



Université de Paris Sud XI
Faculté des sciences d'Orsay

Thèse de doctorat
Présentée pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences Physiques de l'Université Paris-Sud XI

Spécialité : Physique

par Benjamin Cocquelin

Sujet :

**Lasers à semiconducteurs pompés optiquement :
Conception et caractérisation d'une source monomode
pour la manipulation des atomes de Césium**

Soutenue le 12 février 2009 devant le jury composé de :

Fabien Bretenaker	Président
Noël Dimarcq	Examineur
Patrick Georges	Directeur de thèse
Joël Jacquet	Rapporteur
Patrick Juncar	Rapporteur
Gaëlle Lucas-Leclin	
Linda Mondin	Membre invité

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE..... 1

INTRODUCTION	1
CONTEXTE DE L'ETUDE	1
PRESENTATION DU MANUSCRIT	2

CHAPITRE I :

ETAT DE L'ART DES SOURCES LASER POUR LES HORLOGES

ATOMIQUES..... 5

INTRODUCTION	7
1. LA MESURE DU TEMPS.....	8
1.1. Une petite histoire de la mesure du temps.....	8
1.2. Fonctionnement d'une horloge atomique.....	10
1.2.1. Principe général	10
1.2.2. Fontaine à atomes froids.....	11
1.2.3. Besoins lasers.....	12
2. ETAT DE L'ART DES SOURCES LASER POUR LE REFROIDISSEMENT ET LA DETECTION DES ATOMES DE CESIUM.....	17
2.1. Sources lasers à cristaux.....	17
2.2. Sources lasers à matériaux semiconducteurs.....	19
2.2.1. Avantages des matériaux semiconducteurs	20
2.2.2. Diodes lasers à émission par la tranche	20
2.2.3. Diodes à émission par la surface	23
3. LES LASERS A SEMICONDUCTEURS POMPES OPTIQUEMENT	24
3.1. Principe de fonctionnement.....	25
3.1.1. Principe général	25
3.1.2. Les éléments clés d'un OPS-VECSEL [Kuznetsov, 1999]	25
3.2. Etat de l'art des sources OPS-VECSEL	27
3.2.1. Premiers développements	27
3.2.2. Technologies pour l'augmentation de la puissance	28
3.2.3. Sources OPS-VECSEL monofréquences.....	30
3.2.4. Extension du domaine spectral	31
3.2.5. L'intégration des OPS-VECSEL	33
CONCLUSION	35

CHAPITRE II :

CONCEPTION ET CARACTERISATION D'UN 1/2-VCSEL 37

INTRODUCTION	39
1. DEFINITION D'UNE STRUCTURE SEMICONDUCTRICE	40
1.1. Choix de la famille de matériaux.....	40
1.2. Conception du miroir de Bragg.....	41
1.2.1. Principe	41
1.2.2. Définition du miroir réalisé.....	43
1.2.3. Spectre de réflectivité expérimental	44
1.3. Définition et propriétés de la couche active	46
1.3.1. Description des puits quantiques	46
1.3.2. Gain matériau d'un puits quantique.....	48
1.3.3. Gain modal d'une structure à multiples puits quantiques.....	51
1.3.4. Optimisation de la couche active à multiple puits quantiques.....	58
1.4. Confinement des porteurs dans la zone active.....	60
1.5. Synthèse sur la conception de la structure	61
2. CROISSANCE DE LA STRUCTURE.....	62
2.1. Les différentes techniques d'épitaxie.....	62
2.2. Contraintes technologiques des structures actives en AlGaAs/GaAs.....	63
2.2.1. Oxydation des structures.....	63
2.2.2. Dépôt d'un antireflet pour les structures anti résonante	64
2.3. Synthèse.....	65

3. ÉTUDE EXPERIMENTALE DU GAIN MODAL.....	66
3.1. Principe.....	66
3.2. Montage expérimental	67
3.3. Mesure expérimentale du gain modal.....	67
3.3.1. Évolution du gain modal avec la température.....	68
3.3.1.1. Évolution du gain modal avec l'intensité de pompe.....	68
3.3.1.2. Évolution du gain modal avec la température du substrat.....	70
3.3.2. Influence du facteur de résonance Γ	71
3.4. Optimisation du nombre de puits quantiques	72
3.5. Synthèse sur les mesures de gain.....	73
CONCLUSION	73

CHAPITRE III :

REALISATION D'UN OPS-VECSEL MONOFREQUENCE STABILISE SUR LA RAIE D₂ DU CESIUM..... 75

INTRODUCTION	77
1. CONDITIONS D'UNE EMISSION LASER MONOMODE [SVELTO].....	77
1.1. Sélection d'un mode transverse	77
1.2. Sélection d'un mode longitudinal	79
1.2.1. Dynamique spectro-temporelle de l'émission laser.....	79
1.2.2. Largeur de raie de l'émission laser.....	81
2. CONCEPTION DU LASER.....	82
2.1. Le pompage optique.....	82
2.2. Dimensionnement et conception mécanique de la cavité laser	83
2.2.1. Conception d'une cavité plan concave	83
2.2.2. Utilisation d'un étalon dans la cavité laser	83
2.2.3. Conception d'un prototype compact et stable.....	84
3. PERFORMANCES LASER EN POMPAGE MONOMODE DE FAIBLE PUISSANCE	85
3.1. Validation expérimentale de l'émission monomode	85
3.1.1. Qualité transverse du faisceau	85
3.1.2. Émission monofréquence.....	86
3.2. Caractéristique laser : puissance et longueur d'onde d'émission.....	87
3.3. Étude de l'accordabilité spectrale.....	87
3.3.1. Accordabilité large.....	88
3.3.2. Accordabilité fine continue.....	89
4. STABILISATION DU LASER SUR UNE TRANSITION ATOMIQUE DU CESIUM.....	91
4.1. Montage d'absorption saturée.....	91
4.2. Balayage de la raie D ₂ du Césium.....	92
4.3. Évolution de la fréquence du laser libre.....	93
4.4. Stabilisation de la fréquence du laser.....	94
4.5. Mesure de la largeur de raie par battement	96
CONCLUSION	98

CHAPITRE IV :

MONTEE EN PUISSANCE : LIMITATIONS & SOLUTIONS..... 101

INTRODUCTION	103
1. SIMULATION DE LA CARACTERISTIQUE LASER	103
1.1. Évaluation de la résistance thermique.....	103
1.1.1. Calcul de la fraction thermique.....	104
1.1.2. Résistance thermique R_{th} de la structure.....	106
1.2. Caractéristique laser en présence d'effets thermiques.....	108
1.2.1. Evolution des paramètres laser avec la température.....	108
1.2.2. Saturation thermique de la caractéristique laser	110
1.2.3. Optimisation de la puissance de sortie.....	112
1.3. Quelles voies pour réduire l'échauffement des structures ?.....	114
2. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE D'UNE SOURCE MONOMODE DE PUISSANCE	116
2.1. Sources de pompe de puissance émettant autour de 670 nm.....	116
2.1.1. Lasers à solides pompés par diode.....	116
2.1.2. Diodes laser.....	117
2.2. Résultats laser expérimentaux	118
2.2.1. Montage expérimental	118

2.2.2.	Optimisation de la puissance laser émise	119
2.2.3.	Évolution des performances des structures réalisées	123
2.3.	<i>Emission monofréquence de puissance à 852 nm</i>	125
2.3.1.	Puissance maximum atteinte en régime monofréquence	125
2.3.2.	Réalisation d'un prototype pour une émission monofréquence de puissance	127
	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	129
<u>CONCLUSION GENERALE.....</u>		131
<u>ANNEXE 1 :</u>		
<u>DESCRIPTION DES NIVEAUX ENERGETIQUES DE L'ATOME DE CESIUM 133.</u>		139
<u>ANNEXE 2 :</u>		
<u>DESCRIPTION DES STRUCTURES ETUDIEES</u>		141
1.	STRUCTURE RESONANTE : STRUCTURE 1	141
2.	STRUCTURE AVEC UN ANTIREFLET.....	142
	<i>Structure à 7 puits quantiques : Structures 2 et 3</i>	142
	<i>Structure à 4 puits quantiques</i>	143
3.	Liste des structures étudiées	144
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>		147
<u>REMERCIEMENTS.....</u>		155

Introduction générale

Introduction

Le laser est un concentré de lumière. Les propriétés exceptionnelles de cohérence spatiale, spectrale, ou encore de polarisation de l'émission laser ont contribué à des avancées majeures dans des domaines extrêmement différents, des plus fondamentaux aux plus appliqués. La cohérence spatiale permet d'utiliser des faisceaux de lumière très directifs (télémétrie laser), de les focaliser sur de petites dimensions de l'ordre de la longueur d'onde et d'obtenir de très fortes luminances. Les lasers présentant une grande cohérence spectrale seront utilisés pour réaliser des expériences d'interférences sur de grandes distances ou pour constituer des références de fréquences pour exciter des transitions moléculaires ou atomiques (spectroscopie, refroidissement laser). En particulier, l'atome de césium 133 est très étudié aujourd'hui dans les laboratoires de métrologie de par la définition de la seconde telle qu'énoncée par la 13^{ème} Conférence Générale des Poids et Mesures (CGPM) en 1967 : « La seconde est 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 ». Aujourd'hui les horloges atomiques se sont imposées comme le meilleur moyen pour la réalisation de la mesure de la seconde. Dans ces horloges, la manipulation des atomes nécessite l'utilisation de lasers accordés sur les transitions optiques du césium. Parmi celles-ci, la raie D₂ à la longueur d'onde de 852 nm est la plus utilisée (cf. Annexe 1). Du fait de leur fonctionnement sur de larges gammes de longueur d'onde, de leur efficacité élevée, de leur compacité et de leur fiabilité, les lasers à semiconducteurs sont actuellement les sources privilégiées dans ces dispositifs. Cependant, ils montrent aujourd'hui des limitations intrinsèques en termes de puissance de sortie et de largeur spectrale dans le cadre de développement d'horloges atomiques embarquées pour des applications spatiales ou militaires. Pour les systèmes futurs, de nouveaux concepts doivent être développés afin de s'affranchir de ces limitations.

Depuis la fin des années 90, les lasers à semiconducteurs pompés optiquement, que nous noterons OPS-VECSEL dans ce manuscrit, acronyme de « Optically Pumped Semiconductor Vertical External Cavity Surface Emitting Laser », connaissent un intérêt croissant grâce à l'augmentation considérable des puissances émises [Kuznetsov, 1997]. Ils combinent les avantages des lasers à semiconducteurs classiques et ceux des lasers solides pompés optiquement, ce qui leur permet d'émettre de fortes puissances dans un faisceau monomode transverse sur une large gamme de longueur d'onde. D'autre part, ces lasers peuvent fonctionner sous certaines conditions en régime monofréquence et présentent alors des largeurs de raie théoriques extrêmement faibles. Nous nous proposons d'exploiter ces atouts pour les appliquer en métrologie à la manipulation des atomes de Césium.

Contexte de l'étude

Cette thèse concerne la réalisation d'une source OPS-VECSEL monomode de puissance à 852 nm. Elle s'inscrit dans la continuité des travaux effectués à la longueur d'onde de 1 μ m, au cours de la thèse de M. Jacquemet [Jacquemet, 2005], au sein de l'équipe « Laser Solides et Applications » du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Le développement et la caractérisation d'une source à une nouvelle longueur d'onde, avec un changement complet des matériaux semiconducteurs utilisés, constituent le défi majeur de ce travail. Nous approfondissons également l'étude du comportement monomode transverse et longitudinal d'un OPS-VECSEL, ainsi que la stabilisation de fréquence sur une référence atomique. Pour cela, nous nous appuyons sur une étroite collaboration avec trois laboratoires de recherche : l'Institut d'Electronique du Sud (IES) et Arnaud Garnache, pour la conception des structures semiconductrices ; le Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) et Isabelle Sagnes, pour leur fabrication ; le Laboratoire National de métrologie et d'essais – SYstème de Référence Temps Espace (LNE-SYRTE) et David Holleville, pour la conception

mécanique et l'évaluation de la source pour des applications métrologiques. Ces travaux ont été soutenus par la Délégation Générale de l'Armement. Cette thèse a été cofinancée par le Centre National d'Études Spatiales (CNES) et le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS).

Présentation du manuscrit

Nous décrivons dans ce manuscrit la démarche suivie, depuis l'expression des besoins en métrologie pour la manipulation des atomes de Césium, jusqu'à la caractérisation complète des performances d'une source laser monomode. Le manuscrit s'articule en quatre chapitres.

Le chapitre I décrit le contexte des travaux effectués, qui portent sur la réalisation d'une source laser pour les horloges atomiques. **La problématique de la mesure du temps et le fonctionnement des horloges atomiques sont exposés du point de vue de l'expérimentateur laser** intervenant dans cet environnement. **Nous définissons à cette occasion les besoins en sources laser** dans ces instruments. Nous établissons ensuite un état de l'art des lasers disponibles pour les horloges atomiques, en s'attardant plus particulièrement sur les diodes lasers à semiconducteurs, très utilisés actuellement dans ces instruments.

Les lasers à semiconducteurs pompés optiquement présentent un intérêt particulier pour des applications en métrologie compte tenu de leurs excellentes performances en termes de puissance émise et de largeur de raie. Nous décrivons leur principe de fonctionnement en insistant sur les points forts qui nous ont orientés vers cette solution.

Bien que notre travail s'inscrive dans le cadre d'une collaboration avec l'Observatoire de Paris et le Centre National d'Études Spatiales (CNES) sur le développement de sources laser pour les horloges atomiques, nous ne négligeons pas d'autres applications potentielles en métrologie utilisant des atomes de Césium, aux contraintes similaires sur les sources laser, et auxquelles notre travail pourrait également contribuer.

Les points clés de la réalisation d'une source OPS-VECSEL sont une structure semiconductrice adaptée, une cavité externe et un pompage optique de bonne qualité. Le chapitre II de ce manuscrit détaille la conception et la caractérisation de structures semiconductrices adaptées à la réalisation d'une source laser monomode émettant à 852 nm. Celle-ci intègre un miroir hautement réfléchissant et une zone de gain. **Nous reprenons point par point chacun de ces éléments en expliquant les choix effectués pour déterminer les matériaux et les épaisseurs de couches utilisées lors de la croissance, afin d'aboutir à une structure répondant aux besoins exprimés au chapitre I.** Nous prêtons un soin tout particulier à l'étude théorique du gain des structures, paramètre crucial dans un laser. Nous exposons ensuite la méthode et la réalisation de la croissance de la structure, et les solutions technologiques mises en œuvre pour améliorer la durée de vie et la fiabilité des composants. Nous quantifions ces points durs et décrivons les solutions technologiques mises en œuvre pour limiter ces effets néfastes. Enfin, **nous caractérisons expérimentalement le gain des structures étudiées.** Nous faisons ainsi apparaître sa dépendance avec le nombre de puits quantiques, ou le type de structure utilisée ainsi qu'avec la température, qui est le paramètre limitant lors de la montée en puissance de la source laser. A la fin de ce chapitre, nous définissons une structure optimale dont les performances laser seront analysées dans la suite du manuscrit.

Le chapitre III décrit la mise en œuvre et la caractérisation expérimentale d'un laser OPS-VECSEL monomode stabilisé sur la raie D_2 du Césium. Dans un premier temps, nous analysons les conditions d'obtention d'une émission monomode – transverse et longitudinale.

Le caractère monomode transverse du faisceau est assuré par l'utilisation d'une cavité externe adaptée, dont nous détaillons la conception. **La dynamique spectrale du laser est étudiée théoriquement démontrant la possibilité d'atteindre un régime monofréquence stable sans filtrage spectral du gain laser.** La présence d'un étalon dans la cavité permet toutefois de renforcer la stabilité du régime monofréquence. Ces conditions ont un impact sur la conception optique et mécanique d'un prototype compact stable.

Nous avons ensuite validé expérimentalement le fonctionnement monomode du laser. Les caractéristiques du laser ont été optimisées pour atteindre la longueur d'onde de travail (852 nm). L'accordabilité spectrale de la source autour de cette valeur est analysée en fonction de la température, de l'orientation d'un étalon dans la cavité ou de la longueur de la cavité. Enfin, nous décrivons le montage d'absorption saturée, utilisant une cellule de vapeur de Césium, utilisé pour stabiliser la longueur d'onde du laser sur une transition de la raie D_2 du Césium. Une expérience de battement de fréquences est menée entre l'OPS-VECSEL et une diode laser en cavité étendue du LNE-SYRTE, ce qui constitue la mesure la plus appropriée pour quantifier la largeur de raie de notre source laser. A l'issue de cette étude, **le prototype d'OPS-VECSEL basse puissance à 852 nm a été complètement caractérisé en vue de son utilisation pour la détection des atomes dans les expériences d'horloges atomiques.**

Le chapitre IV étudie la montée en puissance de ce type de sources laser. **Nous analysons d'abord les limitations à la montée en puissance de l'OPS-VECSEL, qui proviennent de l'échauffement des puits quantiques sous l'action de la puissance de pompe.** Nous décrivons l'origine de cet échauffement et quantifions l'élévation de température associée en mettant en place une simulation simple des structures semiconductrices utilisées, qui s'appuie sur l'évaluation de leur résistance thermique. Nous pouvons alors prédire théoriquement l'évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente sur la structure. Nous mettons en évidence une saturation thermique de la caractéristique laser avec la puissance de pompe, qui limite la puissance maximale émise par ces lasers. En nous appuyant sur la littérature, nous proposons diverses voies pour réduire l'échauffement et ainsi repousser la limitation de la puissance de sortie.

Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux obtenus avec les structures les plus prometteuses, parmi toutes celles qui ont été systématiquement caractérisées. Pour réaliser le pompage optique, nous proposons plusieurs sources de puissance émettant dans le rouge adaptées à notre expérience. D'autre part, les paramètres expérimentaux de l'OPS-VECSEL sont tous soigneusement optimisés, en s'appuyant sur les résultats théoriques précédents, afin de démontrer la potentialité des structures sans gestion des effets thermiques. Nous faisons la démonstration d'une émission monofréquence de puissance autour de 852 nm. A partir de ces expériences, nous concevons un prototype compact, dont nous avons effectué les premières caractérisations.

A l'issue de ce travail de thèse, plusieurs voies de recherche peuvent être envisagées pour améliorer la puissance des lasers à semiconducteurs monomodes pour la métrologie, et étendre la gamme des applications possibles en exploitant leurs propriétés particulières. Nous décrivons celles qui nous paraissent les plus prometteuses dans la conclusion de ce manuscrit.

Chapitre I :

État de l'art des sources laser pour les horloges atomiques

Introduction

Au cours de ma thèse et en étroite relation avec le Centre National des Études Spatiales et l'Observatoire de Paris, le développement de sources laser pour les horloges atomiques embarquées dans le domaine du spatial a constitué la ligne conductrice de mon travail. Dans ce chapitre, je présenterai donc les besoins en sources laser pour les futures horloges atomiques embarquées compactes. Ces développements seront principalement utilisés sur des instruments tels que PHARAO¹ au sein du projet ACES (Atomic Clock Ensemble in Space) [Cacciapuoti, 2007]. Au préalable, je décrirai donc le fonctionnement des horloges atomiques et leur raison d'être.

Les horloges atomiques sont les instruments privilégiés aujourd'hui qui donnent la référence de fréquence (ou de temps) la plus stable au monde pour l'unité du système international la plus finement mesurée : la seconde. Ce domaine de la métrologie du temps est très ancien et à mon sens passionnant, car il accompagne les progrès de la physique depuis sa création jusqu'à nos jours. Ces instruments utilisent aujourd'hui encore les dernières technologies de pointe pour sans cesse améliorer la qualité de la mesure de la seconde. Nous pouvons, de l'histoire de la mesure du temps depuis son origine, tirer quelques enseignements qui permettent de mieux appréhender les contraintes inhérentes à cette mesure.

L'optique, les lasers et l'étude des propriétés des atomes, qui sont parmi les grandes révolutions de la physique du siècle dernier, contribuent naturellement aujourd'hui à l'amélioration de cette mesure. En effet, dans les horloges atomiques, les propriétés des états internes des atomes sont exploitées pour donner une référence de fréquence. En 1967, lors de la Conférence Internationale des Poids et Mesures, l'atome de Césium 133 a été choisi, en partie, pour sa simplicité d'étude en physique. La manipulation de ces atomes et la détection de leurs états internes nécessitent l'utilisation de lasers émettant à une longueur d'onde de résonance du Césium, plus particulièrement sur la raie D₂ à 852 nm pour les travaux qui nous intéressent ici.

De plus, la volonté actuelle de réaliser des horloges embarquées pour des projets spatiaux conduit à un besoin de compacité accrue des instruments de mesure et notamment des lasers. C'est pourquoi, après avoir exprimé dans une première partie les besoins spécifiques à cette étude sur les sources lasers, nous ferons une revue des différentes solutions laser existantes démontrant à ce jour un potentiel à la longueur d'onde d'intérêt : 852 nm. Parmi ces sources laser potentielles, nous verrons que certaines présentent des limitations physiques ou technologiques. Cela nous a conduits à proposer l'étude d'une source alternative fondée sur la technologie des lasers à semiconducteurs à émission par la surface en cavité externe pompés optiquement, ou OPS-VECSEL (acronyme anglais pour « Optically Pumped Semiconductor - Vertical External Cavity Surface Emitting Laser »). En effet, de belles performances ont déjà été obtenues à partir de ces lasers, pour des applications très variées comme la spectroscopie, la bio-instrumentation, etc... A la fin de ce chapitre, nous connaissons les caractéristiques et les éléments clés des OPS-VECSEL nécessaires à l'application envisagée.

¹ Projet d'Horloge Atomique par Refroidissement d'Atomes en Orbite. Pour plus d'informations, on se référera au site internet du CNES : <http://www.cnes.fr/web/4444-pharao.php>.

1. La mesure du temps

1.1. Une petite histoire de la mesure du temps²

La physique est associée depuis ses débuts à l'étude de la nature et des lois qui la régissent. L'observation la plus simple vient dans un premier temps des phénomènes périodiques tels que le mouvement du soleil ou de tout autre astre autour de la terre. Le mouvement apparent du soleil avec son extrême régularité a conservé pendant des millénaires un rôle fondamental dans la définition d'une échelle de temps. Ainsi, l'objet qui a constitué la visualisation de la variation du temps est un simple bâton planté à la verticale dans le sol : le gnomon. Son amélioration a donné naissance au cadran solaire qui a servi de référence pendant encore longtemps. Ce n'est cependant qu'au XVI^{ème} siècle que l'heure a été définie comme la 24^{ème} partie du temps séparant deux passages du soleil au zénith.

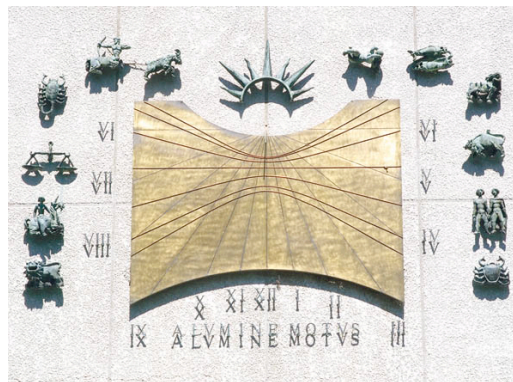


Figure 1 : Cadran solaire sur la façade de l'Institut d'Optique à Orsay

Les progrès techniques n'ont cessé d'essayer d'améliorer la stabilité et l'exactitude³ sur la mesure du temps. Pour un usage plus commode dans la vie sociale, l'imagination humaine a exploité de nombreux procédés naturels. Les dispositifs à écoulement d'eau ou de sable semblent être les premiers instruments de mesures. La combustion d'une bougie, d'une mèche ou d'huile fut également largement utilisée. Ces techniques ne donnent qu'une précision très faible mais suffisante si la durée mesurée est courte.

Les premières horloges, comme on l'entend aujourd'hui, apparaissent au Moyen Age. Elles sont composées d'un poids accroché à un axe horizontal qui entraîne un mécanisme comme une roue dentée. C'est une première mesure discontinue du temps fondée sur un principe mécanique. Le problème technique qui apparaît à cette occasion est la régulation de la vitesse de rotation du mécanisme qui s'accélère à mesure que le poids chute. En 1370 apparaît la véritable horloge mécanique dont une pièce appelée foliot permet de réguler l'énergie fournie par un poids à une roue. Le mouvement est ensuite transmis à des rouages qui entraînent les aiguilles. À cette époque, la dérive peut alors atteindre plus d'une heure par jour.

Une première révolution provient d'observations de Galilée sur l'isochronisme des oscillations d'un pendule mécanique : la durée d'une oscillation ne dépend que de la longueur du pendule et non de l'amplitude du mouvement. La notion de temps dans ces observations

² D'après le cours de P. Laurent, *Horloges atomiques, principe et applications*.

³ En métrologie des fréquences, il existe deux critères qui définissent la qualité du signal :

- La stabilité qui représente la capacité de l'étalon de fréquence à délivrer une fréquence toujours identique à elle-même au cours du temps ; la stabilité est donc évaluée grâce à la variance d'une série temporelle de durée T du signal délivré par l'étalon. On parle ainsi de stabilité à T secondes.
- L'exactitude qui représente l'incertitude sur l'écart de fréquence entre le signal délivré par l'étalon et la définition officielle de la seconde, telle qu'établie par le BIPM.

sera complétée par Newton qui introduit le temps absolu : « Le temps absolu vrai et mathématique, sans relation à rien d'extérieur, coule uniformément et s'appelle durée ». Cependant ce sera Huygens qui réalisera en 1657 la première horloge à pendule pesant, et en 1675, l'améliore grâce au ressort spiral pour donner la première montre à résonateur balancier-spirale.



Figure 2: Montre marine H1 de Harrison

Dès le XVII^{ème} siècle, les applications des horloges à la navigation et au positionnement ont été ressenties. Au cours de cette période, suite à de nombreux naufrages au sein de sa flotte, le parlement britannique lança un prix pour la réalisation d'un instrument permettant de calculer la longitude à mieux qu'un demi-degré. En 1762, John Harrison le remporta grâce à sa « montre marine n°4 » dont le retard ne dépassa pas 5 secondes sur 2 mois de navigation. L'association du ressort spiral et du pendule, améliore grandement la précision des horloges si bien que chaque horloger utilise ce mécanisme. Cela conduit alors à la fabrication en grande quantité d'horloges qui atteignent des précisions remarquables et qui sont à la fois des outils technologiques et de véritables œuvres d'art. On assiste ensuite à une miniaturisation des mécanismes et à leur complexification. Au cours du XIX^{ème} siècle, les montres et horloges bénéficient des avancées sur la découverte et l'amélioration des propriétés des matériaux. Les matériaux développés sont moins sensibles aux perturbations extérieures.

L'avènement de l'électricité puis de l'électronique va bouleverser les techniques de mesures du temps. Les travaux de Pierre et Jacques Curie en 1880 aboutissent à la découverte de l'effet piézo-électrique dans le quartz. Dès lors, l'étude de cet effet et son utilisation dans les systèmes de mesure du temps n'ont jamais cessé. Depuis on a réalisé des résonateurs à quartz qui oscillent à quelques mégahertz. La plupart des montres actuelles fonctionnent avec un quartz.

Parallèlement à l'étude de l'effet piézo-électrique, le XX^{ème} siècle a été marqué par l'étude des propriétés des atomes. Depuis que nous savons que les écarts entre les différents états atomiques, expliqués par la mécanique quantique, définissent des résonances à des fréquences qui peuvent être très stables et très élevées, les atomes sont devenus des candidats privilégiés pour la mesure du temps. Les propriétés intrinsèques des atomes ou des molécules sont dictées par des interactions fondamentales qui sont identiques en tout point de l'espace. En 1948, le *National Bureau of Standards* aux Etats-Unis réalise la première horloge atomique en utilisant la raie à 24 GHz de l'ammoniac. Puis en 1955, Essen et Parry développent la première horloge à atomes de Césium en tirant parti des résultats théoriques de Rabi et Ramsey. Depuis 1967, et la conférence du Bureau international des poids et mesures (BIPM), la seconde est définie comme la durée de 9 192 631 770 oscillations de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état électronique fondamental du Césium 133.

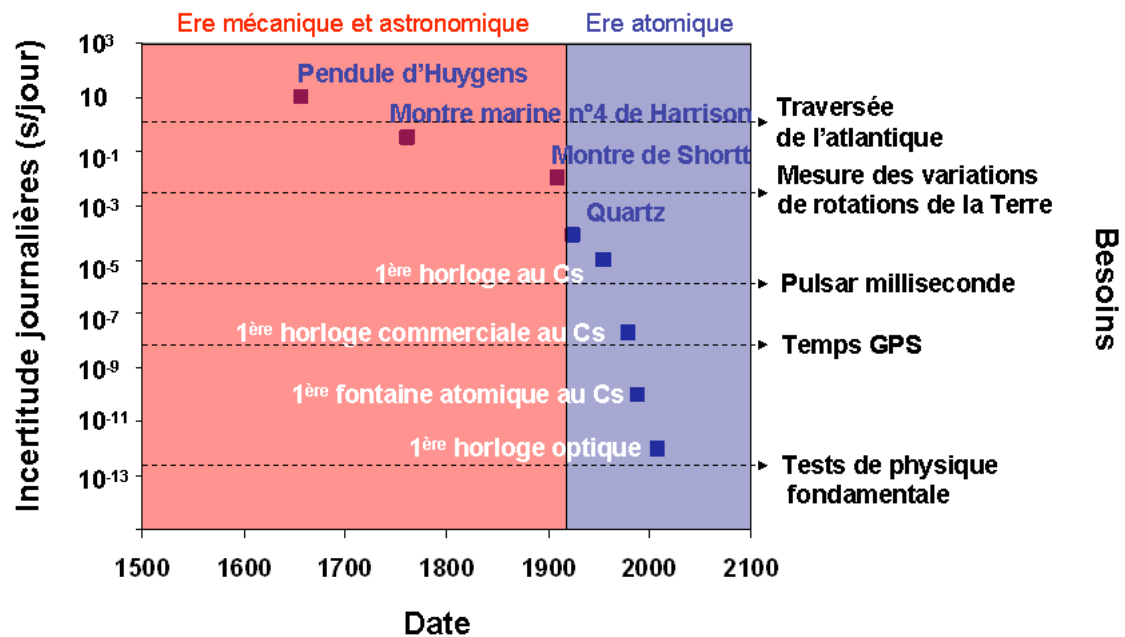


Figure 3 : Amélioration de la mesure du temps ; inspiré de [Salomon, 2008]

Nous pouvons d'ores et déjà tirer quelques enseignements de cette épopée de la mesure du temps :

- La mesure du temps se réduit à la mesure d'un phénomène périodique de fréquence propre ν_0 dont on cherche à augmenter la valeur pour améliorer la précision obtenue : $\delta T = \delta \nu / \nu_0 T$. Le développement des horloges à transitions optiques⁴ est né de cette idée. Pour celles-ci, la fréquence de la transition d'horloge n'est plus dans le domaine des micro-ondes ($\nu_0 \sim 10^{10}$ Hz) mais dans celui des fréquences optiques ($10^{14} - 10^{15}$ Hz).
- L'amélioration des performances des horloges s'accélère grandement depuis un siècle.
- La compacité a toujours été une préoccupation des systèmes de mesure du temps pour des applications embarquées de navigation et de positionnement.
- la synchronisation et la comparaison des différents systèmes de mesures du temps existent toujours actuellement.

1.2.Fonctionnement d'une horloge atomique

L'objectif de ce paragraphe est de décrire succinctement le fonctionnement d'une horloge atomique et les principaux besoins laser associés dans ces instruments. En pratique il existe plusieurs dispositifs pour réaliser une horloge atomique. Parmi celles-ci ont été développées depuis 1990 les fontaines atomiques qui donnent les meilleures performances actuelles pour la mesure de la seconde sur Terre. La manipulation et la détection des atomes dans ces horloges nécessitent des sources laser qui possèdent des qualités spectrales, spatiales et de puissance bien spécifiques. Pour des applications embarquées, les sources laser doivent se plier à des contraintes supplémentaires de compacité et de consommation électrique.

1.2.1. Principe général

Une horloge atomique est un dispositif qui fournit une référence de temps la plus stable et la plus exacte possible en s'appuyant sur les propriétés de résonance des transitions entre états internes de l'atome de Césium. Les premières horloges ont été mises au point dès le milieu

⁴ Elles sont actuellement en cours de développement et dépassent déjà les meilleures stabilités des horloges à atomes de Césium les plus performantes, à savoir inférieures à 10^{-15} sur une journée et pouvant atteindre jusqu'à 10^{-17} ou 10^{-18} en moyennant plus longtemps [Ludlow, 2008] [Rosenband, 2008].

des années 1950 à partir de jet thermique d'atomes de Césium. La Figure 4 décrit le principe de la mesure : une source fournit des atomes qui sont préparés dans un des deux sous-niveaux hyperfins ($F=3$ et $F=4$) de l'état fondamental $6^2S_{1/2}$ séparés d'environ 9,2 GHz (l'annexe 1 de ce travail détaille la structure énergétique de l'atome de césium et les transitions d'intérêt pour notre travail). Les atomes sont envoyés ensuite dans une cavité résonante excitée par un oscillateur local (oscillateur à quartz) dont la fréquence ν est la plus proche possible de la fréquence d'horloge ($\nu_0 = 9,192\,631\,770$ GHz). On détecte en sortie la probabilité de transition des atomes, qui est maximum lorsque les deux fréquences sont égales ($\delta\nu = \nu - \nu_0 = 0$).

Actuellement, l'interrogation de l'état interne des atomes est réalisée suivant une méthode interférométrique mise au point par Norman F. Ramsey en 1950 [Ramsey, 1950] pour laquelle il a reçu le prix Nobel en 1989, analogue temporel de l'expérience de fentes d'Young. Cette méthode interférométrique performante permet d'accéder à des raies de résonance très étroites, dont la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ est inversement proportionnelle au temps de parcours libre T : $\Delta\nu \sim 1/2T$. Avec deux cavités micro-onde espacées d'un mètre et un jet atomique de vitesse 300 m/s, le temps d'interrogation est de l'ordre de 3 ms, soit une largeur du pic de résonance d'environ 150 Hz. Les meilleures horloges à jet thermique actuellement, comme l'étalon primaire JPO du SYRTE, ont une exactitude sur la mesure de la seconde de l'ordre de $6 \cdot 10^{-15}$, et une stabilité de l'ordre de 10^{-15} , ce qui représente une erreur inférieure à 1s en 30 millions d'années [De Clercq, 2004].

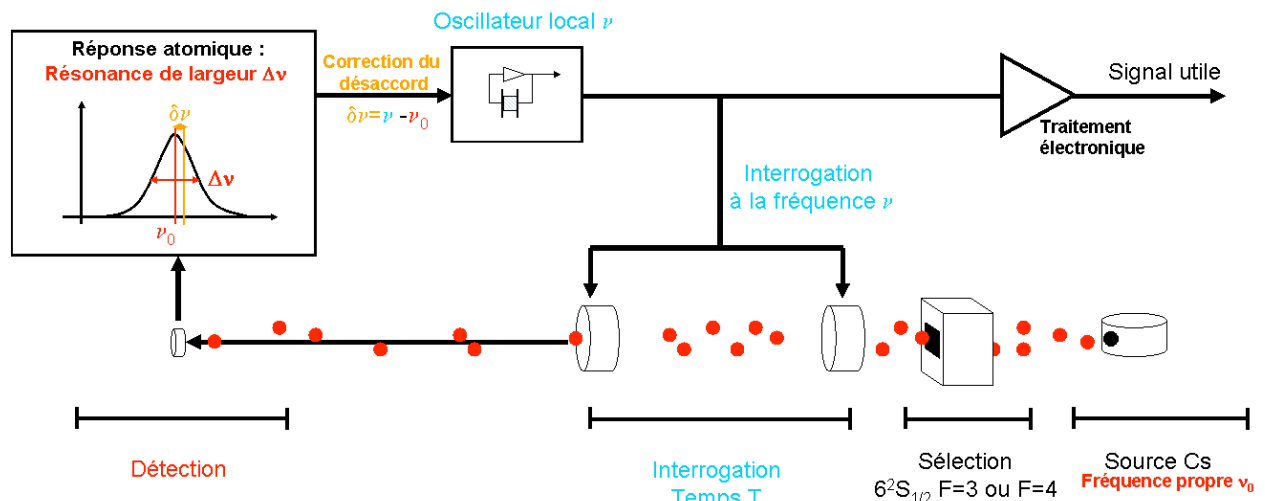


Figure 4: Principe du fonctionnement d'une horloge atomique

1.2.2. Fontaine à atomes froids

Le prix Nobel de physique 1997 a été conjointement attribué à S. Chu, C. Cohen-Tannoudji et W. D. Phillips pour leurs travaux sur le refroidissement et le piégeage des atomes grâce aux lasers. Le refroidissement et le ralentissement des atomes consistent à diminuer la vitesse moyenne des atomes jusqu'à quelques mm/s avec une dispersion de vitesse très faible. Cela ouvre des perspectives nouvelles dont l'exploitation ne fait que commencer dans les domaines aussi divers que les technologies du spatial et de la métrologie du temps, des nanosciences et de l'information. Pour les horloges atomiques, l'utilisation d'atomes froids a permis d'allonger la durée séparant les deux interrogations Ramsey à environ 0,5 s. On réduit ainsi significativement la largeur fréquentielle du signal d'horloge $\Delta\nu$ à environ 1 Hz, sans augmenter l'encombrement total de l'horloge. En pratique, les atomes sont lancés verticalement à une vitesse de l'ordre de 4m/s et traversent deux fois la même cavité

d'interrogation, à la montée et au cours de leur redescente sous l'effet de la gravité. Les atomes sont ensuite capturés de nouveau dans l'enceinte et le processus peut recommencer. Les stabilités des meilleures fontaines atteignent aujourd'hui $1,6 \cdot 10^{-16}$ pour un temps d'intégration d'environ 1 journée ($5 \cdot 10^4$ s), ce qui améliore d'un facteur 100 la stabilité de la mesure et donne une erreur inférieure à 1s pour 300 millions d'année.

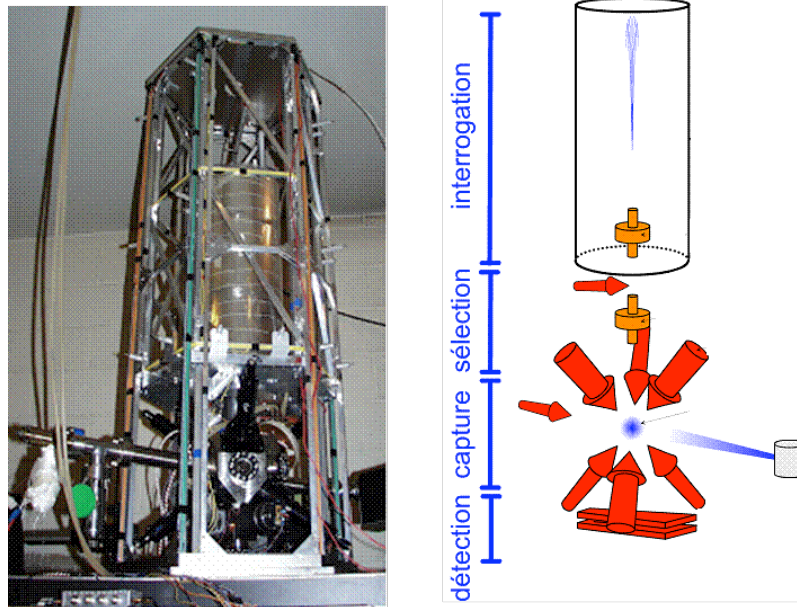


Figure 5 : Photo de la fontaine atomique FO2 du LNE-SYRTE ; Schéma associé [Salomon, 2008]

1.2.3. Besoins lasers

a) Exigences lasers pour les fontaines atomiques

Dans les fontaines atomiques, les sources laser sont utilisées pour réaliser le refroidissement, la manipulation et la détection des atomes. Nous analysons ici les spécifications de ces sources en étudiant chaque fonctionnalité séparément, dans l'ordre de la séquence de mesure mise en œuvre expérimentalement.

Le refroidissement laser⁵

Plusieurs méthodes de refroidissement des atomes par la lumière laser sont utilisables, suivant le niveau de température qu'on souhaite atteindre. Nous ne revenons ici que sur le principe général et sur la mise en œuvre pratique pour identifier les besoins laser et leur origine physique.

Les atomes de ^{133}Cs utilisés dans une fontaine atomique sont issus d'une vapeur en cellule. Si on envoie un faisceau laser accordé sur une transition d'absorption de ces atomes, contre-propageant à la direction d'éjection des atomes, pour chaque cycle d'absorption et de désexcitation, l'atome reçoit une impulsion provenant des photons absorbés, tandis qu'en moyenne, l'impulsion rendue par émission spontanée de photons s'annule, en raison de l'isotropie du processus, si bien que globalement l'impulsion de l'atome est diminuée. On arrive alors à ralentir les atomes à des vitesses de l'ordre de quelques $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, via la pression de radiation de la lumière. En plus de ralentir les atomes, l'utilisation de la lumière, permet également de les refroidir, c'est-à-dire de diminuer leur agitation thermique, ce qui revient à diminuer les fluctuations de la vitesse autour de la vitesse moyenne. Si on dispose deux

⁵ Pour plus de renseignement sur le refroidissement des atomes, on se réfèrera à [Metcalf].

faisceaux contra propageant, on réalise un refroidissement Doppler, qui permet d'atteindre des températures de l'ordre de 100 μK , soit des vitesses de l'ordre de quelques centimètres par seconde. Pour abaisser la température et la vitesse des atomes à quelques millimètres par seconde, on utilise un refroidissement de type Sisyphé⁵. Si on effectue cette opération dans les trois directions de l'espace on obtient une zone où les atomes froids et lents sont confinés pour constituer une mélasse optique.

Pour un refroidissement efficace des atomes de ^{133}Cs , les lasers sont **accordés⁶ sur la transition cyclante⁷ $6S_{1/2} F = 4 / 6P_{3/2} F' = 5$** dont la largeur naturelle est d'environ 5 MHz (cf. Annexe 1). **L'amplitude des fluctuations de fréquence du laser doit être inférieure à cette valeur pour assurer une absorption efficace, soit inférieure à 1 MHz**, incluant la dérive de la fréquence du laser. Pour un refroidissement rapide et peu encombrant, il faut également que l'intensité du laser soit supérieure à l'intensité de saturation de la vapeur de Césium qui vaut 1.1 mW/cm². Expérimentalement, la puissance incidente sur les atomes pour le refroidissement laser est de l'ordre de 40 mW. Pour une utilisation confortable au laboratoire, **une source délivrant une puissance de 150 à 200 mW** serait souhaitée **avec une stabilité de puissance de l'ordre de 1%** [Holleville, 2008]. L'interaction du laser avec les atomes d'une part, et les composants optiques du banc laser d'autre part, étant sensibles à la polarisation du faisceau, celle-ci doit être bien contrôlée.

Le repompage

Au cours du processus de refroidissement, il y a une probabilité non nulle d'exciter la transition $6S_{1/2} F = 4 / 6P_{3/2} F' = 4$ avec le faisceau refroidisseur, certains atomes peuvent alors s'échapper du cycle en retombant dans l'état $6S_{1/2} F = 3$. Une source laser, dite « laser repompeur », accordée sur la transition **$6S_{1/2} F = 3 / 6P_{3/2} F' = 4$** , permet de réintroduire ces atomes sur le niveau $6S_{1/2} F = 4$ après quelques cycle de transitions. Pour que le repompage ait lieu, le laser doit être accordé sur la transition à mieux que sa largeur naturelle, environ 5 MHz. **Cette opération ne nécessite qu'une puissance modérée d'environ 5 mW.**

La détection

La séquence de détection a pour but de compter le nombre d'atomes dans chaque sous-niveau (N_3 atomes dans le sous niveau $F = 3$ et N_4 atomes dans le sous niveau $F = 4$) de l'état fondamental $6S_{1/2}$ du ^{133}Cs , pour en déduire directement la probabilité de transition par $P=N_4/(N_3+N_4)$. Nous pouvons donner quelques caractéristiques communes à toutes les méthodes utilisées pour la détection de l'état des atomes. La puissance de la source laser est assez faible, environ un milliwatt suffit. Cependant la contrainte sur la stabilité de fréquence est forte : l'amplitude des fluctuations de fréquence doit être inférieure à 100 kHz si on ne veut pas que le bruit du laser dégrade le signal de détection [Simon, 1997]. De plus, le laser doit être finement accordable sur les différentes transitions hyperfines du Césium.

⁶ En réalité, la fréquence du laser de refroidissement est légèrement désaccordée (environ 10 MHz sous la fréquence de la transition cyclante)

⁷ La transition entre les sous-niveaux $6S_{1/2} F = 4$ et $6P_{3/2} F' = 5$ est dit « cyclante » car les atomes qui sont excités vers le sous niveau $F' = 5$, ne peuvent se désexciter que vers le sous niveau de départ $F = 4$; les règles de la mécanique quantique imposant que $|\Delta F| \leq 1$.

Synthèse

Le Tableau 1 résume les contraintes spectrales et de puissance très différentes suivant les phases de la séquence de mesure. Pour toutes les phases de la séquence de fonctionnement, la polarisation doit être linéaire et très bien contrôlée.

Tableau 1 : Spécifications laser pour les différentes phases de mesure dans une fontaine atomique

Spécifications	Le refroidissement laser	Le repompage	La détection
Puissances	150 – 200 mW (40 mW incident sur les atomes) Stabilité de puissance : 1%	5 mW	≤ 1 mW
Transition considérée	6S _{1/2} F = 4 / 6P _{3/2} F' = 5 (Raie D ₂ à 852 nm) et décalage de -10 à -70MHz pour les phases Doppler et Sisyphé	6S _{1/2} F = 3 / 6P _{3/2} F' = 4 (Raie D ₂ à 852 nm)	Accordable sur la raie D ₂
Amplitude des fluctuations de fréquence	≤ 1 MHz	≤ 5 MHz	≤ 100 kHz

Le banc optique

Actuellement, différentes sources laser sont utilisées pour réaliser chacune des fonctions décrites précédemment. Le banc optique regroupe l'ensemble des sources lasers et des composants optiques nécessaire à la remise en forme et au contrôle spectral des faisceaux. Par exemple pour le projet PHARAO conduit par le CNES, partie intégrante du projet ACES soutenue par l'ESA, le banc optique a un encombrement inférieur à 40 x 40 cm² (Figure 6). Il comporte 4 diodes laser en cavité étendue, 4 diodes laser, ainsi que des modulateurs acousto-optiques et des isolateurs optiques pour chacune de ces sources laser. Les faisceaux sont ensuite couplés dans des fibres optiques vers l'expérience. Les spécifications futures demandent une diminution de cet encombrement. Il semble toutefois difficile de diminuer encore le volume du banc optique avec les technologies actuelles, sans modifier le nombre de sources lasers (une par fonction) et la complexité de ce banc optique.

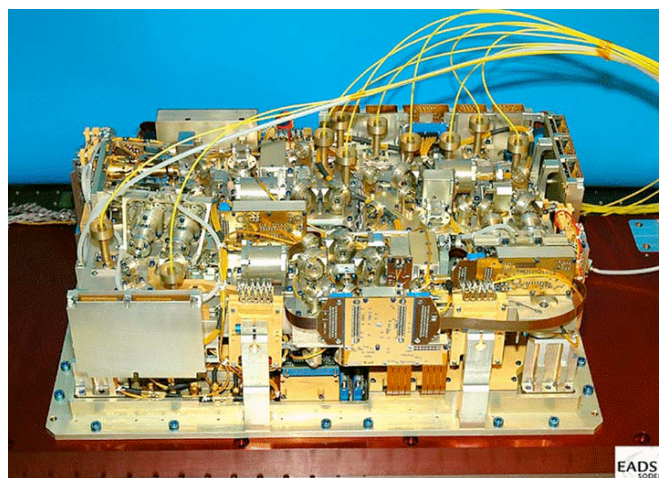


Figure 6 : Photo du banc optique de l'horloge PHARAO [Laurent, 2006]

b) Extension des besoins à d'autres dispositifs utilisant des atomes de Césium

Les fontaines atomiques ne sont pas les seuls instruments de mesure qui utilisent les propriétés universelles des atomes pour établir une référence d'une grandeur physique. Nous décrivons dans ce paragraphe les besoins lasers d'autres instruments aux caractéristiques assez similaires, pour lesquels les travaux effectués durant cette thèse peuvent être une contribution.

Les horloges à piégeage cohérent de population (CPT)

La DGA et le CNES ont exprimé le besoin de développer des actions de recherches concernant des horloges atomiques stables et compactes pour des applications avancées de guidage et de navigation par satellites (GNSS, tels que GALILEO). En utilisant le piégeage cohérent de population découvert par Arimondo en 1976 [Arimondo, 1976], il est possible de simplifier considérablement le dispositif et donc d'obtenir des systèmes très compacts en relâchant quelque peu les contraintes sur les performances des horloges.

Cette technique permet d'obtenir une courbe de résonance sans effet Doppler et sans avoir recours à une cavité résonante micro-onde pour l'interrogation de la transition d'horloge. Ce dispositif est très bien adapté à une miniaturisation poussée. L'interrogation de la transition d'horloge est réalisée de manière optique à l'aide **de deux faisceaux laser cohérents en phase**, dont la différence de fréquence correspond directement à la transition d'horloge à 9,192 GHz. La puissance laser nécessaire est très modérée, de l'ordre de quelques milliwatts pour pouvoir observer l'effet de non-résonance dû au piégeage cohérent de population dans l'absorption Doppler. **Idéalement, la largeur de raie de chacun des faisceaux doit être inférieure à 200 kHz.**

Actuellement, le cœur de ces horloges est réduit à quelques éléments seulement : un système intégré comportant une diode laser modulée (type VCSEL), une cellule contenant la vapeur de Césium et un photodétecteur (Figure 7, droite). Au NIST, une horloge CPT atteint ainsi des dimensions millimétriques pour des performances à court terme très satisfaisantes (Figure 7, gauche).

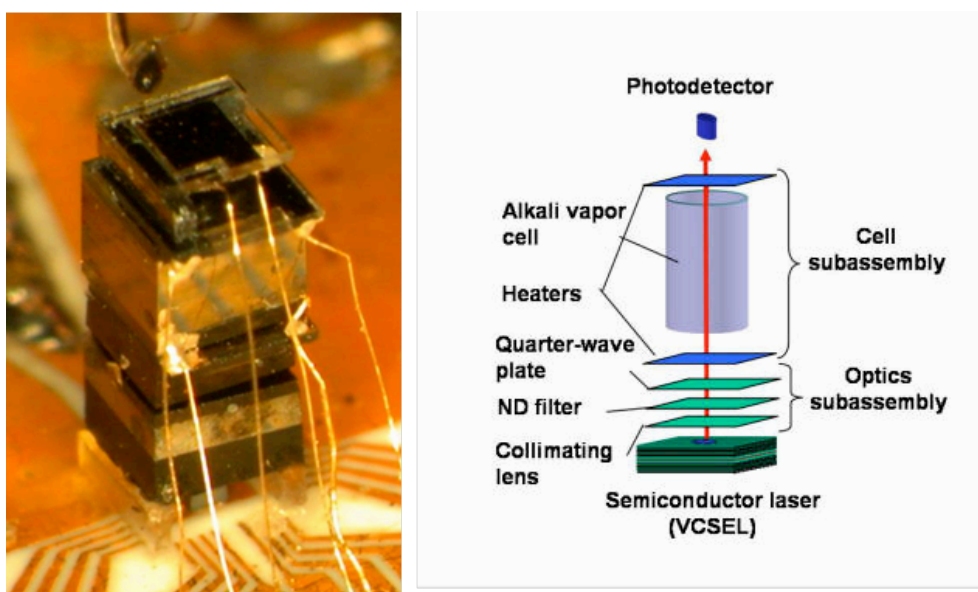


Figure 7: A gauche: Photos d'une horloge CPT ; A droite : Description du montage expérimental de l'horloge miniature du NIST (Informations extraites du site web du NIST⁸)

⁸ Site web du NIST sur les horloges compactes : <http://tf.nist.gov/timefreq/ofm/smallclock/index.htm>

Les senseurs inertiels

Les atomes froids ouvrent également des perspectives vers de nouveaux types de senseurs inertiels basés sur l'interférométrie atomique, analogues aux interféromètres optiques. Par rapport aux interféromètres lumineux couramment utilisés, la masse des atomes confère à ces interféromètres une grande sensibilité aux champs inertiels qui peut être utilisée pour développer de nouveaux types d'accéléromètres ou de gyromètres à ondes de matières [Canuel, 2006]. On retrouve dans ces instruments les mêmes problématiques pour le refroidissement et la détection des états internes des atomes utilisés⁹.

Pour la manipulation des atomes, des faisceaux « Raman » sont utilisés pour réaliser les séparatrices optiques de l'interféromètre atomique suivant une séquence introduite par Kasevich et Chu en 1991 [Kasevich, 1991] (Figure 8). En sortie de l'interféromètre, on détecte le déphasage existant entre les deux bras de l'interféromètre, qui nous renseigne sur la vitesse de rotation du dispositif (gyromètre) ou sur son accélération (accéléromètre).

En pratique, deux faisceaux cohérents en phase sont légèrement désaccordés par rapport aux transitions entre les états fondamentaux et un niveau excité pour réaliser la transition Raman. Les faisceaux sont allumés pendant un temps d'interrogation de l'ordre de 30 μ s à 60 μ s suivant les impulsions [Holleville, 2001]. L'interféromètre peut être réalisé dans le domaine spatial, dans ce cas on utilise trois faisceaux séparés spatialement. On peut également utiliser un seul faisceau couvrant tout l'interféromètre et réaliser un interféromètre dans le domaine temporel. Dans ce cas, on assure directement la cohérence en phase entre les différentes impulsions sur la séquence de mesure. La puissance nécessaire à la réalisation de la transition Raman est donc plus grande que pour tous les dispositifs décrits jusqu'ici, car les grandes dimensions du faisceau imposent une puissance élevée pour assurer une densité de puissance suffisante au niveau des atomes. On estime entre 100 mW et 1 W la puissance nécessaire de la source laser pour le fonctionnement des senseurs inertiels, typiquement une puissance de 500 mW est généralement utilisée. La stabilité de fréquence des sources lasers employées dépend quelque peu de la méthode d'obtention des deux faisceaux Raman décalés en fréquence, mais elle doit être classiquement inférieure à 250 kHz.

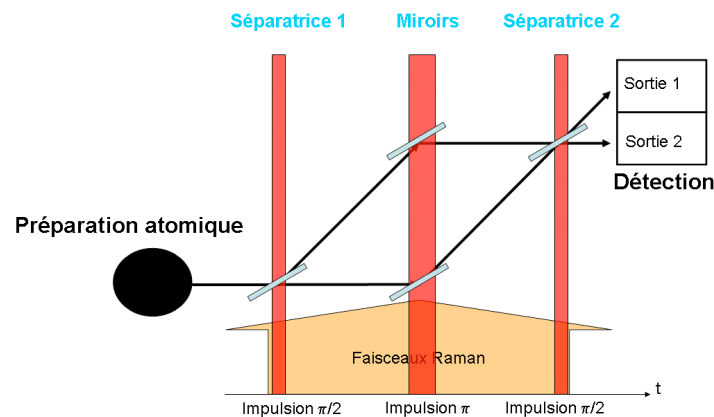


Figure 8 : Schéma de fonctionnement simplifié d'un interféromètre atomique.

Pour améliorer encore la sensibilité potentielle des senseurs à atomes froids, un effort est réalisé sur le développement de sources atomiques cohérentes telles que des condensats de Bose-Einstein et des lasers à atomes. Plusieurs projets sont actuellement en cours de développement tel que le projet ICE qui regroupe le SYRTE, l'ONERA, le CNES et le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO).

⁹ D'autres atomes que le Césium, tel que le rubidium, peuvent être utilisés dans les senseurs inertiels. Les lasers utilisés dans ces systèmes s'adaptent donc aux fréquences des états internes des atomes considérés ($\lambda = 780$ nm pour le rubidium, ...). Cependant les spécifications en puissances et stabilité de fréquence sont similaires.

Synthèse

Les besoins laser des senseurs inertiels, qui mettent en jeu les mêmes mécanismes de refroidissement d'atomes et de détection des états atomiques, sont très proches de ceux exprimés dans les horloges atomiques. Nous en dressons une synthèse dans le tableau 2. Cette thèse s'inscrit historiquement dans le cadre des travaux pour les horloges atomiques, mais il est important de garder à l'esprit que les développements menés peuvent servir directement ou indirectement dans tous ces interféromètres atomiques ou dans d'autres types d'horloges, moyennant quelques adaptations des travaux effectués ou en utilisant les perspectives plus étendues qui s'offrent à nous à partir des solutions étudiées.

Tableau 2 : Besoins laser pour différents dispositifs d'interférométrie atomique

	Puissance	Longueur d'onde	Stabilité de fréquence
Horloge CPT	5 mW	Faisceaux cohérents en phase Accordable à 852 nm ou à 894 nm (Raies D1 et D2 du Césium)	$\Delta\nu \leq 200$ kHz
Interférométrie atomique	100 mW- 1W	Faisceaux cohérents en phase Adaptables à différents atomes (Césium 852 nm ou Rubidium 780 nm)	$\Delta\nu \leq 250$ kHz

2. Etat de l'art des sources laser pour le refroidissement et la détection des atomes de Césium

Les contraintes pour les sources laser utilisées dans les horloges atomiques terrestres se situent principalement sur la puissance et la qualité spatiale et spectrale du faisceau (Tableau 1). Pour les projets d'horloges atomiques embarquées à bord de satellites, il faut ajouter à ces performances optiques les contraintes liées à l'environnement spatial. Ainsi la compacité, la fiabilité, l'efficacité et la consommation électrique sont des paramètres tout aussi primordiaux pour le choix de la technologie de laser adéquate. Nous décrivons dans ce qui suit les différentes solutions technologiques envisageables en fonction du type de milieu amplificateur utilisé dans le résonateur laser. Ainsi nous présenterons un état de l'art des sources laser dont le milieu à gain permet d'obtenir une émission laser autour 852 nm à l'aide de cristaux ou de matériaux semiconducteurs. Pour chacune des technologies présentées nous ferons état du principe de la solution étudiée, des meilleures performances obtenues à ce jour et de l'adéquation avec les contraintes énoncées précédemment.

2.1.Sources lasers à cristaux

Les propriétés spectrales d'absorption et d'émission des cristaux massifs dépendent fortement de l'ion utilisé et de la matrice cristalline dans laquelle il est inséré. De très nombreuses sources lasers à base de cristaux massifs possèdent des raies d'émission dans le proche infrarouge. Par exemple, le Nd:YAG présente des raies d'émission discrètes comprises entre 869 nm et 1,833 μm [Handbook of Solid State Lasers]. Si on étudie les plages d'émission des cristaux massifs, nous avons identifié les cristaux de saphir dopé au titane et le cristal de Cr:LiSAF comme cristaux ayant donnés des résultats significatifs à notre longueur d'onde de travail $\lambda_0 = 852$ nm. Leurs spectres d'émission sont larges (plusieurs centaines de nanomètres) et il faudra procéder à une sélection spectrale pour atteindre la longueur d'onde désirée. Ces cristaux sont souvent utilisés dans des dispositifs nécessitant une grande accordabilité, ou pour la réalisation d'impulsions ultracourtes temporellement.

Le cristal de saphir dopé au titane

Le cristal de saphir dopé au titane ($\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ou Ti:Saph) a été longuement étudié et est aujourd'hui le cristal le plus utilisé dans les lasers solides accordables et les oscillateurs femtoseconde. Il combine une large plage d'accordabilité spectrale, d'environ 400 nm, entre 680 nm et 1080 nm (Figure 9), et une section efficace d'émission importante sur toute cette bande spectrale [Moulton, 1985]. Si les cristaux de Ti:Saph étaient initialement pompés par des lasers à Argon, dont l'émission à 488 et 514 nm correspond au maximum du spectre d'absorption du Ti:Saph, les sources de pompage ont été remplacés aujourd'hui par des lasers solides pompés par diodes tels que des lasers Nd:YAG ou Nd:YVO₄ doublés en fréquence à 532 nm. Cela a permis d'améliorer l'efficacité, la compacité et la facilité d'utilisation de ces lasers.

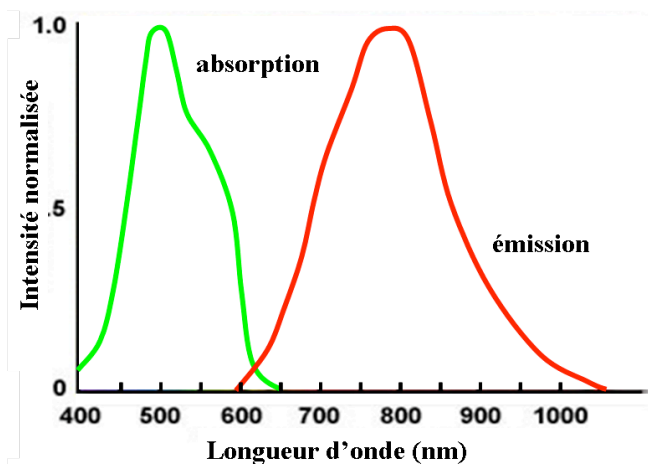


Figure 9 : Spectre d'émission et d'absorption du cristal de Ti:Sa [Koechner, 1999].

Grâce aux très bonnes performances optiques, thermiques et mécaniques de la matrice de saphir dans le proche infrarouge, le cristal de Ti:Saph est très employé pour la réalisation d'impulsions ultracourtes, l'amplification de signaux de fortes puissances ou des systèmes à taux de répétitions élevés [Rullière, 2005].

Le cristal de Ti:Saph est également utilisé pour réaliser des sources monofréquences accordables. Les travaux de Pati et de ses collègues [Pati, 1997] ont démontré un fonctionnement monomode longitudinal du laser sur une plage de fréquence comprise entre 700 nm et 800 nm, à l'aide d'éléments intracavité pour la sélection spectrale et l'emploi d'une cavité Fabry-Pérot de référence pour la stabilisation de la fréquence laser. Il existe également des systèmes commerciaux qui délivrent plusieurs watts de signal laser sur une gamme de longueur d'onde comprise entre 700 et 1030 nm (Figure 9), avec des largeurs de raie relative estimée à 75 kHz [Coherent]. Ces systèmes sont fondés sur des cavités en anneaux et utilisent des filtres fréquentiels et des diodes optiques pour imposer un seul sens de circulation à l'onde dans la cavité et éviter le spatial hole burning néfaste au fonctionnement monofréquence. Cela rend le système final très complexe.

