

Lasers à base de semiconducteurs.

Ce chapitre traite de la deuxième solution que nous avons identifiée et choisie pour réaliser un laser émettant un rayonnement monomode longitudinal à 501,7 nm, à savoir l'utilisation d'un milieu amplificateur semiconducteur, dans lequel le gain est créé par pompage optique. La structure semiconductrice amplificatrice est formée d'un miroir de Bragg très réfléchissant (multicouches de AlAs-GaAs), jouant le rôle d'un des miroirs de cavité, et d'un empilement de couches de GaAs-InGaAs formant des puits quantiques, dans lesquels le gain laser sera créé par pompage optique. Cet élément est utilisé en cavité externe en ajoutant des miroirs classiques avec traitements diélectriques pour former le résonateur (figure C-1).

La première démonstration expérimentale de VCSELS pompés optiquement par diode laser et fonctionnant à haute puissance ($>0,5W$) avec une très bonne qualité de faisceau a été réalisée par Kuznetsov et al. [Kuznetsov, 97].

Comme pour les sources à base de cristaux dopés ytterbium pompés par diode, l'émission laser se fera dans l'infrarouge autour de 1003 nm et sera ensuite doublée en fréquence dans un cristal non linéaire de $KNbO_3$ pour atteindre le bleu-vert. On rappelle sur la figure suivante le schéma général du laser à base de semiconducteurs pompés optiquement, qui a été défini après les réflexions menées dans le chapitre A (reprise de la figure A-23).

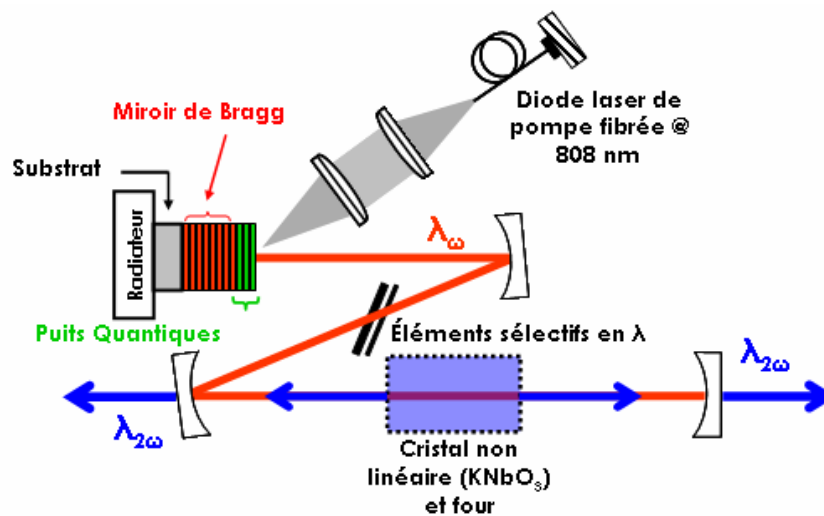


Figure C-1 : Schéma de principe du laser à base de semiconducteurs pompés optiquement dont le rayonnement infrarouge est doublé en fréquence intracavité.

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre de ce manuscrit, on retrouve ce type de lasers sous plusieurs dénominations anglosaxonnes, VCSEL ("Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser"), VECSL ("Vertical-External-Cavity Semiconductor Laser"), OP-VCSEL ("Optically Pumped- Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser"), OPS-L ("Optically Pumped Semiconductor Laser") ... et bien d'autres. Tout au long de ce chapitre, lorsque nous parlerons du laser complet, nous essaierons d'utiliser toujours la même dénomination : nous parlerons de OPSL pour "Optically Pumped Semiconductor Laser" (Laser à Semiconducteur Pompé Optiquement). Lorsque nous parlerons spécifiquement de la structure semiconductrice elle-même, nous emploierons souvent le terme $\frac{1}{2}$ VCSEL se référant à une moitié de structure utilisées dans les lasers VCSEL pompés électriquement à cavité verticale et à émission par la

surface (zone active à puits quantiques prise en sandwich entre deux miroirs de Bragg - Voir l'Encadré A.1).

Cet axe de recherche, pour ces travaux en particulier et plus largement au sein de l'équipe ELSA, a été initié fin 2003 et s'est fait en collaboration avec A. Garnache du Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier (CEM²) et, I. Sagnes, M. Strassner (post-doctorant) et J. Dion (doctorante) du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis. Le développement des structures semiconductrices a été réalisé par A. Garnache, I. Sagnes et M. Strassner, la croissance, réalisée au LPN, par I. Sagnes et M. Strassner, alors que la technique de report des structures pour une meilleure évacuation thermique a été développée et réalisée par J. Dion au cours de ses travaux de thèse. Outre, le développement du laser dont nous parlerons ici, notre rôle a été le test de différentes structures afin d'identifier les plus adéquates pour les applications visées.

