{\mu cav}$ est le facteur

de résonance de la micro-cavité Fabry-Perot associée à la zone active. Dans la suite de cette partie, nous allons détailler l'expression de chacun de ces termes en fonction des paramètres mesurables de la structure.

Gain matériau g_{mat} . Le gain matériau d'une structure à N_{PQ} puits quantiques est usuellement déterminé à partir de l'expression phénoménologique suivante, qui décrit le maximum de la courbe de gain du semiconducteur [Coldren 95] :

$$g_{mat} = g_0 \ln \left(\frac{N}{N_{tr}} \right), \quad (\text{II.22})$$

où g_0 est le paramètre de gain du matériau et vaut typiquement 2400 cm^{-1} pour des puits en GaAs/AlGaAs [Coldren 95]. N et N_{tr} sont respectivement la densité de porteurs moyenne dans les puits quantiques et la densité de porteurs à la transparence. Par définition N_{tr} est la densité de porteurs minimale à atteindre pour que le gain matériau soit positif, et vaut $2,6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [Coldren 95]. Les densités de porteurs sont déduites de l'intensité de pompe incidente I_p à la structure, paramètre expérimental auquel nous avons facilement accès grâce à la formule (idem pour I_{tr} calculée pour $N = N_{tr}$) :

$$I_p = \frac{N}{\tau} \frac{hc}{\lambda_p} \frac{N_{PQ} d_{PQ}}{\eta_p T_{SC}}, \quad (\text{II.23})$$

où τ est le temps vie des porteurs excités que l'on supposera indépendant de la densité de porteurs N , η_p est la fraction de la pompe absorbée et T_{SC} la transmission du faisceau de pompe à l'interface air/semiconducteur, comprise entre 65% et 70% selon l'angle d'incidence de la pompe sur la structure [Cocquelin 09a]. Afin de rendre compte de l'évolution spectrale du gain, nous complétons empiriquement la formule du gain matériau par l'ajout d'une fonction de distribution spectrale déterminée à partir de mesures expérimentales du spectre de gain [Coldren 95]. Pour des raisons de simplification, nous adoptons une distribution parabolique du gain $\mathcal{P}_{gain}(\lambda)$ centrée sur λ_{gain} , d'amplitude 1 à λ_{gain} et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{gain}$, d'où :

$$g_{mat}(\lambda) = g_0 \ln \left(\frac{I_p}{I_{tr}} \right) \times \mathcal{P}_{gain}(\lambda). \quad (\text{II.24})$$

La longueur d'onde du pic de gain λ_{gain} est liée à la longueur d'onde du maximum de la photoluminescence $\lambda_{Photolum}$ (Fig. II.17), ou de l'absorption des puits quantiques de la structure. Toutefois, il existe trois effets entraînant un décalage spectral du gain (c'est-à-dire de l'émission stimulée) par rapport à celui de la photoluminescence (l'émission spontanée) [Coldren 95, Balle 98]. Tout d'abord, l'augmentation de la température des puits quantiques conduit à une réduction de l'énergie de gap de ceux-ci et donc d'un décalage du gain vers les grandes longueurs d'onde. Les effets de remplissage des bandes provoquent au contraire un décalage vers les petites longueurs d'onde. Enfin le phénomène de renormalisation de la bande interdite induit un décalage vers les grandes longueurs d'onde du gain [Balle 98]. Ainsi, nous introduisons un facteur empirique δ_{gain} , défini tel que $\lambda_{gain} = \delta_{gain} \times \lambda_{Photolum}$, et qui sera utilisé comme un paramètre d'ajustement des simulations. Dans le cas du VECSEL bifréquence, il vaut typiquement entre 1,01 et 1,02. Quant à la largeur à mi-hauteur du gain $\Delta\lambda_{gain}$, pour des raisons de simplicité, nous supposons qu'elle est constante et indépendante de la densité de porteurs excités. Typiquement le VECSEL bifréquence fonctionne à faible excitation et nous choisissons donc une largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{gain}$ de 25 nm basée sur les mesures du spectre de gain de [Coldren 95].

Remarque : La démarche empirique utilisée ici pour décrire le spectre de gain d'une structure à puits quantiques nécessite de nombreuses approximations, notamment sur la

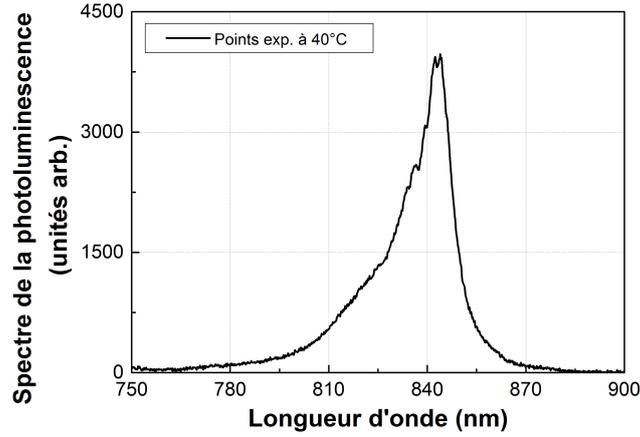


FIGURE II.17: Spectre de la photoluminescence d'une structure semiconductrice composée de puits quantiques en GaAs et de barrières de $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$. Une couche antireflet est déposée à l'interface air/semiconducteur pour supprimer tout effet de filtrage spectral par la micro-cavité.

distribution spectrale du gain matériau [Moloney 07]. Simuler précisément le spectre de gain d'un puits quantique est possible grâce à des approches de modélisations microscopiques [Bückers 09], mais celles-ci sont relativement complexes à mettre en place. Néanmoins, des approches plus simples permettent d'aboutir à une formule analytique du spectre de gain qui soit aisément calculable numériquement. C'est le cas du modèle développé par Balle en 1998 dont l'un des avantages, comparé à notre modèle, est de prendre en compte les effets de remplissage des bandes et de re-normalisation de la bande interdite sur le gain, .

Facteur de confinement volumique $\Gamma_z\Gamma_{xy}$. Ce produit de facteur rend compte du recouvrement en volume de l'onde laser avec la zone de gain. Γ_z est un paramètre de remplissage longitudinal qui exprime la discrétisation de la zone de gain dans la structure. Il vaut donc :

$$\Gamma_z = N_{PQ} \frac{d_{PQ}}{L_{ZA}}, \quad (\text{II.25})$$

où L_{ZA} est l'épaisseur de la zone active de la structure. Avec $L_{ZA} = 30\lambda_0/(4n_{SC}) = 1,9 \mu\text{m}$ environ et $N_{PQ}d_{PQ} = 7 \times 8 \text{ nm} = 56 \text{ nm}$, nous obtenons $\Gamma_z = 3\%$. Γ_{xy} est un facteur de recouvrement transverse entre l'onde laser et la zone de gain de la structure délimitée par le faisceau de pompe. Il est calculé numériquement à partir de l'intégrale de recouvrement (normalisé) entre le profil du mode laser, supposé gaussien, et celui du faisceau de pompe que l'on assimile à un profil circulaire plat projeté sur la structure à un angle θ_p . Dans nos conditions expérimentales, $\theta_p = 50^\circ$ et $\omega_l = \omega_p$ (condition de fonctionnement monomode transverse), nous obtenons $\Gamma_{xy} = 0,53$.

Facteur de confinement du gain résonant Γ_{RG} . Ce facteur de confinement rend compte de la disposition des puits quantiques au niveau des ventres du champ (Fig. II.16). Il vaut :

$$\Gamma_{RG} = \frac{1}{N_{PQ}d_{PQ}} \int_{PQs} 2 \cos^2(\beta z) dz, \quad (\text{II.26})$$

avec β la constante de propagation de l'onde laser égale à $2\pi n_{SC}/\lambda$ [Laurain 10b]. Puisque la dimension des puits est très petite devant la longueur d'onde du champ laser λ_0 , $\Gamma_{RG} =$

2 à la longueur d'onde de définition de la structure λ_0 . Pour $\lambda \neq \lambda_0$, il est nécessaire de calculer numériquement le recouvrement du champ électrique avec chacun des puits quantiques de la structure, qui ne sont alors plus alignés par rapport aux ventres de l'onde considérée, afin d'estimer Γ_{RG} . Nous déterminons ainsi que la forme spectrale de Γ_{RG} se rapproche d'une gaussienne centrée sur $\lambda_{RG} = \lambda_0$ et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{RG} = 27$ nm (Fig. II.18).

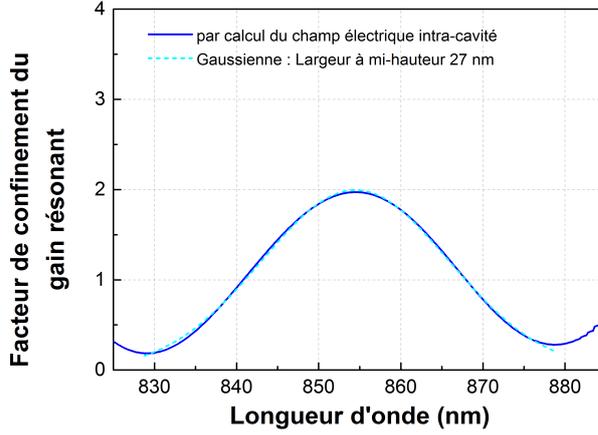


FIGURE II.18: Facteur d'amplification du gain résonant Γ_{RG} en fonction de la longueur d'onde, obtenu à partir d'un calcul de propagation d'un champ électrique d'amplitude 1 dans la structure semiconductrice étudiée. Le spectre de cette résonance est approximé par une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur 27 nm.

Facteur de résonance de la micro-cavité $\Gamma_{\mu cav}$. La zone active, comprise entre l'interface air/semiconducteur de réflectivité voisine de 30% et le miroir de Bragg de réflectivité proche de 100%, constitue un étalon Fabry-Perot dissymétrique de faible finesse et de très faible épaisseur. Cette micro-cavité possède des propriétés spectrales qui influent sur l'amplitude et la phase de l'onde laser circulant dans la cavité. Pour caractériser l'influence de ce phénomène, on introduit le facteur de résonance $\Gamma_{\mu cav}$ qui traduit l'amplification de l'intensité du champ entre l'intérieur et l'extérieur de la structure :

$$\Gamma_{\mu cav}(\lambda) = \frac{n_{int} |E_{int}|^2}{n_{ext} |E_{ext}|^2} = n_{SC} \frac{|E_{PQ}|^2}{|E_{ext}|^2}, \quad (\text{II.27})$$

où $n_{ext} = n_{air} = 1$. On identifie deux configurations particulières de la micro-cavité, selon que son épaisseur optique est un multiple entier ou demi-entier de la demi-longueur d'onde de conception $\lambda_0/2$. Dans notre cas, qui est celui d'une cavité résonante de longueur optique $30\lambda_0/4$, le déphasage accumulé par l'onde sur un aller-retour dans la cavité est nul (modulo 2π) à la longueur d'onde de résonance λ_0 . Par conséquent les ondes réfléchies dans la cavité interfèrent constructivement et l'amplitude du champ électrique interne est augmentée, d'où l'appellation de zone active résonante [Garnache 00].

Le facteur de résonance de la micro-cavité peut être déterminé numériquement. Le calcul consiste à propager dans la direction perpendiculaire aux puits quantiques une onde plane définie par un champ électrique E^+ d'amplitude normalisée $E_0 = 1$. L'onde réfléchie E^- se propage dans le sens opposé à E^+ et interfère avec celle-ci. Le calcul des champs électriques est réalisé à l'aide d'un algorithme récursif basé sur les équations de Fresnel [Born 00] et développé au Laboratoire Charles Fabry par Iryna Gozhyk. Les champs sont propagés en prenant en compte les réflexions aux différentes interfaces de la structure multicouches. Ainsi dans le cas résonant,

on calcule un facteur de résonance $\Gamma_{\mu cav} = 3,3$ à la longueur d'onde de résonance $\lambda_{\mu cav} = \lambda_0$. Ce facteur varie fortement avec la longueur d'onde λ , mettant en évidence le rôle majeur de la micro-cavité dans le filtrage spectral de l'onde amplifiée dans la structure. Le spectre du facteur de résonance $\Gamma_{\mu cav}(\lambda)$ est maximum pour toutes les longueurs de résonance λ_q qui respectent $L_{ZA} = q\lambda_q/(2n_{SC})$. Localement et autour de son maximum, $\Gamma_{\mu cav}(\lambda)$ est très bien approximé par une lorentzienne centrée sur $\lambda_{\mu cav}$ et de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_{\mu cav} = 9$ nm (Fig. II.19).

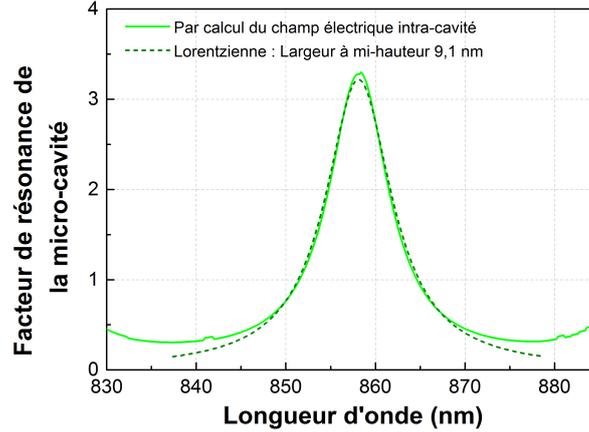


FIGURE II.19: Facteur de résonance de la micro-cavité $\Gamma_{\mu cav}$ en fonction de la longueur d'onde obtenu à partir d'un calcul de propagation d'un champ électrique d'amplitude 1 dans la structure semiconductrice étudiée. Le spectre de cette résonance est ajusté par une fonction lorentzienne de largeur à mi-hauteur 9 nm environ.

2.2.2 Optimisation du gain modal : recouvrement spectral et effets thermiques

Nous avons vu que le gain modal d'une structure dépend de nombreux facteurs de confinement ayant pour certains leur propre distribution spectrale. Par conséquent, l'optimisation du gain modal nécessite au préalable de superposer spectralement les facteurs de confinement Γ_{RG} et $\Gamma_{\mu cav}$ avec le gain matériau g_{mat} , tout comme la réflectivité du miroir de Bragg. Toutes ces contraintes imposent un contrôle très précis des épaisseurs des couches déposées lors de la croissance. Le paramètre le plus critique est le facteur de résonance de la micro-cavité $\Gamma_{\mu cav}$: une erreur de seulement 1% sur l'épaisseur globale de la zone active suffit en effet pour décaler son maximum de 8,5 nm à 850 nm soit l'équivalent de sa largeur à mi-hauteur, entraînant de ce fait une chute très importante du gain modal.

Le dernier effet à prendre en compte pour l'optimisation du gain modal est l'évolution de celui-ci avec la température. Lors du fonctionnement laser la structure chauffe sous l'effet de la puissance de pompe absorbée dans la structure et du défaut quantique. Cette puissance thermique est à l'origine d'un gradient thermique entre la zone active et la surface refroidie de la structure (c'est-à-dire son substrat). On décrit la température dans les puits quantiques sous le seuil laser par la formule :

$$T_{PQ} = T_{sub} + R'_{th}P_p, \quad (\text{II.28})$$

où T_{sub} est la température de refroidissement du substrat, P_p la puissance de pompe incidente sur la structure et R'_{th} la résistance thermique effective de la structure sous le seuil exprimée en kelvin par watts de pompe incidents (K/W_{inc}). L'élévation de la température sous l'effet de

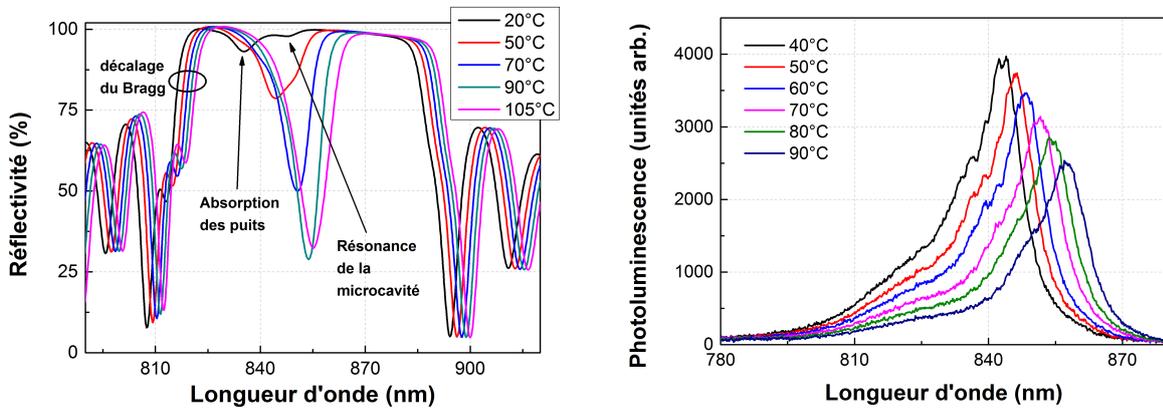
la puissance de pompe absorbée induit ainsi plusieurs phénomènes :

- Un décalage vers les grandes longueurs d'onde du maximum de gain à cause de la diminution de l'énergie de gap des puits quantiques. Cet effet est directement observable sur le spectre de photoluminescence d'une couche active ou sur le creux d'absorption des puits quantiques visible dans le spectre de réflectivité de la structure (Fig. II.20). D'après des mesures expérimentales, on estime que le spectre de gain du matériau se décale d'environ $\beta_{gain} = +0,3 \text{ nm/K}$ (Fig. II.20(b)).
- Une diminution de l'amplitude du gain que l'on quantifie grâce à une température caractéristique de décroissance du gain T_{gain} . On note $g_0(T)$ le paramètre de gain à la température T tel que :

$$g_0(T) = g_0 \exp\left(\frac{-(T - T_{amb})}{T_{gain}}\right), \quad (\text{II.29})$$

où T_{amb} est la température ambiante définie telle que $g_0(T_{amb}) = g_0$. T_{gain} dépend théoriquement de la densité de porteurs excités dans les puits quantiques. Dans notre cas d'étude, nous supposons que sa valeur est constante. Par ajustement de la courbe de gain simulée par rapport aux résultats expérimentaux nous avons ainsi déterminé une valeur de 130 K.

- Des modifications des épaisseurs optiques par dilatation du matériau et par effet thermo-optique. La réflectivité du miroir de Bragg, le facteur d'amplification du gain résonant et le facteur de résonance de la micro-cavité se décalent par conséquent vers les hautes longueurs d'onde à un rythme de $\beta = +0,06 \text{ nm/K}$. Cette grandeur est aisément mesurable à partir de l'évolution du spectre de réflectivité de la structure en fonction de la température (Fig. II.20(a)).



(a) Spectre de réflectivité d'une structure résonante à 7 puits quantiques avec la température.

(b) Spectre de photoluminescence d'une structure semiconductrice contenant uniquement une zone active à 7 puits quantiques sur laquelle est déposée une couche antireflet.

FIGURE II.20: Évolution du spectre de réflectivité et de photoluminescence de structures en fonction de leur température.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I section 2.3.3, il est possible de diminuer l'échauffement de la structure semiconductrice grâce à des méthodes de gestion de la thermique. Ces techniques ont cependant été jugées incompatibles avec nos besoins : le report de substrat est un processus assez agressif pour la structure, qui engendre des défauts internes et donc des pertes laser supplémentaires ; l'ajout d'un radiateur intracavité en diamant complique l'obtention d'un fonctionnement monofréquence sur chaque polarisation et peut provoquer des pertes en fonctionnement bipolarisé à cause de la biréfringence résiduelle du diamant [van Loon 06].

Les structures semiconductrices présentées sont donc directement utilisées avec leur substrat de GaAs de $350 \mu\text{m}$ d'épaisseur, et fixées sur une plaque refroidie par un élément Peltier. En fonctionnement laser, l'échauffement de la zone active est ainsi très important et la résistance thermique de la structure est estimée dans nos conditions de pompage à 73 K/W_{inc} (sous le seuil laser).

Fraction thermique et résistance thermique :

La résistance thermique R_{th} en kelvin par watts thermiques (P_{th}) est liée à la résistance thermique effective R'_{th} en kelvin par watts de pompe incidents (P_p) via la fraction thermique η_{th} selon $P_{th} = \eta_{th}P_p$. L'analyse des voies de conversion des photons de pompe en chaleur permet d'identifier l'expression suivante pour la fraction thermique [Cocquelin 09a] :

$$\eta_{th} = T_{SC} \left(1 - \eta_p \eta_i \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right), \quad (\text{II.30})$$

où η_p quantifie la fraction de la puissance de pompe absorbée à la traversée dans la structure estimée à 0,9. η_i est le rendement quantique interne des puits estimé à $\eta_i = 70\%$ sous le seuil laser et $\eta_i = 95\%$ au-delà [Laurain 10b]. Sous le seuil laser, nous calculons une charge thermique de $\eta_{th} = 29\%$ et donc une résistance thermique $R_{th} = R'_{th}/\eta_{th} = 241 \text{ K/W}$.

Au final, le problème majeur de l'évolution thermique du gain modal réside dans la grande différence entre les vitesses de déplacement du spectre de gain et de la résonance de la micro-cavité ($\beta_{gain}/\beta = 5$). En effet, cela implique que le recouvrement spectral optimal ne peut être atteint que pour une unique température et donc à une unique puissance de pompe (à T_{sub} constant). Pour anticiper ces phénomènes, on choisit volontairement d'abaisser la longueur d'onde du maximum d'émission des puits quantiques à température ambiante par rapport à la longueur d'onde de résonance de la micro-cavité. On associe dès lors à chaque structure une température d'inversion (appelée aussi température de *roll-over*) au-dessus de laquelle le recouvrement spectral entre le gain matériaux et les facteurs de confinement ne fait plus que diminuer (Fig. II.21). Afin d'étudier plus précisément l'évolution de ce recouvrement spectral en fonctionnement laser, nous avons introduit un nouveau paramètre, noté K_{sp} , quantifiant le recouvrement spectral entre le gain matériau $g_0(T, \lambda)$ et les facteurs de confinement du gain modal $\Gamma_{\mu cav}$ et Γ_{RG} . Ce paramètre est donné par l'expression suivante :

$$K_{sp}(T) = \max_{\lambda} [\Gamma_{RG}(\lambda, T) \times \Gamma_{\mu cav}(\lambda, T) \times \mathcal{L}_{gain}(\lambda, T)]. \quad (\text{II.31})$$

Son évolution en fonction de l'intensité de pompe incidente (et donc de la température) est rapportée figure II.22, en parallèle de l'évolution du paramètre de dépendance thermique du gain, noté K_{th} , et égal à :

$$K_{th}(T) = \exp \left(\frac{-(T - T_{amb})}{T_{gain}} \right). \quad (\text{II.32})$$

Globalement, la température (et donc la puissance de pompe) pour laquelle le recouvrement spectral est maximal est d'autant plus grande que l'écart $\Delta\lambda_{Photolum/\mu cav} = \lambda_{\mu cav} - \lambda_{Photolum}$ est important. Au delà de cette température, la structure perd le recouvrement spectral du gain modal et son gain chute. Empiriquement, nous avons déterminé que les structures avec un $\Delta\lambda_{Photolum/\mu cav}$ de 12 ou 13 nm présentaient la plus grande température d'inversion (*roll-over*) et donnaient les meilleures performances en terme de gain modal. C'est le cas de la structure utilisée dans le prototype de VECSEL bifréquence.

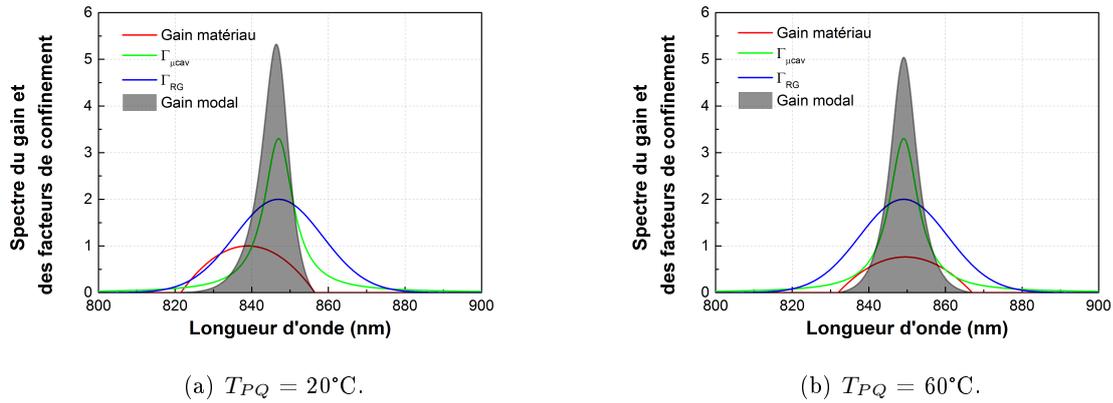


FIGURE II.21: Représentation du recouvrement spectral entre le gain matériel $g_0(T)$ et les facteurs de confinement de la structure semiconductrice à différentes températures de fonctionnement des puits quantiques T_{PQ} . Paramètres de la simulation : $T_{amb} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta\lambda_{gain} = 25$ nm, $\Delta\lambda_{RG} = 27$ nm et $\Delta\lambda_{\mu cav} = 9$ nm.

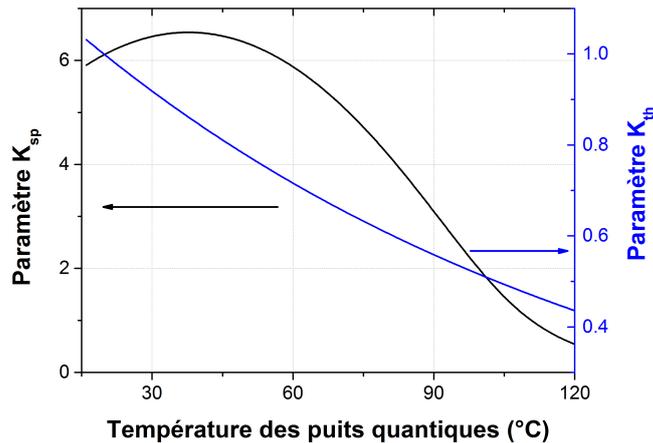


FIGURE II.22: Paramètre du recouvrement spectral K_{sp} et de la décroissance thermique du gain matériel K_{th} pour une structure de résistance thermique 73 K/W_{inc} et dont le substrat est refroidi à $T_{sub} = 16^\circ\text{C}$.

Inversion thermique de la puissance laser :

En fonctionnement laser, la perte du recouvrement spectral, et donc la chute du gain modal, se traduit par une augmentation de la puissance de pompe au seuil et par conséquent une chute de la puissance laser. Cet effet est par ailleurs auto-entretenu puisque l'augmentation de la puissance de pompe au seuil augmente la charge thermique de la structure et donc diminue d'autant plus le gain modal. La puissance laser chute ainsi très rapidement jusqu'à l'inhibition totale de l'effet laser : c'est le phénomène d'inversion (ou *roll-over*) thermique de la puissance laser. On nomme $P_{I/RO}$ la puissance laser au *roll-over*, mesurée comme la puissance laser maximale atteinte avec le VECSEL. De la même manière, on note λ_{RO} la longueur d'onde laser au *roll-over* thermique.

Par ailleurs, nous devons nous assurer que le recouvrement spectral entre les différents paramètres du gain modal soit maximal précisément à 852 nm et atteint pour une forte puissance

de pompe. La résonance de la micro-cavité $\Gamma_{\mu cav}(\lambda)$ étant le paramètre le plus sélectif spectralement, on considère généralement que son maximum fixe la longueur d'onde du maximum de gain. On calcule ainsi les épaisseurs des barrières pour avoir une zone active résonante à $\lambda_0 = 847$ nm à température ambiante, décalée de 5 nm par rapport à la longueur d'onde visée.

	Valeur visée	Valeur obtenue
Longueur d'onde du maximum du spectre de photoluminescence des puits λ_{gain}	834 nm	836 nm
Longueur d'onde du maximum de la résonance de la micro-cavité $\lambda_{\mu cav}$ et du paramètre d'amplification du gain périodique résonant λ_{RG}	847 nm	849 nm
Décalage gain/résonance de la micro-cavité $\Delta\lambda_{gain/\mu cav}$	13 nm	13 nm

TABLE II.4: Tableau résumant les paramètres choisis pour la conception des structures semiconductrices afin d'assurer un recouvrement spectral optimal du gain modal proche de 852 nm et ceux finalement obtenus pour la structure utilisée dans le prototype du laser bifréquence.

2.2.3 Étude expérimentale du gain modal

Nous présentons ici les évaluations expérimentales menées dans le but de caractériser le gain modal des structures semiconductrices. En effet le gain laser est un paramètre clé du laser bifréquence. À cause des nombreux éléments intracavité, les pertes optiques de la cavité sont importantes, et le gain laser doit être en mesure de les compenser afin de garantir des performances acceptables.

Principe. On effectue la mesure du gain modal à partir de l'étude de l'évolution de la puissance (ou intensité) de pompe au seuil laser dans une cavité dont les pertes optiques sont calibrées. Ces pertes comprennent les pertes internes à la structure T_{int} et les pertes par transmission des miroirs de la cavité (miroir de Bragg et miroirs externes). La condition d'oscillation laser permet de relier le gain optique intégré G aux pertes de la cavité et s'écrit :

$$G^2 R_{miroir} R_{Bragg} (1 - T_{int}) = 1. \quad (\text{II.33})$$

Compte tenu des faibles valeurs de pertes internes et de transmissions des miroirs, on approxime le gain optique G par la formule :

$$G^2 \sim 1 + T_{miroir} + T_{Bragg} + T_{int}. \quad (\text{II.34})$$

Or par définition du gain optique G :

$$G^2 = \exp(2g_{modal} L_{ZA}), \quad (\text{II.35})$$

qui, toujours dans l'hypothèse des faibles pertes et donc de gain faible, se simplifie au premier ordre par :

$$\begin{aligned} G^2 &\sim 1 + 2g_{modal}(I_p, T)L_{ZA} \\ &\sim 1 + 2N_{PQ}d_{PQ} \times \Gamma_{xy}\Gamma_{RG}(\lambda, T)\Gamma_{\mu cav}(\lambda, T)g_0(\lambda, T) \ln \left[\frac{T_{SC}A_p I_p}{N_{PQ}I_{tr}} \right] \end{aligned} \quad (\text{II.36})$$

Nous introduisons $g_{modal}/\% = 2g_{modal}(I_p, T)L_{ZA}$ le gain laser exprimé en % de la structure semiconductrice sur un aller-retour. D'après les équations II.34 et II.36, nous avons ainsi

$g_{\text{modal}}/\% = T_{\text{miroir}} + T_{\text{Bragg}} + T_{\text{int}}$. Pour construire la courbe de gain modal, nous allons expérimentalement faire varier la transmission du miroir de la cavité et/ou les pertes par réflexion sur la lame R_{lame} (Fig. II.23), et mesurer la puissance de pompe au seuil associée. Nous obtiendrons alors l'évolution expérimentale de $g_{\text{modal}}/\%$ en fonction de l'intensité de pompe au seuil $I_{p/\text{seuil}}$ que l'on pourra superposer à la courbe théorique telle que définie dans l'équation II.36. La comparaison avec les points expérimentaux nous permettra d'ajuster les paramètres de simulation du gain modal comme g_0 , I_{tr} ou encore δ_{gain} .

Montage expérimental. Le montage expérimental pour la mesure du gain modal a été conçu par Sylvie Janicot afin de permettre une modification simple des pertes de la cavité par un changement du miroir de sortie et en perturbant le moins possible les réglages de la cavité.

La cavité laser utilisée est une cavité à 3 miroirs formée par le miroir de Bragg inclus dans la structure, un miroir de repli concave et de réflectivité maximale à 850 nm. Le troisième miroir est un miroir plan de réflectivité $R_{oc} = 1 - T_{oc}$. Nous utiliserons plusieurs miroirs plans de transmissions différentes et, selon les besoins, une lame de verre intracavité d'inclinaison variable permettant de modifier continûment les pertes de la cavité. Pour limiter l'influence du réglage de la cavité lors du changement de miroir, le bras de la cavité entre le miroir de repli et le miroir plan est choisi le plus long possible (ici 250 mm environ) afin d'avoir un faisceau suffisamment collimaté. Enfin l'angle entre les deux bras est maintenu le plus faible possible ($< 10^\circ$) pour minimiser l'astigmatisme du faisceau laser dû à l'utilisation d'un miroir sphérique hors d'axe. La température étant un paramètre important de la mesure, la structure semiconductrice est refroidie par un élément Peltier.

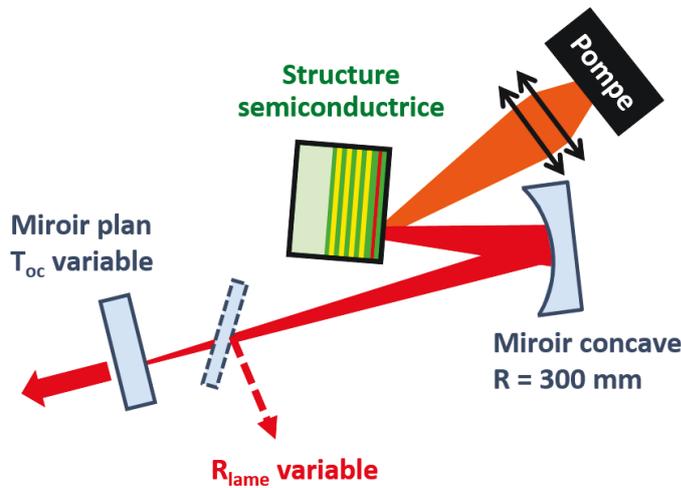


FIGURE II.23: Montage expérimental pour la caractérisation du gain modal des structures semiconductrices à 850 nm. Le module de pompe émet une puissance maximale de 3 W à 670 nm.

Analyse des résultats expérimentaux. L'étude du gain modal à partir de la puissance de pompe au seuil est effectuée en plusieurs étapes. Ainsi après avoir mesuré les puissances de pompe et longueurs d'onde au seuil pour chaque valeur de transmission du miroir de sortie, nous devons déterminer le taux de pertes internes T_{int} de la cavité. Ces pertes proviennent des fuites des miroirs et/ou des défauts dans la structure. Une méthode efficace pour les estimer consiste à tracer l'évolution de la puissance laser, à une puissance de pompe donnée, en fonction de la transmission du coupleur. L'évolution de la courbe peut alors être décrite par l'équation :

$$P_l = CT_{oc} \times \left(\frac{g_s}{T_{\text{int}} + T_{oc}} - 1 \right), \quad (\text{II.37})$$

où g_s est le gain non saturé de la structure et C une constante d'ajustement [Siegman 86, McGinily 07]. Le couple g_s et T_{int} fixe la position du sommet de la courbe, c'est-à-dire la transmission optimale qui maximise la puissance laser en sortie. Par ajustement de la courbe théorique, on détermine des pertes internes T_{int} de 1,5% environ (Fig. II.24).

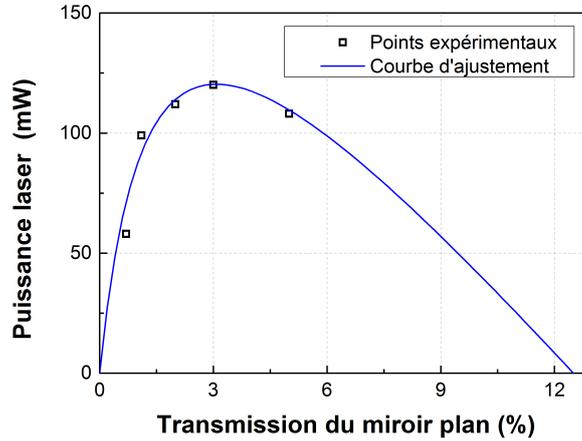


FIGURE II.24: Évolution de la puissance laser mesurée à une puissance de pompe incidente de 690 mW en fonction de la transmission du miroir de sortie T_{oc} et pour T_{int} constant. Les paramètres utilisés pour la courbe d'ajustement sont $C = 1900$ mW, $g_s = 14\%$ et $T_{int} = 1,5\%$.

L'évolution du gain modal en fonction de la puissance de pompe au seuil est reportée dans la figure II.25. Ces mesures ont été effectuées dans le cas d'un pompage continu et quasi-continu. Dans cette dernière configuration, la durée des impulsions de pompe est inférieure au temps caractéristique de diffusion thermique dans la structure, estimé à quelques centaines de microsecondes, dans le but de négliger les effets thermiques sur le gain modal. On utilise ainsi les mesures en pompage quasi-continu pour déterminer les paramètres matériaux g_0 et I_{tr} . On ajuste ensuite la valeur de δ_{gain} pour obtenir un bon accord entre les mesures réalisées en pompage continu et le gain modal théorique prenant en compte les effets thermiques.

Tout d'abord dans le cas d'un pompage quasi-continu, le modèle ainsi que les mesures expérimentales du gain modal montrent que celui-ci suit une évolution logarithmique avec l'intensité de pompe au seuil. L'absence d'effet thermique supprime l'influence du recouvrement spectral et de la décroissance du gain matériau : le gain modal évolue donc comme $\ln I_p$ (Eq. II.36). Pourtant, le gain modal maximal expérimentalement observé est de 12%. Nous pensons que pour ces niveaux de pertes élevées, l'échauffement de la structure ne peut plus être négligé dans nos conditions expérimentales. En régime de pompage continu, le gain modal sature à un maximum de 9% à cause des effets thermiques. La courbe de simulation du gain modal révèle en effet la présence d'un phénomène d'inversion thermique du gain, qui au-delà d'un certain point ne fait plus que décroître. Cette chute du gain s'explique en grande partie par la diminution du recouvrement spectral entre les facteurs de confinement et le gain des puits quantiques tel que quantifié par le facteur K_{sp} présenté dans la figure II.22.

Pour conclure, nous avons validé expérimentalement l'obtention de forts gains laser (proches de 9%) à partir des structures semiconductrices résonantes à 7 puits quantiques et utilisées sur leur substrat de GaAs d'origine. Ce niveau de gain est suffisant pour compenser les pertes optiques de la cavité du prototype de VECSEL bifréquence que nous estimons entre 4 et 4,5%. Enfin, le modèle choisi pour décrire le gain modal a pu être validé expérimentalement.

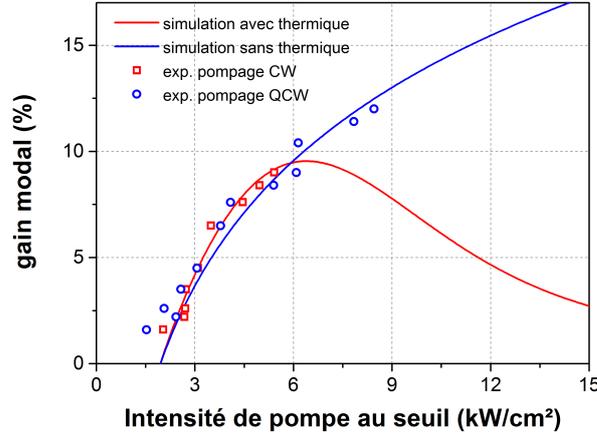


FIGURE II.25: Évolution du gain modal de la structure à 850 nm utilisée dans le prototype du laser bifréquence mesuré (points) et simulé (traits) dans le cas avec thermique (pompage continu, CW) et sans thermique (pompage quasi-continu, QCW). Dans le cas du pompage quasi-continu, la pompe a été modulée à une fréquence de 33 Hz avec des impulsions de 90 μ s soit un rapport cyclique de 0,003. Les valeurs des paramètres utilisées dans la simulation sont données dans la table II.5

Rayon de waist du faisceau de pompe ω_p	42 μ m
Angle d'incidence de la pompe sur la structure θ_p	35°
Facteur de recouvrement transverse Γ_{xy}	0,63
Absorption de la pompe η_p	90%
Coefficient de transmission du faisceau de pompe à l'interface air/semiconducteur T_{SC}	65%
Température de refroidissement du substrat T_{sub}	16 °C
Résistance thermique en dessous du seuil	73 K/W _{inc}
Paramètre de gain g_0	2600 cm ⁻¹
Température caractéristique de décroissance du gain T_{gain}	130 K
Intensité à la transparence I_{tr}	120 W/cm ²
Décalage entre le pic de photoluminescence des puits quantiques et la résonance de la micro-cavité $\Delta\lambda_{Photolum/\mu cav}$	13 nm
Paramètre de décalage photoluminescence/gain δ_{gain}	1,0115

TABLE II.5: Tableau résumant les principaux paramètres utilisés pour la simulation du gain modal.

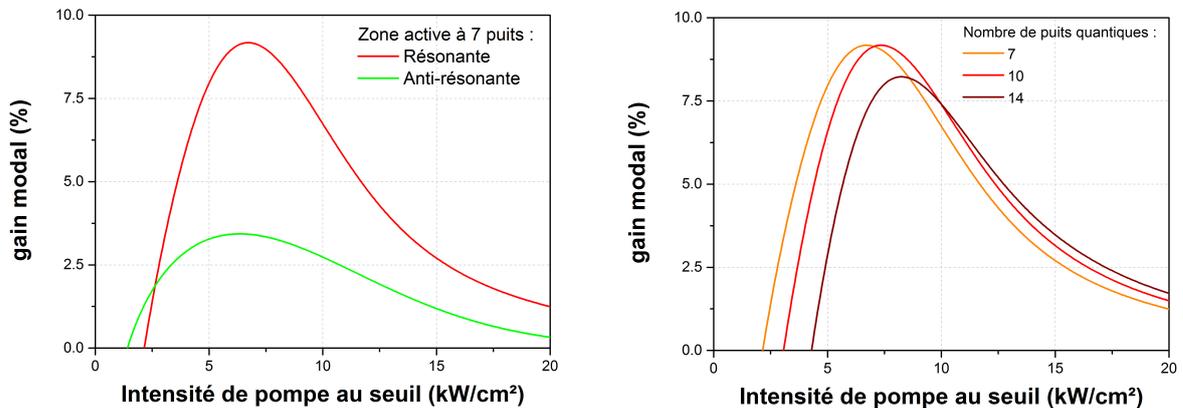
2.2.4 Gain modal de structures anti-résonantes et à plus grand nombre de puits quantiques

Grâce au modèle introduit pour décrire le gain modal, nous pouvons étudier, a posteriori, si une structure semiconductrice à 7 puits quantiques dans une micro-cavité résonante est bien la plus adaptée à nos besoins. Nous avons ainsi étudié deux paramètres de la structure. Le premier concerne l'utilisation d'une zone active anti-résonante à la longueur d'onde de travail et traitée antireflet. Ce type de structure supprime l'effet Fabry-Perot dans la micro-cavité : elles possèdent donc un gain spectralement plus large qui facilite l'accordabilité en longueur d'onde du laser [Garnache 00]. En revanche, les simulations du gain modal montrent très clairement que dans cette configuration, la chute du facteur de résonance de la micro-cavité diminue le

gain modal de plus d'un facteur 3 (Fig. II.26(a)). Le niveau de gain modal minimal de 4 à 4,5% n'est même pas atteint. Ce type de structure n'est donc pas adapté à nos besoins.

Nous avons alors étudié l'ajout de puits quantiques supplémentaires dans la zone active en vue d'augmenter le gain disponible. Les résultats des simulations, sur des structures résonantes comme celle utilisée dans le prototype, montrent que cette approche n'est pas efficace pour augmenter le gain modal (Fig. II.26(b)). En effet l'augmentation du nombre de puits quantiques se traduit par une augmentation de l'intensité de pompe pour atteindre la transparence. La structure devient donc amplificatrice pour de plus fortes puissances de pompe, là où les effets thermiques sont importants. Ainsi l'augmentation du gain est empêchée par la perte du recouvrement spectral et la décroissance thermique du gain matériau K_{th} . Le même raisonnement s'applique aussi pour les structures anti-résonantes.

Par conséquent, la structure résonante à 7 puits quantiques apparaît comme le meilleur compromis pour obtenir un gain modal élevé et des puissances de pompe au seuil faibles. L'utilisation de puits quantiques supplémentaires ne pourra être envisagée que pour des structures à faible résistance thermique pour lesquelles les effets thermiques sont réduits.



(a) Évolution du gain modal de la structure utilisée dans le prototype, structure résonante à 7 puits quantiques, et une structure identique mais ayant une zone active anti-résonante et un dépôt antireflet à sa surface. La réduction de l'intensité (de pompe incidente) à la transparence de la structure anti-résonante découle justement du traitement antireflet.