Le cristal de LiSAF dopé chrome

Les cristaux de Cr:LiSrAlF₆ (Cr:LiSAF) et de Cr:LiCaAlF₆ (Cr:LiCAF) sont deux cristaux commerciaux qui ont été développés pour résoudre partiellement le problème du pompage par les lasers à Argon et autoriser le pompage direct par diode pour améliorer l'efficacité du système. Ils possèdent également un spectre large, entre 780 nm et 920 nm pour le Cr:LiSAF

et entre 720 nm et 840 nm pour le Cr:LiCAF, légèrement décalé vers le bleu par rapport au spectre d'émission du Ti:Saph. Outre quelques différences sur les valeurs de section efficace et de qualité mécanique et optique des matrices, l'intérêt majeur par rapport au cristal de Ti:Saph provient du spectre d'absorption large dont le maximum se situe vers 650 nm. Il est donc possible de pomper directement ce cristal par des diodes laser en AlGaInP émettant vers 670 nm. Cependant les performances actuelles des sources laser dans le rouge sont actuellement moins bonnes en termes de luminance que celles des sources de pompes du Ti:Sa, ce qui limite en pratique le développement de ces lasers.

En régime monofréquence, dans une cavité en anneau et avec l'utilisation de filtres intracavité (Figure 9), Zenzie a obtenu une puissance de 43 mW à 849 nm avec une stabilité de fréquence de l'ordre de 15 MHz sur 10 secondes et une accordabilité sur plus de 50 nm, entre 810 nm et 860 nm [Zenzie, 1995].

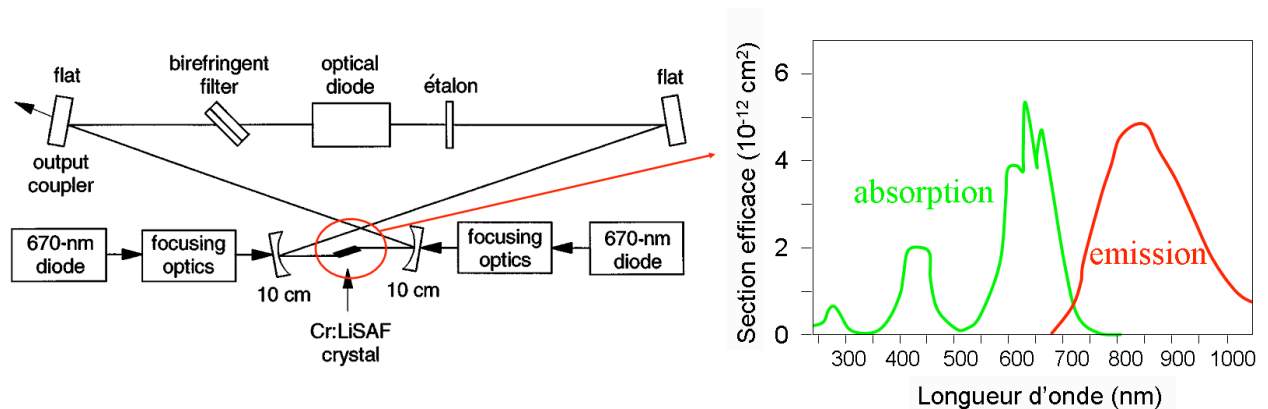


Figure 10 : Schéma de la cavité en anneau utilisée dans [Zenzie, 1995] ; Spectre d'absorption et d'émission du Cr :LiSAF [Koechner, 1999].

Synthèse sur les lasers à cristaux

Les lasers à cristaux répondent sur certains points aux spécifications optiques pour les sources lasers utilisées sur les bancs optiques des horloges atomiques à 852 nm. Cependant l'étude des cavités optiques et des systèmes de filtrage spectral (filtres biréfringent et étalons) pour contrôler l'émission monofréquence conduisent à une inadéquation de ces sources comme solution dans les systèmes embarqués à cause de leur encombrement et de leur mise en œuvre complexe. Cette solution ne sera donc pas développée dans ce manuscrit mais présente certains avantages pour une utilisation dans les laboratoires au sol.

2.2.Sources lasers à matériaux semiconducteurs

Moins de deux ans après la démonstration expérimentale de l'effet laser dans des matériaux cristallins, les premiers lasers à semiconducteurs firent leur apparition en 1962 [Hall, 1962]. L'amélioration des technologies de croissance en fait aujourd'hui le type de laser le plus utilisé dans le monde, devant les lasers à gaz et les lasers à cristaux. Nous décrivons dans ce paragraphe les différents avantages des lasers à semiconducteur qui leur permettent de couvrir des domaines d'application allant des télécommunications optiques aux lecteurs de CD ou de DVD, en passant par la spectroscopie ou les applications en biologie. Nous explorerons ensuite brièvement les différentes technologies de diodes laser, qui peuvent jouer un rôle dans les bancs optiques décrits au paragraphe 1.2.3 de ce chapitre, en mettant l'accent sur les deux principaux types d'émetteurs : par la tranche ou par la surface.

2.2.1. Avantages des matériaux semiconducteurs

Le principal avantage des lasers à semiconducteur est sans nul doute la plage spectrale d'émission couverte par les différents matériaux semiconducteurs disponibles. Des diodes bleues en GaN émettant en dessous de 400 nm pour les DVD Blu ray, aux diodes laser de la filière antimoniure pour l'infrarouge jusqu'à 3 μm pour des applications en spectroscopie, en passant par les matériaux GaAs dans le proche infrarouge vers 850 nm, la souplesse des matériaux disponibles et l'ingénierie très complexe des géométries réalisables avec ce type de matériau permet **d'accéder continûment à toutes les longueurs d'onde du visible à l'infrarouge** et ainsi répond à un large éventail de solutions et d'applications. De plus, le **fort gain** de ces matériaux permet **une compacité accrue de systèmes tout intégrés**, ou le milieu à gain fait typiquement de quelques microns à quelques millimètres d'épaisseur. Avec l'amélioration des filières de croissance des matériaux semiconducteurs, notamment liée au fort développement de la croissance du silicium pour l'explosion des marchés informatiques, la compacité de ces systèmes s'accompagne de la possibilité **de production en masse et d'un packaging adapté**. D'un point de vue opérationnel, ces composants présentent **une bande passante de modulation élevée** (plusieurs GHz), **de faibles tensions de service et des puissances consommées raisonnables** grâce à des rendements de l'ordre de 50% à 70%.

Si les semiconducteurs ont des spectres de gain naturellement large, un **comportement monofréquence** peut être obtenu en utilisant des longueurs de cavité très courtes (ce qui réduit le nombre de modes en compétition), en structurant le composant pour ajouter des fonctionnalités de sélectivité spectrale ou encore en utilisant la sensibilité au retour de la lumière dans les lasers à semiconducteurs.

2.2.2. Diodes lasers à émission par la tranche

a) La diode laser Fabry-Pérot

L'effet laser dans les semiconducteurs, comme dans tous les lasers, est rendu possible par l'existence d'un milieu à gain et d'un résonateur optique. Dans le cas de la diode laser Fabry-Pérot, la cavité résonante est formée par les facettes clivées du bord de la structure. Le milieu à gain incorpore des puits quantiques qui diminuent drastiquement les courants de seuils de fonctionnement et augmentent l'efficacité des systèmes.

A 850 nm, des diodes lasers Fabry-Pérot sont vendues commercialement (Sacher, JDSU, etc...) et atteignent des puissances de l'ordre de 150 mW pour des courants d'alimentation de l'ordre de 200 mA. En outre, les faisceaux sont limités par diffraction (monomode transverse) mais leur ellipticité (1:3) impose pour la majorité des applications une anamorphose qui peut être gênante. De plus, compte tenu de la largeur du spectre de gain (10 à 20 nm), du nombre important de modes longitudinaux dans cette gamme spectrale, et en l'absence d'un quelconque contrôle spectral, ces diodes laser ne sont pas monomodes longitudinales et leur spectre s'étale sur typiquement un nanomètre.

b) Amélioration de la largeur spectrale [Agrawal]

Il existe différentes techniques pour améliorer la qualité spectrale des diodes lasers sans dégrader, autant que possible, la puissance émise et la qualité de faisceau des diodes laser Fabry-Pérot. Si toutes les techniques consistent à introduire une forte sélectivité spectrale dans la cavité laser, on peut distinguer deux modes de réalisation pratique de la réduction de la largeur spectrale de ces diodes soit par des techniques de structuration du semiconducteur, soit par l'utilisation d'éléments externes à la diode laser.

Les diodes DBR et DFB

Les diodes DBR ("Distributed Bragg Reflector") et DFB ("Distributed FeedBack") sont des diodes lasers de type diodes Fabry Péro dans lesquelles un réseau de diffraction a été gravé par modulation de l'indice de réfraction. Ce réseau de diffraction, appelé aussi miroir de Bragg, peut remplacer un des miroirs de la cavité des diodes Fabry Péro, on parle alors de diodes DBR ; il peut également être réparti le long de la zone active de la diode laser, on parle dans ce cas de diodes DFB. Dans les deux cas, la longueur totale du miroir de Bragg et le pas du réseau sont calculés pour obtenir une réflectivité élevée à la longueur d'onde d'émission λ_0 . Le miroir de Bragg est alors un filtre spectral d'un ou deux nanomètres de large centré sur la longueur d'onde laser d'émission désirée λ_0 qui favorise la sélection d'un seul mode longitudinal et le fonctionnement monofréquence du laser.

A 850 nm, des produits commerciaux sont disponibles chez les mêmes fournisseurs que pour les diodes Fabry-Pérot et démontrent les mêmes performances de puissance et de qualité de faisceaux mais en fonctionnement monomode longitudinal. Cela est dû à une bonne maîtrise des technologies de croissance et à des pertes limitées pour la sélection spectrale. Les largeurs de raie sont typiquement de l'ordre du mégahertz. On peut noter toutefois des résultats exceptionnels obtenus par le laboratoire universitaire allemand Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik (FBH) qui a mis au point très récemment des diodes laser DFB émettant à 894 nm et à 852 nm, sur les deux raies d'absorption du Césium, avec des puissances respectives de 250 mW et 280 mW et une largeur de raie estimée à moins de 200 kHz pour 60 mW de puissance de sortie [Klehr, 2008].

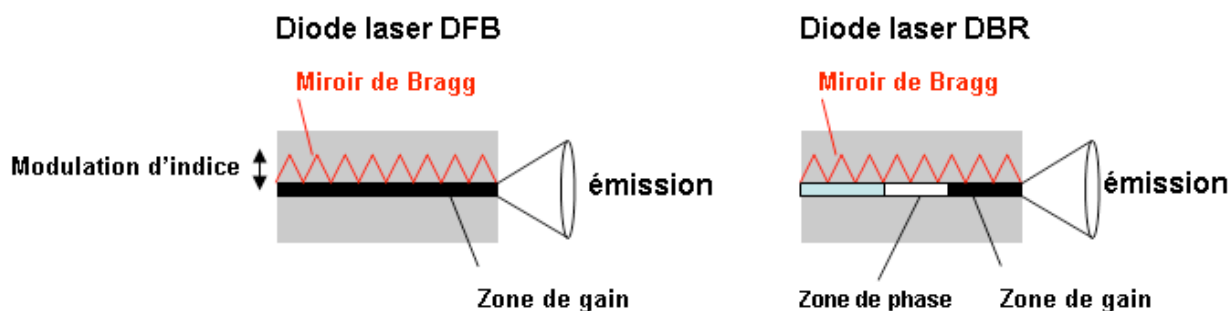


Figure 11 : Schéma de principe d'une diode DFB et d'une diode DBR.

Les lasers en cavité étendue

Les propriétés spectrales des lasers à semiconducteurs sont profondément changées lorsque ceux-ci sont couplés à une cavité externe [Fleming, 1981]. Selon les valeurs relatives de la réflectivité du semiconducteur et de la cavité externe, et les longueurs respectives du milieu actif et de la cavité externe, le comportement monofréquence du laser, ses sauts de modes et sa largeur de raie sont profondément modifiés et contrôlés par la cavité externe [Lang, 1980]. D'une part, les éléments utilisés dans la cavité permettent d'obtenir une émission accordable, et, d'autre part, l'allongement de la cavité laser par rapport à celle de la diode laser seule augmente le temps de vie du photon dans la cavité et diminue ainsi la largeur de raie du laser. En pratique, de nombreuses configurations ont été proposées pour affiner le spectre d'émission d'une diode laser (Figure 12). Nous n'aborderons ici que celles qui ont donné des résultats significatifs et utilisables pour la physique atomique [Ricci, 1994] et la spectroscopie [Fermigier, 1998]. Cet élément est souvent **un réseau de diffraction dans une configuration Littrow ou Littman-Metcalf**. Il permet alors d'obtenir de grande plage d'accordabilité en fonctionnement monomode longitudinal. A 850 nm, une diode laser en configuration Littrow a démontré 30 nm d'accordabilité avec des largeurs de raie de l'ordre de quelques centaines de kilohertz [De Labachellerie, 1985].

Un étalon ou un filtre interférentiel intracavité [Baillard, 2006] peuvent également jouer le rôle d'élément sélectif spectralement.

Une solution plus récente consiste à utiliser un **réseau de Bragg en volume** dont la réflectivité peut être très fine spectralement ($\sim 0,2$ nm) et centrée sur une unique longueur d'onde. Cette technologie est de plus en plus utilisée pour fixer la longueur d'onde d'émission des diodes de puissance sur toute leur gamme de fonctionnement (courant d'alimentation et température de jonction). Ces composants pourraient permettre de réaliser des lasers monofréquence, sans l'avoir toutefois démontré aujourd'hui.

Les lasers en cavité externe sont très couramment utilisés dans les montages optiques de physique atomique et de spectroscopie, et sont indispensables aujourd'hui pour la détection des atomes dans les horloges atomiques. Cette solution est notamment retenue dans le cadre du projet PHARAO. De plus, pour les systèmes embarqués, des configurations auto-alignées (du type de celui réalisé pour la cavité avec un filtre interférentiel de la Figure 12) peu sensibles aux perturbations mécaniques ont été mises au point.

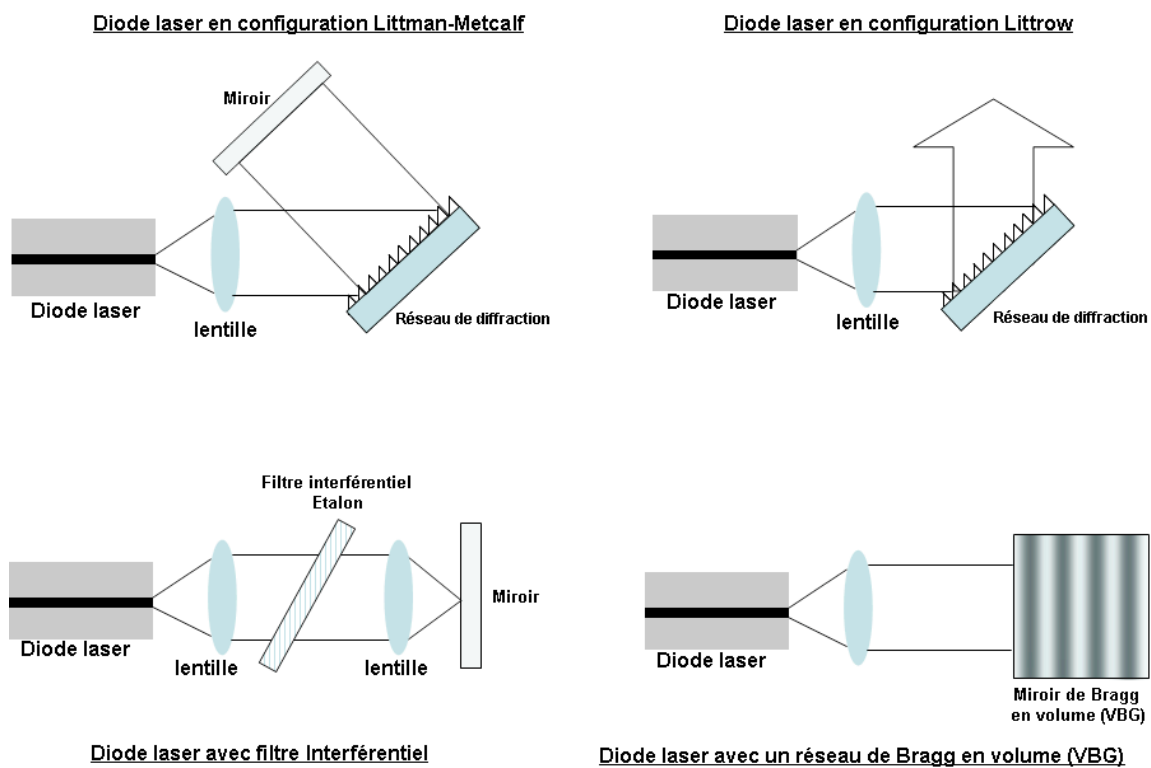


Figure 12 : Types de cavité externe pour la stabilisation du régime monofréquence.

c) Augmentation de la puissance maximum émise

Si une structuration du composant ou l'ajout d'une cavité externe permet de contrôler les propriétés spectrales d'émission du laser, la puissance maximum émise reste identique ou légèrement inférieure à celle du composant initial. Pour obtenir de plus fortes puissances, les diodes laser se heurtent à un problème de densités de puissance très élevées au niveau de la facette de sortie qui conduit à sa destruction. L'augmentation de la puissance laser impose alors une augmentation de la taille du guide, qui conduit à un fonctionnement multimode transverse rédhibitoire pour nos applications. Pour surmonter ces problèmes, sans dégrader la qualité spatiale des faisceaux, il existe une technologie qui permet d'atteindre des puissances de l'ordre du watt. Elle est issue de la technologie MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) où les deux fonctions, oscillateur et amplificateur, sont intégrées dans une même source. Il s'agit des diodes évasées, ou « taper ». Cette dénomination provient de la forme de

l'émetteur qui comprend une partie droite (ou « ridge ») qui assure le fonctionnement monomode transverse et une partie évasée qui permet d'augmenter la puissance et la taille du mode laser (Figure 13). Pour des applications de spectroscopie ou de physique atomique, cet émetteur remplace la diode laser classique et est associée aux dispositifs de réduction de la largeur de raie décrit dans le paragraphe précédent. Ainsi, pour les expériences sur les atomes de Rubidium à 780 nm, une émission laser de 720 mW monofréquence avec une largeur de raie de 85 MHz a été obtenue en utilisant un réseau de diffraction et un étalon intra cavité pour un fonctionnement monofréquence stable [Goyal, 1997] ; ou encore une puissance de 400 mW, avec une diode en configuration Littrow et une diode évasée comme amplificateur, a été démontrée pour des expériences utilisant des atomes de potassium (767 nm) et de rubidium (780 nm), avec une stabilité de fréquence de l'ordre du mégahertz [Nyman, 2005]. **Ces systèmes permettent d'augmenter considérablement la puissance laser émise**, ce qui est intéressant pour le refroidissement des atomes considérés, **mais les largeurs de raie résultantes sont toutefois trop importantes pour des applications de détection fine des états internes des atomes.**

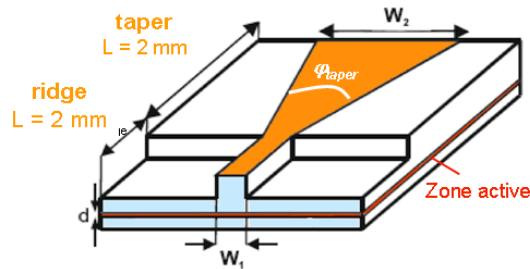


Figure 13 : Schéma d'une diode évasée pour l'augmentation de la puissance.

2.2.3. Diodes à émission par la surface

Dans les diodes à émission par la surface, l'émission laser se fait suivant l'axe de croissance de la structure, c'est-à-dire l'axe perpendiculaire au plan des couches épitaxiées. On parle également de laser à cavité verticale (VCSEL étant l'acronyme anglais pour "Vertical Cavity Surface Emitting Laser). Ces lasers comportent une zone de gain de très faible épaisseur entourée de miroirs de Bragg hautement réfléchissants qui compensent le gain faible de ces structures pour assurer l'effet laser.

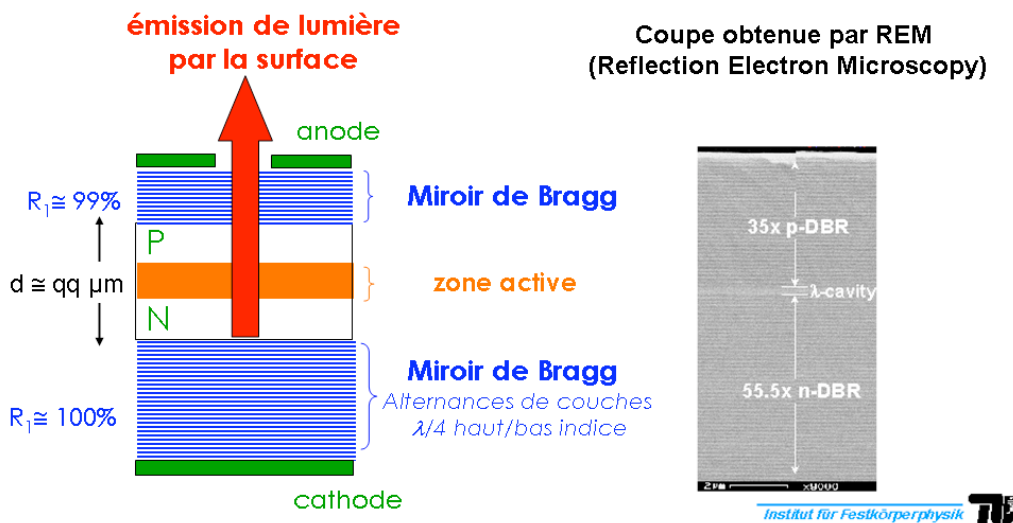


Figure 14 : Schéma de principe d'un VCSEL et photo d'un empilement réalisé par l'Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin

Cette technologie, démontrée en 1979 au Tokyo Institute of Technology par l'équipe de K. Iga, a su bénéficier de toutes les avancées technologiques de croissance des semiconducteurs pour en faire aujourd'hui un des composants les plus utilisés, notamment dans les télécommunications optiques courtes distances (systèmes FTTH) [Soda, 1979]. Le développement dans les années 90 de la croissance de structures par épitaxie a contribué à améliorer les performances de ces lasers composés d'un empilement de couches semiconductrices. L'ajout de puits quantiques dans la cavité, la réalisation de miroir de Bragg hautement réfléchissant et présentant de faibles pertes, ainsi que les faibles volumes de cavité ont permis d'obtenir **des courants de seuil très faibles (de l'ordre du mA) et des efficacités élevées** pour des composants fonctionnant à température ambiante.

La faible dimension de la cavité (de l'ordre de quelques longueurs d'onde) conduit à un grand écart en fréquence entre les différents modes longitudinaux du laser, si bien qu'un seul mode se trouve dans la bande de gain du semiconducteur. Ainsi, par construction, **l'émetteur est monomode longitudinal**. La géométrie de croissance du VCSEL impose un **faisceau laser émis perpendiculairement à la surface, symétrique, circulaire et peu divergent**. Cette géométrie particulière permet **le couplage direct des composants dans des fibres** utilisées pour les transmissions optiques. Contrairement aux diodes à émission par la tranche, on s'affranchit de tout système de remise en forme du faisceau à l'entrée des fibres optiques et on atteint des efficacités de couplage de l'ordre de 70%.

Ces très bonnes caractéristiques spectrales et transverses se **dégradent rapidement à plus forte puissance laser**. D'une part, le résonateur d'un VCSEL est une cavité plan-plan qui est intrinsèquement instable. Elle est stabilisée par lentille thermique qui varie fortement avec les conditions de fonctionnement, et par la zone de gain. L'émission laser devient rapidement multimode transverse à forts courants de pompe [Michalzik, 1995]. D'autre part, l'accordabilité en longueur d'onde est réduite à quelques nanomètres à cause du désaccord entre la longueur d'onde du mode longitudinal du VCSEL et le maximum de gain, qui évoluent différemment avec la température. **La puissance des VCSEL monomodes transversaux et longitudinaux ne dépasse pas en pratique quelques milliwatts.**

De plus, cette configuration d'émission par la surface est bien adaptée à la **production de masse** avec une grande densité de ces composants sur les plaques de croissance clivées pour donner des composants unitaires ou des barrettes d'émetteurs. **Les limites en débit sont sans cesse repoussées** et tirent les développements et la fabrication de ces lasers. Le leader mondial pour les VCSEL (Finisar) les commercialise depuis 1996 et propose aujourd'hui des composants à 850 nm pour les réseaux optiques hauts débits modulés à 10 Gb/s et au-delà.

3. Les lasers à semiconducteurs pompés optiquement

La technologie OPS-VECSEL (acronyme anglais pour "Optically-Pumped Semiconductor Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser") exploite les avantages des lasers à semiconducteurs, notamment les VCSEL décrits au paragraphe précédent, ainsi que les propriétés des lasers en cavité étendue. Nous expliquons tout d'abord brièvement le fonctionnement et les éléments clés de la conception de ces sources laser ; nous décrivons ensuite les performances obtenues par différents groupes de recherche, en lien avec les besoins spécifiés pour les applications de la métrologie du temps. Nous verrons ainsi en quoi ces sources représentent une voie prometteuse pour répondre aux besoins laser dans les horloges atomiques et les senseurs inertiels exprimés dans les tableaux 1 et 2.

3.1.Principe de fonctionnement

3.1.1. *Principe général*

Un OPS-VECSEL est composé d'une structure semiconductrice pompée optiquement placée dans une cavité laser formée par un miroir de Bragg, inclus dans la structure semiconductrice, et un miroir externe (Figure 15). La structure semiconductrice comporte également une zone de gain et une zone d'absorption de la pompe optique. Le pompage optique permet d'obtenir une zone de gain uniforme sur de grandes dimensions sans atteindre les seuils de dommage des structures ; et l'utilisation de la structure semiconductrice dans une cavité externe permet de contrôler la qualité spatiale et spectrale du faisceau.

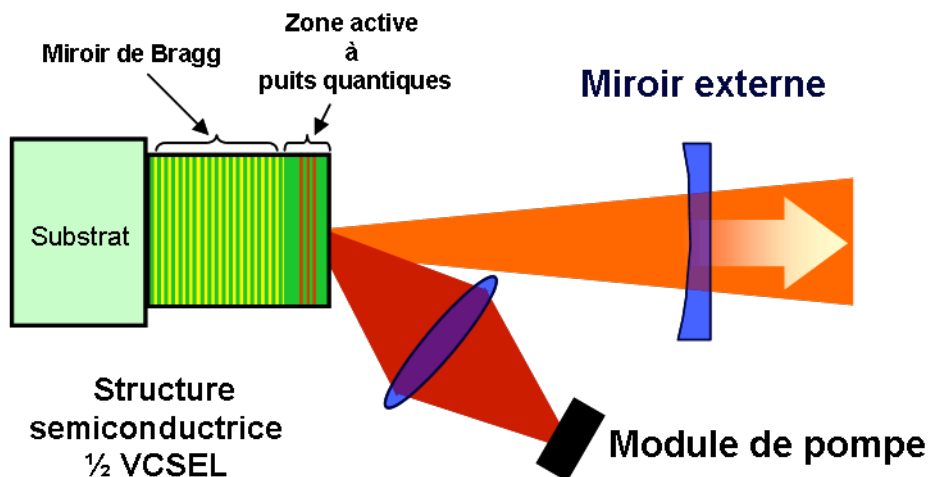


Figure 15: Schéma de principe d'un laser à émission par la surface en cavité externe pompé optiquement (OPS-VECSEL)

3.1.2. *Les éléments clés d'un OPS-VECSEL [Kuznetsov, 1999]*

a) *La structure semiconductrice*

La structure semiconductrice est le cœur du laser. Nous traitons dans le chapitre II de ce manuscrit la conception, la fabrication et la caractérisation de ce composant. Cependant nous pouvons d'ores et déjà donner les principales fonctionnalités que devra intégrer la structure semiconductrice. Il s'agit un demi-VCSEL. Elle comporte donc **un miroir de Bragg et une zone de gain**. Le miroir de Bragg, réalisé par alternance de couches de matériaux d'indices différents de sorte à obtenir de hautes réflectivités (>99%) sur une large plage spectrale (>50 nm), joue le rôle d'un des miroirs de la cavité. Il doit également induire un minimum de pertes à la longueur d'onde laser.

Le gain laser est obtenu grâce à de multiples puits quantiques. L'efficacité du laser et la puissance maximum extraite sont fonctions du nombre et de la disposition des puits quantiques dans la structure. Il faudra veiller à optimiser ces paramètres pour répondre aux exigences de notre application. Pour atteindre une densité de porteurs suffisante dans les puits quantiques et observer l'effet laser, **notre travail a porté exclusivement sur un pompage optique dans les barrières** ; pour autant le pompage optique dans les puits a récemment conduit à des résultats remarquables, et le pompage électrique est indéniablement une voie intéressante pour l'intégration des systèmes de façon analogue aux VCSEL. Bien entendu, chaque type de pompage impose des contraintes différentes sur la structure semiconductrice.

b) *La cavité laser*

La structure semiconductrice est placée dans une cavité externe qui joue plusieurs rôles dans le contrôle de l'émission laser. Cela permet avant tout d'obtenir une bonne qualité de faisceau. En choisissant correctement les rayons de courbure des miroirs et la distance les séparant, il est possible de faire coïncider le mode fondamental de la cavité laser avec la zone de pompage optique ; ainsi, le mode TEM₀₀ présente un meilleur recouvrement avec la zone de gain que les modes d'ordres supérieurs, il est donc favorisé quelle que soit la puissance de pompe. On atteint ainsi des puissances bien supérieures en fonctionnement monomode transverse à celles obtenues avec les VCSEL.

L'utilisation d'une cavité externe permet d'insérer des éléments à l'intérieur de la cavité, qui peuvent servir pour contrôler la longueur d'onde (étalon, filtre de Lyot) ou des cristaux non linéaires pour réaliser une conversion non linéaire de fréquence. On intègre ainsi plusieurs fonctions dans le laser en profitant des fortes puissances intracavité des OPS-VECSEL.

Enfin, comme pour les diodes laser en cavité étendue (cf. paragraphe 1.2.2. b)), la longueur de la cavité et ses faibles pertes assure un long temps de vie du photon dans la cavité. Les OPS-VECSEL ont donc une limite particulièrement faible de largeur de raie, qui atteint des limites théoriques de l'ordre du Hertz pour des cavités de longueur centimétrique.

c) *Le pompage optique*

Outre l'intégration d'un des miroirs de la cavité laser et la zone de gain, la structure semiconductrice comporte également une zone d'absorption de la pompe. Deux types de pompages optiques sont utilisés pour atteindre la densité de porteurs suffisante pour dépasser le seuil laser suivant l'endroit où la pompe est absorbée : le pompage optique est réalisé dans les barrières ou directement dans les puits quantiques de la structure (Figure 16). Nous détaillons les avantages comparés de ces deux types de pompage optique.

Le pompage optique est le type de pompage le plus répandu pour les VECSEL. Les photons de pompe sont absorbés dans les barrières situées de part et d'autres des puits quantiques. L'avantage des matériaux semiconducteurs réside dans leur forte absorption linéique (de l'ordre de 10000 cm⁻¹) ce qui **permet d'atteindre des absorptions élevées sur de faibles épaisseurs** de matériaux (plus de 99% d'absorption sur seulement 5 μm d'épaisseur de matériau). Les barrières sont généralement suffisamment épaisses pour assurer une telle absorption en simple passage de la pompe. Seuls les photons de pompe dont l'énergie est supérieure à l'énergie de gap des barrières sont absorbés, ce qui impose une borne supérieure à la longueur d'onde de la source de pompage. Les porteurs excités, créés dans les barrières, diffusent vers les puits quantiques pour se recombiner (Figure 16). **Le défaut quantique est alors grand, car l'écart entre les longueurs d'onde laser et de pompe est typiquement de l'ordre de 150 nm, et les effets thermiques peuvent limiter rapidement les puissances laser émises.**

Une solution alternative consiste à réaliser le pompage optique directement dans les puits quantiques à l'aide de source très efficaces et commercialement disponibles, comme les diodes laser à 808 nm pour émettre vers 850 nm [Schmid, 2004]. On réduit alors le défaut quantique, cependant **on troque les problèmes thermiques contre des problèmes d'absorption de la pompe et d'efficacité du système.** En effet, pour compenser la faible absorption, qui s'effectue uniquement dans les puits quantiques, d'épaisseurs bien plus faibles que celles des barrières, **la complexité du système est reportée sur le recyclage de la pompe, comme pour les architectures de type « Thin Disk »** [Giesen, 1994]. Les OPS-VECSEL sont d'ailleurs appelés parfois Semiconductor Thin Disk. Ces problèmes ont été partiellement résolus par Beyertt et ses collègues de l'université de Stuttgart [Beyertt, 2007] ou Schmid et ses collègues de l'université de Strathclyde [Zhang, 2006], qui ont démontré une

puissance laser supérieure à 1 W émise autour de 850 nm avec des pentes lasers respectivement de 66% et 11%. Dans ces travaux, le système de pompage optique est critique. La longueur d'onde et l'angle d'incidence de la pompe doivent être optimisés pour améliorer l'absorption dans les puits quantiques. Il faut ajouter à cela un système de recyclage de la pompe non absorbée via un miroir de Bragg assurant un double passage de la pompe dans la structure (réfléchissant à la longueur d'onde laser λ_0 et la longueur d'onde de pompe λ_p), et un miroir de recyclage de la pompe réfléchi qui la renvoie dans le milieu actif. Cela illustre la complexité globale des systèmes employés.

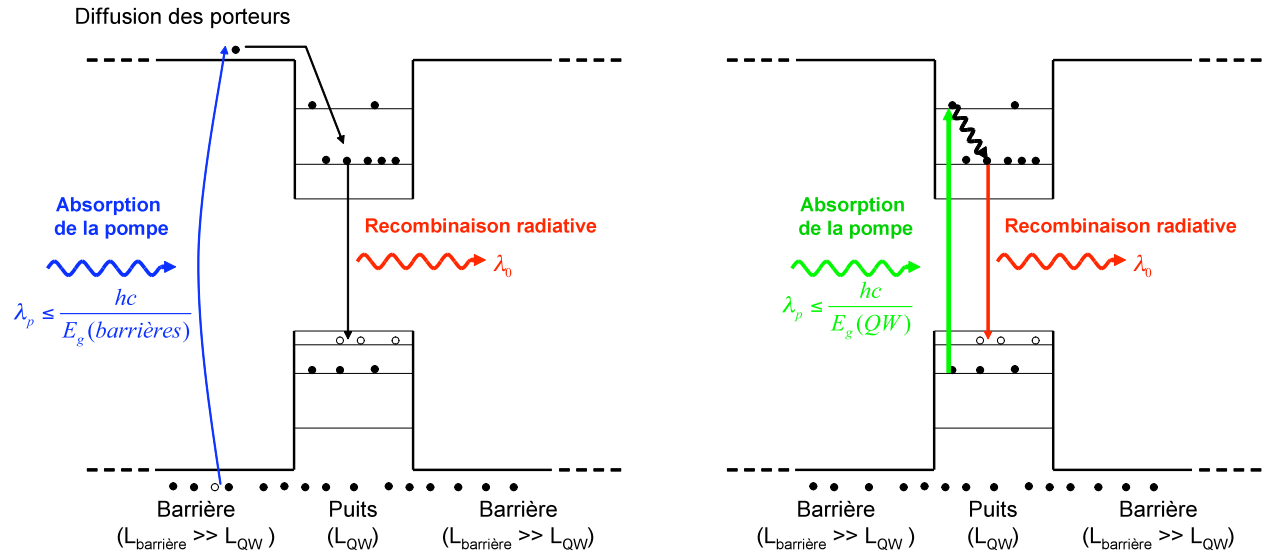


Figure 16 : Pompage optique dans les barrières (à gauche) et dans les puits (à droite)

3.2. Etat de l'art des sources OPS-VECSEL

3.2.1. Premiers développements

Après la découverte des VCSEL dans les années 1980, K. Iga et son équipe ont poursuivi leur recherche sur les VCSEL en cavité externe pour réaliser une grande accordabilité continue de la longueur d'onde d'émission. Ces résultats ont été obtenus en cavités très courtes et en pompage électrique, ce qui permet une compacité extrême de ces dispositifs bien adaptés pour les télécommunications (Figure 17). Elle est assurée par le déplacement d'un miroir externe qui fait varier la longueur de la cavité et change la longueur d'onde du mode laser. A très basse température (77 K), une accordabilité continue de 4 nm autour de 1,44 μm a été obtenue pour des applications de télécommunications optiques multiplexées en longueur d'onde [Yokouchi, 1992]. Tirés par les applications en télécommunications, Yuen et ses collègues ont démontré, un peu plus tard, plus de 25 nm d'accordabilité à 1,55 μm ce qui permet de couvrir plusieurs canaux télécoms (Figure 17) [Yuen, 2000].

Pour la montée en puissance, la première amélioration est venue de l'utilisation d'une cavité plus longue et d'une zone de pompe (toujours électrique) plus importante (environ 100 μm de diamètre). Une puissance de 2,4 mW en continu et de 100 mW en quasi-continu a ainsi été obtenue à 980 nm avec des puits quantiques en InGaAs [Hadley, 1993]. Sandusky et ses collègues ont réalisé le premier pompage optique de VCSEL en cavité externe dans une cavité de 50 mm de long [Sandusky, 1996]. Dans ces expériences, l'émission autour de 850 nm à partir de puits quantiques en GaAs restait cependant très faible (20 μW émis), car limitée par l'échauffement de la structure. La structure utilisée dans ces travaux possédait un nombre de puits très important, le seuil laser était donc très élevé, et la structure était très épaisse. Sa résistance thermique élevée gênait la dissipation de la chaleur créée par le pompage optique.

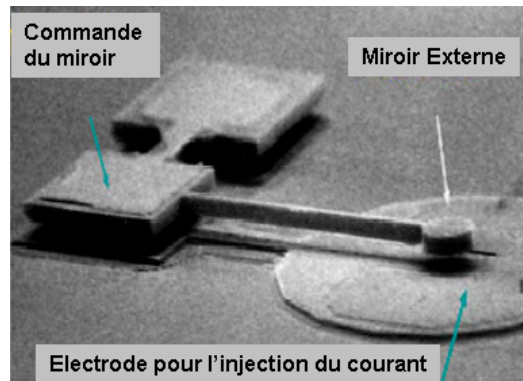


Figure 17 : Photo au microscope électronique d'un VCSEL en cavité externe avec un micro miroir commandé

3.2.2. Technologies pour l'augmentation de la puissance

Dans les lasers OPS-VECSEL la principale et première limitation qui intervient dans la montée en puissance est l'échauffement de la zone de gain. Ces effets sont décrits en détail dans le chapitre IV de ce manuscrit. De manière succincte, le problème majeur provient du fait que les paramètres laser (gain, longueur d'onde d'émission, longueur d'onde centrale du miroir de Bragg, etc...) des semiconducteurs changent avec la température de la structure semiconductrice. Or, une fraction de l'énergie apportée par les photons de pompe est convertie en chaleur. Avec l'augmentation de la puissance de pompe, la montée en température interne du composant conduit à une évolution trop importantes des paramètres de conception du laser, et en particulier à une élévation excessive du seuil laser, qui empêche l'effet laser. Toutes les technologies pour l'augmentation de la puissance de sortie visent à améliorer l'évacuation de la chaleur produite par le pompage optique.

La première révolution dans les puissances atteintes par les OPS-VECSEL est venue des travaux de Kuznetsov en 1997 sur l'amincissement du substrat sur lequel la structure est élaborée [Kuznetsov, 1997]. En réduisant l'épaisseur du substrat à 40 μm et en collant la structure semiconductrice sur un radiateur en diamant qui permet d'évacuer plus efficacement la chaleur créée dans la zone active du composant, une puissance laser supérieure à 500 mW dans le mode fondamental TEM_{00} à 1004 nm a été obtenue. Dans cette expérience, le pompage optique est réalisé par deux diodes lasers émettant à 808 nm couplées pour obtenir une puissance de pompe de 2 W sur un diamètre de 115 μm . La cavité laser externe est constituée d'un miroir de rayon de courbure 25 mm. Dans ces travaux, la cavité externe, le pompage optique uniforme de grande dimension et la réduction de l'échauffement de la structure sont réunis pour améliorer de deux ordres de grandeur les puissances obtenues grâce aux OPS-VECSEL. Une étude plus complète de ces travaux a donné lieu à une publication deux années plus tard [Kuznetsov, 1999], qui expose la conception de ces structures et détaille les potentialités de montée en puissance encore plus importante initiée par ces travaux. Cette approche d'amincissement du substrat est maintenant utilisée par les industriels, tels Coherent ou OSRAM, pour atteindre des puissances record avec des sources OPS-VECSEL : **une puissance de 40 W émise à 980 nm** avec une seule structure semiconductrice [Chilla, 2004], et 73 W à la même longueur d'onde en double passage pour une puissance de pompe incidente¹⁰ de 180 W.

¹⁰ Ces données sont issues d'une conférence de Martin D. Dawson à la conférence Europhoton 2008. Pour les travaux sur la montée en puissance par l'utilisation de plusieurs zones de gain on se référera à [Saarinen, 2006].

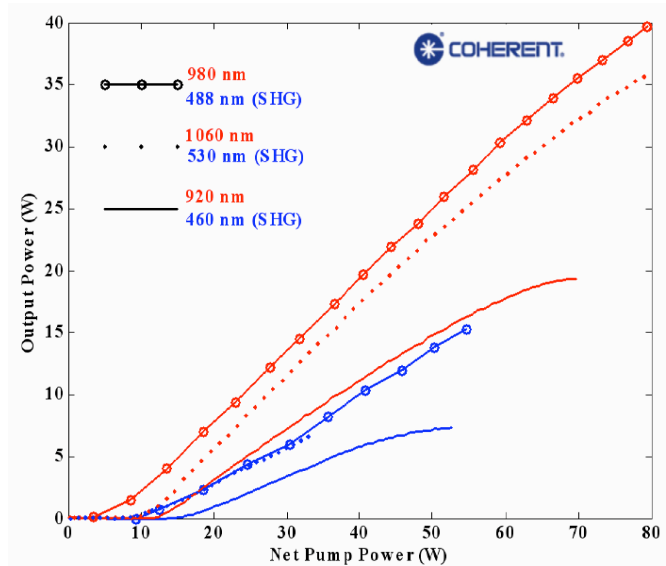


Figure 18 : Caractéristiques de puissance obtenues à différentes longueurs d'onde grâce à une structure semiconductrice amincie et montée dans son support en cuivre (Coherent)

Dans la même perspective de **réduction de la résistance thermique**¹¹ de la structure **semiconductrice**, on peut noter la technique de **report sur un substrat de forte conductivité thermique** par collage Au-In [Jacquemet, 2007]. Cette solution a été développée par le Laboratoire de Photoniques et Nanostructures (LPN) en partenariat avec l'Institut d'Optique pour des structures fonctionnant à 1000 nm dans le cadre de la thèse de Mathieu Jacquemet. Le principe de ce collage repose sur une croissance inversée de la structure : la couche active est élaborée directement sur le substrat suivie du miroir de Bragg au-dessus. La surface est ensuite métallisée et un collage Au/In est réalisé sur un nouveau substrat (Diamant ou SiC), et le substrat est retiré. Cette technique a permis d'extraire une puissance de 1,7 W à 1003 nm pour 6 W de pompe et 500 mW monofréquence par insertion d'un étalon dans la cavité.

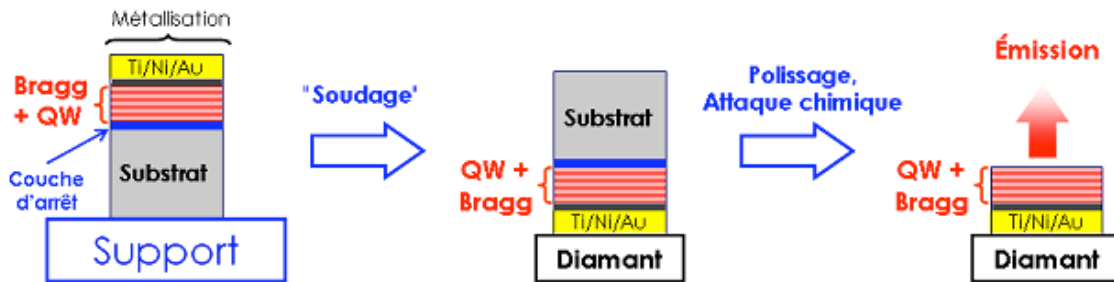


Figure 19 : Etapes du processus de report d'une structure semiconductrice sur un substrat de bonne conductivité thermique [Jacquemet, 2005].

La deuxième alternative consiste à placer le **radiateur sur la surface de la structure semiconductrice**, dans la cavité externe. Suite aux travaux de Liao de collage par capillarité sur des wafers semiconducteurs [Liao, 2000], cette approche a été développée par Alford dans les laboratoires de Sandia (Etats-Unis) pour adhérer un matériau de forte conductivité thermique (du saphir) à la surface des OPS-VECSEL. D'autres matériaux de meilleure conductivité ont été utilisés par la suite, comme le SiC ou le diamant par l'université de Strathclyde. L'efficacité de cette technique réside dans le fait que le dissipateur de chaleur est placé au plus près de la zone à refroidir et qu'elle fonctionne à toutes les longueurs d'onde, ce qui n'est pas forcément le cas de la technique d'amincissement du substrat, notamment pour

¹¹ La résistance thermique est une grandeur caractérisant l'augmentation de la température induite par la puissance de pompe absorbée dans la structure, et s'exprime en K/W.

les longueurs d'onde télécoms, car le miroir de Bragg, lui-même, est parfois l'élément limitant l'évacuation thermique et l'amincissement du substrat n'est alors pas suffisant. A 850 nm, l'utilisation d'un radiateur en diamant sur la structure semiconductrice a permis d'obtenir des puissances supérieures à 500 mW [Hastie, 2003]. Toutefois cette méthode n'est pas la plus adéquate pour la réalisation d'une source monofréquence accordable car l'insertion d'une lame dans la cavité ajoute un étalon Fabry-Pérot, qui joue le rôle de filtre spectral et qui perturbe le comportement monomode longitudinal du laser. Ainsi le spectre émis est modulé (Figure 20) et l'accordabilité spectrale continue est réduite [Hastie, 2003].

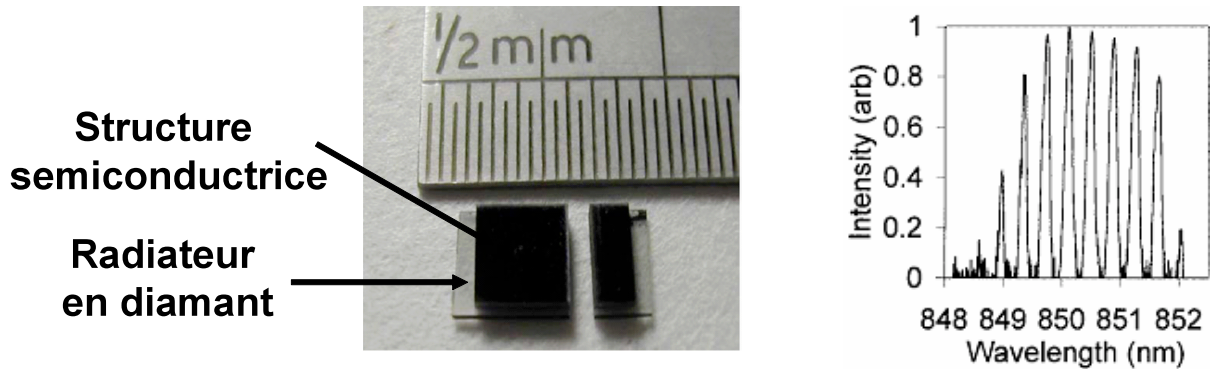


Figure 20 : Photo d'une structure semiconductrice avec une lame de diamant collée par capillarité [Dawson, 2008] ; Spectre d'émission modulé typiquement obtenu avec une lame en diamant [Hastie, 2003]

3.2.3. Sources OPS-VECSEL monofréquences

Pour les applications envisagées dans le cadre de cette thèse, le caractère monofréquence de la source laser est fondamental. Le spectre de gain des matériaux semiconducteurs étant large (environ une dizaine de nanomètres), le spectre d'émission des OPS-VECSEL couvre typiquement quelques nanomètres et plusieurs modes longitudinaux coexistent. On constate deux voies de réalisation d'une émission monofréquence. La première méthode utilise le gain homogène des structures et des cavités externes très courtes, de l'ordre de quelques millimètres de long [Ouvrard, 2005] pour limiter le nombre de modes en compétition dans la cavité, de manière analogue aux VCSEL. La deuxième méthode, plus classique, consiste à filtrer spectralement le gain en introduisant dans la cavité externe un filtre interférentiel ou un étalon Fabry-Pérot, voire les deux [Holm, 1999]. Dans ces expériences, les cavités sont alors assez longues (environ 1 mètre), ce qui est peu compatible avec nos problématiques de compacité. On peut noter également l'utilisation du radiateur intracavité comme étalon [Lindberg, 2005], qui permet d'obtenir une émission monofréquence. Cependant, un compromis doit être trouvé sur l'épaisseur du radiateur utilisé, qui doit être faible pour ne sélectionner qu'un seul mode dans le spectre de gain disponible, et cependant assez épais pour évacuer efficacement la chaleur de la zone de gain.

Tableau 3: Aperçu des performances des OPS-VECSEL en régime monofréquence

Gamme de longueur d'onde	Matériau Puits quantique	Performances	Références
630-690 nm	InGaP/ AlInGaP	10 mW $\Delta\nu_{\text{rms}} = 200$ kHz (sur 1ms)	[Morton, 2007]
850-870 nm	GaAs/Al _{0.2} Ga _{0.8} As	42 mW $\Delta\nu_{\text{rms}} = 3$ kHz (sur 3,5 s)	[Holm, 1999]
1.5 μm	InGaAs/InGaAsP	470 mW monofréquence	[Lindberg, 2005]
2.3 μm	Ga _{0.71} In _{0.29} As _{0.03} Sb _{0.97} / Al _{0.35} Ga _{0.65} As _{0.03} Sb _{0.97}	5 mW ; $\Delta\nu = 20$ kHz ; Accordabilité sur plus de 50 GHz	[Ouvrard, 2005]

3.2.4. Extension du domaine spectral

Historiquement, les développements des OPS-VECSEL sont situés majoritairement dans la partie proche infrarouge du spectre, vers 1 μm . Cela s'explique par la bonne maîtrise de la croissance des matériaux émettant à ces longueurs d'onde. Cependant ces lasers obtiennent aujourd'hui d'excellents résultats dans des gammes de longueur d'onde très variées (0,4 μm -2,3 μm) ; soit par émission directe à la longueur d'onde souhaitée, soit par conversion non linéaire de fréquence.

a) Utilisation de différents matériaux semiconducteurs III-V

Les matériaux semiconducteurs III-V sont nombreux et permettent d'accéder à une vaste plage de longueur d'onde en jouant sur la composition et sur l'ingénierie des alliages semiconducteurs (Chapitre II-1). Sans être exhaustifs nous dressons dans le tableau 4 quelques principaux résultats depuis le visible jusqu'à l'infrarouge moyen.

On remarquera une grande disparité dans les performances des OPS-VECSEL suivant la longueur d'onde d'émission, principalement liée à des propriétés intrinsèques des matériaux utilisés plus ou moins favorables à l'émission laser (valeur des taux de recombinaisons non radiative, impuretés, etc...). Les applications des OPS-VECSEL sont également très variées, liées aux nombreuses propriétés des matériaux semiconducteurs : la gamme de longueur d'onde accessible permet de couvrir de nombreuses applications en biologie (photothérapie dynamique, excitation de fluorophores...), la finesse spectrale est utile en spectroscopie, en métrologie ou pour les expériences d'optique atomique, l'accordabilité large de ces lasers est utilisable en détection de gaz, enfin les spectres larges sont favorables à la réalisation de lasers ultrarapides.

On pourra noter les résultats très intéressants des OPS-VECSEL pour atteindre des longueurs d'onde particulièrement basses, dans le bleu et l'ultraviolet. La démonstration d'une émission directe dans le bleu à 380 nm a été réalisée par Park et ses collègues grâce à une structure avec des puits quantiques en InGaN [Park, 2003]. La complexité de cette solution provient du pompage optique dont la longueur d'onde dans l'ultraviolet est difficilement obtenue. Dans cette expérience, un laser Nd : YAG triplé en fréquence a été utilisé. On pourra également noter les très bonnes performances des OPS-VECSEL à des longueurs d'onde inhabituelles pour d'autres lasers solides. Ainsi, une puissance de 600 mW a été obtenue à 1,3 μm par une structure utilisant les matériaux InGaNs/GaAs [Hopkins, 2004].

b) Le doublement de fréquence

Pour accéder à de nouvelles gammes de longueur d'onde, outre le changement de matériau, il est parfois plus efficace d'utiliser des cristaux non linéaires. L'utilisation d'une cavité externe permet d'insérer un cristal dans la cavité et ainsi de profiter des fortes puissances dans les cavités OPS-VECSEL. Le cristal est parfois inséré directement dans une cavité plan / concave ; d'autres fois, on préférera réaliser une cavité à plusieurs miroirs pour mieux contrôler la taille du mode dans le cristal et pouvoir également insérer des filtres et des étalons afin de réduire le spectre du mode fondamental pour qu'il soit inférieur à l'acceptance spectrale du cristal. Cela complique légèrement la cavité mais permet d'obtenir de très bonnes performances. A partir du proche infrarouge on obtient ainsi de nombreuses longueurs d'onde dans le visible. Dans l'ultraviolet et le bleu, des puissances de 120 mW à 388 nm et de 1,9 W à 460 nm ont été obtenues avec des cristaux respectivement de BBO et de LBO [Hastie, 2006], [Kim, 2007]. A 488 nm, pour les marchés de la bio-instrumentation et de l'excitation de marqueurs fluorescents, Coherent commercialise des OPS-VECSEL d'une puissance de 100 mW mais a par ailleurs démontré des possibilités de montée en puissance jusqu'à 15 W. Dans le vert (532 nm) et le jaune (577 nm), des puissances de plusieurs Watts

sont obtenues pour des applications en biologie qui correspondent à des longueurs d'onde d'absorption de matériaux biologiques.

On voit donc tout l'intérêt du doublement de fréquence pour atteindre des longueurs d'onde où la puissance des dispositifs à émission directe est bien trop faible alors même que de nombreuses applications existent dans la partie visible du spectre. Les lasers OPS-VECSEL avec leur très bon rendement et leur encombrement réduit sont en train de remplacer des lasers basés sur d'autres technologies, comme les lasers à Argon pour le pompage optique ou les lampes classiques pour des applications dans l'affichage (TV lasers et pico projecteurs). Pour ces applications, la société OSRAM travaille également sur des produits très compacts et efficaces (Figure 23).

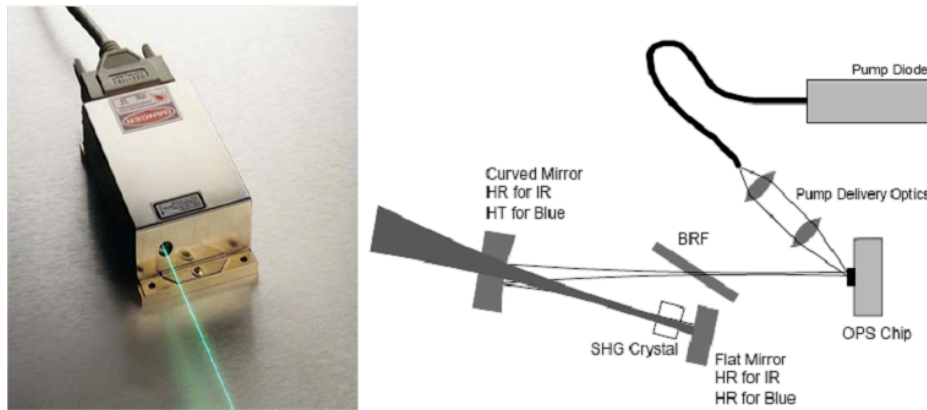


Figure 21 : Laser à semiconducteur pompé optiquement de la série Sapphire™ par Coherent (à gauche), et cavité laser associée (à droite) [Chilla, 2004]

Tableau 4: Aperçu des performances des OPS-VECSEL à diverses longueurs d'onde (l'utilisation de cristaux pour une conversion non linéaire de fréquence est repérée par une écriture italique)

Gamme de longueur d'onde	Matériau Puits quantique	Performances	Références
338 nm	<i>AllnGaP/GaInP</i>	120 mW (<i>Cristal doubleur : BBO</i>)	[Hastie, 2006]
391 nm	In _{0.1} Ga _{0.9} N/GaN	Seuil : 160 kW/cm ²	[Park, 2003]
460 nm	<i>InGaAs/GaAs</i>	1,9 W (<i>Cristal doubleur : LBO</i>)	[Kim, 2007]
488 nm	<i>InGaAs/GaAs</i>	15 W ; <i>M² < 1.1</i> (<i>Cristal doubleur : LBO</i>)	[Chilla, 2004]
532 nm	<i>InGaAs/GaAs</i>	5 W ; <i>M² < 1.1</i> (<i>Cristal doubleur : LBO</i>)	[Chilla, 2004]
630-690 nm	InGaP/ AllnGaP	330 mW @ 675 nm	[Hastie, 2005]
850-870 nm	GaAs/Al _{0.2} Ga _{0.8} As	1,6 W @ 853 nm	[Beyertt, 2007]
0.96-1.03 μm	InGaAs/GaAs	30 W @ 960 nm	[Chilla, 2004]
1.3 μm	Ga _{0.63} In _{0.37} N _{0.012} As/GaAs	0,6 W	[Hopkins, 2004]
1.5 μm	InGaAs/InGaAsP InGaAsP	470 mW	[Lindberg, 2005]
2.3 μm	Ga _{0.71} In _{0.29} As _{0.03} Sb _{0.97} /Al _{0.35} Ga _{0.65} As _{0.03} Sb _{0.97}	5 mW	[Ouvrard, 2005]

3.2.5. L'intégration des OPS-VECSEL

a) Le pompage électrique

Le pompage électrique est une voie principalement développée pour les applications industrielles [Novalux] car elle permet une grande intégration, un moindre encombrement et une bonne efficacité (Figure 22). Elle ne nécessite pas non plus d'alignement et de bon recouvrement entre le mode laser et le mode de pompe. Cela facilite la production à grande échelle, ce qui explique que cette technologie soit principalement utilisée dans l'industrie.

Le pompage électrique nécessite un dopage des couches entourant la zone active de la structure semiconductrice, ce qui ajoute des pertes optiques au laser. Le point dur de cette technologie réside dans la réalisation d'un pompage uniforme sur de grands diamètres pour un fonctionnement monomode à fort courant d'injection. Les anodes utilisées pour l'injection du courant sont de différentes formes (pleines, annulaires [McInerney, 2003] ou en forme de pétale [Shi, 2006]) et leur taille varie entre quelques microns et quelques dizaines de microns de diamètre [El-Kurdi, 2004].

Cependant la fabrication du composant semiconducteur devient assez complexe et nécessite une maîtrise technologique dont nous ne disposons pas au moment de l'étude, mais qui est en cours de développement au Laboratoire de Photonique et Nanostructures, notre partenaire pour la croissance.

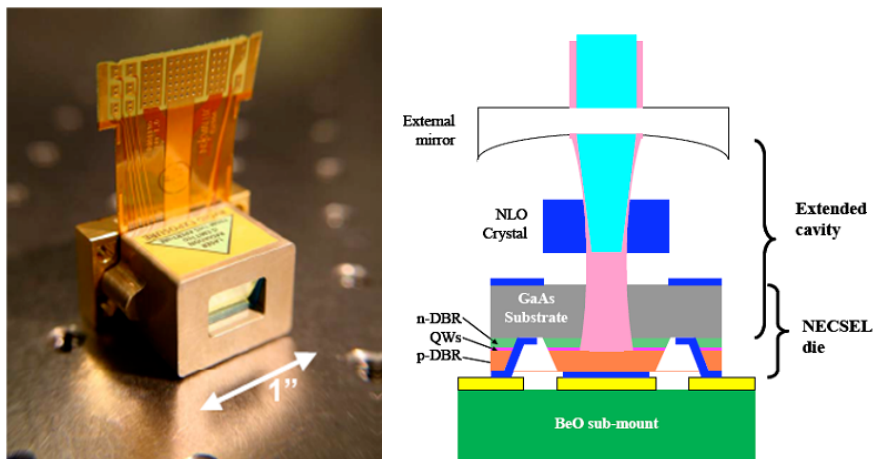


Figure 22 : Module NECSEL (Novalux External Cavity Surface Emitting Laser) de Novalux.

b) Intégration de la pompe optique

Les technologies de micro-optique permettent maintenant de réaliser des systèmes optiques très compacts dans lesquels tous les éléments optiques sont réduits à leur portion congrue. La société OSRAM a ainsi développé un OPS-VECSEL dont les dimensions sont inférieures à $0,5 \text{ cm}^3$ pour des applications d'affichage embarqué, type pico-projecteurs (Figure 23). Une puissance de 70 mW dans le vert à 530 nm a été obtenue avec des rendements électrique/optique optimisés qui atteignent 8% à 10 % [Stegmüller, 2008]. La diode de pompe, le composant semiconducteur, le miroir de la cavité externe, mais également un cristal non linéaire (ppLN) pour la génération de second harmonique dans le visible, sont collés sur un même substrat, qui intègre également les connections électriques. Les OPS-VECSEL présentent une réelle alternative à cette longueur d'onde où les diodes laser conventionnelles sont peu performantes.

Une autre idée consiste à intégrer une diode laser à émission par la tranche directement dans la structure semiconductrice classique. Grâce à des couches de couplage, le laser de pompe atteint la zone de gain dans l'OPS-VECSEL [Iliek, 2007]. Une puissance de 650 mW en continu vers 1000 nm avec un dispositif tout intégré a ainsi été atteinte.