L'avantage incomparable que présente ce type de structures à semiconducteurs est le large choix des longueurs d'ondes accessibles, à travers l'ingénierie de la conception des structures et des composés utilisés.

Nous commencerons, dans une première partie, par traiter des principaux aspects théoriques et techniques nécessaires à la compréhension de ces travaux. Pour cela, nous nous baserons directement sur la structure utilisée pour ces travaux en présentant sa composition, du miroir de Bragg aux puits quantiques. De plus, nous mentionnerons régulièrement à travers de petits encadrés, diverses techniques alternatives proposées dans la littérature pour ces structures semiconductrices actives. Ces encadrés ne sont pas nécessaires à la compréhension générale du fonctionnement de ce type de laser, mais permettent de mettre en lumière les nombreuses "astuces" ou techniques pour améliorer certains facteurs limitant.

Cette première partie nous mènera naturellement au problème de la thermique dans ce type de structures, limitation principale à la montée en puissance. Nous présenterons alors les différentes techniques utilisées pour évacuer efficacement la chaleur générée dans la zone active. Nous insisterons sur la technique de report et de collage développée au LPN et mise en œuvre sur les structures utilisées lors de ces travaux. Les améliorations apportées seront validées par des résultats expérimentaux lasers, ainsi que par des images thermiques.

Enfin, dans une troisième partie, nous présenterons les réalisations expérimentales menées pendant cette thèse. Nous commencerons par les résultats obtenus dans l'infrarouge autour de 1003 nm en régime multimode longitudinal, pour finir par les résultats dans le visible en régime monomode longitudinal.

C-I Quelques éléments théoriques :

Nous introduisons dans cette partie les principes généraux du fonctionnement laser des OPSL. La structure développée par le LPN et le CEM² et que nous avons utilisée dans nos sources laser sera prise comme exemple. Cela nous permettra de présenter les deux composants principaux de ces structures, le miroir de Bragg et la zone active à puits quantiques. Nous discuterons leurs rôles et présenterons diverses architectures proposées et utilisées dans la littérature dans de petits encadrés.

Les gammes de longueurs d'ondes d'émission accessibles sont déterminées par les composés semiconducteurs utilisés dans l'élaboration des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL. Autour de 1 μ m,

et plus précisément dans une gamme s'étendant entre environ 960 et 1040 nm, ce sont toujours des miroirs de Bragg en AlAs/AlGaAs qui sont utilisés, mais les puits quantiques sont en InGaAs et les barrières en GaAs [Tropper, 04]. Dans ce cas, le désaccord de maille entre les puits et les barrières induit des contraintes en compression sur les puits.

C-I.1 Détails des structures utilisées :

La structure semiconductrice utilisée dans les OPSL correspond donc à un $\frac{1}{2}$ VCSEL classique, c'est-à-dire un miroir de Bragg et une zone active composée de barrières et de puits quantiques. La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est ensuite mise en cavité externe, c'est-à-dire que le résonateur laser est complété par un ou des miroirs diélectriques classiques. La taille du mode fondamental TEM_{00} oscillant dans la cavité peut alors être choisie en fonction de la taille du mode de pompe utilisé.

La figure C-2 ci-dessous représente la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL utilisée lors de nos travaux. On y retrouve le substrat (d'épaisseur environ 300 μm), le miroir de Bragg, la zone active composée des barrières (en gris) et de 5 puits quantiques d'épaisseur 8 nm (en noir). Comme nous le verrons par la suite, nous avons utilisé des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL épitaxiés sur substrat de GaAs ou reportées sur des substrats de Si ou de SiC pour améliorer l'évacuation thermique.