(b) Évolution du gain modal de structures résonantes possédant 7, 10 ou 14 puits quantiques.

FIGURE II.26: Comparaison du gain modal obtenu pour diverses configurations de la structure.

3 Réalisation d'un démonstrateur de VECSEL bifréquence

Dans les deux parties précédentes, nous avons présenté chacun des éléments de la cavité du VECSEL bifréquence, étudié leur impact sur les propriétés d'émission du laser et enfin validé la fabrication de structures semiconductrices à fort gain à 850 nm. Désormais nous allons nous intéresser à la fabrication et à la caractérisation du premier prototype de VECSEL bifréquence à la raie D2 du césium. Ce prototype a été réalisé dans le cadre du projet ANR 2POLEVF (Two-POLarisation VECSEL for the generation of two-Frequency beams) en collaboration avec Thales Research and Technology, le département SYRTE de l'Observatoire de Paris, le Laboratoire Aimé Cotton et le Laboratoire de Photoniques et de Nanostructures. Il a été conçu en 2011, avant le début des travaux présentés dans ce manuscrit. Nous commencerons par une description exhaustive des éléments intégrés dans le laser pour ensuite nous intéresser à l'intégration mécanique du système. Enfin dans le dernier paragraphe nous effectuerons une caractérisation du laser afin de valider l'émission bifréquence à 852 nm et 9,19 GHz.

3.1 Description complète du laser

3.1.1 Le module de pompe

Le choix d'une source de pompe adaptée à notre VECSEL s'est effectué selon plusieurs critères. Le premier concerne la longueur d'onde de la source qui doit être inférieure à la longueur d'onde limite de 700 nm définie par l'énergie de gap des barrières. Pour des raisons de compacité et de faible consommation, la source de pompe doit être intégrable et efficace. En revanche, la brillance de la source n'est pas un paramètre critique étant donné la faible épaisseur de la zone active. Par conséquent, nous avons choisi un pompage par diode laser. Du fait de nos besoins en puissance, nous utilisons une diode laser commerciale à section large émettant plus de 1 W à 670 nm. La section active de la diode étant très large (100 μm), son faisceau est couplé dans une fibre multimode de diamètre 105 μm et d'ouverture numérique 0,22. En sortie de fibre nous obtenons un faisceau d'environ 800 mW avec un profil circulaire quasi homogène (Fig. II.27). Le faisceau en sortie de fibre est focalisé sur la structure semiconductrice grâce à deux doublets de focales respectives 25 et 19 mm. Le rayon du faisceau de pompe au waist est mesuré à $\omega_p = 39 \mu\text{m}$.

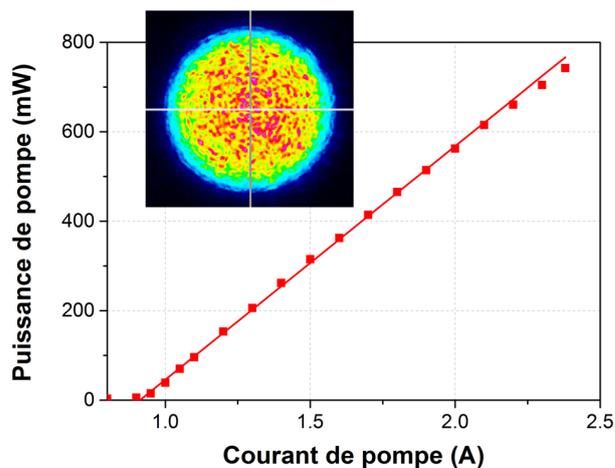


FIGURE II.27: Évolution de la puissance de la diode de pompe en sortie de fibre en fonction du courant injecté dans la diode. L'image insérée représente la distribution d'intensité transverse du faisceau mesuré au foyer du doublet de focalisation du faisceau sur la structure.

Pour assurer un bon recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et les deux modes

polarisés, le faisceau de pompe en sortie de fibre est focalisé avec un angle d'incidence de $\theta_p = 50^\circ$ par rapport à l'axe du faisceau laser. Ainsi, dans le plan de la structure semiconductrice, le faisceau de pompe présente un profil elliptique. Les rayons de la zone de pompage sont respectivement $\omega_{p,y} = 39 \mu\text{m}$ dans la direction verticale et $\omega_{p,x} = \omega_{p,y} / \cos \theta_p = 61 \mu\text{m}$. En alignant la direction de séparation des modes polarisés de la cavité avec le grand axe de l'ellipse, on peut superposer les deux waists laser avec la zone de pompage.

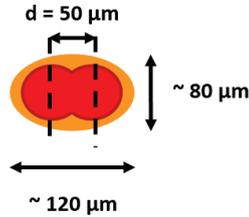


FIGURE II.28: Schéma de représentation du recouvrement des deux faisceaux laser avec le faisceau de pompe. La distance de séparation d vaut $50 \mu\text{m}$ et le rayon de waist laser est égal à $39 \mu\text{m}$. Le recouvrement spatial des modes η est donc de 0,19 (Eq. II.7).

3.1.2 La cavité

Dans la section 1 de ce chapitre, nous avons exposé le principe de la cavité bifréquence et bipolarisée et déterminé les composants nécessaires à cette dernière. Nous regroupons ici tous les choix finaux concernant le prototype de VECSEL bifréquence ainsi que les caractéristiques des éléments qui la composent (Fig. II.29).

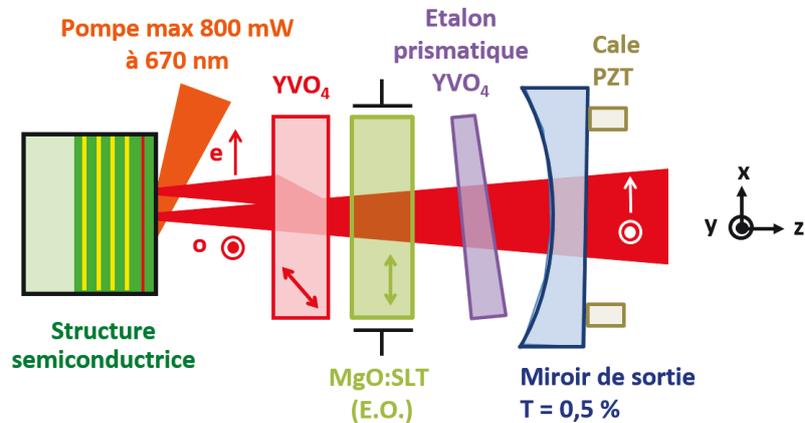


FIGURE II.29: Schéma complet de la cavité du VECSEL bifréquence.

Le miroir de sortie du laser est un miroir concave de rayon de courbure 15 mm et de transmission 0,5% à 852 nm. La transmission du miroir est choisie volontairement faible afin de limiter les pertes totales de la cavité, qui seront déjà élevées à cause des nombreux éléments intracavité. Pour respecter la condition d'obtention d'un faisceau monomode transverse $\omega_l = \omega_p = 39 \mu\text{m}$ (cf. 1.2), la longueur de la cavité est fixée à 10 mm. L'intervalle spectral libre de la cavité est estimé à environ 12 GHz. De plus le miroir de sortie est collé sur une cale piézoélectrique qui sera utilisée pour accorder finement la longueur d'onde du laser par ajustement de la longueur de la cavité.

Les deux premiers éléments intracavité, en partant de la structure, sont le séparateur de polarisations en YVO_4 et le cristal électro-optique de MgO:SLT dopé à 5%. Le séparateur de

polarisation utilisé est une lame d'épaisseur $500 \mu\text{m}$ de section de $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, induisant une séparation horizontale entre les modes polarisés de la cavité de $d = 50 \mu\text{m}$ (Fig. II.4). Connaissant la dimension du waist laser, on en déduit un taux de recouvrement entre les deux spots laser $\eta = \exp(-d^2/\omega_l^2)$ égal à 0,19. Le recouvrement est donc suffisamment faible pour garantir une émission bipolarisée stable mais n'est tout de même pas négligeable. Il pourra entraîner des effets de compétition parasites entre les modes que nous étudierons au chapitre suivant.

Le cristal de MgO:SLT d'épaisseur 1 mm (section $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$) est utilisé comme un élément de biréfringence variable en fonction de la température ou de la tension appliquée à ses électrodes (cf. 1.5.2). Le cristal est coupé le long de son axe ordinaire et est aligné de sorte à ce que son axe extraordinaire coïncide avec la polarisation extraordinaire de la cavité ($\parallel x$). Ce choix permet d'avoir l'effet électro-optique le plus important (coefficient r_{13}) pour le mode à polarisation extraordinaire.

Enfin le dernier élément de la cavité est un étalon biréfringent prismatique fabriqué à partir d'une lame d' YVO_4 d'épaisseur $100 \mu\text{m}$ et coupé à 1° dans le plan horizontal par rapport à son axe optique. L'angle de coupe est calculé pour qu'en incidence normale, la biréfringence de l'étalon favorise un écart en fréquence entre les deux modes de 10 GHz (1.6.2). L'intervalle spectral libre de l'étalon est de $1,8 \text{ nm}$ environ. L'angle de prisme est estimé entre 20 et 30 secondes d'arc et son axe est placé à la verticale. Ainsi par translation de l'étalon dans la direction x on pourra ajuster grossièrement la longueur d'onde du laser.

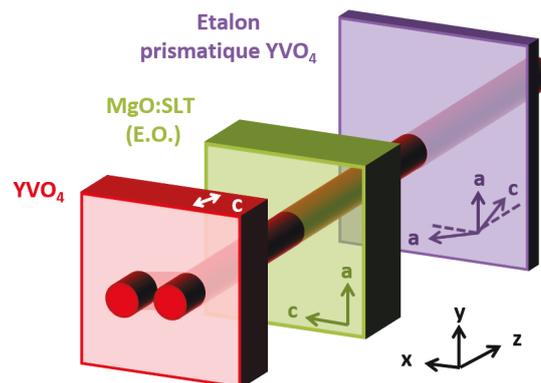


FIGURE II.30: Schéma montrant l'alignement et les axes propres des cristaux dans la cavité. Les cristaux utilisés sont des cristaux uniaxes. On désigne par c l'axe optique de ces cristaux.

3.2 Conception mécanique du prototype

Dans le but d'assurer un fonctionnement stable de l'émission bifréquence, sans fluctuations excessives de la longueur d'onde de chaque mode, il est important d'avoir un système mécanique capable d'isoler le laser des vibrations acoustiques extérieures et de limiter les fluctuations thermiques liées à l'environnement. En 2011 et dans le cadre du projet 2POLEVF, un bloc mécanique compact et stable a été réalisé pour le prototype du laser bifréquence par David Holleville du SYRTE. Ses dimensions sont $90 \times 90 \times 50 \text{ mm}^3$. Ce système contient les quelques réglages mécaniques nécessaires sur les éléments pour régler et étudier l'émission bifréquence.

Un soin tout particulier a été apporté à la stabilisation thermique du laser. Le socle du laser repose sur un élément Peltier capable de réguler la température à l'intérieur de la cavité. La régulation en température de la structure semiconductrice est quant à elle effectuée séparément par un second élément Peltier collé à un radiateur en cuivre. Ce radiateur permet d'évacuer la chaleur accumulée dans la structure à l'extérieur du laser. Enfin, pour des raisons de stabilité et d'accordabilité de la différence de fréquence du laser, les deux éléments biréfringents de la

cavité externe sont eux aussi asservis en température par un troisième élément Peltier.

En ce qui concerne les réglages mécaniques, il a été décidé lors de la conception de les réduire au strict minimum afin de minimiser d'éventuelles instabilités mécaniques. Par conséquent, seulement les réglages mécaniques absolument nécessaires à la mise en œuvre du laser bifréquence ont été conservés. Le module de pompe, contenant le connecteur de fibre et les deux doublets de lentilles, est fixé sur une monture de miroir orientable. Pour l'alignement de la cavité, le miroir de sortie (et sa cale piézoélectrique) est collé à une deuxième monture de basculement et d'inclinaison variables, elle-même liée à une platine de translation selon z . L'étalon biréfringent est le seul élément intracavité dont on peut régler l'angle de rotation autour de l'axe vertical y et la position le long de l'axe x (Fig. II.30).

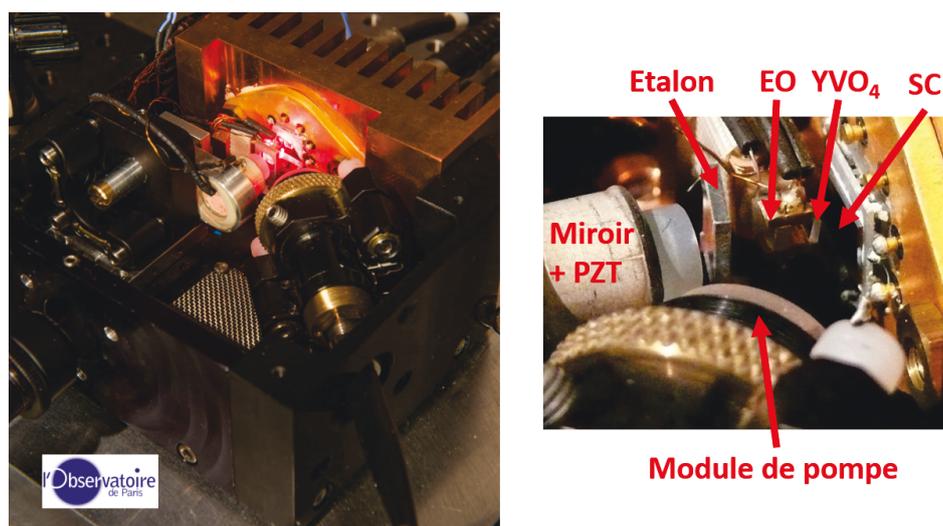


FIGURE II.31: Photographies du prototype de VECSEL bifréquence à 850 nm. La conception mécanique a été réalisée par David Holleville du SYRTE. Les dimensions du bloc laser sont 90 mm \times 90 mm \times 50 mm. La longueur réelle de la cavité est de 10 mm.

3.3 Caractérisation expérimentale de l'émission bifréquence

Dans cette partie, nous caractériserons expérimentalement l'émission bifréquence du prototype. Nous nous intéresserons à l'évolution de la puissance laser et de la longueur d'onde avec la puissance de pompe. Nous étudierons ensuite le spectre optique du laser et l'accordabilité des longueurs d'onde. Enfin, nous mesurerons la différence de fréquence du laser par l'intermédiaire du signal de battement généré par l'interférence des deux modes. Nous nous pencherons plus particulièrement sur la sensibilité de la différence de fréquence aux effets thermiques et à l'influence de l'étalon biréfringent sur cette dernière, dans le souci d'évaluer l'intérêt du laser pour le piégeage cohérent d'atomes de césium.

3.3.1 Puissance et longueur d'onde d'émission

Nous caractérisons ici la puissance laser et la longueur d'onde d'émission pour différentes configurations de la cavité du prototype. La température de régulation de la structure semiconductrice est fixée légèrement au-dessus de 16°C. Pour la cavité vide, nous mesurons une puissance de pompe au seuil d'environ 140 mW soit une densité de puissance de puissance 1,9 kW/cm². La puissance laser maximale obtenue est de 80 mW pour 725 mW de puissance de pompe incidente sans qu'il soit possible de distinguer un phénomène d'inversion thermique de la puissance (Fig. II.32(a)). L'efficacité optique/optique différentielle est de 14%. La longueur d'onde d'émission évolue linéairement avec la puissance de pompe à un rythme de 12 nm/W. Cette évolution est

la conséquence du décalage spectral du gain des puits quantiques et des facteurs de confinement du gain modal sous l'effet de l'échauffement de la structure (cf. 2.2.2). Nous observons ainsi que naturellement la structure semiconductrice émet au seuil à une longueur d'onde de 852 nm (Fig. II.32(b)). En refroidissant la structure il est possible de décaler la longueur d'onde d'émission vers les courtes longueurs d'onde et donc d'émettre à 852 nm à haute puissance. Par ailleurs, nous observons que la polarisation du laser est rectiligne et alignée à l'horizontal sur le grand axe de la zone de pompage. En effet, l'étalement du faisceau de pompe dans la direction x, et donc de la chaleur déposée, favorise un état de polarisation rectiligne dans cette direction, quelle que soit la direction des axes propres de la maille cristalline de la structure.

Nous ajoutons ensuite les éléments intracavité avec tout d'abord le séparateur de polarisation et l'électro-optique, puis l'étalon biréfringent. Nous observons une forte baisse de l'efficacité de conversion optique/optique, et donc une chute de la puissance laser, due à l'augmentation des pertes optiques de la cavité (Fig. II.32(a)). Les puissances de pompe au seuil en revanche n'évoluent pas significativement. En fonctionnement bifréquence, nous obtenons au maximum 30 mW au total avec 15 mW par mode polarisé. La longueur d'onde d'émission est fixée par le maximum de transmission de l'étalon, elle évolue donc par palier égal à un multipl entier de l'intervalle spectral libre de l'étalon. Nous observons ici une limitation de l'étalon biréfringent : sa grande épaisseur limite son intervalle spectral à moins de 2 nm ce qui n'est pas suffisant pour conserver une longueur d'onde constante sur toute la plage de puissance de pompe. Comme dit précédemment la seule possibilité restante pour augmenter la puissance laser à 852 nm consiste à refroidir la structure.

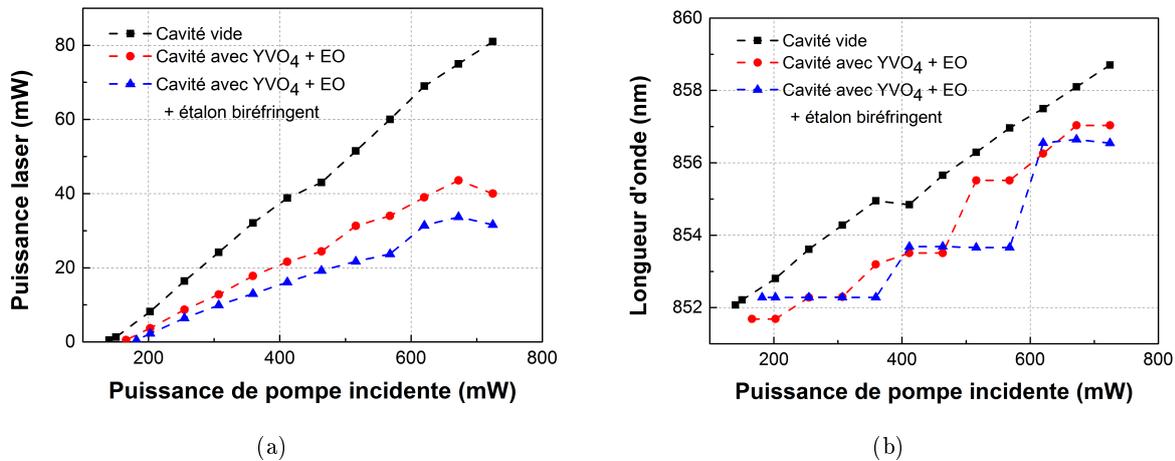


FIGURE II.32: Évolution de la puissance laser (a) et de la longueur d'onde (b) émises par le laser bifréquence en fonction de la puissance de pompe incidente à la structure pour différentes configurations de la cavité.

3.3.2 Spectre optique et accordabilité des longueurs d'onde

Le spectre optique est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre à transformée de Fourier dont la résolution est de 2 pm, bien inférieure à l'intervalle spectral de la cavité de 12 GHz soit 29 pm à 852 nm. Par conséquent, la mesure nous permettra de résoudre les modes longitudinaux de la cavité et de valider le fonctionnement bifréquence et bipolarisé du laser.

Les longueurs d'onde d'émission du VECSEL bifréquence sont fixées par le maximum du gain modal, le pic de transmission de l'étalon et par les peignes de fréquences des deux modes polarisés de la cavité externe. On dispose donc de nombreux paramètres pour décaler les longueurs d'onde autour de la transition D2 du césium. Le premier est la température de la

structure semiconductrice qui influe sur la longueur d'onde du maximum de gain modal (cf. 2.2.2). Nous choisissons donc un couple de température de refroidissement du substrat et de puissance de pompe adapté pour une émission à 852 nm (Equation II.28). Ensuite, la translation de l'étalon biréfringent le long de l'axe x (Fig. II.29) permet d'accorder la longueur d'onde du laser sur une plage égale à son intervalle spectral libre soit 1,8 nm. Pour finir, la longueur d'onde des modes laser est ajustée finement sur une plage égale à l'intervalle spectral libre de la cavité par des variations de la longueur de la cavité contrôlées par la céramique piézo-électrique collée au miroir concave.

La figure II.33 montre les résultats des mesures de spectre résolues en polarisation pour le laser bifréquence réglé sur la transition D2 du césium. Le spectre optique a été mesuré pour chacun des deux modes polarisés. Les spectres mesurés permettent de valider le fonctionnement bifréquence et bipolarisé du laser puisqu'à un axe de polarisation donné, ne correspond qu'un unique mode longitudinal. Le ratio d'extinction des modes longitudinaux est estimé à 30 dB environ. On peut distinguer sur le spectre du mode extraordinaire un pic parasite à la longueur d'onde du mode ordinaire du laser. On suppose que la présence de ce pic est due au montage expérimental et à une mauvaise séparation des polarisations qui a pu amener à projeter une fraction du mode polarisé ordinaire sur l'axe de polarisation extraordinaire.

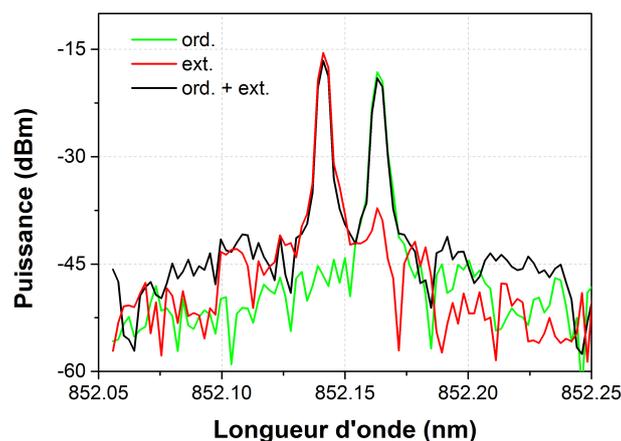


FIGURE II.33: Spectre optique du laser bifréquence réglé avec un écart d'environ 22 pm soit 9 GHz.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la mesure du décalage spectral des longueurs d'onde sous l'effet d'une variation de température des éléments biréfringents. Ces mesures sont effectuées à partir des spectres obtenus à l'analyseur de spectre à transformée de Fourier. Nous mettons en évidence une sensibilité thermique de la longueur d'onde du mode ordinaire plus de deux fois supérieure à celle du mode extraordinaire : $\partial\lambda_{ord}/\partial T = 5,9$ pm/K comparé à $\partial\lambda_{ext}/\partial T = 2,4$ pm/K (Fig. II.34). Nous expliquons cet écart par la différence entre les coefficients thermo-optiques ordinaire et extraordinaire du MgO:SLT (Table II.3). Dans l'hypothèse où la température des éléments biréfringents est utilisée pour modifier la différence de fréquence, il faudra compenser le décalage des longueurs d'onde généré par un ajustement de la longueur de la cavité via la cale piézoélectrique collée au miroir externe. Notons que ces valeurs ne sont pas compatibles avec les coefficients thermo-optiques tabulés (Table II.3) pour les deux cristaux, ce qui traduit l'incertitude élevée dont sont entachés ces derniers. Toutefois, ces mesures ne permettent pas non plus de remonter à des valeurs expérimentales des données matériaux (Table II.3) puisque les contributions respectives des deux cristaux (YVO₄ et MgO:SLT) ne peuvent être distinguées.

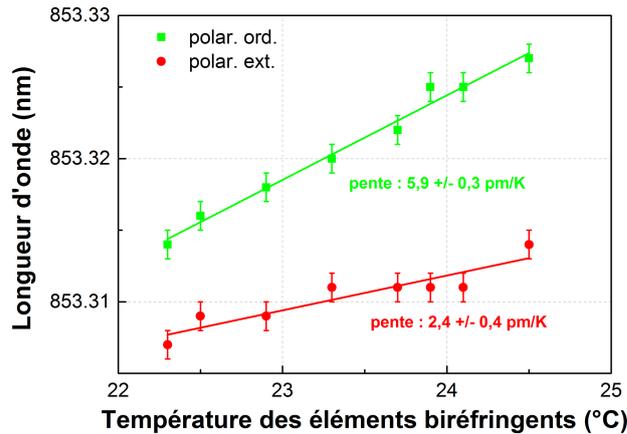


FIGURE II.34: Évolution des longueurs d'onde des deux modes polarisés du laser bifréquence en fonction de la température des éléments biréfringents.

3.3.3 Spectre radiofréquence et accordabilité de la différence de fréquence.

La mesure de la fréquence du battement générée par l'interférence des deux modes du laser permet d'accéder très simplement à la valeur absolue de la différence de fréquence entre les modes. Ce signal de battement est récupéré en faisant interférer les modes sur une photodiode rapide grâce à un polariseur à 45° . Si la bande passante de la photodiode est suffisante, un signal électrique à la fréquence de battement est généré. La conversion dans le domaine électrique est avantageuse puisque la mesure de fréquence via un analyseur de spectre radiofréquence est nettement plus précise comparée à celle que l'on peut effectuer avec l'analyseur de spectre optique à transformée de Fourier ou même un analyseur Fabry-Perot.

La figure II.35 présente un spectre typique du signal de battement mesuré sur une plage de 50 MHz autour de 9,2 GHz avec un temps de balayage de 300 ms. On mesure une largeur à mi-hauteur de 500 kHz sur un temps d'intégration de 3 ms. Par ailleurs, nous pouvons observer à 10 MHz de part et d'autre de la porteuse de très légers pics parasites qui peuvent être la manifestation de la présence de modes transverses résiduels d'ordres élevés dans la cavité.

Comme pour la mesure de l'accordabilité des longueurs d'onde laser, nous avons mesuré le décalage fréquentiel de la différence de fréquence lorsque les cristaux biréfringents sont soumis à une variation de température. Nous mesurons une sensibilité de 1,44 GHz/K, compatible avec les coefficients de sensibilité des longueurs d'onde mesurés précédemment (cf. 3.3.2). Du point de vue de l'accordabilité, cette grande sensibilité est avantageuse puisqu'un changement de quelques degrés suffit à décaler de plusieurs gigahertz la différence de fréquence. D'un autre côté, toute fluctuation même minime de la température aura un grand impact sur la différence de fréquence. Cela justifie a posteriori l'installation d'un élément Peltier dédié à l'asservissement en température des cristaux biréfringents. Dans des conditions typiques d'utilisation, nous avons ainsi observé une dérive de la différence de fréquence de 7,8 MHz sur une échelle de temps de 195 secondes que nous pensons être la manifestation d'une fluctuation thermique du dispositif (Fig. II.37). D'après la valeur du coefficient de sensibilité thermique, la dérive observée correspondrait à une fluctuation de la température des cristaux de seulement 5,5 mK.

Pour finir nous avons étudié l'influence de la rotation de l'étalon biréfringent sur la différence de fréquence afin de valider expérimentalement son fonctionnement et de le comparer aux modélisations de la section 1.6. Ainsi, pour plusieurs angles de rotation, nous avons intégré

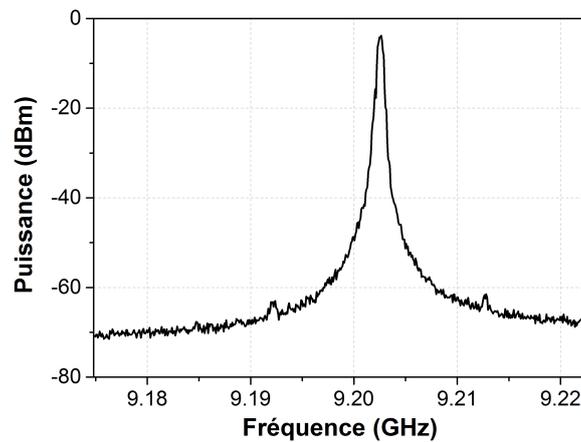


FIGURE II.35: Spectre du signal de battement mesuré avec une photodiode rapide fibrée de bande passante 12,5 GHz. La mesure a été effectuée sur une bande de 50 MHz, pour une bande passante de résolution de 100 kHz et un temps de balayage de 300 ms. La largeur à mi-hauteur estimée est de 500 kHz pour un temps d'intégration de 3 ms.

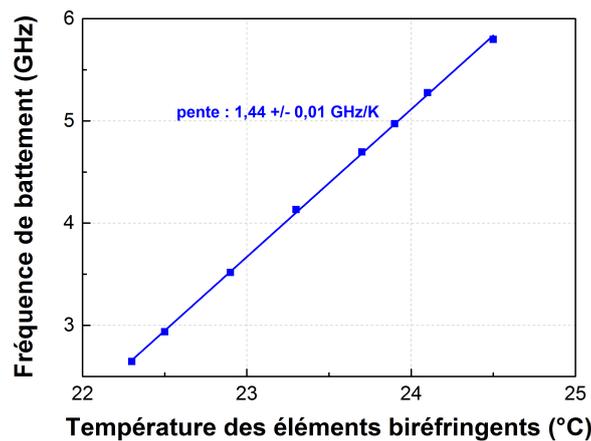


FIGURE II.36: Évolution de la fréquence de battement entre les deux modes polarisés du laser bifréquence en fonction de la température des éléments biréfringents.

le spectre de battement pendant toute la durée d'un balayage de 4°C de la température des éléments biréfringents. Les spectres mesurés montrent par conséquent toute la plage couverte par la différence de fréquence au cours du balayage. Ces mesures ont été effectuées avec un premier étalon biréfringent d'épaisseur 100 μm mais coupé le long de l'axe ordinaire. Cet étalon est donc isotrope en incidence normale. D'après les simulations vues précédemment (cf. 1.6.2), l'étalon devrait favoriser les différences de fréquence de 10 GHz à un angle de 2°. Quelques résultats sont présentés dans les figures II.38. Parmi les angles de rotation de l'étalon testés, un angle de 2° permet d'atteindre les plus hautes fréquences de battement et notamment la fréquence de 9,19 GHz (Fig. II.38(a)). On observe en revanche que les sauts de modes sont plus nombreux. Les plages d'accordabilité typiques ne sont plus que de 1 GHz environ à 2° contrairement aux 5 GHz atteints en incidence normale (Fig. II.38(b)). On estime en effet que pour des angles d'inclinaison non nuls de l'étalon, les pertes induites par celui-ci sont plus élevées et favorisent donc les instabilités et les sauts de modes. Ces résultats confirment donc l'avantage à utiliser un étalon biréfringent coupé avec un angle de 1° par rapport à son axe optique afin de pouvoir, en incidence normale, forcer une différence de fréquence autour de 9

GHz.

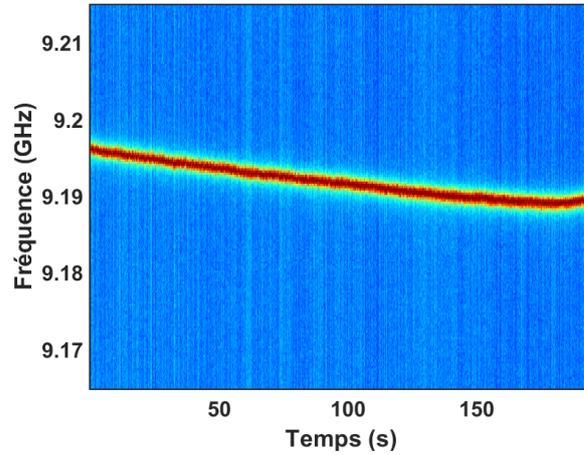
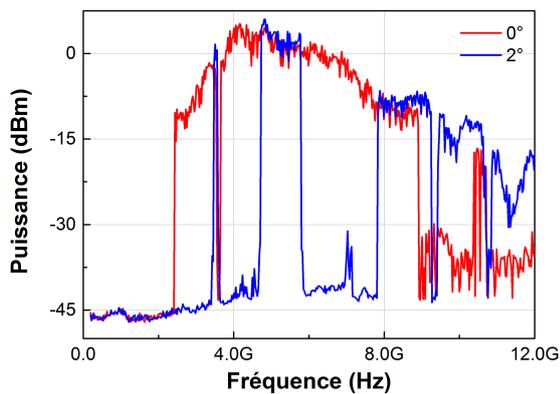
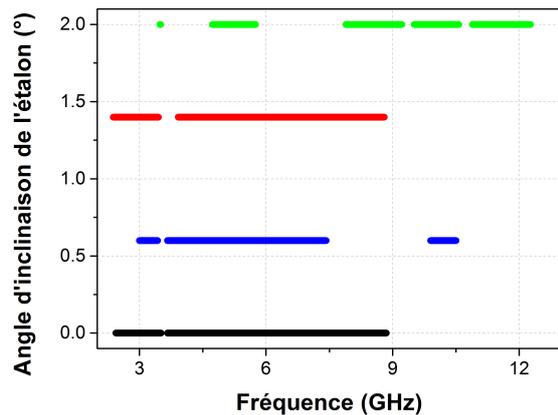


FIGURE II.37: Spectrogramme du signal de battement mesuré sur une période de 195 secondes. Chaque ligne verticale correspond à un enregistrement du spectre mesuré sur une bande de 200 MHz avec une résolution de 20 kHz et un temps de balayage de 50 ms. On mesure une dérive lente de la fréquence de battement de 7,8 MHz.



(a) Traces de spectres du signal de battement intégrés lors d'un balayage lent de 4°C de la température du séparateur de polarisation en YVO_4 et du MgO:SLT pour des angles de rotation de l'étalon biréfringent de 0° et 2°. Le plancher de la mesure se situe entre -40 et -45 dBm. Les variations de puissance du signal de battement sont dues à la bande passante de la photodiode et aux variations du gain des amplificateurs radiofréquence utilisés.



(b) Représentation des plages d'accordabilité continue mesurées lors d'un balayage de lent de 4°C de la température du séparateur de polarisation en YVO_4 et du MgO:SLT pour différents réglages de l'étalon.

FIGURE II.38: Évolution de la différence de fréquence du laser en fonction de l'angle d'inclinaison d'un étalon biréfringent d' YVO_4 de 100 μm d'épaisseur coupé le long de ses axes.

4 Conclusion

Nous avons étudié lors de ce chapitre les éléments principaux du prototype de VECSEL bifréquence à 852 nm que j'ai étudié pendant ma thèse. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la cavité externe et aux composants nécessaires au fonctionnement bipolarisé et bifréquence. L'étude a permis d'identifier les caractéristiques des éléments intracavité et notamment de l'étalon pour obtenir une émission bifréquence stable avec une différence de fréquence de 9,19 GHz. Au cours de la deuxième partie, nous avons décrit les éléments clés de la structure semiconductrice dont les caractéristiques déterminent en grande partie les performances du laser. Basé sur un modèle théorique de description du gain modal prenant en compte les effets thermiques, nous avons pu optimiser les paramètres de conception de la structure dans le but d'obtenir un gain laser capable de compenser les pertes importantes de la cavité. Un gain modal de 9% a ainsi été démontré expérimentalement grâce à la microcavité résonante, et malgré la forte résistance thermique de la structure semiconductrice due à l'absence de gestion de la thermique de celle-ci. Dans la dernière partie, nous avons présenté le premier prototype de VECSEL bifréquence à 852 nm réalisé en partenariat avec TRT et le SYRTE. Les premières mesures expérimentales ont permis de valider le fonctionnement bifréquence du laser à 852 nm. Le fonctionnement de l'étalon biréfringent et son impact sur la différence de fréquence ont été étudiés expérimentalement ce qui a permis de démontrer son utilité pour obtenir une différence de fréquence de 9,19 GHz.

Au final, les différentes études présentées dans ce chapitre ont donc permis de valider le fonctionnement du prototype de VECSEL bifréquence à 852 nm et avec une différence de fréquence accordable à 9,19 GHz.

Chapitre III

Stabilisation et étude des bruits du VECSEL bifréquence.

Objectifs

Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons le montage de stabilisation et d'asservissement du laser nécessaire pour réaliser le piégeage cohérent d'atomes de césium. Puis dans un second temps, nous étudierons puis caractériserons les trois principaux bruits du VECSEL bifréquence : le bruit d'intensité laser, le bruit de fréquence optique et enfin le bruit de phase du signal de battement.

Sommaire

1 Montage expérimental et asservissement du laser	81
1.1 Stabilisation de la longueur d'onde sur une transition atomique du césium	81
1.1.1 Montage d'absorption saturée	81
1.1.2 Asservissement de la fréquence optique	81
1.2 Asservissement de la différence de fréquence	83
1.2.1 Montage de la boucle à verrouillage de phase optique	83
1.2.2 Spectre du battement en fonctionnement asservi	84
2 Bruit d'intensité laser	86
2.1 Définition	86
2.2 Modélisation et transfert du bruit de pompe vers le laser	86
2.3 Mesure expérimentale du <i>RIN</i>	92
2.4 Corrélation des bruits d'intensité	93
3 Bruit de fréquence du laser	95
3.1 Définition	95
3.2 Modélisation	95
3.2.1 Contributions mécaniques et thermiques	95
3.2.2 Couplage phase-intensité	96
3.2.3 Émission spontanée	98
3.2.4 Conversion AM-FM du bruit d'intensité laser	98
3.2.5 Bilan des contributions au bruit de fréquence	98
3.3 Mesure expérimentale du bruit de fréquence	99
3.4 Corrélation des bruits de fréquence	100
3.5 Largeur de raie laser	102
3.5.1 Par intégration du bruit de fréquence	102
3.5.2 Par battement hétérodyne externe	103
3.5.3 Synthèse des résultats	104
4 Bruit de phase du signal de battement	106

4.1	Définition	106
4.2	Modélisation	106
4.2.1	Contributions mécaniques	106
4.2.2	Effets thermiques induits par la diode de pompe	107
4.2.3	Couplage phase-intensité	107
4.2.4	Bilan des contributions au bruit de phase du battement	108
4.3	Mesure expérimentale du bruit de phase	108
5	Conclusion	112

1 Montage expérimental et asservissement du laser

Dans cette partie nous décrirons le montage expérimental mis en place autour du laser bifréquence pour le stabiliser sur les transitions de l'atome de césium, condition préalable à la réalisation du piégeage cohérent d'atomes. Nous nous pencherons tout d'abord sur la mesure d'absorption saturée du césium utilisée pour stabiliser la longueur d'onde du mode ordinaire sur la transition D2, avant de nous consacrer à l'étude de la boucle d'asservissement à verrouillage de phase (OPLL : *Optical Phase-Lock Loop*) du signal de battement des deux modes laser sur le signal délivré par un oscillateur local radiofréquence.

1.1 Stabilisation de la longueur d'onde sur une transition atomique du césium

1.1.1 Montage d'absorption saturée

Pour mesurer le spectre d'absorption non élargi par effet Doppler de l'atome de césium, nous avons mis en place un montage d'absorption saturée dans une cellule de césium utilisant une technique d'interrogation pompe/sonde classique : le faisceau est d'abord séparé en deux voies qui seront ensuite superposées de manière contra-propageante dans la cellule (Fig. III.1). L'interrogation pompe/sonde permet en effet de s'affranchir de l'élargissement Doppler dû à la distribution de vitesses des atomes de la cellule grâce à une interrogation spécifique d'une certaine classe de vitesse des atomes [Demtröder 06]. Il est alors possible de résoudre la structure hyperfine du césium ce qui se traduit par des creux d'absorption à chaque transition atomique dans le profil d'absorption Doppler. Elle fait également apparaître des transitions particulières, qui correspondent aux croisements de niveaux $F' = 3/4$, $F' = 3/5$ et $F' = 4/5$, typiques pour ce type de montages [Yang 89] (Fig. III.2(b)).

Remarque sur l'isolation optique du laser :

Pour protéger l'OPS-VECSEL de retours de lumière parasites dans la cavité, susceptibles de perturber l'émission du laser, il est nécessaire d'isoler optiquement le VECSEL bifréquence. Suite à une étude de la sensibilité du laser à des retours optiques, nous avons déterminé qu'un taux d'extinction optique de 30 dB suffit à perturber le fonctionnement du laser. Cependant, et bien que le principe de fonctionnement soit établi depuis longtemps [Shirasaki 82], il n'existe actuellement pas d'isolateurs optiques commercialement disponibles et capables d'isoler un faisceau laser bipolarisé dans la gamme spectrale à laquelle nous travaillons. Par conséquent nous avons choisi de séparer les modes polarisés du laser bifréquence puis de les isoler indépendamment avec un isolateur optique classique d'extinction -60 dB. Dans la configuration actuelle, nous ne profitons donc pas pleinement de l'avantage du laser bifréquence d'avoir, par construction, les deux modes polarisés parfaitement superposés dans un même faisceau.

1.1.2 Asservissement de la fréquence optique

Afin de corriger les fluctuations et dérives de la fréquence optique du laser, nous verrouillons cette dernière grâce à une boucle d'asservissement sur une transition atomique du césium. Nous avons choisi d'asservir la fréquence absolue de la polarisation ordinaire ν_o du laser bifréquence, dans la mesure où nous utiliserons plus tard les effets électro-optiques dans le cristal de MgO:SLT, qui sont prédominants pour le mode à polarisation extraordinaire, pour ajuster la fréquence de ce mode par rapport à ν_o . Par ailleurs, sachant que l'étalon biréfringent impose une condition sur les fréquences du laser bifréquence, $\nu_o > \nu_e$, nous effectuerons l'asservissement du mode ordinaire sur la transition du niveau $6^2S_{1/2} F = 3$ vers le niveau excité $6^2P_{3/2} F' = 3$. Le contrôle de la fréquence absolue est obtenu par ajustement de la longueur optique de la cavité via deux paramètres. Le premier est la tension appliquée aux bornes de la céramique

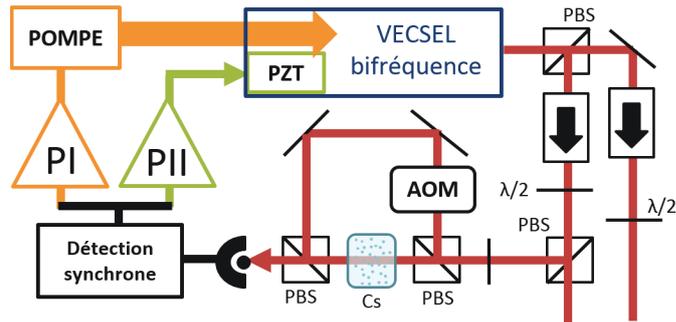
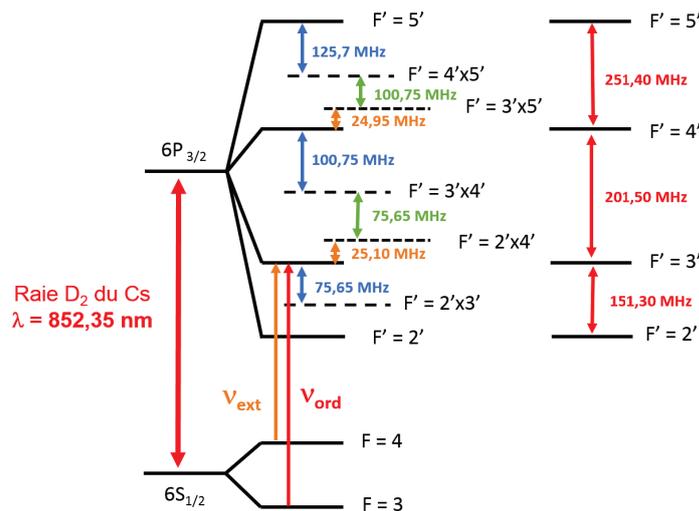
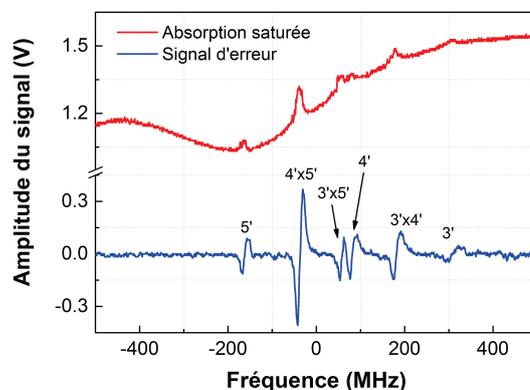


FIGURE III.1: Schéma du montage expérimental d'absorption saturée utilisé pour stabiliser la longueur d'onde du mode ordinaire sur une transition de l'atome de césium. Légende : PBS : cube séparateur de polarisation; $\lambda/2$: lame à retard demi-onde; AOM : Modulateur acousto-optique; PI : Correcteur proportionnel.

piézo-électrique qui contrôle la longueur de la cavité externe du VECSEL. Le deuxième est la puissance de pompe qui, du fait de la résistance thermique de la structure semiconductrice, change la température des matériaux et donc l'épaisseur optique de la structure (Fig. III.1).