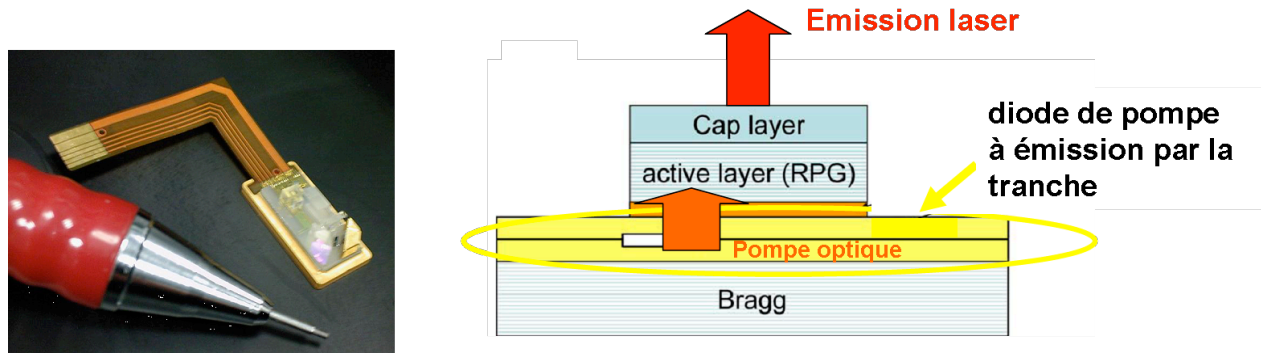


Figure 23 : Deux voies d'intégration de la pompe optique développées par OSRAM : A gauche, diode de pompe et optiques miniatures intégrées sur un substrat en verre [Stegmüller, 2008] ; A droite, croissance d'une diode de pompe à émission par la tranche dans la structure semiconductrice [Iliek, 2007].

c) OPS-VECSEL impulsionnel intégré

D'autres types de composants semiconducteurs peuvent être intégrés dans les structures. Par exemple, après une étude approfondie du comportement en régime impulsionnel des lasers OPS-VECSEL avec un absorbant saturable en tant que miroir de la cavité externe (SEmiconductor Saturable Absorber Mirror, ou « SESAM ») [Keller, 2006], celui-ci a été intégré dans la puce semiconductrice [Maas, 2007]. Ces dispositifs permettent d'atteindre des taux de répétitions très élevés (50 GHz) avec des perspectives d'évolution jusqu'à 100 GHz. Les puissances moyennes de 100 mW sont obtenues pour des impulsions de l'ordre de quelques picosecondes [Lorenser, 2006]. Ces systèmes, émettant vers $1 \mu\text{m}$, visent le marché des horloges optiques pour les microprocesseurs (Intel).

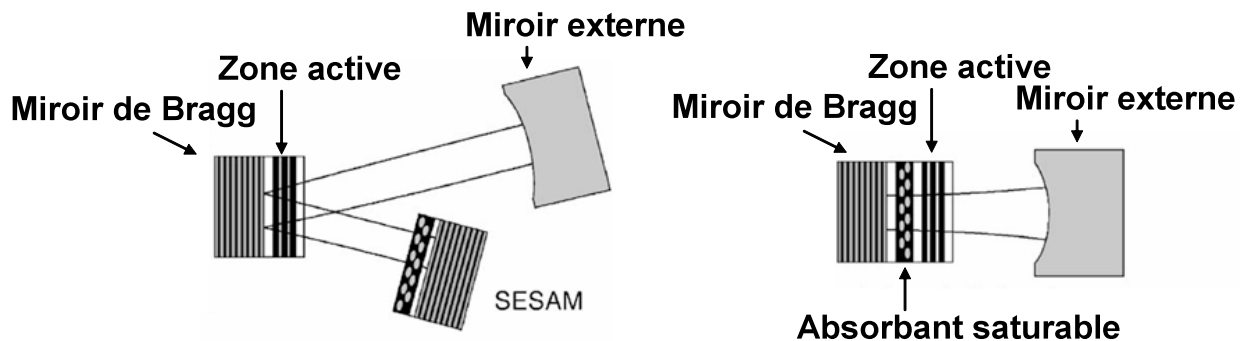


Figure 24 : Structure semiconductrice avec un absorbant saturable en tant que miroir de la cavité externe (à gauche) ou intégré dans le composant (MIXSEL) (à droite) [Keller, 2006]

Conclusion

La seconde est l'unité du système international qui est réalisée avec l'incertitude la plus faible, à ce jour. Pour cela, les technologies optiques, et notamment l'utilisation des lasers, ont apporté une contribution essentielle à ce champ de la métrologie. Les horloges atomiques, qui réalisent la définition de la seconde et donnent les références de temps, nécessitent aujourd'hui une compacité accrue pour des applications embarquées. Les lasers utilisés jusqu'à présent dans ces instruments rencontrent des limites technologiques ou fondamentales qui imposent de trouver de nouvelles solutions.

Depuis 1997, les lasers OPS-VECSEL ont franchi un cap majeur dans les puissances atteintes et trouvent aujourd'hui des applications dans de nombreux domaines, si bien qu'ils rivalisent maintenant avec de nombreuses sources utilisant d'autres technologies. **Un OPS-VECSEL combine les avantages des lasers solides pompés optiquement à ceux des lasers à semiconducteurs à émission par la surface.** Il bénéficie des technologies bien maîtrisées d'ingénierie et de croissance des milieux semiconducteurs pour lui conférer un faible seuil, une efficacité élevée et un contrôle précis de la longueur d'onde d'émission. Il permet également d'obtenir une puissance importante dans un faisceau circulaire limité par diffraction. Ces sources laser peuvent être extrêmement compactes, intégrées et compatibles avec des productions de masse. **Une source OPS-VECSEL est donc un candidat idéal pour réaliser une source de forte puissance qui possède une grande finesse spectrale adaptée aux expériences de spectroscopie et de métrologie mettant en jeux des atomes froids.** A 850 nm, des travaux ont démontré de fortes puissances ($> 500\text{mW}$) d'une part, et, d'autre part, de bonnes stabilités de fréquence relatives à des étalons type Fabry-Pérot ($< 3\text{ kHz}$). Notre travail consiste à combiner ces deux performances dans une unique source laser, avec le défi supplémentaire de la stabilisation sur une référence atomique.

Chapitre II :
Conception et caractérisation
d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL

Introduction

Le premier chapitre de ce manuscrit nous a permis d'exposer le contexte de notre étude et les avantages des OPS-VECSEL pour notre application. L'élément clé de ces sources laser est la structure semiconductrice $\frac{1}{2}$ VCSEL. L'objectif de ce chapitre est la compréhension et l'optimisation d'un $\frac{1}{2}$ VCSEL pour la réalisation d'un laser monomode transverse et longitudinal dont la longueur d'onde est accordable autour de la raie D_2 du Césium à 852 nm (Tableau I-1).

Dans ce chapitre, nous exposons la conception des différents éléments d'une structure $\frac{1}{2}$ VCSEL (Figure 25). Cette conception a été réalisée en collaboration avec A. Garnache de l'Institut d'Electronique du Sud. Nous identifions tout d'abord les matériaux adéquats pour réaliser la croissance complète du $\frac{1}{2}$ VCSEL. Nous étudions ensuite la conception, la réalisation et la caractérisation optique et thermique d'un miroir de Bragg à partir de ces matériaux. Puis nous analysons les propriétés des puits quantiques qui sont placés dans la zone active et qui fournissent le gain de la structure $\frac{1}{2}$ VCSEL. Nous étudions en détail le gain laser de cette structure en fonction de la position des puits quantiques dans la zone active, en particulier nous définissons le gain modal vu par l'onde laser.

Dans une deuxième partie, la méthode de fabrication des structures est détaillée. Elles ont été réalisées par Isabelle Sagnes au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN). Nous complétons l'élaboration de la structure, telle que définie dans la première partie de ce chapitre, en prenant en compte des aspects technologiques non négligeables pour nos applications, tels que l'oxydation ou la durée de vie des échantillons.

Dans une dernière partie, nous décrivons les mesures expérimentales de gain des structures effectivement réalisées, paramètre essentiel à la définition du laser ; cela nous permet de connaître le gain laser disponible, son évolution avec l'intensité de pompe et également la température.

A la fin de ce chapitre nous serons en mesure de comprendre et de modéliser les propriétés optiques de différentes structures semiconductrices. À l'aide de l'étude menée dans ce chapitre, nous choisirons l'architecture de la zone de gain et le miroir de Bragg adaptés à nos applications.

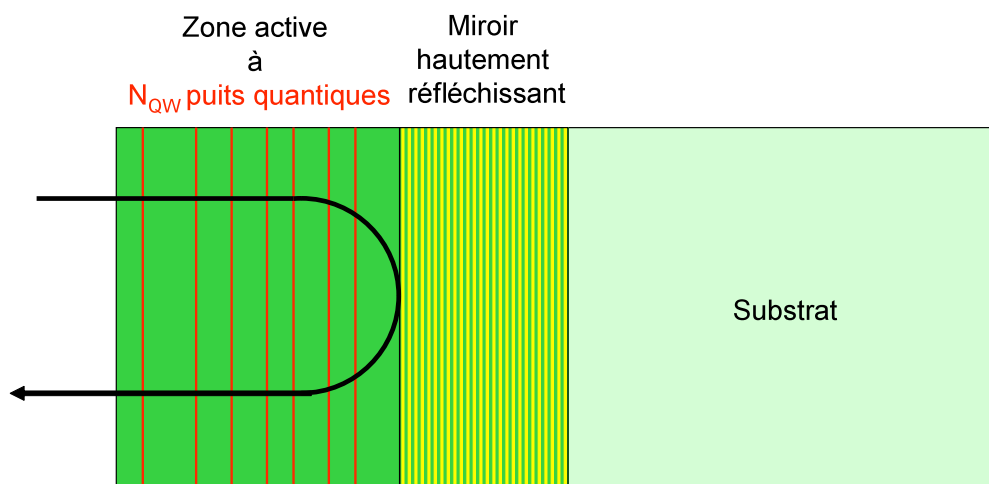


Figure 25: Schéma des éléments clés d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL

1. Définition d'une structure semiconductrice

Les fonctions essentielles du $\frac{1}{2}$ VCSEL que nous avons identifiées au chapitre I-3.1 sont la réalisation d'un miroir hautement réfléchissant et d'un milieu à gain efficace, tous deux conçus à la longueur d'onde de 852 nm. Le miroir hautement réfléchissant est réalisé par un empilement multicouche de matériaux d'indices différents pour constituer un miroir de Bragg. Le milieu amplificateur, quant à lui, est constitué de plusieurs puits quantiques. Ceux-ci, exploités depuis longtemps dans les diodes laser, permettent la réalisation de sources efficaces dont les intensités au seuil sont réduites grâce au confinement spatial des porteurs dans une direction de l'espace. Cependant, dans le cas d'un OPS-VECSEL, le plan des puits est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde laser. Nous verrons que cela introduit une modification du gain vue par l'onde laser ou « gain modal ». De plus, celui-ci dépend fortement de la répartition et du nombre de puits quantiques dans la structure semiconductrice.

Dans cette partie, nous identifions dans un premier temps les matériaux à faire croître pour réaliser des puits quantiques adaptés à nos besoins. La famille de matériau choisie sera utilisée pour toute la croissance de la structure. Nous étudierons la conception et la fabrication du miroir de Bragg à partir des matériaux disponibles. Le milieu amplificateur sera décrit en détails avec le dimensionnement des puits quantiques et l'analyse théorique du gain des différentes structures utilisées. Nous reviendrons sur les concepts de gain matériau et de transparence d'un milieu amplificateur. Nous réaliserons ensuite une étude approfondie des différentes configurations existantes pour le gain modal du laser. Nous identifierons ainsi les applications dédiées pour chaque configuration et identifierons la plus adaptée à la réalisation d'un laser monomode transverse et longitudinal dont la longueur d'onde est accordable autour de 852 nm.

1.1. Choix de la famille de matériaux

Deux paramètres sont à prendre en compte pour le choix des matériaux que nous allons utiliser. Le premier est **la valeur de l'énergie de gap du puits quantique**. Le second critère est **la condition d'accord de maille** entre les différents composants des éléments de la structure.

La Figure 26 représente l'énergie de gap de différents alliages semiconducteurs en fonction de leur paramètre de maille à température ambiante. L'énergie de gap de la famille d'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie avec la fraction x d'aluminium entre 1,42 eV pour le GaAs ($x=0$) et 2,17 eV pour l'AlAs ($x=1$). Toutefois l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ne pourra émettre de la lumière que pour des fractions d'aluminium inférieures à 45 % pour lesquelles c'est un matériau à gap direct. Cela permet d'explorer une gamme de longueurs d'onde d'émission comprises entre 700 nm et 870 nm à température ambiante. Une émission à 852 nm est donc possible avec cette famille de matériau. Nous définissons plus précisément au paragraphe 1.3 de ce chapitre la composition exacte et les propriétés des puits quantiques utilisés dans notre structure.

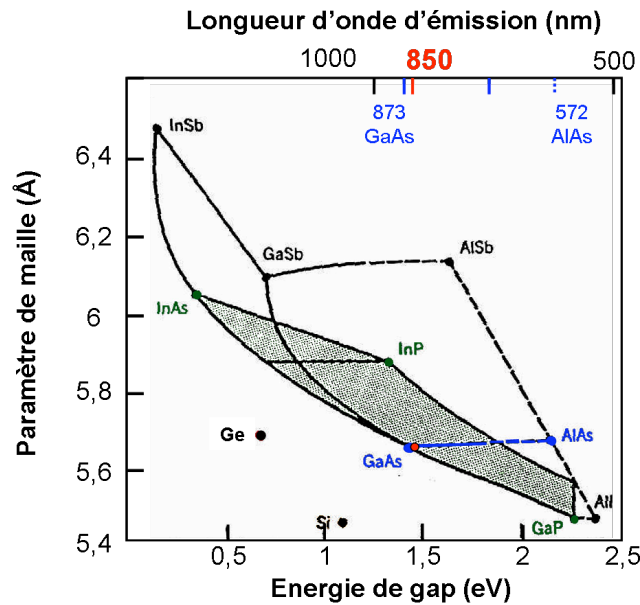


Figure 26: Composés III-V: variation de l'énergie de gap de composés III-V en fonction de leur paramètre de maille à température ambiante; et longueur d'onde correspondante [Agrawal, 1993].

D'autre part, le paramètre de maille de la famille $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie de 1‰ avec la fraction x d'aluminium dans la structure et vaut environ 5,66 Angströms. Ainsi la croissance des différentes couches de la structure l'une sur l'autre se fait en respectant quasi exactement l'accord de maille sans contraintes internes susceptibles d'engendrer des dislocations. Notons que ce n'est pas le cas des 1/2 VCSEL utilisant des matériaux $\text{InAlGaAs}/\text{AlGaAs}$ utilisés dans les travaux de l'Université de Strathclyde [McGinily, 2007] pour une émission à 850 nm, ou dans les travaux à 980 nm avec des puits $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ [Kuznetsov, 1997]. Il est alors nécessaire d'ajouter des couches intercalaires compensatrices de contraintes, qui complexifient la conception et la croissance de la structure. **Les matériaux de la famille AlGaAs seront donc utilisés pour réaliser la couche active et le miroir de Bragg de notre structure.**

1.2. Conception du miroir de Bragg

1.2.1. Principe

Un miroir de Bragg est un empilement de deux matériaux d'indices différents, qui permet d'accéder à des réflectivités élevées. On distinguera ainsi un milieu d'indice haut n_H et un milieu d'indice bas n_B . Ces matériaux constituent la période de base du miroir qui est répétée N fois. Si une onde incidente traverse cet empilement, elle subit des réflexions aux différentes interfaces (Figure 27), et les ondes réfléchies interfèrent. En effet, lors de sa propagation au travers d'une couche d'indice n et d'épaisseur e , l'onde accumule une phase :

$$\varphi = \frac{2\pi ne}{\lambda} \quad (\text{II.1})$$

Si on choisit l'épaisseur de chaque couche égale à $\lambda_0/4n$ (couches dites "quart d'onde"), où λ_0 est la longueur d'onde de travail pour laquelle une réflectivité maximale est recherchée, la phase accumulée dans chaque couche est évidemment $\pi/2$ et, prenant en compte les

déphasages aux interfaces¹², les ondes réfléchies sont alors toutes en phase et interfèrent constructivement (Figure 28), d'où une réflectivité maximum à λ_0 .

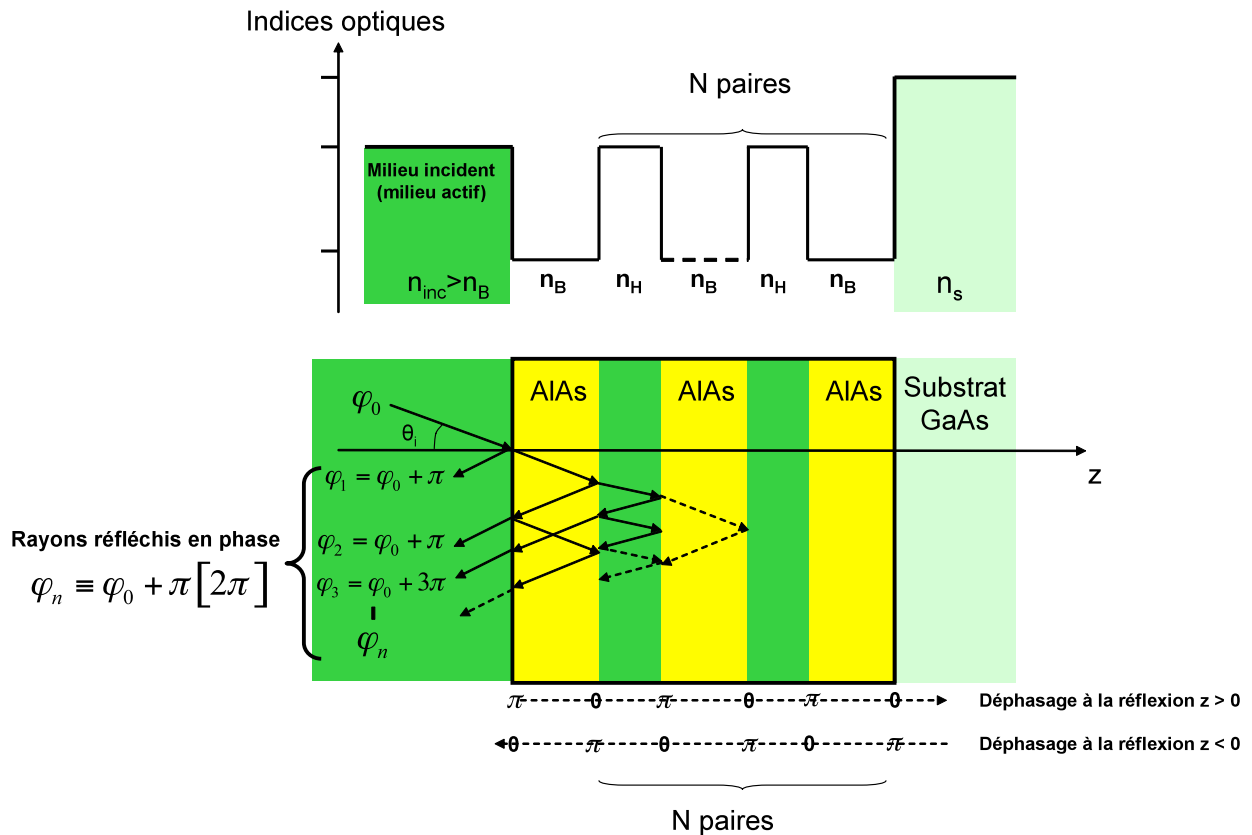


Figure 27 : Schéma de principe d'un miroir de Bragg: Variation des indices en fonction de la profondeur dans la structure (en haut) ; Déphasage dans la structures (en bas)

Considérons un empilement de $N+1/2$ paires de couches quart d'onde alternées de haut et bas indices (n_H et n_B respectivement) sur un substrat d'indice n_s . Il sera noté $S[BH]^NB$, où B désigne la couche de bas indice, H la couche de haut indice et S le substrat. Pour une onde incidente venant d'un milieu d'indice n_{inc} , la réflectivité R de l'empilement est constante sur une bande spectrale $\Delta\lambda$. Les valeurs de réflectivité et de largeur spectrale du miroir dépendent du nombre de couches utilisées N , de la différence d'indice entre les matériaux $\Delta n = n_H - n_B$ de telle sorte qu'en incidence normale ($i = 0^\circ$) [Dobrowolski, 1995]:

$$R_{\max} = \left(\frac{1 - \frac{n_B^2}{n_{inc} n_s} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_B^2}{n_{inc} n_s} \left(\frac{n_B}{n_H} \right)^{2N}} \right)^2 \quad \text{et} \quad \Delta\lambda = \lambda_0 \times \frac{4}{\pi} \arcsin \left(\frac{\Delta n}{n_H + n_B} \right) \quad (\text{II.2})$$

¹² À l'interface entre un milieu d'indice haut vers un milieu d'indice bas la phase de l'onde augmente de π ; alors que celle-ci n'est pas modifiée à la réflexion d'un milieu d'indice bas vers un milieu d'indice haut. La phase de l'onde n'est pas modifiée à la transmission de toutes les interfaces.

1.2.2. Définition du miroir réalisé

Le miroir sera réalisé par alternance de couches de matériaux qui présentent le contraste d'indice le plus élevé possible pour réduire le nombre de paires de couches, et ainsi minimiser la résistance thermique et les pertes du miroir de Bragg en limitant son épaisseur. Dans la famille $Al_xGa_{1-x}As$, l'indice des matériaux à 850 nm varie entre 3,57 ($x = 0$) et 2,98 ($x = 1$). Cependant le GaAs ($x = 0$) ne peut être utilisé dans la conception du miroir de Bragg puisque, son énergie de gap étant trop faible, on créerait des pertes par absorption à 850 nm. La couche de haut indice est en fait de l' $Al_{0,22}Ga_{0,78}As$ ($n = 3,43$ à 850 nm), également utilisé pour les barrières de la couche active (cf. paragraphe 1.3.1), et transparent à la longueur d'onde laser $\lambda_0 = 850$ nm. Le choix de cette même composition pour le miroir de Bragg et les barrières limite donc le nombre d'alliages différents utilisés, ce qui, d'un point de vue technologique, simplifie la réalisation de la structure.

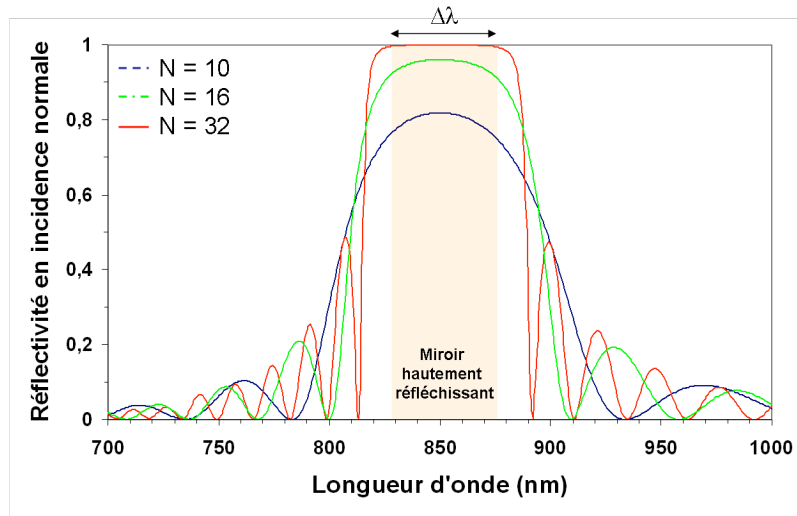


Figure 28: Spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg $S[HB]^N B$ conçu à $\lambda_0 = 850$ nm suivant les paramètres du tableau 5 pour $N=10, 16$ et 32 .

Nous avons simulé le spectre de réflectivité de l'empilement multicouche défini ci-dessus pour $N = 10, 16$ ou 32 paires de couches (Figure 28), le milieu incident étant de l' $Al_{0,22}Ga_{0,78}As$ afin d'étudier la réflectivité vue par les puits quantiques de la zone active. Les données des matériaux utilisés pour la simulation du miroir de Bragg sont rappelées dans le Tableau 5. La réflectivité à la longueur d'onde de conception est, comme prévue, d'autant plus élevée que le nombre de couches est important. Le nombre de paires de couches est choisi pour obtenir une réflectivité maximum supérieure aux pertes internes de la structure (Figure 29). Ainsi le miroir de Bragg ne sera pas un élément limitant les performances de notre structure. Nous obtenons une **réflectivité de 99,95% sur une bande spectrale $\Delta\lambda$ de 75 nm de large avec $N = 32$, à partir du couple de matériaux $AlAs/Al_{0,22}Ga_{0,78}As$ sur substrat GaAs**. C'est ce choix qui a été fait pour toutes les structures conçues pour une émission à 850 nm et décrites dans ce manuscrit.

Tableau 5: Indice et énergie de gap des matériaux utilisés pour la simulation du miroir de Bragg à $T = 300$ K [Afromovitz, 1974] et [Swaminathan, 1991].

Matériau	Valeur de l'indice à 850 nm et à $T= 300$ K	Energie de gap à $T= 300$ K
GaAs	3,57	1,42 eV
AlAs	2,98	2,17 eV
$Al_{0,22}Ga_{0,78}As$	3,43	1,70 eV
$Al_{0,4}Ga_{0,6}As$	3,32	1,92 eV

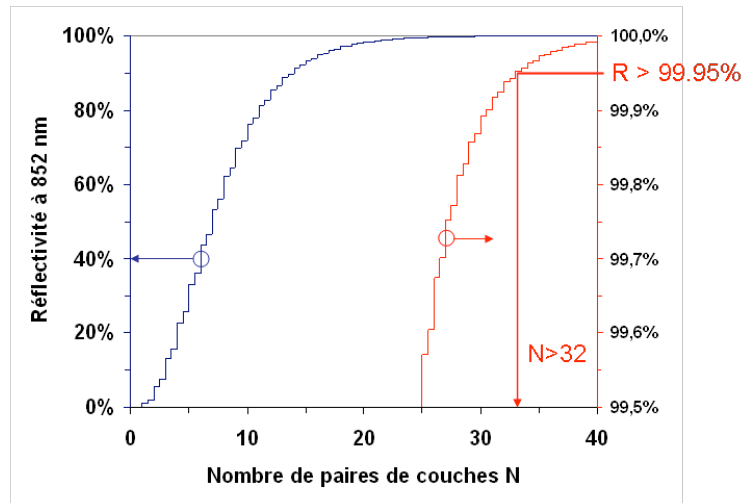


Figure 29 : Evolution de la réflectivité maximum du miroir défini sur la Figure 30 en fonction du nombre de paires de couches.

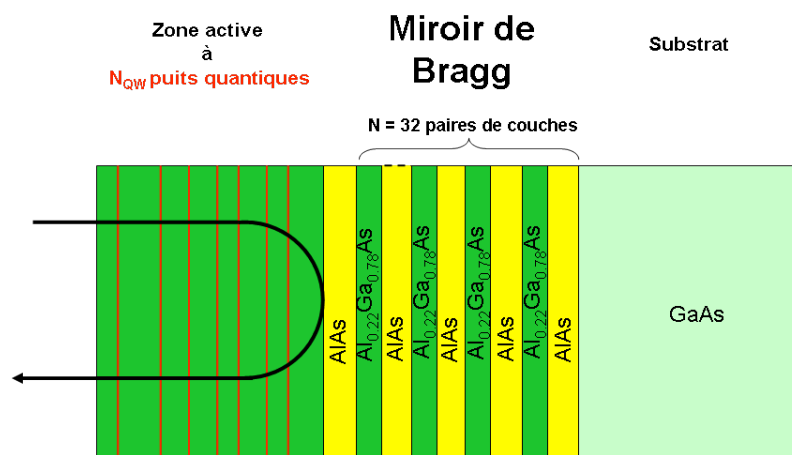


Figure 30 : Schéma de la structure avec la composition du miroir de Bragg

1.2.3. Spectre de réflectivité expérimental

Nous avons étudié expérimentalement le spectre de réflectivité d'un 1/2 VCSEL. Pour cela le composant est installé dans un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier. On éclaire l'échantillon à l'aide d'une lampe blanche au tungstène et le signal est ensuite récupéré sur un détecteur au silicium. On accède ainsi à la réflectivité de l'échantillon sur la gamme de longueur d'onde qui nous intéresse, comprise entre 700 nm et 1000 nm. Une calibration est effectuée auparavant à l'aide d'un miroir en argent plan dont la réflectivité est connue et ne dépend pas de la longueur d'onde dans cette plage de longueur d'onde. Le spectre de réflectivité mesuré pour une structure 1/2 VCSEL¹³ à température ambiante (Figure 31) correspond au spectre attendu théoriquement avec une zone de forte réflectivité centrée autour de 850 nm sur une bande spectrale d'environ 60 nm, légèrement moins large que prévu. Notons que le creux central de la réflectivité expérimentale est la conséquence de l'absorption par les puits quantiques en GaAs au voisinage de 850 nm. Ce n'est pas un effet intrinsèque au miroir de Bragg. En pratique, il n'est pas possible de faire croître le miroir de Bragg seul pour l'analyser avant une reprise d'épitaxie car il s'oxyderait à l'air (cf. paragraphe 2.2.1 de ce chapitre).

¹³ Cette structure est traitée anti-reflet après croissance. Sa composition exacte est détaillée dans l'annexe 2 de ce manuscrit.

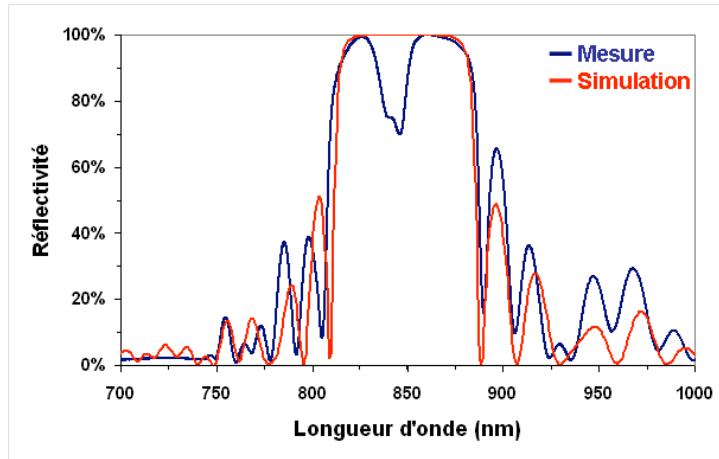


Figure 31: Mesure du spectre de réflectivité d'une structure ½ VCSEL et comparaison à la simulation du miroir de Bragg désiré à T = 300 K.

Les structures sont montées sur un radiateur en cuivre dont la température est contrôlée activement à l'aide d'un élément Peltier et d'une thermistance. Le contact thermique entre la structure et le radiateur en cuivre est assuré par un film mince de graisse thermique. Cela nous permet d'analyser l'évolution du spectre de réflectivité avec la température. En effet, les indices de réfraction des différents matériaux semiconducteurs, comme beaucoup d'autres paramètres de la structure, changent avec la température. Or les effets thermiques sous l'action de la pompe sont les principaux effets limitant les performances des OPS-VECSEL. Il convient donc d'étudier leur influence sur chaque élément clé de la structure. Nous faisons donc évoluer la température de la structure entre 10 °C et 90°C (Figure 32). Nous constatons que la longueur d'onde centrale du miroir de Bragg se décale vers les hautes longueurs d'onde lorsque la température augmente. Ce décalage s'effectue à environ **0,1 nm/K**. Cette évolution concorde qualitativement avec les évolutions mesurées de l'indice des matériaux de la famille AlGaAs par [Talgader, 1995], d'environ 2.10^{-4} K^{-1} dans le proche infrarouge ($\lambda = 1035 \text{ nm}$). Nous constatons également que l'absorption des puits quantiques se décale plus vite vers les hautes longueurs d'onde, à raison de **0,3 nm/K**. Si bien qu'à 90°C, le gain des puits quantiques est désaccordé par rapport au maximum de réflectivité du miroir de Bragg. Dans ces conditions de température, la transmission du miroir de Bragg à la longueur d'onde d'émission des puits quantiques induira trop de pertes pour permettre l'effet laser. **Nous en concluons donc qu'il faudra veiller à un bon accord entre les propriétés du miroir de Bragg et celles de la couche active pour toute la gamme de température d'utilisation de la structure, comme analysé dans [Young, 1993].**

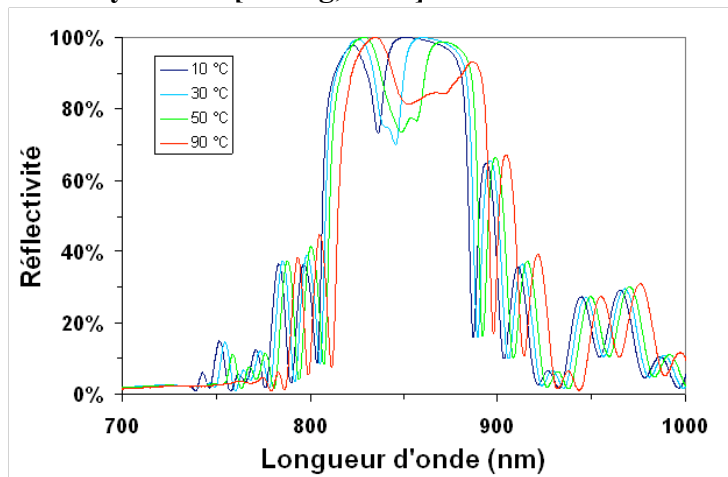


Figure 32 : Evolution de la réflectivité d'une structure ½ VCSEL avec la température

1.3. Définition et propriétés de la couche active

La couche active du composant semiconducteur est l'élément qui assure l'absorption de la pompe optique et le gain du laser. Les barrières absorbent les photons de pompe d'énergie supérieure à l'énergie de gap des barrières, ce qui crée des paires de porteurs excités (électrons/trous). Ils diffusent ensuite dans le puits de potentiel où ils se recombinent. Si la densité de porteurs excités est suffisante, les puits quantiques apportent le gain à la structure 1/2 VCSEL. Nous allons décrire la composition exacte des puits quantiques adéquats pour notre application et étudier le paramètre essentiel pour le fonctionnement laser qu'est le gain.

1.3.1. Description des puits quantiques

Le milieu à gain des OPS-VECSEL est une structure à multiples puits quantiques. Un puits quantique est un puits de potentiel pour les électrons et les trous créés par une succession de trois matériaux semiconducteurs d'énergies de gap différentes : un matériau de petite énergie de gap entouré de deux matériaux d'énergies de gap plus grandes. En général les deux matériaux constituant les barrières du puits quantique sont identiques. Ce sera le cas dans nos structures.

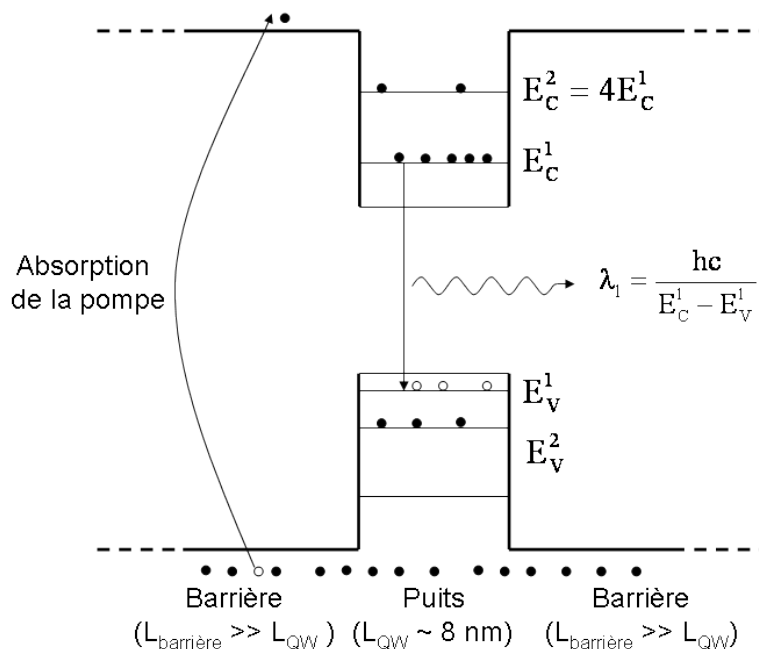


Figure 33: Description des niveaux d'énergie d'un puits quantique dont les barrières sont identiques

Dans un puits quantique, le confinement des porteurs dans une direction de l'espace conduit à une quantification des énergies permises. La position de ces sous-bandes d'énergie par rapport à l'énergie de gap du matériau massif dépend de la largeur du puits L_{QW} et de la masse effective de l'électron dans la bande considérée. L'écart énergétique entre deux sous-bandes de même nombre quantique n est :

$$E_C^n - E_V^n = E_g + \frac{1}{2m_r^*} \left(\frac{n\pi\hbar}{L_{\text{QW}}} \right)^2 \quad (\text{II.3})$$

où m_r^* est la masse effective réduite, liée aux masses effectives de l'électron dans la bande de conduction et dans la bande de valence. Dans le cas d'un puits en GaAs, $m_r^* \sim 0.5 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

Pour réaliser une structure efficace et qui émet à la longueur d'onde voulue, il existe plusieurs critères qui déterminent la largeur du puits quantique et la composition des barrières :

- la longueur d'onde d'émission du puits doit être de 852 nm en condition de fonctionnement laser. D'après l'équation (II.3), pour une émission à 852 nm il faut un puits d'une largeur de 14,5 nm. Cependant il faut tenir compte de l'échauffement de la structure lors du fonctionnement laser, qui induit un décalage du spectre d'émission vers les hautes longueurs d'onde. Nous concevons donc la structure pour une émission laser à 820 nm en anticipant un échauffement de quelques dizaines de degrés dans la structure. La **largeur du puits quantique en GaAs** utilisé est de **8 nm**.
- l'écart d'énergie entre les deux premières sous-bandes ($n = 1$ et $n = 2$) doit être supérieur à $k_B T$ pour éviter un peuplement thermique des niveaux excités dans la bande de conduction, et également assurer une séparation suffisante entre les niveaux d'énergie des trous lourds et des trous légers dans la bande de valence; ainsi **seule la transition entre les sous-bandes de nombre quantique $n = 1$ est possible**. Dans toute la suite de notre étude nous nous intéresserons uniquement à cette transition radiative. Les extrema des sous-bandes d'intérêt sont E_C^1 , noté E_C , et E_V^1 , noté E_V . L'écart entre ces niveaux est l'énergie de gap effective du puits $E_g^1 = E_C^1 - E_V^1$.
- l'écart d'énergie entre le premier niveau et le continuum d'états des barrières doit être très supérieur à $k_B T$ (au moins $10 k_B T$, soit 260 meV à $T = 300$ K) pour assurer un bon confinement des porteurs dans le puits, ce qui détermine la composition en aluminium des barrières. Compte tenu de la variation de l'énergie de gap de l' $Al_xGa_{1-x}As$ avec la fraction d'aluminium (Tableau 5), il faut **une fraction d'aluminium d'au moins 22%** pour réaliser un bon confinement des porteurs dans le puits quantique. D'autre part, nous cherchons à **minimiser la fraction d'aluminium** pour deux raisons : premièrement, l'aluminium rend les structures sensibles à l'oxydation et risque d'induire une dégradation progressive des performances laser ; de plus, l'énergie de gap des barrières $E_g(b)$ fixe la longueur d'onde de pompe λ_p , qui devra être inférieure à $hc/E_g(b)$. Il est judicieux de choisir la longueur d'onde de pompe la plus élevée possible pour limiter l'échauffement de la structure induit par le défaut quantique (cf. Chapitre 4) et donc de minimiser $E_g(b)$. La fraction d'aluminium est donc prise à 22,5% dans notre cas.

Le milieu à gain de la structure sera donc composé de **puits en GaAs de 8 nm d'épaisseur entre des barrières d' $Al_{0,22}Ga_{0,78}As$** (Figure 34).

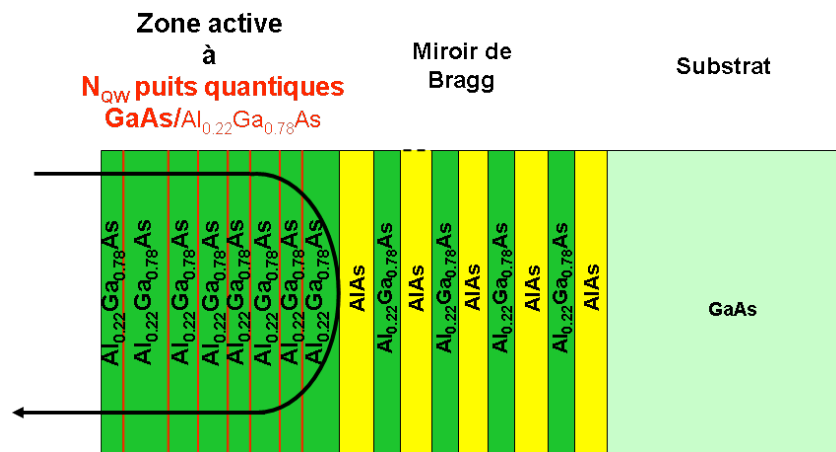


Figure 34 : Schéma de la structure avec la composition de la couche active et du miroir de Bragg

1.3.2. Gain matériau d'un puits quantique

Définition

Un matériau laser fournit du gain si le taux d'émission stimulée est plus important que l'absorption du matériau. Nous définissons le gain matériau linéique g , ou son opposé l'absorption linéique α , comme l'augmentation de la densité de photons d'énergie $h\nu$ le long d'un axe perpendiculaire au plan du puits quantiques étudié [Coldren] :

$$g(h\nu, N) = -\alpha(h\nu, N) = g_{\max} \cdot (f_c(h\nu, N) - f_v(h\nu, N)) \quad (\text{II.4})$$

Dans cette expression, le maximum de gain g_{\max} dépend uniquement des propriétés du matériau utilisé pour sa réalisation. Dans le cas de puits quantiques en GaAs d'épaisseur 8 nm, le gain maximum, qui correspond également à l'opposé de l'absorption maximum, vaut typiquement $13\,000\text{ cm}^{-1}$, soit environ 1 % [Coldren].

Les distributions de Fermi Dirac f_c et f_v définissent la probabilité d'occupation des états respectivement dans la bande de conduction et dans la bande de valence. Ils dépendent de l'énergie de la transition considérée $h\nu = E_2 - E_1$ et de la densité de porteurs N dans le puits via la position des pseudo-niveaux de Fermi $E_{F_c, v}$.

$$f_c(h\nu, N) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(E_2(h\nu) - E_{F_c})}{k_B T}\right]} \quad f_v(h\nu, N) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(E_1(h\nu) - E_{F_v})}{k_B T}\right]} \quad (\text{II.5})$$

Ainsi pour un puits quantique de largeur et de composition données, le gain linéique évolue avec deux paramètres : **l'énergie $h\nu$ de la transition radiative** considérée et **la densité de porteurs N dans les puits**.

Spectre de gain

Selon la condition de Bernard et Durrafourg [Bernard et Durrafourg, 1961], les photons amplifiés dans le milieu semiconducteur (pour lesquels $g(h\nu) \geq 0$) sont ceux dont l'énergie $h\nu$ vérifie :

$$E_C - E_V \approx E_g \leq h\nu \leq (E_{F_c} - E_{F_v})(N) \quad (\text{II.6})$$

Cette équation traduit le fait que, d'une part, seules les transitions radiatives d'énergie supérieure à l'énergie de gap sont possibles (inégalité de gauche Eq.(II.6)) ; d'autre part (inégalité de droite de l'Eq. (II.6)), la densité de porteurs N doit être suffisante pour obtenir des recombinaisons radiatives plus importantes que l'absorption. Cette condition est l'exact équivalent de l'inversion de population nécessaire pour que l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption dans le cas classique du laser à trois niveaux. La densité de porteurs dans les puits définit donc la largeur spectrale du gain, qui est dans les conditions usuelles de fonctionnement de l'ordre de 10 à 20 nm (Figure 35).

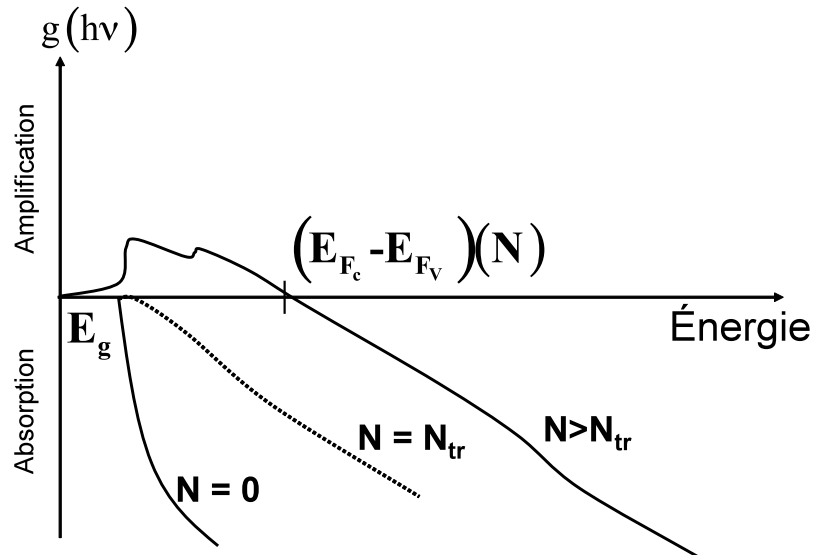


Figure 35: Spectre de gain dans un puits quantique pour différentes valeurs de densités de porteurs N dans les puits [Coldren].

Evolution du gain avec la température

L'évolution de la température influence le gain matériau de deux façons :

- Les énergies des sous-bandes, qui définissent les bornes de la condition de Bernard et Durrafourg, changent avec la température du milieu. Si la température augmente, l'énergie de gap des matériaux semiconducteurs diminue, et donc le spectre de gain se décale vers les hautes longueurs d'onde.
- La largeur des distributions de Fermi Dirac dans les sous-bandes dépend de l'agitation thermique $k_B T$ (cf. équation(II.5)). Lorsque la température augmente, les porteurs se répartissent sur plus de sous niveaux énergétiques, la densité spectrale de porteurs diminue, et le gain diminue.

Il est essentiel, dans l'analyse du fonctionnement de la structure semiconductrice en cavité laser, de prendre en compte ces évolutions du gain, car elles influent directement sur les caractéristiques du laser, comme nous le verrons par la suite en détail (cf. chapitre IV).

Transparence du matériau

Sous pompage optique, les paires électrons-trous photogénérées augmentent la densité de porteurs dans les puits et écartent les niveaux de Fermi E_{F_c} et E_{F_v} , jusqu'à atteindre une valeur pour laquelle l'écart d'énergie entre les niveaux de Fermi est égal à l'énergie de gap du puits quantique : $E_g^1 = (E_{F_c} - E_{F_v})(N_{tr})$. Pour cette densité de porteurs particulière, notée N_{tr} , le gain et l'absorption sont alors nuls à $E_g = h\nu$: le matériau est **transparent** au rayonnement. Au-delà de la transparence, le matériau est un milieu amplificateur sur la plage spectrale définie ci-dessus (équation II.6).

Afin de faciliter la comparaison entre l'étude théorique et l'expérience, l'intensité de pompe incidente sur la structure I_{inc} est le paramètre pertinent auquel nous avons accès. Or, le nombre de porteurs excités dans le puits est proportionnel à l'intensité incidente sur la structure, selon l'équation :

$$I_{tr} = \frac{2}{TA_p} \frac{hc}{\lambda_p} \frac{N_{tr} L_{QW}}{\tau(N_{tr})} \quad (\text{II.7})$$

On considère un faisceau de pompe gaussien, de largeur w_p à $1/e^2$, et d'intensité I_{inc} (en W/m^2). On définit T la transmission à l'interface air/structure de la structure et A_p la fraction de la pompe absorbée dans les barrières d'un unique puits quantique. Le flux de photons d'énergie hc/λ_p , absorbés dans les barrières entourant le puits

quantique est donc $TA_p \frac{I_{inc}}{(hc/\lambda_p)} (\pi w_p^2)/2$. Les photons absorbés dans les barrières

créent des porteurs excités qui diffusent dans la structure et sont piégés dans les puits, où ils se recombinent. Ces recombinaisons - radiatives ou non - limitent le temps de vie $\tau(N)$ des porteurs dans le puits quantique. Ce dernier est décrit de manière empirique par des coefficients liés aux processus physiques de ces recombinaisons : $(\tau(N))^{-1} = (A + BN + CN^2)$ [Coldren]. Les coefficients A , B et C représentent les contributions respectives des processus de recombinaisons dues aux défauts, à l'émission spontanée et aux processus Auger. Dans notre cas, le temps de vie typique de l'électron dans le puits de potentiel est de l'ordre de 1 ns près de la densité au seuil laser. Finalement, le nombre de porteurs présents à chaque instant dans le volume défini par la largeur du puits quantique et la surface de pompe est $N \times L_{QW} \times \pi w_p^2$. L'équation d'évolution des porteurs est donc :

$$\frac{dN}{dt} = TA_p \frac{I_{inc}}{(hc/\lambda_p)} (\pi w_p^2)/2 - \frac{NL_{QW} \pi w_p^2}{\tau(N)}$$

D'où l'égalité suivante en régime stationnaire :

$$\frac{TA_p}{2} \frac{I_{inc}}{\left(\frac{hc}{\lambda_p}\right)} = \frac{NL_{QW}}{\tau(N)} \quad (II.8)$$

L'intensité de pompe correspondant à la densité de porteur à la transparence du matériau N_{tr} est appelée **intensité de transparence** et est notée I_{tr} (Equation II.7).

Expression phénoménologique du gain

Par simplicité, l'évolution de la courbe de gain $g(h\nu)$ est assimilée à celle de son maximum g_{mat} . Une **expression phénoménologique** décrit son évolution en fonction de l'intensité de pompe incidente [Coldren]:

$$g_{mat} = g_0 \ln \left(\frac{I_{inc}}{I_{tr}} \right) \quad (II.9)$$

On retrouve dans cette équation que le régime de gain ($g(h\nu) > 0$) est atteint pour une intensité incidente I_{inc} sur la structure supérieure à l'intensité de transparence I_{tr}^{mat} (Figure 36). Pour les puits quantiques utilisés, l'intensité de transparence par puits est de l'ordre de quelques centaines de watts par cm^2 . Le terme g_0 est un paramètre de gain matériau. Dans le cas d'un puits quantique de 8 nm d'épaisseur en $GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$, le gain matériau linéique g_0 est typiquement de 2400 cm^{-1} [Coldren].

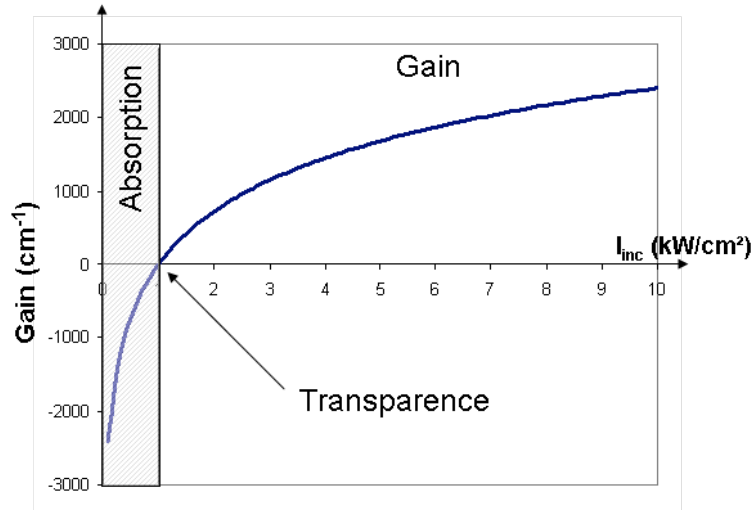


Figure 36 : Gain matériau d'un puits quantique dont l'intensité de transparence I_{tr} vaut 1 kW/cm^2 et le gain matériau linéique g_0 vaut 2400 cm^{-1} en fonction de l'intensité incidente suivant Eq.(II.9).

1.3.3. Gain modal d'une structure à multiples puits quantiques

Le gain produit par un unique puits quantique n'est pas suffisant pour assurer un fonctionnement laser performant pour nos besoins. Pour l'augmenter nous utilisons une structure à multiples puits quantiques. Ces N_{QW} puits quantiques d'épaisseur L_{QW} sont répartis dans la structure active. Le mode laser qui se propage dans la cavité n'est amplifié par le matériau à gain que sur l'épaisseur de ces puits, très faibles, dans la structure (volume actif). Ainsi il est plus intéressant d'étudier **le gain vu par l'onde laser ou gain modal** qui résulte du recouvrement entre l'onde laser et la zone de gain. Ce gain modal, qui mesure l'amplification de l'énergie dans la cavité, fait intervenir explicitement l'indice du matériau et le champ électrique¹⁴ E de l'onde en chaque point de la cavité. Il est défini par [Coldren]:

$$g_{\text{mod}} = \frac{\int_{\text{Volume actif}} E^*(x, y, z) g(x, y, z) n(x, y, z) E(x, y, z) dV}{\int_{\text{volume total du mode}} n(x, y, z) \left[|E^+(x, y, z)|^2 + |E^-(x, y, z)|^2 \right] dV} = \Gamma g_{\text{mat}} \quad (\text{II.10})$$

L'étude du champ électrique E dans la cavité est donc indispensable pour caractériser le gain modal de la structure. Le recouvrement de l'onde laser avec les puits dans le 1/2 VCSEL se traduit sur le gain par un paramètre de recouvrement Γ , appelé dans la littérature facteur de confinement longitudinal. Nous allons détailler ce facteur qui est le produit de deux contributions distinctes : **le gain périodique résonant (effet de localisation des puits) et l'effet de résonance de la micro cavité (interférences dans un Fabry-Pérot).**

a) Structure à gain périodique résonant

La structure à gain périodique résonant a été introduite par Raja en 1988 [Raja, 1988] pour diminuer le seuil des lasers à semiconducteurs à cavité verticale émettant par la surface. Elle consiste à positionner les puits quantiques aux maxima du champ électrique de l'onde laser de la microcavité Fabry-Pérot formée par le miroir de Bragg d'un côté et par l'interface entre le semiconducteur et l'air de l'autre côté (Figure 37). On note z_i $i \in \llbracket 1, N_{QW} \rrbracket$ leur profondeur dans la couche active.

¹⁴ Le champ électrique E se décompose en deux termes contra-propageant E^+ et E^- .

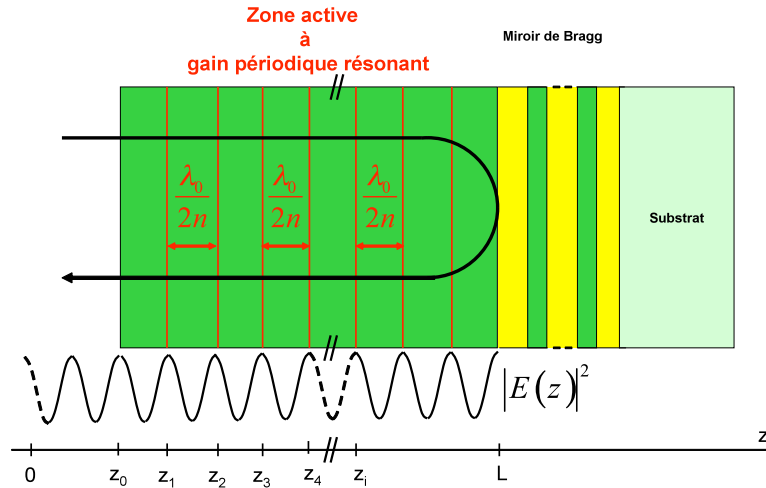


Figure 37: Configuration de gain périodique résonant (RPG)

Le champ électrique du laser dans cette cavité linéaire est une onde stationnaire suivant l'axe z perpendiculaire au plan des puits quantiques. Puisque le miroir de Bragg est hautement réfléchissant, et en faisant l'hypothèse que les ondes se propageant dans les deux sens sont d'amplitudes comparables, le champ électrique s'écrit sous la forme simple:

$$E(x, y, z) = E^+(x, y, z) + E^-(x, y, z) = E_0(x, y)\sqrt{2} \cos(\beta z) \quad (\text{II.11})$$

$E_0(x, y)$ est la répartition transverse normalisée du faisceau laser de longueur d'onde λ_L . Dans notre cas, grâce au contrôle du mode par la cavité externe, le profil transverse du mode sera un mode TEM_{00} . La constante de propagation suivant l'axe z , β , vaut $2\pi n/\lambda_L$; nous négligeons la variation d'indice entre les puits quantiques et les barrières.

Étudions le recouvrement de N_{QW} puits quantiques placés aux maxima de l'onde stationnaire dans une structure de longueur totale L en dissociant les contributions suivant les deux directions transverses $[xy]$ et longitudinale $[z]$ d'après les équations (II.10) et (II.11):

$$g_{\text{mod}} = \frac{g_{\text{mat}} \iint_{S_{\text{pompe}}} E_0^*(x, y) E_0(x, y) dS \left[\int_{N_{\text{QW}} \text{ puits quantiques}} 2 \cos^2(\beta z_i) dz_i \right]}{L \iint_{[xy]} |E_0(x, y)|^2 dS} \quad (\text{II.12})$$

Compte tenu des dimensions transverses de l'onde, le recouvrement du mode laser avec les puits dans la direction $[xy]$ est total et seule la composante longitudinale est à considérer. Le gain modal se simplifie alors :

$$\begin{aligned} g_{\text{mod}} &= \frac{g_{\text{mat}}}{L} \int_{N_{\text{QW}} \text{ puits quantiques}} 2 \cos^2(\beta z) dz \\ &= \frac{g_{\text{mat}}}{L} \sum_{i=1}^{N_{\text{QW}}} \left[\int_{z_i - L_{\text{QW}}/2}^{z_i + L_{\text{QW}}/2} 2 \cos^2(\beta z) dz \right] \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

D'où l'expression du gain modal :

$$g_{\text{mod}} = N_{QW} \frac{L_{QW}}{L} \left(1 + \frac{\sin(\beta L_{QW})}{\beta L_{QW}} \right) g_{\text{mat}} = N_{QW} \frac{L_{QW}}{L} \Gamma_{RPG} g_{\text{mat}} \quad (\text{II.14})$$

Le gain d'une telle configuration n'est pas simplement égal au gain matériau d'un unique puits quantique g_{mat} multiplié par le nombre de puits quantique N_{QW} présent dans la structure ; il comprend également un terme de remplissage longitudinal L_{QW}/L qui exprime la discrétisation de la zone de gain dans la structure, et un terme appelé usuellement facteur de confinement : $\Gamma_{RPG} = 1 + \sin(\beta L_{QW})/\beta L_{QW}$. Dans notre cas, la dimension du puits est très inférieure à la longueur d'onde du champ électrique étudié ($L_{QW} \ll \lambda_L$ donc $\beta L_{QW} \ll 1$). **Le gain modal est alors amplifié d'un facteur proche de 2 par rapport au gain matériau qui serait distribué uniformément sur la même longueur : $\Gamma_{RPG} = 2$ à la longueur d'onde de définition de la structure λ_0 .**

b) Résonance de la micro cavité

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-Pérot dissymétrique de faible finesse. Cette microcavité, incluse dans la cavité externe, possède des propriétés spectrales qui influent sur l'amplitude et la phase de l'onde laser circulant dans la cavité, modifiant ainsi le recouvrement de l'onde laser avec la zone de gain.

Pour caractériser l'influence de la microcavité, on introduit le facteur de résonance Γ_{micro} qui traduit l'amplification de l'intensité du champ entre l'intérieur et l'extérieur de la structure:

$$\Gamma_{\text{micro}} = \frac{n_{\text{int}} |E_{\text{int}}|^2}{n_{\text{ext}} |E_{\text{ext}}|^2} = \frac{n_{QW} |E_{QW}|^2}{n_{\text{ext}} |E_{\text{ext}}|^2} \quad (\text{II.15})$$

Étalon Fabry Pérot

Nous rappelons brièvement quelques résultats sur l'interféromètre Fabry-Pérot qui vont nous permettre de mieux comprendre l'étude du champ électrique dans la microcavité 1/2 VCSEL et l'évolution spectrale du facteur de résonance de la microcavité.

Considérons un interféromètre de Fabry-Pérot formé par deux miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2 séparés par un matériau d'indice n de longueur L . Nous négligeons tout processus d'absorption ou de gain dans ce matériau. La transmission de celui-ci dépend de sa finesse et de la longueur d'onde de la radiation incidente [Born et Wolf]:

$$T(\lambda) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(2\pi \frac{nL}{\lambda}\right)} \quad (\text{II.16})$$

La finesse F est définie par la réflectivité des miroirs qui composent la cavité :

$$F = \frac{ISL}{\Delta\nu} = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (\text{II.17})$$

On identifie deux configurations particulières, selon que la longueur optique de la microcavité est un multiple entier ou demi-entier de la demi-longueur d'onde de travail $\lambda_0/2$. Nous travaillerons alors sur une résonance de la microcavité ou hors résonance. Nous avons simulé un interféromètre de Fabry-Pérot dont les paramètres sont proches de ceux de la microcavité étudiée ($R_1 = 30\%$, $R_2 = 99,95\%$, $n=3,43$).

- Dans le cas d'une cavité résonante (ici, de longueur $30\lambda_0/4n$), on retrouve une résonance à la longueur d'onde d'étude qui se traduit par un creux de réflectivité à λ_0 . De plus, le déphasage subi par l'onde sur un aller-retour dans la cavité est nul (modulo 2π). Les ondes réfléchies dans la cavité interfèrent donc constructivement et l'amplitude du champ électrique interne est augmentée, d'où l'appellation de résonance.
- Dans le cas d'une cavité anti-résonante (ici, de longueur $29\lambda_0/4n$), la réflectivité à la longueur d'onde de travail λ_0 est maximum. Les résonances voisines sont décalées de part et d'autre de la longueur d'onde d'étude (ici, vers 820 nm et 880 nm). Dans cette configuration, les interférences sont destructives à λ_0 , l'amplitude du champ électrique dans la cavité est diminuée par rapport au champ incident.