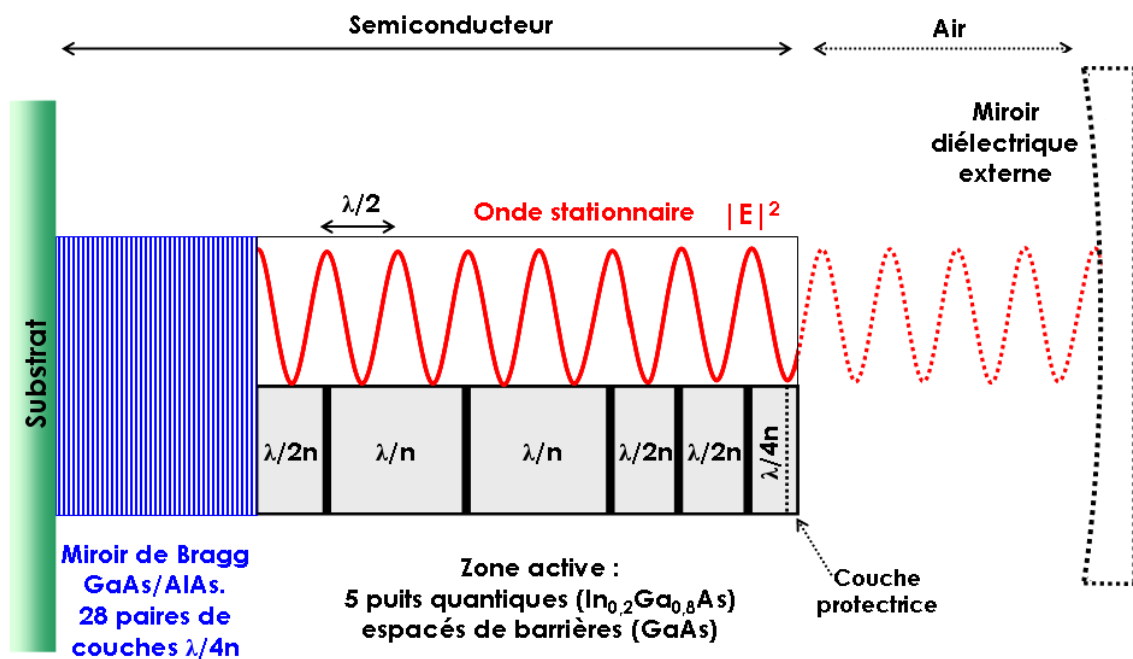


Figure C-2 : Schéma de la structure semiconductrice à puits quantiques utilisée lors de ces travaux. L'onde laser stationnaire de la cavité linéaire fermée par un miroir diélectrique externe est représentée et n correspond à l'indice de réfraction du semiconducteur considéré. Les échelles ne sont pas respectées.

En traits pointillés est schématisé le miroir externe diélectrique dans le cas d'un résonateur à deux miroirs. On a aussi représenté le carré du module du champ électrique de l'onde stationnaire laser oscillant dans la cavité. Enfin, il faut noter la présence, au niveau de l'interface semiconducteur-air, d'une fine couche de 30 nm de AlAs, permettant le confinement des porteurs de charges à l'intérieur la structure, et d'une couche de protection de 8 nm de GaAs empêchant l'oxydation de l'aluminium. Ces deux couches sont représentées sur la figure C-2 par la couche protectrice.

Notons que ces structures n'ont pas été spécialement conçues dans le but d'obtenir une émission monomode longitudinale à 1003 nm, mais plutôt pour obtenir des spectres larges et une émission accordable autour de 1 μm .

Ce genre de design a initialement été proposé par A. Garnache pour être appliquée à la spectroscopie haute sensibilité par absorption laser intracavité (ICLAS "IntraCavity Laser Absorption Spectroscopy") [Garnache, 99]. Le spectre large est alors mis à profit pour sonder simultanément des transitions atomiques et moléculaires sur plusieurs nanomètres. Couplé à un système de détection spectrométrique performant, tel qu'un spectromètre à transformée de Fourier résolu en temps, ce type de source permet de sonder des gaz avec de très bonnes résolutions [Picqué, 03].

C'est ce même type de structure et de conception qui a été utilisé pour obtenir des impulsions de durée inférieure à 500 fs grâce au spectre large ainsi obtenu [Garnache, 02].