(a) Structure énergétique de l'atome de césium et choix des fréquences absolues du laser bifréquence.



(b) Spectre d'absorption saturée du césium pour la transition $F = 4$ vers l'état excité $6P_{3/2}$ et le signal d'erreur correspondant.

FIGURE III.2: Asservissement de la fréquence optique.

La mise en place de la boucle d'asservissement nécessite tout d'abord la génération d'un signal d'erreur dont l'amplitude est proportionnelle à l'écart entre la fréquence optique du laser et la fréquence de la transition optique visée. La technique que nous utilisons permet de nous verrouiller sur le sommet d'un des pics de transmission du spectre d'absorption saturée (Fig. III.2(b)). Elle consiste à moduler en fréquence (à une fréquence de modulation de 100 kHz) le faisceau laser sur la voie de pompe de l'absorption saturée grâce à un modulateur acousto-optique. La modulation de la voie "pompe" module alors la transmission de la cellule pour le faisceau sonde ; la puissance détectée par la photodiode est donc également modulée à la même fréquence. Grâce à une détection synchrone à 100 kHz, nous générons un signal présentant une évolution linéaire autour du pic de transmission et nul exactement au sommet que nous utiliserons comme signal d'erreur de l'asservissement [Kozlova 12]. La pente d'évolution du signal d'erreur autour de la transition atomique visée quantifie la sensibilité à une fluctuation de fréquence du dispositif et permettra, après calibrage, de convertir l'amplitude du signal d'erreur en fluctuations de fréquence. Le signal d'erreur est ensuite scindé en deux voies de rétroaction (Fig. III.1). La première est filtrée par un correcteur proportionnel suivi de deux étages d'intégration (PII) avant d'être appliquée à la cale piézo-électrique collée derrière le miroir de sortie du laser. Le temps de réponse de cette rétroaction est limité par le temps de réponse du système miroir/cale piézo-électrique que l'on estime supérieur à 1 ms. Cette rétroaction corrigera donc uniquement les fluctuations basses fréquences (< 1 kHz) de la fréquence optique du laser. Dans le but d'améliorer cet asservissement, nous avons ajouté une seconde voie de rétroaction sur le courant d'injection de la diode de pompe qui comprend un correcteur proportionnel-intégrateur (PI) de grande bande passante. La bande passante de correction est ici limitée par le temps de diffusion thermique dans la structure semiconductrice compris entre 10 et 100 μ s [Laurain 10b]. L'électronique d'asservissement utilisée pour ce montage a été entièrement réalisée par le laboratoire SYRTE de l'Observatoire de Paris. Son fonctionnement est décrit plus spécifiquement dans les travaux de thèse d'Olga Kozlova [Kozlova 12]. Les gains de chaque étage de correction sont variables et optimisés afin de minimiser les fluctuations de la fréquence optique.

En fonctionnement asservi, la fréquence optique est stabilisée pendant plusieurs dizaines de minutes sans discontinuité. La rétroaction sur le courant de la diode de pompe permet de réduire de façon importante les fluctuations résiduelles de la fréquence optique à 500 kHz environ (crête à crête) sur une échelle de temps de 250 ms (Fig. III.3). Cependant, cette rétroaction induit des fluctuations de la puissance de pompe trop importantes qui se répercutent sur le bruit d'intensité laser (cf. 3.2.1). Elle ne pourra donc être activée lors d'une expérience de piégeage cohérent d'atomes par exemple.

1.2 Asservissement de la différence de fréquence

1.2.1 Montage de la boucle à verrouillage de phase optique

Pour stabiliser la différence de fréquence du laser et améliorer sa pureté spectrale, nous avons mis en place une boucle à verrouillage de phase optique qui permet d'asservir la différence de fréquence sur la fréquence délivrée par un oscillateur local radiofréquence. Le montage correspondant est présenté en figure III.4. Le signal de battement généré par l'interférence des deux modes est mesuré par un photodétecteur rapide (jonction métal/semiconducteur/métal, Hamamatsu G4176-03) puis amplifié par une série de deux amplificateurs RF. Le signal de battement est ensuite multiplié avec le signal de l'oscillateur local. Le signal en sortie du multiplicateur est alors filtré par un correcteur proportionnel-intégrateur de très grande bande passante (de l'ordre de 1 MHz) puis appliqué aux bornes du cristal électro-optique de MgO:SLT. On corrige ainsi les fluctuations de la différence de fréquence grâce à des variations de la biréfringence

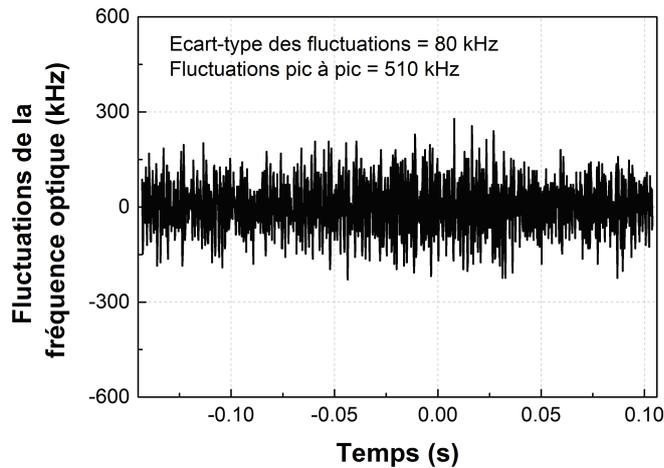


FIGURE III.3: Fluctuations de la fréquence optique du mode ordinaire mesurées à partir du signal d'erreur de l'asservissement sur une échelle de temps de 250 ms.

de la cavité selon la formule donnée dans le chapitre précédent (Eq. II.12). L'amplitude du signal de correction est comprise entre ± 15 volts et permet donc de compenser des dérives de la différence de fréquence de l'ordre de ± 19 MHz autour de la fréquence de l'oscillateur local.

L'oscillateur local utilisé est une chaîne de synthèse développée par le SYRTE dont la fréquence est accordable sur une bande d'environ 500 kHz autour de 9,19 GHz. Elle est fabriquée à partir d'un oscillateur à résonateur diélectrique (DRO) verrouillé en phase sur un harmonique d'un signal de référence à 100 MHz généré par un oscillateur à quartz ultrastable, selon une architecture semblable à celle décrite dans [Danet 14a].

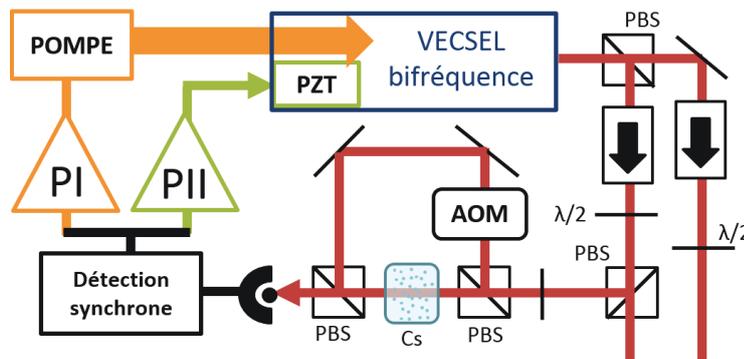
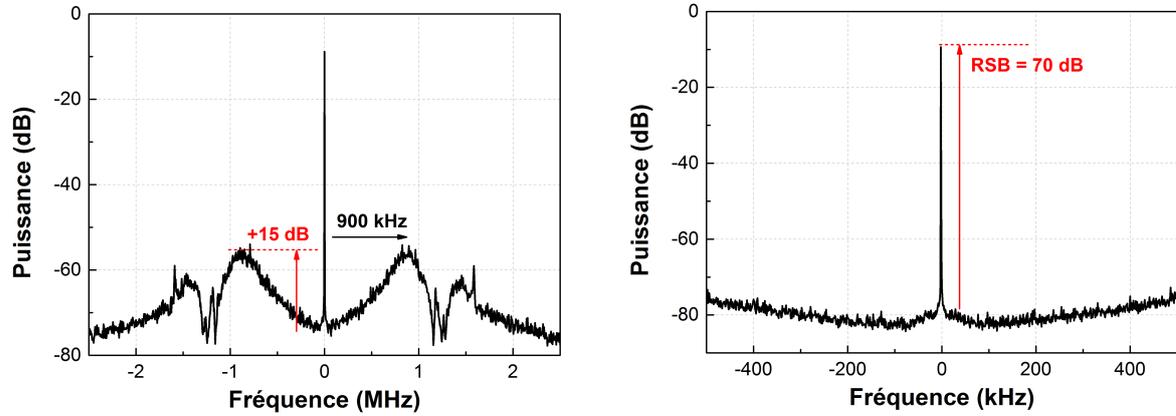


FIGURE III.4: Schéma du montage expérimental utilisé pour asservir la différence de fréquence du laser et la longueur d'onde du mode ordinaire. PBS : cube séparateur de polarisation ; $\lambda/2$: lame à retard demi-onde.

1.2.2 Spectre du battement en fonctionnement asservi

La différence de fréquence du laser est tout d'abord réglée précisément à 9,19 GHz grâce à la température du cristal électro-optique. Puis, en fonctionnement asservi sur l'oscillateur local, nous mesurons le spectre du signal de battement à l'aide d'un analyseur de spectre radiofréquence. Les mesures sont présentées en figure III.5. On observe une réduction très importante de la largeur de raie du signal de battement, désormais limitée par la bande passante de résolution, comparée aux mesures faites en fonctionnement libre (Fig. II.35). La mesure du spectre sur une plage de 5 MHz (Fig. III.5(a)) permet de visualiser la bande passante

de l'asservissement de la différence de fréquence, estimée à environ 900 kHz et fixée par le correcteur proportionnel-intégrateur. La grande bande passante permet de rejeter le pic de bruit (+15 dB) à haute fréquence, c'est-à-dire loin de la porteuse.



(a) Spectre mesuré sur une plage de 5 MHz avec une bande passante de résolution de 50 Hz. On mesure une bande passante d'asservissement pour la différence de fréquence d'environ 900 kHz.

(b) Spectre mesuré sur une plage de 1 MHz avec une bande passante de résolution de 5 Hz. Le rapport signal sur bruit (RSB) est estimé à 70 dB.

FIGURE III.5: Spectre du signal de battement optique mesuré à 9,19 GHz lorsqu'il est asservi sur l'oscillateur local.

2 Bruit d'intensité laser

2.1 Définition

Dans cette section nous étudierons le bruit d'intensité du laser, c'est-à-dire les fluctuations de puissance $\delta P(t)$ du laser autour de sa valeur moyenne stationnaire $\langle P \rangle$ telles que $P(t) = \langle P \rangle + \delta P(t)$. Les origines de ce bruit peuvent être totalement intrinsèques au laser comme l'émission spontanée ou bien provenir de l'environnement extérieur : perturbations thermiques, mécaniques, fluctuations de la puissance de pompe etc.

Pour quantifier le bruit d'intensité laser de façon indépendante par rapport aux conditions expérimentales, il est d'usage d'introduire le bruit d'intensité relatif (noté *RIN* pour *Relative Intensity Noise*) défini par la densité spectrale de puissance des fluctuations de la puissance laser $S_{\delta P}(f) = \left\langle \left| \delta \tilde{P}(f) \right|^2 \right\rangle$ normalisée par le carré de la puissance moyenne du laser [Agrawal 86, Joindot 91] :

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P}(f)}{\langle P \rangle^2}. \quad (\text{III.1})$$

Il s'exprime en Hz^{-1} ou dB/Hz . Dans la suite de cette partie, nous nous intéresserons à l'étude du bruit d'intensité relatif des modes à polarisation ordinaire et extraordinaire du laser bifréquence, mais aussi au *RIN* de la somme de ces deux modes. Ces différents bruits seront notés respectivement RIN_o , RIN_e et RIN_{o+e} .

2.2 Modélisation et transfert du bruit de pompe vers le laser

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la modélisation du bruit d'intensité du VECSEL bifréquence. Le modèle utilisé est celui développé par De et al [De 13, De 15a]. Il permet de simuler les effets d'une perturbation de la puissance de pompe sur le bruit d'intensité laser. Ce modèle introduit un couplage entre les populations de porteurs associées à chaque mode permettant de rendre compte du recouvrement spatial entre les modes laser dans le milieu à gain. Nous l'avons légèrement adapté pour correspondre plus particulièrement aux lasers à semiconducteur, en intégrant la densité de porteurs à la transparence N_{tr} au modèle.

Nous introduisons F_o et F_e , les densités de photons dans la cavité, ainsi que N_o et N_e les densités de porteurs correspondant aux modes polarisés de la cavité. Les évolutions temporelles de ces différentes densités sont régies par les équations d'évolution suivantes :

$$\frac{dF_o(t)}{dt} = -\frac{F_o}{\tau_o} + \nu_g \Gamma g(N_o) F_o, \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{dF_e(t)}{dt} = -\frac{F_e}{\tau_e} + \nu_g \Gamma g(N_e) F_e, \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{dN_o(t)}{dt} = \frac{N_{0o} - N_o}{\tau} - \nu_g \Gamma g(N_o) (F_o + \xi_{oe} F_e). \quad (\text{III.4})$$

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = \frac{N_{0e} - N_e}{\tau} - \nu_g \Gamma g(N_e) (F_e + \xi_{eo} F_o). \quad (\text{III.5})$$

où (τ_o, τ_e) sont les temps de vie des photons dans la cavité pour chacun des modes calculés à partir des paramètres de la cavité (les coefficients de réflexion des miroirs de la cavité R_{Bragg} et R_{oc} , le taux de pertes internes ϵ_{int} et la longueur optique de cavité L_{cav}) selon la formule (donnée pour le mode ordinaire) :

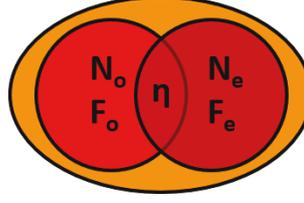


FIGURE III.6: Schéma représentant le recouvrement entre les modes laser dans le milieu à gain.

$$\frac{1}{\tau_o} = \frac{c}{2L_{cav/o}} \ln \left(\frac{1}{R_{Bragg} R_{oc} [1 - \epsilon_{int}]} \right). \quad (\text{III.6})$$

Nous admettrons que les temps de vie des photons τ_o et τ_e ne sont pas égaux entre eux à cause d'une différence dans les pertes optiques subies par les deux modes, ayant pour origine l'alignement des éléments de la cavité. τ est le temps de vie des porteurs excités dans les puits quantiques que l'on suppose identique pour les deux modes. On le détermine à partir des taux de recombinaisons radiatives et non-radiatives des porteurs [Coldren 95]. (N_{0o}, N_{0e}) sont les densités de populations non saturées de porteurs apportées par pompage et associées à chaque mode laser, que l'on peut calculer à partir de l'équation II.23. Les coefficients (ξ_{oe}, ξ_{eo}) correspondent aux rapports des coefficients de saturation croisée et d'auto-saturation des modes. Ils rendent compte de la force du couplage entre les modes. On note ainsi $C = \xi_{oe}\xi_{eo}$ la constante de couplage non linéaire. Les travaux de De et ses collègues [De 15b] permettent de définir une expression de ces coefficients, qui sont directement proportionnels au recouvrement spatial entre les modes laser η tel que défini dans le chapitre précédent (Eq. II.6). Par simplification, nous supposons dans cette étude que les coefficients (ξ_{oe}, ξ_{eo}) sont identiques et égaux au recouvrement spatial η d'où $\xi_{oe} = \xi_{eo} = \xi = \eta$. ν_g est la vitesse de groupe de l'onde lumineuse dans le milieu à gain. Enfin, $\Gamma g(N)$ est le gain modal linéique de la structure avec $g(N)$ le gain matériau et Γ le paramètre regroupant l'ensemble des facteurs de confinement de la structure (cf. chapitre II, section 2.2.1). Pour simplifier le formalisme, nous effectuerons ici une approximation linéaire du gain selon :

$$g(N) = a(N - N_{tr}), \quad (\text{III.7})$$

où a est le paramètre de gain, homogène à une surface, que l'on peut assimiler à une section efficace d'émission stimulée. Au 1^{er} ordre, a correspond à la pente de la courbe du gain modal telle qu'elle est calculée dans le chapitre II, d'où $a = \partial g(N)/\partial N \approx g_0/N$.

Par souci de simplification, nous introduisons les temps de vie de photons effectifs définis par :

$$\frac{1}{\tau'_o} = \frac{1}{\tau_o} + N_{tr}\nu_g\Gamma a. \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{1}{\tau'_e} = \frac{1}{\tau_e} + N_{tr}\nu_g\Gamma a. \quad (\text{III.9})$$

Les solutions stationnaires des équations d'évolution des densités de porteurs et de photons sont alors données par les expressions suivantes :

$$\langle N_o \rangle = N_{seuil/o} = \frac{1}{\tau'_o\nu_g\Gamma a} = N_{tr} + \frac{1}{\tau_o\nu_g\Gamma a}, \quad (\text{III.10})$$

$$\langle N_e \rangle = N_{seuil/e} = \frac{1}{\tau'_e\nu_g\Gamma a} = N_{tr} + \frac{1}{\tau_e\nu_g\Gamma a}, \quad (\text{III.11})$$

$$\langle F_o \rangle = \frac{1}{\tau\nu_g\Gamma a} \frac{(r_o - 1) - \xi(r_e - 1)}{1 - \xi^2}, \quad (\text{III.12})$$

$$\langle F_e \rangle = \frac{1}{\tau\nu_g\Gamma a} \frac{(r_e - 1) - \xi(r_o - 1)}{1 - \xi^2}, \quad (\text{III.13})$$

où les paramètres (r_o, r_e) correspondent aux taux de pompage $(N_{0o}/\langle N_o \rangle, N_{0e}/\langle N_e \rangle)$ des deux modes.

Nous admettons ensuite que le système à l'état stationnaire est perturbé par des fluctuations de la puissance de pompe ayant pour origine le bruit d'intensité propre RIN_p de la diode de pompe. Ces fluctuations se transmettent alors sur les densités de populations non-saturées de porteurs N_{0o} et N_{0e} selon la relation fixée par l'équation II.23 :

$$P_p(t) = \langle P_p \rangle + \delta P_p(t). \quad (\text{III.14})$$

$$N_{0o}(t) = \langle N_{0o} \rangle + \delta N_{0o}(t). \quad (\text{III.15})$$

$$N_{0e}(t) = \langle N_{0e} \rangle + \delta N_{0e}(t). \quad (\text{III.16})$$

Par conséquent, ces perturbations se répercutent dans le laser et induisent des variations de la densité de porteurs excités et de photons intracavité autour de leur valeur moyenne respective.

$$N_o(t) = \langle N_o \rangle + \delta N_o(t), \quad (\text{III.17})$$

$$N_e(t) = \langle N_e \rangle + \delta N_e(t), \quad (\text{III.18})$$

$$F_o(t) = \langle F_o \rangle + \delta F_o(t), \quad (\text{III.19})$$

$$F_e(t) = \langle F_e \rangle + \delta F_e(t). \quad (\text{III.20})$$

En injectant ces expressions dans les équations d'évolution des densités de porteurs et de photons III.2, III.3, III.4 et III.5, il est possible d'établir une relation directe entre $\delta\tilde{F}$, la transformée de Fourier des fluctuations de la densité de photons $\delta F(t)$, et $\delta\tilde{N}_0$, la transformée de Fourier des fluctuations de la densité de porteurs non saturée apportés par pompage $\delta N_0(t)$, que l'on peut décrire avec le système suivant :

$$\begin{bmatrix} \delta\tilde{F}_o(f) \\ \delta\tilde{F}_e(f) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{oo}(f) & M_{oe}(f) \\ M_{eo}(f) & M_{ee}(f) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta\tilde{N}_{0o}(f) \\ \delta\tilde{N}_{0e}(f) \end{bmatrix}, \quad (\text{III.21})$$

avec la valeur suivante pour les éléments de la matrice :

$$M_{oo}(f) = \frac{1}{\tau} \frac{\Delta_e(f)}{\Delta_o(f)\Delta_e(f) - \frac{\xi^2}{\tau_o\tau_e}}, \quad (\text{III.22})$$

$$M_{oe}(f) = \frac{\xi}{\tau\tau_o \left[\Delta_o(f)\Delta_e(f) - \frac{\xi^2}{\tau_o\tau_e} \right]}, \quad (\text{III.23})$$

$$M_{eo}(f) = \frac{\xi}{\tau\tau_e \left[\Delta_o(f)\Delta_e(f) - \frac{\xi^2}{\tau_o\tau_e} \right]}, \quad (\text{III.24})$$

$$M_{ee}(f) = \frac{1}{\tau} \frac{\Delta_o(f)}{\Delta_o(f)\Delta_e(f) - \frac{\xi^2}{\tau_o\tau_e}}, \quad (\text{III.25})$$

où les grandeurs $\Delta_o(f)$ et $\Delta_e(f)$ sont définies par :

$$\Delta_o(f) = \frac{1}{\tau_o} - \frac{\tau_o}{\tau_o'} \times \frac{2i\pi f}{\nu_g \Gamma a \langle F_o \rangle} \times \left(\frac{r_o}{\tau} - 2i\pi f \right). \quad (\text{III.26})$$

$$\Delta_e(f) = \frac{1}{\tau_e} - \frac{\tau_e}{\tau_e'} \times \frac{2i\pi f}{\nu_g \Gamma a \langle F_e \rangle} \times \left(\frac{r_e}{\tau} - 2i\pi f \right). \quad (\text{III.27})$$

Ce système d'équations couplées met très clairement en évidence l'impact du couplage entre les modes laser puisque les fluctuations de la densité de photons d'un mode du laser dépendent des fluctuations de la densité de porteurs non saturée des deux modes. Le *RIN* du laser, exprimé comme le rapport $\left\langle \left| \delta \tilde{F}(f) \right|^2 \right\rangle / \langle F \rangle^2$, dépendra ainsi des densités spectrales de puissance $\left\langle \left| \delta \tilde{N}_{0o}(f) \right|^2 \right\rangle$, $\left\langle \left| \delta \tilde{N}_{0e}(f) \right|^2 \right\rangle$ et de la fonction de corrélation $\left\langle \delta \tilde{N}_{0o}(f) \delta \tilde{N}_{0e}^*(f) \right\rangle$. Dans le cas du prototype de VECSEL bifréquence à 852 nm, les deux modes sont pompés par le même laser, mais ceux-ci s'établissent sur deux zones différentes du faisceau de pompe. Il en résulte donc une corrélation seulement partielle entre les fluctuations de pompage ressenties par chacun des modes. De plus, comme nous équilibrons volontairement le pompage entre les modes, nous admettrons que les fluctuations de la densité de porteurs non saturée sont de même amplitude pour les deux modes. Nous avons donc les approximations suivantes :

$$\left\langle \left| \delta \tilde{N}_{0o}(f) \right|^2 \right\rangle = \left\langle \left| \delta \tilde{N}_{0e}(f) \right|^2 \right\rangle = \left\langle \left| \delta \tilde{N}_0(f) \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{III.28})$$

$$\left\langle \delta \tilde{N}_{0o}(f) \delta \tilde{N}_{0e}^*(f) \right\rangle = \mu \left\langle \left| \delta \tilde{N}_0(f) \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{III.29})$$

où μ est le degré de corrélation (compris entre 0 et 1) des fluctuations que l'on supposera indépendant de la fréquence. L'absence de terme de phase sur la fonction de corrélation suppose que les fluctuations sont considérées en phase [De 13]. Dès lors, nous pouvons utiliser la relation suivante :

$$RIN_p(f) = \frac{\left\langle \left| \delta \tilde{N}_0(f) \right|^2 \right\rangle}{\langle N_0 \rangle^2}, \quad (\text{III.30})$$

avec $\langle N_{0o} \rangle = \langle N_{0e} \rangle = \langle N_0 \rangle$, pour déduire la densité spectrale de puissance des fluctuations de la densité de porteurs non saturée à partir du bruit d'intensité de la pompe RIN_p .

Nous compléterons notre étude du bruit d'intensité par le calcul des fonctions de transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le laser H_{RIN} définies par :

$$H_{RIN_o}(f) = \frac{RIN_o(f)}{RIN_p(f)}. \quad (\text{III.31})$$

$$H_{RIN_e}(f) = \frac{RIN_e(f)}{RIN_p(f)}. \quad (\text{III.32})$$

Ces grandeurs ont l'avantage d'être totalement indépendantes du bruit d'intensité de la pompe et ne dépendent que des paramètres de fonctionnement du laser. Dans le cas d'un laser monomode, la fonction de transfert des bruits d'intensité décrit un filtre passe-bas d'ordre 2 [Baili 08b] de gain basse fréquence $H_{RIN}(f=0) = r^2/(r-1)^2$. Nous avons pu vérifier numériquement une évolution similaire de la fonction de transfert dans le cas du VECSEL bifréquence. Ainsi, le bruit d'intensité du laser est amplifié à basse fréquence par rapport au bruit d'intensité de la pompe par le gain basse fréquence $H_{RIN}(f=0)$ puis filtré au-delà de la fréquence de coupure du filtre (évolution en $1/f^4$ de H_{RIN}) appelée fréquence de coupure de la cavité et notée f_{cCav} . Cette fréquence dépend du temps de vie du photon dans la cavité (τ_o, τ_e), du temps de vie des porteurs excités τ et du taux de pompage (r_o, r_e). Elle est de l'ordre de la dizaine de mégahertz dans nos conditions. Dans la mesure où les horloges atomiques CPT sont typiquement sensibles au bruit basse fréquence ($f < 100$ kHz $\ll f_{cCav}$), nous nous intéresserons tout particulièrement au comportement basse fréquence de H_{RIN} . À fréquence nulle, nous pouvons déterminer une expression analytique pour la fonction de transfert du RIN pour le mode ordinaire :

$$H_{RIN_o}(f=0) = \frac{r_o^2}{[(r_o-1) - \xi(r_e-1)]^2} \times \frac{\tau_o^2 + \xi^2\tau_e^2 - 2\mu\xi\tau_o\tau_e}{\tau_o^2}, \quad (\text{III.33})$$

dont nous pouvons simplifier l'écriture dans le cas d'un laser bifréquence parfaitement équilibré ($r_o = r_e = r$ et $\tau_o = \tau_e = \tau_{cav}$) :

$$H_{RIN_o}(f=0) = H_{RIN_e}(f=0) = \frac{r^2}{(r-1)^2} \times \frac{1 + \xi^2 - 2\mu\xi}{(1-\xi)^2}. \quad (\text{III.34})$$

Le premier terme est un facteur d'amplification dépendant du taux de pompage r , qui est d'autant plus élevé que r est petit. Il correspond exactement à la fonction de transfert de RIN d'un laser monofréquence [Baili 08a]. Afin de réduire le bruit d'intensité laser, il sera ainsi intéressant d'utiliser le laser le plus loin possible de son seuil ($r \gg 1$). Le deuxième terme rend compte du couplage entre les modes laser ξ et de la corrélation des fluctuations des densités de porteurs non saturées μ , c'est-à-dire des fluctuations de puissance de pompe ressenties par les deux modes. L'évolution de ce facteur en fonction des différentes valeurs des paramètres (ξ, μ) est représentée en figure III.7. Dans le cas de fluctuations de pompage parfaitement corrélées ($\mu = 1$) et en phase, la fonction de transfert du RIN à fréquence nulle est indépendante de la valeur du couplage entre les modes laser ξ et est égale à $r^2/(r-1)^2$. Néanmoins pour $\mu \neq 1$, H_{RIN} augmente avec le couplage ξ entre les modes et donc le recouvrement spatial entre ceux-ci. Par conséquent, le bruit d'intensité laser sera d'autant plus faible (à RIN_p constant) que le recouvrement spatial entre les modes laser est faible et la corrélation des fluctuations de pompage de chacun des modes est forte. Pour le prototype de VECSEL bifréquence, nous avons déterminé $\xi = \eta = 0,19$ et choisi une valeur pour le degré de corrélation des fluctuations de pompage, $\mu = 0,6$, tirée d'une mesure effectuée par De et ses collègues dans des conditions de pompage similaires aux nôtres [De 15b]. Nous obtenons un facteur d'amplification du bruit de la pompe approximé à 11 dB environ pour $r = 1,5$ au lieu de 9,5 dB en l'absence de couplage entre les modes ($\xi = 0$).

Les résultats des simulations du bruit d'intensité pour chacun des modes ainsi que des fonctions de transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le laser H_{RIN} sont présentés en figure III.8. Les paramètres utilisés pour la simulation sont ceux issus de la mesure expérimentale du RIN (cf. 2.3) et sont précisés dans la légende de la figure. Nous observons que le bruit d'intensité du VECSEL est amplifié par rapport au bruit d'intensité de la pompe de +17 dB pour le mode ordinaire et +13 dB pour le mode extraordinaire. Le bruit d'intensité laser est ensuite filtré au-delà de la fréquence de coupure de la cavité que l'on estime à 25 et 33 MHz pour les modes ordinaire et extraordinaire respectivement (Fig. III.8(b)). Nous remarquons par ailleurs

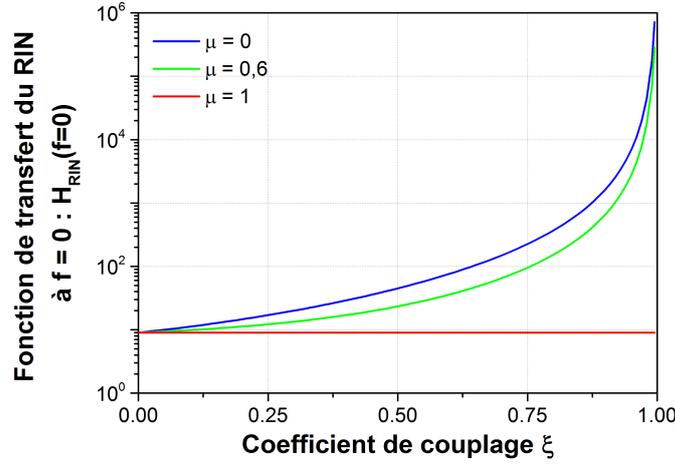
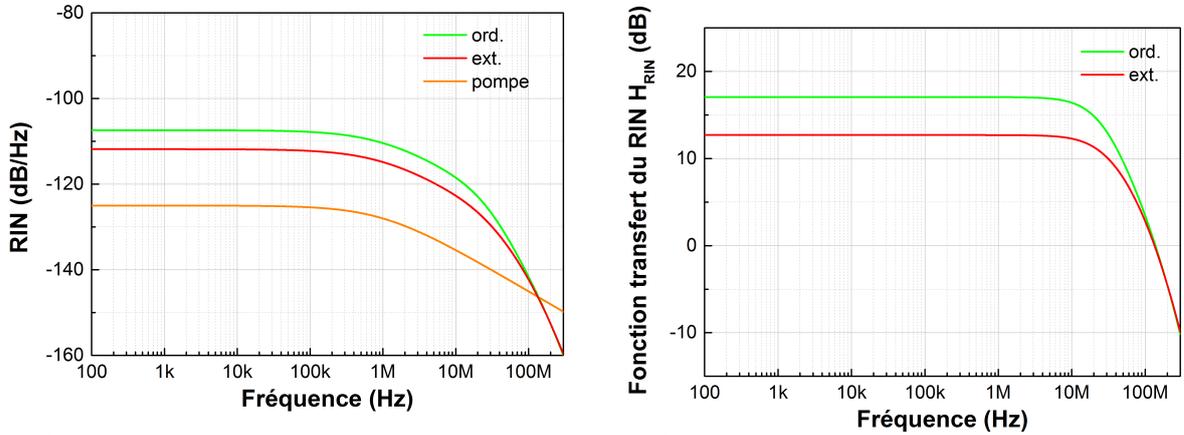


FIGURE III.7: Évolution de la fonction de transfert du *RIN* de la pompe vers le laser à fréquence nulle en fonction du coefficient de couplage entre les modes ξ et calculée pour différents degrés de corrélation des fluctuations de pompage des modes μ (toujours en admettant des fluctuations en phase). Nous rappelons que le coefficient de couplage ξ est équivalent au recouvrement spatial entre les modes dans le milieu à gain η égal à 0,19 [De 14b]. Paramètres de la simulation : $r = 1,5$. Ces résultats ne sont valables que dans le cas où $r_o = r_e = r$ et $\tau_o = \tau_e = \tau_{cav}$.

que le spectre du bruit d'intensité est caractéristique d'un laser de dynamique de classe A, sans résonance à la fréquence des oscillations de relaxation [Baili 08b]. Les évaluations numériques donnent en effet un temps de vie des photons dans la cavité (≈ 5 ns) supérieur au temps de vie des porteurs excités (≈ 1 ns).



(a) Évolution du bruit d'intensité de la pompe et des deux modes du laser. Le bruit d'intensité de la pompe correspond à une courbe d'ajustement déterminée à partir de la mesure expérimentale de RIN_p (Fig. III.9(a)) : $RIN_p = -125/(1 + f/f_{cP})$ avec $f_{cP} = 1$ MHz.

(b) Évolution du module de la fonction de transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le laser H_{RIN} pour les deux modes du laser.

FIGURE III.8: Résultats des modélisations des bruits d'intensité laser. Paramètres de la simulation : $r_o = 1,4$, $r_e = 1,6$, $\tau_o = 5,2$ ns, $\tau_e = 5,7$ ns, $\tau = 1$ ns, $N_{tr} = 2,6 \times 10^{18}$ cm⁻³, $\Gamma = 3,9$, $a = 4,8 \times 10^4$ m², $\xi = 0,19$, $\mu = 0,6$.

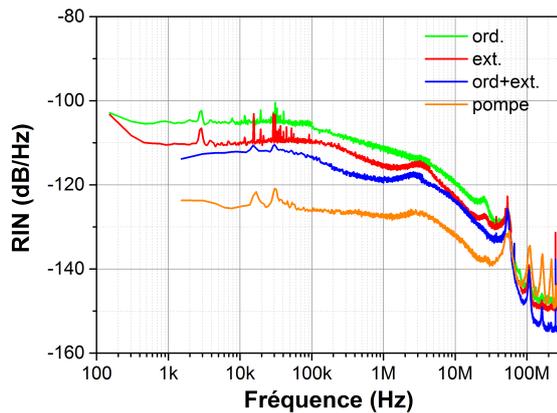
Pour conclure, cette étude théorique du bruit d'intensité laser a permis d'identifier les paramètres clés qui régissent l'amplitude du *RIN* du laser. Afin de réduire le bruit d'intensité il sera ainsi intéressant de choisir un laser de pompe le plus stable possible, d'utiliser le laser

bifréquence à fort taux de pompage r et de réduire le recouvrement η entre les modes.

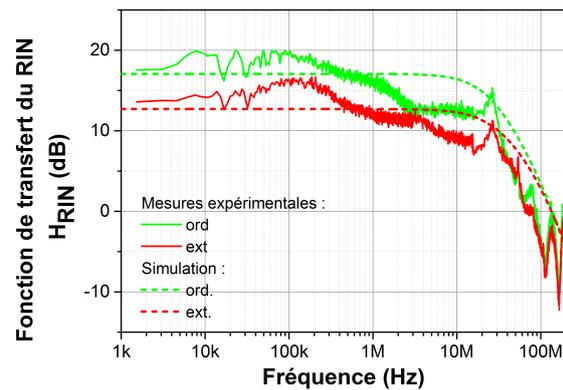
2.3 Mesure expérimentale du RIN

Le bruit d'intensité du laser a été mesuré pour chacun des modes polarisés de la cavité, ainsi que le bruit de la diode de pompe en sortie de fibre. Les fluctuations de puissance ont été mesurées en utilisant une photodiode avec une bande passante de 1 GHz et un oscilloscope de 10 GHz de bande passante pouvant enregistrer jusqu'à 10 millions de points. Avant de calculer les bruits d'intensité, les enregistrements sont traités et moyennés selon la méthode de moyennage temporel de Welch [Welch 67].

La figure III.9(a) présente les résultats des mesures de bruits d'intensité du laser et de la pompe pour $r_o = 1,4$ et $r_e = 1,6$. Le bruit d'intensité de la pompe à basse fréquence (fréquence inférieure à 100 kHz) est mesuré à un niveau de -125 dB/Hz. Les niveaux de bruits d'intensité des modes ordinaire et extraordinaire sont mesurés respectivement à -105 et -110 dB/Hz soit un facteur d'amplification par rapport au bruit d'intensité de la pompe d'environ 18 et 15 dB, proche des valeurs estimées théoriquement. Au-delà de 1 MHz, le bruit de la pompe décroît et on distingue des pics de bruit régulièrement espacés de 55 MHz. L'origine de ces pics est incertaine mais pourrait être expliquée par les battements parasites entre les modes transverses de la diode. À ces hautes fréquences, le bruit d'intensité laser décroît sous l'effet combiné de la décroissance de bruit de la pompe et du filtrage par la cavité, avec une pente caractéristique en $1/f^5$. Après 100 MHz, les niveaux de bruits atteignent le plancher de la mesure vers -148 dB/Hz, au-dessus de la limite du bruit quantique estimée à -153 dB/Hz dans nos conditions expérimentales [Baili 08a]. À partir de ces mesures, nous avons aussi calculé la fonction de transfert expérimentale du bruit de la pompe vers le laser pour chacun des modes laser (Fig. III.9). Les simulations semblent en bon accord avec les mesures expérimentales permettant ainsi de valider le modèle théorique.



(a) Spectre du bruit d'intensité relatif exprimé en dB/Hz de la diode de pompe et du laser. Le bruit d'intensité du laser a été mesuré sur chacun des modes polarisés et lorsque les deux modes sont superposés. La limite quantique liée au bruit de photons du laser est située à niveau de -153 dB/Hz dans les conditions de mesures, soit en dessous du plancher de bruit de l'instrument à -148 dB/Hz environ.



(b) Fonctions de transfert expérimentales (et simulées) du bruit d'intensité de la pompe vers le laser pour chacun des modes du laser.

FIGURE III.9: Études expérimentales du bruit d'intensité et du transfert du bruit d'intensité de la pompe au laser. Conditions expérimentales : $r_o = 1,4$, $r_e = 1,6$.

2.4 Corrélation des bruits d'intensité

La corrélation des bruits d'intensité des deux modes polarisés a pour origine physique le couplage entre les modes issu de leur recouvrement partiel dans le milieu à gain. Nous allons ainsi nous intéresser à la fonction de corrélation normalisée Θ égale à, selon les notations adoptées pour définir le bruit d'intensité des modes [De 13] :

$$\Theta(f) = \frac{\langle \delta\tilde{F}_o(f)\delta\tilde{F}_e^*(f) \rangle}{\sqrt{\langle |\delta\tilde{F}_o(f)|^2 \rangle \langle |\delta\tilde{F}_e(f)|^2 \rangle}}. \quad (\text{III.35})$$

Cette fonction est à valeur complexe et son module $\rho(f) = |\Theta(f)|$, variant entre 0 et 1, quantifie le degré de corrélation des fluctuations tandis que son argument $\psi(f) = \arg(\Theta(f))$ indique la phase de la corrélation (fluctuations corrélées $\psi = 0$ ou anti-corrélées $\psi = \pi$).

Pour mesurer expérimentalement la fonction de corrélation, nous avons enregistré simultanément les fluctuations de puissance de chacun des modes polarisés. Les résultats sont présentés dans la figure III.10. Ils montrent un comportement qui a déjà été mis en évidence pour des VECSELS bifréquence à $1 \mu\text{m}$ où le couplage entre les modes est important [De 13]. À basse fréquence, nous observons un fonctionnement anti-corrélé avec un degré de corrélation entre -3 et -7 dB (à l'exception du voisinage proche du pic de corrélation vers 40 kHz). Puis au-delà de 2 MHz, fréquence de coupure du régime anti-corrélé, les fluctuations de puissances des modes deviennent en phase avec un degré de corrélation maximum observé de -2 dB. Ce comportement est analogue à celui de deux oscillateurs mécaniques fortement couplés. La fréquence de coupure de 2 MHz correspond à la fréquence typique des échanges d'énergie entre les modes. En dessous de cette fréquence, les modes sont en compétition pour le gain : l'augmentation de puissance d'un mode se fait au détriment de l'autre d'où un fonctionnement anti-corrélé. Au-dessus de cette fréquence, les fluctuations de puissance d'un mode ne sont plus ressenties par son voisin et le laser bifréquence peut être alors assimilé à deux lasers indépendants pompés par la même source de pompe, d'où le fonctionnement corrélé en phase des fluctuations d'intensité avec, par ailleurs, un fort degré de corrélation.

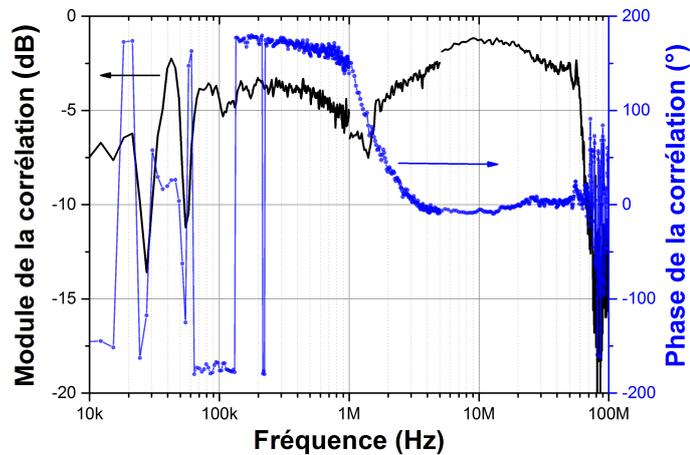


FIGURE III.10: Spectre de la fonction de corrélation normalisée des fluctuations d'intensité du laser bifréquence. Sont représentés en noir le degré de corrélation $\rho = |\Theta(f)|$ et en bleu la phase de la corrélation $\psi = \arg(\Theta(f))$.

La corrélation des bruits d'intensité a un impact sur le bruit d'intensité des deux modes

superposés, noté RIN_{o+e} (Fig. III.9(a)), mais celui-ci est assez limité dans notre cas à cause du faible degré de corrélation des bruits d'intensité qui oscillent entre -4 et -2 dB soit environ 40% et 60% respectivement. Dans le cas de fluctuations anti-corrélées, les fluctuations de puissance des modes s'annulent mutuellement tandis qu'elles s'additionnent lorsqu'elles sont corrélées en phase. On pourrait alors penser qu'il est dans notre intérêt de favoriser le comportement anti-corrélé des fluctuations d'intensité des modes afin de réduire RIN_{o+e} et donc le bruit vu par la photodiode mesurant le signal CPT. Cependant, les effets d'une forte anti-corrélation des fluctuations de puissance sur la stabilité de l'horloge ne sont pas encore bien connus. Il est fort probable que ce régime de fonctionnement particulier ait un impact négatif sur les effets de déplacement lumineux qui contribuent à la stabilité long-terme de l'horloge [Danet 14a]. Par conséquent, la piste privilégiée pour réduire RIN_{o+e} est de réduire le couplage entre les modes ξ (et donc leur recouvrement η) d'une part, et d'augmenter le degré de corrélation des fluctuations de pompage μ d'autre part. De cette manière, nous espérons aussi aboutir à une réduction du bruit d'intensité de chacun des modes (Fig. III.7), tout en conservant une corrélation en phase des fluctuations de puissance des modes [De 13].

3 Bruit de fréquence du laser

3.1 Définition

Le bruit de fréquence du laser rend compte des fluctuations de fréquence optique $\delta\nu(t)$ des modes du laser bifréquence autour de la valeur moyenne $\langle\nu\rangle$. Il est quantifié par la densité spectrale de puissance des fluctuations de fréquence notée :

$$S_\nu(f) = \left\langle \left| \tilde{\delta\nu}(f) \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{III.36})$$

et exprimée en Hz^2/Hz . Ces variations peuvent avoir différentes origines liées à l'environnement extérieur (perturbations mécaniques et thermiques de la cavité) ou alors être intrinsèques au laser (couplage phase intensité, émission spontanée).

3.2 Modélisation

Nous allons ici modéliser et quantifier les différentes contributions au bruit de fréquence du laser.