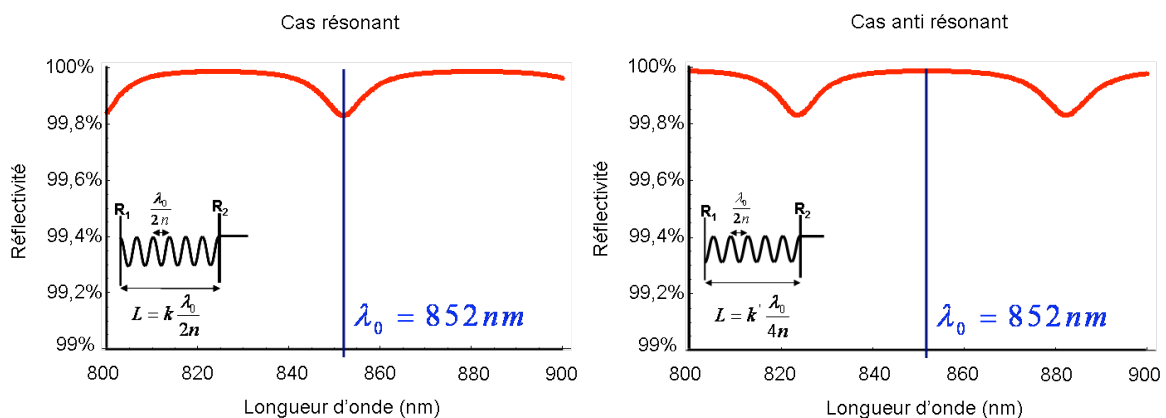


Figure 38 : Spectre de réflectivité d'un interféromètre de Fabry-Pérot ($R_1 = 30\%$, $R_2 = 99,95\%$, $n=3,43$) dans le cas résonant (à gauche, $L = 30\lambda_0/4n$) et dans le cas anti résonant (à droite, $L = 29\lambda_0/4n$)

Étude de la microcavité du $\frac{1}{2}$ VCSEL

Nous allons à présent étudier l'amplitude du champ électrique dans la microcavité au niveau des puits quantiques à la longueur d'onde de conception λ_0 , puisque nous nous intéressons au recouvrement de l'onde laser avec les zones de gain. Nous analyserons ensuite l'évolution du champ électrique avec la longueur d'onde de radiation. Nous en déduirons directement le facteur de résonance de la microcavité et son spectre d'après l'équation (II.15). Notons que ce facteur de résonance présente une évolution spectrale marquée, d'une part par l'effet Fabry-Pérot mis en évidence précédemment, et d'autre part parce que le recouvrement de l'onde stationnaire avec les puits quantiques évolue avec la longueur d'onde. C'est donc l'amplitude du champ moyenné sur les puits quantiques que nous considérons par la suite pour analyser globalement le comportement spectral de la microcavité.

Nous considérons une onde plane définie par un champ électrique $E^+ = E_0 e^{i(\omega t - kz)}$, d'amplitude unité $|E^+| = |E_0| = 1$. Elle se propage suivant l'axe z , perpendiculaire au plan des puits, dans le sens des z croissants. L'onde réfléchiée est notée E^- , qui se propage dans le sens opposé à E^+ . Le calcul des champs électriques en tout point de l'espace est réalisé à l'aide

d'un algorithme récursif basé sur les équations de Fresnel [Born et Wolf]. Les champs sont propagés dans des structures multicouches en prenant en compte les réflexions aux différentes interfaces dans la structure. En pratique, le logiciel XOP¹⁵ a été utilisé pour réaliser la simulation du champ électrique de nos structures.

Nous avons calculé le champ électrique à l'intérieur et à l'extérieur des structures. Nous notons des points communs à toutes les structures étudiées :

- On observe une décroissance exponentielle de l'intensité du champ électrique dans le miroir de Bragg caractérisé par une longueur de pénétration¹⁶ d'environ 1 μm, soit environ 7 périodes du miroir.
- Le champ électrique dans le substrat E_{sub} est constant et sa valeur correspond à la transmission du miroir de Bragg $|E_{sub}|^2 = T_{Bragg} |E_0|^2 = 5.10^{-4} |E_0|^2$.
- Le champ électrique E_{ext} dans le milieu incident d'indice $n_{ext} = 1$ est une onde stationnaire, d'intensité proche de 4, car les ondes E^+ et E^- sont en phase et de même intensité (la réflectivité de l'interféromètre est toujours proche de 100 % (cf. Figure 38) car un des miroirs est hautement réfléchissant $R_{Bragg} = 99,95 \%$)

Nous nous intéressons maintenant au champ électrique dans la zone active. On peut distinguer trois configurations particulières pour lesquelles l'amplitude du champ au niveau des puits et son évolution avec la longueur d'onde sont remarquables:

- **Cas résonant** : la longueur optique totale de la structure est un **multiple entier de $\lambda_0/2$** . Pour un champ incident unitaire, le module carré du champ au niveau des puits quantique est maximum à la longueur d'onde de conception λ_0 et vaut environ 3,92 (Figure 39), d'où $\Gamma_{micro}(\lambda_0) = 3,5$ (Eq. II.15). Le facteur de recouvrement varie fortement avec la longueur d'onde λ , ce qui montre une forte sélectivité spectrale par le gain sur des plages spectrales de l'ordre du nanomètre.

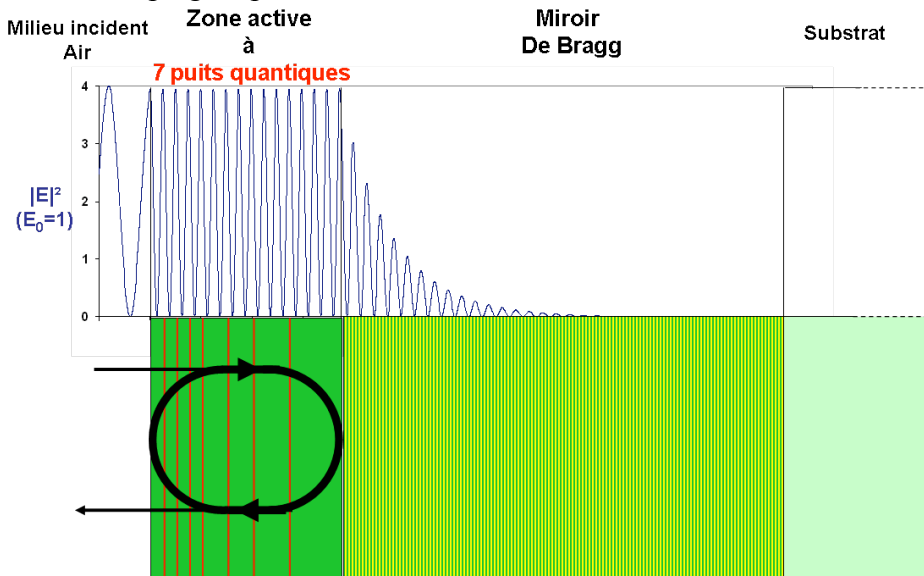


Figure 39 : Etude du module du champ au carré d'une structure résonante à 850 nm ; Module carré du champ électrique dans la structure.

¹⁵ XOP est un logiciel développé par l'European Synchrotron Research Facility (ESRF) et l'Advanced Photon Source (APS), conçu initialement pour la modélisation et l'analyse de sources et de composants optiques dans le domaine de fréquence des rayons X. Nous avons exploité son utilisation dans la partie visible du spectre pour notre application. Pour plus de renseignement : <http://www.esrf.eu/computing/scientific/xop2.1/>.

¹⁶ Profondeur pour laquelle le module carré du champ électrique est diminué d'un facteur $1/e^2$.

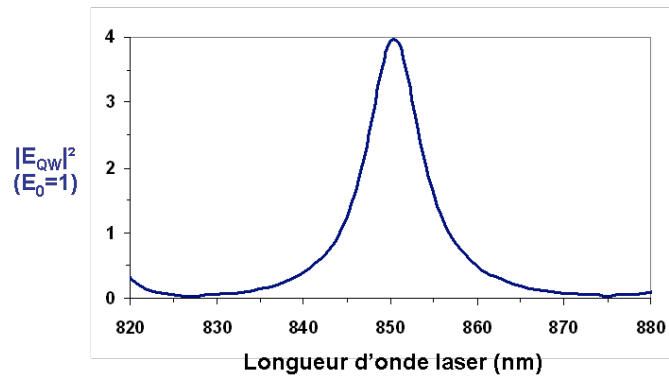


Figure 40 : Moyenne du module carré du champ électrique sur tous les puits quantiques en fonction de la longueur d'onde d'émission.

- **Cas anti-résonant** : la longueur optique totale de la structure est un **multiple impair de $\lambda_0/4$** (Figure 41). Pour un champ incident unitaire, le champ au niveau des puits quantiques vaut en moyenne $0,34 E_0^2$ à λ_0 , d'où $\Gamma_{\text{micro}}(\lambda_0) = 0,3$ (Eq. II.15). Le spectre du facteur de recouvrement, analogue à celui de l'intensité du champ électrique sur les puits quantiques $|E_{\text{QW}}|^2$, présente deux maxima aux longueurs d'onde de résonance de la microcavité. Il présente toutefois une plage centrale de près de 15 nm de large pour laquelle le facteur est constant, ce qui **sera favorable à l'accordabilité de l'émission**. De plus, dans cette configuration, le champ électrique est minimum à l'interface air-semiconducteur, ce qui minimise les pertes dues aux problèmes d'oxydation ou de pertes excessives sur les couches de surface.



Figure 41 : Etude du module du champ au carré d'une structure anti résonante à 850 nm ; Module carré du champ électrique dans la structure.

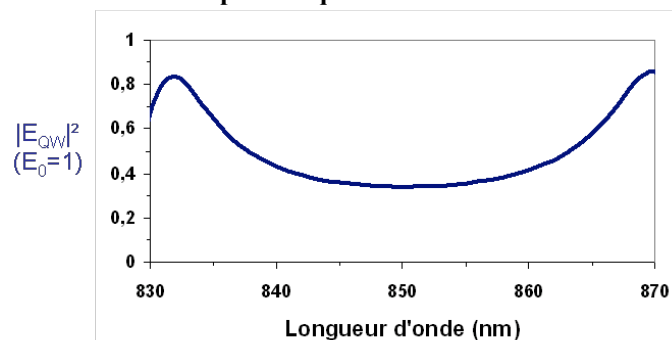


Figure 42 : Moyenne du module carré du champ électrique sur tous les puits quantiques de la structure en fonction de la longueur d'onde d'émission.

- **Cas « simple passage » avec anti-reflet** : Pour supprimer l'effet de résonance ou d'anti-résonance de la microcavité, il est possible de réaliser en surface un **dépôt diélectrique antireflet** pour la longueur d'onde laser. Pour cela une couche d'épaisseur optique $\lambda_0/4$ en Si_3N_4 est déposée. Cette situation est équivalente pour l'onde optique à un simple passage dans la structure. On obtient alors un facteur de résonance $\Gamma_{\text{micro}} = 1$ à λ_0 (Eq. II.15). L'évolution spectrale du facteur de résonance ne traduit alors plus que le recouvrement imparfait des ventres de l'onde stationnaire avec les puits quantiques, qui varie typiquement sur 3 nm.

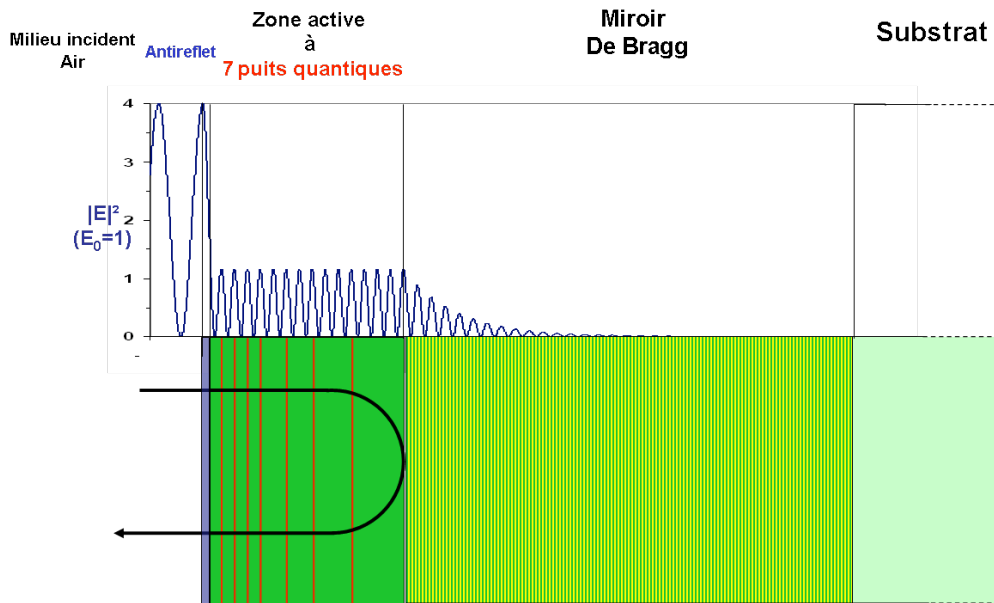


Figure 43 : Etude du module du champ au carré d'une structure antirésonante à 850 nm avec un dépôt antireflet en surface : Module carré du champ électrique dans la structure.

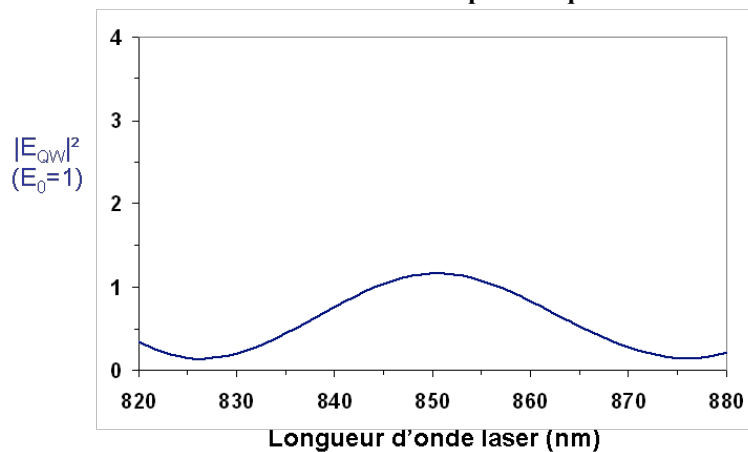


Figure 44 : Moyenne du module carré du champ électrique sur tous les puits quantiques en fonction de la longueur d'onde d'émission.

c) Synthèse sur le gain des structures utilisées

Le gain effectif vu par l'onde laser depuis l'extérieur de la structure correspond au produit de la contribution du gain périodique résonant $\Gamma_{RPG} = 2$ et de l'amplification due à la résonance de la micro cavité $\Gamma_{micro}(\lambda)$, dont on a explicité la dépendance spectrale.

On utilise dans cette thèse deux structures suivant l'application visée :

- **Structure résonante** : L'avantage de la configuration résonante est d'augmenter le gain modal ($\Gamma_{micro}(\lambda_0) = 4$) sans accroître le nombre de puits quantique, ce qui élèverait le seuil laser et diminuerait le rendement global du laser. D'après les équations (II.14) et (II.15) dans le cas résonant, le gain modal linéique g_{mod} et le gain modal intégré sur un aller-retour dans la structure $G(\lambda)$ valent :

$$g_{mod}(\lambda) = N_{QW} \frac{L_{QW}}{L} \Gamma_{RPG} \Gamma_{micro}(\lambda) g_0 \ln\left(\frac{I_{inc}}{N_{QW} I_{tr}}\right)$$

$$G(\lambda) = \exp\left(\int_{aller-retour} g_{mod}(\lambda) dz\right) = \exp\left(4 N_{QW} L_{QW} \Gamma_{micro}(\lambda) g_0 \ln\left(\frac{I_{inc}}{N_{QW} I_{tr}}\right)\right) \quad (II.18)$$

La configuration résonante sera retenue pour des applications qui demandent l'introduction dans la cavité externe d'éléments qui créent des pertes, comme un filtre fréquentiel ou un cristal non-linéaire. Cependant il est très contraignant en pratique de faire coïncider le gain des puits quantiques avec la résonance de la microcavité. Cela nécessite une bonne maîtrise de l'épaisseur totale de cavité et également de l'épaisseur de chaque couche à faire croître pour que tous les puits profitent de manière identique de l'effet de résonance.

- **Structure avec anti-reflet** : L'avantage de cette structure est l'annulation de l'effet de filtre spectral de la microcavité. D'après les équations (II.14) et (II.15) dans le cas anti-résonant, la dépendance spectrale du gain modal intégré sur un aller-retour dans la structure est moins marquée et vaut :

$$G = \exp\left[4 N_{QW} L_{QW} g_0 \ln\left(\frac{I_{inc}}{N_{QW} I_{tr}}\right)\right] \quad (II.19)$$

La configuration anti-résonante avec antireflet sera retenue pour les applications qui requièrent un laser accordable et efficace. Compte tenu de la plus grande facilité de réalisation des structures possédant cette configuration pour laquelle le contrôle des épaisseurs est moins critique, une grande partie des travaux de l'étude à venir est réalisée avec une structure possédant un antireflet.

1.3.4. Optimisation de la couche active à multiple puits quantiques

a) Optimisation du nombre de puits quantiques

Le choix du nombre de puits quantiques dans la couche active est essentiel pour optimiser les performances laser. Il est effectué pour maintenir le seuil laser le plus bas possible tout en assurant un gain suffisamment élevé pour compenser les pertes de la structure. La croissance est suffisamment bien maîtrisée pour que les pertes internes soient de l'ordre d'une fraction de pourcent (§ II- 3.2.1.1). En pratique, nous cherchons donc à atteindre un gain modal de l'ordre de 2% pour compenser ces pertes internes (~ 0,2%), les pertes du miroir de Bragg (~ 0,1%) et les pertes du miroir de sortie de la cavité laser (~ 1%).

À partir de la relation (II.19) et des données typiques pour nos structures, validées par l'expérience (cf. paragraphe 3.3 de ce chapitre), nous avons simulé le gain d'une structure avec un anti-reflet pour différents nombres de puits quantiques (Figure 45). Pour cela nous considérons un gain linéique $g_0 = 990 \text{ cm}^{-1}$ et une intensité de transparence à température ambiante $I_{tr} = 148 \text{ W/cm}^2$. Pour atteindre un gain de l'ordre de 1,5% à 2,5% tout en conservant une intensité de pompe incidente la plus faible possible autour de 2 à 3 kW/cm^2 , sept puits quantiques semblent être un optimum. Moins de puits quantiques augmenterait la dépendance du seuil de l'effet laser aux pertes dans la cavité, et plus de puits quantiques augmenterait l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil de l'effet laser.

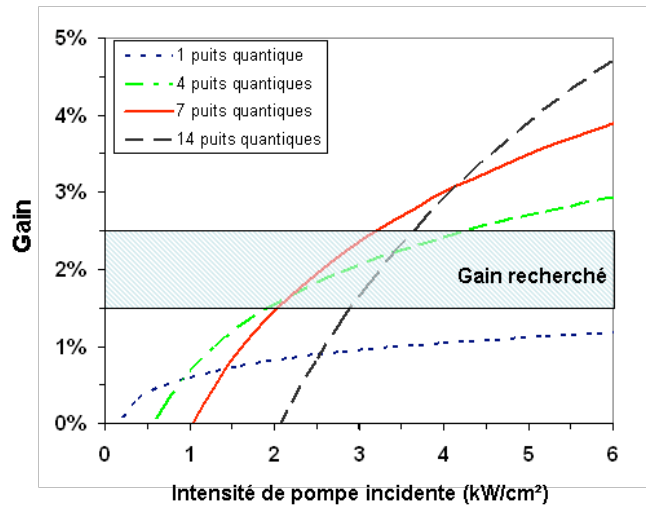


Figure 45 : Gain d'une structure avec anti-reflet pour 1, 4, 7 et 14 puits quantiques ($g_0 = 990 \text{ cm}^{-1}$ et $I_{tr} = 148 \text{ W/cm}^2$, cf. II-3.3) à 290 K.

b) Distribution des puits quantiques dans la couche active

Pour le calcul du gain modal, nous avons fait l'hypothèse précédemment que le gain était identique dans tous les puits. Cela n'est vérifié que si la densité de porteurs excités est la même dans tous les puits. Il existe deux possibilités pour que cette condition soit respectée :

- Si le nombre de puits est faible, il est possible de placer tous les puits sur un même maximum de l'onde stationnaire de la couche active. Ainsi ils sont suffisamment proches pour que la densité de porteur soit équivalente pour tous les puits. Cependant il n'est pas possible de placer plus de quelques puits par maximum de champ sans que cela ne rende le gain inhomogène.

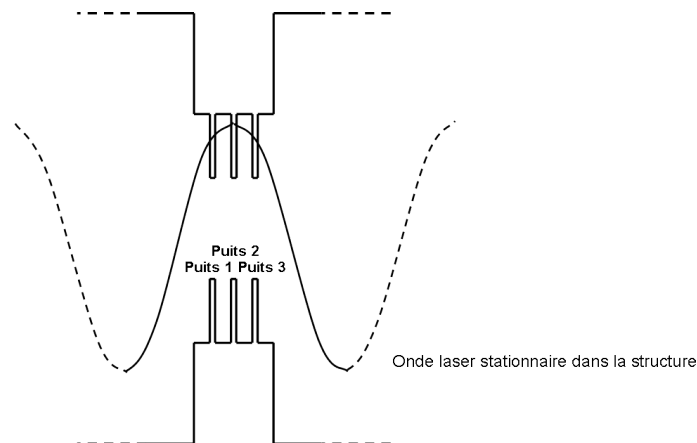


Figure 46 : Configuration à multiples puits quantiques par ventre de l'onde laser stationnaire dans la couche active.

- L'autre solution consiste à placer chaque puits quantique à un ventre de l'onde stationnaire différent, en les espaçant de telle sorte que l'absorption de la pompe dans les barrières qui entourent chaque puits soit toujours la même. Avec une décroissance exponentielle de l'intensité de pompe à l'intérieur de la couche active, suivant la loi de Beer-Lambert, cela implique d'augmenter progressivement la distance entre les puits. Pour le calcul du nombre de porteurs excités N_i créés dans chaque puits situé en $z = z_i$ entouré de barrières de longueur $L_{\text{barrière}}(z_i)$, on supposera que tous les porteurs créés diffusent vers le puits le plus proche. Dans ce cas, on a :

$$N_i \propto \int_{z_i - L_{\text{barrière}}(z_i)}^{z_i + L_{\text{barrière}}(z_i)} I_{\text{inc}} e^{-\alpha z} dz \quad (\text{II.20})$$

Dans le cas de la structure à sept puits quantiques avec laquelle nous avons travaillé, et compte tenu de l'équation (II.20), les puits quantiques sont répartis sur 14 périodes de l'onde stationnaire suivant la distribution 1-1-1-1-0-1-0-1-0-0-1-0-0-0 (Figure 47). La densité de porteurs est alors sensiblement identique dans tous les puits et l'intensité de pompe absorbée autour de chaque puits représente environ 13 % de l'intensité de pompe incidente. L'absorption totale dans la structure de longueur $L = 29\lambda/4n$ est de 90 %.

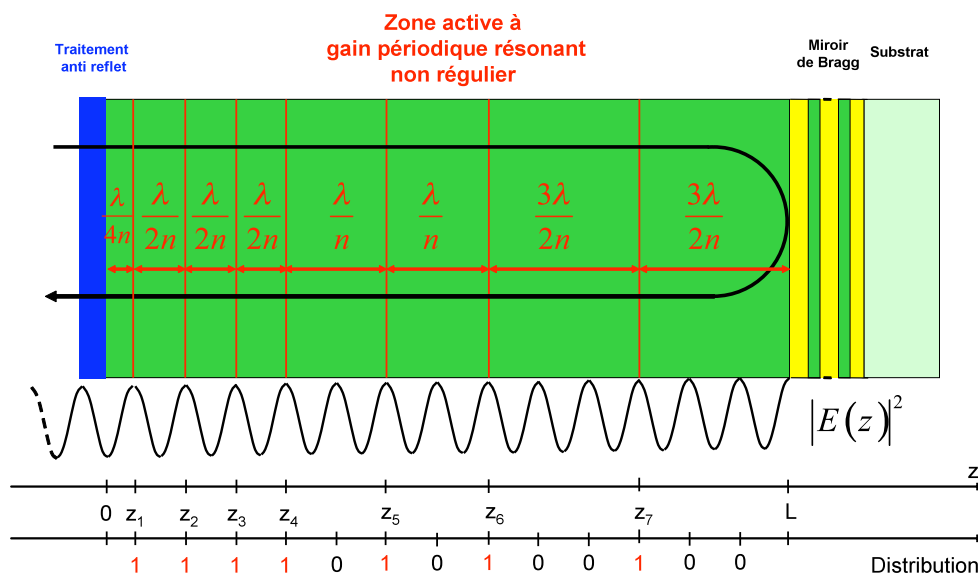


Figure 47 : Définition de la structure avec anti reflet à gain périodique résonant non périodique

1.4. Confinement des porteurs dans la zone active

Afin d'optimiser l'efficacité de recombinaison des porteurs excités, il faut limiter leur fuite hors de la zone active. La longueur de diffusion des porteurs est de l'ordre de quelques microns [Ngo], ce qui est comparable à l'épaisseur totale de la structure. On place donc des barrières de potentiel en $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ ($E_g = 1,92 \text{ eV}$ cf. Tableau 5) de part et d'autre de la couche active afin de confiner les porteurs dans la zone active. La hauteur de ces barrières de potentiel est de 220 meV, soit environ $10 k_B T$ à 300 K, ce qui assure un bon confinement dans nos conditions d'expérience. L'épaisseur de ces couches est prise en compte dans l'épaisseur totale de la structure pour la condition de résonance de la microcavité (cf. Figure 51).

1.5. Synthèse sur la conception de la structure

Pour atteindre la longueur d'émission de la raie D_2 du Césium, une structure $\frac{1}{2}$ VCSEL à partir de matériaux semiconducteurs de la famille AlGaAs a été conçue. Elle comprend un miroir de Bragg AlAs/ $Al_{0,22}Ga_{0,78}As$ dont nous avons simulé et mesuré le spectre de réflectivité (Figure 26). La réflectivité maximum atteint 99,95 % et s'étend sur une plage d'environ 60 nm autour de la longueur d'onde centrale de conception $\lambda_0 = 850$ nm. Le gain de la zone active est procuré par 7 puits quantiques en GaAs de 8 nm d'épaisseur. Ils sont distribués de façon non uniforme aux maxima de l'onde stationnaire présente dans la zone active pour homogénéiser les densités de porteurs excités dans chaque puits (Figure 47). Le gain modal est ainsi amplifié d'un facteur 2 par rapport au gain d'un matériau uniforme de même longueur. La largeur du spectre de gain du matériau est d'environ 20 nm, elle est réduite par le facteur de recouvrement $\Gamma_{\text{micro}}(\lambda)$ suivant la structure utilisée. Une couche antireflet à la longueur d'onde laser est déposée en surface du $\frac{1}{2}$ VCSEL. Ce dépôt diélectrique évite un filtrage spectral de la zone active.

Par ailleurs, la conception de cette structure tient compte d'un échauffement de la zone active sous l'action du pompage optique. L'évolution différente des caractéristiques du miroir de Bragg et de celles du gain avec la température sont analysées pour que le désaccord entre le centre du miroir de Bragg et le maximum de gain modal soit minimisé dans les conditions opérationnelles de fonctionnement. La croissance et la caractérisation des structures sont décrites dans la suite de notre étude.

2. Croissance de la structure

L'épitaxie des semiconducteurs a débuté dans les années 1960 avec les techniques d'épitaxie en phase liquide ou en phase vapeur. Manasevit et ses collègues, en travaillant sur le remplacement des précurseurs chlorés par des organométalliques, sont à l'origine du développement de l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (EPVOM). Depuis, les progrès de cette technique en ont fait l'un des moyens d'épitaxie les plus utilisés pour les croissances de composés IV-IV, III-V, ou II-VI. Nous allons décrire ici les différentes techniques à notre disposition et notamment la croissance par EPVOM des semi-conducteurs III-V classiques. Nous donnerons les paramètres à prendre en compte pour réaliser la croissance de nos structures OPS-VECSEL. Nous détaillerons les aspects technologiques (défauts de surface, rugosité) et environnementaux (oxydation, durée de vie des structures) qui pourraient dégrader les performances optiques de nos structures.

2.1. Les différentes techniques d'épitaxie¹⁷

Il existe deux techniques de croissance à notre disposition :

- l'épitaxie par jet moléculaire (EJM)
- l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (EPVOM)

L'EJM est une technique de croissance sous ultra-vide. Elle se fait généralement à partir de sources solides d'éléments purs évaporés par effet Joule. Les points forts de l'EJM sont :

- la croissance de matériaux de très haute pureté
- la réalisation d'interfaces abruptes
- la compatibilité avec des techniques d'analyses in-situ et sous vide (RHEED, STM...)
- la maîtrise de dépôts d'épaisseur ultime de l'ordre de la couche monoatomique, soit environ 0,3 nm

L'EPVOM se fait à des pressions comprises entre 20 Torr et la pression atmosphérique. Toutes les sources sont transportées en phase gazeuse. Ces sources sont des précurseurs organométalliques balayés par un gaz porteur (généralement l'hydrogène), et des hydrures. La manipulation des hydrures, fortement toxiques, demande la mise en œuvre d'un système de détection et de sécurisation. Les points forts de l'EPVOM sont :

- la flexibilité des sources gazeuses
- l'accès à des vitesses de croissance élevées (jusqu'à 10 μm/h)
- la possibilité de croissance sélective
- l'excellente reproductibilité
- la maintenance plus simple par la localisation externe à la chambre d'épitaxie des bains des organométalliques.

De part sa vitesse de croissance près de trois fois plus élevée et de sa maintenance plus simple, l'EPVOM est la technique la plus utilisée dans l'industrie.

De plus, en laboratoire, les **précisions** de croissance atteignent également la **monocouche** pour les matériaux binaires et deux ou trois monocouches pour les matériaux ternaires. Le bâti

¹⁷ D'après le site web du LPN : <http://www.lpn.cnrs.fr>

dont dispose le LPN se situe en salle blanche et permet de faire croître jusqu'à six échantillons de 2'' de diamètre simultanément (

Figure 48) avec une homogénéité supérieure à 1% sur l'ensemble des échantillons (Figure 48, droite). **L'EPVOM est donc utilisée pour la croissance de nos structures semiconductrices.** Typiquement la durée de croissance d'une structure complète prendra 4 heures avec cette technique. La croissance verticale de la structure s'effectue à la vitesse d'environ $40 \pm 0,5$ nm par minute.

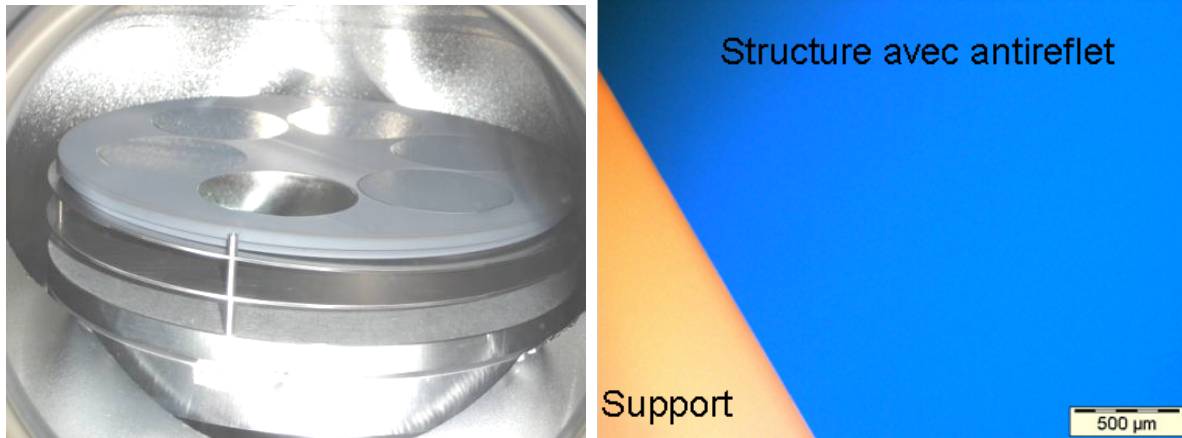


Figure 48: Porte-échantillons dans la chambre à vide du bâti EPVOM du LPN (à droite); Illustration de la qualité et de l'homogénéité de surface : photo de la surface d'une structure semiconductrice avec un dépôt anti-reflet en surface qui donne un aspect bleuté (voir spectre de réflectivité Figure 50)

2.2. Contraintes technologiques des structures actives en AlGaAs/GaAs

2.2.1. Oxydation des structures

Nous l'avons évoqué à plusieurs reprises déjà, la présence de couches de matériaux présentant de fort taux d'aluminium accroît la vulnérabilité des structures à l'exposition à l'air ambiant et réduit leur durée de vie. En effet, sous l'action de l'air, l'aluminium s'oxyde pour donner de l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 (Figure 49). Sur les matériaux massifs, une fine couche de quelques microns d'épaisseur se forme en surface et protège le matériau en profondeur de l'attaque de l'air. Ici, nos échantillons étant d'épaisseur comparable à la couche d'oxydation, toute la qualité cristalline de la structure est changée. Cette évolution de la composition des matériaux modifie considérablement les propriétés optiques de l'échantillon si bien que l'émission laser n'est plus possible.

Il faut donc protéger les structures avec des couches en surface qui ne possèdent pas d'aluminium. De plus, ces couches ne doivent pas modifier les propriétés optiques du laser et donc être transparentes à la longueur d'onde de pompe et à la longueur d'onde laser. À l'université de Strathclyde, une fine couche d'InGaP est utilisée sur certaines structures émettant à 850 nm [Holm, 1999].

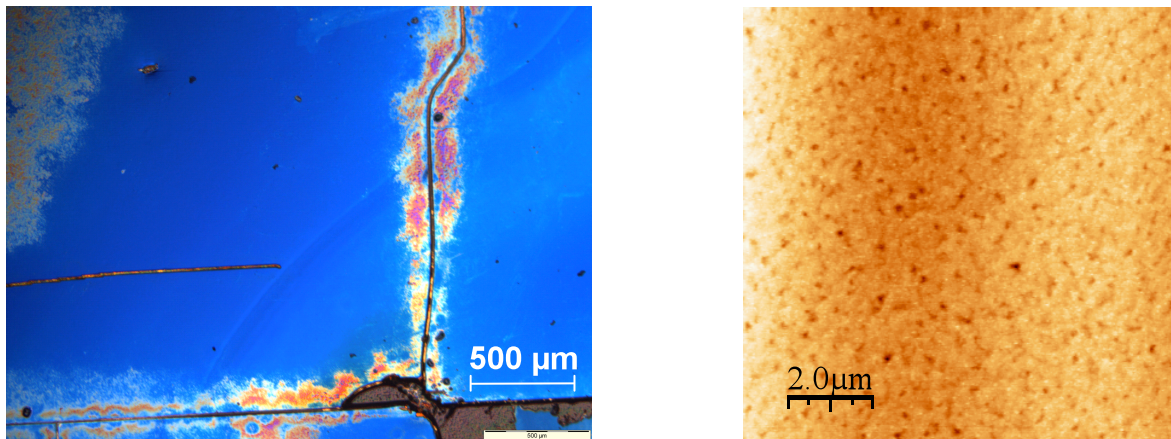


Figure 49 : Observation au microscope de l'oxydation de l'aluminium (en couleur orange et rose) des structures près de lignes de fracture de la structure (à droite); Surface d'une couche d'InGaP observée au microscope à force atomique ; rugosité 0,46 nm rms, amplitude crête à crête 4,2 nm (à gauche)

Nous utilisons de l'InGaP qui est le seul matériau qui puisse être cru grâce la technique EPVOM sur des composés de la famille AlGaAs. Une fine couche de 8 nm d'épaisseur en surface suffit pour obtenir de bonnes performances en sortie de bâti de croissance. Les structures ont été testées et ont démontré de très bons comportements (cf. chapitre IV). Cependant après quelques semaines d'utilisation à l'air ambiant, les performances laser se dégradent jusqu'à l'arrêt complet de l'émission laser. Pour une protection de longue durée (plusieurs mois), nous avons déposé une couche en InGaP de 20 nm d'épaisseur. Les performances sont alors constantes sur plusieurs mois d'utilisation. Cependant une rugosité de surface résiduelle d'environ 4 nm crête à crête, et une rugosité moyenne 0,46 nm rms, a été mesurée à l'aide d'un microscope à force atomique (Figure 49). Cette rugosité est un problème pour une croissance inversée de la structure [Kuznetsov, 1997] en vue d'un report de nos structures ou du retrait du substrat dans le cadre de la montée en puissance (cf. chapitre IV). En effet, dans ce cas, la rugosité de la couche d'InGaP, qui est la première couche de l'empilement lors de la croissance inversée, va se reporter sur les couches crues au dessus. Cette rugosité est alors réhhibitoire au niveau de l'homogénéité des puits quantiques de 8 nm d'épaisseur.

2.2.2. Dépôt d'un antireflet pour les structures anti résonante

Le rôle principal de la couche antireflet est de supprimer la réflexion à l'interface entre l'échantillon et l'air à la longueur d'onde laser. Elle n'est utilisée que pour les structures anti-résonantes afin d'annuler l'effet de la microcavité qui diminue le gain de ces structures d'un facteur 10 par rapport à une structure résonante (cf. §1.3.4). Ainsi, en négligeant la réflexion résiduelle à l'interface air/semiconducteur, l'onde laser n'effectue que deux passages dans la couche active par aller-retour dans la cavité.

Le traitement antireflet est réalisé par le dépôt d'une couche d'épaisseur optique $\lambda_0/4$. Nous utiliserons un matériau diélectrique d'indice optique 2 à 850 nm: le Si_3N_4 . Nous avons tracé la réflectivité de cette couche antireflet sur de l' $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$ (couche supérieure de la structure) pour la partie visible et proche infrarouge du spectre (400 nm - 1 μm) (Figure 50). Une telle couche est un antireflet simple à réaliser mais qui n'est pas parfait même à la longueur d'onde

de conception¹⁸, la réflectivité résiduelle à la longueur d'onde de travail étant de l'ordre de 0,2%. De plus, puisque la sélectivité spectrale de cette couche n'est pas très élevée, la couche déposée joue également le rôle d'antireflet pour le faisceau de pompe (670 nm – 690 nm). La réflectivité résiduelle à 690 nm est de l'ordre de 5%, en incidence normale, ce qui est nettement inférieur à la réflectivité d'une structure sans antireflet qui est de l'ordre de 30%. Enfin, cette couche constitue également une couche de protection contre l'oxydation à l'air de l'aluminium présent dans les couches inférieures de la structure.

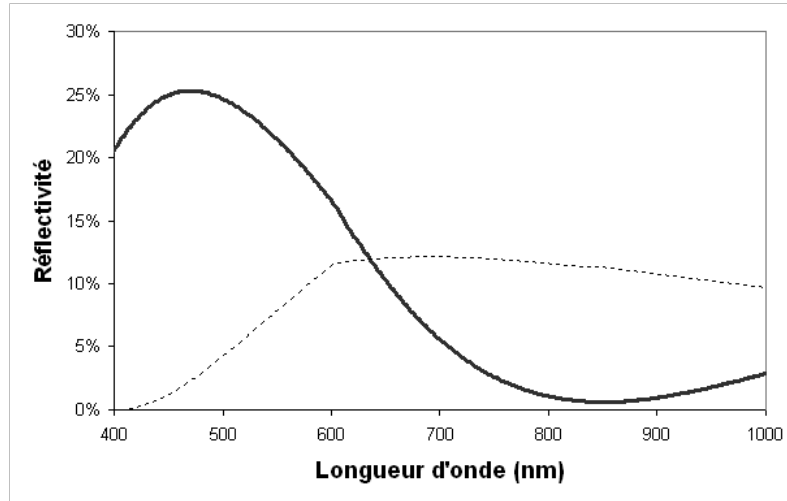


Figure 50 : Réflectivité d'une couche de Si3N4 d'épaisseur optique $\lambda/4$ sur une couche d' $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$

2.3. Synthèse

Compte tenu des impératifs technologiques détaillés dans ce paragraphe, la structure réalisée est la structure avec un traitement antireflet détaillée Figure 51. On effectuera également la croissance d'une structure résonante pour des applications nécessitant un fort gain.

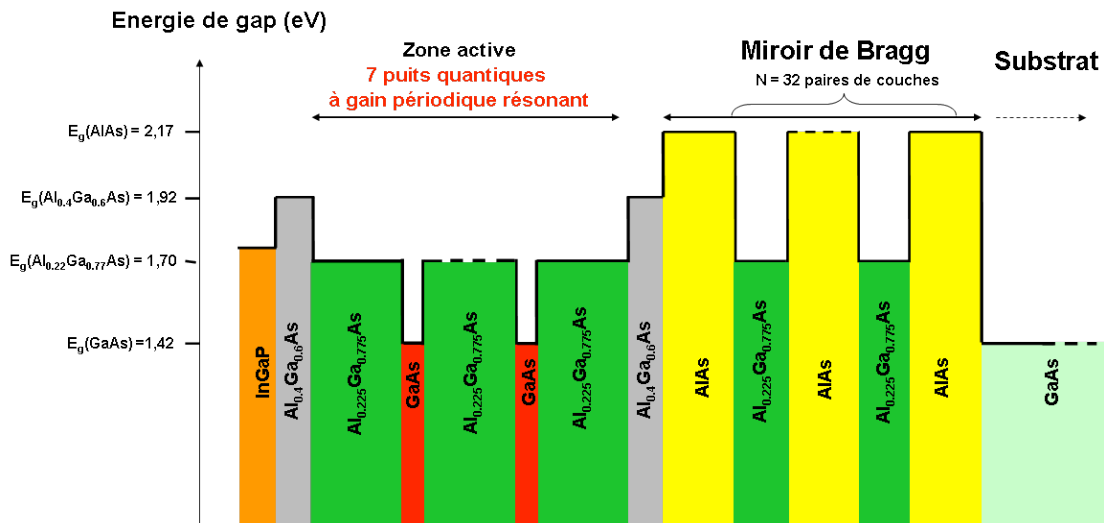


Figure 51 : Profil en énergie de gap de la structure avec anti reflet utilisée dans la suite du manuscrit

¹⁸ Pour améliorer la performance de cet antireflet, il faudrait disposer d'un matériau dont l'indice vaut $\sqrt{n_{inc}n_{sub}}$, soit 1,8 dans notre cas, ou encore réaliser un antireflet composé de plusieurs couches d'indices différents. Ces solutions ne sont pas adaptées pour un antireflet large bande et simple à réaliser.

3. Étude expérimentale du gain modal

Après avoir décrit, dans les paragraphes précédents, les éléments qui nous ont permis de concevoir les structures actives avec lesquelles nous avons travaillé, nous présentons ici les évaluations expérimentales qui ont été menées dans le but de connaître les paramètres-clés du fonctionnement laser. Plus particulièrement, c'est le gain modal accessible que nous avons cherché à quantifier précisément, et sa dépendance avec la température.

3.1. Principe

On effectue la mesure du gain modal à partir de l'étude de l'évolution de l'intensité de pompe au seuil laser du 1/2 VCSEL dans une cavité laser dont les pertes optiques sont connues. En effet, les pertes totales dans la cavité laser fixent le gain de la structure en fonctionnement laser. Ces pertes comprennent les pertes internes intégrées dans la structure T_{int} et les pertes par transmission des miroirs de la cavité (miroir de Bragg et miroir diélectrique externe). La condition de gain au seuil s'écrit :

$$(1 - T_{int}) R_{miroir} R_{Bragg} G = 1 \quad (II.21)$$

Compte tenu des équations (II.19) et (II.21), et des faibles valeurs de pertes internes et de transmissions des miroirs, le gain modal intégré au seuil G_{seuil} s'exprime également en fonction des paramètres matériaux que nous voulons étudier :

$$\begin{aligned} G_{seuil} &= \left(\frac{1}{R_{miroir} R_{Bragg} (1 - T_{int})} \right) \sim 1 + T_{miroir} + T_{Bragg} + T_{int} \\ &= \exp \left(2\Gamma_{RPG} \Gamma_{micro} N_{QW} L_{QW} g_0 \ln \left(\frac{I_{inc}^{seuil}}{N_{QW} I_{tr}} \right) \right) \sim 1 + 2\Gamma_{RPG} \Gamma_{micro} N_{QW} L_{QW} g_0 \ln \left(\frac{I_{inc}^{seuil}}{N_{QW} I_{tr}} \right) \end{aligned} \quad (II.22)$$

Ainsi, à chaque valeur de transmission du miroir de cavité T_{miroir} correspond une intensité de pompe permettant d'atteindre le seuil laser I_{seuil} . Nous allons reconstruire la courbe de gain modal de la structure considérée point par point (Figure 52). Expérimentalement, nous ferons varier la transmission d'un miroir de la cavité. Nous réaliserons ensuite une approximation de la courbe obtenue, suivant une loi logarithmique, pour obtenir le gain matériau g_0 et l'intensité de transparence par puits I_{tr} .

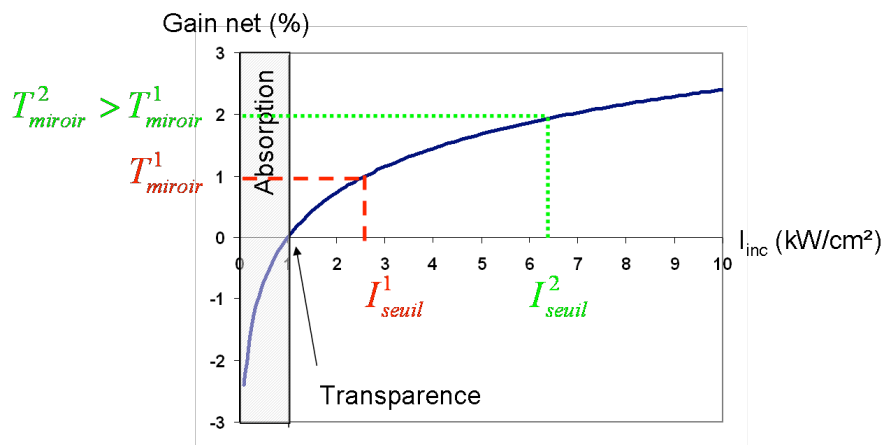


Figure 52: Principe de la mesure expérimentale du gain d'une structure 1/2 VCSEL en faisant varier les pertes par transmission $T_{miroir} = (1 - R_{miroir})$ d'un des miroirs de la cavité laser

3.2. Montage expérimental

Le montage expérimental choisi pour la mesure du gain modal a été conçu pour permettre le changement simple des miroirs utilisés, et ainsi modifier les pertes de la cavité. Par ailleurs les conditions de pompage sont similaires à celles retenues pour nos expériences de montée en puissance (cf. Chapitre IV).

La structure $\frac{1}{2}$ VCSEL est pompée optiquement à l'aide d'une source laser émettant à 690 nm une puissance maximum de 5 W couplée dans une fibre multimode de 100 μm de diamètre de cœur. La source est imagée sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL à l'aide d'un doublet de focale $f'=80$ mm pour la collimation et d'un doublet de focale $f'=60$ mm pour la focalisation sur l'échantillon. L'angle entre le faisceau de pompe et la normale à l'échantillon est maintenu le plus petit possible (environ 30°) pour obtenir un faisceau quasi-circulaire. On obtient ainsi une zone de pompe gaussienne suivant les deux axes transverses x et y de largeurs respectives à $1/e^2$ 80 μm et 70 μm .

La cavité laser est une cavité à trois miroirs. Elle est formée par le miroir de Bragg, inclus dans la structure, un miroir de repli concave de 50 mm de rayon de courbure et de réflectivité R_{CC} , et un miroir plan de réflectivité R_{OC} (Figure 53). On utilise différents miroirs plans et concaves pour obtenir des pertes par transmission variables dans la cavité. Les distances des deux bras de la cavité laser sont choisies pour obtenir une cavité laser stable, dont le waist laser sur la structure $\frac{1}{2}$ VCSEL est de même taille que la zone de pompe optique. L'angle entre les deux bras de la cavité est maintenu le plus faible possible pour minimiser l'astigmatisme du faisceau laser dû à l'utilisation d'un miroir sphérique hors d'axe.

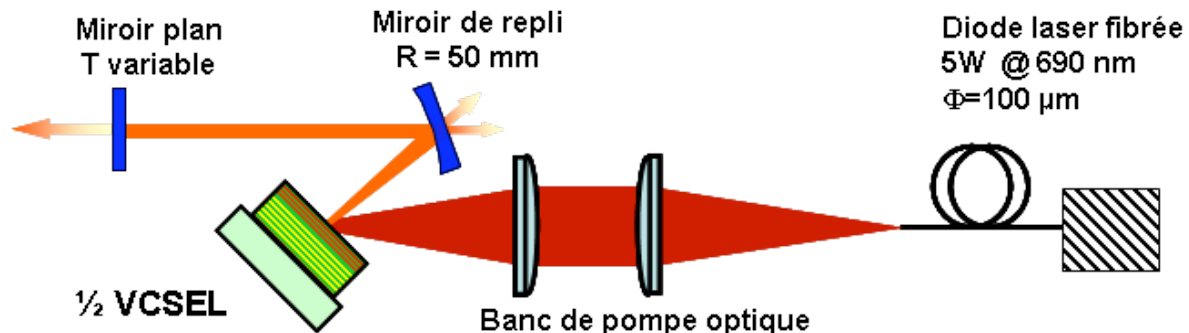


Figure 53: Montage expérimental de caractérisation du gain

La structure semiconductrice est maintenue sur un radiateur en cuivre grâce à un film mince de graisse thermique, qui assure un échange thermique homogène et de bonne qualité avec le support. La température du radiateur en cuivre est contrôlée activement à l'aide d'un élément Peltier dont la face froide est fixée sur un bloc de cuivre refroidi par eau à 20°C .

Pour cette étude, le montage est très modulable, puisque les miroirs comme la structure semiconductrice peuvent aisément être changés. Une fois les paramètres physiques étudiés et compris, nous pourrions concevoir un prototype dont nous obtiendrions les performances ultimes (Chapitres III et IV).

3.3. Mesure expérimentale du gain modal

Dans ce paragraphe nous cherchons à caractériser le gain modal des structures employées dans notre étude. Une mesure absolue du gain modal est assez complexe. Nous nous intéressons plutôt à la mesure du gain modal en condition réelle d'utilisation des structures. Cela nous permettra d'en extraire des paramètres pertinents pour l'étude du fonctionnement laser que nous effectuerons au chapitre IV de ce manuscrit.

Dans un premier temps, nous étudions le gain modal d'une structure avec antireflet en limitant les effets thermiques, qui sont les principaux effets altérant les propriétés des structures. Nous étudions ensuite l'évolution du gain modal de cette structure avec la température dans des conditions proches de nos expériences.

Dans un deuxième temps, nous observerons le rôle du facteur de résonance de la microcavité Γ_{micro} en utilisant une structure en configuration résonante. Enfin nous reviendrons sur l'optimisation du nombre de puits quantiques dans notre structure, paramètre essentiel pour l'optimisation du fonctionnement laser.

3.3.1. Évolution du gain modal avec la température

Nous avons identifié, au paragraphe 1.3 de ce chapitre, les origines physiques de l'évolution du gain avec la température de la zone active. La température de la zone active T_{ZA} de la structure semiconductrice dépend de deux grandeurs accessibles expérimentalement : la température du substrat T_{sub} et la puissance incidente sur la structure P_{inc} ; et de deux caractéristiques intrinsèques à la structure : sa résistance thermique R_{th} et sa fraction thermique, η_{th} , qui donne la proportion de la puissance incidente qui contribue à l'échauffement de la structure. Dans nos conditions expérimentales, la résistance thermique vaut environ $190 \text{ K/W}_{\text{inc}}$ ¹⁹ et la fraction thermique¹⁹ représente 48 % de la puissance incidente.

$$T_{ZA} = T_{\text{sub}} + R_{\text{th}} \eta_{\text{th}} P_{\text{inc}} \quad (\text{II.23})$$

Nous allons vérifier expérimentalement l'évolution du gain modal avec les deux paramètres à notre disposition.

3.3.1.1. Évolution du gain modal avec l'intensité de pompe

Nous plaçons dans le montage décrit précédemment une structure à 7 puits quantiques avec un dépôt antireflet (cf. Annexe 2). C'est une structure simple pour laquelle le facteur de confinement Γ vaut 2, l'effet de résonance de la micro cavité étant annulé par l'antireflet.

Afin de nous affranchir de la dépendance de la température des puits avec la puissance de pompe, nous modulons l'intensité de la pompe pour réduire la puissance moyenne incidente. Le faisceau de pompe est obturé mécaniquement par une roue dentée. La cadence de modulation la pompe est de 213 Hz. La durée de l'impulsion lumineuse est de 100 μs , ce qui correspond à un rapport cyclique d'environ 2%. Cette durée est bien inférieure aux temps caractéristiques des phénomènes thermiques, qui sont de l'ordre de la milliseconde.

Pour des transmissions de miroirs compris entre 0,1% et 2,2%, on observe une variation du seuil laser entre $1,2 \text{ kW/cm}^2$ et $2,8 \text{ kW/cm}^2$ (Figure 54). À partir d'une approximation logarithmique suivant le modèle de gain décrit par l'équation (II.22), nous déduisons un gain matériau g_0 d'environ 1000 cm^{-1} et une intensité de transparence par puits I_{tr} particulièrement peu élevée, de l'ordre de 100 W/cm^2 , qui nous permettra d'obtenir des seuils lasers faibles.

Nous réalisons ensuite la même expérience avec un pompage continu. On constate une augmentation d'environ 15% du seuil de l'effet laser pour toutes les valeurs de pertes optiques dans la cavité. Cela traduit une augmentation de la température de la zone active sous l'action du pompage optique. Le gain modal mesuré dans ces conditions est le gain utile pour la modélisation du comportement laser dans nos conditions de fonctionnement usuel.

¹⁹ Pour l'estimation de la valeur de la résistance thermique et de la fraction thermique, on se référera au chapitre IV qui détaille les aspects thermiques de la structure.

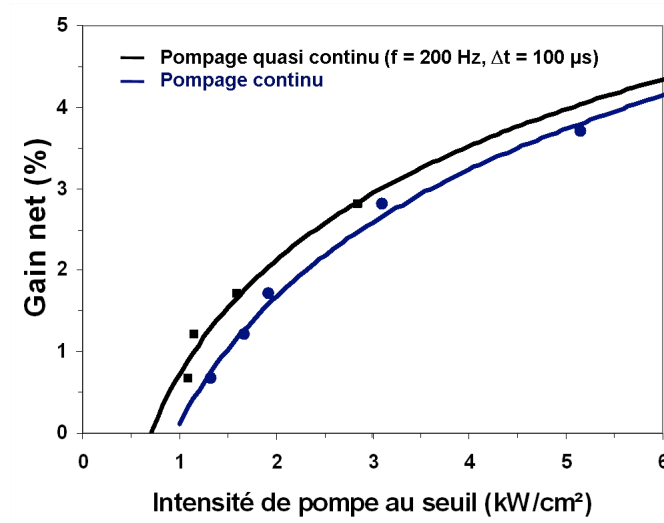


Figure 54 : Gain modal d'une structure avec antireflet à 7 puits quantiques sous pompage modulé (limitation des effets thermiques) et sous pompage continu. Le substrat est maintenu à $T_{\text{sub}} = 283$ K.

3.3.1.2. Évolution du gain modal avec la température du substrat

Nous utilisons ici la même structure que précédemment et faisons varier la température du substrat sur une gamme de température comprise entre 283 K et 313 K, en pompage continu. Les valeurs de gain matériau et d'intensité à la transparence pour ces différentes températures, extraites de ces expériences, sont résumées dans le Tableau 6. Le gain diminue de plus de 25 % sur une gamme de température de 30 K alors que l'intensité de transparence des puits augmente de 40 % sur la même plage de température.

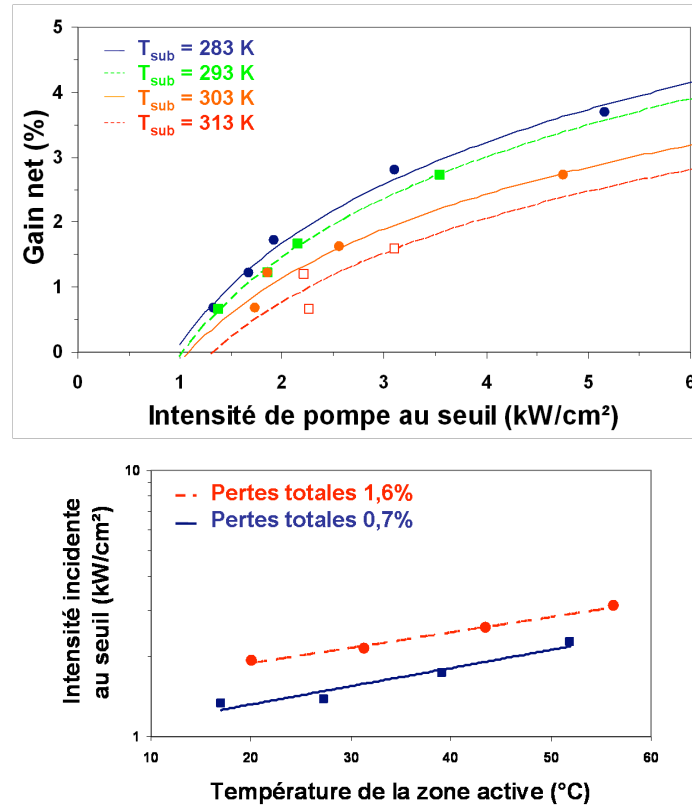


Figure 55: Évolution du gain d'une structure avec un antireflet en fonction de la température du substrat ($283 \text{ K} < T_{\text{sub}} < 313 \text{ K}$) : points expérimentaux et approximation suivant l'équation (II.22) (ligne) ; Évolution de l'intensité incidente au seuil avec la température de la zone active

Pour une valeur de pertes optiques donnée, la variation de l'intensité incidente au seuil est classiquement décrite par une loi exponentielle et une température caractéristiques notée T_0 [Coldren] de telle sorte que :

$$I_{inc}^{seuil}(T_2) = I_{inc}^{seuil}(T_1) \exp\left(\frac{T_2 - T_1}{T_0}\right) \quad (\text{II.24})$$

Dans l'expérience précédente, la température caractéristique est évaluée à environ 55 K. Ce sera un paramètre de modélisation important pour l'étude de la caractéristique laser dans le cadre de la montée en puissance (Chapitre IV).

Tableau 6 : Valeur de gain et d'intensité de transparence par puits pour une structure avec anti reflet en fonction de sa température

Conditions expérimentales	Gain linéique matériau g_0	Intensité de transparence par puits I_{tr}
Pompage QCW $T_{sub} = 283$ K	1000 cm^{-1}	100 W/cm^2
Pompage CW $T_{sub} = 283$ K	1000 cm^{-1}	130 W/cm^2
Pompage CW $T_{sub} = 293$ K	1000 cm^{-1}	150 W/cm^2
Pompage CW $T_{sub} = 303$ K	850 cm^{-1}	160 W/cm^2
Pompage CW $T_{sub} = 313$ K	850 cm^{-1}	190 W/cm^2

3.3.2. Influence du facteur de résonance Γ

Afin de mettre en évidence l'effet de la résonance de la microcavité, nous avons testé dans les mêmes conditions expérimentales une structure résonante à $\lambda_0 = 850 \text{ nm}$ ($\Gamma = 8$) et une structure avec un antireflet ($\Gamma = 2$), toutes choses identiques par ailleurs : même nombre de puits quantiques, mêmes conditions de croissance, etc... Ces deux structures sont détaillées dans l'Annexe 2 de ce manuscrit.

Pour pouvoir réaliser une réelle comparaison des structures, le gain modal net a été tracé en fonction de l'intensité de pompe absorbée I_{abs} dans la structure, ce qui tient compte de la réflexion à l'interface air/semiconducteur $R_{A/SC}$ de la structure résonante et de la longueur L de la structure légèrement différente :

$$I_{abs} = (1 - R_{A/SC})(1 - \exp[-\alpha L])I_{inc} \quad (\text{II.25})$$

Les résultats de cette expérience sont montrés Figure 56 et les paramètres expérimentaux sont récapitulés dans le Tableau 7. Le résultat marquant est une **augmentation considérable du gain** pour une structure résonante. On retrouve effectivement un rapport 4 entre le gain modal linéique d'une structure résonante et celui d'une structure sans antireflet. La structure résonante tolère des pertes optiques pouvant aller jusqu'à 12 %, sur la plage d'intensité [1 kW/cm^2 ; 4 kW/cm^2], alors que la structure avec antireflet n'atteint le seuil qu'avec des pertes inférieures à 3 %. La structure résonante permettra d'insérer des éléments intra cavité qui introduisent des pertes optiques de plusieurs pourcents, comme un filtre spectral ou un cristal non-linéaire pour réaliser du doublement de fréquence.

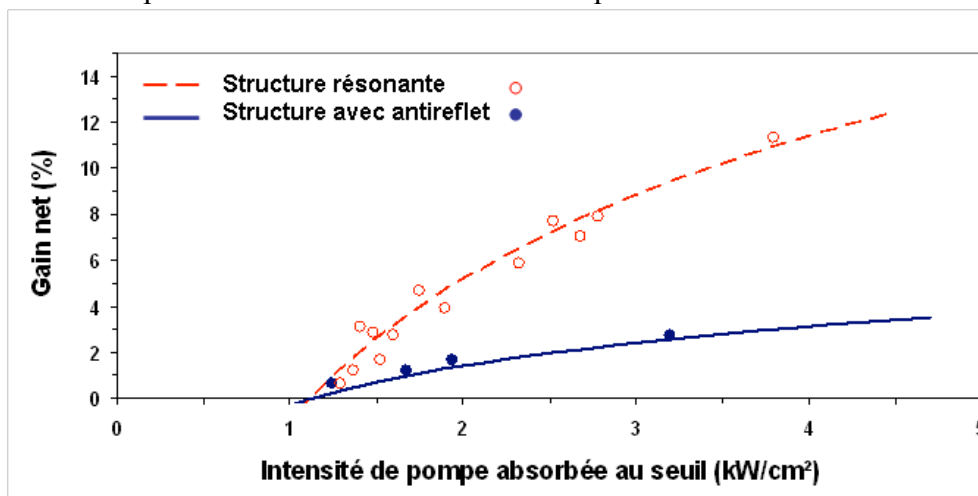

 Figure 56: Augmentation du gain d'une structure par effet de résonance de microcavité. $T_{sub} = 293 \text{ K}$.

Tableau 7 : Paramètres expérimentaux pour la mise en évidence de l'effet de la microcavité

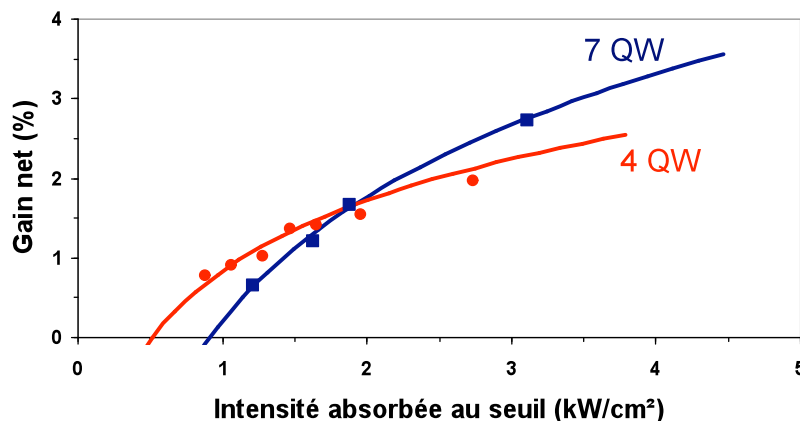
Paramètre expérimental	Structure résonante (Structure 1)	Structure avec anti reflet (Structure 2)
Température du substrat T_{sub}	$T_{\text{sub}} = 293 \text{ K}$	$T_{\text{sub}} = 293 \text{ K}$
Taille du faisceau de pompe sur la structure w_p	$w_p = 75 \mu\text{m}$	$w_p = 75 \mu\text{m}$
Longueur de la structure L	$L = 30\lambda_L/4n \approx 1,86 \mu\text{m}$	$L = 29\lambda_L/4n \approx 1,80 \mu\text{m}$
Réflexion de la pompe à l'interface air/semiconducteur $R_{A/SC}$	30 %	3%
Absorption de la pompe	91%	90%
Gain modal linéique matériau Γg_0	4000 cm^{-1}	1000 cm^{-1}
Intensité de transparence par puits I_{tr}	220 W/cm^2	150 W/cm^2

Remarquons que les intensités de transparence par puits, déduites des mesures précédentes et évaluées dans le Tableau 7, sont relatives à l'intensité de pompe incidente sur la structure, conformément à l'équation (II.22). Cependant, l'absorption différente des structures, conduit au niveau des puits quantiques à une même intensité de pompe absorbée de 130 W/cm^2 à la transparence.

3.4. Optimisation du nombre de puits quantiques

Nous avons discuté, au paragraphe 1.3.4 de ce chapitre, du nombre de puits quantiques adapté pour obtenir un gain de l'ordre de 2% nécessaire à notre application. Nous avons choisi d'étudier expérimentalement une structure avec antireflet comportant 4 ou 7 puits quantiques afin de vérifier cette hypothèse. La structure à 4 puits quantiques étudiée est détaillée dans l'annexe 2.

Dans cette expérience, le gain net de la structure est étudié en fonction de l'intensité de pompe absorbée car les deux structures sont de longueurs totales différentes. Sur une gamme d'intensité de pompe absorbée [1 kW/cm^2 ; 3 kW/cm^2] et pour une température du substrat de 293 K, le gain net accessible pour la structure à 4 puits quantiques n'atteint pas les 2 % requis. L'intensité de transparence par puits et le gain matériau sont identiques pour les deux structures à respectivement 150 W/cm^2 et 1000 cm^{-1} , on ne mesure ici que l'effet du nombre de puits sur le gain.


 Figure 57: Augmentation du gain d'une structure avec le nombre de puits quantiques. $T_{\text{sub}} = 293 \text{ K}$.

3.5. Synthèse sur les mesures de gain

Dans cette partie, nous avons mis en évidence expérimentalement les évolutions du gain modal prévues théoriquement au paragraphe 1.3 de ce chapitre. Les effets thermiques entraînent une diminution du gain aux fortes températures de la zone active. Ils sont modélisables par un paramètre phénoménologique T_0 qui caractérise l'évolution de l'intensité de pompe au seuil. Une évaluation en a été faite dans les conditions expérimentales adaptées à la montée en puissance de notre source.

Nous avons également observé l'augmentation du gain modal par un effet de résonance de microcavité. Dans une configuration résonante, un gain net de 12 % a été atteint, ce qui permet l'introduction d'éléments dans la cavité optique, comme un filtre spectral ou un cristal non linéaire. Enfin, nous avons validé le choix théorique d'une structure à sept puits quantiques pour atteindre un gain net supérieur à 2%. Il aurait été intéressant de disposer d'une structure avec moins de sept puits quantiques en configuration résonante, et de comparer ses performances à la structure choisie. Cependant la mise au point technologique de la croissance de ces structures est très exigeante et une telle structure n'a pu être testée pendant cette thèse.

Conclusion

La structure semiconductrice est l'élément-clé d'un OPS-VECSEL. Dans ce chapitre, nous avons étudié les différentes fonctions intégrées dans cette structure pour réaliser une source laser adaptée aux besoins des horloges atomiques. Dans la première partie de notre travail, nous avons défini et caractérisé la structure semiconductrice que nous allons utiliser dans la suite de ce manuscrit (Figure 51). Nous avons choisi la famille d'alliages AlGaAs pour la croissance de la structure. Ces matériaux permettent de réaliser un miroir de Bragg de réflectivité supérieure à 99,95 % sur plus de 60 nm autour de la longueur d'onde de conception de notre source laser, $\lambda_0 = 852$ nm. Pour atteindre l'émission laser à cette longueur d'onde, sept puits quantiques en $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}/\text{GaAs}$ de 8 nm d'épaisseur sont répartis dans la zone active suivant une configuration de gain périodique résonant. La distribution de ces puits dans la zone active a été optimisée pour obtenir une structure efficace et possédant un gain d'environ 2 %. Nous avons également modélisé le champ électrique et le gain modal dans les lasers OPS-VECSEL, qui sont des paramètres essentiels pour le fonctionnement laser. Cette conception de la structure a été effectuée en collaboration avec Arnaud Garnache (IES – Montpellier), au cours d'échanges fructueux pour la compréhension des subtilités du fonctionnement des structures.

Dans une deuxième partie, nous avons exposé la technologie de croissance par épitaxie utilisée par Isabelle Sagnes au LPN pour réaliser la croissance des structures étudiées au cours de cette thèse. La résistance des structures à l'oxydation des couches d'Aluminium dans la structure est assurée par la croissance d'une couche d'InGaP en surface, ainsi que par un dépôt antireflet en surface le cas échéant. Les structures réalisées ne subissent aucune dégradation pendant plusieurs mois d'utilisation sous des conditions de pompage intense. Au travers des nombreux essais de croissance, nous disposons maintenant d'une caractérisation plus fine du bâti d'épitaxie pour les matériaux AlGaAs, ce qui nous permet de pouvoir reproduire plusieurs structures identiques avec les performances attendues à 852 nm.

Enfin, nous avons caractérisé expérimentalement le gain de nos structures, qui est lié directement au seuil de l'émission laser, et son évolution avec la température. Ces paramètres sont essentiels pour l'étude du fonctionnement du laser.

Chapitre III :
Réalisation d'un OPS-VECSEL
monofréquence stabilisé sur la raie D₂
du césium

Introduction

Après avoir identifié la technologie des OPS-VECSEL comme prometteuse pour réaliser un laser monofréquence de puissance à 852 nm, une structure à 7 puits quantiques en GaAs/AlGaAs avec un antireflet a été conçue pour répondre aux contraintes fixées par les besoins laser des horloges atomiques. La caractérisation de celle-ci, effectuée au chapitre précédent, démontre la maîtrise et la qualité de la croissance de nos structures à 852 nm.

Dans ce chapitre, nous traitons de la mise en œuvre expérimentale de cette structure ½ VCSEL (Structure 3, annexe 2) dans une cavité laser simple. Dans un premier temps, nous analysons les conditions d'obtention d'une émission laser monomode transverse et longitudinale, critères essentiels pour la source laser que nous désirons mettre au point. Nous décrivons ensuite la conception d'un prototype compact et robuste, aux performances compatibles avec les contraintes de stabilité exigées pour un fonctionnement monomode performant. Puis nous étudions, sous pompage optique de faible puissance, les différentes caractéristiques laser importantes pour notre application : puissance, efficacité, qualité transverse du faisceau et spectre d'émission. L'accordabilité de la longueur d'onde avec la puissance de pompe, la température et la longueur de la cavité est mesurée pour ajuster la longueur d'onde laser à celle de la raie D₂ du Césium.

Enfin, nous réalisons un asservissement de la fréquence du laser sur une transition atomique du Césium, et en étudions les fluctuations résiduelles. Afin de valider les potentialités de cette source pour nos applications, nous effectuons un battement entre deux sources laser indépendantes, ce qui constitue la mesure la plus appropriée pour quantifier la largeur de raie de notre source laser.

1. Conditions d'une émission laser monomode [Svelto]

Pour les applications d'horloges atomiques et de senseurs inertiels, la source laser OPS-VECSEL doit être accordée sur différentes transitions de l'atome de Césium pour refroidir, manipuler et détecter ces atomes. Ces opérations nécessitent que l'émission laser soit monomode transverse et longitudinale. 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 laser. La finesse spectrale de l'émission laser est primordiale pour l'efficacité du processus de refroidissement, et surtout pour la détection fine des états internes des atomes. Dans ce paragraphe, nous décrivons la démarche adoptée pour obtenir une émission monomode, transverse et longitudinale.

1.1. Sélection d'un mode transverse

Nous ne revenons pas dans ce paragraphe sur l'origine et les propriétés des modes transverses propres d'une cavité laser, qui sont de géométrie gaussienne [Siegman]. Nous définissons seulement ici quelques notions et notations utiles pour comprendre comment obtenir un mode gaussien limité par diffraction.

La sélection du mode transverse fondamental se fait, dans le cas d'un OPS-VECSEL, simplement par **l'optimisation du recouvrement de la zone de gain avec le mode fondamental de la cavité optique externe utilisée**. Le profil de la zone de gain est imposé par celui du pompage optique. Dans ce chapitre, où nous effectuons un pompage optique par diode monomode transverse de faible puissance (cf. III §2.1), la zone de gain présente un profil gaussien, dont la dimension typique w_p est la largeur à $1/e^2$ du rayon du faisceau issu de la diode laser de pompe et focalisé sur la surface du ½ VCSEL. Les modes transverses d'une cavité laser sont donnés par les fonctions d'Hermite-Gauss. La Figure 58 représente les profils des trois premiers modes transverses. Si on adapte le waist du mode TEM₀₀ w_0 à la taille de la zone de pompe w_p , certaines zones des modes d'ordre supérieurs ne sont pas amplifiées, car

elles ne se superposent pas spatialement à la zone de gain (Figure 58). Cela équivaut à avoir moins de gain sur les modes d'ordre supérieurs. Le mode fondamental l'emporte donc sur les autres modes transverses.

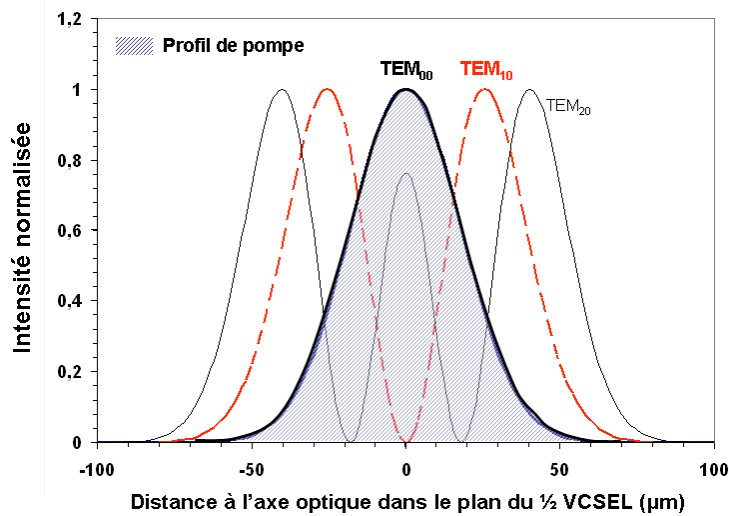


Figure 58 : Recouvrement de la zone de gain du VECSEL créée par focalisation d'un faisceau de pompage optique gaussien sur une taille de 36 µm avec les premiers ordres transverses TEM_{m,n}

Nous travaillerons dans toute la suite de cette étude avec une cavité plan concave, qui est une cavité très simple à aligner et permet d'accéder à une grande plage de largeurs de mode w_0 . Nous étudions donc la stabilité et l'évolution de la taille du waist du mode fondamental pour une cavité de longueur L , formée par le miroir de Bragg de la structure semiconductrice et un miroir externe concave de rayon de courbure R_{OC} . Le waist du faisceau laser se situe au niveau du miroir de Bragg. Le rayon du faisceau à $1/e^2$ du mode fondamental est défini dans ce plan par :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_r}{\pi}} \quad \text{où } z_r = \sqrt{L(R_{OC} - L)} \quad (\text{III.1})$$

La Figure 59 représente l'évolution de la dimension transverse du faisceau à la surface du 1/2 VECSEL en fonction de la longueur de la cavité externe, pour deux rayons de courbure typiques dans nos travaux ($R_{OC} = 12$ mm et 25 mm). La dimension maximum du mode fondamental est atteinte lorsque la longueur de la cavité est égale à la focale du miroir concave, et vaut $w_0^{\max} = \sqrt{\lambda R_{OC}/2\pi}$, dans notre cas respectivement 40 µm et 58 µm de rayon.

Le choix du rayon de courbure du miroir se fera pour que la cavité laser soit stable ($L < R_{OC}$) et que le rayon du mode fondamental de la cavité laser corresponde à celui de la pompe w_p . Par la suite, nous considérerons que les conditions qui permettent d'imposer une émission monomode transverse sont remplies.

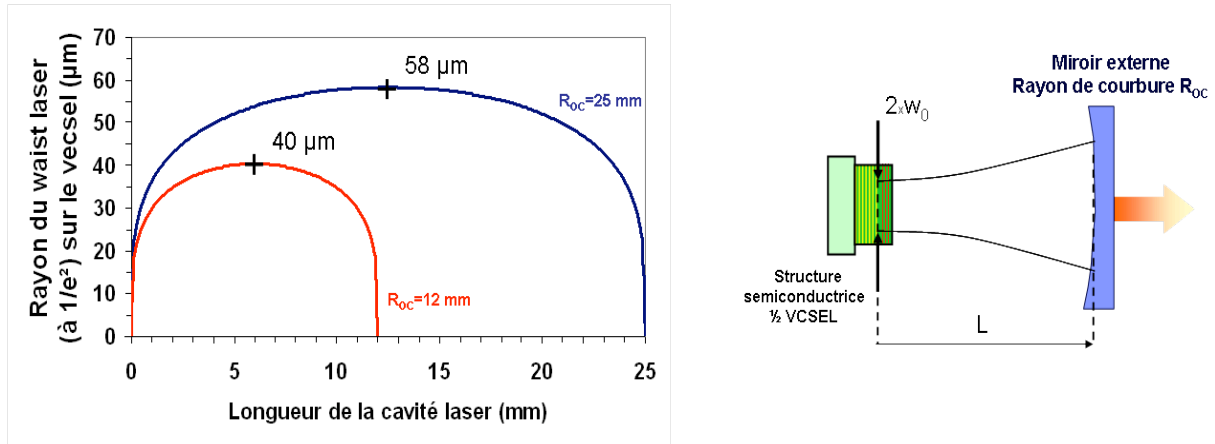


Figure 59 : Plage de stabilité et rayon à $1/e^2$ du waist laser d'une cavité formée par un miroir plan et un miroir concave, pour deux valeurs de rayon de courbure ($R_{OC} = 12$ mm et $R_{OC} = 25$ mm).

1.2. Sélection d'un mode longitudinal

Même lorsqu'un laser oscille sur un unique mode transverse, il peut osciller sur plusieurs modes longitudinaux. Dans une cavité de longueur optique L , l'écart fréquentiel entre ceux-ci est égal à $c/2L$. Dans notre cas, l'épaisseur de la microcavité semiconductrice est très faible devant la longueur de la cavité externe, la longueur optique de la cavité est donc assimilée à celle de la cavité externe. Pour une cavité d'une dizaine de millimètres de long, l'écart entre deux modes adjacents de la cavité correspond à environ 30 pm. En revanche, le gain d'un OPS-VECSEL, comme tous les lasers à semiconducteur, est large (environ 20 nm). À l'allumage du laser, on a donc quelques centaines de modes qui sont amplifiés par la zone active. Il faut étudier la dynamique temporelle du spectre laser à partir de cette situation pour comprendre comment établir un régime monofréquence, qui n'existe pas *a priori* (Figure 60).

1.2.1. Dynamique spectro-temporelle de l'émission laser

Un OPS-VECSEL est un laser dont la dynamique est dite de « classe A », c'est à dire que le temps de vie du photon dans la cavité τ_c (dans notre cas, de l'ordre de la milliseconde) est très supérieur au temps caractéristique de désexcitation des porteurs (de l'ordre de la nanoseconde) [Khanin]. On peut donc considérer que **la densité de porteurs dans les puits quantiques suit de manière adiabatique les évolutions temporelles des photons** [Garnache, 2007]. En particulier, contrairement aux diodes laser, qui sont de « classe B », il n'y a pas d'oscillations de relaxation. D'autre part, par construction de la structure semiconductrice où tous les puits quantiques sont placés au maximum du champ électrique de l'onde stationnaire dans la microcavité (cf. II 1.3.3), la configuration de gain périodique résonant évite une distribution spatiale inhomogène du gain, appelée « spatial hole burning ». Puisque le gain est homogène, **c'est la compétition de modes qui définit la largeur du spectre laser**.

Les équations d'évolution du nombre de photons permettent d'accéder à la largeur non stationnaire du spectre laser $\Delta\nu_L$ [Jacquemet, 2007] [Garnache, 2007]. Ainsi en faisant l'hypothèse d'un gain homogène de forme parabolique pour les fréquences proches de son maximum, et en négligeant tout bruit ou effet non-linéaire, on peut démontrer que le spectre laser initial, assimilé à la largeur du gain $\Delta\nu_{gain}$, s'affine avec le temps t suivant l'équation (III.2), jusqu'à atteindre une largeur inférieure ou égale à l'intervalle spectrale libre (ISL) de la cavité au bout d'un temps caractéristique t_c . Ce temps correspond au temps d'établissement du régime monofréquence du laser, pour lequel un seul mode longitudinal est compris dans le spectre laser (Figure 60).

$$\Delta\nu_L = \Delta\nu_{gain} \sqrt{\ln 2 \frac{\tau_c}{t}} \quad (\text{III.2})$$

$$t_c = \ln 2 \frac{(\Delta\nu_{gain})^2 \tau_c}{(ISL)^2} = \frac{4 \ln 2}{c \lambda_0^4} \frac{L^3 (\Delta\nu_{gain})^2}{T_{Bragg} + T_{OC}} \quad (\text{III.3})$$

Où $\tau_c = -2L/c \ln [R_{OC} (1 - T_{Bragg}) (1 - \alpha_{int})]$ représente le temps de vie du photon dans la cavité.

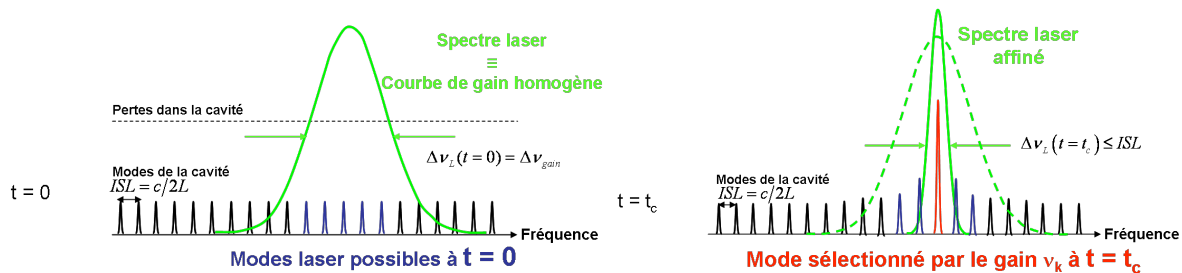
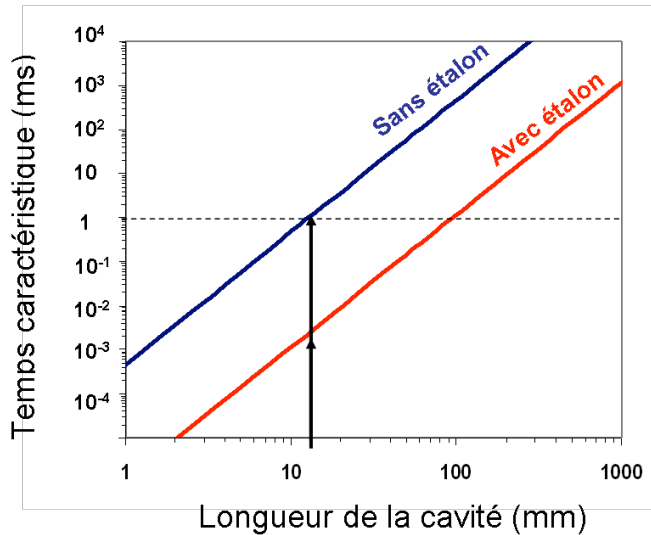


Figure 60 : Schéma de principe de la dynamique spectro-temporelle du laser pour un gain homogène et un nombre de mode amplifiés ; image de deux situations : à l'allumage à $t = 0$ (à gauche), et au bout du temps caractéristiques d'établissement du régime monofréquence $t = t_c$ (à droite).

Dans notre cas, avec une cavité laser de quelques dizaines de millimètres de long, une courbe de gain de largeur typique $\Delta\nu_{gain} = 20$ nm et des pertes (par la transmission du miroir de Bragg T_{Bragg} , par les pertes internes à la structure et par la transmission du coupleur de sortie T_{OC}) de l'ordre du pourcent, le temps caractéristique t_c nécessaire pour atteindre une émission monofréquence est de l'ordre de la milliseconde (Figure 61). **Si les temps typiques des perturbations t_p** (fluctuations mécaniques ou thermiques de la longueur de la cavité et du gain) **susceptibles de modifier la compétition intermodale sont supérieurs à t_c , nous pouvons considérer que le laser retrouvera rapidement un fonctionnement monofréquence après cette perturbation.** Typiquement, ces bruits techniques perturbatifs ont une contribution essentiellement basse fréquence, correspondant à des temps caractéristiques sensiblement supérieurs à la milliseconde. Ainsi, dans notre montage, nous serons en mesure d'observer une émission monofréquence, résultant simplement de la compétition "naturelle" entre les modes longitudinaux, dès lors que les perturbations seront limitées par une conception mécanique et thermique soignée. Pour renforcer le caractère monofréquence de l'émission laser, il faut réduire le temps caractéristique t_c d'établissement de l'émission monofréquence; deux solutions peuvent être envisagées :

- **L'utilisation d'une cavité externe courte** $L \ll 10$ mm diminue le nombre de modes susceptibles d'être amplifiés, c'est l'idée exploitée dans la conception des diodes à émission par la surface ou VCSEL (cf. § I 2.2.3).
- **La réduction de la largeur effective de la bande de gain $\Delta\nu_{gain}$** peut être réalisée grâce à l'insertion de pertes sélectives spectralement dans la cavité, telles que celles introduites par un étalon Fabry-Pérot (Figure 61), ou en utilisant une structure résonante dont le spectre de gain est réduit par la dépendance spectrale du facteur de résonance de la microcavité $\Gamma_{micro}(\lambda)$ (cf. II 1.3.3).



Paramètre	Valeur
Pertes totales	1,5 %
Largeur de bande de gain initiale $\Delta\nu_{gain}$	20 nm
Largeur de bande de gain initiale avec un étalon intracavité $\Delta\nu_{gain}^{étalon}$	1 nm

Figure 61 : Evolution du temps caractéristique d'établissement du régime monofréquence avec la longueur de la cavité externe; en pointillés, temps caractéristique typique du bruit mécanique et thermique. La flèche verticale représente la longueur de cavité utilisée dans ce chapitre ($L = 12$ mm).

1.2.2. Largeur de raie de l'émission laser

Lorsque le laser est monofréquence, la **largeur ultime du mode**, $\Delta\nu_{limite}$, découle des **fluctuations de phase associées à l'émission spontanée dans le mode laser considéré**. L'étude théorique de ce phénomène a été réalisée par Schawlow et Townes [Schawlow, Townes, 1958] et complétée par Henry dans le cadre des lasers à semiconducteur [Henry, 1982]. La largeur de raie dite "de Schawlow-Townes" du laser est alors :

$$\Delta\nu_{limite} = \xi \frac{hc/\lambda}{2\pi P} \frac{1}{\tau_c^2} (1 + \alpha^2) \quad (\text{III.4})$$

Le premier terme de cette équation : ξ traduit le rapport entre les taux d'émission spontanée et stimulée dans le mode laser, τ_c est le temps de vie du photon dans la cavité. P et λ représentent respectivement la puissance et la longueur d'onde d'émission laser.

Henry a montré que les fluctuations de phase dues à l'émission spontanée se répercutaient sur la partie réelle et complexe de l'indice, élargissant ainsi la raie d'émission du laser d'un facteur $1 + \alpha^2$. Pour une diode laser à puits quantiques, le facteur de Henry vaut près de 2 [Arakawa, 1985]. Dans notre cas, les valeurs typiques attendues sont des pertes totales de 1,5 % dans une cavité de longueur $L = 12$ mm, soit un temps de vie du photon dans la cavité de $\tau_c = 5$ ns, un taux $\xi = 3$ et une puissance de sortie P de 10 mW pour le prototype de faible puissance, ce qui conduit à **une limite fondamentale se situant autour de 2 Hz**. Cette valeur est une limite fondamentale et ne correspond pas à la valeur atteinte dans des conditions expérimentales réelles, pour lesquelles les bruits « techniques » doivent être ajoutés au bruit blanc de phase. Cependant, elle est suffisamment faible pour que les OPS-VECSEL représentent une voie prometteuse pour réaliser des lasers très fins spectralement.

2. Conception du laser

Une source laser OPS-VECSEL est composée de trois éléments essentiels : une source de pompage optique, une structure semiconductrice, et une cavité laser externe composée d'un ou plusieurs miroirs (Figure 62). Après avoir défini et caractérisé la structure $\frac{1}{2}$ VCSEL adaptée à notre application dans le chapitre 2, nous allons maintenant définir les deux autres éléments nécessaires à la réalisation d'un OPS-VECSEL monomode, en s'appuyant sur notre analyse du paragraphe précédent.

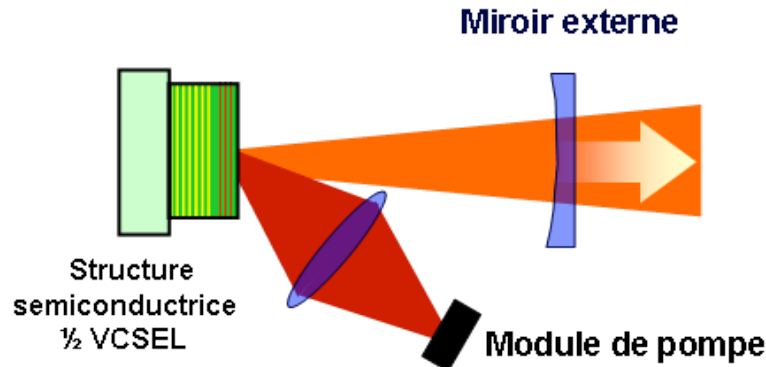


Figure 62 : Schéma de principe d'un OPS-VECSEL

2.1. Le pompage optique

Le choix de la source de pompe adaptée à notre OPS-VECSEL s'est effectué suivant les critères ci-dessous :

- Pour une absorption suffisante dans les barrières de la structure $\frac{1}{2}$ VCSEL, la longueur d'onde d'émission de la source de pompage optique doit être inférieure à la longueur d'onde limite $\lambda_b = 730$ nm, définie par l'énergie de gap des barrières $E_g(b) = hc/\lambda_b$.
- Le bruit de la source de pompe doit être restreint. En effet, toutes les fluctuations de la pompe sont transmises au laser dans la bande passante de la cavité laser, définie par le temps de vie du photon dans la cavité laser, soit environ 200 MHz [Baili, 2008]. Afin de minimiser les bruits du laser OPS-VECSEL, nous limitons donc ses origines potentielles en utilisant une source de pompe présentant une bonne qualité spatiale, et un faible bruit d'intensité.
- Dans le but de réaliser une source compacte, la source de pompe doit être facilement intégrable, et efficace.

Le pompage par diode semble tout indiqué pour satisfaire à ces contraintes. Les diodes laser sont connues pour leur efficacité élevée (rendement électrique/optique de l'ordre de 50%) et leur grande capacité d'intégration. De plus, l'épaisseur de la zone active du $\frac{1}{2}$ VCSEL étant faible ($\sim \mu\text{m}$), les contraintes sur la luminance de la source pour assurer un diamètre constant du faisceau le long de la zone active sont significativement réduites par rapport au pompage des lasers usuels à solide pompés par diodes, pour lesquels ce paramètre est critique. En conséquence, nous avons choisi d'utiliser **une diode laser commerciale fabriquée à partir de la famille de matériaux AlGaInP émettant dans le rouge à 658 nm. Elle délivre une puissance de 150 mW pour un courant de 245 mA. Il s'agit d'un monoémetteur de dimensions transverses $1 \times 3 \mu\text{m}^2$, dont la qualité spatiale et la stabilité temporelle sont satisfaisantes pour notre application.**

Le faisceau issu de la diode laser est focalisé sur la surface du $\frac{1}{2}$ VCSEL sur un diamètre de $2w_p = 36 \mu\text{m}$ *via* deux optiques : une lentille asphérique de focale 4,5 mm collimate le

faisceau laser, qui est refocalisé sur la surface du ½ VCSEL à l'aide d'un doublet achromatique de focale 11 mm. Cette dimension de la zone de pompe est choisie de manière à optimiser la puissance de sortie du laser et avoir une frontale du système de pompe compatible avec des conditions d'expérimentations réalistes d'un point de vue mécanique. L'angle entre l'axe de pompage optique et l'axe optique de la cavité laser est de 70°. Il permet de compenser l'ellipticité du faisceau et d'obtenir un faisceau de pompe de géométrie circulaire sur la structure semiconductrice. Pour cela, la diode laser de pompe est orientée de sorte à ce que le plan perpendiculaire à la jonction ("axe rapide") soit confondu avec celui défini par l'axe de pompage et l'axe optique laser.

2.2. Dimensionnement et conception mécanique de la cavité laser

2.2.1. Conception d'une cavité plan concave

La cavité laser est constituée de la structure semiconductrice et d'un miroir concave (Figure 63). **Le rayon de courbure du miroir concave est de 12 mm; sa transmission T_{OC} est égale à 1% à 852 nm**, ce qui permet d'optimiser la puissance laser émise, comme nous le confirmerons au cours de l'étude expérimentale détaillée du chapitre IV. La distance entre le miroir et le ½-VCSEL est choisie pour que la taille du mode fondamental laser sur le ½-VCSEL soit le plus proche possible de la taille du faisceau de pompe $2w_0 = 2w_p = 36 \mu\text{m}$, ce qui correspond théoriquement à une cavité externe de longueur 11,9 mm (Figure 59). En pratique, on cherchera à être suffisamment éloigné de la limite de la zone de stabilité de la cavité laser pour s'affranchir des instabilités mécaniques et thermiques qui font varier la longueur de la cavité laser.

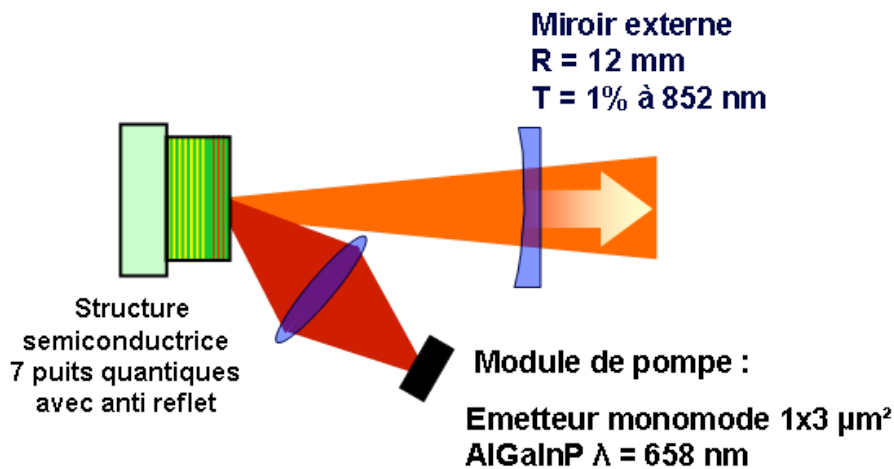


Figure 63: Montage expérimental du ½ VCSEL pompé optiquement par une diode laser monomode transverse dans une cavité externe simple composée d'un miroir concave.

2.2.2. Utilisation d'un étalon dans la cavité laser

Grâce au gain homogène des structures et à la compétition entre les modes longitudinaux, le laser présente spontanément un fonctionnement monofréquence. Toutefois, pour renforcer cette propriété, un étalon est parfois inséré dans la cavité laser, pour réaliser un filtrage fréquentiel qui diminue le nombre de modes en compétition et donc le temps d'établissement du fonctionnement monofréquence (Équation (III.3)). Dans ce paragraphe, nous décrivons le choix de l'étalon utilisé dans nos expériences et ses caractéristiques optiques.

L'étalon utilisé est une simple lame de silice à faces planes et parallèles non traitées, disponible dans le commerce. Sa transmission est celle d'un interféromètre de Fabry-Pérot de finesse médiocre, proche de 0,2. Compte tenu de cette faible finesse, la sélectivité de l'étalon est insuffisante pour filtrer un unique mode longitudinal, mais la compétition de modes est

toutefois significativement renforcée. Cependant, si l'intervalle spectral libre de l'étalon est très inférieur à la largeur de la bande de gain (de l'ordre de 20 nm à mi-hauteur), l'émission est multimode, avec des pics aux différents maxima de transmission de l'interféromètre. L'épaisseur de l'étalon est donc calculée pour éviter ce phénomène. **Nous utiliserons un étalon d'une épaisseur de 26 μm, dont l'intervalle spectral libre est de 9 nm.** Pour faire varier la longueur d'onde sélectionnée par l'étalon, nous ajustons l'angle d'incidence du laser sur la lame.

La transmission de l'étalon utilisé est représentée sur la Figure 64 en fonction de la longueur d'onde, en incidence normale et pour un angle de 6,3° qui correspond à l'angle pour lequel un maximum de transmission est obtenu à la longueur d'onde de 852 nm avec l'étalon utilisé dans nos expériences. La longueur d'onde d'émission en incidence normale ($\lambda = 856$ nm) ne correspond pas exactement à notre longueur d'onde de travail $\lambda_0 = 852$ nm, car il faudrait spécifier l'épaisseur de la lame de silice à mieux que 3%, soit 0,8 μm, pour atteindre une précision de 1 nm sur la position du maximum de transmission en incidence normale. Cette condition est très sévère ; elle n'est pas indispensable pour cette étude. L'étalon retenu pour les expériences décrites ci-dessous est celui dont les pertes optiques et l'écart à λ_0 étaient les moins grands en incidence normale.

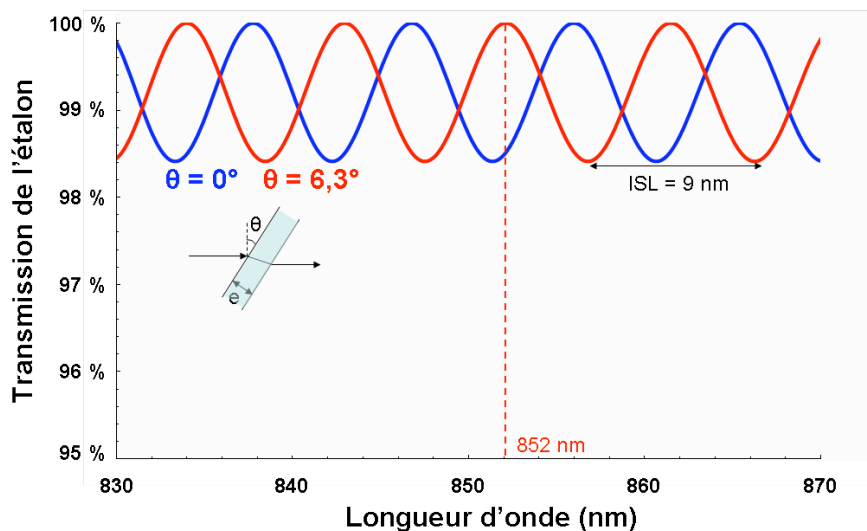


Figure 64 : Transmission théorique idéale de l'étalon en silice d'épaisseur 26 μm en fonction de la longueur d'onde, en incidence normale et pour un angle d'incidence de 6,3°.

2.2.3. Conception d'un prototype compact et stable

Comme nous l'avons vu précédemment au paragraphe 1.2, il est possible d'obtenir une émission monofréquence en utilisant le gain homogène de la structure $\frac{1}{2}$ VCSEL et la dynamique de compétition des modes. Cela nécessite de limiter les fluctuations thermiques et optiques des paramètres laser. Pour cela, **nous avons réalisé un laser monobloc régulé thermiquement** par un élément Peltier. La régulation de la structure semiconductrice est effectuée séparément par un autre élément Peltier, afin de pouvoir contrôler la longueur d'onde d'émission. Les éléments optiques du banc de pompe ont tous été intégrés dans un unique tube, ce qui rend la diode laser de pompe et ses optiques de collimation et de focalisation solidaires. On réduit ainsi les instabilités de position du faisceau de pompe sur le $\frac{1}{2}$ VCSEL. Le miroir concave de la cavité laser est collé sur une céramique piézoélectrique maintenue sur une translation trois-axes (XYZ) hyperstatique²⁰. Un étalon Fabry Péro

²⁰ Dans ce système, les contraintes sont plus grandes que les degrés de liberté, les pièces mécaniques ne peuvent donc bouger, et le miroir est ainsi plus stable.

être placé dans la cavité pour contrôler le spectre du laser indépendamment de la puissance de pompe ou de la température du ½ VCSEL. Enfin, le prototype est partiellement isolé thermiquement et acoustiquement de l'environnement extérieur par un boîtier en Dural solidaire du support monobloc, renforcé par l'utilisation d'un isolant acoustique de type « barson » (matériau complexe à parois multiples associant un absorbant et une masse lourde).

La version finale du montage a été conçue en étroite collaboration avec David Holleville du LNE-SYRTE; elle est extrêmement compacte (52 × 52 × 58 mm³) et totalement intégrée (Figure 65). La stabilité mécanique et thermique de ce dernier prototype est significativement améliorée par rapport aux différents montages testés auparavant.

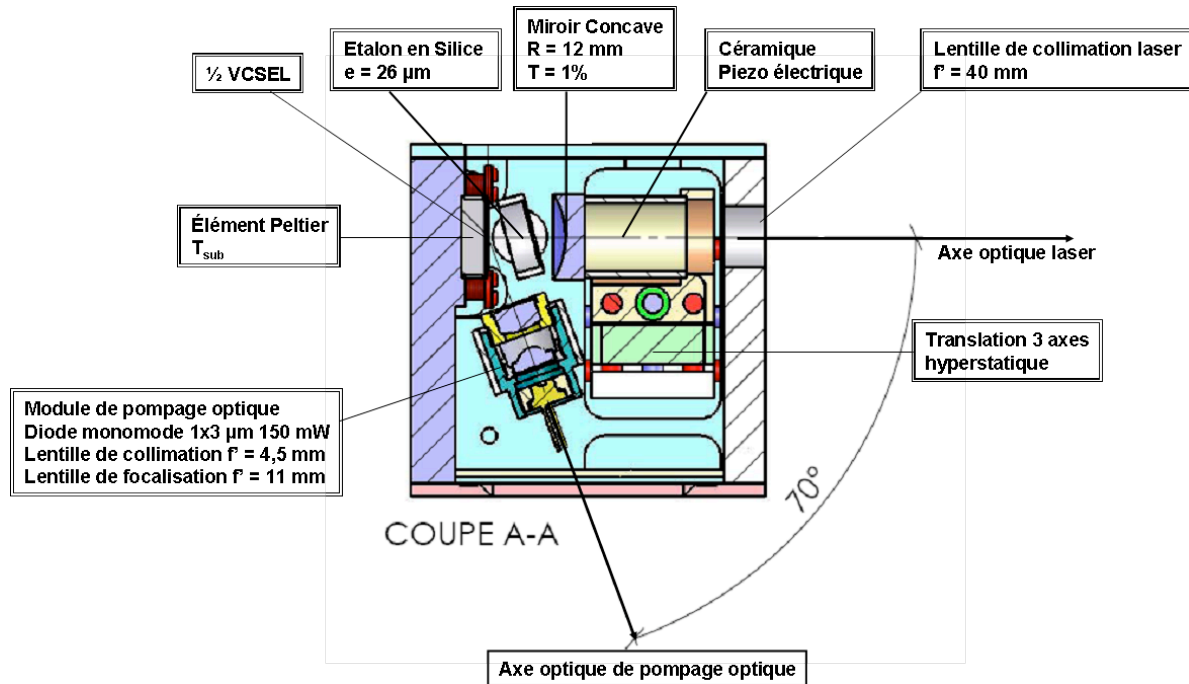


Figure 65 : Plan mécanique du prototype faible puissance pour une émission monofréquence (coupe dans un plan horizontal selon les axes optiques du laser et de la pompe)

3. Performances laser en pompage monomode de faible puissance

Dans ce paragraphe, nous caractérisons expérimentalement l'émission laser obtenue grâce au prototype décrit ci-dessus. La structure semiconductrice utilisée (structure 3) est une structure plus ancienne et de moins bonne qualité que celle des dernières structures réalisées au LPN (structure 1 et 2, cf. annexe 2). Elle a été complètement caractérisée, et notamment ses pertes optiques sont plus importantes. Nous étudions l'évolution de la puissance émise et de la longueur d'onde avec la puissance de pompe. Nous réalisons un asservissement de la fréquence laser sur une transition atomique, ce qui nous permet finalement de comparer le spectre du laser à celui d'une source de référence dans une expérience de battement.

3.1. Validation expérimentale de l'émission monomode

3.1.1. Qualité transverse du faisceau

La qualité transverse du faisceau est assurée par l'utilisation d'une cavité externe, avec un bon recouvrement entre la zone de gain et le mode laser fondamental. Nous l'avons vérifié en mesurant le profil transverse du faisceau en sortie du laser, après collimation par une lentille de focale 50 mm et focalisation avec une optique de focale 200 mm. Le faisceau, visualisé par

une caméra, présente dans les deux directions un profil d'intensité gaussien (encart Figure 66). Pour caractériser la qualité transverse du faisceau nous utilisons le facteur de qualité M^2 , qui quantifie l'écart de la taille transverse du faisceau étudié par rapport à celle d'un faisceau laser gaussien idéal limité par diffraction [Siegman]. Notre faisceau est bien **monomode transverse avec un facteur $M^2 < 1,1$** . La qualité du faisceau est inchangée sur toute la plage de puissances de pompe disponibles. C'est un critère important pour le couplage efficace du faisceau laser dans des fibres optiques, nécessaire dans les expériences d'horloges atomiques.

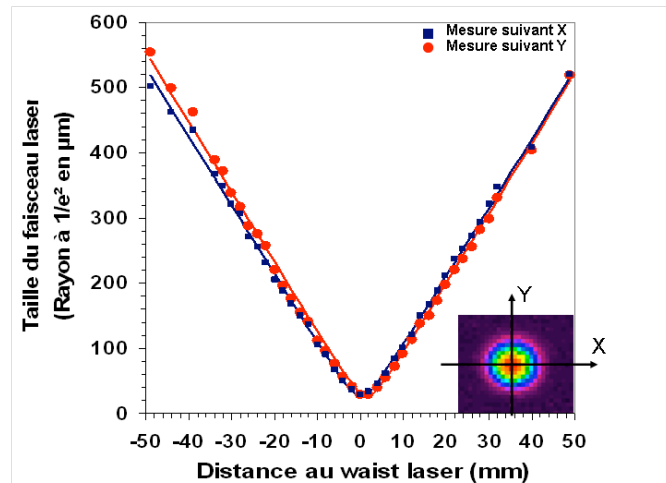


Figure 66 : Évolution de la taille transverse du faisceau laser à $1/e^2$ suivant l'axe horizontal (X) et l'axe vertical (Y) ; mesures expérimentales (points) et simulations pour un faisceau gaussien ($w_0 = 25,5 \mu\text{m}$ et $M^2 = 1,0$) ; observation de l'allure du faisceau à la caméra (insert)

3.1.2. Émission monofréquence

Le caractère monofréquence de l'onde laser a été vérifié à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Pérot à balayage, composé de deux miroirs plans de haute réflectivité (finesse évaluée à 130). La distance entre les miroirs est choisie pour que l'intervalle spectral libre de l'interféromètre (37 GHz) soit largement supérieur à celui de la cavité laser (environ 12,5 GHz). On s'assure par cette méthode que l'émission de l'OPS-VECSEL est monofréquence avec un **taux d'extinction des modes latéraux d'au moins 25 dB**, limitée par la mesure (Figure 67). Celle-ci ne nous permet pas de déceler de différences lorsque le laser fonctionne avec ou sans un étalon dans la cavité laser. Signalons tout de même que des mesures plus approfondies effectuées sur des OPS-VECSEL de conception similaire, mais émettant autour de $1 \mu\text{m}$, ont conduit à un taux d'extinction des modes latéraux supérieur à 50 dB [Garnache, 2008]. Il n'existe par de raison physique pour que le taux d'extinction des modes latéraux soit différent dans notre cas.

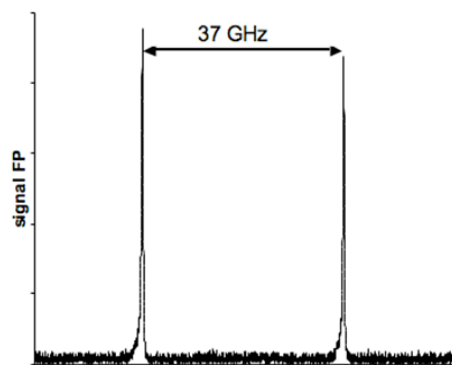


Figure 67 : Démonstration de l'émission monofréquence du laser ; Transmission d'un interféromètre de Fabry-Pérot à balayage ($F = 130$, $ISL = 37 \text{ GHz}$)

3.2. Caractéristique laser : puissance et longueur d'onde d'émission

La température du $\frac{1}{2}$ VCSEL est réglée autour de $T_{\text{sub}} = 280$ K. Le seuil laser est atteint à la puissance de pompe de 52 mW, soit une densité de puissance au seuil d'environ 5 kW/cm^2 ²¹. La puissance laser maximale émise à 852 nm est de **17 mW pour 150 mW de puissance de pompe**. L'efficacité optique/optique est de **17 %**. Remarquons que la puissance laser émise par la source évolue linéairement avec la puissance de pompe, ce qui montre qu'elle n'est limitée dans ces conditions que par la puissance de pompe disponible. D'autre part, la longueur d'onde de l'émission varie par sauts de modes avec la puissance de pompe incidente au rythme d'environ 24 pm/mW. Cette évolution est la conséquence de l'échauffement des puits quantiques sous l'effet de la pompe, ce qui diminue leur énergie de gap et augmente donc la longueur d'onde du maximum de gain. Par la suite, la température est ajustée finement pour accorder la longueur d'onde du laser sur la transition de la raie D₂ du Césium à la puissance de pompe maximum disponible.

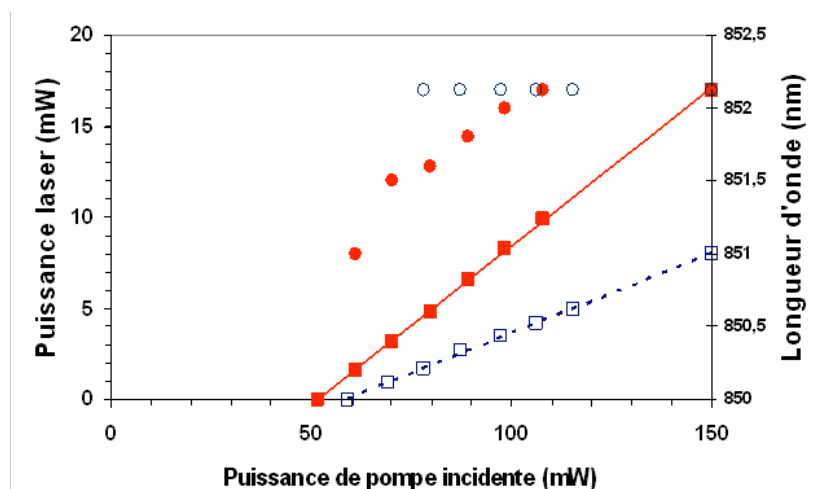


Figure 68 : Évolution de la puissance (carrés) et de la longueur d'onde laser (ronds) en fonction de la puissance de pompe incidente sur la structure à $T = 280$ K, sans (rouge, motifs pleins) et avec (bleu, motifs vides) étalon dans la cavité.

L'introduction dans la cavité laser de l'étalon Fabry-Pérot en silice assure un contrôle de la longueur d'onde émise indépendamment des conditions de pompage, ce qui peut s'avérer confortable pour l'optimisation du laser. Cependant, les pertes introduites dégradent sensiblement l'efficacité de la source (9 %) et le seuil laser (60 mW, soit une augmentation du seuil de 20%). **La puissance laser disponible à 852 nm est alors typiquement de 8 mW** pour une puissance de pompe de 150 mW (Figure 68).

On notera que la puissance laser maximum peut être plus élevée si on relâche les contraintes sur le fonctionnement monomode du laser. Par exemple, en se rapprochant de la limite de la stabilité de la cavité par l'augmentation de sa longueur, on obtient un fonctionnement multimode transverse. La puissance laser atteint alors 24 mW, soit une puissance près de 50% supérieure à celle émise en fonctionnement monomode.

3.3. Étude de l'accordabilité spectrale

La longueur d'onde d'émission de l'OPS-VECSEL est fixée par le maximum du gain modal net de la structure et par le peigne de modes laser de la cavité externe. On dispose donc de plusieurs paramètres (température du substrat, orientation de l'étalon, longueur de la cavité

²¹ Dans cette expérience, les seuils laser sont logiquement plus élevés par rapport aux données issues de la caractérisation du chapitre 2, car la structure utilisée dans ce chapitre (Structure 3, annexe 2) présente plus de pertes internes que la structure utilisée dans les chapitres 2 et 4 (Structure 2, annexe 2).

externe) pour faire varier la longueur d'onde laser, en changeant les pertes de la cavité ou le gain de la structure.

3.3.1. Accordabilité large

Accordabilité avec la température de la structure

La température de la structure semiconductrice influe directement sur l'énergie de gap des puits quantiques et donc sur la longueur d'onde du maximum de gain du ½ VCSEL. Lorsque l'OPS-VECSEL est utilisé sans élément sélectif spectralement, c'est-à-dire sans étalon intracavité dans les expériences décrites ici, la longueur d'onde d'émission est uniquement fixée par le maximum du gain de la structure et la compétition de mode. C'est ce que nous vérifions en variant la température du substrat du ½ VCSEL entre 280 K et 293 K, pour la puissance de pompe maximum, soit 150 mW. **Pour une température du substrat de 280 K, le laser est accordé sur la transition D₂ du Césium à 852,14 nm; sa longueur d'onde augmente linéairement avec la température à environ 0,26 nm/K** (Figure 69), ce qui est typique des structures en composé AlGaAs. Sur toute la plage de températures explorée, le caractère monofréquence de l'émission a été vérifié. On constate également une diminution du gain modal net de la structure avec la température puisqu'on observe une diminution de la puissance laser émise de l'ordre de 50 %.

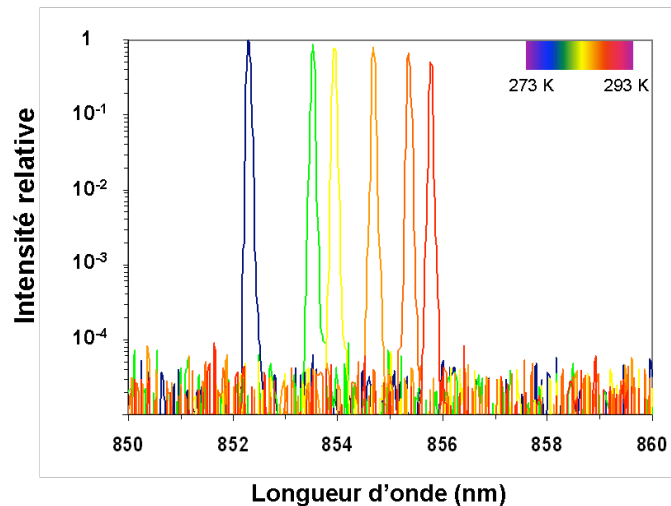


Figure 69 : Évolution de la longueur d'onde d'émission de l'OPS-VECSEL avec la température pour la puissance de pompe maximum

Accordabilité avec l'orientation de l'étalon intracavité

On insère l'étalon en silice de 26 μm d'épaisseur dans la cavité laser, décrite au paragraphe 2.2.2. La transmission de l'étalon, et donc les pertes dans la cavité, dépendent de son orientation. Dans ce cas, c'est le gain net maximum, différence entre le gain et les pertes déterminées par l'orientation de l'étalon, qui fixe la longueur d'onde d'émission du laser. À une température et une puissance de pompe données, donc à spectre de gain constant, on obtient un fonctionnement monofréquence de l'OPS-VECSEL accordable sur 9 nm, entre 845 nm et 854 nm, en tournant l'étalon par rapport à l'axe optique de la cavité laser (Figure 70). La puissance laser évolue avec l'orientation de l'étalon puisqu'on ajoute des pertes dans la cavité : en incidence normale ($\lambda_L = 849,4$ nm), la puissance laser est deux fois plus importante par rapport à l'orientation de l'étalon permettant d'atteindre la raie D₂ du Césium à 852,14 nm.

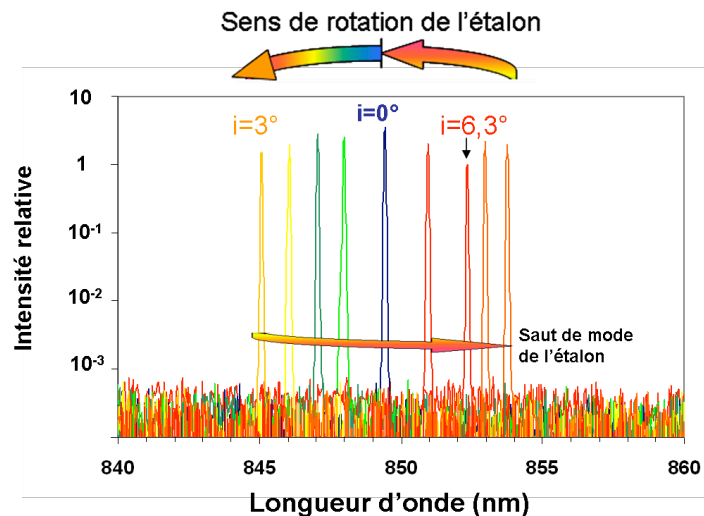


Figure 70: Évolution du spectre de l'OPS-VECSEL avec l'orientation d'un filtre spectral intracavité.

Pour une orientation de l'étalon donnée, le fonctionnement est monofréquence et la longueur d'onde ne varie pas avec la température ou la puissance de pompe incidente sur la structure, dans les gammes accessibles avec notre montage. Cependant, une variation importante de la température induirait un décalage du spectre de gain des structures supérieur à l'intervalle spectral libre de cet étalon, et donc à un saut de mode de l'étalon.

3.3.2. Accordabilité fine continue

Les évolutions de la longueur d'onde mises en évidence précédemment sont des variations à grande échelle par rapport à l'accordabilité requise pour balayer la raie D₂ du Césium et ses deux niveaux hyperfins distants de 9,2 GHz. L'orientation de l'étalon n'assure pas un contrôle fin et continu de la fréquence laser. Pour cela, nous jouons sur la longueur de la cavité laser, qui détermine la position des modes longitudinaux de la cavité laser.

Signalons tout d'abord que, contrairement aux diodes laser, il n'est pas possible d'accorder la longueur d'onde d'un OPS-VECSEL en modulant le courant d'alimentation de sa diode de pompe. La modulation du courant de pompe a essentiellement pour effet de moduler la puissance laser émise, son influence sur le décalage du peigne de fréquences laser par l'intermédiaire de la variation thermique de la longueur du $\frac{1}{2}$ VECSEL étant négligeable. Seule la modulation de la longueur de la cavité externe est donc efficace. Dans ce but, le miroir concave de la cavité laser est placé sur une céramique piézoélectrique, dont la longueur varie proportionnellement à la tension appliquée à ses bornes suivant l'équation (III.5). On utilise ici une céramique de forme cylindrique évidée (Figure 71) de longueur $L = 12$ mm et d'épaisseur $e = 2$ mm. Le paramètre de proportionnalité k dépend de la céramique utilisée,

dans notre cas, $k = -250 \cdot 10^{-12} \text{ m.V}^{-1}$. En appliquant une rampe de tension linéaire de 500 V à ses bornes, on obtient donc une variation de la longueur de la cavité de 0,7 μm , soit environ une longueur optique égale à λ_0 . Cela permet en pratique de balayer au maximum deux intervalles spectraux libres de la cavité laser.

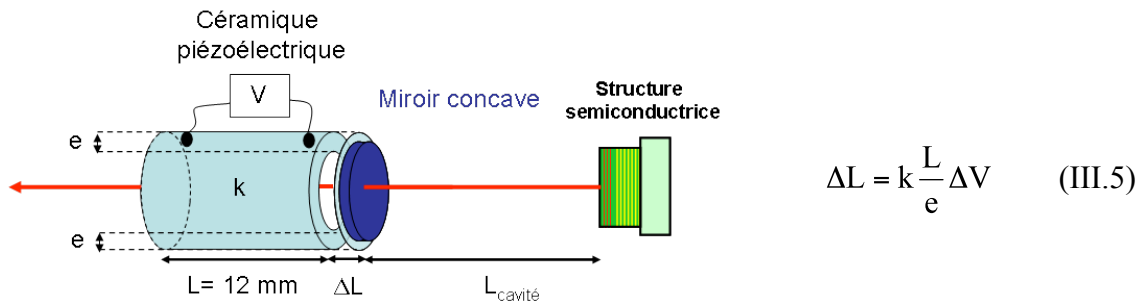


Figure 71 : Schéma de la cavité laser avec la céramique piézoélectrique

Nous avons vérifié expérimentalement la variation continue de la fréquence émise par l'OPS-VECSEL en analysant la transmission du faisceau laser à travers un interféromètre Fabry-Pérot statique d'intervalle spectral libre 1,5 GHz. Puisque l'intervalle spectral libre du laser est supérieur à celui de ce Fabry-Pérot, le changement de fréquence de l'OPS-VECSEL conduit au balayage du spectre de l'interféromètre sur plusieurs de ses intervalles spectraux libres. Une discontinuité dans ce spectre est associée à un saut de mode du laser. La variation de la longueur de la cavité par cette méthode constitue une perturbation dynamique de l'émission laser, à laquelle le laser répondra différemment suivant la présence ou non d'un étalon dans la cavité. C'est pourquoi les sauts de mode observés n'apparaissent pas pour la même amplitude de balayage de la fréquence :

- **Sans étalon dans la cavité, le laser est accordé continûment sur environ 2 GHz avant d'effectuer un saut de mode.** Cela permet en pratique de balayer uniquement un des deux sous-niveaux de l'état fondamental, dont la largeur Doppler est du même ordre de grandeur. Expérimentalement, dans ces conditions, le laser n'est stable que sur des temps courts, de l'ordre de la minute, et peu accordable.
- **Avec l'étalon dans la cavité, l'accordabilité augmente** à plus de neuf intervalles spectraux libres de l'interféromètre Fabry Pérot, soit **environ 14 GHz** (Figure 72). Cette très grande accordabilité, par rapport à d'autres lasers utilisés dans les horloges atomiques, est la conséquence directe du choix d'une cavité externe courte. C'est un avantage certain pour pouvoir accorder la longueur d'onde laser sur toutes les transitions hyperfines de la raie D₂ (Figure 74).

Dans la suite de notre étude nous utiliserons toujours un étalon Fabry Pérot dans la cavité laser.

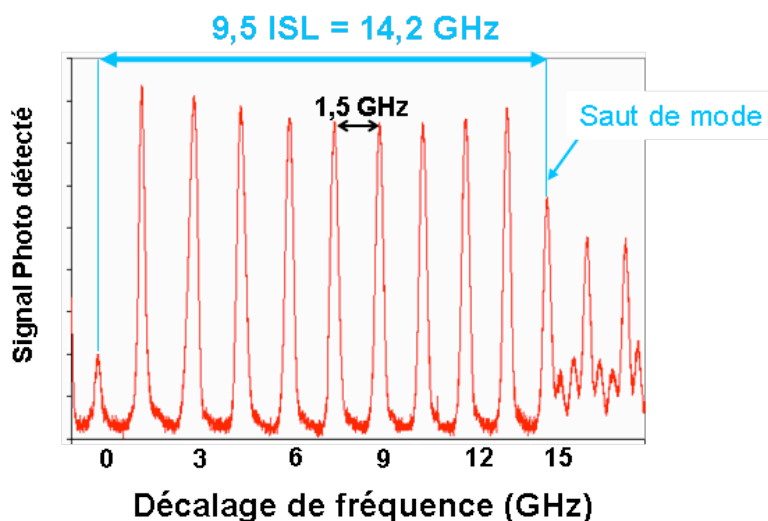


Figure 72 : Accordabilité continue par balayage de la longueur de la cavité à l'aide de la céramique piézoélectrique, vérifiée par transmission d'un interféromètre Fabry-Pérot statique (ISL = 1,5 GHz)

4. Stabilisation du laser sur une transition atomique du Césium

Nous décrivons dans ce paragraphe le montage d'absorption saturée mis en place pour stabiliser la longueur d'onde laser sur une référence atomique. Nous quantifions la dérive de fréquence du laser libre, et nous réalisons l'asservissement de la fréquence laser au voisinage d'une raie hyperfine de la raie D₂ du Césium, par l'intermédiaire de la céramique piézoélectrique, en utilisant les flancs des pics d'absorption comme discriminateurs de fréquence. Nous quantifions les bruits résiduels, après correction électronique, des fluctuations de fréquence. Enfin une mesure de la largeur de raie du spectre laser est réalisée par battement avec une source connue.

4.1. Montage d'absorption saturée

La Figure 73 décrit le montage expérimental réalisé pour obtenir le spectre d'absorption faisant apparaître les transitions atomiques de la raie D₂ de l'atome de Césium. Pour protéger l'OPS-VECSEL d'un retour de lumière parasite qui pourrait perturber le fonctionnement monofréquence, un isolateur optique est placé à la sortie de la source laser et assure un taux d'isolation de 35 dB. Une lame demi-onde et un cube séparateur de polarisation permettent de répartir la puissance laser entre les deux voies d'expérience. Sur la première voie, une puissance d'environ 500 μW est dirigée vers une cellule contenant une vapeur de Césium; cela suffit à saturer les transitions étudiées. La puissance laser restante (environ 5 mW) constitue le faisceau utile pour l'expérience. Dans notre cas, ce faisceau est envoyé vers un analyseur de spectre optique et un interféromètre Fabry-Pérot statique pour contrôler le spectre et le caractère monofréquence de l'émission.