3.2.1 Contributions mécaniques et thermiques

Les fluctuations mécaniques et thermiques de l'environnement du laser perturbent la longueur optique de la cavité L_{cav} . Les premières se manifestent par des changements de la longueur de la cavité externe L_{ext} tandis que les effets thermiques contribuent à modifier la valeur de l'indice de la structure semiconductrice n_{SC} ¹. Ces deux contributions vont donc modifier la fréquence optique des modes définie par :

$$\nu(t) = q \frac{c}{2L_{cav}}, \quad (\text{III.37})$$

où q est un entier et L_{cav} la longueur optique de la cavité définie telle que $L_{cav} = L_{ext} + n_{SC}L_{SC}$. La variation de la fréquence optique est donc :

$$\delta\nu(t) = \frac{\nu(t)}{L_{cav}} \left(\delta L_{ext}(t) + \delta n_{SC}(t) L_{SC} \right), \quad (\text{III.38})$$

avec $n_{SC}(t)$ la fluctuation d'indice du matériau. Les variations de la longueur externe $\delta L_{ext}(t)$ proviennent principalement des vibrations à la fréquence de résonance du système (miroir de sortie, cale piézoélectrique). Celles-ci se manifesteront ainsi sur le bruit de fréquence par la présence d'un ou plusieurs pics de bruit autour de 1 kHz mais dont l'amplitude est difficilement calculable. En revanche nous pouvons quantifier les effets thermiques en introduisant le coefficient thermo-optique de la structure $\partial n_{SC}/\partial T$ qui relie la variation d'indice à la fluctuation de la température du semiconducteur $\delta T(t)$ moyennée sur le volume du mode laser [Laurain 10b]. La variation de la fréquence optique induite s'écrit alors :

$$\delta\nu(t) = \nu(t) \left(\frac{\partial n_{SC}}{\partial T} \right) \frac{L_{SC}}{L_{cav}} \delta T(t). \quad (\text{III.39})$$

En admettant que les fluctuations de température sont dominées par les variations de puissance de pompe $\delta P_p(t)$, on écrit :

1. Les effets thermiques dans les cristaux et l'étalon de la cavité externe ainsi que les effets de dilatation de la structure semiconductrice sont négligeables devant les effets thermo-optique du semiconducteur. Ils ne sont donc pas pris en compte dans le modèle.

$$\delta T(t) = R_{th} \delta P_p(t) * h_{th}(t), \quad (\text{III.40})$$

avec $*$ le produit de convolution, R_{th} la résistance thermique exprimée en watts de pompe incidents (cf. chapitre II, section 2.2.2) et $h_{th}(t)$ la réponse impulsionnelle en température de la structure semiconductrice à une variation de la puissance de pompe. Puisque nous raisonnons sur les spectres de bruit, nous étudierons la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle, soit la réponse fréquentielle notée $H_{th}(f) = \tilde{h}_{th}(f)$. Nous décrivons alors le bruit de fréquence induit par les effets thermiques dus à la pompe $S_{\nu/th}$ par :

$$S_{\nu/th}(f) = \left(\frac{c}{\lambda} \frac{\partial n_{SC}}{\partial T} \frac{L_{SC}}{L_{cav}} \right)^2 \times R_{th}^2 |H_{th}(f)|^2 \times RIN_p(f) P_p^2. \quad (\text{III.41})$$

Dans le cas d'un refroidissement de type 1D [Okhotnikov 10], on peut décrire $|H_{th}(f)|^2$ comme une fonction de transfert de filtre passe-bas de fréquence de coupure à -3 dB de $1/(2\pi\tau_{th})$ avec τ_{th} le temps de diffusion thermique dans la structure [Laurain 10b]. Cependant, dans le cas d'une structure épaisse ($L_{SC} > \omega_p$) comme celle utilisée pour le VECSEL bifréquence, l'hypothèse du refroidissement 1D n'est plus valable et il faut alors considérer une géométrie 3D de refroidissement [Cocquelin 09a]. Il n'existe pas de solution analytique du temps de diffusion thermique dans ce cas et nous avons donc choisi une approche empirique pour estimer la réponse fréquentielle des effets thermiques dans le semiconducteur. En appliquant une rampe de courant à la diode de pompe nous avons pu moduler la puissance de pompe et observer en temps réel le décalage en fréquence du laser à travers le nombre de transitions hyperfines observées sur le spectre de l'absorption saturée (Fig. III.11(a)). Ces mesures nous ont permis d'extraire le coefficient de sensibilité de la fréquence optique à une variation de puissance de pompe $\Delta\nu/\Delta P_p$ pour différentes fréquences de modulation de la pompe f_m puis de déduire la courbe d'ajustement correspondante. On reconstruit ensuite le bruit de fréquence grâce à la formule :

$$S_{\nu/th}(f) = \frac{\Delta\nu}{\Delta P_p}(f) \times RIN_p(f) P_p^2. \quad (\text{III.42})$$

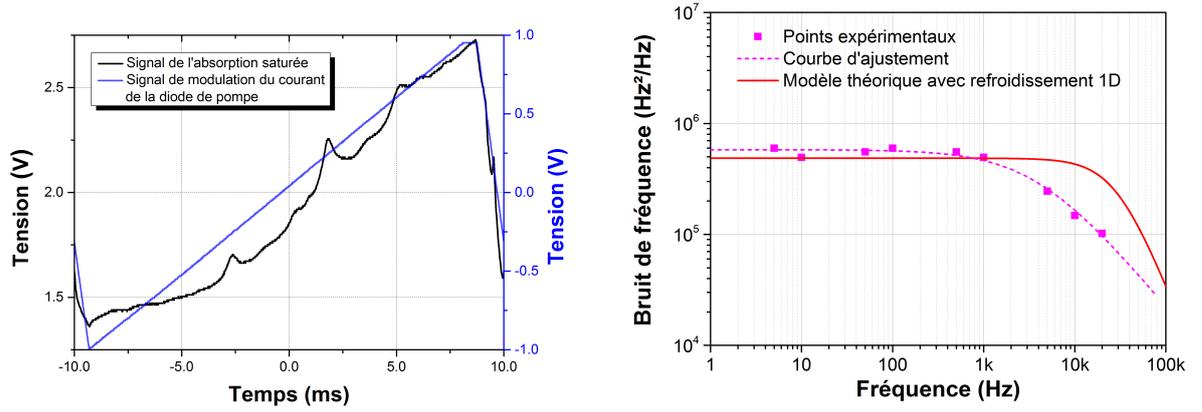
Les résultats de ces mesures ont été comparés à ceux obtenus par simulation en supposant un modèle de refroidissement 1D (Fig. III.11(b)). Nous avons ainsi démontré que la fréquence de coupure est plus basse qu'anticipée (5 kHz pour 20 kHz) mais aussi que la forme spectrale du bruit de fréquence est modifiée (décroissance en $1/f$ au lieu de $1/f^2$ dans la gamme 5 Hz à 50 kHz environ). En revanche, le niveau de bruit mesuré à basse fréquence semble concordant avec le modèle théorique et nous permet de valider la pertinence des paramètres matériaux utilisés ($\partial n_{SC}/\partial T$ et R_{th} notamment). Pour la suite de cette étude, nous utiliserons la courbe d'ajustement des résultats expérimentaux pour estimer le niveau de la contribution thermique au bruit de fréquence.

3.2.2 Couplage phase-intensité

Une autre phénomène à considérer pour le calcul du bruit de fréquence est le couplage entre le gain et l'indice de réfraction via la densité de porteurs. Il a en effet été démontré que la variation de la partie réelle de l'indice optique avec la densité de porteur $\partial n_{SC}/\partial N$ est proportionnelle au gain différentiel $\partial g/\partial N$ suivant la relation [Henry 82] :

$$\alpha_H = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n_{SC}}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}}, \quad (\text{III.43})$$

où α_H est appelé le facteur de Henry. Ce coefficient est particulièrement important pour les lasers à semiconducteur. Sa valeur varie en fonction des niveaux d'énergie accessibles par les



(a) Spectre de l'absorption saturée mesuré lors d'une modulation triangulaire de la puissance de pompe à 50 Hz.

(b) Densités spectrales de puissance du bruit de fréquence déduite de mesures expérimentales et issue du modèle supposant un refroidissement 1D. La courbe d'ajustement a pour expression $S(f) = \frac{S_0}{1 + f/f_c}$ avec $S_0 = 5,8 \times 10^5 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ et $f_c = 4 \text{ kHz}$.

FIGURE III.11: Étude expérimentale du bruit de fréquence induit par une modulation de la puissance de pompe. Paramètre de la simulation : Rayon du faisceau de pompe au waist : $\omega_p = 39 \mu\text{m}$; Épaisseur de la structure semiconductrice $L_{SC} = 2,4 \mu\text{m}$; $\frac{\partial n_{SC}}{\partial T} = 2,6 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$; Résistance thermique $R_{th} = 73 \text{ K/W}_{inc}$.

porteurs et donc du confinement de ceux-ci dans les puits quantiques. Elle est typiquement comprise entre 2 et 3 pour des porteurs bien confinés dans leur puits quantiques mais peut augmenter rapidement à des valeurs $\alpha_H > 10$ avec la réduction du confinement [Stohs 01]. En nous basant sur les travaux de Stohs et ses collègues sur des puits quantiques en GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As de 4 nm d'épaisseur [Stohs 01], similaires aux puits quantiques utilisés dans le VECSEL bifréquence, nous avons retenu un facteur de Henry $\alpha_H \approx 3$ pour nos modélisations.

La relation entre le gain et l'indice de réfraction de la structure induit un couplage entre l'intensité et la phase de l'onde laser qui se traduit par une évolution temporelle de la phase dépendant de la population de porteurs $N(t)$:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} \nu_g \Gamma a (N - N_{tr}). \quad (\text{III.44})$$

Dans l'espace de Fourier, cette relation permet de relier directement les fluctuations de phase aux fluctuations de photons intracavité :

$$\tilde{\delta\phi}(f) = \frac{\alpha_H}{2} \frac{\tilde{\delta F}(f)}{\langle F \rangle}. \quad (\text{III.45})$$

On peut alors relier la densité spectrale de fluctuations de fréquence S_{ν_H} provoquées par le facteur de Henry au bruit d'intensité laser normalisé RIN grâce à la formule :

$$S_{\nu_H} = f^2 \times S_{\phi_H} = f^2 \times \frac{\alpha_H^2}{4} RIN(f). \quad (\text{III.46})$$

À basse fréquence, la contribution de cet effet au bruit de fréquence du laser est très souvent négligeable mais son évolution en f^2 peut la rendre majoritaire à haute fréquence. Toutefois, au-delà de la fréquence de coupure de la cavité, le bruit sera filtré et verra donc son niveau diminué suivant la dépendance spectrale de $RIN(f)$.

3.2.3 Émission spontanée

Parmi l'ensemble des photons émis spontanément dans la cavité, une fraction peut tomber dans le mode laser contribuant ainsi au bruit de fréquence du laser. La prise en compte de cet effet nécessite l'ajout de termes de forces de Langevin dans les équations d'évolution des porteurs, des photons et de la phase de l'onde laser [Coldren 95]. Son expression fait intervenir la largeur de raie (à mi-hauteur) de Schawlow-Townes-Henry et vaut [Laurain 10b] :

$$S_{\nu/EmSp} = \frac{h\nu (\Delta\nu_{cav})^2}{P_l} n_{sp} (1 + \alpha_H^2), \quad (\text{III.47})$$

où $\Delta\nu_{cav}$ est la largeur spectrale à mi-hauteur du mode de la cavité passive que l'on déduit du temps de vie du photon intracavité τ_{cav} :

$$\Delta\nu_{cav} = \frac{1}{2\pi\tau_{cav}}. \quad (\text{III.48})$$

Pour le VECSEL bifréquence nous estimons la largeur du mode de la cavité passive à 30 MHz environ. Enfin n_{sp} correspond au facteur d'inversion de population égal à R_{sp}/R_{st} , rapport entre le taux d'émission spontanée R_{sp} et le taux d'émission stimulée R_{st} [Coldren 95]. En dessous du seuil de transparence du matériau, les recombinaisons optiques sont majoritairement spontanées et on considère alors que n_{sp} tend vers l'infini pour $N = N_{tr}$, tandis que pour $N \gg N_{tr}$ le rapport tend vers l'unité. Dans les conditions typiques de fonctionnement du VECSEL bifréquence, la densité de porteurs vaut approximativement $N = 1,8N_{tr}$ ce qui correspond à un facteur $n_{sp} \approx 1,2$ d'après [Coldren 95]. Nous en déduisons un niveau de bruit de fréquence associé de $1,4 \cdot 10^{-1} \text{ Hz}^2/\text{Hz}$, très largement inférieur à toutes les autres contributions dans notre gamme d'étude.

3.2.4 Conversion AM-FM du bruit d'intensité laser

À cause de la boucle d'asservissement de la fréquence absolue du laser (cf. section 1.1.2), les fluctuations de puissance du laser mesurées par la photodiode du montage d'absorption saturée sont réinjectées dans le laser via la rétroaction sur la cale piézo-électrique. Cette contribution au bruit de fréquence se calcule simplement à partir du RIN laser, de la pente du discriminateur du signal d'erreur P_{AbsSat} exprimée en Hz/V et de la tension moyenne mesurée par la photodiode V_{AbsSat} . En se propageant dans la boucle d'asservissement, ce bruit est atténué sous l'effet du filtre passe-bas de la détection synchrone puis par la dynamique de la cale piézoélectrique. Nous définissons donc H_{AM-FM} la fonction de transfert équivalente du système que l'on assimilera à un filtre passe-bas du premier ordre de fréquence de coupure 800 Hz à -3 dB. Le bruit de fréquence induit par conversion du bruit d'intensité laser s'écrit donc :

$$S_{\nu_{AM-FM}} = RIN_o(f) \times P_{AbsSat} V_{AbsSat} \times H_{AM-FM}(f). \quad (\text{III.49})$$

Dans la basse passante de H_{AM-FM} , nous calculons un niveau de bruit d'environ $1 \times 10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ (avec, en conditions typiques de fonctionnement, $P_{AbsSat} = 12 \text{ MHz/V}$ et $V_{AbsSat} = 1 \text{ V}$).

3.2.5 Bilan des contributions au bruit de fréquence

Le bilan des sources de bruit de fréquence que nous avons étudiées est présenté sur la figure III.12. La contribution de l'émission spontanée n'a pas été représentée puisque celle-ci est négligeable devant toutes les autres sources de bruit (dans notre gamme de fréquence d'étude). À l'exception de la gamme spectrale autour de 1 kHz où les résonances mécaniques devraient se manifester, le bruit de fréquence induit par les effets thermiques dans le semiconducteur est

prépondérant entre 1 Hz et 10 MHz. Au-delà de 10 MHz, le couplage phase-intensité devient l'effet dominant avant que celui-ci ne diminue rapidement à partir 50 MHz sous l'effet de la diminution du bruit d'intensité laser. Nous voyons par ailleurs que l'impact de la conversion du bruit d'intensité laser en bruit de fréquence (conversion AM-FM) pourra être négligé devant les autres sources de bruits. Pour conclure, nous nous attendons à ce que les contributions techniques, c'est-à-dire les vibrations mécaniques et les effets thermiques induits par le bruit d'intensité de la pompe soient les deux sources majoritaires de bruit de fréquence du laser.

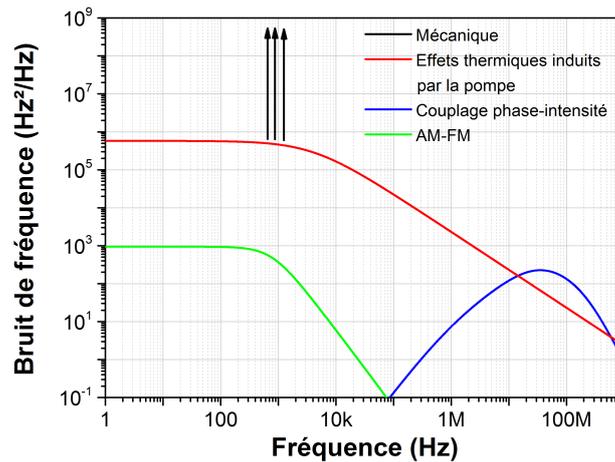


FIGURE III.12: Densité spectrale du bruit de fréquence issue des modélisations. Paramètre des simulations : $P_p = 1$ W, $\alpha_H = 3$, $P_{AbsSat} = 12$ MHz/V et $V_{AbsSat} = 1$ V. Le bruit d'intensité de la pompe est celui issu de la courbe d'ajustement présentée en figure III.8(a). Le bruit d'intensité laser considéré est le bruit d'intensité du mode ordinaire modélisé dans la section 2.2. La contribution thermique est calculée à partir de la courbe d'ajustement de $\Delta\nu/\Delta T(f)$ déterminée en figure III.11(b). La limite quantique (non affichée ici) liée au bruit dû à l'émission spontanée est calculée comme étant bien inférieure à 1 Hz²/Hz.

3.3 Mesure expérimentale du bruit de fréquence

L'enjeu de la mesure du bruit de fréquence consiste à générer un signal proportionnel aux variations de fréquence du mode laser. Une solution très couramment utilisée consiste à se servir d'un analyseur Fabry-Perot de grande finesse et de l'utiliser à flanc de frange d'un de ses pics de transmission. Tout écart de fréquence sera alors traduit par une variation de la transmission du Fabry-Perot mesurable en sortie du dispositif. La finesse et l'intervalle spectral libre sont utilisés pour convertir les fluctuations du signal mesuré en fluctuations de fréquence. Les sensibilités typiques obtenues à une variation de la fréquence optique sont de l'ordre de 3 MHz/V pour un Fabry-Perot de finesse 100 et d'intervalle spectral libre 1,5 GHz. Néanmoins, plusieurs conditions doivent être vérifiées avant de valider la mesure. Tout d'abord, la largeur spectrale de la résonance doit être suffisamment grande afin que les variations de fréquence du laser demeurent dans la partie linéaire de la résonance (à flanc de frange). Ensuite il faut s'assurer que l'environnement du Fabry-Perot est bien isolé de celui du laser et des perturbations extérieures. En effet, dans le cas où le laser et l'analyseur Fabry-Perot sont soumis aux mêmes perturbations mécaniques et/ou thermiques, le bruit de fréquence mesuré peut être sous-estimé. Au contraire, si l'analyseur Fabry-Perot est perturbé par son environnement propre, les fluctuations de fréquences observées peuvent être uniquement le reflet du décalage de la résonance du Fabry-Perot d'où une surestimation du bruit. Pour finir, il faut vérifier que la bande passante de mesure, limitée soit par le système de détection (photodiode) ou la fréquence de coupure de la cavité (donnée par la largeur de la résonance), est supérieure à notre gamme spectrale

d'étude du bruit de fréquence.

Remarque sur l'utilisation du signal d'erreur de l'asservissement de la fréquence laser pour mesurer le bruit de fréquence :

Le signal d'erreur de l'asservissement de la fréquence absolue du laser (Fig. III.2(b)) peut être utilisé afin de mesurer le bruit de fréquence [Kozlova 12] puisque l'amplitude de ce signal, autour d'un pic de transmission de l'absorption saturée, est directement proportionnelle aux fluctuations de fréquence du laser. Cette méthode de mesure présente l'avantage d'être très précise puisque les atomes sont peu sensibles aux perturbations extérieures comparés à un analyseur Fabry-Pérot. Cependant elle possède aussi ses limites. La première vient dans le principe même d'effectuer une mesure dans la boucle d'asservissement. Dans ce cas particulier, on peut montrer que le bruit observé est incomplet dans la mesure où les bruits induits par le système de détection (comme la conversion AM-FM) sont rejetés [Danet 14a]. Le dernier point concerne la bande passante du signal d'erreur. À cause du filtre électronique passe-bas utilisé pour filtrer la composante à $2f_m$ (avec f_m la fréquence de modulation de la détection synchrone) le signal d'erreur est atténué à haute fréquence, ce qui débouche in fine à une sous-estimation du bruit de fréquence. C'est en raison de ces deux inconvénients que nous avons préféré utiliser l'analyseur Fabry-Perot pour la mesure du bruit de fréquence.

Les résultats des mesures du bruit de fréquence du laser selon les différents régimes d'asservissement sont reportés dans la figure III.13. En fonctionnement libre, le bruit présente une évolution en $f^{-1,1}$, témoin de la dérive naturelle de la fréquence du laser. Jusqu'à 1 kHz le bruit de fréquence est dominé par des résonances mécaniques de la cavité qui se manifestent par des pics de bruit entre 600 Hz et 1 kHz. Au-delà de 1 kHz, le bruit induit par les fluctuations de la pompe devient majoritaire, conformément aux prévisions théoriques précédentes, avant de diminuer au-dessus de quelques kilohertz, soit la fréquence de coupure liée au temps de diffusion thermique de la structure semiconductrice déterminée dans la figure III.11(b). La série de pics de bruit autour de 50 kHz est générée par des parasites électroniques de l'alimentation de la diode de pompe transmis à son bruit d'intensité (tout comme les parasites à 50 et 100 Hz). En fonctionnement asservi, le bruit de fréquence est corrigé à l'intérieur de la bande passante de l'asservissement estimée à 200-300 Hz pour la rétroaction sur la cale piézoélectrique et de 7 kHz pour la rétroaction sur le courant de la diode de pompe. Malgré l'augmentation de la bande passante grâce à la rétroaction sur la puissance de pompe, nous pouvons voir que les résonances mécaniques ne sont pas totalement supprimées. Elles restent donc la contribution majoritaire au bruit de fréquence laser.

Par rapport aux bruits de fréquence typiques obtenus sur d'autres systèmes VECSELS [Laurain 10a, Pabœuf 13, Laurain 14a], les niveaux observés pour le VECSEL bifréquence sont très supérieurs. Le prototype réalisé souffre d'un excès de bruit dû aux vibrations mécaniques ayant probablement pour origine l'environnement du laboratoire et/ou le système mécanique de la cavité. Enfin la très forte résistance thermique de la structure démultiplie l'impact des effets thermiques dans le milieu à gain (dépendance en $(R_{th})^2$). Si bien que malgré la faible puissance de pompe utilisée, le bruit de fréquence induit par les fluctuations thermiques dans le VECSEL à 852 nm est plusieurs ordres de grandeur au-dessus comparé à d'autres VECSELS monofréquences [Pabœuf 13, Kaspar 13, De 14a, Laurain 14a].

3.4 Corrélation des bruits de fréquence

Nous nous sommes intéressés à la corrélation des fluctuations de fréquence des deux modes laser. L'intérêt du laser bifréquence repose justement sur la forte corrélation attendue entre les

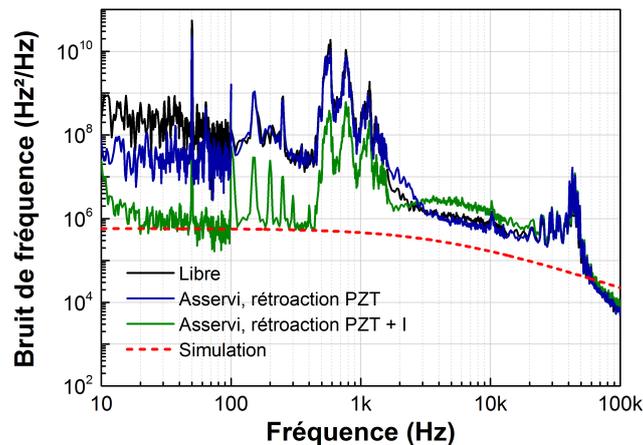


FIGURE III.13: Spectre du bruit de fréquence du laser mesuré à flanc de frange d'un interféromètre Fabry-Perot dans le cas où la fréquence du mode ordinaire est laissée libre ou asservie sur la transition atomique du césium. Rétroaction PZT : rétroaction sur la tension appliquée à la cale piézoélectrique qui contrôle la longueur de la cavité. Rétroaction I : rétroaction sur le courant injecté dans la diode de pompe.

modes puisqu'ils partagent la même cavité. Nous avons ainsi mesuré simultanément les fluctuations de fréquence des modes ordinaire et extraordinaire en utilisant d'une part le signal d'erreur de l'asservissement sur la transition du césium et d'autre part un Fabry-Perot à flanc de frange. Puis à partir des enregistrements de l'évolution temporelle des fréquences, nous calculons la fonction de corrélation des bruits de fréquence (comme pour le bruit d'intensité, Eq. III.35).

La figure III.14 montre les résultats de la mesure du module de la fonction de corrélation des bruits de fréquence. Nous observons en dessous de 1 kHz un fort degré de corrélation, proche de 1, démontrant ainsi une corrélation quasi parfaite des fluctuations de fréquence des deux modes. Ce domaine basse-fréquence correspond en effet au domaine où le bruit de fréquence est dominé par les fluctuations mécaniques de la longueur de la cavité. Celles-ci affectent d'une façon quasi-identique les deux modes d'où un degré de corrélation proche de 1. Au-delà de 1 kHz, fréquence de coupure des effets mécaniques, la contribution majoritaire au bruit de fréquence provient des effets thermiques dans la structure semiconductrice induits par la pompe. Comme les faisceaux laser ne se recouvrent que partiellement et sont pompés par des portions différentes du faisceau de pompe, les modes ne ressentent pas exactement les mêmes fluctuations de pompage. C'est pourquoi le degré de corrélation chute à un niveau de -5 dB en dessous de 10 kHz, ce qui représente une corrélation d'environ 30% des signaux. Après 10 kHz, on note une diminution du degré de corrélation à -10 dB environ qui pourrait être due à une baisse du degré de corrélations des fluctuations de pompage μ . Ce point devra être confirmé dans le futur par une mesure précise de μ . Le pic observé à 50 kHz semble correspondre à celui observé à la même fréquence sur le spectre du bruit de fréquence (Fig. III.13) et que nous avons attribué à un bruit électronique de l'alimentation de la diode de pompe transmis au bruit d'intensité de celle-ci. La phase de la fonction de corrélation n'a pas pu être extraite des données à cause de la dérive thermique de la cavité de l'analyseur Fabry-Perot qui, sur les temps longs nécessaires à la mesure, décalait par moment la fréquence du mode laser sur le second flanc de la résonance. Nous avons alors des inversions du signe des fluctuations, rendant impossible l'exploitation de la phase de la fonction de corrélation. Néanmoins, il est fort probable que la corrélation des fluctuations de fréquence optique soit en phase puisque, parmi les sources de bruits étudiées, aucune ne peut aboutir à un comportement anti-corrélé.

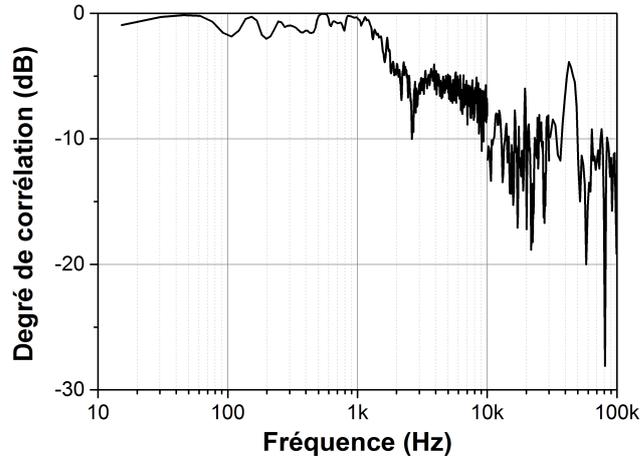


FIGURE III.14: Spectre du module de la fonction de corrélation des fluctuations de fréquence issu d'une mesure simultanée des fluctuations de fréquence des deux modes du laser bifréquence. Le plancher de mesure se situe autour de -15 dB.

Ces résultats montrent l'intérêt du laser bifréquence afin de générer deux modes laser intrinsèquement cohérents entre eux. La corrélation des fluctuations de fréquence joue en effet un rôle sur la largeur spectrale du signal de battement des modes et donc sa pureté spectrale. Toutefois, la chute du degré de corrélation au-delà de 1 kHz indique que les fluctuations de puissance de pompe pour chacun des modes ne sont que partiellement corrélées. Cela s'explique par la séparation spatiale des modes laser dans la structure d'une part et la structure de grains de speckle observés sur le profil transverse du faisceau de pompe d'autre part [De 15b].

3.5 Largeur de raie laser

Plusieurs techniques de mesure de la largeur de raie du spectre laser sont couramment utilisées [Tourrenc 05] et on peut regrouper celles-ci en deux grandes familles : les mesures par intégration de la densité spectrale du bruit de fréquence et celles par battement optique. Nous verrons dans les paragraphes suivants la mise en œuvre et la comparaison de ces deux méthodes appliquées à la mesure de la largeur de raie du mode ordinaire du VECSEL bifréquence.

3.5.1 Par intégration du bruit de fréquence

Puisque le bruit de fréquence quantifie les variations de la fréquence du champ laser, il peut être utilisé pour remonter à la forme spectrale de la raie laser notée $L(f)$ selon la formule [Petermann 88] :

$$L(f) = \mathcal{TF} \left[\exp \left(-2 \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(\pi \tau f')}{f'^2} S_\nu(f') df' \right) \right] \quad (\text{III.50})$$

où $\mathcal{TF}[u]$ désigne la transformée de Fourier de la fonction u . Cependant dans sa forme actuelle, cette expression théorique est inadaptée à calculer le spectre d'un laser. Ainsi, considérons un cas où la fréquence du laser dérive lentement. D'après l'équation III.50, la largeur de raie correspondante serait alors infinie. On précise donc toujours pour une mesure de largeur de raie le temps d'observation associé appelé temps d'intégration τ_{int} . Par conséquent, le bruit de fréquence ressenti par le laser durant le temps de mesure correspond à la gamme spectrale

$f > 1/\tau_{int}$. Enfin le bruit de fréquence mesuré n'est connu que sur une plage finie de fréquence majorée par f_{max} . Nous arrivons donc à la formule suivante :

$$L(f) = \mathcal{TF} \left[\exp \left(-2 \int_{\frac{1}{T_{int}}}^{f_{max}} \frac{\sin^2(\pi\tau f')}{f'^2} S_\nu(f') df' \right) \right]. \quad (\text{III.51})$$

Pour que le calcul du spectre $L(f)$ soit valide, il faut alors s'assurer que le bruit de fréquence au-delà de f_{max} est négligeable face au bruit plus basse fréquence. Il est possible de démontrer que cette expression du spectre laser $L(f)$ admet des solutions analytiques dans certains cas particuliers. Pour un bruit blanc de fréquence sur la plage spectrale d'étude, la raie laser présente une forme lorentzienne tandis que pour des bruits évoluant en $1/f^\alpha$ ($\alpha > 0$), le spectre laser adopte la forme d'une gaussienne [Petermann 88, Chardonnet 96]. Dans le cas réel, le bruit de fréquence d'un laser est très souvent la combinaison d'un bruit basse fréquence de type $1/f^\alpha$ et d'un bruit blanc devenant dominant à haute fréquence : le spectre du laser est donc le résultat de la convolution entre une fonction gaussienne et lorentzienne que l'on appelle une fonction de Voigt [Tourenç 05].

3.5.2 Par battement hétérodyne externe

Le principe de la mesure de la largeur de raie laser par battement optique consiste à faire interférer deux modes optiques, séparés typiquement d'une centaine de mégahertz, sur une photodiode rapide dans le but de récupérer le signal de battement correspondant. L'analyse du spectre de ce signal dans le domaine radiofréquence permet alors de remonter au spectre du mode optique étudié. On distingue deux grandes catégories : les mesures par battement homodyne (battement du mode laser avec lui-même) ou hétérodyne (battement du mode avec un mode issu d'un laser externe) [Tourenç 05]. Pour notre mesure, nous avons choisi d'adopter une mesure hétérodyne consistant à générer un battement entre le mode ordinaire du laser bifréquence et un laser monofréquence de référence (une diode laser en cavité étendue du SYRTE [Baillard 06]) dont la largeur de raie a été précédemment caractérisée avec précision. Ce laser possède une largeur de raie à mi-hauteur estimée à 300 kHz à 1 s de temps d'intégration et présente un profil lorentzien de largeur 55 kHz à grande échelle, loin du pic central ($f > 1$ MHz). Puisque le spectre de ce laser est plus fin que celui attendu pour le VECSEL, la largeur spectrale du laser bifréquence est très bien approximée par la largeur spectrale du signal de battement.

Pour réaliser cette mesure, un banc optique contenant une diode en cavité étendue à 852 nm a été fourni par Stéphane Guérandel et David Holleville du SYRTE (Fig. III.15). Ce banc contient un montage d'absorption saturée permettant de verrouiller la longueur d'onde de la diode laser sur une transition de la structure hyperfine du césium. Les faisceaux de la diode et du laser bifréquence sont ensuite combinés et leurs polarisations projetées sur un axe commun afin de mesurer le signal de battement sur une photodiode rapide (bande passante 1 GHz). Le signal est ensuite amplifié et analysé sur un analyseur de spectre radiofréquence. Les mesures ont été réalisées dans plusieurs conditions, lorsque la longueur d'onde du laser bifréquence est asservie au césium ou laissée libre, et répétées pour des temps d'intégration τ_{int} compris entre 10 μ s et plusieurs secondes. Le temps d'intégration est défini par le temps de balayage de la largeur à mi-hauteur du spectre de battement [Laurain 10b]. Il dépend des paramètres de mesure de l'analyseur de spectre électrique selon la formule :

$$\tau_{int} = SWT \times \frac{FWHM}{SPAN}, \quad (\text{III.52})$$

où SWT (Sweep Time) est le temps de balayage de l'analyseur pour parcourir la largeur totale de la fenêtre de mesure, notée $SPAN$, et $FWHM$ est la largeur à mi-hauteur du spectre du battement.

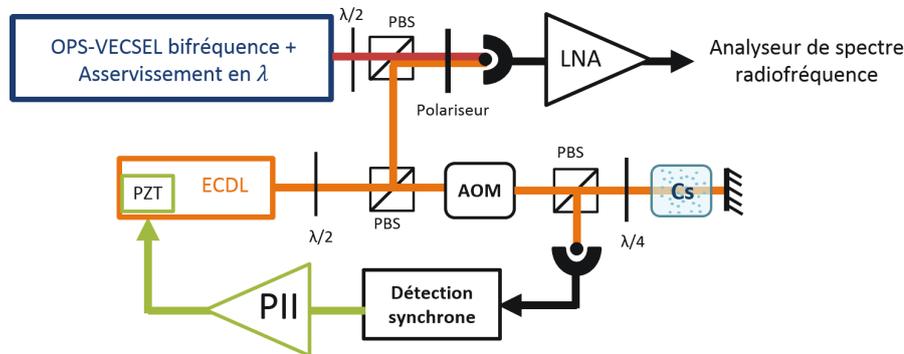


FIGURE III.15: Montage pour la mesure du spectre du laser bifréquence par battement hétérodyne avec une diode laser en cavité étendue de référence [Baillard 06]. LNA : Amplificateur électrique bas bruit ; AOM : Modulateur acousto-optique ; PII : Correcteur proportionnel intégrateur avec un double étage d'intégration ; PBS : Cube séparateur de polarisation ; $\lambda/2$: lame à retard demi-onde ; $\lambda/4$: lame à retard quart-onde.

En fonctionnement asservi, le spectre du signal de battement (Fig. III.16) suit un profil de Voigt de largeur à mi-hauteur 835 kHz pour 11 ms de temps d'observation. On note que son évolution correspond à celle d'une gaussienne à plus ou moins 2 MHz autour de la fréquence centrale témoignant de la prépondérance des bruits basse fréquence en $1/f^\alpha$ dans le bruit de fréquence.

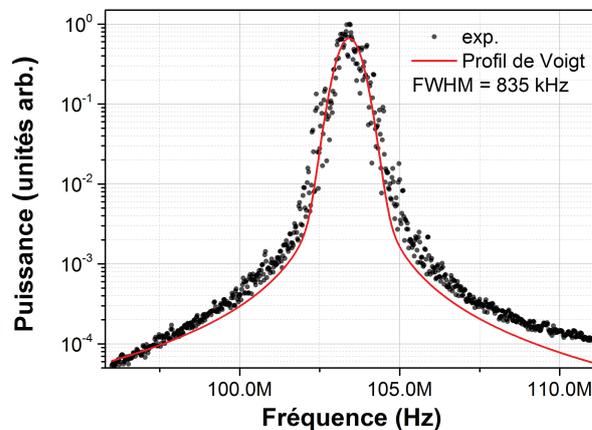


FIGURE III.16: Spectre du signal de battement entre le mode ordinaire du laser bifréquence et la diode laser de référence asservie sur une transition du césium, et pour un temps d'intégration de 11 ms. Pour cette mesure, la fréquence absolue du laser bifréquence est asservie sur une transition du césium grâce au montage d'absorption saturée vu précédemment dans le cas où les rétroactions, sur la cale piézoélectrique et le courant de la diode de pompe, sont activées (Fig. III.1). La déformation observée du spectre expérimental au niveau des ailettes par rapport au profil de Voigt théorique provient de la dépendance en fréquence du gain de l'amplificateur électronique utilisé.

3.5.3 Synthèse des résultats

Nous avons comparé les mesures de largeur de raie en fonction du temps d'intégration obtenues par intégration numérique du bruit de fréquence et par battement hétérodyne (Fig. III.17). Nous observons un bon accord entre les deux types de mesures. L'évolution en marche

d'escalier de la courbe met en évidence les bruits responsables de l'élargissement de la raie laser. Ainsi pour $\tau_{int} > 1$ ms, la largeur de raie est limitée à plus d'1 MHz (à mi-hauteur) à cause des résonances mécaniques de la cavité. La mise en place de la rétroaction sur le courant de la diode de pompe a permis une réduction d'un facteur 3 de largeur de raie dans cette gamme de temps d'observation. Puis, de 1 ms à 30 μ s, un second palier ayant pour origine la conversion du bruit d'intensité de la pompe via les effets thermiques (et plus particulièrement les pics parasites autour de 50 kHz) est visible. Dans cette gamme, les mesures de largeur de raie sont comprises entre 100 et 500 kHz environ.

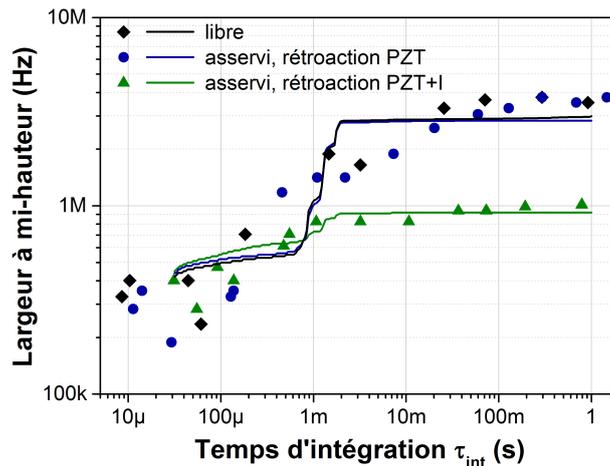


FIGURE III.17: Évolution de la largeur à mi-hauteur du spectre du mode ordinaire du laser bifréquence en fonction du temps d'intégration τ_{int} de la mesure. Les courbes représentées sous la forme de lignes sont issues des mesures réalisées par intégration du bruit de fréquence expérimental tandis que les symboles correspondent à des mesures par battement hétérodyne avec la diode laser de référence.

Comme nous l'avons vu pour le bruit de fréquence, la largeur de raie du laser bifréquence est elle aussi bien supérieure aux largeurs de raie des VECSELS rapportées dans la littérature, plus généralement inférieures à 1 MHz en fonctionnement libre et jusqu'à quelques dizaines de kHz en fonctionnement asservi [Kaspar 13, Laurain 14a]. La réduction de la largeur de raie du VECSEL bifréquence nécessitera de résoudre à la fois les problèmes de vibrations mécaniques, grâce à une meilleure isolation mécanique du laser et l'amélioration des composants mécaniques de la cavité, et des effets thermiques dans la structure en se tournant par exemple vers l'utilisation de structures à faible résistance thermique. Néanmoins, cette largeur de raie ne pose pas de problèmes majeurs puisque la stabilité de fréquence d'une horloge CPT est très peu sensible à la largeur de raie optique des modes laser (au contraire de la largeur spectrale du battement généré par les deux modes). À titre de comparaison, des horloges CPT ont déjà été réalisées à partir de laser ayant une largeur de raie à mi-hauteur de plus de 20 MHz [Gruet 13]. De plus, nous retiendrons qu'au temps caractéristique d'interaction des atomes avec le laser estimé à 1 ms, la largeur de raie du laser est au maximum égale à 2 MHz, soit une largeur inférieure à la largeur de la raie de la transition hyperfine du césium (non-élargie par effet Doppler) estimée à environ 5 MHz. Nous pouvons donc conclure que la largeur de raie du laser est compatible avec les besoins d'une interrogation CPT.

4 Bruit de phase du signal de battement

4.1 Définition

Le bruit de phase du signal de battement quantifie les fluctuations de phase du signal radiofréquence issu de l'interférence des deux modes du VECSEL bifréquence. Nous définissons $\phi_{RF}(t)$ la phase de ce signal par :

$$\phi_{RF}(t) = \phi_e(t) - \phi_o(t), \quad (\text{III.53})$$

où $\phi_o(t)$ et $\phi_e(t)$ sont les phases des modes ordinaire et extraordinaire respectivement. Le bruit de phase du battement est quantifié au travers de la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase $\delta\phi_{RF}(t)$ autour de la valeur moyenne $\langle\phi_{RF}\rangle$. Il est noté :

$$\begin{aligned} S_{\phi_{RF}}(f) &= \left\langle \left| \tilde{\delta\phi}_{RF}(f) \right|^2 \right\rangle \\ &= \left\langle \left| \tilde{\delta\phi}_e(f) \right|^2 \right\rangle + \left\langle \left| \tilde{\delta\phi}_o(f) \right|^2 \right\rangle - 2\text{Re} \left[\left\langle \tilde{\delta\phi}_o(f) \tilde{\delta\phi}_e^*(f) \right\rangle \right], \end{aligned} \quad (\text{III.54})$$

et s'exprime en rad^2/Hz ou en dBrad^2/Hz . Son expression fait ainsi intervenir les bruits de phase (optique) des modes laser ($\left\langle \left| \tilde{\delta\phi}_o(f) \right|^2 \right\rangle, \left\langle \left| \tilde{\delta\phi}_e(f) \right|^2 \right\rangle$) et la corrélation entre ces deux bruits $\left\langle \tilde{\delta\phi}_o(f) \tilde{\delta\phi}_e^*(f) \right\rangle$. Nous supposons que les fluctuations de fréquence des modes laser sont corrélées en phase puisqu'il n'existe pas, a priori, de phénomènes physiques pouvant entraîner une anti-corrélation des fluctuations parmi les sources de bruits étudiées. Par conséquent, plus le degré de corrélation (c'est-à-dire le module de la fonction de corrélation) sera élevé, plus le bruit de phase du battement sera faible.

4.2 Modélisation

Dans cette partie, nous tâcherons de modéliser les différentes contributions qui participent au bruit de phase du signal de battement lorsque la boucle d'asservissement de la différence de fréquence du laser sur la fréquence de l'oscillateur local est inactive. Nous étudierons les trois sources de bruit suivantes : les effets mécaniques, les effets thermiques induits par la diode de pompe et le couplage phase-intensité dont nous avons déjà estimé les contributions sur les fréquences optiques dans la section 3.2.

4.2.1 Contributions mécaniques

Nous avons montré lors de l'étude du bruit de fréquence que les effets mécaniques sont la contribution majoritaire du bruit de fréquence et donc du bruit de phase¹ des modes laser jusqu'à 1 kHz (cf. 3.3). Toutefois, nous avons démontré que les fluctuations de fréquence des deux modes sont très corrélées entre elles dans la gamme (10 Hz, 1 kHz), c'est-à-dire précisément le domaine où les bruits d'origine mécanique prédominent. Le degré de corrélation dans cette plage de fréquences avoisine la valeur maximale de 1 et vaut au minimum 0,65. Par conséquent, si nous ne pouvons pas modéliser précisément le bruit de phase causé par les perturbations mécaniques, nous nous attendons cependant à ce que son impact soit fortement atténué sur le bruit de phase du battement.

1. Nous rappelons que les transformées de Fourier des fluctuations de phase et de fréquence des modes laser sont reliées par l'expression $\delta\nu(f) = \delta\phi(f) \times f$ d'où $S_\nu(f) = S_\phi(f) f^2$.