L'étalon intracavité est orienté finement pour observer la fluorescence des atomes dans la cellule de Césium. La fréquence du laser est modulée à basse fréquence (environ 10 Hz), via la céramique piézoélectrique. Lorsqu'elle correspond à la fréquence de transition des atomes de Césium dans la cellule, une partie du rayonnement incident est absorbée. Pour nous affranchir de l'élargissement Doppler de la raie observée, dû à la distribution de vitesse des atomes de Césium dans la cellule à température ambiante, le montage réalisé est un montage d'absorption saturée [Grynberg]. Il s'agit d'une expérience pompe-sonde qui permet, par un double passage du faisceau dans la cellule, de résoudre la structure hyperfine de l'atome de Césium. Le signal de transmission à travers la vapeur de Césium est mesuré par une photodiode au silicium adaptée à notre mesure.

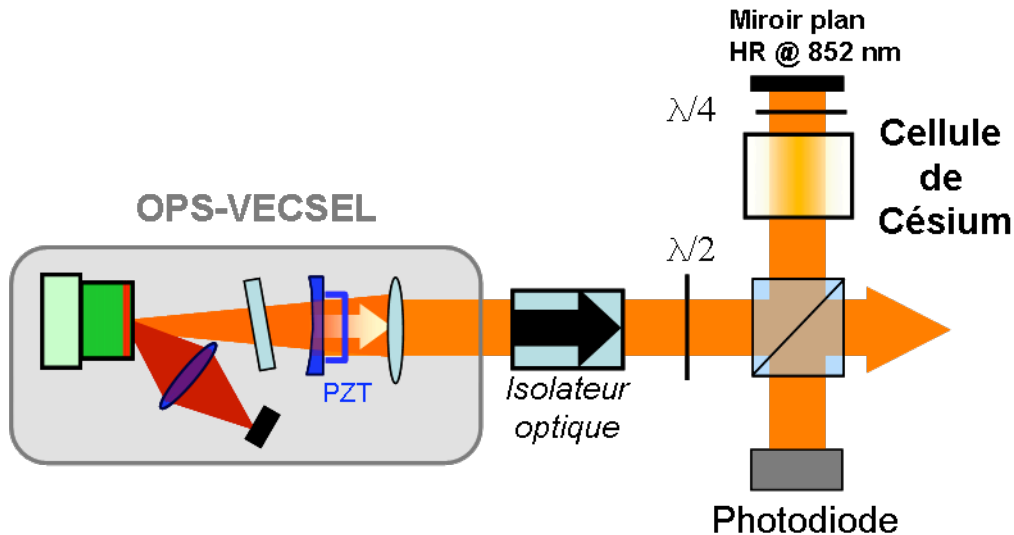


Figure 73 : Montage expérimental d'absorption saturée.

4.2. Balayage de la raie D₂ du Césium

Sur la plage d'accordabilité continue accessible, on observe deux absorptions successives, qui correspondent aux transitions depuis les deux sous-niveaux de l'état fondamental $6S_{1/2}$, $F=3$ et $F=4$ (Figure 74). La forme générale et la largeur à mi-hauteur de ces raies d'absorption concordent avec un élargissement Doppler [Grynberg], c'est-à-dire un profil gaussien de largeur à mi-hauteur $\sqrt{k_B T / m_{\text{Césium}} c^2} \sim 450 \text{ MHz}$. Grâce au montage d'absorption saturée, les transitions du spectre de l'atome de Césium sont résolues, ce qui se traduit visuellement par des creux d'absorption dans le profil Doppler d'absorption (Figure 75). Elle fait également apparaître des fréquences particulières, qui correspondent aux croisements de niveaux $F'=4/5$, $F'=3/5$ et $F'=3/4$, typiques pour ces montages [Yang, 1989]. On peut noter que **toutes ces transitions d'environ 10 MHz de largeur à mi-hauteur sont très bien résolues**, notamment celles vers l'état excité $F'=4$ et vers le croisement de niveau $F'=4/5$ distantes de 25 MHz, ce qui nous assure que **la largeur de notre source laser est bien inférieure à ces valeurs**; cela sera vérifié au paragraphe suivant.

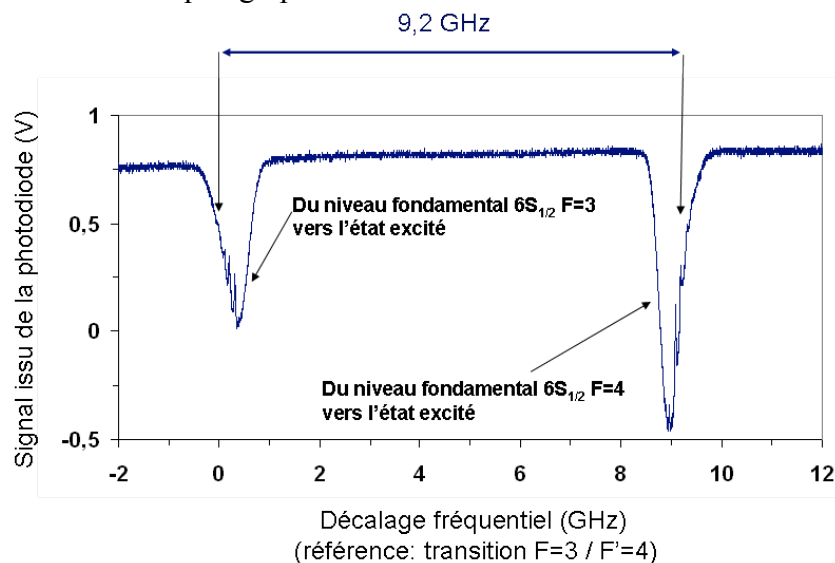


Figure 74 : Signal d'absorption saturée dans une cellule de Césium : balayage continu des deux sous-niveaux de l'état fondamental du Césium distant de 9,2 GHz.

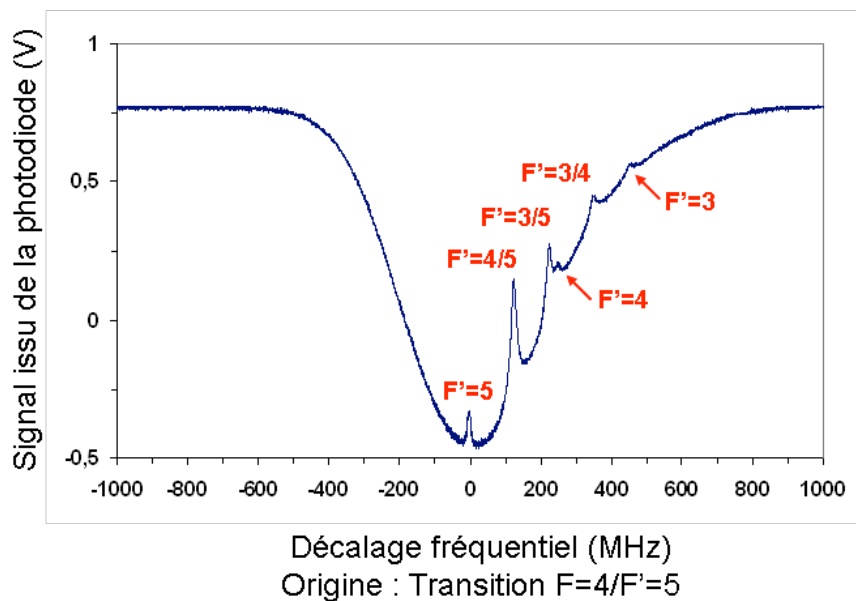


Figure 75 : Signal d'absorption saturée depuis le sous-niveau $F=4$ de l'état fondamental vers l'état excité.

4.3. Évolution de la fréquence du laser libre

La dérive de fréquence du laser est mesurée en utilisant le flanc de l'absorption Doppler comme discriminateur de fréquence. À mi-hauteur de l'absorption Doppler, la réponse de la mesure aux fluctuations de fréquence du laser est linéaire et assez sensible pour cette mesure. On observe alors l'évolution de la fréquence du laser laissé libre à partir de cette situation. La Figure 76 représente un signal typiquement observé sur plusieurs secondes, qui met en évidence deux variations distinctes. Tout d'abord, il apparaît une dérive de fréquence importante à très basse fréquence (environ 1 Hz), qui dépend fortement des conditions environnementales. Ces fluctuations sont imputables à des perturbations mécaniques et thermiques. Sur cet exemple précis, on peut la quantifier à environ 50 MHz/s. À plus haute fréquence, on retrouve de fortes contributions à 50 Hz et 100 Hz, dont l'amplitude crête-à-crête est de l'ordre de 50 MHz.

Afin d'analyser plus finement les composantes de bruit du laser, la densité spectrale de puissance de bruit du signal d'erreur est mesurée à l'aide d'un analyseur de spectre à transformée de Fourier sur une bande de fréquence comprise en 6 Hz et 200 kHz (Figure 77). Son allure générale est dominée par une composante de bruit d'évolution spectrale en $1/f^2$ jusqu'à environ 50 kHz. **Les bruits basse fréquence sont donc prépondérants.** Ces performances en fonctionnement libre ne sont pas compatibles avec les stabilités de fréquence requises pour les bancs optiques des horloges atomiques. Nous allons donc contrôler activement les paramètres du laser pour stabiliser sa fréquence.

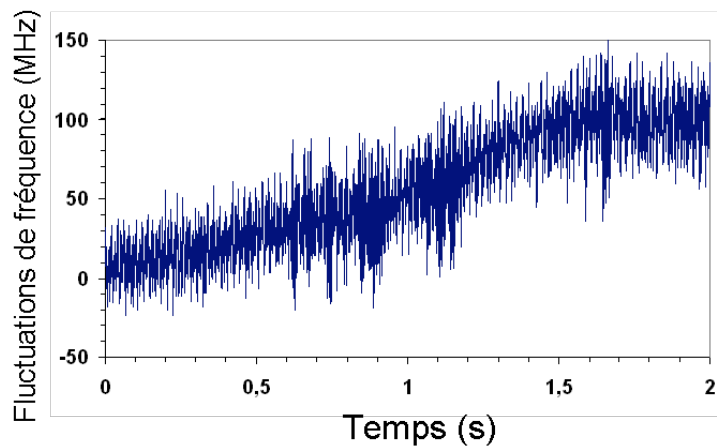


Figure 76 : Évolution temporelle de la fréquence du laser laissé libre à partir du flanc de frange de l'absorption Doppler

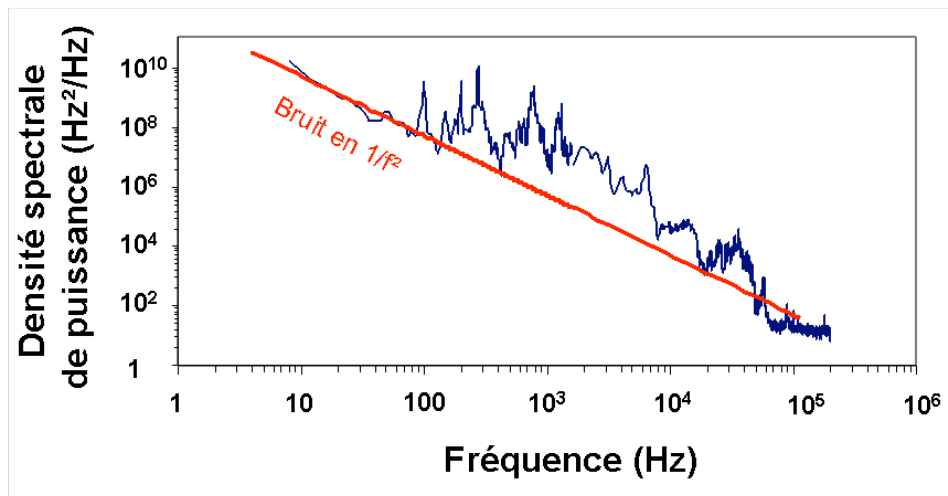


Figure 77 : Densité spectrale de puissance du signal d'erreur du laser en évolution libre sur la bande de fréquence [8 Hz, 200 kHz]

4.4. Stabilisation de la fréquence du laser

La stabilisation de la fréquence du laser est réalisée par le contrôle actif de la longueur de la cavité externe (Figure 78), via la tension appliquée aux bornes de la céramique piézoélectrique. En pratique, cela limite la gamme spectrale des corrections appliquées à quelques kilohertz.

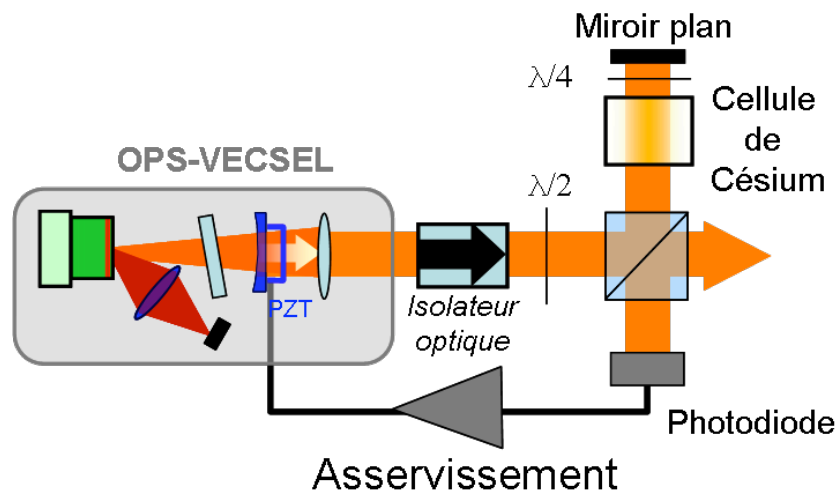


Figure 78 : Montage expérimental pour la stabilisation de la fréquence du laser

L'électronique d'asservissement, réalisée par le laboratoire SYRTE de l'Observatoire de Paris, comporte un étage proportionnel et un double étage intégrateur. Elle est caractérisée par un gain variable entre 1 et 500, optimisé expérimentalement pour réduire l'amplitude RMS des fluctuations de fréquence. On utilise directement le flanc d'un pic d'absorption atomique comme discriminateur de fréquence. Le signal de sortie de l'électronique d'asservissement corrige la tension d'alimentation de la céramique piézoélectrique. La bande passante de l'asservissement réalisé est expérimentalement de 2 kHz. **La fréquence du laser est ainsi stabilisée pendant plusieurs minutes avec des fluctuations résiduelles de fréquence d'amplitude RMS typique 150 kHz** (Figure 79). Cette mesure, réalisée ici par rapport à une référence atomique, conduit à un ordre de grandeur comparable aux mesures décrites dans des publications antérieures sur les OPS-VECSEL, et effectuées à flanc de frange d'un analyseur Fabry-Pérot [Holm, 1999] [Morton, 2007] (cf I 3.2.3). Dans notre cas, la cavité laser étant beaucoup plus courte que dans les travaux cités (environ 2 ordres de grandeur), la limite de Schawlow Townes pour la largeur de raie est plus élevée.

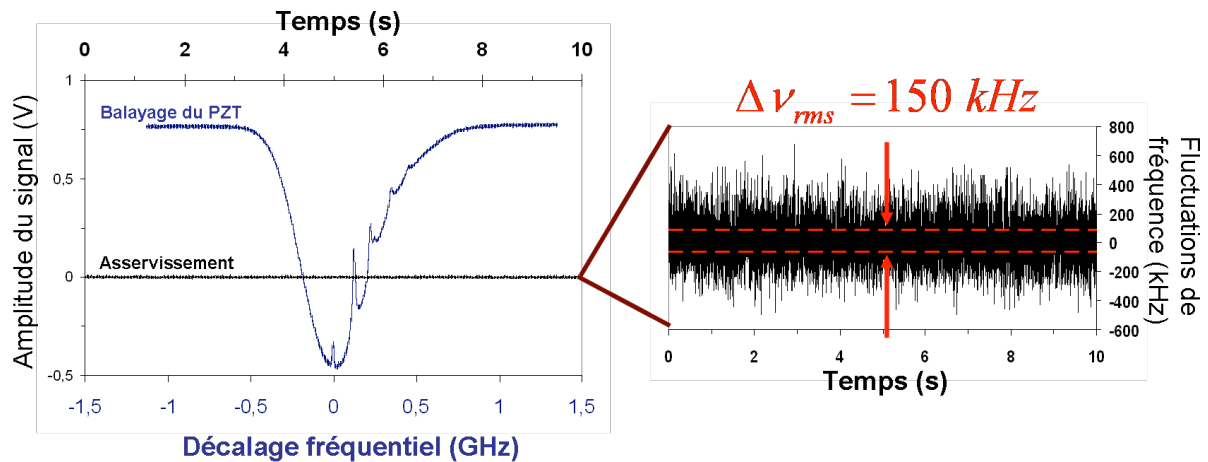


Figure 79 : Asservissement de la fréquence du laser sur la raie hyperfine F=4/F'=4/5 (à gauche) ; Signal d'erreur de la correction de fréquence sur un temps de 10 s : amplitude RMS des fluctuations résiduelles de fréquence estimées à 150 kHz (à droite)

La densité spectrale de puissance de bruit de fréquence du laser asservi est identique à celle du laser libre au-delà de la bande passante de l'asservissement, soit quelques kilohertz (Figure 80). Les signaux mesurés au-delà de 50 kHz sont proches de la limite de mesure de l'analyseur de spectre par transformée de Fourier, estimée à environ 5 Hz²/Hz. La contribution essentielle de l'asservissement se situe aux basses fréquences, et se traduit par **une réduction de la valeur de la densité spectrale de puissance du bruit du laser de six ordres de grandeurs à 10 Hz, ou encore quatre ordres de grandeurs à 100 Hz** (temps caractéristiques de l'application visée²²). On peut noter également que la densité de bruit semble **limitée par un bruit blanc à un niveau S₀ de 13 Hz²/Hz pour des fréquences au-delà de 50 kHz**. Ce niveau correspondrait à une largeur de raie $\Delta\nu_0 = \pi S_0$ égale à 40 Hz [Svelto], **proche de la limite de Schawlow-Townes** (équation (III.4)). Cependant, il conviendrait de réaliser une analyse sur une plus grande plage de fréquence pour confirmer cette supposition. Ce niveau de bruit est toutefois remarquable, et suggère une limite fondamentale de bruit de fréquence extrêmement basse.

²² Pour les expériences de physique atomique, la fréquence du laser doit être stable sur des durées de l'ordre de 10 ms, ce qui représente typiquement la durée de la séquence de détection des atomes.

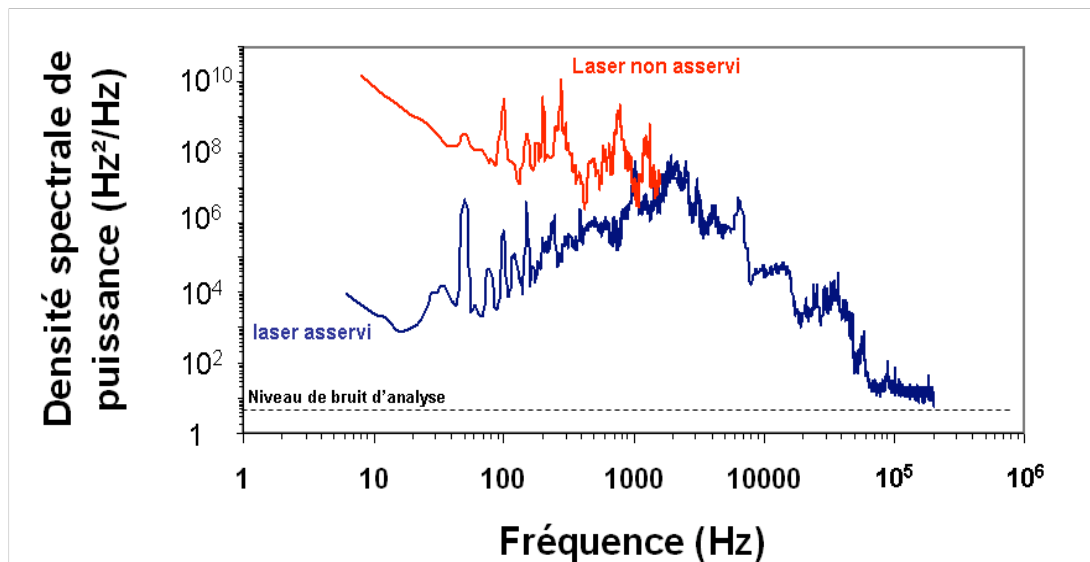


Figure 80 : Densité spectrale de puissance des fluctuations résiduelles de fréquence sur la bande [6 Hz ; 200 kHz], sans asservissement (rouge) et après optimisation du gain de l'asservissement (bleu).

4.5. Mesure de la largeur de raie par battement

Plusieurs techniques de mesure de la largeur de raie du spectre laser sont couramment utilisées dans la littérature [Petermann], en particulier la mesure par auto-hétérodynage. Cette technique, simple dans sa mise en œuvre et présentant l'avantage de n'utiliser que la source à caractériser, a tendance à sous-estimer les contributions du bruit en basse fréquence, qui sont pourtant majoritaires. Nous avons choisi de réaliser une mesure par battement permettant de comparer le spectre de notre laser à celui d'une source connue, dans des conditions proches de l'utilisation finale. Le laser de référence est une diode laser en cavité étendue du SYRTE [Baillard, 2006]; cette configuration est utilisée sur les bancs optiques de l'horloge PHARAO notamment, il est donc intéressant de comparer la technologie OPS-VECSEL à ce type de sources. La largeur de ce laser en cavité étendue a été caractérisée au préalable par battement entre deux lasers identiques : son spectre a une largeur de 130 kHz à mi-hauteur, et présente un profil lorentzien de largeur 55 kHz à grande échelle, loin du pic central ($f > 1$ MHz).

Pour réaliser la mesure de battement, le banc optique d'absorption saturée (Figure 78), comprenant notamment l'OPS-VECSEL, a été monté sur une table optique de dimension 30 cm x 30 cm, et a été transporté depuis le laboratoire (Palaiseau), jusqu'à l'Observatoire de Paris. Toute l'alimentation électronique et le traitement du signal de sortie de la photodiode ont été intégrés dans un module transportable. Le montage a nécessité très peu de réglages suite au déplacement de l'expérience, grâce notamment à la qualité de la mécanique monobloc du laser. Lors de la mesure de battement, les deux lasers sont asservis indépendamment sur la raie d'absorption Doppler et décalés en fréquence d'environ 135 MHz, afin d'éviter le bruit basse fréquence des électroniques de détection du signal de battement. Les faisceaux issus des deux lasers interfèrent sur une photodiode rapide, dont le signal de sortie est amplifié et mesuré par un analyseur de spectre radiofréquence (Figure 81). La durée totale de la mesure est de 10 ms, ce qui coïncide avec la durée typique d'utilisation des lasers dans les expériences d'horloges atomiques²², et le signal est moyenné 10 fois.

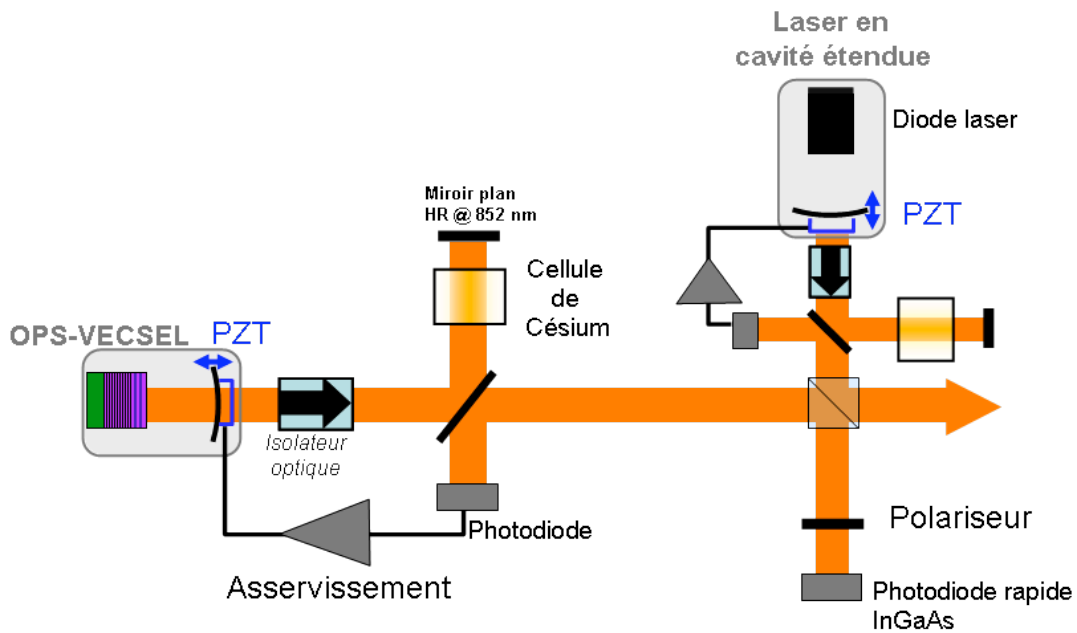


Figure 81 : Montage expérimental de battements entre l'OPS-VECSEL étudié et un laser en cavité étendue du SYRTE

Le spectre du signal de battement (Figure 82) suit un profil de Voigt, qui résulte de la convolution des deux composantes suivantes : la forme du signal de battement est une **lorentzienne de largeur à mi-hauteur 70 kHz** ; et l'allure du spectre de battement autour de la fréquence centrale est une **gaussienne de largeur à mi-hauteur 500 kHz, qui reflète les fluctuations dues aux bruits techniques en basse fréquence**. La largeur du spectre laser de l'OPS-VECSEL est donc évaluée à **480 kHz à mi-hauteur**, sur une durée de 10 ms. Cette première mesure de la largeur de raie d'un laser OPS-VECSEL conduit à une valeur plus élevée que celle qui a pu être estimée dans la littérature à partir des fluctuations de fréquence $\Delta\nu_{\text{RMS}}$, et est supérieure à nos espérances initiales. Elle est cependant tout-à-fait compatible avec les expériences de détection atomique dans les horloges. Pour bénéficier de la faible largeur naturelle théorique de ces sources, il est nécessaire d'améliorer encore la mécanique et la régulation thermique de la cavité laser, pour réduire les composantes de bruit en basse fréquence qui contribuent majoritairement à la largeur de raie obtenue. En particulier, nous n'avons pas été en mesure d'évaluer l'influence de l'étalon, lame de verre très fine, sur le bruit de fréquence du laser. Enfin, il faudrait augmenter la bande passante de l'asservissement, par le choix d'une céramique piézoélectrique convenable.

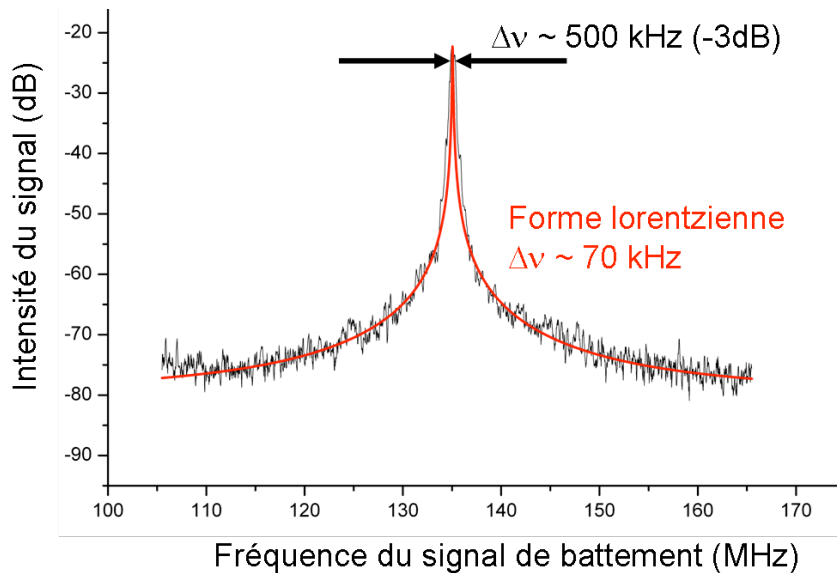


Figure 82: Signal de battement entre un OPS-VECSEL ($\Delta\nu_{1/2} = 480$ kHz) et un LCE ($\Delta\nu_{1/2} = 130$ kHz) obtenue sur une photodiode rapide

Conclusion

Pour réaliser un laser OPS-VECSEL monomode, nous avons choisi une géométrie de cavité laser adaptée : un résonateur plan-concave de faible longueur. Cela permet d'optimiser le recouvrement de la zone de gain avec le mode fondamental laser, et d'assurer un fonctionnement monomode longitudinal sans utilisation d'un étalon ou d'un filtre intracavité. Ces bonnes propriétés sont fortement liées à la conception d'un prototype compact et très stable, réalisé en collaboration avec David Holleville (LNE-SYRTE).

Les caractéristiques optiques de ce laser ont été étudiées avec et sans élément sélectif en longueur d'onde dans la cavité laser. Nous avons quantifié les évolutions de la longueur d'onde du laser avec la puissance de pompe (24 pm/mW), avec la température (0,26 nm/K) et avec l'orientation d'un étalon dans la cavité (sur 9 nm). En choisissant judicieusement ces paramètres, la longueur d'onde du laser est accordée autour de la raie D₂ du Césium et une puissance de 17 mW pour une puissance de pompe incidente de 150 mW est obtenue sans étalon intracavité; la puissance chute à 8 mW avec l'étalon. La fréquence laser varie de manière continue sur plus de 14 GHz (2 GHz sans étalon intracavité). Compte tenu de l'augmentation de la stabilité et de l'accordabilité qui en résultent, les expériences menées dans le reste du chapitre ont été réalisées avec un étalon.

La stabilisation de la fréquence sur la raie D₂ a été obtenue par un asservissement dans un montage d'absorption saturée sur une cellule de Césium. Les fluctuations de fréquence par rapport à la fréquence absolue d'une transition atomique ont été mesurées par l'amplitude RMS du signal d'erreur de l'asservissement (150 kHz sur 10 s). La largeur de raie du laser (480 kHz) a été mesurée par battement avec une diode laser en cavité étendue connue. La largeur spectrale de cette source est donc plus élevée que celle du laser en cavité étendue (130 kHz). L'étude de la densité de bruit de fréquence montre que le bruit du laser est dominé par les bruits basses fréquences [1Hz, 10 kHz], impossibles à supprimer dans des conditions normales d'expérimentation. Une amélioration de la conception mécanique et thermique de ce laser, dont nous donnons quelques éléments pour le prototype de puissance (Chapitre IV), devrait permettre de diminuer ces perturbations. Les performances de ce prototype sont d'ores et déjà compatibles avec les spécifications liées à la détection des atomes pour notre application.

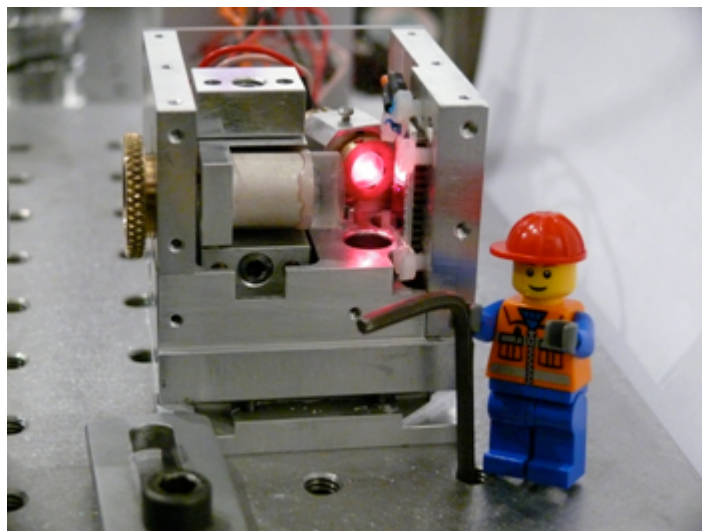


Figure 83: Photo du prototype mis en œuvre et caractérisé dans ce chapitre, de largeur de raie de 480 kHz.

Chapitre IV :

Montée en puissance : Limitations & solutions

Introduction

Dans le chapitre III, nous avons exposé la mise en œuvre et la caractérisation d'une source laser OPS-VECSEL monomode transverse et longitudinale avec une largeur de raie inférieure à 500 kHz, répondant partiellement aux besoins des bancs optiques des horloges atomiques. Dans ce premier montage, la puissance laser émise est limitée par la puissance de pompe disponible. Nous étudions dans ce chapitre la montée en puissance de la source laser, en optimisant les paramètres laser pour atteindre la puissance ultime pouvant être émise par la structure semiconductrice.

Dans un premier temps, nous expliquons l'origine physique des effets thermiques qui apparaissent lors de la montée en puissance de la source laser. Nous mettons en évidence le rôle de la résistance thermique des structures étudiées, qui quantifie l'élévation de température de leur zone active. Nous étudions l'évolution des propriétés optiques du $\frac{1}{2}$ -VCSEL avec l'échauffement en utilisant un modèle simple pour simuler la caractéristique laser en prenant en compte les effets thermiques. Nous soulignons l'importance des paramètres critiques (rendement, puissance au seuil, échauffement maximum de la structure), qui limitent la puissance laser maximum. Les conditions expérimentales nécessaires pour atteindre la puissance maximum disponible avec les structures étudiées sont déduites des simulations présentées.

Nous décrivons ensuite les résultats expérimentaux qui permettent d'optimiser la puissance laser. En particulier, nous exposons différentes solutions pour disposer d'une source de pompe optique brillante dont le spectre d'émission se situe dans la partie rouge du spectre visible. Enfin, nous nous appuyons sur la caractérisation précédente de la puissance laser sous forte puissance de pompe pour concevoir et réaliser un prototype OPS-VECSEL émettant une forte puissance en régime monofréquence. Nous décrivons à la fin de ce chapitre les résultats obtenus avec un laser compact de puissance, dont l'émission monofréquence est ajustée à la longueur d'onde de la raie D_2 du Césium.

1. Simulation de la caractéristique laser

Dans cette partie, nous simulons l'évolution de la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe incidente sur la structure, ou « caractéristique laser ». Une fraction de la puissance de pompe absorbée dans la structure est convertie en lumière, alors que la fraction restante est intégralement transformée en chaleur. L'augmentation de température de la zone active résultante modifie les différents paramètres optiques de la structure intervenant dans la caractéristique laser. Les effets thermiques doivent donc être pris en compte pour une simulation valide. Nous quantifions en premier lieu l'élévation de température sous l'action de la puissance de pompe par l'évaluation de la résistance thermique de la structure semiconductrice. Puis nous simulons une caractéristique laser typique, et mettons en évidence une saturation de la puissance de sortie due aux effets thermiques importants à forte puissance de pompe. Nous optimisons ensuite de manière théorique la puissance laser de sortie. Enfin, nous discutons des solutions envisagées pour améliorer la gestion des effets thermiques, qui limitent les performances laser.

1.1. Évaluation de la résistance thermique

Comme dans tous les composants à base de semiconducteurs, les caractéristiques des structures actives $\frac{1}{2}$ -VCSEL sont très sensibles aux variations de température. Celles-ci se produisent bien sûr lorsque l'on change la température de l'ensemble de la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL, via la température du substrat T_{sub} contrôlée par un élément Peltier, mais aussi sous l'influence de la puissance de pompe incidente, dont une certaine proportion η_{th} est dissipée thermiquement dans la structure. **L'élévation de température de la zone active qui**

en résulte dépend directement de la résistance thermique R_{th} du composant, qui varie selon la nature et les épaisseurs des matériaux de la structure. La température de la zone active, ou plus précisément la température des puits quantiques T_{QW} , suit alors l'équation (IV.1) :

$$T_{QW} = T_{sub} + R_{th}P_{th} = T_{sub} + R_{th}\eta_{th}P_{inc} \quad (IV.1)$$

La résistance thermique R_{th} (K/W) est évaluée en fonction de la puissance thermique P_{th} dissipée dans le composant, ou en fonction de la puissance incidente sur la structure P_{inc} : on note alors $R'_{th} = R_{th}\eta_{th}$. Dans ce chapitre, nous utiliserons toujours la résistance thermique R_{th} .

1.1.1. Calcul de la fraction thermique

On nomme fraction thermique η_{th} le rapport entre la puissance thermique dissipée P_{th} dans la structure et la puissance de pompe incidente sur la structure P_{inc} , qui est la grandeur physique facilement mesurable à laquelle nous nous référons pour établir la caractéristique laser :

$$P_{th} = \eta_{th}P_{inc} \quad (IV.2)$$

Pour connaître la fraction thermique dissipée dans une structure, analysons les voies d'évacuation de l'énergie incidente sur la structure $\frac{1}{2}$ VCSEL (Figure 84) :

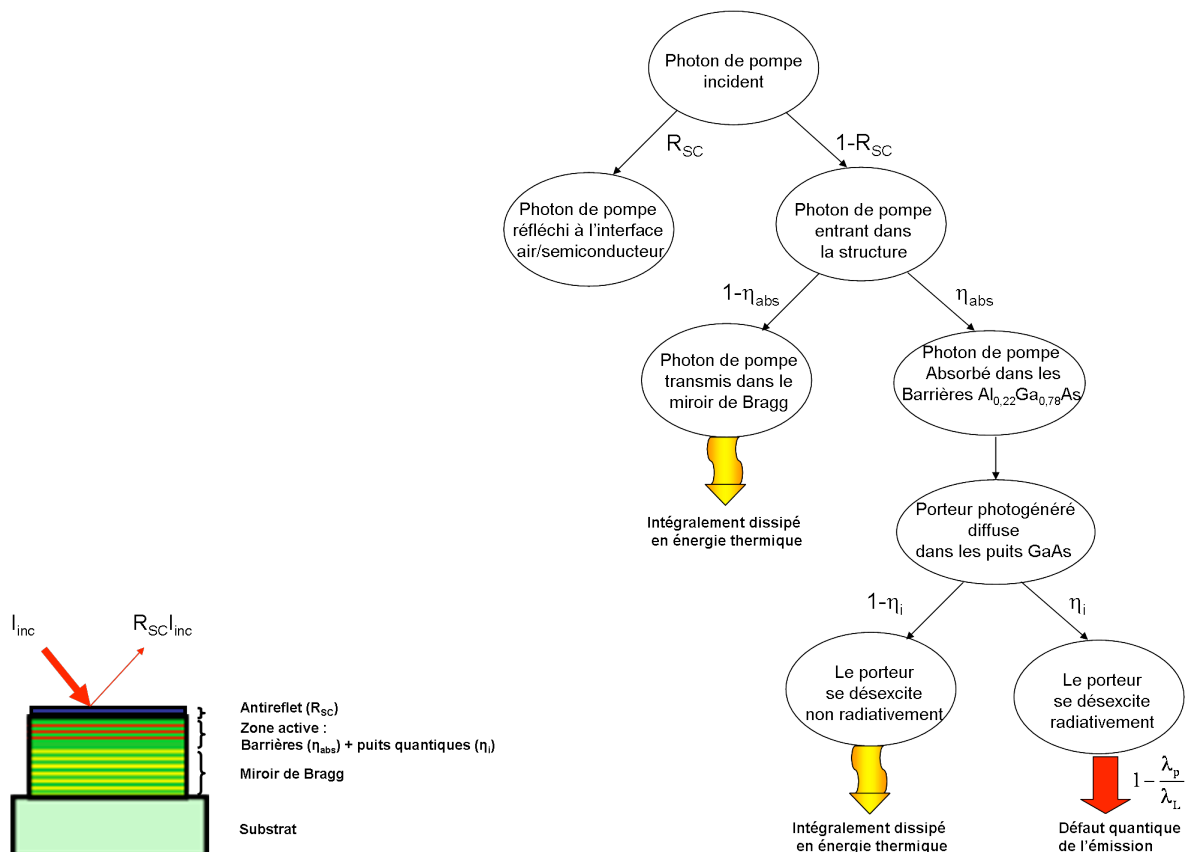


Figure 84: Voies d'évacuation de l'énergie incidente sur la structure semiconductrice.

R_{SC} représente la fraction de la puissance de pompe réfléchi à l'interface air/semiconducteur. Ce coefficient dépend de la présence d'un antireflet à la surface du $\frac{1}{2}$ VCSEL et de sa qualité (cf. II-2.2.2). Dans notre cas, il vaut environ 3% pour un pompage optique à la longueur d'onde de 658 nm effectué à un angle d'incidence de 70° .

η_{abs} représente la fraction de la puissance de pompe absorbée dans les barrières. Puisque la puissance de pompe dans la zone active suit la loi de Beer-Lambert, l'absorption de la pompe dans la zone active vaut : $1 - \exp(-\alpha L_B)$ où α est l'absorption linéique des barrières en $Al_{0,22}Ga_{0,78}As$ et L_B leur longueur, soit environ $\eta_{abs} = 86\%$ dans notre cas.

η_i est le rendement quantique interne des puits²³, c'est-à-dire la fraction de recombinaisons radiatives sous forme d'émission spontanée ou stimulée par rapport à l'ensemble des recombinaisons. Dans notre simulation, nous distinguons deux régimes de fonctionnement :

- Sous le seuil laser, les recombinaisons radiatives représentent environ 70 % des recombinaisons des paires électrons-trous dans les puits quantiques ($\eta_i = 70\%$) pour les densités de porteurs auxquelles nous travaillons.
- Au-delà du seuil laser, l'émission stimulée est le principal facteur de recombinaisons et le rendement quantique interne des puits augmente à $\eta_i = 95\%$.

Les photons absorbés dans la zone active génèrent des paires électrons-trous qui diffusent vers les puits quantiques, où ils se recombinent. S'ils se recombinent de manière radiative, alors la différence entre l'énergie du photon de pompe $E_p = hc/\lambda_p$ et celle du photon réémis²⁴ $E_L = hc/\lambda_L$ est dissipée thermiquement, ce qui correspond à une fraction thermique $(E_p - E_L)/E_p = 1 - \lambda_p/\lambda_L$; s'ils se recombinent de manière non-radiative (via des processus Auger ou des recombinaisons assistées par les défauts de la structure), ils participent alors intégralement à l'augmentation de la température de la structure.

Enfin, compte tenu de l'absorption élevée de l' $Al_{0,22}Ga_{0,78}As$ à la longueur d'onde de pompe, qui constitue une des paires de couches du miroir de Bragg, **on peut considérer que toute la puissance de pompe non absorbée dans la zone active est absorbée dans le miroir de Bragg et y est intégralement convertie en chaleur.**

²³ Un calcul théorique de ce paramètre peut être effectué à partir des durées de vie radiatives et non radiatives des porteurs. Ces durées de vie dépendent de la densité de porteurs dans les puits quantiques, qui varie avec la puissance de pompe incidente, et de paramètres A, B et C qui représentent les contributions respectives des processus de recombinaisons dues aux défauts, à l'émission spontanée et aux processus Auger [Coldren]. Compte tenu de la difficulté à connaître précisément ces paramètres, nous avons préféré donner une estimation des rendements quantiques internes correspondant aux valeurs typiques retenues dans la littérature.

²⁴ Les recombinaisons radiatives sont dues à l'émission spontanée ou à l'émission stimulée. Pour notre estimation des effets thermiques, on assimile la longueur d'onde d'émission moyenne de la fluorescence (émission spontanée) et la longueur d'onde laser λ_L (émission stimulée).

Par cette analyse, nous obtenons une fraction thermique correspondant à la somme de toutes ces contributions :

$$\eta_{th} = (1 - R_{SC}) \cdot \left[\eta_{abs} (1 - \eta_i) + \eta_{abs} \eta_i \left(1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right) + (1 - \eta_{abs}) \right] \quad (IV.3)$$

$$\eta_{th} = (1 - R_{SC}) \cdot \left[1 - \eta_{abs} \eta_i \frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right]$$

Typiquement, la fraction thermique dans notre structure vaut 48 % sous le seuil laser et 30 % au-delà. Une grande partie de la puissance de pompe incidente sur la structure participe donc à son échauffement. Le grand défaut quantique $1 - \lambda_p / \lambda_L = 19 \%$ en est la principale cause. Or cet écart énergétique nous est imposé par la nécessité d'obtenir une absorption efficace dans les barrières pour des longueurs d'onde suffisamment éloignées de l'énergie de gap de celles-ci (cf. II 1.3.1), ainsi qu'un écart minimum entre les énergies de gap des barrières et des puits quantiques pour un confinement suffisant.

1.1.2. Résistance thermique R_{th} de la structure

La résistance thermique du composant est un paramètre essentiel qui détermine l'élévation de température de la couche active avec la puissance de pompe $R_{th} = \Delta T_{QW} / \Delta P_{th}$. Pour évaluer la distribution de température dans la structure semiconductrice, il est possible de simuler leur comportement thermique en utilisant un modèle analytique utilisant l'équation de la chaleur [Menesguen, 2005], ou d'utiliser un modèle numérique par éléments finis, tel que le logiciel FEMLAB [Kemp, 2005]. Nous avons préféré utiliser un modèle simple pour rendre compte des tendances générales observées [Jacquemet].

a) Expression analytique

Pour notre étude, **nous avons pris le parti d'utiliser une modélisation analytique simple qui permet de décrire une structure par un empilement de monocouches en série, dont la validité et la précision sont largement suffisantes pour les besoins relatifs aux simulations ci-dessous.** Nous supposons que le flux de chaleur est isotrope. Nous distinguons deux cas pour modéliser la diffusion de la chaleur dans une couche d'un matériau de conductivité thermique κ , suivant l'épaisseur e de la couche considérée:

- Si e est inférieure au rayon de la zone de pompe w_p , le flux de chaleur est principalement unidirectionnel (dans notre cas vers le substrat). La résistance thermique de chaque couche d'épaisseur e et de conductivité thermique κ de l'empilement du $\frac{1}{2}$ VCSEL vaut alors : $R_{th} = e / \kappa \pi w_p^2$. Dans les structures étudiées, ce sera le cas de la zone active et du miroir de Bragg (d'épaisseurs respectives 1,7 μm et 4,3 μm).
- Si e est supérieure au rayon de la zone de pompe w_p , la chaleur se dissipe dans les trois directions de l'espace. La résistance thermique est alors indépendante de son épaisseur (dans la limite de l'approximation $e > w_p$) et vaut : $R_{th} = 1 / \kappa \pi w_p$. C'est le cas du substrat en GaAs ($e \sim 350 \mu\text{m}$), sur lequel la croissance de toutes les structures a été réalisée.

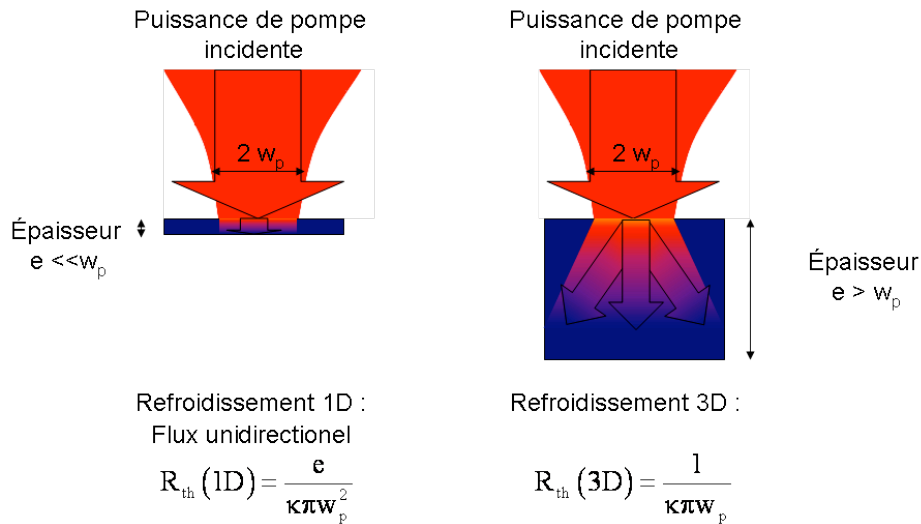


Figure 85 : Deux régimes de modélisation simple de la résistance thermique d'une couche d'un matériau de conductivité thermique κ

Nos structures sont constituées d'un empilement de matériaux d'épaisseurs et de conductivités thermiques différentes. La résistance thermique globale de la structure correspond à la somme des résistances de chaque monocouche (mise en série des résistances) :

$$R_{th} = \sum_{i \text{ tel que } e_i < w_p} \frac{e_i}{\kappa_i \pi w_p^2} + \frac{1}{\kappa_S \pi w_p} \quad (IV.4)$$

b) Évaluation de la résistance thermique des structures

On modélise ainsi la résistance thermique de la structure 2 (dont nous détaillons les caractéristiques dans l'annexe 2) pour différentes tailles de zone de pompe (Figure 86). Elle est décroissante avec le rayon de la zone de pompe. Elle vaut environ 530 K/W dans les conditions d'expérience du prototype de faible puissance ($w_p = 18 \mu\text{m}$), mis en œuvre et décrit au chapitre III. Dans ce cas, le substrat contribue à hauteur de 60 % à la résistance thermique totale, c'est-à-dire qu'il est responsable de plus de la moitié de l'échauffement au niveau des puits quantiques. Pour une puissance incidente de 150 mW, typique de ce prototype, l'élévation de température vaut donc environ 30 K, ce qui reste faible. Cela explique que seule la puissance de pompe limite notre expérience dans ce cas, et non les effets thermiques.

Dans les conditions expérimentales définies pour les expériences de puissances ($w_p = 40 \mu\text{m}$), tandis que la résistance thermique diminue à environ 190 K/W, la contribution du substrat à la résistance thermique totale augmente à plus de 75%. A forte puissance de pompe, l'échauffement, principalement causé par le substrat, est typiquement de 60 K pour une puissance de pompe incidente proche de 1 W. Nous observerons alors la conséquence de cette augmentation de température sur les paramètres et la caractéristique laser.

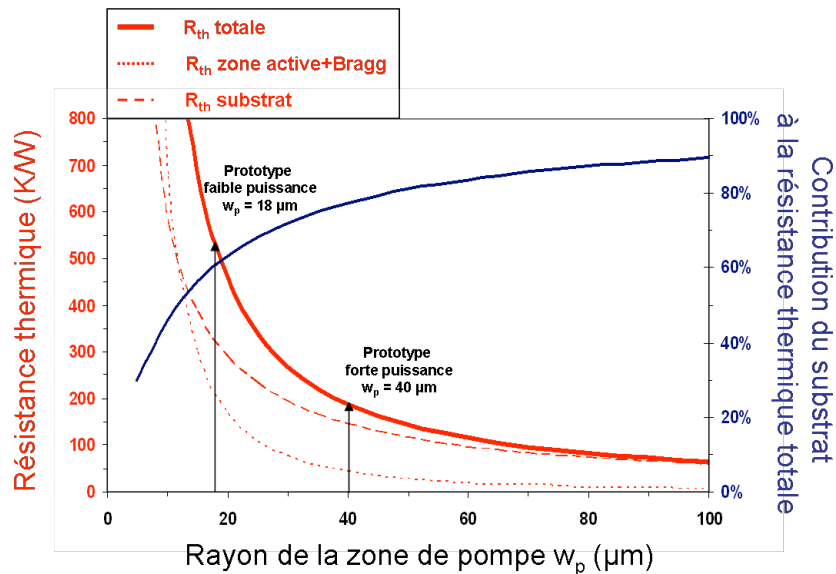


Figure 86 : Évolution de la résistance thermique de la structure étudiée (en rouge, à gauche) et de la contribution du substrat (en bleu, à droite) à la résistance thermique totale en fonction du rayon de la zone de pompe w_p .

La résistance thermique de nos structures est accessible expérimentalement par la mesure de la variation de la longueur d'onde émise avec la température et la puissance de pompe, à respectivement puissance de pompe et température constante :

$$R_{th} = \frac{1}{\eta_{th}} \cdot \frac{\left(\frac{\partial \lambda_L}{\partial P} \right)_{T_{sub}}}{\left(\frac{\partial \lambda_L}{\partial T_{sub}} \right)_P} \quad (\text{IV.5})$$

Les mesures effectuées montrent un bon accord avec les prévisions théoriques à $\pm 10\%$ près.

1.2. Caractéristique laser en présence d'effets thermiques

Avant d'expliciter l'expression de la caractéristique laser, rappelons que la structure semiconductrice n'amplifie la lumière que lorsque la puissance de pompe absorbée est supérieure à la valeur à partir de laquelle tous les puits quantiques de la zone active sont transparents, correspondant à un gain optique nul (cf. II 1.3.2). Le seuil de l'effet laser n'est atteint, quant à lui, que pour une puissance de pompe telle que le gain optique compense les pertes de la cavité. **Sous le seuil laser, la puissance laser P_L est nulle ; au-delà, elle est proportionnelle à la puissance de pompe incidente P_{inc} suivant l'équation suivante :**

$$P_L = \eta_L (P_{inc} - P_{seuil}) \quad (\text{IV.6})$$

Dans ce paragraphe, nous définissons l'efficacité laser et le seuil ainsi que leur évolution avec la température pour simuler la caractéristique laser et optimiser la puissance de sortie laser.

1.2.1. Évolution des paramètres laser avec la température

a) Évolution de l'efficacité laser

η_L caractérise l'efficacité laser, c'est-à-dire le rendement optique/optique entre la puissance laser et la puissance de pompe incidente au-delà du seuil laser. Elle vaut typiquement

quelques dizaines de pourcents. D'après la Figure 84, on retrouve intuitivement les différentes contributions à l'efficacité laser, rappelées dans le Tableau 8.

$$\eta_L = \eta_{abs} \eta_i \eta_q \eta_s = \left[(1 - R_{sc}) (1 - \exp(-\alpha \cdot L_B)) \right] \cdot \eta_i \cdot \left[\frac{\lambda_p}{\lambda_L} \right] \cdot \left[\frac{T_{OC}}{T_{OC} + T_{cav}} \right] \quad (IV.7)$$

Tableau 8 : Paramètres influant sur l'efficacité laser

Paramètre	Signification physique	Valeur typique	Référence
R_{sc}	Coefficient de réflexion à l'interface air-semiconducteur	3 %	II-2.2.2
α	Absorption dans les barrières $Al_{0,22}Ga_{0,78}As$	13000 cm^{-1}	II 1.3.2
$L_{barrières}$	Épaisseur des barrières	$\sim 29\lambda_0/4n = 1,8 \text{ }\mu\text{m}$	II 1.3.3
η_{abs}	Fraction de la puissance de pompe absorbée	86 %	
λ_p	Longueur d'onde de pompe	690 nm	IV-2
λ_L	Longueur d'onde laser	850 nm	
η_q	Rendement quantique	81%	
T_{OC}	Transmission du coupleur de sortie	1 %	II-1.3.4
T_{cav}	Autres pertes de la cavité (transmission du miroir de Bragg, pertes internes)	0,5 %	II-1.3.4
η_s	Rendement de sortie de la cavité	67%	
$\eta_{L, max}$	efficacité laser différentielle	46%	

Dans notre modélisation des effets thermiques, l'évolution du rendement d'extraction avec la température a été négligée. Cependant, nous avons constaté expérimentalement, par l'étude de la photoluminescence des échantillons avec la température, que le rendement radiatif diminue drastiquement pour des températures de la zone active supérieures à 340 K. Cet effet peut être imputé à l'augmentation des recombinaisons de type Auger, qui induit une diminution des recombinaisons radiatives des paires électron-trou. **Il sera pris en compte dans notre modélisation par une température de coupure $T_c = 340 \text{ K}$ au-delà de laquelle le rendement radiatif est nul, et donc la puissance laser chute à zéro.**

b) *Évolution du seuil laser*

L'élévation de température des puits quantiques a pour conséquence principale une diminution du gain des puits quantiques, qui se traduit par **une augmentation de la puissance de pompe au seuil laser**. Cette évolution est décrite empiriquement via une température caractéristique T_0 de la structure associée à la variation exponentielle du seuil laser avec la température de la zone active (cf. Équation II.24):

$$P_{inc}^{seuil}(T_2) = P_{inc}^{seuil}(T_1) \cdot \exp\left(\frac{T_2 - T_1}{T_0}\right) \quad (IV.8)$$

Typiquement, l'intensité au seuil laser est de l'ordre de quelques kW/cm^2 (cf. II-3) et le rayon de la surface de pompe est de quelques dizaines de microns. Les puissances incidentes au seuil typiques sont donc de l'ordre de quelques dizaines à centaines de milliwatts.

Nous mesurons expérimentalement **une température caractéristique T_0 d'environ 55 K pour nos structures**, sur la gamme de température [10°C ; 50°C] et de pertes de quelques pourcents (Figure 87). La valeur de T_0 obtenue est relativement faible, ce qui indique une sensibilité importante du gain des structures étudiées avec la température.

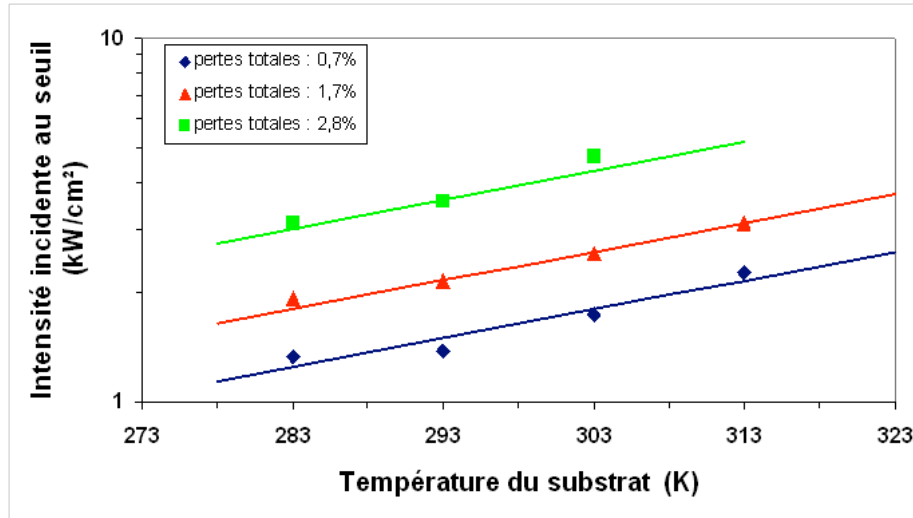


Figure 87 : Évolution expérimentale de la puissance laser au seuil avec la température pour différentes pertes optiques totales dans la cavité laser

1.2.2. Saturation thermique de la caractéristique laser

Tenant compte des dépendances thermiques des paramètres, nous pouvons donc écrire que la puissance laser P_L en sortie de l'OPS-VECSEL évolue avec la puissance de pompe incidente P_{inc} suivant la relation:

$$P_L = \eta_L (T_{QW}) \cdot (P_{inc} - P_{seuil}(T_{QW})) \quad (IV.9)$$

Nous avons représenté sur la Figure 88 un réseau de ces caractéristiques pour différentes température T_{QW} des puits quantiques, à partir duquel nous pouvons prévoir la caractéristique laser réelle, lorsque la température des puits elle-même est une fonction de la puissance incidente, suivant Equation (IV.1). Plus précisément, sous l'action de la puissance de pompe, la structure s'échauffe ce qui a deux conséquences sur l'allure de la caractéristique laser :

$$P_L = \eta_L \cdot \left(P_{inc} - P_{seuil}(T_{seuil}) \cdot \exp \left[\frac{(T_{sub} + R_{th} \eta_{th} P_{inc}) - T_{seuil}}{T_0} \right] \right) \quad (IV.10)$$

- A faible puissance de pompe, l'échauffement est peu important $(T - T_{seuil}) \ll T_0$ (T_{seuil} est la température de l'échantillon au seuil laser). Au premier ordre, la puissance laser varie linéairement avec la puissance de pompe:

$$P_L \approx \eta_L \cdot \left[P_{inc} - P_{seuil}(T_{seuil}) \times \left(1 + \frac{T_{sub} - T_{seuil}}{T_0} + \frac{R_{th} \eta_{th} P_{inc}}{T_0} \right) \right] \quad (IV.11)$$

$$\text{Soit:} \quad P_L = \eta_L \cdot \left(1 - \frac{R_{th} \eta_{th} P_{seuil}(T_{seuil})}{T_0} \right) [P_{inc} - P_{seuil}(T_{seuil})] \quad (IV.12)$$

Sachant que l'élévation de température au seuil est $T_{seuil} - T_{sub} = R_{th} \eta_{th} P_{seuil}(T_{seuil}) > 0$.

L'efficacité optique du laser vaut alors $\eta_L (1 - R_{th} \eta_{th} P_{seuil} / T_0)$, ce qui est toujours inférieur à sa valeur sans prise en compte des effets thermiques $\eta_L = 46 \%$

(cf. 1.2.1 a)). De plus, plus le seuil laser est sensible aux effets thermiques (T_0 faible), plus l'efficacité optique est réduite.

- **A forte puissance de pompe, le seuil laser augmente plus rapidement que la puissance de pompe utile à l'émission laser;** sous l'action de la puissance de pompe dissipée thermiquement, la température des puits quantiques devient trop élevée et le gain chute. **On observe alors une saturation de la puissance laser émise, ou « roll-over ».**

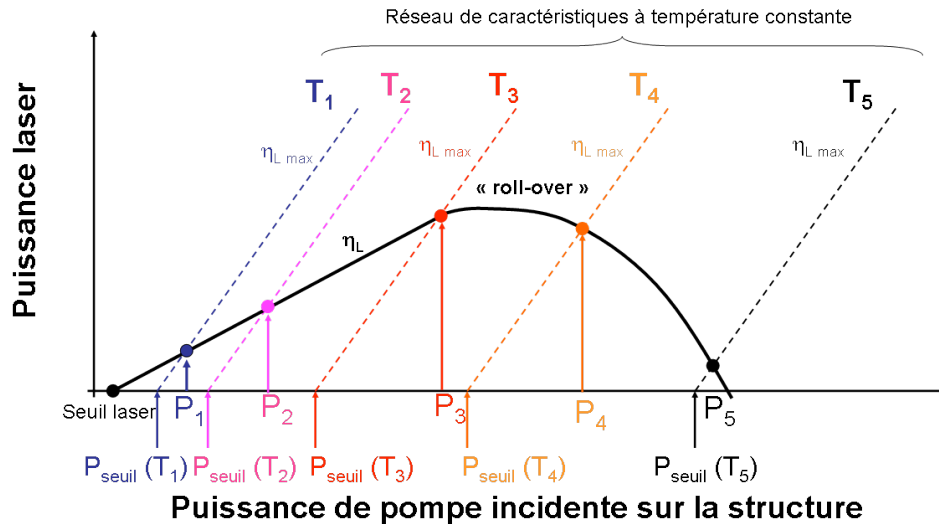


Figure 88 : Mise en évidence schématique de la saturation thermique de la caractéristique laser

Nous validons ici cette modélisation sur une caractéristique obtenue expérimentalement, dont les conditions de mesures sont détaillées au paragraphe 2.2.3. Sur la Figure 89, nous avons représenté la caractéristique laser expérimentale et les caractéristiques à température constante pour plusieurs des points mesurés. On a reporté sur le même graphique la caractéristique laser simulée à l'aide de la modélisation précédente, dont les paramètres sont rappelés dans le Tableau 9. Elle montre un bon accord avec l'expérience. L'évaluation de la résistance thermique ($R_{th} = 190 \text{ K/W}$) nous permet de remonter à la gamme de températures couverte entre le seuil laser ($T_{QW} = 285 \text{ K}$) et le maximum de puissance ($T_{QW} = 338 \text{ K}$). L'efficacité laser effective est de 35%, ce qui correspond bien à l'évaluation à faible puissance que nous pouvons en faire : $\eta_L (1 - R_{th} \eta_{th} P_{seuil} / T_0) = 36 \%$. La saturation de la puissance laser est obtenue pour une puissance de pompe de 1,1 W, pour laquelle la température des puits est égale à la température de coupure $T_c = 340 \text{ K}$, ce qui fait chuter brutalement la puissance du laser.

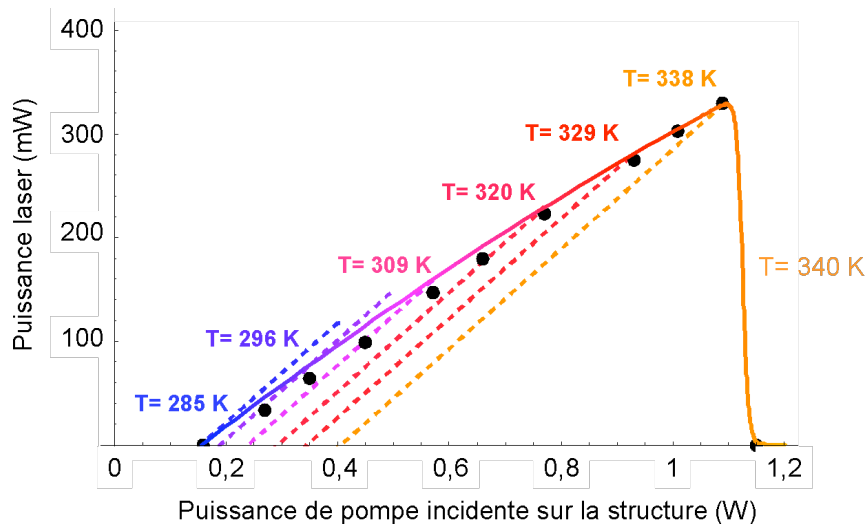


Figure 89 : Evolution de la caractéristique avec la température de la zone active ($T_{\text{sub}} = 273 \text{ K}$, $w_p = 40 \mu\text{m}$); Points noirs : points expérimentaux; Courbe « arc en ciel »: simulation de la caractéristique; droites de couleur en pointillés : caractéristiques laser à température constante.

Tableau 9: Paramètres de simulation de la caractéristique laser en Figure 89

Paramètres	Valeur
Température du substrat T_{sub}	273 K
Rayon de la zone de pompage optique w_p	40 μm
Température caractéristique d'évolution du seuil laser avec la température des puits quantiques T_0	55 K
Densité optique de pompage au seuil $I_{\text{inc}}^{\text{seuil}}$ à $T = 285 \text{ K}$	3,1 kW/cm^2
Température au seuil laser T_{seuil}	285 K
Température de chute du rendement radiatif T_C	340 K
Pertes du coupleur de sortie	1%
Autres pertes (pertes internes, miroir de Bragg, autres miroirs de la cavité laser)	0,5%

1.2.3. Optimisation de la puissance de sortie

Grâce au modèle décrit précédemment, nous sommes en mesure de simuler la caractéristique laser en fonction de la puissance de pompe incidente, des pertes dans la cavité (dus au coupleur de sortie et aux pertes internes de la structure), de la température du substrat et de la taille de la zone de pompe. Parmi tous ces paramètres, le plus critique pour l'optimisation de la puissance de sortie est la taille de la zone de pompe. En effet, la résistance thermique de la structure est fortement liée à la taille de la zone où l'échauffement se produit, et c'est elle qui dicte l'évolution de la température des puits quantiques :

- Pour des rayons de pompe petits, la résistance thermique est élevée (Figure 86), si bien que la température de la zone active augmente rapidement, et la saturation de la puissance laser est atteinte pour des puissances de pompe faibles, ce qui limite la puissance laser émise.
- A l'opposé, aux grands rayons de pompe, le seuil laser est atteint pour des puissances de pompe élevées. En effet, la puissance de pompe au seuil est $P_{\text{seuil}} = I_{\text{seuil}}(T_{\text{seuil}}) \times \pi w_p^2$. Sans effet de température la puissance au seuil laser devrait

donc augmenter quadratiquement avec le rayon de pompe. Or, du fait de la contribution majoritaire du substrat épais à la résistance thermique de la structure active, la température des puits au seuil T_{seuil} augmente avec le rayon de pompe w_p selon la relation :

$$T_{\text{seuil}} = T_{\text{sub}} + \eta_{\text{th}} \left(\sum_i \frac{e_i}{\kappa_i \pi w_p^2} + \frac{1}{\kappa_s \pi w_p} \right) \times I_{\text{seuil}}(T_{\text{seuil}}) \pi w_p^2 \quad (\text{IV.13})$$

$$\cong T_{\text{sub}} + \eta_{\text{th}} \frac{w_p}{\kappa_s} I_{\text{seuil}}(T_{\text{seuil}})$$

dans laquelle $I_{\text{seuil}}(T_{\text{seuil}})$ est l'intensité de pompe au seuil de l'émission laser. L'augmentation du seuil laser avec w_p n'est donc pas simplement quadratique - ce qui serait le cas pour une structure mince²⁵ ou sur substrat de très bonne conductivité (type SiC). En l'occurrence, l'augmentation de la puissance incidente au seuil est plus rapide que w_p^2 , ce que l'on met en évidence sur la courbe théorique de la Figure 90, et est la signature de l'échauffement des puits au seuil. Par conséquent, aux grandes valeurs de w_p , la saturation thermique de la puissance laser est atteinte rapidement au-delà du seuil laser, ce qui limite également la puissance de sortie.

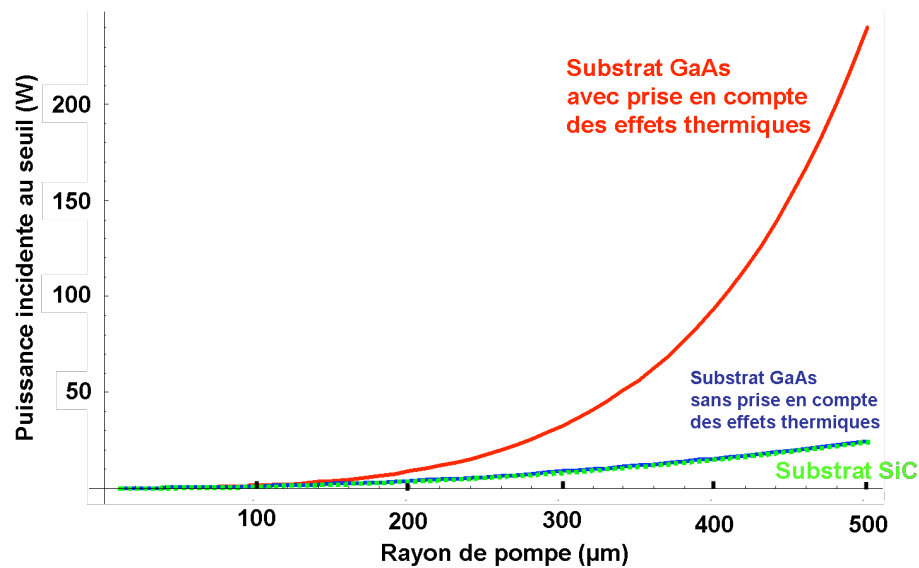


Figure 90 : Evolution théorique de la puissance au seuil laser pour une structure sur substrat GaAs avec (rouge) ou sans (bleu) prise en compte des effets thermiques, et pour une structure sur substrat SiC.

Pour illustrer ces tendances, nous avons donc simulé la puissance maximum de sortie pour une structure à sept puits quantiques avec un anti reflet (structure 2), pour des rayons de pompe variant de 15 μm à plusieurs centaines de microns (Figure 91), en cherchant en chaque point à optimiser la puissance de pompe incidente. Pour une structure avec un substrat en GaAs, la structure émet une puissance laser supérieure à 10 mW sur une plage comprise entre 10 μm et 100 μm , **l'optimum étant atteint pour un rayon de pompe de 63 μm avec une puissance émise de près de 400 mW pour 1,85 W de pompe incidente sur la structure.** Nous verrons par la suite (cf. IV 2.2.3) que l'expérience conduit à une puissance maximale comparable.

²⁵ C'est le principe des lasers à disque mince, qui conduisent à des émissions de très forte puissance par la minimisation de l'échauffement du cristal laser [Giesen, 1994].

Les structures avec lesquelles nous avons travaillé possèdent un substrat en GaAs, de conductivité thermique médiocre ($\kappa_{\text{GaAs}} = 0,55 \text{ W/cm/K}$). Pour mettre en évidence la limitation des performances induite par celui-ci, nous avons évalué théoriquement les performances ultimes d'une structure active identique sur un substrat en carbure de silicium (SiC), de conductivité thermique $\kappa_{\text{SiC}} = 4,9 \text{ W/cm/K}$. **L'optimum de puissance émise pour une structure reportée sur SiC se situerait autour d'un rayon de pompe de 640 μm , la puissance de sortie s'élèverait alors à plus de 35 W pour une puissance de pompe de 183 W incidente sur la structure**²⁶. Il convient de considérer ces chiffres avec prudence. Toutefois, ils sont cohérents avec les résultats de très fortes puissances obtenus à d'autres longueurs d'onde, notamment autour de 980 nm, avec une puissance laser de 30 W pour une puissance de pompe incidente de 80 W [Chilla, 2004].

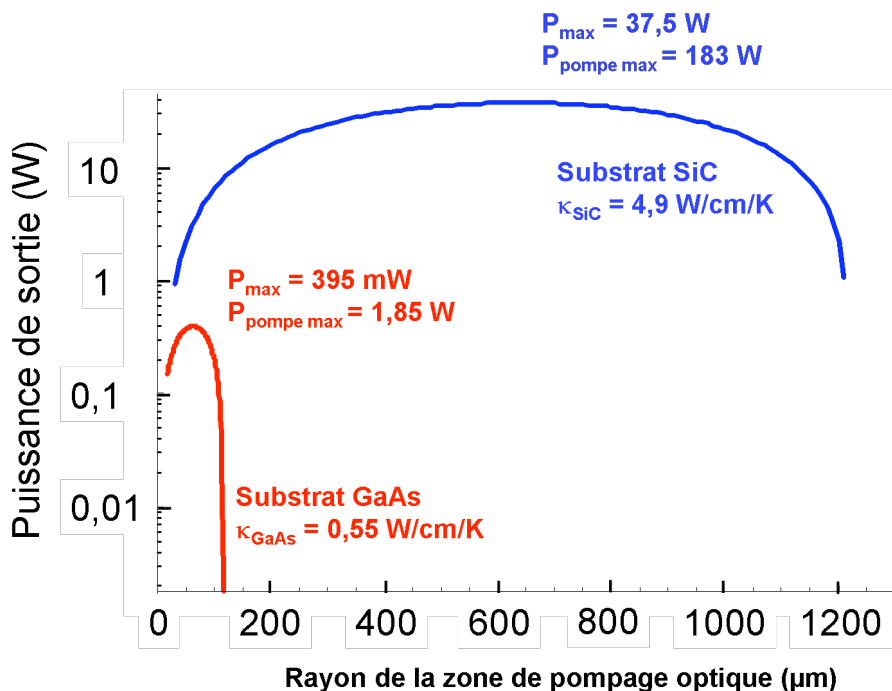


Figure 91 : Simulation de la puissance maximum extraite d'une structure avec un substrat en GaAs ou d'un substrat en SiC en fonction du rayon de la zone de pompage optique (coupleur de sortie 1%, température du substrat 273 K, paramètres laser du Tableau 2).

1.3. Quelles voies pour réduire l'échauffement des structures ?

Les simulations précédentes nous permettent d'affirmer que les structures qui ont été réalisées, sur substrat GaAs, permettent d'obtenir une puissance de sortie de plusieurs centaines de milliwatts, limitée **par l'échauffement de la zone active**. De plus, nous sommes en mesure **d'optimiser les paramètres du laser** (coupleur de sortie, puissance de pompe, température) **pour extraire une puissance de sortie élevée**, ce que nous ferons expérimentalement en fonctionnement libre (§ 3 de ce chapitre) ou en régime monofréquence (§ 4 de ce chapitre). **Les facteurs limitant les performances sont la fraction thermique et la résistance thermique élevées de notre structure**. Pour y remédier, nous pouvons envisager une voie d'amélioration de chacun de ces points, en nous appuyant sur les solutions proposées dans la littérature et décrites au chapitre I de ce manuscrit (I 3.2.2) :

²⁶ Cette valeur correspond à une intensité de 16 kW/cm² qui reste inférieure au seuil de dommage observé expérimentalement de 30 kW/cm² (§ 2.2.3).

- Pour réduire la fraction thermique $\eta_{th} = (1 - R_{SC}) \cdot [1 - \eta_{abs} \eta_i \lambda_p / \lambda_L]$, il est intéressant **d'améliorer l'absorption globale de la structure η_{abs}** . Pour cela on pourrait augmenter l'épaisseur des barrières, au détriment de l'augmentation de la résistance thermique de la structure. On peut également envisager de concevoir un miroir de Bragg réfléchissant à la longueur d'onde laser et à la longueur d'onde de pompe [Calvez, 2002] pour réaliser un double passage de la pompe dans la zone active, et ainsi éviter que la puissance de pompe soit en partie dissipée thermiquement dans le miroir de Bragg ou le substrat. **La fraction thermique est également réduite si le défaut quantique est minimisé. Pour cela, le pompage optique dans les puits quantiques est la seule solution [Schmid, 2004]**, étant donné que nous avons limité autant que possible cette contribution lors de la conception de la structure (cf. II 1.3.1) et du choix de la longueur d'onde de pompe. Il faut prêter attention, dans cette solution, à l'absorption du faisceau de pompe, qui se produit uniquement dans les puits quantiques, d'épaisseur totale bien plus faible que celles des barrières. L'optimisation de l'absorption de la pompe, souvent réalisée par le recyclage du pompage optique, se fait au détriment de la simplicité de croissance de la structure [Beyertt, 2007].
- Pour réduire la résistance thermique intrinsèque de la structure, et ainsi réduire l'influence de la puissance de pompe sur l'échauffement de la structure, il faut agir en priorité sur le substrat. La simulation effectuée en Figure 91 montre ainsi que l'utilisation d'un substrat SiC, plutôt que GaAs dans notre cas, réduit notablement la résistance thermique totale de la structure, et conduit à une puissance maximale de l'ordre de 30 W. L'autre solution, aux performances attendues similaires, serait d'enlever quasiment totalement le substrat et souder la structure sur un radiateur. C'est la voie la plus communément utilisée aujourd'hui industriellement pour obtenir de très fortes puissances en continu [Chilla, 2004]. Cependant, ces deux solutions nécessitent une croissance inversée de la structure (couche active puis miroir de Bragg), puisque il n'est pas possible de faire croître les couches directement sur un substrat autre que GaAs. Nous n'avons jamais réussi à obtenir cette croissance inversée pour les structures à 852 nm; nous avons imputé cet échec à la rugosité résiduelle importante de la couche de protection en InGaP (cf II 2.2.1), qui constitue alors la première couche de croissance, et qui dégrade la croissance de la structure.

Sans diminuer la fraction thermique ou la résistance thermique de la structure, on peut coller un radiateur en surface (diamant) qui va extraire la chaleur au plus près de la zone active, comme démontré par de nombreux travaux issus de l'université de StrathClyde [Hastie, 2003] (cf. I 3.2.2). Nous n'avons pas envisagé cette solution pour ne pas introduire d'étalon parasite dans la cavité.

Toutes ces techniques, simples dans leur principe, requièrent une maîtrise technologique importante sur laquelle nous n'avons pas travaillé, afin de nous concentrer sur l'optimisation d'une structure simple qui satisferait à nos besoins en puissance de l'ordre de quelques centaines de milliwatts.

2. Mise en œuvre expérimentale d'une source monomode de puissance

2.1. Sources de pompe de puissance émettant autour de 670 nm

D'après les simulations que nous venons de mener, nous recherchons une source laser qui délivre une puissance de l'ordre du watt; le faisceau doit être focalisé sur un diamètre proche de 80 μm , avec un système optique peu encombrant dans la perspective de concevoir un prototype de puissance compact. Enfin, rappelons que du fait de l'épaisseur réduite de la couche active, nous n'avons pas besoin d'une source de forte luminance. Nous avons étudié deux voies de réalisation d'une telle source, par pompage direct par diode ou par l'utilisation de lasers solides pompés par diode.

2.1.1. Lasers à solides pompés par diode

Le cristal de saphir dopé au titane

Au chapitre I de ce manuscrit (cf. I 2.1), nous avons décrit les propriétés d'émission du cristal de saphir dopé au titane. Sur la gamme 700 nm – 1000 nm, il permet d'émettre une puissance de plusieurs watts dans un faisceau limité par diffraction. Pour accorder la longueur d'onde de ce laser, nous agissons sur l'orientation d'un filtre de Lyot dans la cavité. Nous disposons au laboratoire d'une telle source, qui permet d'accéder à des diamètres de faisceaux $2w_p$ compris entre 20 μm et plusieurs centaines de microns. **Une puissance de 3,5 W à la longueur d'onde de 698 nm est disponible sur l'échantillon à caractériser.** Il s'agit d'une source de caractérisation qui nous permet de réaliser des expériences à forte puissance sur une large gamme de tailles de pompe. Nous sommes ainsi en mesure d'optimiser les paramètres de la source de pompe de manière expérimentale et de corroborer les simulations décrites précédemment. Cependant, pour la conception d'un prototype compact nous nous sommes penchés sur d'autres solutions plus efficaces et aux dimensions plus réduites.

Le cristal de Nd :YVO₄

Les cristaux de vanadate dopés aux ions Néodyme Nd³⁺ présentent une transition à 1342 nm, qui, par doublement de fréquence dans un cristal non-linéaire, permet d'atteindre la partie rouge du spectre visible. Une puissance de 2,23 W à 671 nm a été obtenue pour une puissance de pompe de 10,6 W dans une architecture similaire à celle décrite en Figure 92 [Zheng, 2003].

Le montage expérimental est décrit en Figure 92 ; le banc de pompe est composé d'une diode laser fibrée émettant à 808 nm une puissance maximum de 15 W focalisée sur un diamètre de 200 μm dans le cristal laser. Le cristal de Nd:YVO₄, dopé à 0,3 % et de 10 mm de long, est inséré dans une cavité en V constituée d'un miroir plan et de deux miroirs concaves ($R = 150$ mm et $R = 50$ mm). Afin d'empêcher l'émission laser à 1064 nm, plus efficace *a priori* dans ce cristal, et favoriser une émission sur la raie à 1342 nm, les miroirs sont traités haute transmission à 1064 nm et haute réflexion à 1340 nm. Le miroir de repli est transparent à 671 nm afin d'extraire le maximum de puissance dans le rouge. Le doublement en fréquence est réalisé grâce à un cristal de LiB₃O₅ (LBO) en accord de phase de type I non-critique à température ambiante. Le doublement intracavité permet d'augmenter le rendement de conversion global. **Nous obtenons ainsi une puissance laser d'environ 600 mW à la longueur d'onde de 671 nm pour une puissance de pompe de 14 W incidente sur le cristal de Nd :YVO₄,** comme l'indique la caractéristique de la Figure 92.

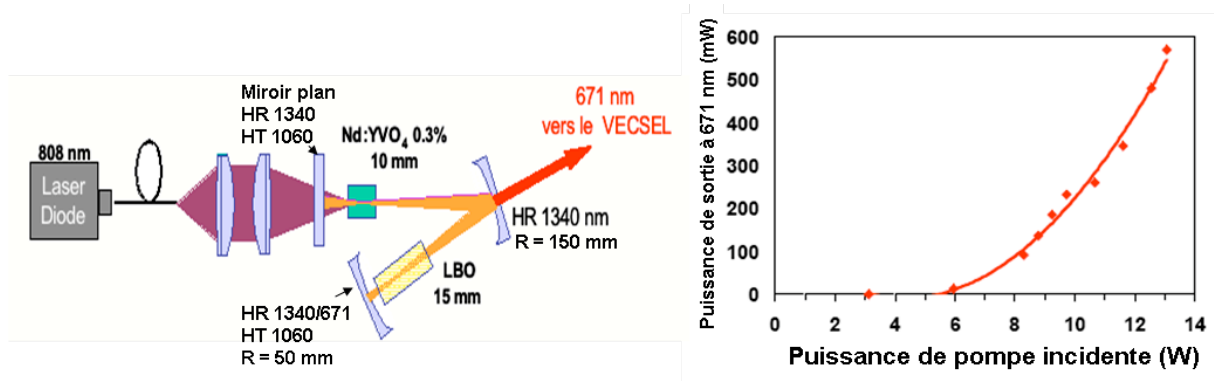


Figure 92: Montage expérimental du laser Nd:YVO₄ (0,3% / 10 mm) pompé par une diode laser à 808 nm doublé en fréquence intracavité pour réaliser une source de pompe émettant à 671 nm ; Caractéristique de la puissance émise à 671 nm en fonction de la puissance de pompe incidente à 808 nm.

Les résultats obtenus n'ont cependant jamais été à la hauteur de ceux décrits dans la littérature. Nous attribuons cela à des effets thermiques importants dans les cristaux de Nd:YVO₄ pour des puissances de pompe d'environ 13 W incident, et à un cristal non linéaire hydrophobe, qui ont conduit à la dégradation des cristaux (laser et non-linéaire) utilisés. **Nous avons jugé que la fiabilité et l'efficacité de cette source n'étaient pas suffisantes pour maintenir cette solution.** Cette source nous a cependant permis de réaliser les premières caractérisations en puissance des composants. Malgré une amélioration des dimensions de ce montage (environ 50 cm x 50 cm) par rapport à l'utilisation d'un laser Ti:Sa, les performances plus limitées de cette source nous ont amenées à envisager d'autres solutions.

2.1.2. Diodes laser

Le pompage direct des structures semiconductrices par diode laser présente de nombreux avantages, comme une bonne efficacité associée à une simplicité de mise en œuvre et une compacité élevée. Malheureusement, les matériaux semiconducteurs utilisés pour la réalisation de diodes laser émettant dans la partie rouge du spectre sont de la famille AlGaInP. Bien que la technologie de croissance de ces matériaux soit mature, ces composés ont des performances intrinsèquement limitées à hautes puissances de sortie. En particulier, l'efficacité interne de ces matériaux est réduite ($\eta_i = 80\%$) du fait des défauts nombreux dans les matériaux contenant de l'aluminium et le confinement intrinsèque des puits est plus faible, ce qui conduit à des courants de seuil élevés. De plus, ces effets négatifs augmentent avec le courant d'injection ou la température.

Au début de notre étude, les diodes laser commerciales de puissance dans cette gamme de longueur d'onde émettaient typiquement une puissance de 0,5 W sur une zone active de largeur 100 μm . Ces caractéristiques n'étaient pas compatibles avec nos besoins d'une source de puissance délivrant une puissance de quelques watts sur 100 μm . Nous avons donc fait réaliser par la société BrightPower **une source laser fibrée émettant une puissance de 5 W à 690 nm pour un courant d'alimentation de 1,6 A** (Figure 93). Pour obtenir une telle puissance, 8 diodes laser d'une puissance de 1 W chacune sont couplées dans une fibre optique de 100 μm de diamètre de cœur et 0,22 d'ouverture numérique, grâce à un procédé de couplage qui permet d'obtenir une source aux performances uniques. Il est possible de coupler jusqu'à 10 émetteurs avec un rendement de 80 % dans la fibre optique.

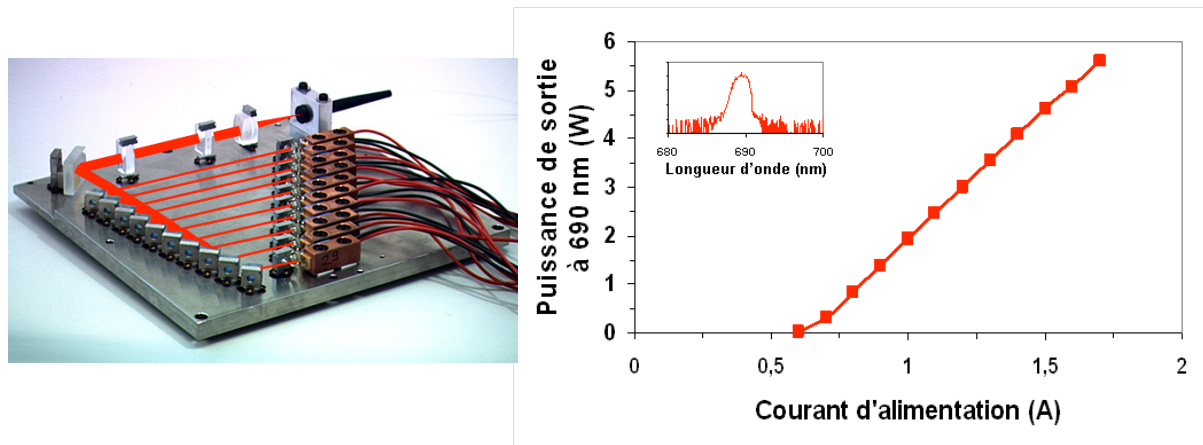


Figure 93 : Caractéristique de la diode BrightPower à la sortie de la fibre de 100 μm de diamètre de cœur (encart : spectre laser pour un courant d'alimentation de 1A) et photographie du système

Aujourd'hui les besoins en diodes laser pour l'affichage, les applications en biologie (photothérapie dynamique) ou le pompage de laser solides (Cr:LiSAF) conduisent les laboratoires à améliorer les performances des composants dans cette gamme de longueur d'onde. On citera par exemple les diodes évasées développées au Ferdinand-Braun-Institut für Höchstfrequenztechnik en Allemagne émettant une puissance de 1 W à 735 nm [Sumpf, 2004] ou les diodes lasers à large mode (« Broad Area Laser ») développées dans la cadre du projet européen www.Brighter.eu [Brighter], qui permettent d'obtenir une puissance supérieure à 5 W à la longueur d'onde de 650 nm.

2.2. Résultats laser expérimentaux

Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux de caractérisation des différentes structures utilisées au cours de cette thèse. Nous en explorons les limites en puissance, nous vérifions expérimentalement les tendances décrites précédemment et ainsi en déduisons les paramètres adéquats pour obtenir la puissance de sortie la plus élevée possible.

2.2.1. Montage expérimental

Le montage expérimental est décrit sur la Figure 94. Comme pour les mesures de gain (cf. II 3.2), les cavités laser utilisées pour la caractérisation sont des cavités à trois miroirs, qui autorisent une plus grande souplesse dans le changement et le réglage d'un des miroirs de la cavité. La cavité laser est composée du miroir de Bragg de la structure semiconductrice, d'un miroir haute réflexion à 850 nm de rayon de courbure 100 mm, et d'un miroir plan dont on choisit la transmission. Les distances entre les miroirs sont choisies pour obtenir une cavité stable et pour accorder la dimension du mode laser à la taille de la zone de pompe.

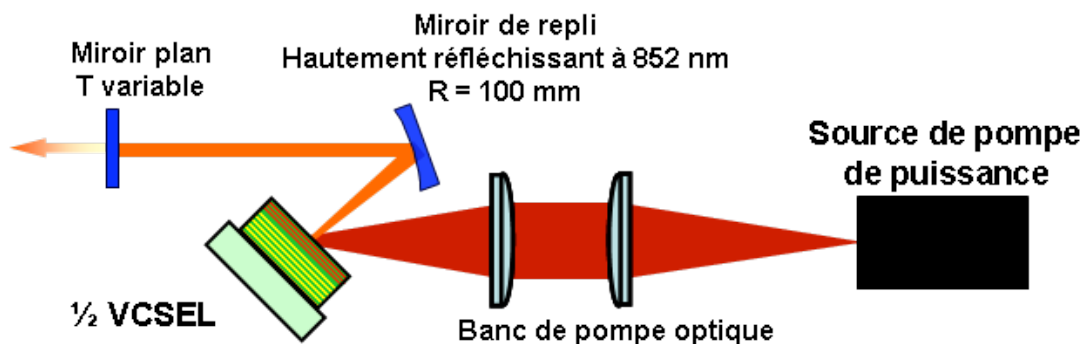


Figure 94 : Montage expérimental pour l'émission de puissance.

La source de pompe utilisée dépend de l'expérience menée :

- pour l'étude de l'influence de la taille de la zone de pompe sur la puissance de sortie, nous avons utilisé le laser Ti:Sa décrit au paragraphe 2.1.1. Grâce à la qualité de faisceau de ce laser et à un système de focalisation adéquat, le rayon de la zone de pompe varie entre 20 μm et 60 μm sur la structure étudiée.
- Au-delà d'un rayon de pompe de 35 μm , la source fibrée peut être utilisée pour des raisons de compacité de l'expérience. Les résultats laser sont évidemment identiques entre le pompage par la source à saphir dopé au titane et par la source laser fibrée aux mêmes rayons de pompe.

2.2.2. Optimisation de la puissance laser émise

Nous reprenons dans ce paragraphe les différents paramètres d'optimisation (taille du waist, coupleur de sortie et température) à notre disposition pour atteindre expérimentalement la puissance maximum pouvant être émise de notre structure, sans contrainte sur le spectre laser. Ainsi, dans les expériences décrites ici, la longueur d'onde est fixée par la position du maximum de gain et des pertes. La stabilité mécanique et thermique du montage n'est pas très bonne dans cette cavité dépliée longue, et l'émission laser n'est donc pas monofréquence. Le spectre laser évolue avec la température des puits quantiques, via la variation de l'énergie de gap. Toutefois cette étape est nécessaire pour étudier les limites ultimes de nos structures et dimensionner le prototype laser de puissance en émission monofréquence (§ 2.3 de ce chapitre).

a) Optimisation de la taille du waist

Pour ces expériences, la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL est pompée optiquement par le laser Ti:Sa. Le substrat de la structure (structure 3, annexe 2) est maintenu à la température de 289 K à l'aide d'un élément Peltier. La transmission du coupleur de sortie plan est de 1,1 %. Pour des rayons de pompe w_p compris entre 20 μm et 40 μm , la puissance de pompe au seuil laser ($P_{\text{seuil}} \sim 100 \text{ mW}$) varie peu, et les efficacités optiques sont comparables (Figure 95). Cependant, la puissance de pompe maximum varie fortement, car la saturation de la caractéristique est atteinte pour des puissances de pompe incidente différentes; cela traduit un comportement thermique et un échauffement dépendant du rayon de pompe. En effet, lorsque w_p varie entre 20 et 40 μm , la résistance thermique du composant est divisée par plus de 2, passant de 490 K/W à 190 K/W. Au-delà, l'effet de l'augmentation du seuil laser est net, ce qui limite la puissance émise. Il existe un optimum pour un rayon de pompe de rayon 40 μm , pour laquelle la puissance maximum atteinte dans les conditions de cette expérience est de 70 mW²⁷. **Pour la suite de notre optimisation, le rayon de la zone de pompe w_p sera donc de 40 μm . La valeur du rayon de pompe optimum ne dépend pas de la structure étudiée, car elle dépend uniquement de la résistance thermique de la structure (identique pour toutes les structures).**

²⁷ Les puissances extraites sont plus faibles pour la structure 3 étudiée ici, que pour les structures 1 et 2 dont les pertes optiques sont réduites.

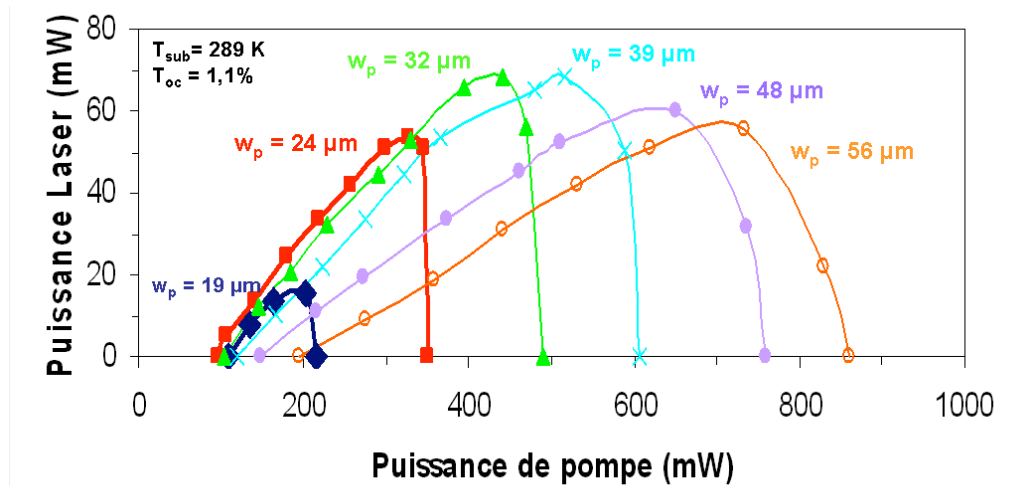


Figure 95 : Evolution expérimentale de la caractéristique laser en fonction du rayon de la zone de pompe (structure 3, annexe 2).

b) Optimisation de la transmission du coupleur de sortie

Nous nous penchons maintenant sur l'optimisation de la puissance du laser en fonction des pertes par transmission du coupleur de sortie de la cavité. Toutes choses égales par ailleurs, nous avons fait varier les pertes du coupleur de sortie entre 0,5 % et 4% (Figure 96), ce qui correspond à la gamme des gains nets accessibles avec la structure étudiée. Pour des pertes comprises entre 0,5 % et 1,1 %, le seuil laser évolue peu, alors que le rendement différentiel du laser augmente et tend rapidement vers une valeur proche de sa limite fixée au paragraphe 1.2.1 ($\eta_L = 35\%$, au lieu de 46 % sans effet thermique). En effet, le rendement de sortie η_S de la cavité tel que défini au § 1.2.1 tend vers 1 lorsque les pertes internes de la structure sont faibles devant les pertes par transmission. **La puissance laser maximale augmente donc jusqu'à atteindre 215 mW pour une puissance de pompe incidente de 715 mW avec un coupleur de 1,1 %.**

Au-delà de cette valeur optimale de transmission de coupleur, le seuil laser augmente rapidement tandis que l'efficacité reste maximale. Or, à résistance thermique constante (w_p constant), si le seuil est plus élevé, l'élévation de température dans la structure l'est également, car la fraction thermique η_{th} est plus importante sous le seuil laser. La saturation thermique est donc atteinte pour une puissance de pompe inférieure et la puissance laser de sortie est donc moins élevée.

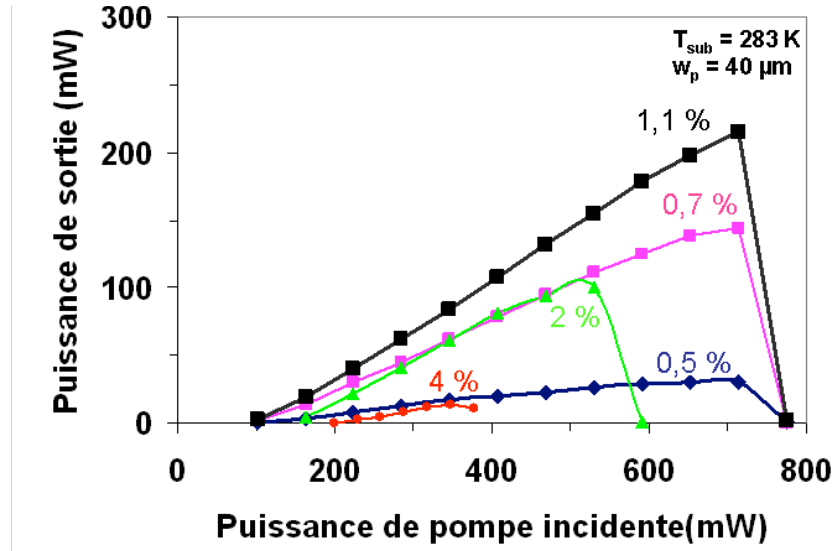


Figure 96 : Evolution expérimentale de la caractéristique laser en fonction de la transmission du coupleur de sortie (0,5 % à 4 %) (structure 2, annexe2).

Nous réalisons la même expérience pour une structure résonante (structure 1, annexe 2) dans les mêmes conditions de température du substrat et de taille de zone de pompe (Figure 97). Cette structure, rappelons-le, a une épaisseur optique qui est un multiple de $\lambda_0/2$, ce qui permet d'amplifier le champ optique au niveau des puits et conduit théoriquement à un gain laser supérieur. Expérimentalement, le coupleur optimal possède une transmission d'environ 4%. Cette valeur est cohérente avec les mesures de gain effectuée au chapitre 2 et l'équation II-1.22 :

$$G_{seuil} \sim 1 + T_{miroir} + T_{Bragg} + T_{int}$$

$$\sim 1 + 2\Gamma_{RPG}\Gamma_{micro}N_{QW}L_{QW}g_0 \ln\left(\frac{I_{inc}^{seuil}}{N_{QW}I_{tr}}\right) \quad (IV.14)$$

En effet, le gain matériau g_0 et l'intensité de transparence I_{tr} sont identiques pour les deux structures, seul le facteur d'amplification de la micro cavité Γ_{micro} est quatre fois plus important, ce qui autorise des pertes quatre fois plus élevées. Avec ce coupleur, une puissance laser maximale de 180 mW est atteinte pour une puissance de pompe incidente d'environ 1 watt sur la structure, soit plus de 700 mW²⁸ dans la structure.

Les caractéristiques optimales obtenues avec ces deux structures, résonantes et anti-résonantes, pour ces conditions d'expérience sont très proches (Figure 97). Les légères différences s'expliquent par la sélectivité spectrale du facteur de confinement de la structure résonante, conjuguée à l'évolution du spectre d'émission sous l'échauffement de la zone active. En effet, le spectre laser évolue au seuil de 848 nm (respectivement 847 nm pour la structure 2 avec un anti reflet) à 853 nm (respectivement 859 nm) à la puissance de pompe maximum. Pour des longueurs d'onde d'émission éloignées de la longueur d'onde de conception $\lambda_0 = 852\text{nm}$, le gain de la structure résonante est réduit et les performances laser sont dégradées, alors que celui de la structure non-résonante possède une plus grande accordabilité spectrale. Les deux configurations de microcavité envisagées conduisent donc à la même puissance laser utile dans ces conditions expérimentales. Néanmoins les pertes par réflexion à l'interface air-semiconducteur de 30%, pour la structure résonante réduisent son rendement optique global, qui n'est que de 18 % alors que la structure avec antireflet atteint

²⁸ La réflexion à l'interface air/semiconducteur pour cette structure sans anti reflet en surface est de 30%.

30 % de rendement. Ceci justifie le choix que nous avons fait de retenir cette dernière dans nos expériences.

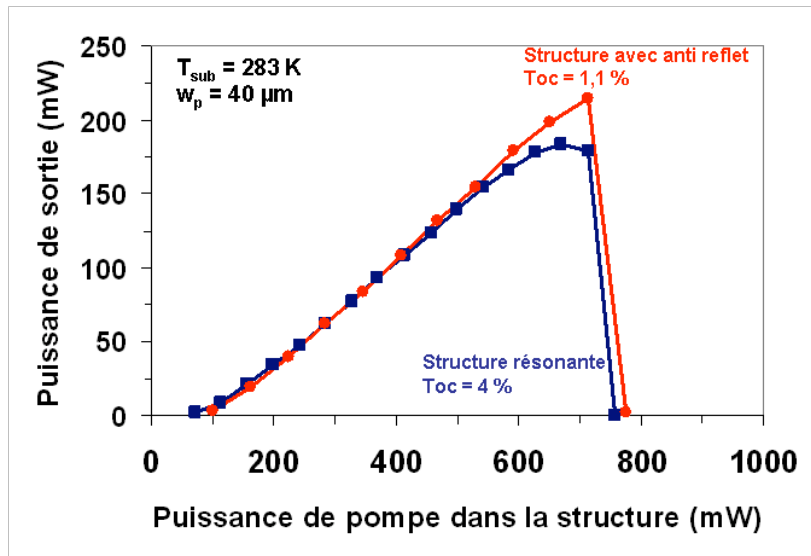


Figure 97 : Caractéristiques laser pour la transmission du coupleur de sortie optimum de deux structures à sept puits quantiques, l'une résonante (structure 1) et l'autre avec un anti reflet (structure 2). ($T_{sub}=283\text{ K}$ et $w_p = 40\ \mu\text{m}$)

c) Puissance ultime

Pour extraire davantage de puissance nous pouvons également diminuer la température du substrat. **A la température de 0°C, nous obtenons une puissance laser de 330 mW pour une puissance de pompe de 1,1 W** (Figure 98). Le rendement optique/optique est de 33 %. Nous avons également simulé cette évolution sur la Figure 98 grâce à notre modélisation du paragraphe 1 de ce chapitre. Celle-ci rend bien compte de l'évolution de la caractéristique laser.

La puissance obtenue avec ce montage est tout à fait remarquable pour des structures sur un substrat en GaAs, sans techniques particulières de gestion des effets thermiques. Cela démontre la qualité de la croissance et de l'optimisation de la conception de la structure, qui possèdent un petit nombre de puits quantiques par rapport aux structures couramment utilisées dans les OPS-VECSEL.

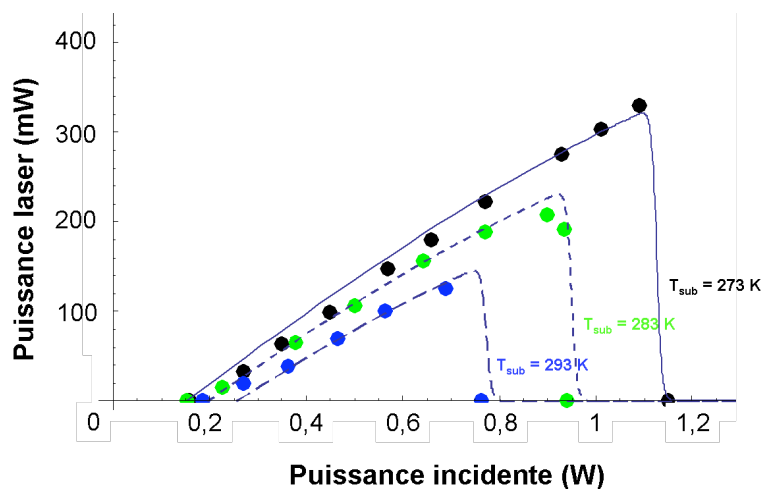


Figure 98 : Evolution de la caractéristique laser avec la température du substrat.

Pour vérifier que les effets thermiques limitent la puissance de sortie, nous avons réduit leur impact sur la structure en réalisant un pompage quasi continu, en conservant les mêmes paramètres expérimentaux. La puissance de la source de pompe a été modulée mécaniquement à l'aide d'une roue dentée tournante, de sorte à diminuer la puissance moyenne incidente sur la structure. Les impulsions de pompage optique d'une durée de $100 \mu\text{s}$ sont émises à la cadence de 210 Hz, ce qui correspond à un rapport cyclique de 2%. La durée des impulsions est choisie suffisamment courte pour limiter l'échauffement de la structure (dont le temps caractéristique est de l'ordre de la milliseconde), mais assez longue pour que le laser soit en régime d'émission stationnaire. La saturation de la caractéristique laser intervient pour une puissance de pompe plus élevée qu'en pompage continu et **on atteint ainsi une puissance moyenne de sortie de plus de 450 mW en pompage quasi continu pour une puissance de pompe de 1,6 W. Au-delà de cette puissance de pompe nous atteignons le seuil de dommage du composant, qui brûle en surface.** Cette densité de puissance de plus de 30 kW/cm^2 constitue une limitation supplémentaire à la puissance de pompe maximum pour nos structures et donc à une limitation en puissance de sortie. Cette expérience nous donne toutefois une information sur la puissance de sortie qui pourrait être atteinte si on était en mesure de limiter les effets thermiques, en réduisant la résistance thermique du composant par exemple (§1.3).

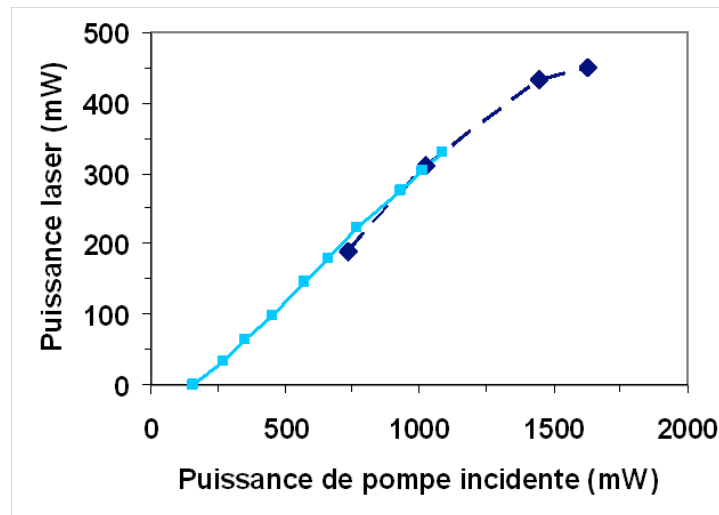


Figure 99 : Puissance émise par la structure 2 pompée optiquement de manière continue (ligne continue) et quasi continue (ligne pointillée); $w_p = 40 \mu\text{m}$, $T_{\text{sub}} = 273 \text{ K}$.

2.2.3. Évolution des performances des structures réalisées

Au cours de cette thèse, de nombreuses structures ont été réalisées au LPN, avec différents nombres de puits quantiques, différentes configurations (résonante, non-résonante), ou encore des conditions de croissance variées. Leurs propriétés thermiques et optiques ont été systématiquement testées au laboratoire, afin d'améliorer progressivement la longueur d'onde moyenne d'émission et la puissance laser maximale, pour correspondre aux critères imposés par l'application visée. Ce processus a permis d'ajuster les paramètres de croissance du bâti et d'identifier les points-clés de la conception de la structure. Le tableau 1 de l'annexe 2 retrace la liste de ces échantillons en détaillant les spécificités de la couche active et des matériaux utilisés. Ainsi, plusieurs essais ont été nécessaires avant de caler précisément les couches constituant le miroir de Bragg et les puits quantiques pour que l'émission soit centrée au voisinage de 852 nm. Au cours de notre étude, nous avons également identifié un problème de qualité (pertes excessives) des dépôts anti-reflet en SiO_2 , et avons donc poursuivi avec un traitement en Si_3N_4 . Enfin, l'ajout d'une couche anti-oxydante d' InGaP en surface a permis de

supprimer les dégradations de surface observées sur les premiers échantillons, et d'obtenir les meilleures performances laser.

Les premières structures réalisées étaient limitées à des puissances de 40 mW autour de 852 nm. Les améliorations successives du montage laser et des structures semiconductrices permettent d'accéder aujourd'hui à des puissances bien supérieures à 852 nm. Les structures avec une couche anti-reflet (structure 2), dans lesquelles l'influence de la microcavité semiconductrice sur le gain et le spectre est minimisée, sont celles qui ont donné en premier les meilleurs résultats (cf 2.2.3). Puis, une fois la maîtrise de la croissance d'une structure avec un anti reflet réalisée, nous avons également optimisé une structure résonante (structure 1).

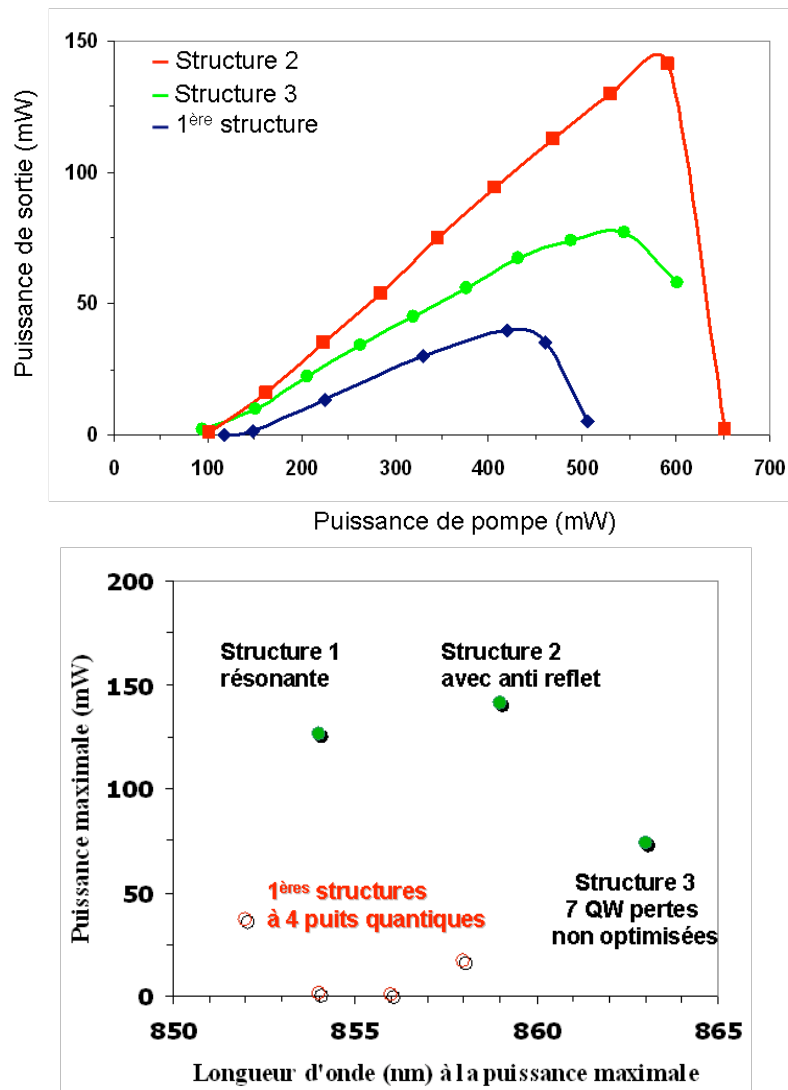


Figure 100 : Évolution des performances depuis la 1^{ère} structure réalisée à température ambiante ($T_{sub} = 20\text{ °C}$) : caractéristiques laser et graphique de performances.

La Figure 100 montre clairement l'amélioration des performances des structures, même si seules les structures les plus significatives ont été représentées. Le passage d'une structure de 4 puits à 7 puits a permis de doubler la puissance de sortie, et l'optimisation des conditions de croissance de cette même structure permet de gagner le même facteur.

Finalement, nous avons exposé dans ce manuscrit les études réalisées pour les structures aux propriétés les plus satisfaisantes (Structure 1,2 et 3, décrites en annexe 2). Dès lors que nous avons fixé les paramètres de conception et de croissance de ces structures, la reproductibilité des performances est très bonne.

2.3. Emission monofréquence de puissance à 852 nm

L'intérêt majeur des OPS-VECSEL, et la raison pour laquelle nous nous sommes intéressés à cette solution, réside dans la capacité de ces sources à combiner de fortes puissances de sortie dans un faisceau circulaire limité par diffraction avec des largeurs de raie faibles. Nous étudions dans ce paragraphe les performances obtenues en régime monofréquence avec un pompage de forte puissance, dans un montage de caractérisation et dans un prototype compact, robuste et transportable.

2.3.1. Puissance maximum atteinte en régime monofréquence

Dans ce paragraphe, nous utilisons le montage de caractérisation (Figure 94) modifié pour obtenir une émission monofréquence grâce à deux méthodes différentes de réduction du spectre d'émission.

a) Utilisation d'un étalon intracavité

Dans le montage à trois miroirs, qui possède un bras collimaté, nous avons introduit un simple étalon en silice de 100 μm d'épaisseur. Dans le cadre de cette expérience, l'intervalle spectral libre de 2,5 nm de cet étalon suffit à imposer une émission monofréquence. L'orientation de l'étalon fixe la longueur d'onde d'émission du laser dans la courbe de gain, dont la longueur d'onde centrale ne dépend que de la température de la zone active. Pour atteindre $\lambda_0 = 852$ nm, l'étalon est tourné de quelques degrés, ce qui suffit à introduire des pertes supplémentaires dans la cavité qui augmentent le seuil à 193 mW (148 mW sans étalon) et diminuent l'efficacité optique de la source à 19 % (27% sans étalon). Malgré l'action combinée de ces deux évolutions défavorables à la puissance extraite du laser, **nous obtenons une puissance maximum de 120 mW à 852,3 nm pour une puissance de pompe de 820 mW**. La longueur d'onde évolue par sauts avec la puissance de pompe, entre les modes de l'étalon Fabry Pérot que constitue la lame de silice (Figure 101). Le comportement monofréquence de cette source a été vérifié à l'aide d'un Fabry Pérot à balayage de haute finesse. Le taux d'extinction des modes latéraux est d'au moins 25 dB.

Cette source constitue donc une première validation de l'émission monofréquence de puissance de nos lasers; cependant, la stabilité mécanique de cette cavité dépliée est inadaptée pour permettre une caractérisation plus avancée de ces propriétés spectrales.

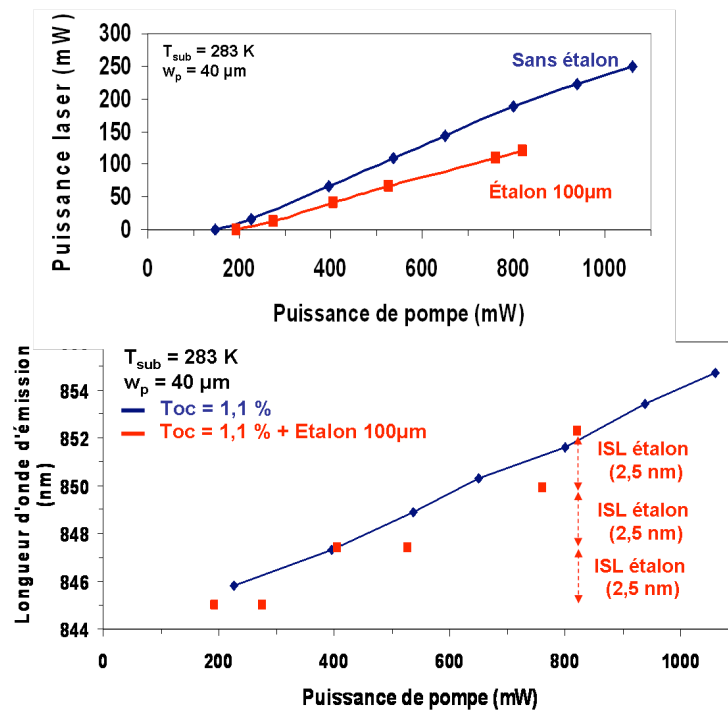


Figure 101 : Evolution de la puissance de sortie et de la longueur d'onde du laser OPS-VECSEL, avec ou sans étalon dans la cavité, pompé optiquement sur un rayon de pompe de $40\ \mu\text{m}$ et dont le substrat est maintenu à 283 K .

b) *Etude préliminaire pour l'utilisation d'un miroir de Bragg en volume*

Une alternative à un étalon solide en tant que filtre spectral pour obtenir une émission monofréquence consiste à utiliser un miroir de Bragg en volume (« VBG », pour Volume Bragg Grating) [Volodin, 1994]. Il s'agit d'un composant optique qui permet d'accéder à de hautes réflectivités (supérieures à 90%) sur des plages spectrales extrêmement réduites (inférieures au nanomètre). Il est réalisé par l'inscription d'une modulation d'indice sinusoïdale dans un verre photosensible par interférences entre deux ondes planes issues de laser émettant généralement dans l'ultraviolet. La modulation d'indice constitue un réseau volumique analogue à un miroir de Bragg. Dans notre cas, ce composant semble idéal pour réaliser un miroir hautement réfléchissant, compatible avec le gain de nos structures, et qui sélectionne la longueur d'onde de la raie D_2 du Césium. Cet élément sert de coupleur de sortie dans notre OPS-VECSEL, et supprime les pertes inutiles ajoutées par l'étalon de silice dans la cavité.

Des expériences préliminaires avec une structure résonante ont été effectuées dans une cavité dépliée à trois miroirs dont le miroir plan est remplacé par un miroir de Bragg en volume de réflectivité 98% à $852,1\text{ nm}$ et de largeur spectrale $0,2\text{ nm}$. Nous obtenons une puissance de sortie de 100 mW pour une puissance de pompe de 800 mW . La longueur d'onde d'émission est fixée par le miroir de Bragg à $852,1\text{ nm} \pm 0,2\text{ nm}$ sur toute la plage de puissance de pompe²⁹. Nous avons vérifié le caractère monofréquence de l'émission à l'aide d'un analyseur Fabry-Pérot à balayage. Cette méthode semble donc prometteuse pour réaliser des OPS-VECSEL monofréquences de puissance à une longueur d'onde bien définie. Les expériences avec ce composant se poursuivent en testant des cavités optiques originales, compatibles avec la réalisation d'un prototype compact.

²⁹ Ce composant est d'ailleurs utilisé commercialement, dans les diodes laser de puissance à 785 nm , 808 nm et 980 nm afin de fixer la longueur d'onde d'émission pour toute la gamme de courant de pompe d'utilisation.

2.3.2. Réalisation d'un prototype pour une émission monofréquence de puissance

A partir des expériences précédentes, nous pouvons concevoir et caractériser un prototype monofréquence de puissance adapté à la montée en puissance d'une source accordable sur la raie D₂ du Césium. Dans un premier temps, nous décrivons les changements effectués sur le montage compact décrit au chapitre III de ce manuscrit pour adapter le laser aux paramètres optiques et thermiques différents. Puis nous donnons quelques résultats préliminaires obtenus avec ce prototype.

a) Conception optomécanique

De manière générale, l'accessibilité et la stabilité des réglages optiques, électroniques et thermiques ont été améliorées en bénéficiant de l'expérience accumulée sur le prototype compact de basse puissance, décrit au chapitre III. La conception mécanique et thermique de cette source a été effectuée en étroite collaboration avec David Holleville du LNE-SYRTE, et les pièces mécaniques les plus critiques ont été réalisées par l'atelier de mécanique de l'Observatoire de Paris.

De plus, nous avons repensé les différentes parties optiques du laser afin de tenir compte des conditions de pompage optimales pour obtenir une émission monofréquence de puissance. Pour le pompage optique, nous utilisons la diode laser de puissance fibrée, d'un diamètre de cœur de 100 μm, focalisée sur une zone de pompe de 40 μm de rayon, correspondant aux conditions optimales de pompage définies précédemment. La sortie fibrée de la source de pompe est imagée sur le 1/2 VCSEL à l'aide de deux lentilles asphériques : une lentille de focale 11 mm pour la collimation et une de focale 8 mm, d'ouverture numérique 0,5, pour la focalisation sur le 1/2 VCSEL. La taille du mode laser doit être adaptée à la taille de la zone de pompe pour obtenir une émission monomode transverse. Pour cela, la cavité laser est réalisée à l'aide d'un miroir concave de rayon de courbure 25 mm qui permet d'accéder à un rayon du mode laser de 40 μm pour une longueur de cavité d'environ 23,5 mm (cf. Figure 2 du chapitre III). On notera que la longueur de la cavité laser a été multipliée par deux par rapport aux expériences en faible puissance, ce qui conduit à un intervalle spectral libre de 7 GHz, et donc à une accordabilité réduite. L'angle entre l'axe optique laser et l'axe de pompe a été réduit au maximum (45°) pour limiter l'ellipticité de la zone de pompe.

La stabilité mécanique de chaque sous-ensemble a été améliorée, notamment le système de pompage est solidaire de la base mécanique du laser (« semelle ») sur laquelle tous les éléments sont assemblés, et le miroir, collé à la céramique piézoélectrique, est monté sur une platine de translation XYZ stable et très compacte (22 × 22 × 22 mm³, Elliot Scientific). De plus, l'évacuation de la chaleur produite dans le 1/2 VCSEL, de dimensions approximatives 1 × 1 cm², est mieux gérée sur plusieurs points. Tout d'abord, le 1/2 VCSEL est fixé sur le Peltier d'un boîtier TO-3 qui assure sa régulation de température. Ces boîtiers sont utilisés dans de nombreux systèmes de diodes laser (notamment les diodes DFB) et sont réputés pour leurs qualités d'intégration et de stabilité de température³⁰. Puis nous avons découplé thermiquement la semelle du radiateur associé au boîtier TO-3 qui régule thermiquement le 1/2 VCSEL.

Les dimensions de l'ensemble du montage sont à peine plus grandes que celle du prototype compact (70 × 70 × 60 mm³). Ces dimensions ne tiennent pas compte de celles de la source de pompe, déportée hors de ce montage grâce à l'utilisation d'une source laser fibrée.

³⁰ L'utilisation d'un boîtier scellé assurerait une meilleure régulation thermique par une meilleure isolation de l'air ambiant. Cependant l'utilisation d'un hublot de bonne qualité dans la cavité jouerait le rôle d'étalon qui pourrait être gênant pour notre application.

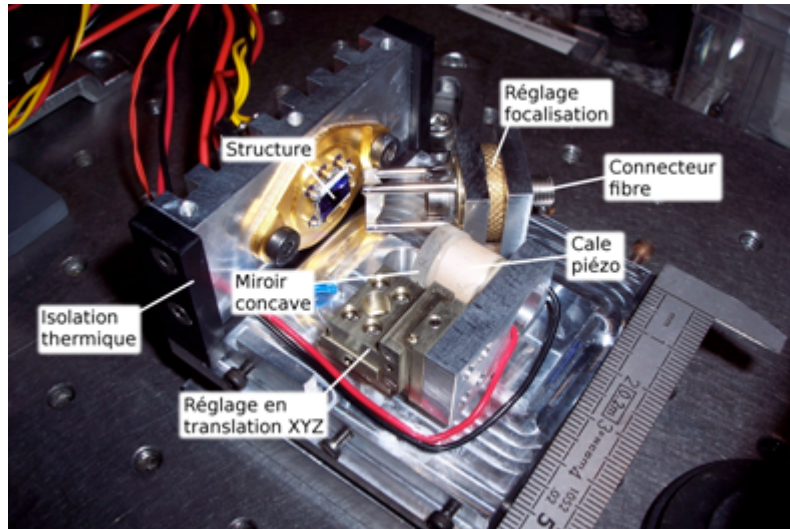


Figure 102 : Photo du montage du prototype de puissance compact ouvert (les montants latéraux et supérieur ont été enlevés pour une meilleure visibilité).

b) *Premières caractérisations du prototype*

Nous avons tout d'abord caractérisé ce montage en fonctionnement libre, sans étalon dans la cavité. Nous avons ajusté la température du substrat ($T_{\text{sub}} = 283 \text{ K}$) pour obtenir une longueur d'onde d'émission proche de 852 nm à pleine puissance de pompe. Une puissance de sortie de 150 mW a été obtenue à 851 nm, avec une largeur spectrale à mi hauteur de l'ordre de 2 nm. Du point de vue spectral, nous n'obtenons pas une émission monofréquence sans utilisation d'un étalon dans la cavité, malgré une mécanique tout aussi soignée que pour le prototype de faible puissance. Nous attribuons cela à une cavité laser plus longue donc plus sensible aux vibrations mécaniques, mais surtout à l'alimentation de courant de la diode de puissance, qui présente des fluctuations importantes sur une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde, ce qui perturbe fortement le comportement dynamique du spectre laser. En effet, le temps caractéristique d'établissement du régime monofréquence pour cette longueur de cavité se situe autour de 7 ms (cf. III 1.2.1).