4.2.2 Effets thermiques induits par la diode de pompe

Nous rappelons que les fluctuations de puissance de la diode de pompe sont à l'origine de variations de l'indice de réfraction de la structure semiconductrice qui modifient la longueur optique de cavité et donc la fréquence du laser (cf. 3.2.1). Afin de calculer cette contribution au bruit de phase, nous l'écrivons à partir de la transformée de Fourier des fluctuations de phase pour chacun des modes générées par cet effet. Nous arrivons alors à l'expression suivante pour le bruit de phase du battement :

$$\tilde{\delta\phi}_{RF}^{th}(f) = \frac{c}{\lambda} \frac{\partial n_{SC}}{\partial T} \frac{L_{SC}}{L_{cav}} \times R_{th} \frac{H_{th}(f)}{f} \times \left[\delta\tilde{P}_{p_o}(f) - \delta\tilde{P}_{p_e}(f) \right], \quad (\text{III.55})$$

où les termes $\delta\tilde{P}_{p_o}(f)$ et $\delta\tilde{P}_{p_e}(f)$ correspondent aux fluctuations de puissance de pompe ressenties par chacun des modes. Les fluctuations de puissance de pompe étant proportionnelles aux fluctuations de porteurs (Eq. II.23), nous pouvons en déduire d'après III.28 et III.29 :

$$\left\langle \left| \delta\tilde{P}_{p_o}(f) \right|^2 \right\rangle = \left\langle \left| \delta\tilde{P}_{p_e}(f) \right|^2 \right\rangle = \left\langle \left| \delta\tilde{P}_p(f) \right|^2 \right\rangle \quad (\text{III.56})$$

$$\left\langle \delta\tilde{P}_{p_o}(f) \delta\tilde{P}_{p_e}^*(f) \right\rangle = \mu \left\langle \left| \delta\tilde{P}_p(f) \right|^2 \right\rangle, \quad (\text{III.57})$$

avec μ le degré de corrélation des fluctuations de pompage. Nous reprendrons pour ces modélisation la valeur de $\mu = 0,6$ (indépendant de la fréquence de Fourier) reprise des travaux de De, effectués dans des conditions expérimentales similaires (diode de pompe multimode couplée dans une fibre identique de diamètre $105 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique $0,22$ et un recouvrement spatial des modes laser quasi-identique) [De 15a, De 15b]. Nous en déduisons l'expression finale du bruit de phase du battement induit par les effets thermiques [De 14a] :

$$S_{\phi_{RF}^{th}} = 2(1 - \mu) \times \left(\frac{c}{\lambda} \frac{\partial n_{SC}}{\partial T} \frac{L_{SC}}{L_{cav}} \right)^2 \times R_{th}^2 \frac{|H_{th}(f)|^2}{f^2} \times RIN_p(f) P_p^2. \quad (\text{III.58})$$

Nous observons ainsi que le bruit de phase du battement correspond à $2(1 - \mu) = 0,8$ fois le bruit de phase du mode optique. Par ailleurs, à partir du bruit de fréquence induit par les fluctuations de pompe que nous avons déduit expérimentalement (Fig. III.11(b)), nous pouvons prévoir que le bruit de phase du battement évoluera en $1/f^2$ dans la bande passante des effets thermiques dans la structure semiconductrice ($f < 5 \text{ kHz}$) puis en $1/f^3$ au-delà.

4.2.3 Couplage phase-intensité

À cause de la relation entre le gain et l'indice via la densité de porteurs, un couplage existe entre la phase et l'intensité de l'onde laser (cf. 3.2.2). Nous calculons son impact sur les fluctuations de phase du battement via la formule III.45, d'où :

$$\tilde{\delta\phi}_{RF}^H(f) = \frac{\alpha_H}{2} \left[\frac{\delta\tilde{F}_o(f)}{\langle F_o \rangle} - \frac{\delta\tilde{F}_e(f)}{\langle F_e \rangle} \right] \quad (\text{III.59})$$

Le bruit de phase du battement correspondant dépendra donc de la corrélation des fluctuations d'intensité des modes caractérisée par le module $\rho(f)$ et la phase $\psi(f)$ de la fonction de corrélation normalisée des bruits d'intensité $\Theta(f)$ introduit dans l'équation III.35 :

$$S_{\phi_{RF}^H} = \frac{\alpha_H^2}{4} \left[RIN_o(f) + RIN_e(f) \right] \left(1 - \frac{2\rho(f) \sqrt{RIN_o(f) RIN_e(f)}}{RIN_o(f) + RIN_e(f)} \cos \psi(f) \right), \quad (\text{III.60})$$

dont l'expression peut être simplifiée dans l'hypothèse où $RIN_o = RIN_e = RIN$ par :

$$S_{\phi_{RF}^H} = \frac{\alpha_H^2}{2} RIN(f) \left[1 - \rho(f) \cos \psi(f) \right]. \quad (\text{III.61})$$

L'évolution spectrale de ce bruit est analogue à celle du bruit d'intensité laser, à savoir un plancher basse fréquence suivi d'une pente en $1/f^5$ au-delà de la fréquence de coupure de la cavité (Fig. III.9(a)). L'impact de la corrélation des bruits d'intensité va modifier légèrement les niveaux de bruit lors du passage du fonctionnement anti-corrélé à corrélé autour de la fréquence de 2 MHz. En effet, à basse fréquence, les fluctuations de puissance des modes sont en opposition de phase et $\psi = \pi$: le bruit de phase est donc augmenté. Au-dessus de 2 MHz en revanche, les bruits d'intensité sont corrélés en phase, $\psi = 0$, la corrélation contribue dans ce cas à diminuer le bruit de phase.

4.2.4 Bilan des contributions au bruit de phase du battement

L'évolution des différentes contributions au bruit de phase du battement est présentée sur la figure III.18. Si l'on met de côté les contributions mécaniques (dont les niveaux de bruit sont difficilement calculables) le bruit de phase induit par les effets thermiques est majoritaire sur toute la gamme d'étude (100 Hz à 10 MHz). Sous l'effet combiné de la forte résistance thermique de notre structure et du bruit d'intensité de la pompe relativement élevé, ce bruit est 30 dB plus important dans le VECSEL bifréquence à 852 nm que dans les VECSELS bifréquences à 1 μm [De 14a]. Le bruit lié au couplage phase-intensité n'a ainsi a priori pas d'impact significatif sur le bruit de phase du battement dans nos conditions expérimentales.

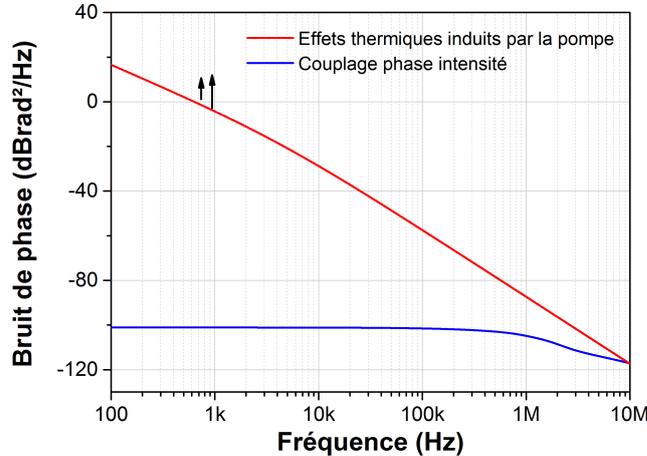


FIGURE III.18: Densité spectrale de puissance du bruit de phase du battement calculée pour les différentes contributions. Les paramètres de simulation utilisés sont ceux donnés dans les figures III.8 et III.12. Les valeurs de $\rho(f)$ et de la phase $\psi(f)$ de la fonction de corrélation normalisée sont tirés de courbes d'ajustement des mesures expérimentales rapportées dans la figure III.10 : $\rho(f) = 3,5 / [1 + (f/f_{c1})^4] + 2 \times (f/f_{c2})^4 / [1 + (f/f_{c2})^4]$ (exprimé en dB) avec $f_{c1} = 1$ MHz et $f_{c2} = 2$ MHz ; $\psi = \pi / [1 + (f/f_{c3})^4]$ (exprimé en rad) avec $f_{c3} = 1,4$ MHz.

4.3 Mesure expérimentale du bruit de phase

La mesure du bruit de phase du battement nécessite de mesurer les fluctuations de phase $\delta\phi(t)$ du signal de battement $V_{RF}(t)$, mesuré par une photodiode rapide, et décrit par :

$$V_{RF}(t) = V_{RF0} \sin \left(2\pi\Delta\nu t + \phi_{RF} + \delta\phi_{RF}(t) \right), \quad (\text{III.62})$$

où V_{RF0} est le terme d'amplitude du signal, $\Delta\nu$ est la différence de fréquence du laser bi-fréquence et ϕ_{RF} est la phase stationnaire du signal. Le principe de cette mesure consiste à multiplier le signal de battement, mesuré avec une deuxième photodiode rapide, avec le signal issu d'un oscillateur local fonctionnant à la même fréquence que le signal de battement. Pour des raisons que nous détaillerons dans la suite, nous réutilisons pour cette opération l'oscillateur local servant à l'asservissement de la différence de fréquence (Fig. III.19). En entrée du mixeur, le signal de l'oscillateur local est donné par :

$$V_{OL}(t) = V_{OL0} \sin \left(2\pi t \nu_{OL} + \Phi_0 + \phi_{OL} + \delta\phi_{OL}(t) \right), \quad (\text{III.63})$$

avec V_{OL0} le terme d'amplitude, ν_{OL} la fréquence de l'oscillateur, ϕ_{OL} la phase stationnaire du signal, Φ_0 le déphasage généré par un déphaseur placé en amont et enfin $\delta\phi_{OL}(t)$ le terme de fluctuations de phase issu du bruit de phase propre de l'oscillateur local. En sortie du mixeur et du filtre passe-bas servant à éliminer la composante $\Delta\nu + \nu_{OL}$ du signal, nous obtenons le signal suivant :

$$V_{OUT}(t) = \frac{V_{RF0}V_{OL0}}{2} \sin \left(2\pi t [\Delta\nu - \nu_{OL}] + [\phi_{RF} - \phi_{OL} - \Phi_0] + [\delta\phi_{RF}(t) - \delta\phi_{OL}(t)] \right). \quad (\text{III.64})$$

Dans le cas où les signaux en entrée du mixeur sont mis en phase grâce au déphaseur, c'est-à-dire pour $\phi_{RF} - \phi_{OL} - \Phi_0 = 0$, et sachant $\Delta\nu = \nu_{OL}$, nous avons :

$$V_{OUT}(t) = \frac{V_{RF0}V_{OL0}}{2} \sin \left([\delta\phi_{RF}(t) - \delta\phi_{OL}(t)] \right). \quad (\text{III.65})$$

En supposant des petites fluctuations de phase, ce signal peut être linéarisé au premier ordre et donc être utilisé pour mesurer le bruit de phase grâce à un analyseur de spectre radiofréquence (Fig. III.19). Lorsque la boucle d'asservissement en phase (OPLL) est ouverte, le bruit de phase de l'oscillateur local ne perturbe la mesure du bruit de phase du battement du signal $S_{\phi_{RF}}$ puisqu'il est négligeable devant ce dernier. En revanche lorsque l'asservissement est activé, cette approximation n'est plus valable et des contributions externes viennent par ailleurs s'ajouter aux fluctuations de phase du battement $\delta\phi_{RF}(t)$. Nous avons ainsi :

$$\delta\phi_{RF}(t) = \delta\phi_{Laser}(t) + \delta\phi_{OPLL} + \delta\phi_{OL}(t), \quad (\text{III.66})$$

où $\delta\phi_{Laser}(t)$ représente les fluctuations de phase intrinsèques au laser (cf. 4.2) corrigées par la boucle d'asservissement, tandis que $\delta\phi_{OPLL}(t)$ et $\delta\phi_{OL}(t)$ correspondent respectivement aux contributions de la boucle d'asservissement et de l'oscillateur local, transmises au signal de battement via la rétroaction sur le cristal électro-optique. Par conséquent, lorsque la différence de fréquence est asservie, les fluctuations de phase de l'oscillateur local s'annulent sur le signal V_{OUT} (puisque elles sont communes aux deux signaux d'entrée du mixeur) et le bruit de phase mesuré correspond à :

$$S_{\phi_{RF}}(f) = S_{\phi_{Laser}}(f) + S_{\phi_{OPLL}}(f). \quad (\text{III.67})$$

Ce résultat illustre l'intérêt d'utiliser le même oscillateur local à la fois pour l'asservissement de $\Delta\nu$ et la mesure du bruit de phase. De cette manière, nous avons pu nous affranchir du bruit de l'oscillateur local (souvent prédominant à basse fréquence, typiquement en dessous de $f < 1$ kHz) pour étudier le bruit généré par notre système à savoir le laser et la boucle à verrouillage de phase. Par opposition au bruit de phase total du battement, qui inclut la contribution de l'oscillateur local, nous appellerons le bruit de phase mesuré par notre dispositif le bruit de phase additif.

Ces mesures ont été réalisées avec l'aide de G. Pillet, G. Baili et L. Morvan de Thales Research and Technology (TRT). L'instrument utilisé pour l'analyse du bruit est un système

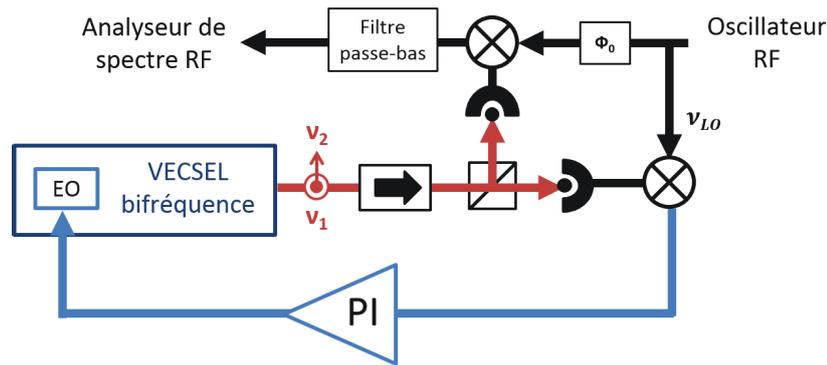


FIGURE III.19: Montage de mesure du bruit de phase du laser bifréquence et de la boucle à verrouillage de phase. L'isolateur est orienté à 45° des axes de polarisation des modes du laser afin de projeter ces derniers sur le même axe.

PN9000 commercialisé par Noise XT et fourni par TRT. Les résultats sont présentés en figure III.20. Ils ont été obtenus successivement dans le cas où la différence de fréquence du laser est libre puis verrouillée sur la fréquence de l'oscillateur local. En fonctionnement libre, nous observons un niveau de bruit de phase d'environ $30 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 100 Hz de la porteuse, dominé par les fluctuations mécaniques de la cavité. Au-delà de 1 kHz et jusqu'à la fréquence maximale de mesure de 10 MHz , nous observons un très bon accord des mesures avec les simulations, ce qui confirme l'impact majeur des effets thermiques induits par la pompe sur le bruit de phase. Dans le cas où la différence de fréquence est verrouillée sur l'oscillateur local, le bruit de phase est réduit de façon très importante, à un niveau de $-105 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 100 Hz . Il est corrigé dans la limite de la bande passante de l'asservissement, estimée à 1 MHz environ, et limitée par l'électronique du correcteur (Fig. III.4). Par ailleurs, nous observons pour les fréquences supérieures à quelques kilohertz, une augmentation du bruit de phase à un niveau de $-90 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ causée par une diminution du gain du correcteur à haute fréquence.

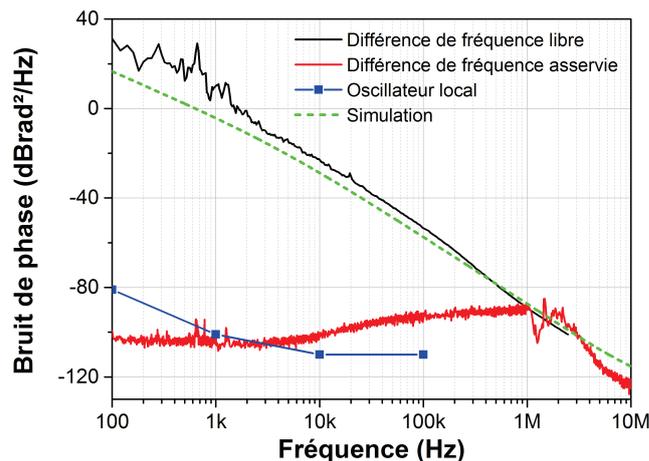


FIGURE III.20: Densité spectrale de puissance du bruit de phase du battement radiofréquence mesuré à $9,6 \text{ GHz}$. Le bruit mesuré correspond au bruit additif sans la contribution de l'oscillateur local utilisé pour l'asservissement. Pour information, nous ajoutons le bruit de phase de l'oscillateur local utilisé et tiré des données du fabricant.

Nous avons voulu comparer les performances, en terme de bruit de phase, du VECSEL bifréquence aux systèmes actuellement utilisés dans les prototypes d'horloges CPT du SYRTE [Danet 14a] et de l'institut FEMTO-ST [Hafiz 15] (Fig. III.21). Du point de vue technologique,

le laser bifréquence est similaire au système du SYRTE qui utilise deux diodes en cavité étendue asservies en phase (cf. chapitre I, section 2.1.3). Le bruit de phase du battement du laser bifréquence est légèrement supérieur au bruit de phase généré par ce système. On retrouve par ailleurs dans le deux cas la même augmentation du bruit de phase vers 1 MHz due à la baisse du gain à haute fréquence du correcteur de la boucle d'asservissement. En ce qui concerne l'horloge CPT de FEMTO-ST basée sur la modulation à haute fréquence d'une diode DFB (cf. chapitre I, section 2.1.3), le bruit de phase obtenu avec ce dernier système est beaucoup plus faible étant donné qu'il a pour unique origine le bruit de phase de l'oscillateur local. En conclusion, le bruit de phase du battement généré par le laser bifréquence est supérieur mais comparable à ceux observés dans les prototypes horloges CPT. Les performances sont donc compatibles avec la réalisation d'une expérience de piégeage cohérent d'atomes. De plus, le niveau de bruit de phase est encore perfectible. Celui-ci étant généré majoritairement par le bruit d'intensité de la pompe via les effets thermiques dans le semiconducteur, une réduction de bruit d'intensité de la diode de pompe serait bénéfique. Une réduction de seulement 10 dB du RIN_p permettrait ainsi d'atteindre un niveau très intéressant de bruit de phase de -100 dBrad^2/Hz à 1 MHz. Une réduction identique du bruit de phase serait aussi envisageable via à une diminution de seulement $\sqrt{10} \approx 3,2$ de la résistance thermique (nous rappelons que le bruit de phase induit par la pompe est proportionnel au carré de la résistance thermique R_{th}).

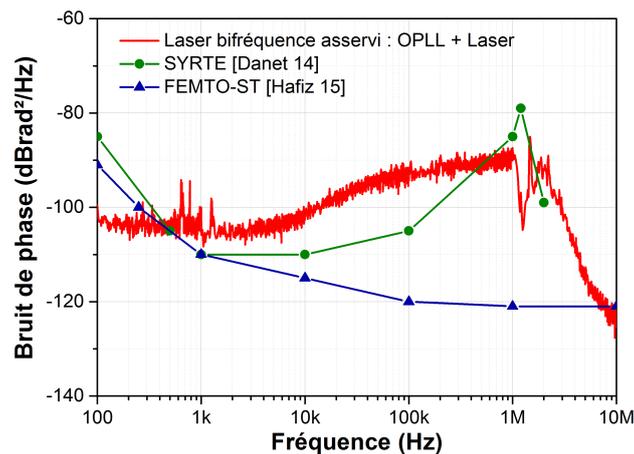


FIGURE III.21: Comparatif des densités spectrales de puissance du bruit de phase du battement radiofréquence pour le laser bifréquence (bruit de phase additif uniquement) et ceux obtenus avec les systèmes du SYRTE et FEMTO-ST. L'augmentation du bruit de phase en dessous de 500 Hz observée sur les systèmes du SYRTE et de FEMTO-ST provient du bruit de l'oscillateur local.

5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les asservissements de la fréquence absolue et de la différence de fréquence du laser bifréquence. Ces asservissements permettent de stabiliser la fréquence optique sur une transition hyperfine de l'atome de césium et de verrouiller l'écart en fréquence entre les deux modes du laser sur la fréquence délivrée par un oscillateur local radiofréquence. Dans la suite nous avons étudié les trois principaux bruits du laser qui ont un impact sur les performances d'une horloge CPT : le bruit d'intensité laser, le bruit de fréquence laser et enfin le bruit de phase du battement. La confrontation des mesures expérimentales aux modélisations des différents bruits a permis d'identifier le bruit d'intensité de la diode de pompe comme une contribution majoritaire dont l'impact se retrouve sur les trois bruits étudiés. Le bruit d'intensité laser à basse fréquence ($f < 100$ kHz) est mesuré à -105 dB/Hz et -110 dB/Hz selon le mode du laser considéré (-112 dB/Hz pour la superposition des deux modes). L'analyse du bruit de fréquence puis de la largeur de raie a montré que la largeur à mi-hauteur du spectre laser est d'environ 3 MHz à 1 seconde de temps d'observation. Enfin le bruit de phase (additif), bien que très élevé en fonctionnement libre, a été mesuré à un minimum de -105 dBrad²/Hz à 100 Hz en fonctionnement asservi. Par ailleurs, nous nous sommes aussi intéressés à la corrélation des bruits entre les modes, un phénomène intrinsèque à tout laser bifréquence. Nous avons ainsi démontré, sur le bruit d'intensité, une dynamique de fonctionnement anti-corrélé à basse fréquence, déjà observé sur des lasers bifréquences dont les modes sont fortement corrélés [De 15a]. De même les bruits de fréquence des deux modes ont montré une très forte corrélation (degré de corrélation proche de 1 pour $f < 1$ kHz), démontrant ainsi l'intérêt des lasers bifréquences pour générer deux modes cohérents en phase. Au final, la mesure de ces différents bruits a montré que le prototype de VECSEL bifréquence semble compatible avec les besoins d'une expérience de piégeage cohérent d'atomes, ce que nous démontrerons au prochain chapitre.

Chapitre IV

Stabilité de fréquence de l'horloge CPT à VECSEL bifréquence : estimation et améliorations

Objectifs

Ce chapitre est consacré à l'étude de la stabilité de fréquence atteignable par une horloge CPT en régime continu basée sur le VECSEL bifréquence à 852 nm. Dans la première partie, nous présenterons les premières mesures de la résonance CPT ainsi qu'une estimation de la stabilité de fréquence basée sur ces résultats. Ensuite, nous étudierons l'impact de chacun des bruits laser (bruit d'intensité, bruit de fréquence et bruit de phase du battement) afin d'estimer la valeur théorique de la stabilité d'horloge et d'identifier le bruit limitant. Enfin dans la dernière section, nous nous intéresserons aux évolutions à apporter au VECSEL bifréquence pour améliorer la stabilité de fréquence.

Sommaire

1 Piégeage cohérent d'atomes de césium	114
1.1 Montage expérimental	114
1.2 Résonance CPT et estimation de la stabilité de fréquence	115
1.2.1 Caractérisation de la résonance CPT	115
1.2.2 Discussions sur la stabilité d'horloge estimée	117
2 Impact des bruits laser sur la stabilité court-terme	119
2.1 Bruit d'intensité laser	119
2.2 Bruit de fréquence laser	119
2.3 Bruit de phase radiofréquence	120
2.4 Budgets de bruits	120
3 Perspectives d'amélioration du VECSEL bifréquence	122
3.1 Réduction de l'impact du bruit d'intensité laser	122
3.1.1 Normalisation du signal CPT	122
3.1.2 Méthode active de réduction du bruit d'intensité laser	122
3.1.3 Bruit d'intensité de la pompe et son transfert aux bruits du laser	123
3.2 Amélioration des structures semiconductrices	127
3.2.1 Conception de VECSELS à 895 nm	127
3.2.2 Étude de faisabilité d'un VECSEL bifréquence refroidi par un diamant intracavité	130
4 Conclusion	140

1 Piégeage cohérent d'atomes de césium

Dans cette partie, nous présenterons les premières mesures de la résonance CPT en interrogation continue. Après avoir décrit le montage expérimental mis en place, nous étudierons les signaux CPT obtenus et calculerons une première estimation de stabilité d'horloge basée sur ces résultats.

1.1 Montage expérimental

Le montage expérimental utilisé est décrit en figure IV.1. Il vient compléter les précédents montages du laser bifréquence et de ses boucles d'asservissement pour la longueur d'onde et la différence de fréquence étudiés au chapitre précédent (Fig. III.1 et III.4). Il a été réalisé avec l'aide matérielle du SYRTE. Rappelons que, normalement, la réalisation d'un piégeage cohérent d'atomes nécessite de simultanément stabiliser la fréquence du mode ordinaire sur une transition du césium et d'asservir la différence de fréquence sur la fréquence de l'oscillateur local à 9,19 GHz (cf. chapitre I, section 1.5.1). Cependant, et afin de faciliter ces premières mesures, nous avons volontairement désactivé l'asservissement de la fréquence optique et réglé manuellement cette dernière au fond du creux Doppler d'absorption du césium. Le signal CPT est certes plus bruité mais l'asservissement de la différence de fréquence du prototype est plus robuste dans ces conditions.

Le faisceau laser bipolarisé est envoyé au travers de la cellule de Cs dont on mesure la transmission proche de la résonance CPT au moyen d'une photodiode. La cellule est un cylindre de 2 cm de long et de 2 cm de diamètre contenant un mélange de Cs et de gaz tampon (argon) utilisé pour confiner les atomes de Cs [Kozlova 12]. La cellule est placée dans une enceinte en cuivre régulée en température à 40°C par un fil chauffant, et entourée par une bobine servant à créer un champ magnétique longitudinal dans le but de lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman des atomes. Pour éviter tout effet parasite, l'enroulement du fil chauffant est optimisé pour annuler le champ magnétique qu'il génère. L'ensemble de ce dispositif est protégé de l'environnement extérieur par un blindage magnétique. Nous ajoutons un modulateur acousto-optique en amont de la cellule (dont uniquement l'ordre +1 est transmis jusqu'à la cellule) afin de décaler la fréquence des deux modes et donc compenser le décalage de 120 MHz des fréquences optiques des transitions des atomes induit par le gaz tampon [Kozlova 12]. Un agrandissement du faisceau par un facteur 4 est ensuite effectué grâce à un système afocal afin d'utiliser au mieux tout le volume disponible de la cellule. La puissance du faisceau incident sur la cellule est de 600 μW (300 μW par mode du laser) soit une intensité optique de 250 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ environ. Nous rappelons que grâce à l'état de polarisation des modes laser, l'interrogation de la résonance CPT est de type $lin \perp lin$ [Zanon 05].

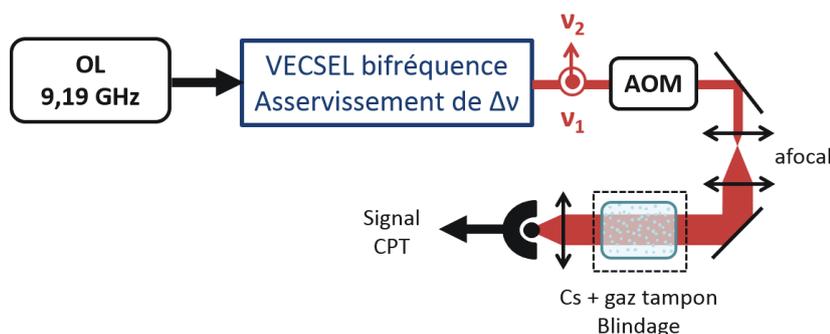


FIGURE IV.1: Montage expérimental utilisé pour la mesure de la résonance CPT. AOM : Modulateur acousto-optique fonctionnant à 120 MHz.

1.2 Résonance CPT et estimation de la stabilité de fréquence

Dans cette partie nous effectuerons une première estimation de la stabilité de fréquence d'une horloge basée sur les caractérisations expérimentales de résonances CPT observées avec le VECSEL bifréquence à 852 nm. Les calculs seront réalisés pour une horloge CPT à interrogation continue dont le signal d'erreur d'asservissement de l'oscillateur local à la résonance CPT est obtenu par modulation de la fréquence de battement puis démodulation du signal CPT à la fréquence $f_m = 125$ Hz (Fig. IV.2) dans une configuration semblable à [Hafiz 15]. La stabilité relative de fréquence à court-terme de l'horloge est alors estimée par [Kozlova 12] :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\nu_{at}} \frac{\sigma_S(f_m)}{\left(\frac{\partial S(\nu)}{\partial \nu}\right)_{\delta\nu_{1/2}}} \tau^{-1/2}, \quad (\text{IV.1})$$

où τ est la durée de la mesure, $\sigma_S(f_m)$ la densité spectrale de bruit du signal S à la fréquence f_m , mesurée dans une bande passante de 1 Hz et exprimée en $\text{V}/\text{Hz}^{1/2}$. $\left(\frac{\partial S(\nu)}{\partial \nu}\right)_{\delta\nu_{1/2}}$ est la pente du discriminateur de fréquence calculée à mi-hauteur de la résonance CPT et exprimée en V/Hz . Ce dernier paramètre est généralement approximé par la formule :

$$\left(\frac{\partial S(\nu)}{\partial \nu}\right)_{\delta\nu_{1/2}} \approx \frac{A}{\delta\nu_{1/2}}, \quad (\text{IV.2})$$

où A et $\delta\nu_{1/2}$ sont respectivement l'amplitude et la largeur à mi-hauteur de la résonance CPT. Pour raisonner sur une grandeur indépendante des conditions expérimentales, on introduit le contraste $C = A/F$ de la résonance correspondant à l'amplitude du pic A normalisée par le niveau du signal hors résonance F (au fond Doppler) (Fig. IV.3). Dans la suite nous nous intéresserons donc uniquement aux trois paramètres suivants de la résonance CPT : le bruit du signal σ_S , le contraste C et la largeur à mi-hauteur $\delta\nu_{1/2}$ de la raie CPT.

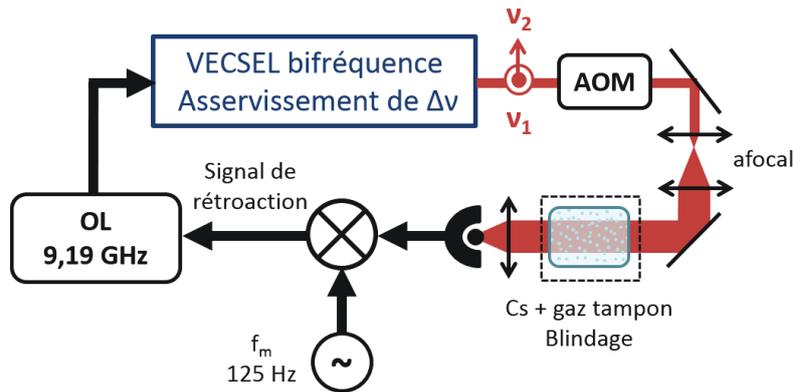


FIGURE IV.2: Proposition d'horloge CPT en régime continu et basée sur le VECSEL bifréquence. AOM : Modulateur acousto-optique fonctionnant à 120 MHz, OL : Oscillateur local modulé en fréquence autour de 9,19 GHz à la fréquence $f_m = 125$ Hz. Le signal d'erreur d'asservissement de l'oscillateur local à la résonance CPT est généré par démodulation à la fréquence f_m .

1.2.1 Caractérisation de la résonance CPT

La mesure expérimentale de la résonance CPT s'effectue en balayant, à basse fréquence (typiquement quelques hertz) et sur une plage d'une centaine de kilohertz, la différence de fréquence autour de la fréquence de transition d'horloge $\nu_{at} = 9,192\,631\,770$ Hz. On appelle

ainsi $\delta_{RF} = \Delta\nu - \nu_{at}$ le désaccord micro-onde de la différence de fréquence par rapport à la fréquence d'horloge. À résonance ($\delta_{RF} = 0$), le piégeage des atomes dans l'état noir se met en place et génère un pic de transmission de la cellule de césium que l'on distingue sur le fond du creux Doppler d'environ 500 MHz de largeur à mi-hauteur (Fig. 1.5(a)). Les figures IV.3 et IV.4 présentent des mesures typiques des signaux de résonance CPT que nous avons obtenus en absence et en présence de champ magnétique. Sans champ magnétique, les sous-niveaux Zeeman sont dégénérés et les transitions entre chaque sous-niveau sont confondues. La résonance CPT présente donc un fort contraste (16,5%) mais une largeur spectrale plutôt élevée ($\delta\nu_{1/2} = 4,2$ kHz).

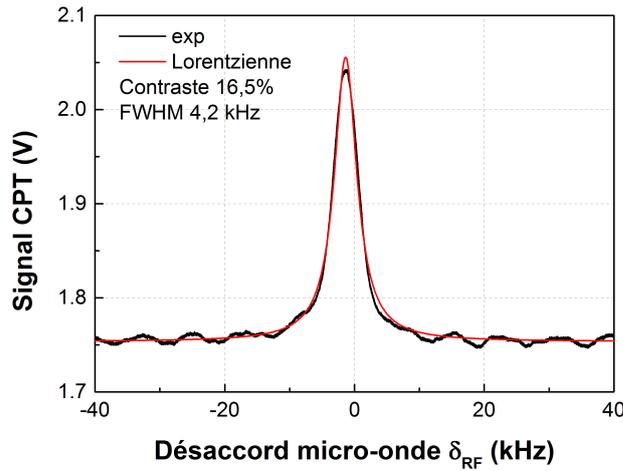
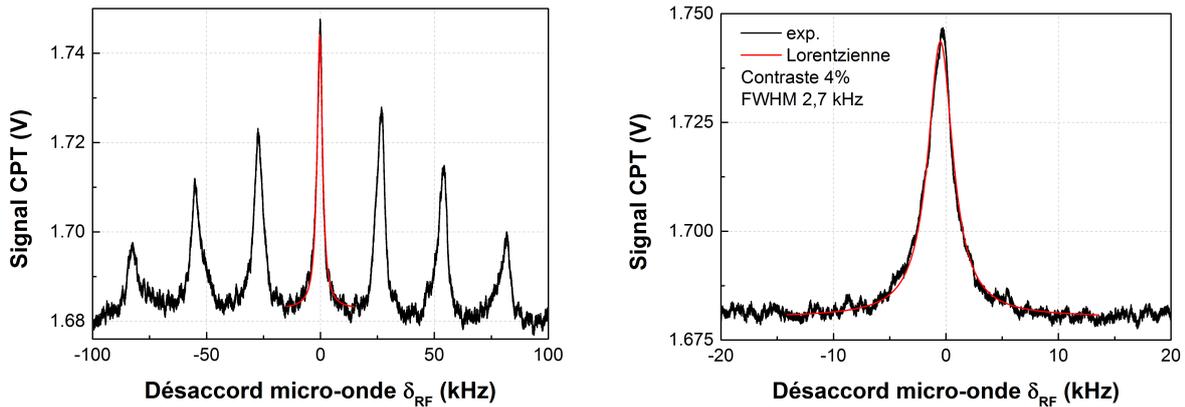


FIGURE IV.3: Mesure du signal de résonance CPT en sortie de la cellule lors d'un balayage du désaccord micro-onde pour une intensité lumineuse de $250 \mu\text{W}/\text{cm}^2$.



(a) Observation de la structure des 7 sous-niveaux Zeeman.

(b) Observation du pic central correspondant au sous-niveau Zeeman $m_F = 0$.

FIGURE IV.4: Mesure du signal de résonance CPT en sortie de la cellule lors d'un balayage du désaccord micro-onde en présence d'un champ magnétique $B = 37$ mG et pour une intensité lumineuse de $250 \mu\text{W}/\text{cm}^2$.

Cette configuration n'est cependant pas intéressante du point de vue métrologique à cause de la forte dépendance des sous-niveaux Zeeman avec le champ magnétique. On utilise donc le champ magnétique longitudinal généré par la bobine pour lever la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Le balayage du désaccord micro-onde δ_{RF} fait alors apparaître la structure Zeeman composée de sept sous-niveaux $\{m_F = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3\}$ soit sept pics de transmission

(Fig. IV.4). Le pic central d'amplitude la plus importante correspond à l'état noir construit à partir de transitions entre sous-niveau Zeeman d'ordre $m_F = 0$. La symétrie du spectre Zeeman et l'obtention d'un contraste maximum sur le sous-niveau Zeeman central démontrent le bon fonctionnement de l'interrogation $lin \perp lin$. Le contraste du pic est mesuré à 4% pour une largeur à mi-hauteur de 2,7 kHz d'où une pente du signal CPT $\left(\frac{\partial S(\nu)}{\partial \nu}\right)_{\delta\nu_{1/2}}$ de 26 mV/kHz. (Fig. IV.4(b)).

Nous nous sommes ensuite intéressés au bruit du signal que nous avons mesuré au niveau du fond Doppler. Nous pensons en effet que le bruit majoritaire de la mesure provient de fluctuations parasites de la fréquence optique à l'origine d'une perturbation de niveau d'absorption de la cellule de Cs et donc du fond Doppler F . La figure IV.5 montre l'évolution de la densité spectrale du signal $S(t)$ mesuré hors de la résonance CPT et exprimée en dBV^2/Hz . Nous mesurons un niveau de bruit de $-91 \text{ dBV}^2/\text{Hz}$ à $f_m = 125 \text{ Hz}$ soit $\sigma_S(f_m) = 2,7 \times 10^{-5} \text{ V/Hz}^{1/2}$. Nous en déduisons une stabilité de fréquence $\sigma_y(\tau)$ pour l'horloge de $1,2 \times 10^{-10}$ à 1 seconde.

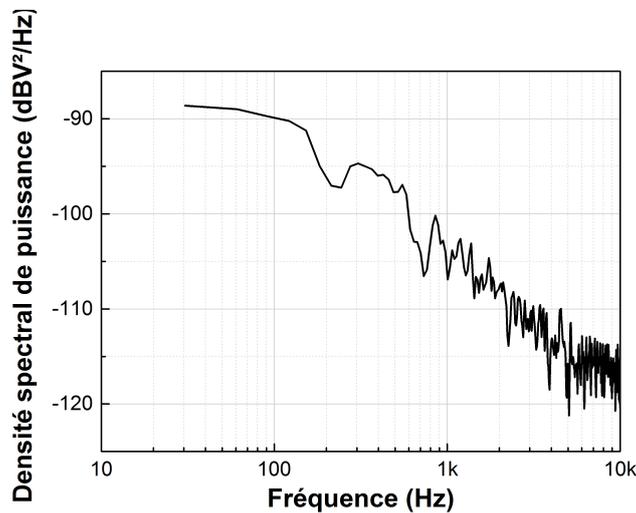


FIGURE IV.5: Densité spectrale de puissance de bruit du signal S détecté hors de la résonance CPT. Le bruit mesuré correspond à l'excès de bruit de fréquence du VECSEL bifréquence à l'origine de variations de niveau du fond Doppler. La décroissance observée de type $1/f^\alpha$ semble indiquer une dérive de la fréquence optique du VECSEL bifréquence. À partir de 50 kHz nous pensons que le bruit atteint un plancher correspondant au bruit d'intensité du laser.

1.2.2 Discussions sur la stabilité d'horloge estimée

Les mesures de résonance CPT que nous avons rapportées constituent les premières démonstrations de piégeage cohérent d'atomes obtenu avec un laser bifréquence et bipolarisé. Cependant les caractéristiques du signal (contraste, largeur et bruit) ne sont pas à la hauteur des performances visées. La stabilité de fréquence relative estimée est ainsi de $1,2 \times 10^{-10}$ à 1 seconde soit presque trois ordres de grandeur au-dessus de l'état de l'art. Deux raisons principales nous permettent d'expliquer ces mauvais résultats.

En premier lieu, le rapport signal sur bruit mesuré est très largement supérieur à celui attendu (il devrait être limité par le bruit d'intensité laser dont nous évaluerons plus précisément la contribution dans la section 2.1) en raison d'un excès de bruit de fréquence dû aux conditions expérimentales. En effet, nous avons dû travailler sans le capot protégeant la cavité laser de l'extérieur à cause de l'encombrement causé par les mécaniques de réglages de l'étalon

biréfringent. De ce fait, la fréquence optique est devenue très sensible aux perturbations (thermiques et mécaniques) extérieures. Une amélioration du support mécanique dans le cadre de la réalisation d'un deuxième prototype permettra de supprimer ces effets parasites.

Ensuite, les propriétés de la résonance CPT, à savoir son contraste et sa largeur de raie, sont elles-aussi loin des niveaux obtenus dans les prototypes récents d'horloges CPT [Hafiz 15, Danet 14a]. Ces différences peuvent s'expliquer en partie par les conditions expérimentales : alignement des faisceaux, intensité laser sur les atomes, température de la cellule, mais aussi par l'utilisation de la transition D2 à 852 nm, défavorable au piégeage des atomes dans l'état noir comparée à la raie D1 à 895 nm communément utilisée. En effet, l'état excité $P_{3/2}$ de la transition D2 du Cs (idem pour le Rb) contient 4 niveaux hyperfins ($F' = 2,3,4$ ou 5) dont seulement deux ($F' = 3$ ou 4) peuvent être couplés simultanément aux deux niveaux hyperfins de l'état fondamental à cause des règles de sélection. Les deux niveaux non couplés de la transition D2 ($F' = 3$ ou 4) ne contribuent donc pas à l'état cohérent, mais participent à une sortie de l'état noir des atomes piégés par absorption de photons. Cette fuite d'atomes entraîne une réduction du contraste et une augmentation de la largeur de la résonance CPT (liée la baisse du temps de vie de l'état noir) [Stähler 02]. L'avantage de la raie D1 par rapport à la D2 concerne à la fois les atomes de rubidium et de césium mais l'impact est moins prononcé pour le césium à cause de son nombre plus important de sous-niveaux Zeeman et du plus grand écart entre les niveaux excités de sa transition D1. Des augmentations d'un facteur 4 du contraste de la résonance CPT ont ainsi été démontrées avec le césium [Lutwak 04]. En extrapolant ces résultats à nos mesures, nous pourrions envisager d'obtenir une résonance CPT sur le sous-niveau Zeeman $m_F = 0$ de contraste 16% et de largeur 2,7 kHz dans le cas d'un laser bifréquence identique mais fonctionnant à 895 nm. À bruit égal, la stabilité d'horloge serait alors améliorée d'un facteur 4.

Paramètres	à 852 nm	à 895 nm (valeurs extrapolées)
Contraste C	4% max	16%
Largeur à mi-hauteur $\delta\nu_{1/2}$	2,7 kHz	2,7 kHz
Ratio $C/\delta\nu_{1/2}$	1,5 kHz ⁻¹	5,9 kHz ⁻¹
Amplitude du signal hors résonance F	1,68 V	1,68 V
Amplitude de la résonance CPT A	70 mV	280 mV
Ratio amplitude / largeur à mi-hauteur $A/\delta\nu_{1/2}$	26 mV/kHz	104 mV/kHz

TABLE IV.1: Paramètres de la résonance CPT utilisés pour le calcul du budget de bruit de l'horloge. Les valeurs à 852 nm sont tirées des résultats expérimentaux obtenus avec le VECSEL bifréquence. Les valeurs à 895 nm sont extrapolées à partir de ces mêmes données expérimentales et des conclusions des travaux de comparaison de la raie D1 et D2 de Lutwak et al [Lutwak 04].

Pour conclure, nous avons réalisé le premier piégeage cohérent d'atomes à partir d'un laser bifréquence et bipolarisé. Nous avons identifié les paramètres limitant l'efficacité du piégeage dans les conditions de l'expérience : un excès de bruit de fréquence dû à des vibrations mécaniques parasites et l'utilisation de l'excitation des atomes à la raie D2 à la place de la D1 utilisée habituellement.

2 Impact des bruits laser sur la stabilité court-terme

Nous allons maintenant nous intéresser à l'impact sur la stabilité court-terme de l'horloge de chacun des bruits étudiés au chapitre précédent : le bruit d'intensité laser, le bruit de fréquence laser et le bruit de phase du battement radiofréquence. Nous détaillerons pour ces trois bruits les processus à l'origine de la perturbation de la fréquence d'horloge. Ces analyses nous permettront d'établir un budget de bruit de l'horloge permettant d'estimer la contribution totale du laser à la stabilité d'horloge, définie par :

$$\sigma_y^2 = \sigma_{RIN}^2 + \sigma_{S_\nu}^2 + \sigma_{S_\Phi_{RF}}^2. \quad (\text{IV.3})$$

Les calculs de ces différentes contributions seront réalisés dans le cadre de l'horloge CPT continue décrite en figure IV.2 et considérant que la fréquence absolue et la différence de fréquence du VECSEL bifréquence sont correctement stabilisées, dans les conditions décrites en détail au chapitre III. Dans le cas d'une horloge CPT à interrogation impulsionnelle, on pourra se rapporter à l'étude présentée dans [Danet 14a]. En ce qui concerne le contraste et la largeur à mi-hauteur de la résonance CPT, nous utiliserons les valeurs déterminées expérimentalement (Fig. IV.4(b)) ainsi que les valeurs extrapolées pour un laser bifréquence à 895 nm à partir des résultats de Lutwak et al [Lutwak 04].