Nous introduisons donc un étalon de silice de 26 μm d'épaisseur pour forcer l'émission monofréquence, identique à celui utilisé dans le prototype de faible puissance. Lorsque l'étalon est orienté en autocollimation, où les pertes qu'il introduit sont les plus faibles, l'émission laser s'effectue à 849 nm et la source OPS-VECSEL délivre une puissance maximale de 70 mW. Cette réduction de la puissance laser émise en régime monofréquence est comparable à celle obtenue précédemment avec le prototype de faible puissance. En incidence non normale la puissance de sortie n'est plus que de 30 mW pour une émission à 852 nm. Cette puissance est très réduite par rapport à nos espérances. Il ne s'agit que d'une caractérisation préliminaire, et compte tenu des résultats obtenus en cavité dépliée, l'amélioration des performances de ce montage ne fait aucun doute. Pour augmenter la puissance de sortie, les paramètres du laser restent encore à optimiser ; et pour obtenir une émission monofréquence plus stable, il faut travailler sur la stabilisation de la puissance de pompe multimode et sur l'obtention d'une émission monofréquence sans étalon pour limiter les pertes introduites dans la cavité, ce qui serait possible avec une cavité laser ultra-courte

Nous avons tout de même augmenté la puissance d'un facteur 4 par rapport au précédent montage. De plus, nous avons vérifié la longueur d'onde d'émission en envoyant une partie du faisceau dans une cellule de Césium, à l'aide d'un montage d'absorption saturée.

Conclusion et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons modélisé la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe en prenant en compte la taille de la zone de pompe, la température du substrat du $\frac{1}{2}$ VCSEL, la transmission du coupleur de sortie et les pertes internes de la structure. Pour cela, nous avons expliqué et quantifié les effets thermiques importants dans ces lasers à forte puissance de pompe, par le calcul de la fraction thermique et de la résistance thermique. Nous avons mis en évidence dans cette simulation la limitation de la puissance de sortie due à l'échauffement des puits induits par le faisceau de pompe. Après nous être assurés de la bonne estimation de notre modèle simple par comparaison avec l'expérience, nous avons optimisé théoriquement la puissance de sortie à l'aide des paramètres à notre disposition. Cette optimisation théorique s'est accompagnée d'une optimisation expérimentale. Nous avons ainsi obtenu une puissance de sortie de 330 mW à 859 nm pour une puissance de pompe de 1,1 W focalisé sur un rayon de 40 μm avec un substrat maintenu à 0°C. Que ce soit de manière expérimentale ou théorique, nos structures semblent limitées à une puissance de sortie de quelques centaines de milliwatts. En régime monofréquence, nous avons obtenu une puissance de 120 mW à 852 nm pour une puissance de pompe de 820 mW. Dans un montage beaucoup plus compact, la puissance en régime monofréquence mesurée sur la raie D₂ du Césium est réduite à 30 mW. Signalons que les résultats présentés dans ce chapitre sont au niveau de l'état de l'art des OPS-VECSEL à 852 nm sur substrat GaAs.

Bien que ces performances puissent convenir pour certaines applications, pour accroître la puissance maximum, notamment en régime monofréquence, il faut se pencher sur d'autres solutions qui consistent à mieux évacuer la chaleur créée dans le $\frac{1}{2}$ VCSEL. Sur cet aspect, pour lequel les éléments de compréhension des phénomènes mis en jeu et les éléments de conception d'un laser compact ont été donnés dans ce chapitre, il existe de nombreuses perspectives d'amélioration :

Dans un premier temps, sans modifier la structure, nous pouvons espérer augmenter la puissance en régime monofréquence à 852 nm en réalisant un boîtier hermétique autour du laser pour pouvoir diminuer la température du substrat en dessous de 273 K et augmenter la puissance maximum de pompe.

En nous appuyant sur les résultats présentés dans la littérature pour améliorer l'évacuation de la chaleur, et repousser la saturation thermique à très forte puissance de pompe, nous avons identifié plusieurs techniques qui pourraient conduire à une amélioration substantielle de la puissance laser. Cependant, elles ne sont pas toutes compatibles avec les structures avec lesquelles nous travaillons; en particulier la croissance d'une structure active inversée, nécessaire pour le report sur un substrat de conductivité élevée, a toujours échoué. L'introduction d'un radiateur intracavité, au plus près de la source de chaleur, ou l'amincissement mécanique du substrat, sont deux voies compatibles avec les développements que nous avons effectués, et constituent des adaptations peu complexes dans leur principe au moins. C'est pourquoi elles semblent les plus adaptées à une montée en puissance rapide de notre source.

A plus long terme, le pompage électrique est évidemment une solution prometteuse pour améliorer la compacité et le rendement global des systèmes OPS-VECSEL, mais il accroît sensiblement la complexité de croissance de la structure, et n'est pas adapté à l'émission de très forte puissance.

Conclusion générale

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des lasers monomodes de fortes puissances pour la métrologie, thématique développée depuis quelques années au sein de l'équipe Lasers Solides et Applications du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. Pour cette application, de fortes puissances de sortie (>500 mW) et des faibles largeurs de raie (< 500 kHz) sont nécessaires, stabilisées sur une référence atomique. Nous nous sommes intéressés aux lasers à semiconducteurs pompés optiquement pour la manipulation des atomes de Césium, utilisés pour la métrologie des fréquences (horloges atomiques à atomes de Césium) et dans les senseurs inertiels (gyromètres, accéléromètres).

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons décrit les enjeux de la mesure du temps et le fonctionnement d'instruments de mesure exploitant les propriétés des atomes. Dans le cadre du développement de ces instruments pour des applications embarquées et/ou compactes, les solutions laser actuellement mises en œuvre souffrent de limitations intrinsèques en terme de puissance, de largeur de raie ou de compacité, qui justifient l'étude de nouvelles solutions. **En s'appuyant sur un état de l'art des sources laser existantes, nous avons démontré les potentialités, et analysé les paramètres-clés, des sources laser OPS-VECSEL pour des applications en métrologie.**

Nous avons ensuite étudié théoriquement, et de façon méthodique, chaque propriété essentielle au bon fonctionnement de la structure semiconductrice en tant que milieu actif du laser, et avons ainsi expliqué les choix faits sur sa composition et sa réalisation. Le miroir de Bragg intégré dans la structure possède 32 paires de couches, ce qui permet d'atteindre une réflectivité maximale de 99,95 % à la longueur d'onde de travail. Son spectre de réflectivité a été simulé à l'aide d'un logiciel de propagation d'ondes électromagnétiques dans un empilement multicouche d'indice complexe (prenant en compte l'indice optique et le gain ou les pertes du matériau). Le gain des structures est assuré par des puits quantiques en $\text{Al}_{0,78}\text{Ga}_{0,22}\text{As}/\text{GaAs}$, dont l'épaisseur et la composition ont été optimisées pour une émission à 852 nm. Suivant leur nombre et leur disposition dans la couche active de la structure, la valeur et le comportement spectral du gain disponible est très différent. Nous avons mené une étude précise des effets de localisation des puits quantiques dans les barrières, et de l'effet d'étalon de la couche active; cela nous a conduit à évaluer les facteurs de gain périodique résonant Γ_{RPG} et de microcavité Γ_{micro} , dont la valeur dépend de la longueur d'onde de la radiation et de la longueur de la microcavité. Deux types de structures ont ainsi été étudiés et seront utilisés en pratique :

- **Structures résonantes**, dont la longueur optique est un multiple entier de $\lambda_0/2$. Elles **présentent un gain assez élevé ce qui est un avantage lorsqu'on désire introduire des éléments dans la cavité laser** (cristaux non linéaires, étalons, électro-optique, etc...). Expérimentalement nous avons vérifié cette valeur et introduit jusqu'à 14% de pertes optiques dans la cavité. Cependant, **elles demandent une grande maîtrise technologique de la croissance** pour faire correspondre l'émission des puits quantiques, la réflectivité du miroir de Bragg et la résonance de la microcavité ; de plus **leur accordabilité spectrale est limitée**.
- **Structures possédant une couche anti-reflet** d'épaisseur optique $\lambda_0/4$. Elles ont un gain plus limité car elles ne bénéficient pas de la résonance du champ optique dans la couche active, cependant **elles sont plus efficaces** (réflexion de la pompe et du laser à l'interface air-semiconducteur minimisée) et **l'émission laser est accordable sur plusieurs nanomètres sans baisse du gain**.

Ces deux types de structures ont été caractérisés, bien que les structures résonantes aient nécessité un long travail d'optimisation et d'ajustement des paramètres de croissance, dû au caractère critique de la longueur de la microcavité.

Nous avons réalisé le choix de l'épithaxie en phase vapeur aux organométalliques pour la croissance des structures, compte tenu de la maîtrise de cette technologie au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN). En collaboration avec Isabelle Sagnes du LPN, nous avons mené une caractérisation complète des structures pour obtenir aujourd'hui une bonne reproductibilité des performances des structures à base de composés AlGaAs pour une émission autour de 850 nm. Au cours de nos expériences, nous avons constaté un problème d'oxydation de la surface des structures au cours du temps. Celui-ci a été résolu par l'utilisation d'une couche d'InGaP, transparente à la radiation laser. Toutefois, cette couche présente une rugosité rédhibitoire pour la croissance inversée de la structure; cette technique ne peut donc pas être utilisée pour l'amélioration de la gestion des effets thermiques.

Expérimentalement, nous avons mesuré le gain des différentes structures étudiées, ce qui conforte notre analyse théorique, et quantifié les variations des paramètres-laser (gain, seuil) avec la température. Dans les structures réalisées, **nous avons ainsi mis en évidence une grande sensibilité à la température, avec une température caractéristique T_0 relativement faible de 55 K.** Nous sommes maintenant en mesure au laboratoire de modéliser et de caractériser les propriétés optiques d'émission, de gain et de champ électrique dans des structures semiconductrices, constituées d'un empilement multicouche.

Nous avons ensuite utilisé la structure possédant une couche anti reflet, qui est la plus adaptée à notre expérience, dans un montage compact avec une source de pompage monomode, pour analyser les propriétés de puissance et de longueur d'onde laser émise. **Pour obtenir un laser monomode transverse et longitudinal, il est possible d'utiliser uniquement le gain homogène de la structure choisie.** Dans un laser de classe A, comme les OPS-VECSEL, le temps d'établissement du régime monofréquence est court et évalué à typiquement 1 ms pour nos montages. Si les perturbations extérieures, mécaniques et thermiques, sont plus lentes que ce temps caractéristique le laser reste monofréquence. **Nous l'avons vérifié expérimentalement, ce qui est assez remarquable et très avantageux quant à la simplicité de la solution retenue.** Pour renforcer l'émission monofréquence, nous introduisons une lame de silice de 26 μm d'épaisseur, qui joue le rôle de filtre spectral et réduit ainsi le temps d'établissement du régime monofréquence. Il est envisageable également de réduire la longueur de la cavité pour arriver à un résultat similaire. L'étude préalable de la dynamique spectrale du laser est indispensable pour comprendre la nécessité de construire un laser stabilisé mécaniquement et thermiquement, ce qui s'est révélé décisif dans l'obtention d'une émission monofréquence stable.

La température du substrat, la transmission du miroir laser et le rayon de pompage optique ont été optimisés expérimentalement pour obtenir la puissance laser optimale à 852 nm. On a obtenu alors une puissance de 17 mW, réduite à 8 mW lors de l'utilisation de l'étalon, uniquement limitée par la puissance de pompe disponible. **Les différentes façons d'accorder la longueur d'onde de l'émission laser ont été étudiées et quantifiées pour pouvoir ultérieurement ajuster finement la fréquence du laser sur les différentes transitions d'intérêt de l'atome de Césium.** Pour y parvenir, nous avons fait varier la température du substrat de la structure semiconductrice (0,26 nm/K) ou l'orientation de l'étalon (plusieurs nanomètres autour de 852 nm). L'accordabilité fine a été mise en œuvre par la variation de la longueur de la cavité. Elle s'élève à plus de 12 GHz sans sauts de modes, bien plus importante que celle des autres dispositifs utilisés sur les bancs optiques des horloges atomiques, ce qui permet en pratique de balayer les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental du Césium, distants de 9,2 GHz. Nous avons ensuite étudié la stabilisation de la fréquence du laser sur une transition de l'atome de Césium. **Les fluctuations de fréquence résiduelles du laser OPS-VECSEL ont été analysées pour la première fois, à ma connaissance, en utilisant une référence atomique absolue. Nos mesures conduisent à une fluctuation RMS de**

150 kHz, après optimisation. La largeur de raie a ensuite été mesurée par un battement avec une source de référence (diode laser en cavité externe), caractérisée par ailleurs. **La largeur de raie mesurée est évaluée à 480 kHz à mi-hauteur, ce qui est compatible avec les exigences fixées au début de ce manuscrit.** Nous avons mis à profit cette étude pour approfondir nos connaissances sur l'évaluation des propriétés spectrales d'une source et des différents moyens de mesure associées, avec leurs limitations et leurs intérêts.

Enfin, nous nous sommes penchés sur la montée en puissance d'une source laser monomode, à base d'OPS-VECSEL. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la modélisation et à l'optimisation de la caractéristique laser, sans contraintes sur la longueur d'onde ou la largeur de raie de l'émission. **Pour évaluer les effets thermiques, qui sont la principale limitation à la puissance laser émise, nous avons mis en place une modélisation simple du comportement thermique des structures, en introduisant la résistance thermique qui caractérise l'élévation de température avec la puissance de pompe incidente.** Son évaluation permet de mettre en évidence la contribution majoritaire du substrat à l'échauffement de la structure. Nous avons ainsi pu simuler l'élévation de la température des puits quantiques avec la puissance de pompe incidente, et son influence sur le seuil laser, paramètre essentiel à la modélisation de la caractéristique laser. L'accord de notre modélisation avec les résultats expérimentaux a été vérifié sur plusieurs paramètres, comme la température du substrat et la transmission du miroir de la cavité laser. Nous avons porté une attention particulière à l'optimisation théorique et expérimentale du rayon de la pompe, qui est le paramètre avec lequel la résistance thermique, et donc l'élévation de température, varie rapidement. **Parmi les nombreuses structures testées et systématiquement caractérisées, la meilleure performance a été atteinte avec une structure possédant un anti reffet. Nous avons ainsi obtenu une puissance de sortie de 330 mW à 859 nm pour une puissance de pompe de 1,1 W focalisée sur un rayon de 40 μm avec un substrat maintenu à 0°C et un coupleur de sortie de transmission 1,1 %.** Cette puissance est proche de la limite intrinsèque théorique imposée par la résistance thermique du substrat. Pour remédier à cette limitation, nous avons simulé la puissance théoriquement atteignable en utilisant diverses techniques (industrielles ou de laboratoire) pour évacuer la chaleur déposée par la pompe. Le retrait du substrat ou l'utilisation d'une lame dissipatrice en surface sont deux voies qui peuvent être exploitées pour augmenter la puissance de sortie jusqu'à plusieurs watts, et seront envisagées dans la suite des travaux. Nous avons initié des collaborations pour la réalisation pratique de ces différentes techniques. Toutes les études théoriques et expérimentales effectuées jusqu'à présent sont essentielles avant de réaliser de tels traitements post-croissance, pour être sûrs de la qualité de croissance et de l'optimisation des structures.

Nous nous sommes intéressés enfin à l'**obtention d'une émission monofréquence de puissance.** Nous avons utilisé un étalon dans la cavité laser, méthode déjà employée dans le prototype de faible puissance ; ou un miroir de Bragg en volume en tant que miroir de sortie, qui est un filtre très sélectif en longueur d'onde ($\Delta\lambda = 0,2$ nm autour de 852,1 nm). Ces deux méthodes sont concluantes et permettent d'obtenir des puissances supérieures à 100 mW à la longueur d'onde du Césium, dans une cavité à trois miroirs, et une puissance de 30 mW dans un montage compact, testé dans un montage d'absorption saturée. Les études pour améliorer ces performances se poursuivent au laboratoire, notamment pour caractériser finement la largeur de raie de ces lasers.

Perspectives

Ces travaux ne constituent donc que la première étape vers la réalisation d'une source monofréquence de puissance à 852 nm, qui serait un outil performant et fiable pour simplifier les bancs optiques des montages de physique atomique. La technologie des OPS-VECSEL est une voie particulièrement prometteuse, adaptée à la montée en puissance; la simplicité de l'obtention d'une émission monofréquence de grande pureté spectrale par rapport aux lasers à solide, et la technologie somme toute plus simple de fabrication que les diodes laser à réseau de Bragg intégrées, en font un candidat de choix pour se substituer aux sources actuellement utilisées.

Pour cela, nous pouvons donner quelques pistes concrètes particulièrement prometteuses pour développer les travaux initiés au cours de cette thèse. À court terme, nous identifions deux solutions simples à mettre en œuvre pour augmenter la puissance de sortie en régime monofréquence. Ces travaux sont actuellement soutenus par le Laboratoire National de métrologie et d'Essais. Premièrement, l'utilisation d'un radiateur en diamant collé en surface du $\frac{1}{2}$ -VCSEL de la structure la plus performante permettrait d'augmenter considérablement la puissance de sortie. L'influence de l'étalon intracavité introduit par cette lame pourrait être réduite en utilisant une lame à face non parallèle et possédant un traitement antireflet adéquat. Deuxièmement, l'utilisation d'une cavité courte, constituée d'un miroir plan et du miroir de Bragg, pourrait permettre une émission monomode, limitée toutefois à la puissance ultime déjà obtenue. La stabilisation du mode interviendrait grâce à la lentille thermique ou à une lentille intracavité. Compte tenu des pertes imposées dans ce dernier cas, la structure résonante constitue la meilleure solution *a priori*. La mise au point de cette structure résonante a donné lieu à des expériences préliminaires qui méritent d'être poursuivies. Notamment, le fort gain de cette structure autorise l'utilisation d'éléments intracavité, qui ouvrirait la voie à de nouvelles fonctionnalités pour les OPS-VECSEL. Grâce aux grandes puissances intracavité et à la finesse spectrale de l'émission, la génération de second harmonique par l'introduction d'un cristal non linéaire, tels que le LBO, le KNbO₃ ou le PPKTP, permet d'atteindre la partie bleu du spectre visible entre 425 nm et 430 nm avec une efficacité élevée. Ces longueurs d'onde sont d'intérêt pour la métrologie des ions de chrome (Cr³⁺) qui possèdent une transition à 426 nm ou alors pour des applications en biologie. On peut espérer atteindre des puissances de plusieurs dizaines de milliwatts. D'autre part, on peut également introduire dans la cavité externe un matériau biréfringent qui permet de réaliser une émission bifréquence sur deux polarisations du mode laser. L'écart fréquentiel entre les modes peut être contrôlé électroniquement si l'élément intracavité est un module électro-optique. Si on arrive à générer, à partir d'une source optique unique, deux faisceaux à la longueur d'onde de 852 nm dont on asservit directement l'écart fréquentiel à environ 9,2 GHz, on pourrait interroger simplement la transition d'horloge définissant la seconde. Les puissances désirées pour cette application ont déjà été obtenues avec les structures étudiées au cours de cette thèse. Ces travaux font l'objet d'un contrat de recherche ANR en partenariat avec Thalès Research & Technology, le Laboratoire de Photonique et Nanostructures et l'Observatoire de Paris en s'appuyant sur notre expertise de conception et de caractérisation de sources OPS-VECSEL monomodes à 852 nm.

À plus long terme, il semble inévitable de modifier la structure. En particulier, une structure inversée, pour le report ou pour l'amincissement du substrat, devrait être réalisée. Les performances attendues à nos longueurs d'onde sont meilleures que celles utilisant un radiateur en surface. D'autre part, le pompage optique dans les puits permettrait de réduire le défaut quantique et de profiter de la disponibilité des diodes de pompe de fortes puissances à 808 nm. Ces travaux ont déjà démontré des résultats intéressants [Beyertt, 2007], qui

mériterait des développements supplémentaires pour une étude en régime monomode longitudinal.

Enfin, il serait intéressant d'étudier les possibilités d'intégration dont profitent les lasers à semiconducteurs classiques pour améliorer la compacité des OPS-VECSEL, notamment concernant le pompage électrique et l'utilisation de micro-optiques.

Annexe 1 :

Description des niveaux énergétiques de l'atome de Césium 133.

Pour réaliser la définition de la seconde, les étalons de fréquence atomique fonctionnent sur le principe de verrouillage en fréquence d'un oscillateur local sur une transition atomique. Le choix de l'atome a été effectué en 1967 par la 13^{ème} Conférence Internationale des Poids et Mesures. Il s'agit de l'atome de césium 133, dont la spectroscopie est aujourd'hui bien connue. Nous avons représenté sur la Figure 103 les niveaux d'énergie de l'atome de ¹³³Cs, ainsi que leur écart énergétique [Steck, 2003].

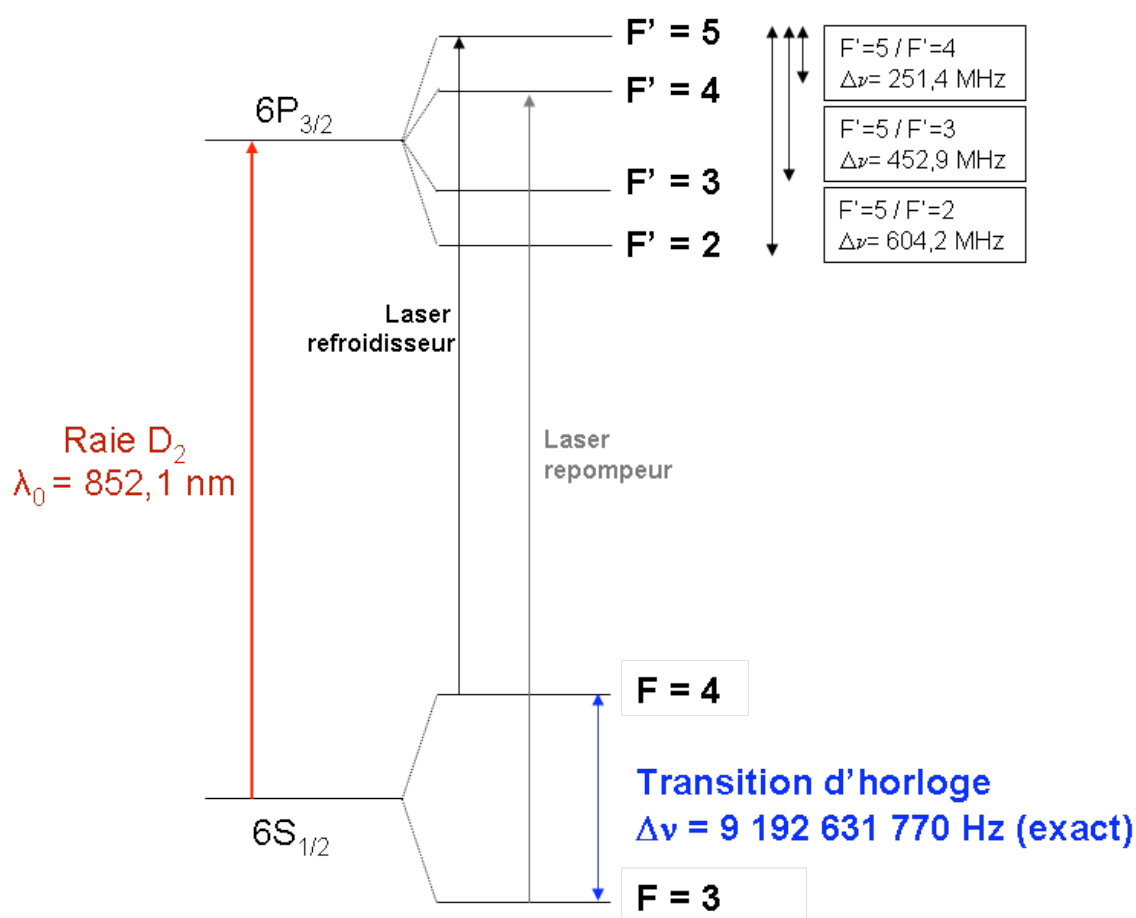


Figure 103 : Diagramme énergétique de l'atome de Césium 133 : structure fine et hyperfine de la raie D_2 .

Annexe 2 : Description des structures étudiées

Nous dressons dans cette annexe un descriptif et une liste de l'ensemble des structures étudiées au cours de cette thèse. Nous les avons séparés en deux types de catégories, correspondant aux deux configurations de structure décrites dans le chapitre II de ce manuscrit : les structures résonantes et les structures anti-résonante avec un antireflet.

1. Structure résonante : Structure 1

La zone active de la structure résonante est de longueur optique $30\lambda_0/4$, ce qui conduit à des interférences constructives au sein de la zone active et une amplification du gain modal de la structure. Une coupe transverse est représentée sur la Figure 104. Le Tableau 10 récapitule la nature et l'épaisseur des couches la constituant, ainsi que leur fonctionnalité.

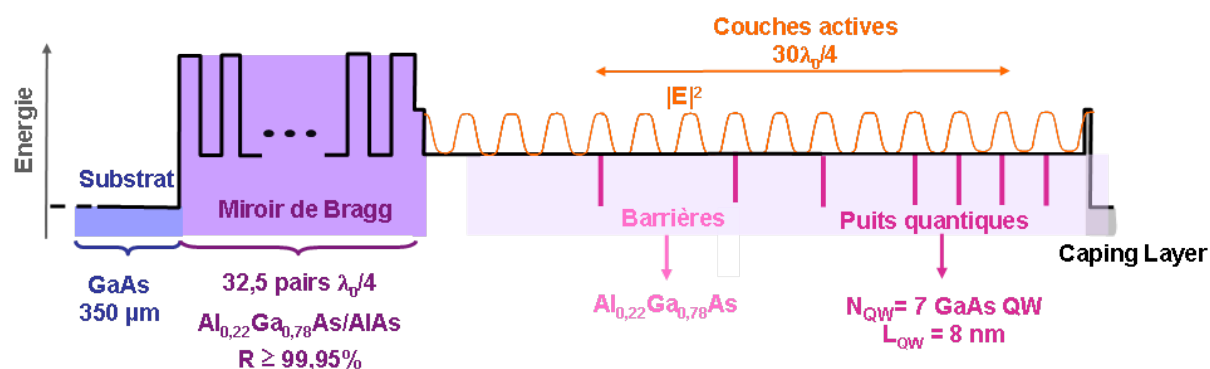


Figure 104: Coupe transverse de la structure résonante à sept puits quantiques.

Tableau 10: Récapitulatif des couches de croissance de la structure résonante à sept puits quantiques.

Matériau	Fonctionnalité	Nombre de couche	Épaisseur réelle (nm)	Épaisseur optique
InGaP cap layer	Couche de protection	1	8,00	$\lambda_0/2$
GaAs	Couche pour la croissance de l'InGaP+ Couche de protection	1	1,00	
Al39%GaAs	Couche de confinement	1	30,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	81,9	
GaAs PQ	Puits quantiques	1	8,00	$\lambda_0/2$
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	x 3	115,30	
GaAs PQ	Puits quantiques		8,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	x 2	239,20	λ_0
GaAs PQ	Puits quantiques		8,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	363,00	$3\lambda_0/2$
GaAs PQ	Puits quantiques	1	8,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	461,90	$2\lambda_0$
Al39%GaAs	Couche de confinement	1	30,00	
AlAs	Miroir de Bragg	1	71,00	$\lambda_0/4$
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Miroir de Bragg	x 32	61,90	$\lambda_0/2$
AlAs	Miroir de Bragg		71,00	
GaAs	Buffer	1	169,00	
GaAs	Substrat	1	350 µm	

Structure à 4 puits quantiques

Au cours de notre étude, nous avons optimisé théoriquement le nombre de puits quantiques dans la zone active de la structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Cette structure correspond aux premières expériences menées. Nous en avons réalisé un grand nombre (Tableau 13), avec des fortunes diverses, ce qui nous a permis d'étalonner le bâti de croissance pour une croissance adéquate des matériaux de la famille AlGaAs. Cette structure plus courte possède une absorption moins grande que les structures à sept puits quantiques, et surtout un gain réduit par rapport aux structures 1 et 2, ainsi qu'une sensibilité à la température plus importante ($T_0 \sim 30$ K). Nous avons tout de même obtenue une puissance de sortie de 40 mW à température ambiante avec un coupleur de sortie de transmission 0,7 % (cf. chapitre IV 2.2.3).

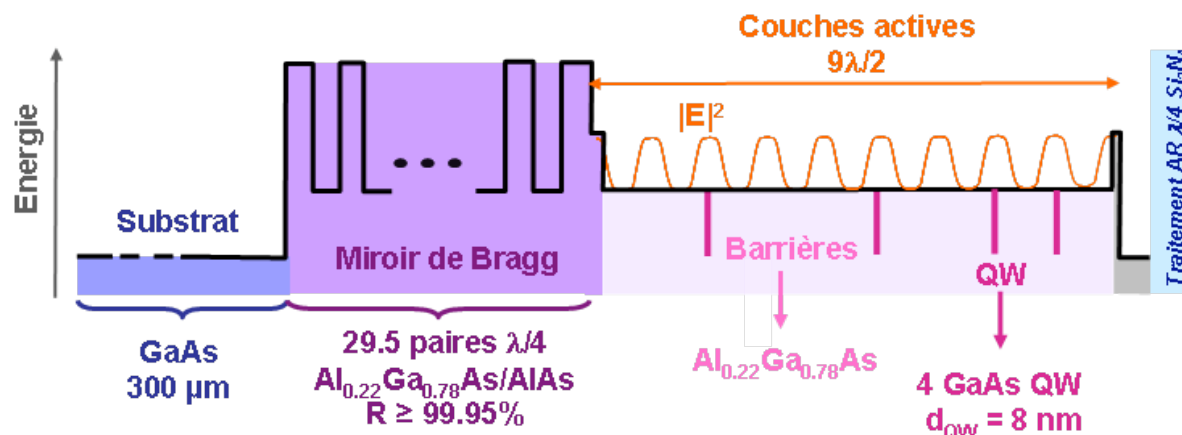


Figure 106 : Coupe transversale de la structure avec un antireflet quatre puits quantiques.

Tableau 12 : Récapitulatif des couches constituant la structure avec un antireflet à quatre puits quantiques.

Matériau	Fonctionnalité	Nombre de couche	Épaisseur réelle (nm)	Épaisseur optique
GaAs	Couche de protection	1	2,00	$\lambda_0/2$
Al39%GaAs	Couche de confinement	1	30,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	86,90	
GaAs PQ	Puits quantiques	1	8,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	113,70	$\lambda_0/2$
GaAs PQ	Puits quantiques	1	8,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	235,90	λ_0
GaAs PQ	Puits quantiques	1	8,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	358,00	$3\lambda_0/2$
GaAs PQ	Puits quantiques	1	8,00	
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Barrière	1	211,20	λ_0
Al39%GaAs	Couche de confinement	1	30,00	
AlAs	Miroir de Bragg	1	70,80	$\lambda_0/4$
Al _{0,22} Ga _{0,78} As	Miroir de Bragg	x 29	61,10	$\lambda_0/2$
AlAs	Miroir de Bragg		70,80	
GaAs	Buffer	1	169,00	
GaAs	Substrat	1	350 µm	

3. Liste des structures étudiées

Nous dressons dans le Tableau 13 la liste de toutes les structures étudiées avec leurs principales caractéristiques. Nous n'avons inscrit ici que les structures ayant donné un résultat laser intéressant, nous avons testé, en tout, plus de 50 structures. La Figure 107, qui suit, représente leurs performances en termes de puissance maximum et de longueur d'onde, en optimisant tous les paramètres.

Tableau 13: Liste des structures testées et leurs performances typiques (les structures décrites en détail dans ce manuscrit sont repérées en rouge).

	Structure	Echantillon	Performances laser typiques Puissance maximum émise (puissance de pompe incidente) @ longueur d'onde
Croissance classique	4 puits quantiques + Antireflet Si ₃ N ₄	MOR 5560 B Structure à 4 puits quantiques Gas82 A'	37 mW (340 mW) @ 852 nm 0,5 mW (320 mW) @ 856 nm
	4 puits quantiques + Antireflet SiO ₂	Gas56A Gas56B Gas70A Gas70A' Gas82A	17 mW (320 mW) @ 858 nm 1,3 mW (320 mW) @ 854 nm 3,5 mW (320 mW) @ 854 nm 0,5 mW (320 mW) @ 851 nm 3,5 mW (320 mW) @ 852 nm
	4 puits quantiques + InGaP + Antireflet Si ₃ N ₄	Gas117B	46 mW (340 mW) @ 852 nm
	4 puits quantiques résonant + Antireflet Si ₃ N ₄	Gas70B	4 mW (340 mW) @ 845 nm
	4 puits quantiques résonant + Antireflet SiO ₂	Gas56A' Gas56B' Gas70B'	8 mW (320 mW) @ 845 nm 1,6 mW (320 mW) @ 845 nm 16,8 mW (400 mW) @ 855 nm
	4 puits quantiques résonant + InGaP	Gas117D	23 mW (340 mW) @ 845 nm
	7 puits quantiques + InGaP + Antireflet Si ₃ N ₄	Gas118C Gas122 Structure 3 Gas174	14 mW (340 mW) @ 838 nm 93 mW (520 mW) @ 861 nm 47 mW (570 mW) @ 862 nm
	7 puits quantiques anti résonant + InGaP	Gas118B Gas122'	8 mW (330 mW) @ 847 nm 19 mW (400 mW) @ 870 nm
Croissance améliorée	7 puits quantiques + InGaP + Antireflet Si ₃ N ₄	Gas175 Gas225 Structure 2 Gas256	140 mW (850 mW) @ 861 nm 330 mW (1,1 W) @ 855 nm 198 mW (887 mW) @ 859 nm
	7 puits quantiques résonnant + InGaP	Gas230 Structure 1	184 mW (1 W) @ 853,5 nm
	14 puits quantiques	Gas177	62 mW (680 mW) @ 870 nm

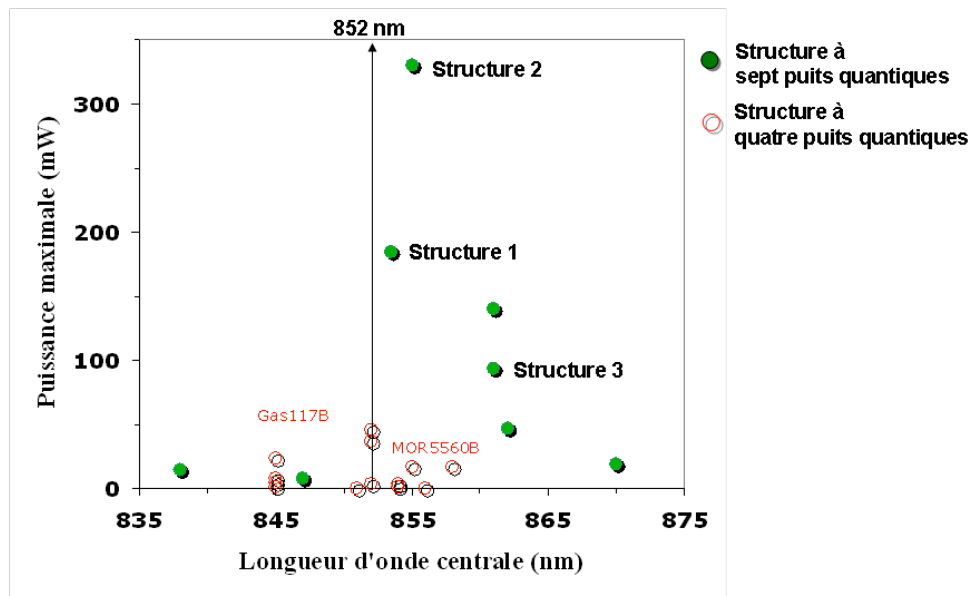


Figure 107: Figure de mérite des performances des structures étudiées : puissance laser maximum émise en fonction de la longueur d'onde centrale de la radiation à cette puissance.

Bibliographie

A

- [Afromovitz, 1974] Martin A. Afromowitz, "REFRACTIVE INDEX OF Ga_{1-x}Al_xAs", Solid State Communications, **15**, pp. 59-63 (1974).
- [Agrawal] "Semiconductor Laser", Kluwer Academic, 2nd ed. (1993).
- [Arakawa, 1985] "Dynamics and spectral properties of semiconductor lasers with quantum-well and quantum-wire effects" Y. Arakawa, K. Vahala and A. Yariv, Surface Science, **174**, pp. 155-162 (1985)
- [Arimondo, 1976] "Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping", E; Arimondo, G. Orriols, Nuovo Cimento Lettere, **17**, pp. 333-338 (1976)

B

- [Baili, 2008] "Experimental investigation and analytical modelling of excess intensity noise in semiconductor class-A lasers" Ghaya Baili, Fabien Bretenaker, Mehdi Alouini, Loïc Morvan, Daniel Dolfi, Isabelle Sagnes, IEEE Journal of Ligthwave Technology, **26** (8), p. 952 (2008)
- [Baillard, 2006] "Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers", Baillard X., Gauguet A., Bize S., Lemonde P., Laurent P., Clairon A., Rosenbuch P., Optics Communications **266**, pp. 609-613 (2006)
- [Bernard et Durrafourg, 1961] "Laser conditions in semiconductors" M.G. Bernard et G. Duraffourg, Phys. Status Solidi **1**, 699 (1961)
- [Beyertt, 2007] "Efficient Gallium–Arsenide Disk Laser", Svent-Simon Beyertt, Uwe Brauch, Frank Demaria, Nacef Dhidah, Adolf Giesen, Thomas Kübler, Steffen Lorch, Fernando Rinaldi, and Peter Unger, IEEE J. Of Quantum Electronics, **43**, No. 10, pp. 869-875 (2007)
- [Born et Wolf] "Principles of Optics", Max Born, Emil Wolf, Cambridge University Press, Sixth Edition (1980).

C

- [Cacciapuoti, 2007] "Atomic Clock Ensemble in Space: Scientific Objectives and Mission Status" L. Cacciapuot, N. Dimarcq, G. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, P. Berthoud, A. Jornod, F. Reina, S. Feltham and C. Salomon, Proceedings of the Third International Conference on Particle and Fundamental Physics in Space, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 166, pp.303-306 (2007).
- [Canuel, 2006] "Six-Axis Inertial Sensor Using Cold-Atom Interferometry" B. Canuel, F. Leduc, D. Holleville, A. Gauguet, J. Fils, A. Virdis, A. Clairon, N. Dimarcq, Ch. J. Bordé, and A. Landragin, P. Bouyer, Phys. Rev. Lett. **97**, 010402 (2006)
- [Chilla, 2004] "High Power Optically Pumped Semiconductor Lasers", Juan Chilla, Stuart Butterworth, Alex Zeitschel, John Charles, Andrea Caprara, Murray Reed and Luis Spinelli, Proc. of SPIE (2004)
- [Coldren] "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits" L.A. Coldren, S.W. Corzine, Wiley Series in microwave and optical engineering (1995).

D

- [Dawson, 2008] Dawson M., Summer School, 3rd EPS-QEOD EUROPHOTON Conference Paris (2008)
- [De Clercq, 2005] "High contrast ramsey fringes with coherent-population-trapping pulses in a double lambda atomic system", E. de Clercq D. Holleville N. Dimarcq T. Zanon, S. Guerlandel and A. Clairon, Phys. Rev. Lett., **94**, (2005).
- [De Labachellerie, 1985] "An 850 nm Semiconductor Laser Tunable Over A 300 angströms Range", De Labachellerie M., Cerez P., Optics Communication, **55**, 3, pp. 174-178 (1985)
- [Dobrowolski, 1995] "Optical properties of films and coatings" dans Handbook of Optics, M. Bass, McGraw-Hill, New York (1995)

E

- [El-Kurdi, 2004] "Room-temperature continuous-wave laser operation of electrically-pumped 1.55 μm VECSEL", M. El Kurdi, S. Bouchoule, A. Bousseksou, I. Sagnes, A. Plais, M. Strassner, C. Symonds, A. Garnache, J. Jacquet, *Electronics Letters*, **40**, No. 11, (2004).

F

- [Fermigier, 1998] "Self-aligned external-cavity semiconductor lasers for high resolution spectroscopy ", B. Fermigier, G. Lucas-Leclin, J. Dupont, F. Plumelle and M. Houssin, *Optics Communications*, **153**, Issues 1-3, pp. 73-77 (1998).
- [Fleming, 1981] "Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers" Fleming M., Mooradian A., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 17, No. 1 (1981)

G

- [Garnache, 2007] "Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs: Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit" A. Garnache, A. Ouvrard, D. Romanini, *Optics Express*, **15** (15), p. 9403 (2007)
- [Garnache, 2008] Conférence orale Europhoton 2008, Paris (2008)
- [Giesen, 1994] "Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers", A. Giesen , H. Hiige, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, *Appl. Phys. B* 58, pp.365-372 (1994)
- [Goyal, 1997] "Stable single-frequency operation of a high power external cavity tapered diode laser at 780 nm", Goyal A.K., Gavrilovic P., Po H., *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 10, pp. 1296-1298, (1997)
- [Grynberg] "Introduction aux lasers et à l'optique quantique" G. Grynberg, A. Aspect, Cours de l'École Polytechnique, Ellipses (1998)

H

- [Hall, 1962] "Coherent light emission from GaAs junction", Hall R., Fenner G., Kingsley J, Soltys T., Carlson R., *Phys. Rev. Lett.*, 9, 9, pp.366-369 (1962).
- [Hadley, 1993] "High single-transverse-mode output from external-cavity surface-emitting laser diodes", M. A. Hadley, G. C. Wilson, K. Y. Lau, and J. S. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **63** (12), pp. 1607-1609 (1993).
- [Hastie, 2003] "0.5-W Single Transverse-Mode Operation of an 850-nm Diode-Pumped Surface-Emitting Semiconductor Laser", Jennifer E. Hastie, John-Mark Hopkins, Stephane Calvez, Chan Wook Jeon, David Burns, Richard Abram, Erling Riis, Allister I. Ferguson, Martin D. Dawson, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, **15**, NO. 7, JULY 2003
- [Hastie, 2006] "Tunable ultraviolet output from an intracavity frequency-doubled red vertical-external-cavity surface-emitting laser", Jennifer E. Hastie, A Lynne G. Morton, Alan J. Kemp, and Martin D. Dawson, Andrey B. Krysa and John S. Roberts, *APPLIED PHYSICS LETTERS* **89**, 061114 (2006)
- [Henry, 1982] "Theory of the linewidth of semiconductor lasers" C. Henry, *IEEE Journal of quantum electronics*, **18** (2), p. 259 (1982).
- [Holleville, 2001] "Conception et réalisation d'un gyromètre à atomes froids doné sur l'effet Sagnac pour les ondes de matières", D. Holleville, Thèse de doctorat de l'université Paris XI, Orsay (2001).
- [Holleville, 2008] Communication privée.
- [Holm, 1999] "Actively Stabilized Single-Frequency Vertical-External-Cavity AlGaAs Laser", M. A. Holm, D. Burns, A. I. Ferguson, M. D. Dawson, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. 11, NO. 12, (1999).
- [Hopkins, 2004] "0.6 W CW GaInNAs vertical external-cavity surface emitting laser operating at 1.32 μm " J.-M. Hopkins et al., *Electron. Lett.*, 40, 30 (2004)

I

- [Iliek, 2007] "Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser With Monolithically Integrated Pump Lasers", Stefan Iliek, Tony Albrecht, Peter Brick, Stephan Lutgen, Ines Pietzonka, Michael Furitsch, Wolfgang Diehl, Johann Luft, and Klaus Streubel, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, **19**, NO. 24, (2007)

J

- [Jacquemet] "Sources laser solides pompées par diode, émettant autour de 1000 nm et 500 nm, à base de cristaux dopés Ytterbium et de semiconducteurs", Jacquemet M., Thèse de doctorat de l'université Paris XI, Orsay (2005).
- [Jaquemet, 2007] "Single-frequency cw vertical external cavity surface emitting semiconductor laser at 1003 nm and 501 nm by intracavity frequency doubling" M. Jacquemet, M. Domenech, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J. Dion, M. Strassner, I. Sagnes, A. Garnache, Applied Physics B, **86**, pp.503-510 (2007)

K

- [Kasevich, 1991] "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions" M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, pp. 181 (1991)
- [Keller, 2006] "Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers", Ursula Keller, Anne C. Tropper, Physics Reports **429**, pp. 67 – 120 (2006).
- [Kemp, 2005] "Thermal management in Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers : Finite-element analysis of a heatspreader approach" Alan J. Kemp, Gareth J. Valentine, John-Mark Hopkins, Jennifer E. Hastie, Scott A. Smith, Stephane Calvez, Martin D. Dawson, David Burns, IEEE Journal of quantum electronics, **41** (2), p. 148 (2005)
- [Khanin] "Principles of Laser dynamics" Y. Khanin, Elsevier Science (1995)
- [Kim, 2007] "Efficient blue lasers based on gain structure optimizing of vertical-external cavity surface-emitting laser with second harmonic generation", Jun-Youn Kim, Soohaeng Cho, Seong-Jin Lim, Jaeryung Yoo, Gi Bum Kim, Ki-Sung Kim, Junho Lee, Sang-Moon Lee, Taek Kim, and Yongjo Park, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS **101**, 033103 (2007)
- [Klehr, 2008] "High power DFB lasers for D1 and D2 caesium absorption spectroscopy and atomic clocks", A.Klehr, H. Wenzel, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, T-P. Nguyen and G. Tränkle, Proc. of SPIE, **6909**, 69091E, (2008)
- [Koechner] "Solid State Laser Engineering", Fifth revised and updated edition, Springer, (1999)
- [Kuznetsov, 1997] "High-Power (0.5W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams", M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, **9**, No. 8, pp. 1063-1065 (1997)
- [Kuznetsov, 1999] "Design and Characteristics of High-Power (0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM₀₀ Beams", Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A., IEEE J. Of Selected Topics in Quantum Electronics, **5**, No. 3, pp.561-573 (1999)

L

- [Lang, 1980] "External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties", Lang R., Kobayashi K., IEEE Journal of Quantum Electronics, **16**, No. 3 (1980)
- [Liau, 2000] "Semiconductor wafer bonding via liquid capillarity", Liau Z., Applied Physics Letters, **77**, 5, pp.651-653 (2000)
- [Lindberg, 2005] "Single-frequency operation of a high-power, long-wavelength semiconductor disk laser" H. Lindberg et al., Opt. Lett., **30**, p.2260 (2005).
- [Lorensen, 2006] "50-GHz Passively Mode-Locked Surface-Emitting Semiconductor Laser with 100 mW Average Output Power", D. Lorensen, D.J.H.C. Maas, H.J. Unold, A.R. Bellancourt, B. Rudin, E. Gini, D. Ebeling, U. Keller, IEEE J. Quantum Electron. QE-42, 838 (2006)

[Ludlow, 2008] "Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a ca clock." A. D. Ludlow, et al., *Science*, **319**, pp.1805–1808 (2008).

M

[Maas, 2007] "Vertical integration of ultrafast semiconductor lasers", D. Maas, A-R. Bellancourt, B. Rudin, M. Golling, H. Unold, T. Südmeier, U. Keller, *Appl. Phys. B* **88**, 493–497 (2007)

[McGinily, 2007] Stephen J. McGinily, Richard H. Abram, Kyle S. Gardner, Erling Riis, Allister I. Ferguson, John S. Roberts, " Novel Gain Medium Design for Short-Wavelength Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser ", *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, **43**, NO. 6 (2007)

[McInerney, 2003] "High Power surface emitting semiconductor laser with extended vertical compound cavity", J. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A. Shchegrov, E. Strzelecka, D. Lee, J. Watson, M. Liebman, G. Carey, B. Cantos, W. Hitchens, D. Heald, *Electronics Letters*, 36, No. 6, pp. 523-525 (2003).

[Menesguen, 2005] "Thermal modelling of Large Area VCSELs under optical pumping" Y. Menesguen, R; Kuszelewicz, *IEEE Journal of quantum electronics*, **41** (7), p. 901 (2005)

[Metcalf] "Laser Cooling and Trapping", Harold J. Metcalf, Peter van der Straten, Springer

[Michalzik, 1995] "Generalized BV Diagrams for Higher Order Transverse Modes in Planar Vertical-Cavity Laser Diodes", Michalzik R., Ebeling J., *IEEE J. Of Quantum Electronics*, **31** (8), pp.1371-1379 (1995)

[Morton, 2007] "Actively Stabilised Single-Frequency Red VECSEL", Lynne G. Morton, Hannah D. Foreman, Jennifer E. Hastie and Martin D. Dawson, *Advanced Solid State Photonics*, Paper WB7 (2007)

[Moulton, 1985] "Spectroscopic and laser characteristics of $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ", Moulton P.F., *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, No. 1, pp.125-133 (1986)

N

[Ngô] "Les semiconducteurs, de l'électron aux dispositifs", Ngô (Dunod)

[Novalux] <http://www.novalux.com/>

[Nyman, 2005] "Tapered-amplifier AR-coated laser diodes for Potassium and Rubidium atomic-physics experiments", Nyman R. , Varoquaux G., Viller B., Sacchet D., Moron F., Le Coq Y., Aspect A., Bouyer P., *Rev. Sci. Instr.*, **77**, 033105 (2006)

O

[Ouvrard, 2005] "Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at $2.3\mu\text{m}$ ", Ouvrard A., Garnache A., Cerruti L., Genty F., Romanini D., *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, **17**, NO. 10 (2005)

P

[Pati, 1997] "Single-Mode tunable Ti:Sapphire laser over a wide frequency range", Pati B., Borysow J., *Applied Optics*, **36**, 36, pp. 9337-9341 (1997)

[Park, 2003] "Room-temperature GaN vertical-cavity surface-emitting laser operation in an extended cavity scheme", Si-Hyun Park, Jaehoon Kim, Heonsu Jeon, Tan Sakong, Sung-Nam Lee, Suhee Chae, Y. Park, Chang-Hyun Jeong, Geun-Young Yeom, Yong-Hoon Cho, *APPLIED PHYSICS LETTERS* **83**, NUMBER 11 (2003)

[Petermann] "Laser Diode modulation and noise", K. Petermann, Kluwer Academic Publishers (1991).

R

[Raja, 1988] "Surface-emitting, multiple quantum well GaAs/AlGaAs laser with wavelength-resonant periodic gain medium", Raja M., Brueck S., Osinski M., Schaus C.,

- McInerney J., Brennan T., Hammons B., Appl. Phys. Lett., **53** (18), pp.1678-1680 (1988)
- [Ramsey, 1950] "A molecular beam resonance method with separated oscillating fields." N.F. Ramsey, Phys. Rev., 78, pp. 695 (1950).
- [Ricci, 1994] "A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics". Ricci L., Weidemüller M., Esslinger T., Hemmerich A., Zimmermann C., Vuletic V., König W., Hänsch T., Optics communications, **117**, p. 541-549 (1995)
- [Rosenband, 2008] "Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place." T. Rosenband et al., Science, **319**, pp.1808–1812 (2008).
- [Rullière, 2005] "Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments", Rullière, Springer Verlag, 2^{ème} édition (2005)
- ## S
- [Saarinen, 2006] "Power scalable semiconductor disk laser using multiple gain cavity", Esa. J. Saarinen, Antti Härkönen, Soile Suomalainen and Oleg G. Okhotnikov, OPTICS EXPRESS, **14**, No. 26, 12868 (2006)
- [Salomon, 2008] Conférence orale, Journée thématique "Horloges atomiques et senseurs inertiels à ondes de matière : applications et perspectives", Paris (2008) et <http://www.phys.ens.fr/~salomon/>
- [Sandusky, 1996] "A CW External-Cavity Surface-Emitting Laser", J. V. Sandusky and S. R. J. Brueck, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, **8**, No. 3 (1996).
- [Schawlow, Townes, 1958] "Infrared and Optical Maser" Physical review, **112** (6), p. 1940 (1958)
- [Schmid, 2004] "Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser", Schmid M., Benchabane S., Torabi-Goudarzi F., Abram R., Ferguson A., Riis E., Applied Physics Letters, **84**, No. 24, pp. 4860-4863 (2004).
- [Shi, 2006] "Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers (VCSELs) With High-Power and Single-Spot Far-Field Distributions at 850-nm Wavelength by Use of Petal-Shaped Light-Emitting Apertures", Jin-Wei Shi, J.-L. Yen, C.-H. Jiang, K.-M. Chen, T.-J. Hung, and Ying-Jay Yang, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, **18**, No. 3 (2006)
- [Siegman] "Lasers" A. Siegman, University Science Books, Mill Valley (1986)
- [Simon, 1997] "Vers une stabilité et une exactitude de 10^{-16} pour les horloges atomiques : le rayonnement du corps noir, la détection optique", E. Simon, Thèse de doctorat de l'université Paris XI, Orsay (1997).
- [Soda, 1979] "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Laser" Soda H., Iga K., Kitahara C., Suhematsu Y., Jpn. J. App. Phys., **18**, 12, pp.2329-2330 (1979).
- [Steck, 2003] Cesium D line data, D. Steck, Los Alamos National Laboratory. (2003)
- [Steegmüller, 2008] "Green laser modules to fit laser projection out of your pocket", U. Steegmüller, M. Kühnelt, H. Unold, T. Schwarz, R. Schulz, S. Illek, I. Pietzonka, H. Lindberg, M. Schmitt, U. Strauss, Proc. of SPIE Vol. **6871**, 687117, (2008)
- [Svelto] "Principles of lasers" O. Svelto, Springer (1998)
- [Swaminathan, 1991] "Materials Aspects of GaAs and InP based Structures", Swaminathan, V; Macrander, A. T., Prentice Hall (1991).
- ## T
- [Talgader, 1995] "Thermal dependence of the refractive index of GaAl and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavity" J. Talghader, JS Smith, Applied physics Letters, **66** (3), pp. 335-337 (1995)
- ## Y
- [Yang, 1989] "Study on the saturation absorption of Cesium" D. Yang, Yi Wang, Optics communications, 74 (1), p. 54 (1989)
- [Yokouchi, 1992] "40 A Continuous Tuning of a GaInAsP/InP Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Using an External Mirror", N. Yokouchi, T. Miyamoto, T. Uchida, Y. Inaba, F. Koyama, and K. Iga, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, **4**, No. 7, pp. 701-703 (1992)

- [Young, 1993] " Enhanced Performance of Offset-Gain High-Barrier Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers", D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, M. G. Peters, M. L. Majewski, B. J. Thibeault, Scott W. Corzine, Larry A. Coldren, IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, **29**, NO. 6. (1993).
- [Yuen, 2000] "High-performance 1,6 μ m single-epitaxy top-emitting VCSEL" Yuen et al, Electronics letter, **36**, n°13, p.1120 (2000)

Z

- [Zenzie, 1995] "Diode-pumped, single-frequency Cr:LiSrAlF₆ ring laser" Zenzie HH, Finch A, Moulton PF, Optics Letters, **20**, Issue: 21, pp. 2207-2209 (1995)
- [Zhang, 2006] "Operation of an optical in-well-pumped vertical-external-cavity surface-emitting laser", Wei Zhang, Thorsten Ackemann, Stephen McGinily, Marc Schmid, Erling Riis, and Allister I. Ferguson, APPLIED OPTICS, **45**, No. 29, pp.7729-7735 (2006)

Liste des publications et conférences de l'auteur sur ces travaux de thèse

Publications dans des revues scientifiques à comités de lecture :

- **"Design Of A Low-Threshold Vecsel Emitting At 852 nm For Cesium Atomic Clocks"** B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES AND A. GARNACHE, OPTICAL AND QUANTUM ELECTRONICS, VOLUME 40, NUMBERS 2-4 / PP 167-173 /MARS 2008 - DOI 10.1007/s11082-007-9170-9
- **"Single-frequency tunable VECSEL around the Cesium D₂ line"** B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE, *Conf*: LASE – Photonics West, San Jose (Janvier 08) *Publié dans* : Solid State Lasers XVII: Technology and Devices edited by W. Andrew Clarkson, Norman Hodgson, Ramesh K. Shori Proc. of SPIE Vol. 6871, 687112, (2008) · 0277-786X/08/\$18 · doi: 10.1117/12.763119
- **"Tunable Single-frequency operation of a diode-pumped Vertical-External Cavity Laser at the Caesium D₂ line"** B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE (soumis à Applied Physics B)

Congrès internationaux sans publication des actes :

- **"Diode-pumped VECSELS at 852 nm for atomic inertial sensors"**B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE, Oral : Workshop "Laser diode in space", CNES Toulouse (11-12 Mai 2006)
- **"Single-Frequency Diode-Pumped VECSEL at 852 nm"**B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE, Conférence orale : Europhotons (Pise) (10-15 sept 2006)
- **"Characterisation of a diode-pumped VECSEL at 852 nm"**B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE, Conférence orale : EOS Meeting, Paris (Octobre 2006)
- **"Design of a low-threshold VECSEL emitting at 852 nm for Cs atomic clocks"** B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE, Conférence orale : Workshop PHASE, Metz Avril 2007
- **"Compact diode-pumped single-frequency VECSEL for cesium atomic clocks"** B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE, Conférence orale : CLEO Europe Munich, Allemagne 17-22 Juin 2007
- **"Single-frequency diode-pumped semiconductor laser tuned on a cesium transition: frequency stability and linewidth study"** B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, P. GEORGES, I. SAGNES, A. GARNACHE, D. HOLLEVILLE, 3RD EPS-QEOD EUROPHOTON CONFERENCE (PARIS, FRANCE - 31/08 - 5/09/08)
- **"Compact and robust single-frequency diode-pumped VECSEL at the Cesium D₂ line for atomic clocks"** B. COCQUELIN, G. LUCAS-LECLIN, D. HOLLEVILLE, N. DIMARCQ, I. SAGNES, M. MYARA, A. GARNACHE, P. GEORGES, International Conference on Space Optics 2008 (Toulouse, 14/10/08-17/10/08)

Remerciements

C'est à la fois avec une certaine sérénité et une relative tristesse que j'entame l'écriture de ces remerciements qui constitue le point final à cette thèse. Je mesure aujourd'hui la chance qui m'a été donnée de travailler pendant trois ans, voire un peu plus, sur un sujet à la fois passionnant et complexe dans un environnement idéal pour se former à la recherche.

Merci à tous ceux qui ont contribué d'une façon ou d'une autre à ce travail sur les lasers et d'une certaine façon sur moi-même aussi. Je tiens tout d'abord à remercier Pierre Chavel de m'avoir accueilli au sein du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. J'ai été heureux de représenter les doctorants du laboratoire au sein de son conseil de laboratoire et d'avoir ainsi assisté à quelques joutes mémorables ainsi qu'à des discussions importantes sur la vie d'un établissement. Je remercie le CNRS et le CNES qui ont cofinancé ma bourse de thèse. Les applications spatiales de ce travail, bien que lointaines, m'ont particulièrement intéressé et les discussions dans les workshops ou les journées de jeunes chercheurs avec Linda Mondin ont toujours été très instructives. Merci à la DGA et à Bruno Desruelle et Maximilien Portier d'avoir financé mes travaux de thèse et d'avoir suivi mes travaux.

Ensuite, je tiens à remercier les membres du jury qui ont lu ce manuscrit en m'apportant un éclairage nouveau sur certains points. Merci pour vos questions et votre intérêt à ce travail.

Rapprochons nous des manip pour observer l'agitation qui règne autour d'une si petite expérience. De nombreuses personnes sont associées à ce travail, et je suis heureux de pouvoir les nommer dans ces quelques lignes. Elles m'ont fait bénéficier de diverses compétences techniques et humaines, abondantes dans les différents laboratoires avec lesquels j'ai collaboré. Merci aux petits gars de l'IES à Montpellier : Arnaud Garnache et Mikhaël Myara, pour m'avoir simplifié et réexpliqué la théorie des VECSELS et les contributions de bruit d'un laser ! Merci à Isabelle Sagnes et à Grégoire du LPN pour leur réactivité à fabriquer des wafers, pour leurs accueils à toute heure et en coup de vent parfois, ainsi que pour toutes les discussions ouvertes. Bon courage pour le pompage électrique ! Merci à l'atelier de mécanique de l'Observatoire de Paris et à David Holleville qui a permis de réaliser un montage suffisamment stable pour que je puisse à la fois respirer et faire des mesures expérimentales. Toujours disponible, prêt à aider, à manipuler dans un coin d'atelier, à concevoir une mécanique ultrastable et surtout esthétique !

Continuons par la présentation d'une équipe solide et solidaire pour m'entourer et m'encadrer au quotidien dans cette aventure, indispensable pour mener à bien ce travail de longue haleine. Cette équipe c'est ELSA. Vous avez pu la rencontrer au travers de divers tournois sportifs sous divers pseudonymes tels Elsatac', Elsatire, Elsarrivepasàmarquer ou Elsabuse...

Les autres équipes de l'Institut ne sont pas en reste! Bravo ou bon courage à Jérôme Hottin, Aurélien Duval, JF Clément, JP Brantut, Simon Bernon, Juliette Billy, David Dulin, Alexandre Baron, Felix Kroeger, Kevin Contreras. En espérant que nous ayons pu apporter un élan au futur Student Chapter de l'Institut.

A l'Institut d'Optique je veux également remercier les personnes de l'atelier d'optique et de mécanique, l'ensemble de l'Ecole Supérieure d'Optique où j'ai eu le bonheur de faire mes études d'ingénieur et ensuite d'enseigner, surtout au service des TP : Fabienne, Thierry et Lionel.

Inutile de préciser que ce travail n'a été possible qu'avec toute l'attention et l'affection de mes amis et de ma famille. Merci de m'avoir supporté (dans les tous les sens du terme) pendant toutes ces années.

Merci à vous tous qui lisez ces mots ! J'espère que cette lecture vous donnera envie de vous lancer également dans cette grande aventure de la thèse.

Benjamin