2.1 Bruit d'intensité laser

Le bruit d'intensité laser génère un bruit d'amplitude sur le signal CPT S qui est ensuite injecté dans l'horloge via l'asservissement de l'oscillateur local sur la résonance CPT. Il est donc à l'origine de fluctuations de la fréquence d'horloge que l'on peut estimer simplement par l'expression suivante similaire à IV.1 :

$$\sigma_{RIN}(\tau) = \frac{\delta\nu_{1/2}}{\nu_{at}} \frac{\sigma_{S_{RIN}}(f_m)}{A} \tau^{-1/2}, \quad (\text{IV.4})$$

où $\sigma_{S_{RIN}}(f_m)$ est la densité spectrale de bruit du signal CPT mesurée à la fréquence de modulation f_m dans une bande de 1 Hz et ayant pour origine le bruit d'intensité laser. Par conséquent, $\sigma_{S_{RIN}}(f_m) = S_{1/2} \sqrt{RIN}(f_m)$ où $S_{1/2}$ est le niveau du signal à mi-hauteur de la résonance.

Les fluctuations de puissance ressenties par la photodiode de mesure du signal CPT correspondent aux fluctuations de la somme de deux modes laser. En supposant que les deux modes du laser bifréquence sont atténués de façon identique lors du passage dans la cellule de césium, nous admettons que le bruit d'intensité laser en sortie de la cellule est égal au bruit d'intensité RIN_{o+e} mesuré à un niveau de -112 dB/Hz à f_m (Fig. III.9(a)). Avec une valeur $S_{1/2} = 1,71$ V, nous en concluons que la contribution des fluctuations de puissance du VECSEL bifréquence à 852 nm (respectivement 895 nm) à la stabilité de l'horloge sera de $1,9 \times 10^{-11}$ à 1 seconde (5×10^{-12} à 1 seconde).

L'impact de la corrélation des bruits d'intensité et plus particulièrement du comportement anti-corrélé à basse fréquence (cf. chapitre III, section 2.4) n'est pas encore connu et devra faire l'objet d'une étude séparée. Comme nous l'avons indiqué au chapitre précédent, des effets négatifs sont attendus sur la stabilité long-terme (et non court-terme) de l'horloge à cause du phénomène de déplacement lumineux [Danet 14a].

2.2 Bruit de fréquence laser

Le bruit de fréquence du laser réduit le rapport signal-à-bruit du signal CPT par des processus de conversion FM-AM. Parmi les mécanismes existants [Danet 14a], le plus important est dû au décalage du fond Doppler induit par une variation de l'absorption du faisceau, phénomène

que nous avons pu déjà mettre en évidence lors des mesures expérimentales de la résonance CPT (section 1.2). La variation du niveau du signal est alors interprétée par la boucle d'asservissement comme un changement de la fréquence de l'oscillateur local qu'il faut corriger. D'où la création de fluctuations parasites de la fréquence de l'oscillateur local.

Pour quantifier cet effet, il est nécessaire de mesurer l'évolution du niveau du signal, hors résonance CPT, lors du balayage du désaccord optique (tout en conservant une différence de fréquence constante). Nous obtenons alors la courbe du fond Doppler dont la pente indique la sensibilité du signal CPT à une variation de la fréquence optique des modes laser. On peut alors associer une variation de fréquence à une variation d'amplitude du signal et donc remonter à la stabilité de fréquence d'horloge correspondante grâce à l'équation IV.4. Danet et ses collègues ont mesuré cet effet sur leur horloge CPT [Danet 14a] fonctionnant sur la raie D1. Leur étude a permis de montrer qu'un désaccord de ± 3 MHz autour du creux Doppler contribue à un niveau de 5×10^{-14} à 1 seconde. Or le VECSEL bifréquence étant (en conditions normales d'utilisation) asservi sur une transition de la structure hyperfine du césium dont la largeur est estimée à 5 MHz, on considérera que les dérives des fréquences optiques ne dépassent pas 5 MHz. Nous nous attendons donc à ce que le VECSEL bifréquence respecte ce critère. Toujours en utilisant les conclusions de [Lutwak 04], nous admettrons que le bruit de fréquence du VECSEL bifréquence à 852 nm générera des fluctuations relatives de fréquence d'horloge 4 fois plus forte, c'est-à-dire inférieures à 2×10^{-13} à 1 seconde.

2.3 Bruit de phase radiofréquence

Le bruit de phase du signal de battement, dont l'origine provient du bruit de phase de l'oscillateur local et des contributions additives du laser et de la boucle à verrouillage de phase, dégrade la stabilité de fréquence de l'horloge atomique via la conversion basse-fréquence du bruit de phase du battement aux harmoniques pairs de la fréquence de cycle d'horloge f_m et que l'on nomme effet Dick [Dick 87]. Pour une horloge atomique continue dont l'oscillateur local est modulé en fréquence à la fréquence f_m , la contribution de l'effet Dick à la stabilité de fréquence relative est approximée par [Candelier 91, Hafiz 15] :

$$\sigma_{S_{\Phi_{RF}}}(\tau) = \frac{f_m}{\nu_{at}} \sqrt{S_{\Phi_{RF}}(2f_m)}, \quad (\text{IV.5})$$

avec $S_{\Phi_{RF}}(2f_m)$ la densité spectrale de puissance du bruit de phase du signal de battement optique. Ce bruit contient plusieurs sources indépendantes de bruits : l'oscillateur local, le laser et la boucle à verrouillage de phase de la différence de fréquence (notée OPLL pour Optical Phase-Lock Loop). Pour cette étude nous considérerons uniquement le bruit de phase additif regroupant les contributions du laser et de sa boucle d'asservissement et que nous avons quantifié au chapitre précédent (4.3). La stabilité d'horloge associée à ce bruit est estimée à 9×10^{-14} à 1 seconde. Ce résultat est par ailleurs indépendant de la transition utilisée (D1 ou D2).

2.4 Budgets de bruits

Pour conclure cette étude sur l'estimation de l'impact des différents bruits du laser sur la stabilité d'horloge, nous avons regroupé dans le tableau IV.2 les écart-types d'Allan à 1 seconde estimés pour chacun des bruits. Nous rappelons que ces évaluations ont été effectuées avec les données présentées dans le tableau IV.1. La somme (quadratique) de toute ces contributions définit la limite basse de stabilité de fréquence que l'on peut espérer d'une horloge CPT utilisant le VECSEL bifréquence. La stabilité relative de fréquence à 1 seconde est ainsi de $1,9 \times 10^{-11}$ à 852 nm et $1,6 \times 10^{-12}$ à 895 nm. Par conséquent, et si l'on exclut la possibilité d'utiliser la raie D1, il faudrait diminuer le *RIN* laser à un niveau de -150 dB/Hz pour atteindre l'objectif

d'un écart-type d'Allan des fluctuations de fréquences de 10^{-13} à 1 seconde. La contrainte sur la diode de pompe serait encore plus forte dans la mesure où le RIN du VECSEL reproduit et amplifie celui de la pompe. À notre connaissance, aucun VECSEL n'a démontré des niveaux de bruit d'intensité aussi faibles à basse fréquence ($f < 100$ kHz). Cette solution apparaît donc comme hautement irréaliste. En revanche l'utilisation d'un VECSEL bifréquence à 895 nm pourrait résoudre ce point de blocage puisque nous bénéficierions, a priori, d'une amélioration de la stabilité (grâce au meilleur ratio $C/\delta\nu_{1/2}$). Le niveau de RIN requis ne serait plus que de -135 environ dB/Hz, une valeur beaucoup plus réaliste et atteignable avec un VECSEL [Baili 08b]. Par ailleurs, nous pensons que les conditions expérimentales (excès de bruit de fréquence, température de la cellule et intensité laser trop élevées) ont pu contribuer à élargir la résonance CPT. Un travail d'optimisation de ces paramètres devrait donc permettre d'améliorer les résultats présentés ici.

Source de bruit	Niveau de bruit mesuré	$\sigma_y(1s)$ (exp.)	$\sigma_y(1s)$ (extrapolé à 895 nm)
Bruit d'intensité laser RIN_{o+e}	-112 dB/Hz max	$1,9 \times 10^{-11}$	5×10^{-12}
Bruit de fréquence laser S_ν	10^{10} Hz ² /Hz max FWHM ≈ 3 MHz	$< 2 \times 10^{-13}$	$< 5 \times 10^{-14}$
Bruit de phase du battement $S_{\Phi_{RF}}$ (Laser+OPLL)	-105 dBrad ² /Hz à $2f_m$	9×10^{-14}	9×10^{-14}
Total		$1,9 \times 10^{-11}$	5×10^{-12}

TABLE IV.2: Estimation du budget de la stabilité relative court-terme de l'horloge.

3 Perspectives d'amélioration du VECSEL bifréquence

Dans cette partie nous présenterons différentes améliorations pouvant être apportées au VECSEL bifréquence afin d'atteindre l'objectif d'une stabilité d'horloge à l'état de l'art de quelques 10^{-13} à 1 seconde. Ces propositions de modifications se découpent en deux groupes. Nous étudierons tout d'abord différentes solutions à adopter pour réduire l'impact du bruit d'intensité du laser sur l'horloge. Enfin dans un second temps nous nous intéresserons à la conception de nouvelles structures semiconductrices récemment fabriquées, capables d'émettre à 895 nm et/ou de limiter l'échauffement de la zone active.

3.1 Réduction de l'impact du bruit d'intensité laser

Il existe de nombreuses solutions pouvant être mises en place en vue de diminuer le bruit d'intensité laser et/ou son impact sur la stabilité de fréquence de l'horloge. Elles visent soit à réduire de manière active le bruit d'intensité soit à agir à la source en réduisant le bruit d'intensité de la pompe.

3.1.1 Normalisation du signal CPT

La première piste proposée pour réduire le bruit d'intensité consiste à le mesurer en amont de la cellule de césium afin de l'utiliser pour normaliser le signal CPT. La dépendance du signal CPT au RIN est ainsi éliminée au premier ordre. Les travaux de Danet [Danet 14a] ont montré que cette méthode est d'autant plus intéressante que le bruit d'intensité laser est élevé. Une réduction d'un facteur 3 de la contribution du RIN à la stabilité d'horloge a ainsi été démontrée pour un niveau de RIN de -110 dB/Hz. Le gain n'est en revanche plus que d'un facteur 2 pour des RIN compris entre -120 et -130 dB/Hz. Appliquée à notre système, cette méthode permettrait de réduire l'impact du bruit d'intensité laser à 6×10^{-12} à 1 seconde.

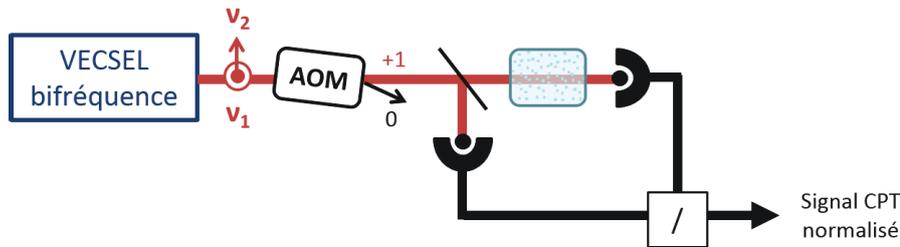


FIGURE IV.6: Proposition de montage de normalisation du signal CPT.

3.1.2 Méthode active de réduction du bruit d'intensité laser

Une méthode simple de réduction du bruit d'intensité laser consiste à mettre en place une boucle d'asservissement de la puissance laser. De tels systèmes sont d'ores et déjà employés dans les prototypes d'horloges CPT du SYRTE et de FEMTO-ST [Danet 14a, Hafiz 15]. Les fluctuations de puissance sont mesurées par comparaison d'un signal issu d'une photodiode avec une référence de tension, avant d'être amplifiées puis intégrées par un correcteur proportionnel-intégrateur. Le signal de correction permet alors d'ajuster la puissance du faisceau laser utile grâce à un modulateur acousto-optique placé en amont de la cellule de césium. D'une manière analogue au schéma proposé par Hafiz et al. [Hafiz 15], nous pourrions utiliser le modulateur acousto-optique initialement prévu pour décaler la fréquence optique des modes laser pour cet asservissement. À titre d'exemple, le système installé par Danet et ses collègues permet d'atteindre une réduction de 15 dB du bruit d'intensité et une bande passante de correction de

200 kHz [Danet 14a]. Appliqué au laser bifréquence, un asservissement comparable réduirait l'impact du bruit d'intensité à la stabilité d'horloge d'un facteur 5 (Eq. IV.4) soit un niveau de 4×10^{-12} à 1 seconde.

Par ailleurs, nous proposons d'ajouter une rétroaction sur la puissance de pompe (c'est-à-dire sur le courant d'alimentation de la diode de pompe) pour compléter ce système. Vu que le bruit d'intensité laser reproduit celui de la diode de pompe nous pourrions ainsi corriger simultanément les deux bruits. L'effet serait alors bénéfique pour le bruit de fréquence laser et le bruit de phase du battement comme nous le détaillerons dans la section suivante.

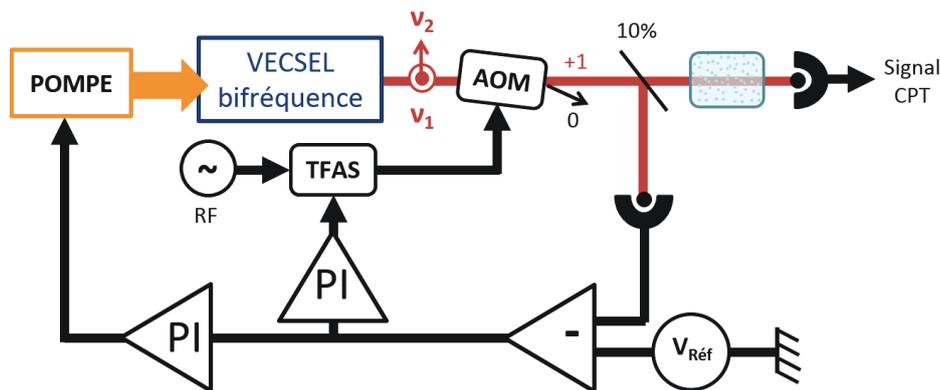


FIGURE IV.7: Proposition de montage pour la boucle d'asservissement de la puissance laser avec rétroaction sur la puissance de pompe et l'alimentation RF d'un modulateur acousto-optique (AOM). Le bloc TFAS est un contrôleur de puissance radiofréquence permettant d'ajuster l'amplitude RF en fonction du signal de correction de la boucle d'asservissement. PI : Correcteur proportionnel-intégrateur.

3.1.3 Bruit d'intensité de la pompe et son transfert aux bruits du laser

L'étude des bruits laser présentée au chapitre III a permis de montrer que le niveau du bruit d'intensité mesuré a pour origine les fluctuations de la puissance de pompe qui se transfèrent au laser via la population de porteurs excités. À la suite de cette étude, nous avons mis en évidence les processus qui convertissent le RIN de la pompe en bruit de fréquence laser puis en bruit de phase du battement (Fig. IV.8). C'est pourquoi une diminution du bruit d'intensité de la pompe entraînerait non seulement une réduction du RIN laser mais aussi des autres bruits du laser. Cet axe d'étude est par conséquent critique pour améliorer les performances du VECSEL bifréquence. Nous avons vu dans la section précédente qu'il est envisageable de corriger les fluctuations de puissance laser en rétroagissant sur la puissance de pompe et donc par ce biais réduire le bruit d'intensité de la pompe. Ici nous présenterons la recherche de nouvelles sources de pompe à bas bruit pour le VECSEL bifréquence.

Critères de sélection d'une source de pompage. Tout d'abord, le source de pompage doit avoir un rendement électrique/optique élevé au vu de l'application visée, d'où le choix de privilégier les diodes laser. Ensuite, les autres critères de sélection portent sur leur longueur d'onde et puissance d'émission. La longueur d'onde de pompe doit en effet être inférieure à 700 nm pour assurer une absorption élevée dans les barrières (cf. chapitre II, section 2.1.2) et la puissance de pompe incidente à la structure égale à environ 1 W afin d'obtenir une puissance laser suffisante en sortie du VECSEL. Dans ce domaine spectral, les diodes monomodes transverses classiques ne satisfont pas nos besoins de puissance et nous obligent à nous tourner vers des diodes à section large très multimodes. Pour le VECSEL bifréquence, nous utilisons un

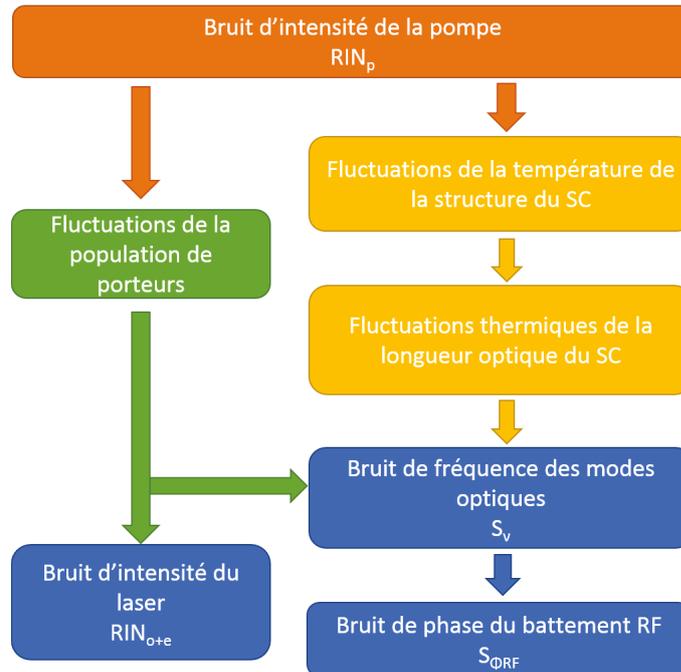


FIGURE IV.8: Schéma représentant les processus de transfert du bruit d'intensité de la pompe vers les différents bruits du laser.

mono-émetteur de dimensions $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ couplé dans une fibre de diamètre $105 \mu\text{m}$. Si la fibre offre un transport plus aisé du faisceau, elle permet aussi de circulariser celui-ci malgré sa forte ellipticité de départ. Le bruit d'intensité de ce type de sources (quand il n'est pas limité par le bruit de son alimentation électrique) est généralement dû au bruit de partition de modes issu des échanges d'énergies entre les différents modes [Yamada 86]. Ce bruit est facilement amplifié dès qu'une fraction des modes est filtrée, par exemple lors du couplage du faisceau dans une fibre optique. C'est ce que nous avons pu observer avec notre diode de pompe, pour laquelle le RIN en sortie de fibre, mesuré à un niveau de -125 dB/Hz (Fig. III.9(a)), est 5 dB plus fort que le bruit d'intensité en entrée de fibre.

Diodes laser multimodes. Nous avons donc cherché et étudié des sources de pompage alternatives pour le VECSEL bifréquence. Grâce au progrès de fabrication de composants, nous avons pu nous procurer un émetteur de dimension $1 \times 50 \mu\text{m}^2$ émettant plus d'un 1,5 W à 670 nm. La géométrie d'émission de cet émetteur offre de nouvelles perspectives pour le VECSEL bifréquence, comme la possibilité de pomper la structure directement à incidence de Brewster sans coupler le faisceau dans une fibre. Dans cette configuration on annulerait la réflexion à l'interface air/semiconducteur, actuellement de l'ordre de 35% sur le prototype. Cependant nous avons décidé de coupler la diode dans une fibre de $105 \mu\text{m}$ de diamètre comme pour la diode précédente. Ce choix permet d'utiliser la diode sur le prototype sans aucune modification et de limiter l'effet d'amplification du bruit de partition de modes puisqu'une fraction plus grande du faisceau est couplée dans la fibre. Les résultats de la mesure de son bruit d'intensité sont présentés en figure IV.9. Nous avons mesuré en sortie de fibre un niveau de -130 dB/Hz à basse fréquence limité par le plancher de bruit de l'instrument de mesure. Ces mesures devront donc être confirmées afin de fixer définitivement le niveau de bruit de cette source. En parallèle, nos collègues de Thales Research and Technology ont évalué une source commerciale à 635 nm fabriquée à partir de plusieurs mono-émetteurs combinés dans une fibre de diamètre $105 \mu\text{m}$ et émettant plus de 1,7 W de puissance en sortie de fibre. Cette source a démontré des performances très satisfaisantes avec un RIN de -142 dB/Hz à puissance maximale (Fig.

IV.9). Les prochains essais de cette diode pour le pompage des VECSELs devront déterminer si l'augmentation du défaut quantique associée à la diminution de la longueur d'onde de pompe conduit à une augmentation sensible de l'échauffement de la structure.

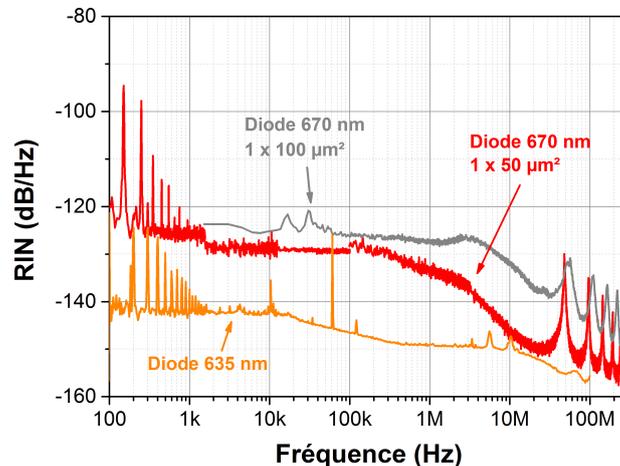


FIGURE IV.9: Bruit d'intensité des diodes de pompe à 670 nm (mono-émetteur $1 \times 50 \mu\text{m}^2$) et à 635 nm (multi-émetteurs) comparés à celui de la diode de pompe utilisée dans le VECSEL bifréquence (mono-émetteur $1 \times 100 \mu\text{m}^2$). Les trois faisceaux des diodes sont couplés dans des fibres multimodes de diamètre $\Phi = 105 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique $ON = 0,22$. La mesure du RIN de la diode à 635 nm a été réalisée par Ghaya Baili de Thales Research and Technology.

Diodes monomodes de puissance. En complément, nous nous sommes intéressés aux performances des diodes à section évasée (ou diodes taper). Ce type de diode émet des faisceaux à la fois puissants et monomodes transverses grâce à la géométrie particulière de leur zone active, constituée d'une section droite étroite monomode suivie d'une section évasée. L'argument en faveur de ces diodes réside dans leur propriété d'émission monomode transverse et donc l'absence de bruit de partition de mode mais aussi à la géométrie du faisceau qui permet de les utiliser à incidence de Brewster tout en formant une zone de pompage circulaire sur la structure. Nous avons ainsi évalué le bruit d'intensité d'une diode taper émettant 500 mW à 670 nm (Fig. IV.10). Pour des fréquences inférieures à 1 kHz, nous mettons en évidence une dérive de la puissance due à une mauvaise stabilisation en température de la diode tandis que vers 10 kHz, le RIN atteint un niveau de -129 dB/Hz. En revanche, les essais de pompage de VECSEL avec cette source ont démontré une baisse des performances laser liée à des défauts d'homogénéité de la zone de pompage. Le profil du faisceau de pompe au waist présente en effet des lobes latéraux, témoins d'un fonctionnement légèrement multimode transverse, qui par ailleurs s'accroissent à forte puissance. Ces défauts de qualité de faisceau ont donc contribué à la dégradation de la zone de pompage (Fig. IV.11). Or la fraction de puissance ne recouvrant pas le mode laser participe uniquement à l'échauffement de la structure. Un filtrage spatial du faisceau permet de corriger ce problème mais la puissance de pompe après filtrage est réduite de 16% (soit 420 mW). La puissance disponible n'est alors plus suffisante pour le VECSEL bifréquence (malgré le pompage à incidence de Brewster qui permet de supprimer la réflexion du faisceau de pompe à l'interface air/semiconducteur).

Comparaison des sources de pompage. Pour conclure, nous avons pu étudier et évaluer trois nouvelles diodes de pompe pour le VECSEL bifréquence (Table IV.3). Les deux

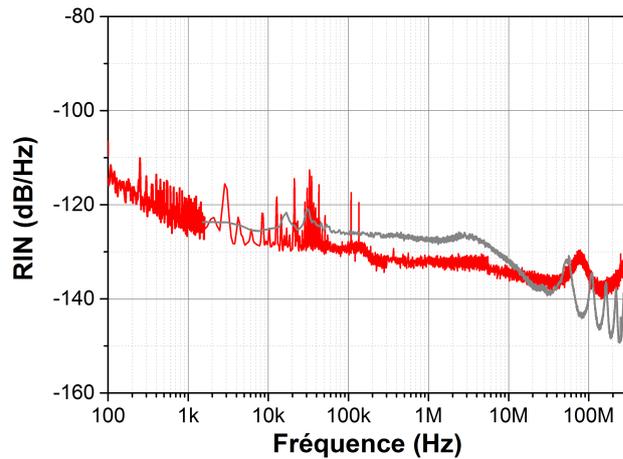
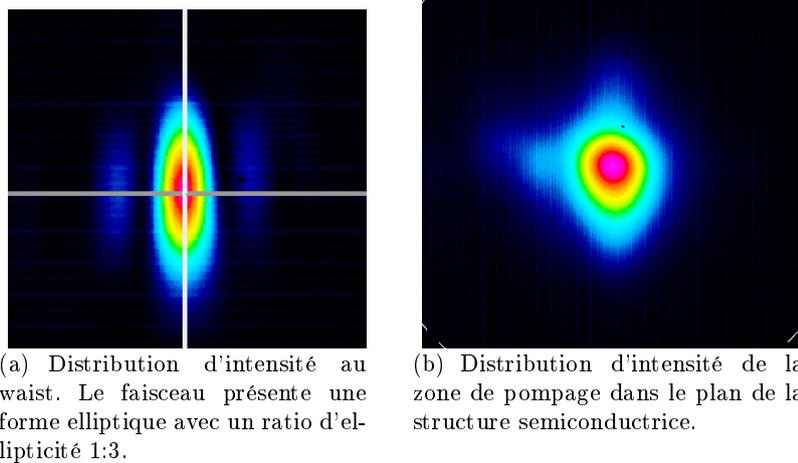


FIGURE IV.10: Bruit d'intensité de la diode à section évasée à puissance maximale comparé à celui de la diode de pompe utilisée dans le VECSEL bifréquence (mono-émetteur $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ et couplé dans une fibre multimode de diamètre $\Phi = 105 \mu\text{m}$ et d'ouverture numérique $ON = 0,22$).



(a) Distribution d'intensité au waist. Le faisceau présente une forme elliptique avec un ratio d'ellipticité 1:3.

(b) Distribution d'intensité de la zone de pompage dans le plan de la structure semiconductrice.

FIGURE IV.11: Distributions d'intensité du faisceau de la diode à section évasée à puissance maximale.

premières sources étudiées, fabriquées à partir de nouveaux types d'émetteurs, ont ainsi démontré des niveaux de bruit d'intensité très prometteurs. Ces diodes de pompe sont d'autant plus intéressantes qu'elles peuvent être directement utilisées dans le prototype du VECSEL bifréquence sans modification de celui-ci. La diode à 635 nm dont le RIN a été évalué à -142 dB/Hz permettrait une réduction de 17 dB du bruit d'intensité laser soit une contribution à la stabilité d'horloge d'environ 3×10^{-12} à 1 seconde (pour le VECSEL bifréquence à 852 nm). Enfin l'utilisation de diodes taper monomodes s'est révélée être une fausse bonne idée. Le fonctionnement quasi-monomode transverse de la source n'a pas permis d'atteindre un niveau de bruit d'intensité significativement plus bas. De plus lors de l'utilisation en conditions réelles sur un VECSEL, des problèmes d'homogénéité de la zone de pompage, à l'origine d'une réduction des performances laser, ont été mis en évidence. Cependant ces conclusions devront être reconsidérées dans l'hypothèse où de nouvelles diodes taper plus puissantes deviendraient disponibles.

Types de diodes	Fibrée	Puissance	Longueur d'onde	RIN
Mono-émetteur $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ (prototype)	oui	0,8 W	670 nm	-125 dB/Hz
Mono-émetteur $1 \times 50 \mu\text{m}^2$	oui	1,4 W	670 nm	< -130 dB/Hz
Combinaison de mono-émetteurs	oui	1,7 W	635 nm	-142 dB/Hz
Mono-émetteur à section évasée $1 \times 190 \mu\text{m}^2$	non	0,5 W	670 nm	-129 dB/Hz

TABLE IV.3: Synthèse des caractéristiques des diodes de pompe étudiées.

3.2 Amélioration des structures semiconductrices

L'amélioration des structures semiconductrices est un axe de recherche majeur pour la montée en performances du VECSEL bifréquence. Un des enjeux porte sur la fabrication de structures émettant à 895 nm afin de bénéficier des avantages que procure la raie D1 du césium comparé à la D2. Un autre point d'amélioration concerne la réduction de l'échauffement de la structure qui permettrait à la fois la montée en puissance du VECSEL et l'augmentation du gain modal. Le bruit de fréquence laser et le bruit de phase du battement bénéficieraient aussi de cette avancée étant donné qu'ils ont en partie pour origine les fluctuations thermiques de la structure induites par la pompe (cf. chapitre III, sections 3 et 4). Ainsi les deux axes d'amélioration identifiés pourraient aboutir in fine à l'amélioration de la stabilité d'horloge.

L'étude que nous présentons ici est issue de travaux menés en partenariat avec Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) ainsi que l'équipe de Mircea Guina de l'Optoelectronics Research Centre (ORC) de l'université de technologie de Tampere.

3.2.1 Conception de VECSELs à 895 nm

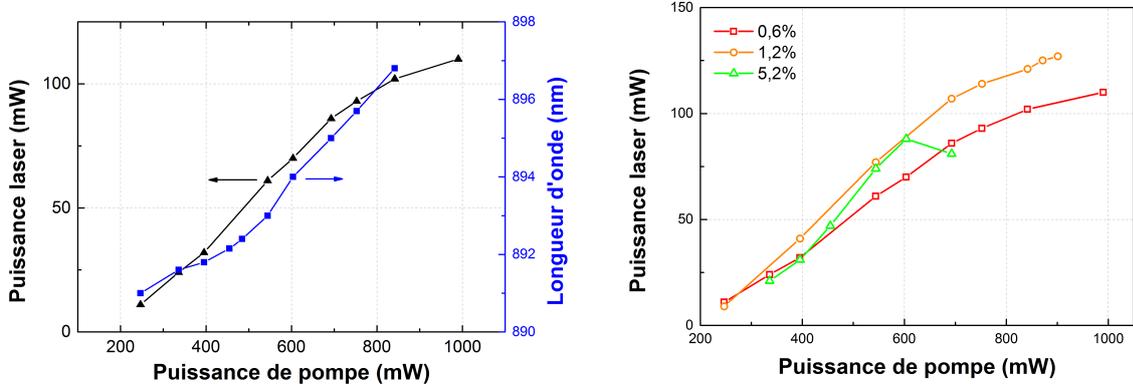
Les résultats présentés en partie 1.2 et les travaux d'étude de la raie D2 [Stähler 02, Lutwak 04] ont permis de révéler l'importance de construire la résonance CPT à partir de la transition D1. Cette amélioration semble ainsi cruciale pour atteindre des stabilités d'horloge de quelques 10^{-13} à 1 seconde.

VECSELs à 895 nm avec le LPN. Comme nous l'avons vu lors du chapitre I section I, les puits quantiques à base d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont usuellement utilisés pour fabriquer des lasers à semiconducteur (diodes laser de type DFB et VCSELs) à 895 nm [Liu 12, Gruet 13]. Nous nous sommes ainsi tournés vers le LPN pour la fabrication de structures semiconductrices pour VECSELs contenant ce type de puits quantiques. Nous avons étudié la possibilité de profiter de ce changement de puits quantiques pour changer la composition des barrières afin de déplacer la longueur d'onde de pompe dans la gamme 700 - 760 nm. Cependant les diodes de pompe à ces longueurs d'onde n'offrent pas d'avantages significatifs en terme de puissance comparées aux diodes à 670 nm que nous utilisons. Par conséquent, nous avons préféré réduire le nombre de changements apportés à la structure aux puits quantiques uniquement. De cette façon, nous avons pu profiter de l'expérience accumulée sur les structures à 852 nm et notamment sur leur processus de fabrication.

Nous avons réalisé une structure résonante à sept puits quantiques et sans antireflet dont les caractéristiques sont les transposées à 895 nm de la structure utilisée dans le prototype de VEC-

SEL bifréquence (cf. chapitre II, section 2.1). Elle possède une longueur d'onde de résonance de la microcavité de 885 nm (pour 890 nm visé) et une longueur d'onde du pic de photoluminescence de 876,5 nm (pour 877 nm visé) soit un écart photoluminescence/microcavité de 8,5 nm (pour 13 nm visé) (Table II.4).

Nous avons caractérisé cette structure dans une cavité en V identique à celle utilisée lors des caractérisations du gain modal (Fig. II.23) et fermée par un miroir de sortie plan. Les résultats sont présentés en figure IV.12(a). La puissance laser maximale mesurée est de 125 mW pour 900 mW de puissance de pompe incidente, obtenue avec un coupleur de transmission de 1,2%. L'efficacité différentielle optique/optique et la puissance de pompe au seuil sont estimées à 22% (à faible puissance) et 200 mW respectivement. La puissance laser émise est ainsi comparable à celle du VECSEL à 852 nm, tout comme l'évolution de longueur d'onde laser avec la puissance de pompe par ailleurs mesurée à environ 8,5 nm/W. L'augmentation du défaut quantique (25% au lieu de 21%) associée à celle de la longueur d'onde laser ne semble pas donc avoir eu d'effet significatif sur l'échauffement de la structure. La caractérisation du VECSEL pour différentes transmissions du miroir de sortie nous a permis d'étudier le comportement de la structure en présence de fortes pertes intracavité (Fig. IV.12(b)). Le gain modal maximal a été estimé à 6,5% soit une valeur inférieure à la structure à 852 nm du prototype (Fig. II.25) et qui ne permet pas d'utiliser cette nouvelle structure dans le VECSEL bifréquence. Cette moindre performance s'explique par le faible désaccord entre la résonance de la micro-cavité et la photoluminescence des puits quantiques et non par le changement de matériau du milieu à gain (le paramètre de gain matériau g_0 du GaAs et $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ étant quasi-identiques [Coldren 95]).



(a) Évolution de la puissance et de la longueur d'onde laser pour un coupleur de transmission 0,6%.

(b) Évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour différentes transmission du miroir de sortie.

FIGURE IV.12: Caractérisation d'un VECSEL à 895 nm réalisé à partir d'une structure semiconductrice émettant à 895 nm et fabriquée par le LPN.

En conclusion, cette étude nous a permis de valider le fonctionnement de structures semiconductrices à 895 nm avec des performances similaires aux structures à 852 nm. Aucune augmentation significative de l'échauffement de la structure n'a été observée malgré l'augmentation du défaut quantique. De plus, dans le cadre du stage de Master 2 de Yosri Ben Aicha au LCF, nous avons pu démontrer une émission bifréquence et bipolarisée dans une cavité simple contenant seulement un séparateur de polarisation en YVO_4 et un étalon. Les prochains travaux sur ce sujet devront se concentrer sur l'amélioration du processus de fabrication, afin d'obtenir une structure optimisée à fort gain modal (entre 8 et 10%), capable de fonctionner dans la cavité laser du prototype de VECSEL bifréquence.

VECSELS à 895 nm à faible résistance thermique avec l'ORC. Après avoir validé l'émission de VECSEL à 895 nm dans la section précédente, nous présentons ici des travaux préliminaires de réalisation de VECSELS combinant une longueur d'onde de 895 nm et une faible résistance thermique. La réduction des effets thermiques est en effet un paramètre déterminant pour le VECSEL et l'horloge CPT : une plus faible résistance thermique permettrait d'augmenter la puissance laser émise, d'accroître le gain modal mais aussi de réduire le bruit de fréquence optique et le bruit de phase du battement (cf. chapitre III, sections 3.2.1 et 4.2.2). Cette thématique a été longuement étudiée par le LPN et l'Institut d'Optique sur les VECSELS à 852 nm via le développement de techniques de substitution de substrat entrepris par Iryna Gozhyk [Gozhyk 14]. En parallèle, l'ORC a développé depuis plusieurs années différentes techniques de gestion de la thermique des VECSELS, démontrant des augmentations significatives de la puissance laser émise [Kantola 14, Rantamaki 14, Parrotta 16]. Nous avons ainsi confié à l'équipe de Guina la réalisation d'une structure semiconductrice adaptée à nos besoins, c'est-à-dire à une longueur d'onde de 895 nm et à faible résistance thermique. Bien que nous ayons peu d'information sur la structure que nous avons caractérisée, nous savons qu'elle a été fabriquée par épitaxie par jet moléculaire et qu'elle est composée d'une zone active résonante sans antireflet à 12 puits quantiques d' $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ répartis selon une séquence uniforme (111111111111) à chaque ventre du champ. La structure a été reportée sur une plaque de cuivre pour l'extraction de la chaleur selon un processus similaire à celui décrit dans [Rantamaki 14].

La figure IV.13 présente les résultats de caractérisation de la puissance et de la longueur d'onde de cette structure dans la cavité en V utilisée pour la structure précédente, pour un coupleur de sortie de transmission 4,5% à 895 nm. La puissance de pompe au seuil est estimée à 600 mW et l'efficacité optique/optique différentielle à 11%. La puissance laser maximale, mesurée à 215 mW, est limitée par la puissance de pompe disponible (3,1 W). Aucun phénomène d'inversion thermique de la puissance n'a pu être observé. En revanche, la puissance laser obtenue au regard de la puissance de pompe disponible est faible. L'efficacité optique/optique différentielle n'est ainsi que de 7% au lieu 12% pour le VECSEL à 895 nm étudié précédemment (Fig. IV.12). Nous pensons ainsi que les performances du VECSEL sont limitées par les pertes provoquées par les défauts internes de la structure apparus lors du processus de fabrication. Néanmoins, nous avons pu obtenir un effet laser avec un miroir de sortie de transmission 9,5%. Ainsi, malgré des pertes internes importantes, le gain de cette structure est supérieur à celui de la structure à 852 nm du prototype (cf. chapitre II, section 2.2.3) grâce à l'ajout de puits quantiques supplémentaires et à sa faible résistance thermique (cf. chapitre II, section 2.2.4).

Nous nous sommes intéressés ensuite à l'évolution de la longueur d'onde afin d'estimer la résistance thermique de la structure grâce à la formule :

$$R_{th} = \frac{(\partial\lambda/\partial P_p)}{(\partial\lambda/\partial T)}. \quad (\text{IV.6})$$

Le paramètre $(\partial\lambda/\partial P_p)$ correspond à la pente d'évolution mesurée à 1,9 nm/W_{inc} (Fig. IV.13). $\partial\lambda/\partial T$ est mesuré à environ 0,17 nm/K. Nous en déduisons une résistance thermique de 11 K/W_{inc} au-dessus du seuil, à comparer à la valeur de 73 K/W_{inc} des structures sur substrat de GaAs.

Pour finir, ces travaux préliminaires ont permis de montrer le potentiel de la technique de report de substrat mis en place par l'ORC pour réduire l'échauffement et assurer une montée en puissance du VECSEL. Une puissance quasiment deux fois supérieure à la structure à 895 nm sur substrat de GaAs a ainsi été démontrée mais au prix d'une puissance de pompe trois fois plus élevée. Nous pensons que ces résultats sont loin d'être optimisés. L'augmentation de la puissance de pompe au seuil ne s'explique pas uniquement par l'augmentation du nombre

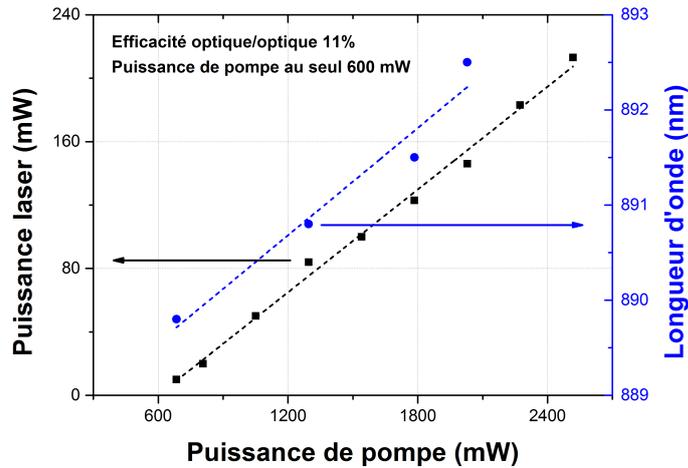


FIGURE IV.13: Caractérisation d'une structure semiconductrice à 895 nm reportée sur un substrat à haute conductivité thermique. La structure semiconductrice a été conçue et fabriquée par l'ORC de Tampere.

de puits quantiques mais par la présence de pertes internes dans la structure probablement apparues lors du processus de fabrication de celle-ci. Des essais supplémentaires permettraient de réduire leur apparition. Enfin il nous semble que les caractéristiques de la zone active ne soient pas optimisées pour nos besoins. Le nombre de puits quantiques est trop important et leur disposition n'est pas optimisée. Nous pensons qu'avec un nombre de puits quantiques compris entre 7 et 10, mieux disposés dans la zone active, nous pourrions atteindre des niveaux de puissance au moins deux fois plus élevés et surtout de meilleures performances à faible puissance de pompe, compatibles avec le prototype de VECSEL bifréquence. Une fois intégré au VECSEL bifréquence, nous pourrions bénéficier des meilleures propriétés de la raie D1 pour le piégeage cohérent d'atomes ainsi que d'une réduction d'un facteur 50 (17 dB) du bruit de phase du battement induit par les effets thermiques.

3.2.2 Étude de faisabilité d'un VECSEL bifréquence refroidi par un diamant intracavité

Dans cette partie nous nous sommes intéressés à la faisabilité d'un VECSEL bifréquence dont la structure est refroidie par un diamant collé à la surface de celle-ci. Cette technique, bien qu'elle soit la plus efficace pour l'extraction de la chaleur générée la pompe (cf. chapitre I, section 2.3.3), est susceptible de poser des difficultés lorsqu'elle est appliquée à un VECSEL bifréquence et bipolarisé. En effet l'ajout d'un composant intracavité est susceptible de perturber le bon fonctionnement du laser. Nous avons ainsi identifié les problèmes suivants :

- La présence d'un élément d'indice élevé à l'interface avec le semiconducteur (l'indice de réfraction de diamant est de 2,4), fait mécaniquement baissé l'amplitude du facteur d'amplification lié à la résonance de la micro-cavité (cf. chapitre II, section 2.2.1) et donc le gain modal.
- L'effet Fabry-Perot parasite induit par le diamant peut empêcher le fonctionnement monofréquence sur chaque mode polarisé et compliquer l'accordabilité en longueur d'onde.
- La (faible) biréfringence du diamant est capable de modifier les états de polarisation des modes [van Loon 06] et donc de générer des pertes optiques importantes.

Nous avons étudié ces différents points via la caractérisation d'un VECSEL basé sur une structure semiconductrice à 852 nm fabriquée par le LPN, similaire à celle du prototype (cf. cha-

pitre II, section 2.1), et sur laquelle l'ORC a collé une lame en diamant prismatique (quelques degrés d'angle) de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et traitée antireflet à la longueur d'onde laser. L'ensemble est maintenu dans une monture réalisée par l'ORC (Fig. IV.14). Le refroidissement du diamant et de sa monture est assuré par un circuit d'eau passant dans la monture. Nous tâcherons de démontrer par cette étude que la réalisation d'un VECSEL bifréquence refroidi par diamant est possible et constitue une perspective intéressante d'évolution.



(a) Photographie de la face avant de la monture. La zone où apparaît le diamant collé à la structure est recouverte par un scotch de protection.



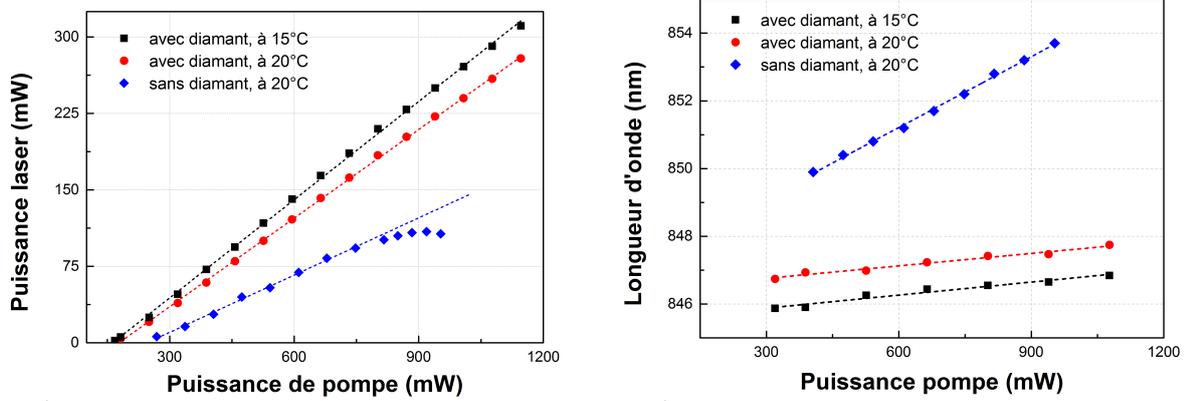
(b) Photographie de la face arrière de la monture.

FIGURE IV.14: Photographies de la monture assemblée par l'ORC pour maintenir le diamant collé à la structure. Le diamètre externe de la monture est de 50 mm et l'ouverture utile sur la structure est de 2 mm de diamètre. Un système de refroidissement par eau a été intégré pour évacuer la chaleur. Crédits : Tomi Leinonen, ORC.

Réduction des effets thermiques et montée en puissance. Dans un premier temps, nous avons comparé les performances de la structure refroidie par diamant avec la même structure sans diamant, refroidie via son substrat de GaAs. La figure IV.15(a) présente l'évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe absorbée par la zone active pour ces deux types de structures, mesurée pour un VECSEL de référence (cavité linéaire de longueur 50 mm, coupleur de transmission 0,5%). Avec le VECSEL refroidi par diamant, nous avons pu extraire une puissance laser maximale de 310 mW (contre 110 mW pour la structure sur GaAs) limitée uniquement par la puissance de pompe disponible (1,1 W). Dans la gamme de puissance de pompe explorée, aucune baisse de puissance liée à un phénomène de saturation thermique n'a été observée. La différence mesurée à 20°C entre les puissances de pompe au seuil (180 mW au lieu de 240 mW) et entre les efficacités optique/optique (30% au lieu de 19%) s'explique par la transmission à l'interface avec la structure qui est de 95% pour la structure refroidie par diamant et de seulement 65% sans le diamant (les puissances de pompe correspondent aux puissances incidentes sur la structure). Nous en concluons par ailleurs que le diamant ne contribue pas significativement aux pertes de la cavité.

En complément de ces mesures de puissance, nous avons étudié l'évolution de la longueur d'onde pour plusieurs températures de refroidissement (Fig. IV.15(b)) afin d'estimer la résistance thermique de la structure à partir de la formule IV.6. Ces mesures montrent tout d'abord une réduction d'environ 3 nm de la longueur d'onde au seuil du VECSEL refroidi par diamant grâce justement à la réduction de l'échauffement. Nous déduisons ensuite un coefficient d'évolution de longueur d'onde avec la puissance de pompe de $\partial\lambda/\partial P_p = 1,2\ \text{nm}/\text{W}_{inc}$ et une sensibilité à la température de $\partial\lambda/\partial T = 0,17\ \text{nm}/\text{K}$, soit une résistance thermique de $7\ \text{K}/\text{W}_{inc}$

(au-dessus du seuil). La résistance thermique est ainsi plus de 10 fois plus faible comparée aux structures refroidies via leur substrat de GaAs. Par conséquent, le bruit de fréquence induits par les effets thermiques pourrait être réduit d'un facteur 100 grâce à l'utilisation de cette structure (cf. chapitre III, section 3.2.1).



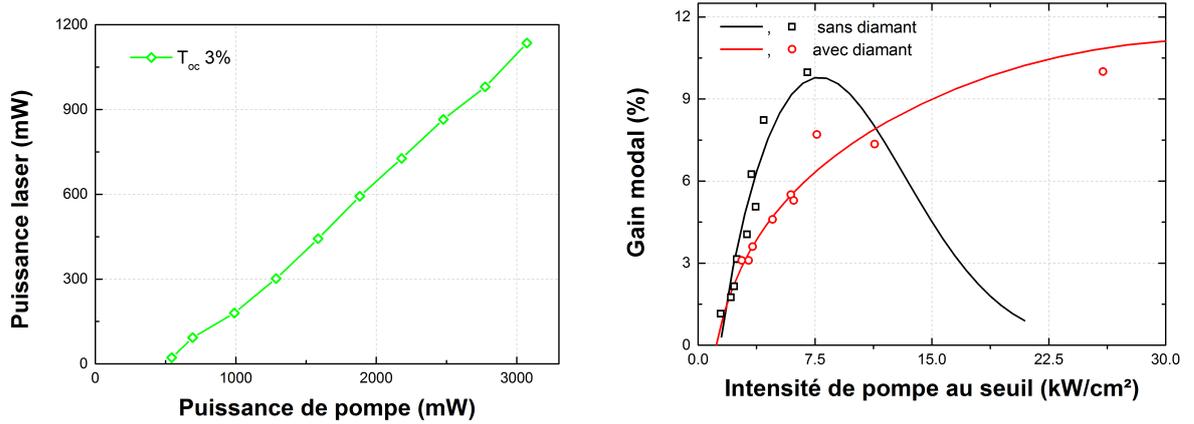
(a) Évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour le VECSEL contenant la même structure montée ou non sur diamant.

(b) Évolution de la longueur d'onde laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour le VECSEL monté sur diamant.

FIGURE IV.15: Caractérisation d'une structure semiconductrice à 852 nm montée sur un radiateur intracavité en diamant. La cavité utilisée est linéaire, de 50 mm de long environ. Le miroir de sortie est un miroir concave de rayon de courbure 50 mm et de transmission $T_{OC} = 0,5\%$ à 852 nm. Le rayon du faisceau de pompe sur la structure est de $40 \mu\text{m}$.

Mesure du gain modal. Après avoir estimé la résistance thermique, nous avons simulé et caractérisé expérimentalement le gain modal de la structure de façon complète et selon la démarche décrite dans le chapitre II, section 2.2.3. L'évolution de la puissance laser avec la puissance de pompe pour différentes transmissions du miroir de sortie est ainsi utilisée pour déduire la puissance de pompe au seuil correspondante puis construire la courbe d'évolution du gain modal (Fig. IV.16(b)). Lors de ces mesures, une puissance laser maximale de 1,14 W a été obtenue, limitée par la puissance de pompe disponible (3,1 W), a été obtenu pour un coupleur de transmission 3% IV.16(a). Si les simulations indiquent bien que le gain modal diminue sous l'effet de la réduction de l'amplitude de la résonance de la microcavité par rapport à celui de la même structure sans diamant à faible intensité, elles montrent que cette baisse est compensée à haute puissance de pompe grâce à la plus faible température de la structure. En effet, nous savons que l'échauffement contribue à diminuer le gain matériau g_0 via le paramètre K_{th} (Éq. II.32) et le recouvrement spectral des paramètres du gain du modal quantifié par le facteur K_{sp} (Éq. II.31). Par conséquent et contrairement à la structure sur GaAs, la structure refroidie par diamant ne souffre pas autant de ces phénomènes : elle conserve un gain matériau élevé et un bon recouvrement spectral du gain modal sur une plus grande plage de puissance de pompe, ce qui explique le niveau de gain modal de 10% mesuré à 25 kW/cm^2 d'intensité de pompe (soit 2,35 W de puissance de pompe dans nos conditions expérimentales). Le gain disponible est donc largement suffisant pour compenser les pertes optiques de la cavité du VECSEL bifréquence estimées en 4% et 5%. Néanmoins, cela suppose d'augmenter la puissance de pompe disponible pour le VECSEL bifréquence. Nous pourrions alors envisager, pour de futures réalisations, d'augmenter le nombre de puits quantiques afin de bénéficier d'un gain modal plus important à faible puissance de pompe (cf. chapitre II, section 2.2.4).

Étude du fonctionnement monofréquence. Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence du diamant sur le spectre optique du VECSEL. Généralement, l'ajout d'un diamant



(a) Évolution de la puissance laser en fonction la puissance de pompe mesurée avec un miroir de sortie de transmission $T_{OC} = 3\%$.

(b) Évolution du gain modal de la structure Gas747 avec et sans diamant en fonction de la puissance de pompe au seuil.

FIGURE IV.16: Caractérisation du gain modal du VECSEL contenant un radiateur intracavité en diamant.

Rayon de waist du faisceau de pompe ω_p	42 μm
Angle d'incidence de la pompe sur la structure θ_p	35°
Facteur de recouvrement transverse Γ_{xy}	0,57
Absorption de la pompe A_p	90%
Coefficient de transmission du faisceau de pompe à l'interface air/semiconducteur T_{SC}	95% (diamant) ; 65% (sans diamant)
Température de refroidissement du substrat T_{sub}	16 °C
Résistance thermique en dessous du seuil	7 K/W _{inc} (diamant) ; 73 K/W _{inc} (sans diamant)
Amplitude du facteur de résonance de la microcavité	2,7 (diamant) ; 6,5 (sans diamant)
Paramètre de gain g_0	2600 cm ⁻¹
Température caractéristique de décroissance du gain T_{gain}	130 K
Intensité à la transparence I_{tr}	120 W/cm ²
Décalage entre le pic de photoluminescence des puits quantiques et la résonance de la micro-cavité $\Delta\lambda_{Photolum/\mu cav}$	10 nm
Paramètre de décalage photoluminescence/gain δ_{gain}	1,009 (diamant) ; 1,01 (sans diamant)

TABLE IV.4: Tableau résumant les principaux paramètres utilisés pour la simulation du gain modal de la structure refroidie par diamant intracavité.

intracavité empêche d'obtenir un fonctionnement monofréquence à cause de l'effet Fabry-Perot induit par le cristal. Cet effet parasite peut être cependant affaibli par l'utilisation d'une lame en diamant prismatique traitée antireflet, ce qui est le cas dans nos expériences. Combiné à l'ajout d'éléments sélectifs spectralement à l'intérieur de la cavité (comme des lames étalons), des VECSELs monofréquences de puissance ont ainsi été démontrés [Kantola 14]. Toutefois, le filtrage spectral induit par le diamant subsiste en général : il peut alors restreindre l'accor-

dabilité des fréquences optiques du laser à certaines plages. Pour contourner ce problème, on peut une nouvelle fois exploiter la géométrie prismatique du diamant. En déplaçant le point de fonctionnement du VECSEL à la surface, on peut décaler les résonances Fabry-Perot du diamant et donc les plages de longueur d'onde filtrées par ce dernier.

Nous avons donc cherché à démontrer un fonctionnement monofréquence du VECSEL. Sans élément intracavité et à faible puissance de pompe, le spectre du VECSEL est composé de un ou plusieurs pics correspondant à chaque pic de transmission associé à l'effet Fabry-Perot parasite dans le diamant (Fig. IV.17). À forte puissance de pompe, le spectre s'élargit sur une plage typique de 1 à 2 nm sur laquelle on arrive à distinguer des modulations à chaque pic de transmission du diamant. Pour rendre le VECSEL monofréquence nous avons donc ajouté un étalon de silice d'épaisseur $50 \mu\text{m}$ dans la cavité (Fig. IV.18). Cependant, les différentes tentatives se sont révélées infructueuses à cause du système de refroidissement du diamant. En effet, le flux d'eau dans la monture génère des vibrations importantes qui perturbent l'installation du régime monofréquence, et ce malgré les précautions prises pour isoler la cavité des perturbations extérieures. En revanche, en coupant le circuit d'eau, nous avons observé une oscillation laser sur un seul mode longitudinal pendant plusieurs dizaines de secondes, durée avant laquelle l'échauffement de la structure commence à perturber la cavité. Le refroidissement direct de la monture par eau n'est donc pas envisageable pour conserver un fonctionnement monofréquence sur chaque mode polarisé. Étant donné les niveaux typiques de puissances de pompe ($\approx 1 \text{ W}$), il est prévu d'utiliser pour les futurs essais un refroidissement par effet Peltier de la monture. Dans ce cas uniquement, nous pensons pouvoir obtenir un régime monofréquence stable du VECSEL refroidi par diamant.

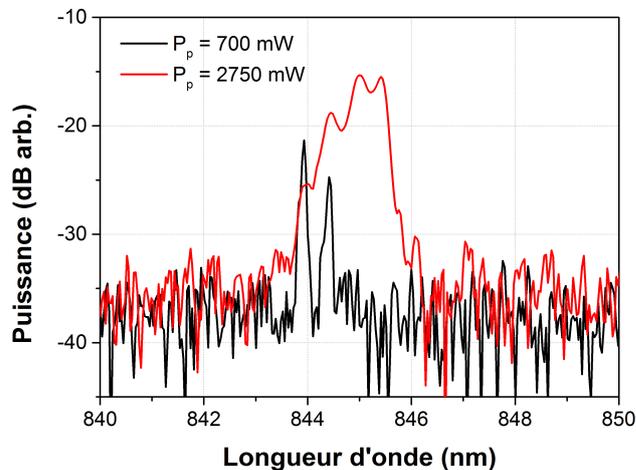


FIGURE IV.17: Spectre du VECSEL refroidi par diamant mesuré en l'absence d'élément dans la cavité externe. Les pics et modulations contenus dans le spectre sont la marque des maxima de transmission induits par l'effet Fabry-Perot du diamant.

Biréfringence du diamant et impact sur le fonctionnement bipolarisé de la cavité.

Pour finir, nous avons étudié les effets du diamant intracavité sur l'émission bipolarisée d'une cavité. Nous nous attendons en effet à ce que la biréfringence du diamant provoque une déformation de l'état de polarisation des modes lors de sa traversée et donc des pertes optiques importantes [van Loon 06]. Il est possible que les pertes puissent empêcher un effet laser de se produire sur une polarisation ce qu'il nous faudra vérifier.

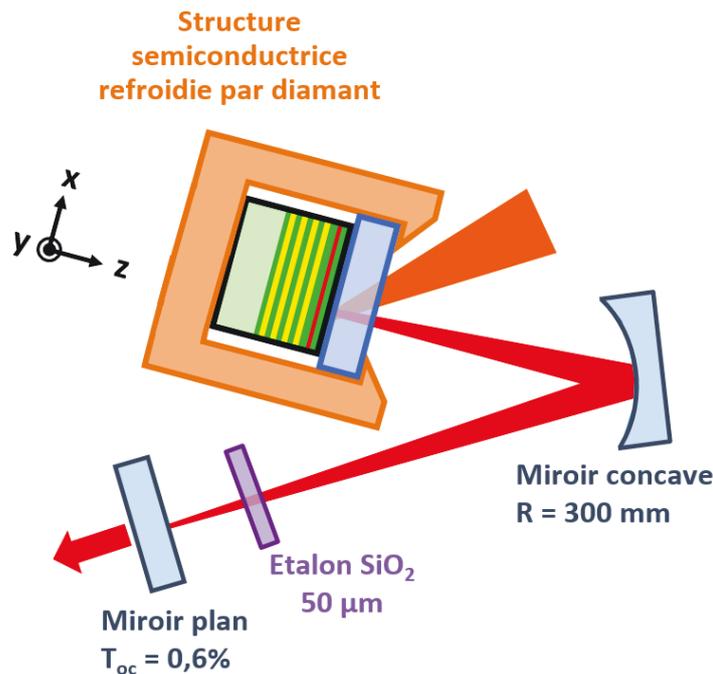
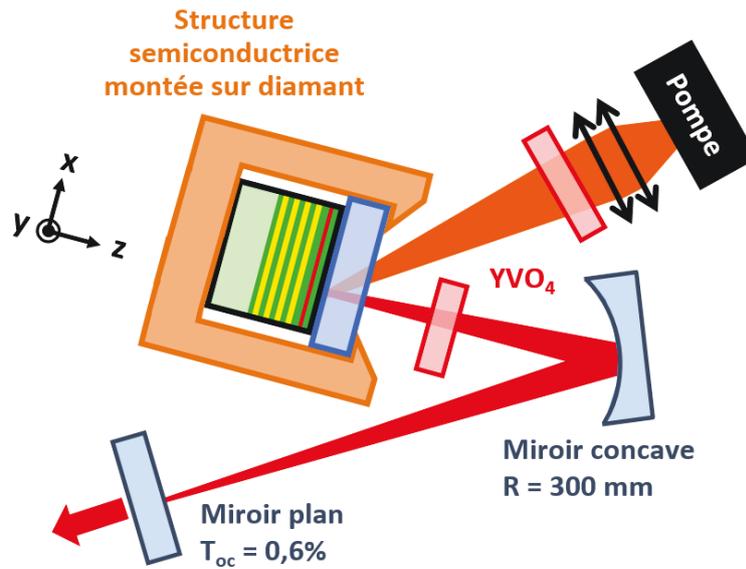


FIGURE IV.18: Montage utilisé pour étudier le fonctionnement monofréquence du VECSEL refroidi par un diamant intracavité.

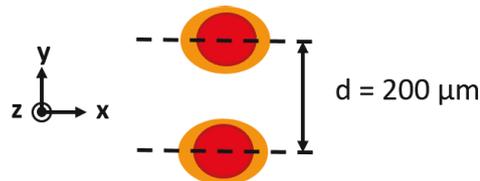
Nous avons réalisé cette étude en faisant fonctionner le VECSEL en régime bipolarisé grâce à l'insertion d'un séparateur de polarisation en YVO_4 d'épaisseur 2 mm à l'intérieur de la cavité, entre la structure et le miroir concave (Fig. IV.19(a)). La séparation induite par le cristal étant de $200 \mu\text{m}$, il a fallu adapter la zone de pompage en conséquence en ajoutant un cristal identique d' YVO_4 entre le doublet de focalisation de la pompe et la structure (Fig. IV.19). L'inclinaison du faisceau de pompe par rapport à la structure nous oblige à réaliser une séparation verticale des faisceaux de sorte à conserver un écart identique entre les deux zones de pompage et les deux modes laser.

Les résultats des caractérisations en puissance du VECSEL, présentés en figure IV.20 montrent qu'un maximum de puissance de 265 mW, limité par la puissance de pompe disponible (2,8 W), a été atteint en fonctionnement bipolarisé, dont 160 mW polarisé selon la polarisation ordinaire fixée par le cristal biréfringent ($\parallel x$) et 105 mW selon la polarisation extraordinaire ($\parallel y$). Bien que ces niveaux de puissance soient inédits, la comparaison avec la caractéristique en puissance obtenue en pompage classique mono-spot et avec la cavité vide (Fig. IV.20(a)) révèle une chute très importante de l'efficacité optique/optique et une augmentation de la puissance de pompe au seuil caractéristique de l'apparition de pertes supplémentaires dans la cavité.

Pour étudier l'origine de celles-ci, nous avons analysé l'évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe par spot à chaque modification apportée à la cavité du VECSEL IV.20(b). Afin d'éclaircir l'impact du pompage double-spot sur les performances laser, nous avons notamment caractérisé la puissance lorsque la structure est pompée en double-spot tandis que le VECSEL fonctionne sans élément intracavité et à partir d'un seul de ces spots. La comparaison des mesures obtenues en pompage mono-spot puis double-spot révèle une chute importante de l'efficacité optique (baisse de 30% à 16%) qui est donc uniquement due à la technique de pompage utilisée. Une baisse similaire, mais moins significative, est observée avec l'ajout de la lame YVO_4 intracavité et en fonctionnement bipolarisé. L'origine de cette der-



(a) Vue de dessus du montage utilisé.



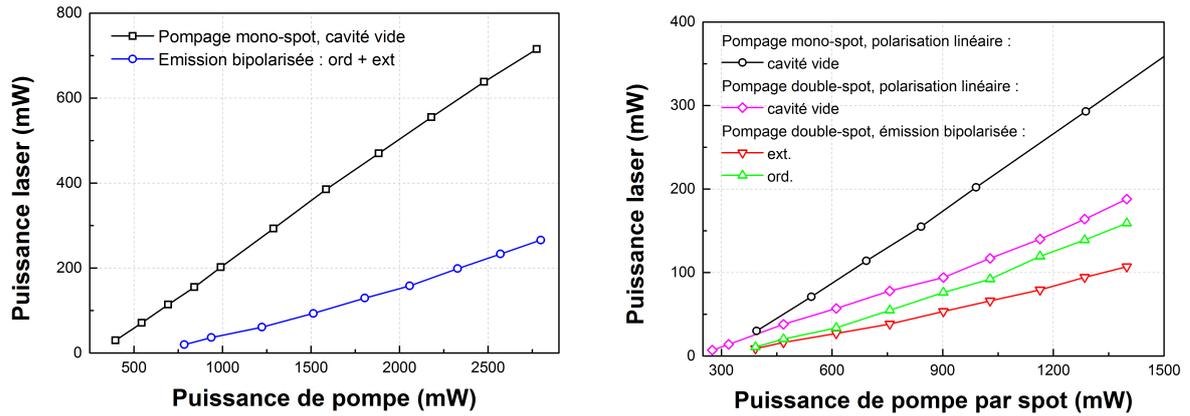
(b) Profil des faisceaux de pompe et laser au niveau de la structure semiconductrice.

FIGURE IV.19: Schéma du montage utilisé pour démontrer le fonctionnement bipolarisé du VECSEL refroidi par diamant.

nière chute de performance réside probablement dans les pertes par réflexion aux interfaces du séparateur de polarisation et/ou la biréfringence du diamant, sans que l'on puisse différencier ces deux contributions. De ces comparaisons, nous concluons que le pompage double-spot est responsable en grande partie de la réduction des performances du VECSEL.

Nous avons identifié deux sources potentielles de pertes associées au pompage double-spot. Un désalignement des faisceaux de pompe et des modes laser est envisageable à cause d'un écart dans les distances de séparation des faisceaux ou bien d'un décalage des directions de séparation. Mais la cause privilégiée est la dégradation du profil du faisceau de pompe liée à l'ajout de la lame d'YVO₄ dans la partie convergente du faisceau. L'analyse des profils de faisceau au waist montre ainsi un décalage longitudinal de la position des waists ayant pour origine la biréfringence du cristal. Le réglage au "meilleur foyer" se traduit par un agrandissement du diamètre de presque 10% (Fig. IV.21). Cette modification a donc un effet direct sur la puissance de pompe au seuil (réduction de l'intensité de pompage à puissance égale) et l'efficacité optique/optique (moins bon recouvrement spatial pompe/laser).

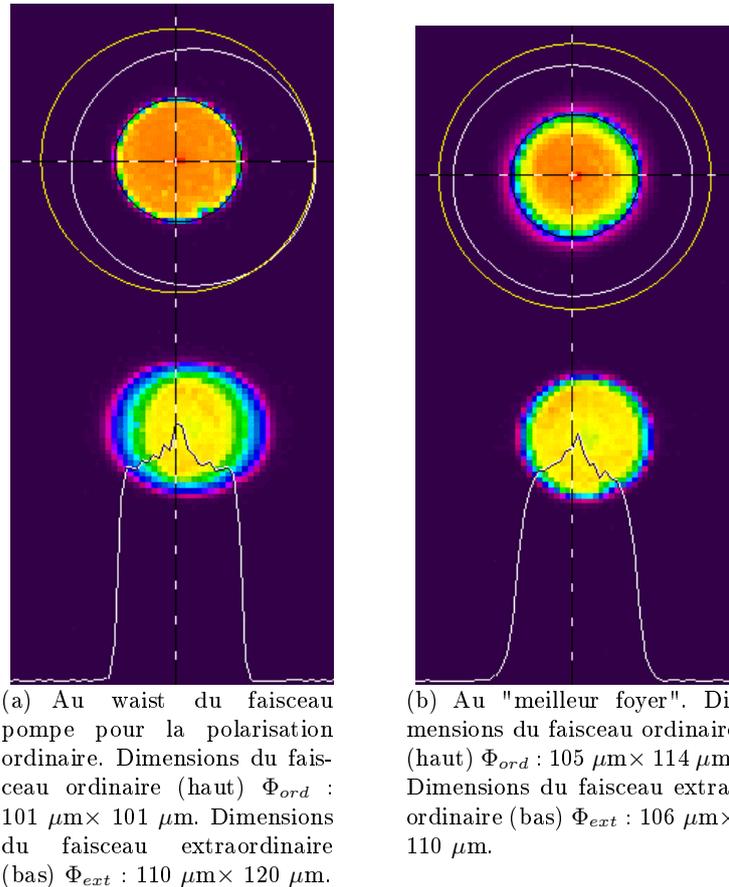
Enfin, et malgré les nombreux réglages disponibles, il n'a pas été possible d'équilibrer la distribution des puissances entre les modes polarisés. Nous pensons que la biréfringence du diamant est à l'origine de cette différence.



(a) Évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour le VECSEL refroidi par diamant en fonctionnement classique (cavité vide) et en fonctionnement bipolarisé.

(b) Évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe par spot de pompe.

FIGURE IV.20: Caractérisation du fonctionnement bipolarisé du VECSEL monté sur un radiateur diamant.



(a) Au waist du faisceau pompe pour la polarisation ordinaire. Dimensions du faisceau ordinaire (haut) Φ_{ord} : $101 \mu\text{m} \times 101 \mu\text{m}$. Dimensions du faisceau extraordinaire (bas) Φ_{ext} : $110 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$.

(b) Au "meilleur foyer". Dimensions du faisceau ordinaire (haut) Φ_{ord} : $105 \mu\text{m} \times 114 \mu\text{m}$. Dimensions du faisceau extraordinaire (bas) Φ_{ext} : $106 \mu\text{m} \times 110 \mu\text{m}$.

FIGURE IV.21: Distribution d'intensité des faisceaux de pompe au waist obtenus par ajout d'un cristal d' YVO_4 de 2 mm d'épaisseur. La distance de séparation est estimée à $214 \mu\text{m}$.

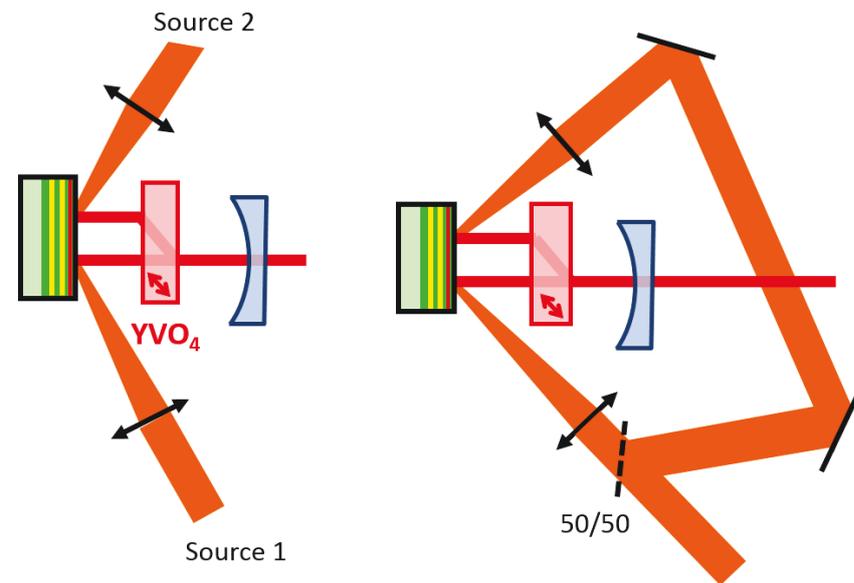
Architecture de VECSEL bifréquence à double spot.

En plus de l'étude de l'impact du diamant sur l'émission bipolarisée, cette étude expé-

rimentale a été l'occasion d'essayer une nouvelle architecture de VECSEL bifréquence à double spot. Cette proposition d'architecture est inspirée des travaux de Rolland et ses collègues appliqués aux lasers à cristaux [Rolland 11]. Elle consiste à séparer la pompe en deux voies et à faire correspondre chacun des deux waists de pompe ainsi générés avec les waists de la cavité laser bipolarisée. De cette manière, il est possible d'accroître la distance de séparation des deux modes polarisés. Or, nous savons que le fort recouvrement entre les modes laser inhérent à la configuration de pompage elliptique qui est choisie dans la prototype, est à l'origine d'un excès de bruit d'intensité laser (cf. chapitre III, section 2.2) mais aussi de l'anti-corrélation des fluctuations de puissance (cf. chapitre III, section 2.4). Adopter une architecture à double spot et à grande séparation permettrait de corriger ces défauts que l'on retrouve dans le prototype du VECSEL bifréquence.

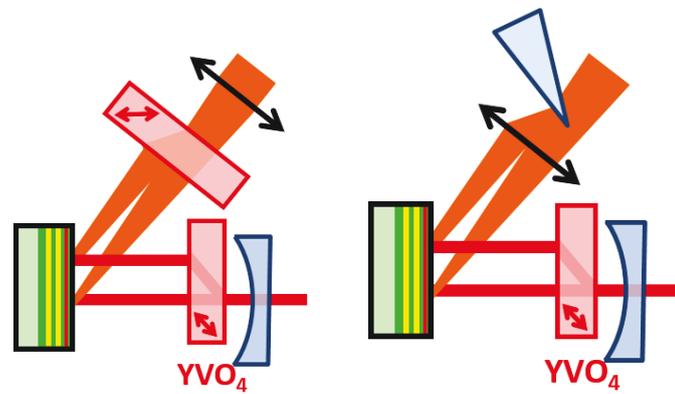
Il existe plusieurs manières de créer deux spots de pompe (Fig. IV.22) mais celle utilisant un séparateur de polarisation est la plus simple et la plus compacte à mettre en place. Elle présente cependant un inconvénient majeur dans notre situation puisqu'elle ne convient pas aux configurations où l'angle d'incidence du faisceau de pompe par rapport à la structure est important à cause du fort coefficient de réflexion du faisceau dont la polarisation est dans le plan d'incidence.

Bilan. Pour conclure cette étude de cas, nous avons démontré que l'utilisation d'un diamant intracavité pour refroidir la structure n'est pas incompatible avec la réalisation d'un VECSEL bifréquence. En effet nous avons montré que le gain modal est suffisant pour compenser les pertes liées aux éléments d'une cavité bifréquence. Le fonctionnement monofréquence a pu être démontré à de courtes échelles de temps (quelques dizaines de secondes). Enfin, si nous n'avons pas pu quantifier précisément les pertes induites sur les modes polarisés par la biréfringence du diamant, nous pouvons conclure que celles-ci restent raisonnables et n'empêchent pas un fonctionnement bipolarisé de la cavité. La prochaine étape de ces travaux consisterait à ajouter simultanément dans la cavité un étalon et un séparateur de polarisation en YVO_4 afin d'obtenir une émission bipolarisée et bifréquence stable. Grâce aux avantages du refroidissement par diamant intracavité, nous espérons que ces travaux aboutiront à la réalisation d'un VECSEL bifréquence de puissance (jusqu'à 100 mW par modes polarisés) qui pourra être une alternative intéressante au prototype de VECSEL à 852 nm actuellement utilisé.



(a) À partir de deux sources indépendantes de pompage.

(b) À partir d'une unique source de pompe séparée en deux voies par une lame semi-réfléchissante citeLink2015.



(c) À partir d'une unique source de pompe séparée en deux voies par un séparateur de polarisation [Rolland 11].

(d) À partir d'une unique source de pompe séparée en deux voies par un prisme [Czarny 04].

FIGURE IV.22: Différents exemples pour obtenir un pompage double-spot.

4 Conclusion

En conclusion, nous avons présenté dans ce chapitre la première démonstration de piégeage cohérent d'atomes de césium en cellule avec un VECSEL bifréquence. Nous avons étudié les caractéristiques de la résonance CPT (rapport signal à bruit, contraste, largeur spectrale) afin d'en déduire une stabilité relative de fréquence. Puisque les mesures sont limitées par les conditions expérimentales, nous nous sommes intéressés aux contributions des différents bruits laser à la stabilité de l'horloge. Nous avons ainsi démontré que, parmi les trois bruits principaux identifiés, le bruit d'intensité constitue la contribution majoritaire et limiterait la stabilité d'horloge à un niveau de $1,8 \times 10^{-11}$ à 1 seconde. Ce résultat, deux ordres de grandeur au-dessus des prototypes d'horloges CPT actuels, est en partie dû au faible ratio contraste/largeur de résonance $C/\delta\nu_{1/2}$. Basé sur les travaux de Lutwak [Lutwak 04], nous avons extrapolé une stabilité d'horloge atteignable avec un laser bifréquence à 895 nm de 5×10^{-12} à 1 seconde.

Dans la dernière section de ce chapitre, nous avons présenté plusieurs pistes d'amélioration du VECSEL bifréquence pouvant conduire à une réduction de la contribution laser à la stabilité d'horloge. Tout d'abord, nous avons présenté différentes méthodes de diminution du bruit d'intensité laser ou de son impact sur l'horloge. Ces propositions font appel à des changements de diodes de pompe ou des méthodes actives de réduction du bruit d'intensité laser. Dans un second temps, nous avons présenté différents travaux en cours sur l'amélioration des structures semiconductrices menés en partenariat avec le LPN et l'ORC. Ils ont abouti à la fabrication de deux VECSELS à 895 nm, l'un basé sur une structure directement inspirée de celles à 852 nm, et l'autre sur un nouveau type de structure à faible résistance thermique. Nous avons ensuite démontré la faisabilité d'un VECSEL bifréquence utilisant un diamant intracavité pour le refroidissement de la structure. Ces différentes propositions nous permettraient d'aboutir à la réalisation de VECSELS à 895 nm à la fois plus puissants et moins bruités, grâce notamment à la réduction des effets thermiques.

Les perspectives d'améliorations du VECSEL bifréquence sont donc très encourageantes et nous espérons voir se concrétiser certaines d'entre elles à très court-terme. Ainsi nous avons actuellement tous les éléments pour changer de diode de pompe et mettre en place la boucle d'asservissement de la puissance laser. Grâce à ces modifications, nous visons un bruit d'intensité laser de -130 dB/Hz. Enfin, comme les résultats semblent l'indiquer, nous sommes convaincus que la prochaine campagne de croissance de structures menée avec le LPN aboutira à la fabrication d'une structure semiconductrice à 895 nm à fort gain modal que nous pourrions directement intégrer au prototype. Dans le cadre de ces prévisions, la stabilité relative de fréquence de l'horloge pourra être réduite à un niveau proche de l'état de l'art (cf. chapitre I, section 1.5.4) d'environ 5×10^{-13} à 1 seconde.

Conclusion et perspectives

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons étudié et caractérisé un VECSEL à émission bifréquence à 852 nm afin d'estimer son potentiel pour une utilisation dans une horloge atomique à piégeage cohérent d'atomes de césium.

Dans le chapitre 1, nous avons présenté un état de l'art des horloges atomiques à piégeage cohérent de population (CPT) ainsi que des systèmes laser utilisés pour celles-ci. Nous avons ensuite détaillé le principe de fonctionnement puis les caractéristiques des lasers bifréquences d'une part et des lasers à semiconducteur pompés optiquement d'autre part.

Au cours du chapitre 2, nous avons étudié les différents éléments de la cavité et déduit les propriétés du laser du point de vue de l'accordabilité en fréquence des modes. Nous avons notamment démontré l'utilité d'un étalon biréfringent, à la place des étalons classiques isotropes, pour ajuster la différence de fréquence du laser à 9,19 GHz. Nous avons ensuite présenté les caractéristiques de la structure semiconductrice utilisée, puis modélisé et caractérisé son gain modal. Un gain modal maximum de 9% a été mesuré, permettant ainsi de compenser aisément les pertes de la cavité bifréquence estimées entre 4% et 5%. De plus, nous avons justifié que les structures fabriquées (structures résonantes à 7 puits quantiques) sont les meilleures (sans gestion de la thermique) pour obtenir du gain à faible puissance de pompe, en particulier par rapport à des structures anti-résonantes et/ou avec plus de puits quantiques. Pour finir nous avons établi une première caractérisation des propriétés de base du prototype de VECSEL bifréquence (puissance, spectre optique et spectre radiofréquence) afin de vérifier son bon fonctionnement à une longueur d'onde de 852 nm avec une différence de fréquence de 9,2 GHz.

Dans le chapitre 3, nous avons présenté les deux asservissements mis en place sur le VECSEL afin de stabiliser la fréquence du mode ordinaire sur une transition hyperfine de l'atome de césium et la différence de fréquence du laser sur la fréquence délivrée par un oscillateur local grâce à une boucle à verrouillage de phase optique. En nous appuyant sur les travaux décrits dans la littérature sur le sujet, nous avons réalisé une étude approfondie des bruits du laser, à savoir le bruit d'intensité laser, le bruit de fréquence optique et enfin le bruit de phase du signal de battement. Le bruit d'intensité du laser a été mesuré à un niveau de -112 dB/Hz à basse fréquence ($f < 100$ kHz), et a pour origine le transfert du bruit d'intensité de la diode de pompe via la population des porteurs excités. Le bruit de fréquence optique est limité par des vibrations mécaniques de la cavité et des effets thermiques dans le semiconducteur induits par la diode de pompe. La largeur de raie des modes optiques a pu être mesurée à environ 500 kHz à 1 ms de temps d'intégration, par intégration numérique du bruit de fréquence et par battement hétérodyne avec une diode laser en cavité étendue de référence. Enfin le bruit de phase du signal de battement a été caractérisé lorsque la différence de fréquence est asservie ou non à l'oscillateur local. Grâce à l'étude théorique de ce bruit, nous avons déterminé que le bruit de phase en fonctionnement libre résulte des fluctuations non-corrélées de fréquence

induits par la diode de pompe. Cette contribution est en effet très importante dans le VECSEL bifréquence à cause de la résistance thermique élevée de la structure semiconductrice. Une fois l'asservissement enclenché, le bruit de phase corrigé est mesuré à un niveau de $-105 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 100 Hz et $-90 \text{ dBrad}^2/\text{Hz}$ à 100 kHz. Ce niveau est limité par le gain à haute fréquence du correcteur de la boucle d'asservissement. Ces travaux nous ont ainsi permis de mettre en évidence l'impact majeur du bruit d'intensité de la pompe sur ces trois bruits. Par ailleurs, nous avons étudié la corrélation des bruits d'intensité et de fréquence du VECSEL bifréquence. Nous avons mis en évidence un fonctionnement anti-corrélé des fluctuations de puissance provoqué par le recouvrement spatial des modes polarisés de la cavité dans le milieu à gain. Quant aux fluctuations de fréquence, elles apparaissent être très corrélées (degré de corrélation proche de 1) en dessous de 1 kHz, domaine où la contribution mécanique au bruit de fréquence est majoritaire, puis chute au-delà (degré de corrélation entre 0,2 et 0,4).

Dans le quatrième chapitre, nous avons présenté les premières mesures de résonances CPT obtenues avec le VECSEL bifréquence à 852 nm. Nous avons estimé, dans nos conditions expérimentales, que l'on peut espérer atteindre une stabilité relative de fréquence de 2×10^{-10} à 1 seconde. Ce niveau de stabilité est bien supérieur à celui attendu, et reflète la présence d'un excès de bruit lors de nos mesures attribué à des fluctuations parasites de la fréquence optique du laser. Par la suite, nous avons démontré, au travers d'un budget de bruits, que la meilleure stabilité d'horloge permise par notre laser devrait être de $1,9 \times 10^{-11}$ à 1 seconde, limitée par la contribution du bruit d'intensité laser. Si la réduction du bruit d'intensité laser est donc cruciale pour améliorer ces performances, nous avons aussi montré que ces résultats souffrent du fait que l'interrogation des atomes est réalisée sur la raie D2 (à 852 nm) au lieu de la D1 (à 895 nm), privilégiée dans les horloges CPT pour ces meilleures performances métrologiques [Lutwak 04]. Dans la seconde partie ce chapitre, nous avons étudié plusieurs voies d'amélioration du VECSEL bifréquence. Ces solutions consistent dans un premier temps à réduire l'impact du bruit d'intensité laser grâce à la normalisation du signal CPT, une boucle d'asservissement de la puissance laser ou encore l'utilisation d'une diode de pompe à faible bruit d'intensité. Parmi les nouvelles sources étudiées, deux diodes pourraient être intégrées à court-terme sur le prototype de VECSEL et aboutir à une réduction du bruit d'intensité laser entre 5 et 15 dB. Dans un second temps nous avons présenté des travaux préliminaires sur de nouvelles structures semiconductrices capables d'émettre à 895 nm et/ou ayant une faible résistance thermique. Nous avons notamment validé l'émission de VECSELS à 895 nm utilisant des puits quantiques d'InGaAs fabriqué par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures de Marcoussis et par l'Optoelectronics Research Centre de Tampere. Les performances obtenues, bien que non optimisées, sont prometteuses et comparables en terme de puissance et de gain aux structures classiques à 852 nm. Enfin, nous avons démontré que la réalisation d'un VECSEL bifréquence refroidi par un diamant était possible. Ces travaux pourraient déboucher à la réalisation de VECSELS bifréquences de haute puissance ($> 100 \text{ mW}$ par polarisation) utilisables pour l'interférométrie atomique [Ménoret 11].

Pour finir, ces travaux auront permis de valider le fonctionnement du laser bifréquence et bipolarisé sur une expérience de piégeage cohérent d'atomes de césium. Ils devront être prolongés par une véritable mesure de la stabilité relative de fréquence en conditions réelles de fonctionnement de l'horloge. Bien que les stabilités de fréquence espérées aujourd'hui sont en dessous de nos objectifs, nous avons identifié toute une série d'améliorations simples pouvant être apportées afin de se rapprocher de l'objectif d'une stabilité relative de fréquence de quelques 10^{-13} à 1 seconde.

Perspectives

Le chapitre 4 a été l'occasion de présenter des améliorations en cours d'étude du VECSEL bifréquence. Nous espérons pouvoir intégrer certaines de ces améliorations (asservissement de la puissance laser, changement de la diode de pompe, structure à 895 nm sur GaAs) à court-terme afin d'en faire bénéficier le prototype actuel du VECSEL bifréquence. Grâce à ces modifications, l'objectif d'atteindre une stabilité entre 1 et 5×10^{-13} semble réaliste.

Les travaux menés au cours de cette thèse ont amélioré notre compréhension des lasers bifréquences et ont ouvert la voie vers de nouvelles évolutions qui seront étudiées dans le cadre du projet ANR CHoCoLa (Concepts Innovants pour une Horloge Compacte à Laser bifréquence métrologique). Ce projet, démarré en 2016, est coordonné par Thales Research and Technology (TRT) et regroupe les mêmes membres du projet 2POLEV (LPN, LAC, SYRTE, LCF) et Thales Electron Devices, spécialisé dans la fabrication d'horloges atomiques. Ce projet vise à réaliser une version améliorée du VECSEL bifréquence, dans un banc optique spécifique, ainsi qu'un démonstrateur d'horloge atomique.

L'architecture de la cavité sera amenée à évoluer. Tout d'abord, grâce à l'utilisation d'un l'étalon biréfringent, la cavité pourra s'allonger à 20 ou 25 mm dans le but de relâcher les contraintes mécaniques sur l'alignement et le positionnement des éléments de la cavité. Ensuite, afin de réduire l'excès de bruit d'intensité dû au recouvrement entre les modes laser dans le milieu à gain, mais aussi de supprimer l'anti-corrélation des fluctuations de puissance à basse fréquence, nous envisageons d'augmenter la distance de séparation entre les faisceaux entre 100 et 200 μm . Le pompage devra s'adapter en conséquence, en s'appuyant en particulier sur l'étude initiée sur des configurations de pompage à double spot. Parmi les solutions envisagées, la solution mettant en jeu une unique diode séparée en deux voies semble la plus élégante (Fig. IV.22). Elle convient pour toute distance de séparation, et garantit théoriquement une corrélation parfaite des fluctuations de pompage entre les modes qui pourra se traduire par une diminution supplémentaire du bruit d'intensité et aussi du bruit de phase du battement.

Par ailleurs, nous souhaiterions étudier pour ce nouveau prototype la possibilité d'utiliser l'étalon et/ou le cristal électro-optique, non entre le miroir de sortie et le séparateur de polarisation comme actuellement, mais plutôt entre la structure semiconductrice et le séparateur de polarisation (Fig. IV.23). L'idée sous-jacente est d'offrir des réglages des fréquences optiques moins interdépendants ainsi qu'une plus grande souplesse et robustesse du laser. Nous ne souhaitons pas ajouter un élément par faisceau polarisé comme cela a déjà pu être testé (avec des lasers bifréquences à très grande séparation, $d > 500 \mu\text{m}$) [Loas 14] mais conserver un même élément pour les deux voies. Ces propositions n'amélioreraient pas, a priori, les performances du laser mais permettraient de faciliter les réglages de la fréquence optique et de la différence de fréquence. Par exemple, un placement judicieux des électrodes sur le cristal électro-optique pourrait n'affecter qu'un seul des modes. Un étalon en silice prismatique placé à cet endroit pourrait se comporter comme un étalon biréfringent à cause du changement d'épaisseur locale vu par le faisceau. Ce dernier point est très important étant donnée la difficulté que nous avons rencontrée à nous procurer des étalons biréfringents en YVO_4 de qualité.

Le projet CHoCoLa sera aussi l'occasion d'avancer sur la fabrication d'un isolateur indépendant de la polarisation. Ce point n'est pas à négliger car il permettrait de simplifier le montage. L'intérêt du VECSEL bifréquence réside dans le fait même de n'avoir qu'un seul faisceau pour les deux modes polarisés. Ainsi, devoir séparer le faisceau en deux afin d'isoler indépendamment chacun des modes, comme cela est fait actuellement, apparaît contre-productif. Avec ce nouvel outil, nous pourrions alors développer une horloge avec une architecture extrêmement simplifiée et comparable aux prototypes d'horloges actuels les plus compacts (Fig. IV.24) [Hafiz 15, Yun 16].

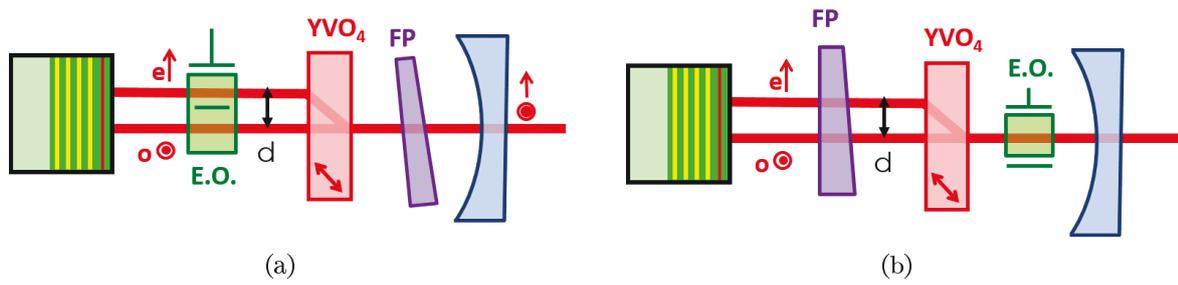


FIGURE IV.23: Exemples de propositions de nouvelles architectures pour la cavité du VECSEL bifréquence.

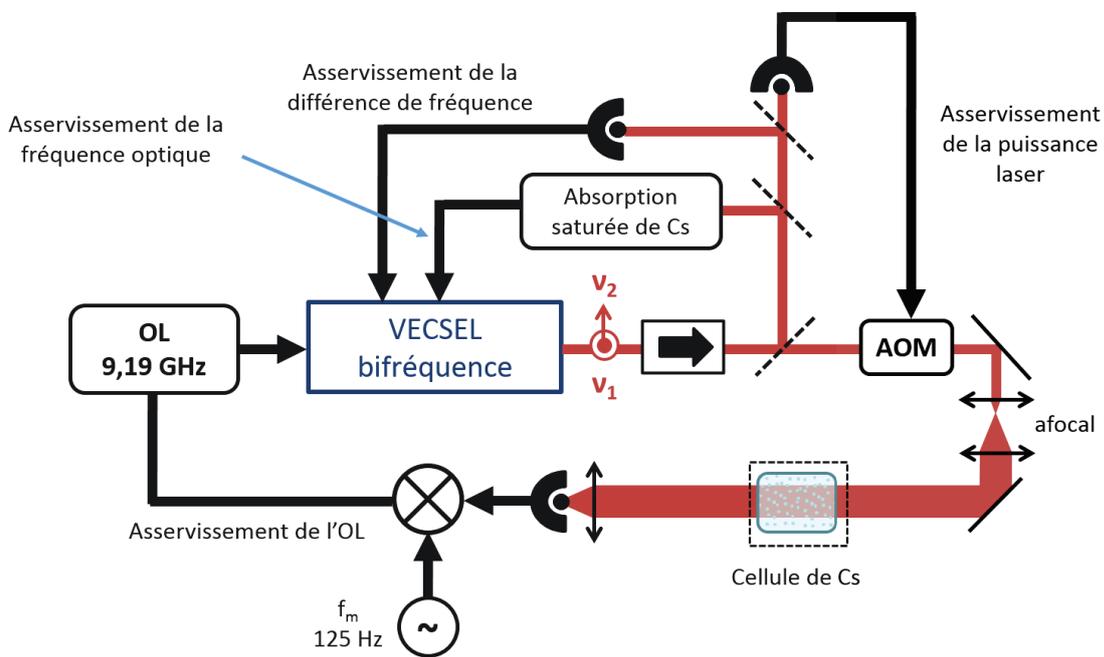


FIGURE IV.24: Schéma de principe d'une horloge CPT à VECSEL bifréquence utilisant un isolateur indépendant de la polarisation.

Ainsi, la réalisation du prototype d'horloge dans le cadre du projet CHoCoLa permettra d'aboutir à un VECSEL bifréquence technologiquement plus mature, à la fois plus performant et plus simple d'utilisation, et susceptible de devenir une alternative crédible face aux systèmes laser actuels des horloges CPT.

Liste des publications et conférences de l'auteur

Revue scientifique avec comité de lecture

1. Paul Dumont, Fabiola Camargo, Jean-Marie Danet, David Holleville, Stéphane Guerandel, Ghaya Baili, Loïc Morvan, Grégoire Pillet, Daniel Dolfi, Iryna Gozhyk, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin, "*Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks*," J. Lightwave Technol. 32, 20, 3817-3823 (2014).

Congrès internationaux

Contributions présentées par l'auteur

1. P. Dumont, F. A. Camargo, J.M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Baili, L. Morvan, G. Pillet, D. Dolfi, I. Sagnes, P. Georges and G. Lucas-Leclin, "*Evaluation of a dual-frequency VECSEL emitting at 852 nm for cesium atomic clocks using coherent population trapping, 2nd Workshop VECSEL*", dans 2nd European VeCSEL Workshop, at Montpellier, 15-17 Oct. 2013, **Poster**.
2. Fabiola Almeida Camargo, Paul Dumont, Iryna Gozhyk, Gaëlle Lucas-Leclin, Patrick Georges, Jean-Marie Danet, David Holleville, Stéphane Guerandel, Isabelle Sagnes, Ghaya Baili, Loïc Morvan, Grégoire Pillet, Daniel Dolfi, "*Two-cross-polarized-frequency VECSEL at 852nm for CPT-based Cs clocks*", dans Advanced Solid-State Lasers 13 (Oct. 2013), **Poster**.
3. Paul Dumont, Fabiola Camargo, Jean-Marie Danet, David Holleville, Stéphane Guerandel, Ghaya Baili, Loïc Morvan, Grégoire Pillet, Daniel Dolfi, Iryna Gozhyk, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Patrick Georges and Gaëlle Lucas-Leclin, "*Generation of a high purity microwave signal from a dual-frequency op-vecsel for CPT-based atomic clocks*", dans 6th International Symposium on Optronics in Defence and Security, 28-30 January 2014, **Oral**.
4. Paul Dumont, Fabiola Camargo, Jean-Marie Danet, David Holleville, Stéphane Guerandel, Ghaya Baili, Loïc Morvan, Grégoire Pillet, Daniel Dolfi, Iryna Gozhyk, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin, "*High-purity microwave signal from a dual-frequency semiconductor laser for CPT atomic clocks*", dans European Frequency and Time Forum, Juin 2014, Proceedings of EFTF 103-7069, **Poster**.
5. Paul Dumont, Jean-Marie Danet, Fabiola Camargo, David Holleville, Stéphane Guerandel, Ghaya Baili, Loïc Morvan, Grégoire Pillet, Daniel Dolfi, Iryna Gozhyk, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin, "*Evaluation of the noise properties of a dual-frequency VECSEL for compact Cs atomic clocks*", dans Photonics

West LASE Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers V, Feb 2015, Proceeding SPIE Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers (VECSELS) V 9349, **Poster**.

6. P. Dumont, J.-M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Baili, L. Morvan, G. Pillet, D. Dolfi, I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges and G. Lucas-Leclin, "*Spectral and noise characterization of a 852 nm dual-frequency VECSEL*", dans 2nd European VeCSEL Workshop, Nov. 2015, **Oral**.
7. P. Dumont, J.-M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Baili, L. Morvan, G. Pillet, D. Dolfi, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges and G. Lucas-Leclin, "*Dual-frequency VECSEL for atomic clocks using coherent population trapping*", dans Workshop on Laser Diodes for Space Applications, Nov. 2015, **Oral**.

Autres présentations

1. Fabiola Camargo, Gaëlle Lucas-Leclin, Paul Dumont, Patrick Georges, Jean-Marie Danet, David Holleville, Stéphane Guerandel, Grégoire Pillet, Ghaya Baili, Loïc Morvan, Daniel Dolfi, Iryna Gozhyk, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, "*Generation of high purity microwave signal from a dual-frequency OP-VECSEL*", dans Photonics West Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers (VECSELS) IV, Février 2014, Proceedings of Proc. SPIE 8966, Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers (VECSELS) IV, 89660L, **Oral**.
2. Iryna Gozhyk, Grégoire Beaudoin, Sylvie Janicot, Xavier Lafosse, Paul Dumont, Arnaud Garnache, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin, Isabelle Sagnes, "*Improvement of the thermal properties of optically pumped semiconductor chips at 850 nm*", dans Compound Semiconductor Week / International Conference in Indium Phosphide and Related Materials, 11-15 Mai 2014), **Oral**.

Congrès nationaux

1. P. Dumont, J.-M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Baili, G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges et G. Lucas-Leclin, "*Laser à semiconducteur à 852 nm bifréquence pompé optiquement pour les horloges atomiques CPT*", dans Horizons - congrès Optique (SFO), Juillet 2015, **Poster**.
2. Paul Dumont, Sylvie Janicot, Patrick Georges, Gaëlle Lucas-Leclin, François Tricot, David Holleville, Stéphane Guérandel, Grégoire Pillet, Ghaya Baili, Loïc Morvan, Daniel Dolfi, Grégoire Beaudoin, Isabelle Sagnes, "*VECSEL bifréquence et bipolarisé pour horloge atomique à piégeage cohérent d'atomes de Cs*", dans Assemblée Générale du LabEx FIRST-TF, Mars 2016, **Oral**.
3. P. Dumont, S. Janicot, F. Tricot, D. Holleville, S. Guérandel, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges, G. Lucas-Leclin, "*Démonstration du piégeage cohérent d'atomes de césium avec un VECSEL bifréquence et bipolarisé*", dans COLOQ - congrès Optique (SFO), Juillet 2016, **Poster**.

Bibliographie

- [Agrawal 86] G. Agrawal et N. Dutta. Long wavelength semiconductor lasers. Van Nostrand Reinhold Co. Inc., New York, NY, 1986.
- [Alford 02] W. J. Alford, T. D. Raymond, et A. a. Allerman. *High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 19, no. 4, page 663, 2002.
- [Allan 66] D. W. Allan. *Statistics of atomic frequency standards*. Proc. IEEE, vol. 54, pages 221–230, 1966.
- [Allan 16] D. W. Allan. *Historicity, strengths, and weaknesses of Allan variances and their general applications*. Gyroscopy Navig., vol. 7, no. 1, pages 1–17, 2016.
- [Alouini 98] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, et A. Le Floch. *Dual tunable wavelength Er, Yb :glass laser for terahertz beat frequency generation*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 10, no. 11, pages 1554–1556, nov 1998.
- [Alzetta 76] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, et G. Orriols. *An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour*. Nuovo Cim. B Ser. 11, vol. 36, no. 1, pages 5–20, 1976.
- [Arimondo 96] E. Arimondo. *Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy*. Prog. Opt., 1996.
- [Baili 07] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, et A. Garnache. *Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications*. Opt. Lett., vol. 32, no. 6, pages 650–652, mar 2007.
- [Baili 08a] G. Baili. *Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars*. Manuscrit de Thèse, 2008.
- [Baili 08b] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. L. Morvan, D. Dolfi, et I. Sagnes. *Experimental Investigation and Analytical Modeling of Excess Intensity Noise in Semiconductor Class-A Lasers*. J. Light. Technol., vol. 26, no. 8, pages 952–961, 2008.
- [Baili 09a] G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, D. Dolfi, I. Sagnes, et F. Bretenaker. *Direct observation of the class-B to class-A transition in the dynamical behavior of a semiconductor laser*. EPL (Europhysics Lett.), vol. 87, no. 4, page 44005, aug 2009.
- [Baili 09b] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, et I. Sagnes. *Two-polarization two-frequency operation in a class-A semiconductor laser*. In Int. Top. Meet. Microw. Photonics, Valencia, Spain, 2009.

- [Baili 09c] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, et A. Garnache. *Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations*. Opt. Lett., vol. 34, no. 21, pages 3421–3, nov 2009.
- [Baillard 06] X. Baillard, a. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, a. Clairon, et P. Rosenbusch. *Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers*. Opt. Commun., vol. 266, no. 2, pages 609–613, oct 2006.
- [Balle 98] S. Balle. *Simple analytical approximations for the gain and refractive index spectra in quantum-well lasers*. Phys. Rev. A, vol. 57, no. 2, pages 1304–1312, 1998.
- [Beyertt 07] S.-S. Beyertt, U. Brauch, F. Demaria, N. Dhidah, A. Giesen, T. Kubler, S. Lorch, F. Rinaldi, et P. Unger. *Efficient Gallium Arsenide Disk Laser*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 43, no. 10, pages 869–875, 2007.
- [Born 00] M. Born et E. Wolf. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 2000.
- [Brunel 97] M. Brunel, F. Bretenaker, et a. Le Floch. *Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates*. Opt. Lett., vol. 22, no. 6, pages 384–6, mar 1997.
- [Bückers 09] C. Bückers, S. Imhof, A. Thränhardt, J. Hader, J. V. Moloney, et S. W. Koch. *Microscopic modeling of quantum well gain media for VECSEL applications*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 15, no. 3, pages 984–992, 2009.
- [Burd 15] S. Burd, D. Leibfried, a. C. Wilson, et D. J. Wineland. *Optically pumped semiconductor lasers for atomic and molecular physics*. Proc. SPIE, vol. 9349, page 93490P, 2015.
- [Calvez 09] S. Calvez, J. Hastie, M. Guina, O. Okhotnikov, et M. Dawson. *Semiconductor disk lasers for the generation of visible and ultraviolet radiation*. Laser Photonics Rev., vol. 3, no. 5, pages 407–434, sep 2009.
- [Camargo 12] F. A. Camargo, J. Barrientos, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, D. Holleville, S. Guerandel, I. Sagnes, P. Georges, et G. Lucas-leclin. *Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium D₂ Line*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 24, no. 14, pages 1218–1220, 2012.
- [Candelier 91] V. Candelier et N. Dimarcq. *A limit to the frequency stability of passive frequency standards due to an intermodulation effect*. IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 40, no. 2, pages 121–125, apr 1991.
- [Casson 04] J. L. Casson, K. T. Gahagan, D. a. Scrymgeour, R. K. Jain, J. M. Robinson, V. Gopalan, et R. K. Sander. *Electro-optic coefficients of lithium tantalate at near-infrared wavelengths*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 21, no. 11, page 1948, nov 2004.
- [Cermák 16] P. Cermák, B. Chomet, L. Ferrieres, S. Vasilchenko, D. Mondelain, S. Kassi, A. Campargue, S. Denet, V. Lecocq, M. Myara,

- L. Cerutti, et A. Garnache. *CRDS with a VECSEL for broadband high sensitivity spectroscopy in the 2.3 μm window*. Rev. Sci. Instrum., vol. 87, no. 8, page 083109, aug 2016.
- [Chardonnet 96] C. Chardonnet. *Laser monofréquence et stabilisation*. Les lasers leurs Appl. Sci. médicales, pages 189–217, 1996.
- [Chilla 04] J. L. A. Chilla, S. D. Butterworth, A. Zeitschel, J. P. Charles, A. L. Caprara, M. K. Reed, et L. Spinelli. *High-power optically pumped semiconductor lasers*. In R. Scheps et H. J. Hoffman, éditeurs, Lasers Appl. Sci. Eng., pages 143–150. International Society for Optics and Photonics, jul 2004.
- [Cocquelin 09a] B. Cocquelin. *Lasers à semiconducteurs pompés optiquement : Conception et caractérisation d'une source monomode pour la manipulation des atomes de Césium*. Manuscrit de Thèse, 2009.
- [Cocquelin 09b] B. Cocquelin, D. Holleville, G. Lucas-Leclin, I. Sagnes, a. Garnache, M. Myara, et P. Georges. *Tunable single-frequency operation of a diode-pumped vertical external-cavity laser at the cesium D2 line*. Appl. Phys. B, vol. 95, no. 2, pages 315–321, jan 2009.
- [Coldren 95] L. A. Coldren et S. W. Corzine. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, volume 36. 1995.
- [Collins 60] R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett, et W. Kaiser. *Coherence, narrowing, directionality, and relaxation oscillations in the light emission from ruby*. Phys. Rev. Lett., vol. 5, no. 7, pages 303–305, 1960.
- [Cyr 93] N. Cyr, M. Tetu, et M. Breton. *All-optical microwave frequency standard : a proposal*. IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 42, no. 2, pages 640–649, apr 1993.
- [Czarny 04] R. Czarny, M. Alouini, C. Larat, M. Krakowski, et D. Dolfi. *THz-dual-frequency Yb³⁺ :KGd(WO₄)₂ laser for continuous wave THz generation through photomixing*. Electron. Lett., vol. 40, no. 15, pages 2–4, 2004.
- [Danet 14a] J.-M. Danet. *Horloge atomique à piégeage cohérent de population du césium en cellule : limitations à la stabilité de fréquence*. Manuscrit de Thèse, Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [Danet 14b] J.-M. Danet, O. Kozlova, P. Yun, S. Guérandel, et E. de Clercq. *Compact atomic clock prototype based on coherent population trapping*. EPJ Web Conf., vol. 77, page 00017, 2014.
- [Danet 14c] J.-M. Danet, M. Lours, S. Guérandel, et E. de Clercq. *Dick effect in a pulsed atomic clock using coherent population trapping*. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect., Freq. Control., vol. 61, no. 4, pages 567 – 574, 2014.
- [Danion 14] G. Danion, C. Hamel, L. Frein, F. Bondu, G. Loas, et M. Alouini. *Dual frequency laser with two continuously and widely tunable frequencies for optical referencing of GHz to THz beatnotes*. Opt. Express, vol. 22, no. 15, pages 17673–8, jul 2014.
- [De Labachellerie 85] M. De Labachellerie et P. Cerez. *An 850 mm semiconductor laser tunable over a 300 A range*. Opt. Commun., vol. 55, no. 3, pages 174–178, 1985.

- [De 13] S. De, V. Pal, a. El Amili, G. Pillet, G. Baili, M. Alouini, I. Sagnes, R. Ghosh, et F. Bretenaker. *Intensity noise correlations in a two-frequency VECSEL*. Opt. Express, vol. 21, no. 3, pages 2538–50, feb 2013.
- [De 14a] S. De, A. El Amili, I. Fsaifes, G. Pillet, G. Baili, F. Goldfarb, M. Alouini, I. Sagnes, et F. Bretenaker. *Phase Noise of the Radio Frequency (RF) Beatnote Generated by a Dual-Frequency VECSEL*. J. Light. Technol., vol. 32, no. 7, pages 1307–1316, apr 2014.
- [De 14b] S. De, V. Potapchuk, et F. Bretenaker. *Influence of spin dependent carrier dynamics on the properties of a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser (VECSEL)*. Phys. Rev A, vol. 013841, pages 1–12, 2014.
- [De 15a] S. De. *Noise in dual-frequency semiconductor and solid-state lasers*. Manuscrit de Thèse, 2015.
- [De 15b] S. De, G. Baili, S. Bouchoule, M. Alouini, et F. Bretenaker. *Intensity and phase noise correlations in a dual-frequency VECSEL operating at telecom wavelength*. Phys. Rev. A, vol. 91, no. 053828, pages 1–10, feb 2015.
- [Demtröder 06] W. Demtröder. *Atoms, Molecules and Photons : an introduction to atomic-, molecular and quantum physics*. Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 2006.
- [Dick 87] G. J. Dick. *Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards*. In Proc. 19th Precise Time Time Interval Appl. Plan. Meet., pages 133–147, Redondo Beach, CA, 1987.
- [Dolev 09] I. Dolev, A. Ganany-Padowicz, O. Gayer, A. Arie, J. Mangin, et G. Gadret. *Linear and nonlinear optical properties of MgO :Li-TaO3*. Appl. Phys. B., vol. 96, no. 2-3, pages 423–432, apr 2009.
- [El Amili 12] A. El Amili, G. Loas, S. De, S. Schwartz, G. Feugnet, J.-P. Pocholle, F. Bretenaker, et M. Alouini. *Experimental demonstration of a dual-frequency laser free from antiphase noise*. Opt. Lett., vol. 37, no. 23, pages 4901–3, dec 2012.
- [El Amili 13] A. El Amili et M. Alouini. *Experimental evidence and theoretical modeling of two-photon absorption dynamics in the reduction of intensity noise of solid-state Er : Yb lasers*. Opt. Lett., vol. 21, no. 7, pages 19–26, 2013.
- [Esnault 10] F.-X. Esnault, D. Holleville, N. Rossetto, S. Guerandel, et N. Dimarcq. *High-stability compact atomic clock based on isotropic laser cooling*. Phys. Rev. A, vol. 82, no. 3, page 033436, sep 2010.
- [Essen 57] L. Essen et J. V. L. Parry. *The Caesium Resonator as a Standard of Frequency and Time*. Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci., vol. 250, no. 973, pages 45–69, aug 1957.
- [Furukawa 98] Y. Furukawa, K. Kitamura, S. Takekawa, K. Niwa, et H. Hatanano. *Stoichiometric Mg :LiNbO3 as an effective material for nonlinear optics*. Opt. Lett., vol. 23, no. 24, pages 1892–1894, 1998.

-
- [Garnache 00] A. Garnache, A. A. Kachanov, F. Stockel, et R. Houdré. *Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy*. Josa B, vol. 17, no. 9, pages 1589–1598, 2000.
- [Garnache 07] A. Garnache, A. Ouvrard, et D. Romanini. *Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs : Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit*. Opt. Express, vol. 15, no. 15, page 9403, 2007.
- [Giesen 94] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, et H. Opper. *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Appl. Phys. B Lasers Opt., vol. 58, no. 5, pages 365–372, 1994.
- [Gozyk 14] I. Gozyk, G. Beaudoin, S. Janicot, X. Lafosse, P. Dumont, A. Garnache, G. Lucas-leclin, et I. Sagnes. *Improvement of the thermal properties of optically pumped semiconductor chips at 850 nm*. In Compd. Semicond. Week, pages 3–4, 2014.
- [Gruet 13] F. Gruet, a. Al-Samaneh, E. Kroemer, L. Bimboes, D. Miletic, C. Affolderbach, D. Wahl, R. Boudot, G. Mileti, et R. Michalzik. *Metrological characterization of custom-designed 894.6 nm VCSELs for miniature atomic clocks*. Opt. Express, vol. 21, no. 5, pages 5781–92, mar 2013.
- [Hafiz 15] M. A. Hafiz et R. Boudot. *A coherent population trapping Cs vapor cell atomic clock based on push-pull optical pumping*. J. Appl. Phys., vol. 118, no. 12, 2015.
- [Hastie 03] J. E. Hastie, J. M. Hopkins, S. Calvez, C. W. Jeon, D. Burns, R. Abram, E. Riis, A. I. Ferguson, et M. D. Dawson. *0.5-W single transverse-mode operation of an 850-nm diode-pumped surface-emitting semiconductor laser*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 15, no. 7, pages 894–896, 2003.
- [Heinen 12] B. Heinen, F. Zhang, M. Sparenberg, B. Kunert, M. Koch, et W. Stolz. *On the measurement of the thermal resistance of Vertical-External-Cavity Surface Emitting Lasers (VECSELs)*. IEEE J Quantum Electron, vol. 48, no. 7, pages 10–15, 2012.
- [Henry 82] C. Henry. *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*. IEEE J Quantum Electron, vol. 18, no. 2, pages 259–264, 1982.
- [Holl 15] P. Holl, M. Rattunde, S. Adler, S. Kaspar, W. Bronner, A. Bachle, R. Aidam, et J. Wagner. *Recent Advances in Power Scaling of GaSb-Based Semiconductor Disk Lasers*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 21, no. 6, pages 324–335, nov 2015.
- [Holm 99] M. Holm, D. Burns, A. Ferguson, et M. Dawson. *Actively stabilized single-frequency vertical-external-cavity AlGaAs laser*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 11, no. 12, pages 1551–1553, 1999.
- [Jau 04] Y. Y. Jau, E. Miron, A. B. Post, N. N. Kuzma, et W. Happer. *Push-pull optical pumping of pure superposition states*. Phys. Rev. Lett., vol. 93, no. 16, pages 1–4, 2004.
- [Joindot 91] I. Joindot. *Bruit relatif d'intensité des lasers à semiconducteur*. Ann. des télécommunications, pages 191–204, 1991.

- [Kangas 89] K. W. Kangas, D. D. Lowenthal, et C. H. Muller. *Single-longitudinal-mode, tunable, pulsed Ti:sapphire laser oscillator*. Opt. Lett., vol. 14, no. 1, page 21, jan 1989.
- [Kantola 14] E. Kantola, T. Leinonen, S. Ranta, M. Tavast, et M. Guina. *High-efficiency 20 W yellow VECSEL*. Opt. Express, vol. 22, no. 6, page 6372, mar 2014.
- [Kaspar 13] S. Kaspar, M. Rattunde, T. Topper, et B. Rosener. *Linewidth narrowing and power scaling of single-frequency 2. X μm GaSb-based Semiconductor Disk Lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 49, no. 3, pages 314–324, 2013.
- [Klehr 07] A. Klehr, H. Wenzel, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, T.-p. Nguyen, et G. Tränkle. *High-power 894 nm monolithic distributed-feedback laser*. Opt. Express, vol. 15, no. 18, pages 11364–11369, 2007.
- [Knappe 04] S. Knappe, V. Shah, P. D. D. Schwindt, L. Hollberg, J. Kitching, L.-A. Liew, et J. Moreland. *A microfabricated atomic clock*. Appl. Phys. Lett., vol. 85, no. 9, pages 1460–1462, 2004.
- [Kozlova 12] O. Kozlova. *Caractérisation d une horloge à piégeage cohérent de population dans une vapeur thermique de Cs. Principaux effets pouvant affecter la stabilité de fréquence a moyen-long terme*. Manuscrit de Thèse, Université Pierre et Marie Curie, 2012.
- [Kuznetsov 97] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, et A. Mooradian. *High-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 9, no. 8, pages 1063–1065, aug 1997.
- [Laser Components] Laser Components. *Laser Components - Yttrium Vanadate Crystal*.
- [Laurain 10a] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, et A. Garnache. *Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser*. Opt. Express, vol. 18, no. 14, pages 14627–36, jul 2010.
- [Laurain 10b] A. Laurain. *Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge*. Manuscrit de Thèse, Institut d’Electronique du Sud (IES) - Université Montpellier II, 2010.
- [Laurain 14a] A. Laurain, C. Mart, J. Hader, J. V. Moloney, B. Kunert, et W. Stolz. *Optical noise of stabilized high-power single frequency optically pumped semiconductor laser*. Opt. Lett., vol. 39, no. 6, page 1573, mar 2014.
- [Laurain 14b] A. Laurain, C. Mart, J. Hader, J. V. Moloney, B. Kunert, et W. Stolz. *15 W Single Frequency Optically Pumped Semiconductor Laser With Sub-Megahertz Linewidth*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 26, no. 2, pages 131–133, jan 2014.
- [Li 16] M. Li et N. Zhu. *Recent advances in microwave photonics*. Front. Optoelectron., vol. 9, no. 2, pages 160–185, apr 2016.

- [Liau 00] Z. L. Liau. *Semiconductor wafer bonding via liquid capillarity*. Appl. Phys. Lett., vol. 77, no. 5, pages 651–653, 2000.
- [Liu 12] X. Liu et R. Boudot. *A Distributed-Feedback Diode Laser Frequency Stabilized on Doppler-Free Cs D_{1} Line*. IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. 61, no. 10, pages 2852–2855, oct 2012.
- [Liu 13] X. Liu, S. Gu, E. D. Clercq, et R. Boudot. *Ramsey spectroscopy of high-contrast CPT resonances with push-pull optical pumping in Cs vapor*. Opt. Express, vol. 21, no. 10, pages 12451–12459, 2013.
- [Loas 14] G. Loas, M. Romanelli, et M. Alouini. *Dual-Frequency 780-nm Ti :Sa Laser for High Spectral Purity Tunable CW THz Generation*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 26, no. 15, pages 1518–1521, 2014.
- [Lutwak 04] R. Lutwak, D. Emmons, T. English, W. Riley, C. Stark, D. K. Serkland, et G. M. Peake. *The Chip-Scale Atomic Clock - Recent Development Progress*. In 35th Annu. Precise Time Time Interval Meet., 2004.
- [Maiman 60] T. H. Maiman. *Stimulated Optical Radiation in Ruby*. Nature, vol. 187, page 494, 1960.
- [Maleki 98] L. Maleki. *Introduction to the Special Issue on the Dick Effect*. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelect., Freq. Control., vol. 45, no. 4, page 3010, 1998.
- [Marketech International Inc] Marketech International Inc. *Calcite data*.
- [McGinily 07] S. J. McGinily, R. H. Abram, K. S. Gardner, E. Riis, A. I. Ferguson, et J. S. Roberts. *Novel gain medium design for short-wavelength vertical-external-cavity surface-emitting laser*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 43, no. 6, pages 445–450, 2007.
- [Ménoret 11] V. Ménoret, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, B. Battelier, A. Bresson, A. Landragin, et P. Bouyer. *Dual-wavelength laser source for onboard atom interferometry*. Opt. Lett., vol. 36, no. 21, pages 4128–30, 2011.
- [Moloney 07] J. Moloney, J. Hader, et S. Koch. *Quantum design of semiconductor active materials : laser and amplifier applications*. Laser Photonics Rev., vol. 1, no. 1, pages 24–43, feb 2007.
- [Newlight Photonics] Newlight Photonics. *alpha-BBO Crystals*.
- [Ngô 12] C. Ngô et H. Ngô. *Physique des semi-conducteurs - 4e édition*. 2012.
- [Okhotnikov 10] O. G. Okhotnikov. *Semiconductor Disk Lasers : Physics and Technology*. 2010.
- [Ouvrard 05] A. Ouvrard, A. Garnac, L. Cerutti, F. Genty, et D. Romanini. *Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 μ m*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 17, no. 10, pages 2020–2022, oct 2005.
- [Pabœuf 13] D. Pabœuf, P. J. Schlosser, et J. E. Hastie. *Frequency stabilization of an ultraviolet semiconductor disk laser*. Opt. Lett., vol. 38, no. 10, pages 1736–8, may 2013.

- [Palfalvi 02] L. Palfalvi, G. Almasi, J. Hebling, A. Peter, et K. Polgar. *Measurement of laser-induced refractive index changes of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃*. Appl. Phys. Lett., vol. 80, no. 13, page 2245, 2002.
- [Parrotta 16] D. C. Parrotta, R. Casula, J.-P. Penttinen, T. Leinonen, A. J. Kemp, M. Guina, et J. E. Hastie. *InGaAs-QW VECSEL emitting >1.300-nm via intracavity Raman conversion*. In K. G. Wilcox, éditeur, SPIE LASE, page 97340O. International Society for Optics and Photonics, mar 2016.
- [Petermann 88] K. Petermann. *Laser Diode Modulation and Noise*. Kluwer Academic Publishers, 1988.
- [Pillet 08] G. Pillet, L. Morvan, M. Brunel, F. Bretenaker, D. Dolfi, M. Vallet, J.-p. P. Huignard, A. L. Floch, et S. Member. *Dual-Frequency Laser at 1.5 μ m for Optical Distribution and Generation of High-Purity Microwave Signals*. J. Light. Technol., vol. 26, no. 15, pages 2764–2773, 2008.
- [Pillet 14] G. Pillet, L. Morvan, L. Menager, A. Garcia, S. Babel, A. Stohr, et A. Stöhr. *Dual-Frequency Laser Phase Locked at 100 GHz*. J. Light. Technol., vol. 32, no. 20, pages 3824–3830, 2014.
- [Raja 88] M. Y. A. Raja, S. R. J. Brueck, M. Osinski, C. F. Schaus, J. G. McInerney, T. M. Brennan, et B. E. Hammons. *Surface-emitting, multiple quantum well GaAs/AlGaAs laser with wavelength-resonant periodic gain medium*. Appl. Phys. Lett., vol. 53, no. 18, page 1678, oct 1988.
- [Ramsey 50] N. F. Ramsey. *A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields*. Phys. Rev., vol. 78, no. 6, pages 695–699, 1950.
- [Rantamaki 14] A. Rantamaki, A. Sirbu, E. J. Saarinen, J. Lyytikäinen, A. Merreuta, V. Iakovlev, E. Kapon, et O. G. Okhotnikov. *High-power flip-chip semiconductor disk laser in the 1.3 μ m wavelength band*. Opt. Lett., vol. 39, no. 16, pages 4855–4858, 2014.
- [Rauch 15] S. Rauch et J. Sacher. *Volume holographic grating stabilized 780 nm ridge waveguide laser with an output power of 380 mW*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. PP, no. 99, pages 1–1, 2015.
- [Rolland 11] A. Rolland, G. Loas, M. Brunel, L. Frein, M. Vallet, et M. Alouini. *Non-linear optoelectronic phase-locked loop for stabilization of opto-millimeter waves : towards a narrow linewidth tunable THz source*. Opt. Express, vol. 19, no. 19, pages 17944–50, sep 2011.
- [Sandusky 96] J. Sandusky et S. Brueck. *A CW external-cavity surface-emitting laser*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 8, no. 3, pages 313–315, mar 1996.
- [Seeds 02] A. J. Seeds. *Microwave Photonics*. IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol. 50, no. 3, pages 877–887, mar 2002.
- [Shirasaki 82] M. Shirasaki et K. Asama. *Compact optical isolator for fibers using birefringent wedges*. Appl. Opt., vol. 21, no. 23, pages 4296–4299, 1982.
- [Siegman 86] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.

- [Soda 79] H. Soda, K.-i. Iga, C. Kitahara, et Y. Suematsu. *GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, no. 12, pages 2329–2330, dec 1979.
- [Stähler 02] M. Stähler, R. Wynands, S. Knappe, J. Kitching, L. Hollberg, A. Taichenachev, et V. Yudin. *Coherent population trapping resonances in thermal 85Rb vapor : D1 versus D2 line excitation*. Opt. Lett., vol. 27, no. 23, page 2130, dec 2002.
- [Steck 03] D. A. Steck. *Cesium D Line Data Cesium Physical and Optical Properties*. vol. 4710, no. 7, pages 1–29, 2003.
- [Stefanucci 12] C. Stefanucci, T. Bandi, F. Merli, M. Pellaton, C. Affolderbach, G. Mileti, et A. K. Skrivervik. *Compact microwave cavity for high performance rubidium frequency standards*. Rev. Sci. Instrum., vol. 83, no. 10, 2012.
- [Stohs 01] J. Stohs, D. J. Bessert, D. J. Gallant, et S. R. J. Brueck. *Gain, refractive index change, and linewidth enhancement factor in broad-area GaAs and InGaAs quantum-well lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 37, no. 11, pages 1449–1459, 2001.
- [Ter-Gabrielyan 12] N. Ter-Gabrielyan, V. Fromzel, et M. Dubinskii. *Linear thermal expansion and thermo-optic coefficients of YVO₄ crystals the 80-320 K temperature range*. Opt. Mater. Express, vol. 2, no. 11, pages 1624–1631, oct 2012.
- [Tourenco 05] J.-P. Tourenco. *Caractérisation et Modélisation du Bruit d'Amplitude Optique, du Bruit de Fréquence et de la Largeur de Raie de VCSELS monomodes émettant autour de 850nm*. Manuscrit de Thèse, 2005.
- [van Loon 06] F. van Loon, A. J. Kemp, A. J. Maclean, S. Calvez, J.-M. Hopkins, J. E. Hastie, M. D. Dawson, et D. Burns. *Intracavity diamond heatspreaders in lasers : the effects of birefringence*. Opt. Express, vol. 14, no. 20, page 9250, 2006.
- [Vanier 05] J. Vanier. *Atomic clocks based on coherent population trapping : a review*. Appl. Phys. B, vol. 81, no. 4, pages 421–442, jul 2005.
- [Von Bandel 15] N. Von Bandel, J. Bébé Manga Lobé, M. Garcia, a. Larrue, Y. Robert, E. Vinet, M. Lecomte, O. Drisse, O. Parillaud, et M. Krakowski. *Al-free active region laser diodes at 894 nm for compact Cesium atomic clocks*. vol. 9382, page 93820L, 2015.
- [Welch 67] P. Welch. *The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : A method based on time averaging over short, modified periodograms*. IEEE Trans. Audio Electroacoust., 1967.
- [Wynands 99] R. Wynands et A. Nagel. *Precision spectroscopy with coherent dark states*. Appl. Phys. B Lasers Opt., vol. 68, pages 1–25, 1999.
- [Yamada 86] M. Yamada. *Theory of mode competition noise in semiconductor lasers*. Quantum Electron. IEEE J., vol. QE-22, pages 1052–1059, 1986.
- [Yang 89] D. H. Yang et Y. Q. Wang. *Study on the saturation absorption of cesium*. Opt. Commun., vol. 74, no. 1-2, pages 54–58, 1989.
- [Yao 12] J. Yao. *A Tutorial on Microwave Photonics*. IEEE Photonics Soc. Newsl., pages 4–12, 2012.

- [Yokouchi 92] N. Yokouchi, T. Miyamoto, T. Uchida, Y. Inaba, F. Koyama, et K. Iga. *40 AA continuous tuning of a GaInAsP/InP vertical-cavity surface-emitting laser using an external mirror*. IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 4, no. 7, pages 701–703, jul 1992.
- [Yu 04] N. E. Yu, S. Kurimura, Y. Nomura, M. Nakamura, K. Kitamura, Y. Takada, J. Sakuma, et T. Sumiyoshi. *Efficient optical parametric oscillation based on periodically poled 1.0 mol % MgO-doped stoichiometric LiTaO3*. Appl. Phys. Lett., vol. 85, no. 22, page 5134, 2004.
- [Yuen 00] W. Yuen, G. Li, R. Nabiev, J. Boucart, et P. Kner. *High-performance 1.6 μm single-epitaxy topemitting VCSEL*. Electronics Lett., vol. 36, no. 13, 2000.
- [Yun 14] P. Yun, J. M. Danet, D. Holleville, E. De Clercq, et S. Guérandel. *Constructive polarization modulation for coherent population trapping clock*. Appl. Phys. Lett., vol. 105, no. 23, pages 1–5, 2014.
- [Yun 16] P. Yun, F. Tricot, C. E. Calosso, S. Micalizio, B. François, R. Boudot, S. Guérandel, et E. de Clercq. *High-performance coherent population trapping clock with polarization modulation*. pages 1–14, 2016.
- [Zanon 05] T. Zanon, S. Guérandel, E. de Clercq, D. Holleville, N. Dimarcq, et A. Clairon. *High contrast Ramsey fringes with coherent-population-trapping pulses in a double lambda atomic system*. Phys. Rev. Lett., vol. 94, no. 19, page 193002, may 2005.
- [Zenzie 95] H. H. Zenzie, A. Finch, et P. F. Moulton. *Diode-pumped, single-frequency Cr :LiSrAlF6 ring laser*. Opt. Lett., vol. 20, no. 21, page 2207, 1995.
- [Zhang 06] W. Zhang, T. Ackemann, S. McGinily, M. Schmid, E. Riis, et A. I. Ferguson. *Operation of an optical in-well-pumped vertical-external-cavity surface-emitting laser*. Appl. Opt., vol. 45, no. 29, pages 7729–35, 2006.
- [Zhang 14] F. Zhang, B. Heinen, M. Wichmann, C. Möller, B. Kunert, A. Rahimi-Iman, W. Stolz, et M. Koch. *A 23-watt single-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser*. Opt. Express, vol. 22, no. 11, page 12817, may 2014.
- [Zory 93] P. S. Zory. Quantum well lasers. Academic Press, 1993.

Titre : Laser à semiconducteur pompé optiquement bifréquence pour les horloges atomiques à piégeage cohérent d'atomes de césium

Keywords : Laser à semiconducteur, métrologie

Résumé : Les horloges atomiques à piégeage cohérent de population (CPT) constituent aujourd'hui un outil idéal pour la réalisation de références de fréquence stables, compactes et à faible consommation énergétique. Dans le cas des horloges à base de césium, elles nécessitent l'utilisation d'un champ laser bifréquence à 895 nm (raie D1) ou à 852 nm (raie D2) et dont la différence entre les fréquences optiques est égale à 9,19 GHz, soit l'écart entre les niveaux hyperfins du niveau fondamental. Nous proposons une nouvelle solution pour générer ce champ laser, à partir d'un unique laser à semiconducteur pompé optiquement et à émission bipolarisée et bifréquence.

Dans ce manuscrit, nous étudions la conception d'une telle source dont l'émission est accordable en fréquence sur la transition D2 du césium. Nous détaillons tout particulièrement le choix des éléments intracavité et de la structure semiconductrice utilisée. Nous décrivons ensuite la mise en uvre expérimentale et la caractérisation d'un prototype. Nous présentons les deux boucles d'asservissement que nous avons mises en place pour verrouiller la fréquence optique du laser sur la transition du césium, et la différence de fréquence sur la fréquence délivrée par un oscillateur local. Nous effectuons une modélisation et une caractérisation complète des trois types de bruits du laser, à savoir le bruit d'intensité, le bruit de fréquence optique, et le bruit de phase du signal généré par battement entre les modes laser. Enfin, nous montrons les premiers résultats expérimentaux de piégeage cohérent d'atomes de césium réalisé avec le prototype et étudions les caractéristiques du signal obtenu. Finalement nous établissons un budget de bruit d'une horloge CPT, en nous appuyant sur l'estimation de l'impact de chacun des bruits laser précédemment étudiés. Après avoir identifié les limites du système actuel, nous proposons quelques pistes d'améliorations du laser bifréquence, reposant sur la réduction du bruit d'intensité laser et sur la modification de la structure semiconductrice.



Title : Dual-frequency optically-pumped semiconductor laser for atomic clocks based on coherent population trapping of cesium atoms

Keywords : Semiconductor laser, metrology

Abstract : Atomic clocks using the coherent population trapping (CPT) technic are excellent candidates to obtain frequency references that are stable, compact and with a low power consumption. In the case of cesium atomic clocks, this technic require a dual-frequency laser field either at 895 nm (D1 transition) or 852 nm (D2 transition) whose frequency difference is equal to 9.19 GHz, the frequency splitting between the two hyperfine levels of the fundamental state. Here we present a new concept for generating this type of laser field using a unique dual frequency and optically-pumped laser with a dual-polarized emission.

In this manuscript, we study the conception of such a laser source at a wavelength of 852 nm. We detail the design of the intracavity elements and the semiconductor active structure. Then we describe the experimental set-up and characterization of a first prototype. We present the stabilization set-up of the laser based on two different servo-loops, one used to lock the optical frequency onto the cesium transition and the other to lock the frequency difference onto the frequency generated by a local oscillator. We report a complete simulation and characterization of the main laser noises: the laser intensity noise, the optical frequency noise, and the phase noise of the radiofrequency signal generated by the beatnote of the two laser modes. We show the first experimental results of coherent population trapping obtained with the prototype. Finally we establish a noise budget of a CPT atomic clock by estimating the impact of each laser noises. After we identify the system limits, we propose different ways to improve the dual-frequency which rely on the reduction of the intensity noise and the modification of the semiconductor structure design.