C-1.1.a Le miroir de Bragg :

Le miroir de Bragg est constitué de 28 paires de couches de AlAs (indice bas) et de GaAs (indice haut) d'épaisseur $\lambda/4n$ (où n est l'indice du semiconducteur). L'épaisseur des couches est choisie pour que le miroir soit hautement réfléchissant à la longueur d'onde laser λ_L de travail. C'est le contraste d'indice entre les couches de haut indice (GaAs) et de bas indice (AlAs) qui influe sur la réflectivité du miroir de Bragg et sur le nombre de couches nécessaire pour atteindre une certaine réflectivité. Plus le contraste d'indice est fort et plus le nombre de couches à utiliser, pour atteindre une réflectivité donnée, sera petit. La largeur de bande du miroir de Bragg est elle-aussi dictée par le contraste d'indices entre les couches. Plus le contraste est élevé et plus la largeur de la bande de réflectivité sera importante. Il est donc préférable d'utiliser une superposition de couches d'indices très différents. Les réflectivités typiquement mesurées pour nos structures sont supérieures à 99,5% sur une largeur de bande d'environ 100 nm centrée à la longueur d'onde laser. Enfin, grâce au bon accord de maille entre les composés GaAs et AlAs, la zone active est épitaxiée directement sur le miroir de Bragg. La bande de réflectivité des miroirs de Bragg est légèrement sensible aux variations de température. Elle se décale vers les hautes longueurs d'ondes avec un taux d'environ 0,1 nm.K⁻¹ dû à la dilatation des couches.

Dans certains cas, il peut être intéressant d'utiliser un miroir de Bragg double bande (Encadré C.1)

Encadré C.1 - Miroirs de Bragg double bande :

Dans certains cas, afin d'améliorer l'efficacité du pompage optique, le miroir de Bragg est conçu pour être réfléchissant à la longueur d'onde laser, mais aussi à la longueur d'onde de pompe [Gerster, 03], [Calvez, 02]. Il faut alors prendre en compte le fait que le pompage optique se fait généralement hors de l'axe de la cavité, sous un angle d'incidence de plusieurs dizaine de degrés (typiquement 45°). Le miroir double bande doit alors être conçu pour être haute réflexion à λ_L pour l'incidence normale et haute réflexion à λ_P pour une incidence de 45°. Ce genre de miroir de Bragg peut être intéressant à utiliser dans le cas de zones actives dont l'épaisseur de barrières n'absorbe pas en totalité le faisceau de pompe. Cependant, il est plus délicat à faire croître de façon précise.

C-1.1.b Géométrie de la zone active - Structures résonantes et antirésonantes :

Les puits quantiques sont toujours positionnés entre les barrières de telle sorte que le champ de l'onde laser y soit maximum. Hormis pour la dernière barrière proche de l'interface semiconducteur-air, l'épaisseur des barrières est alors multiple de $\lambda/2n$ où λ est la longueur d'onde d'émission et n l'indice de réfraction du semiconducteur ($n \approx 3-3,5$). Cette géométrie forme ce qui est communément appelée une structure à gain périodique résonant⁵¹ ("RPG structure" pour Resonant Periodic Gain structure) [Raja, 89] [Corzine, 89]. Introduite pour les VCSEL (lasers à semiconducteur en cavité monolithique pompés optiquement ou électriquement) à la fin des années 1980, elle permet d'améliorer le recouvrement spatial entre la zone de gain (les puits quantiques) et l'onde laser. Le gain du mode laser est alors le produit du gain des puits quantiques par un facteur Γ illustrant le recouvrement spatial des puits avec l'onde stationnaire. On a :

$$\Gamma = \frac{2}{N_{\text{QW}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{QW}}} \cos^2\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n}{\lambda} \cdot z_i\right) \quad (\text{Équation C-1})$$

où N_{QW} est le nombre de puits quantiques, n est l'indice de réfraction du puits à la longueur d'onde d'émission λ et z_i la position de chaque puits, multiple de $\lambda/2n$. Ce facteur peut valoir 2 au maximum si les puits sont parfaitement positionnés, ce qui augmente d'autant le gain laser [Kuznetsov, 99].

Si l'épaisseur totale de la zone active (en gris) est multiple de $\lambda/2n$, du fait du fort contraste d'indice de réfraction entre le semiconducteur et l'air, une cavité résonante Fabry-Perot de faible finesse est formée entre le miroir de Bragg et l'interface semiconducteur-air. On parle alors de structure résonante. L'intervalle spectral libre de l'étalon équivalent ainsi formé est de l'ordre de 30 à 60 nm suivant l'épaisseur de la structure, à comparer avec la largeur spectrale de gain des puits d'environ 20 nm à mi-hauteur. Cette sous-cavité a un effet de sélection spectrale qui réduit sensiblement la largeur de raie laser et la bande d'accordabilité

De plus, elle a pour effet d'augmenter le gain effectif des puits vu depuis la cavité externe, puisque les photons laser font de multiples allers-retours dans la sous-cavité avant de ressortir vers le miroir externe (On a en fait une augmentation du module du champ électrique au carré $|E|^2$ au niveau des puits quantiques : $|E|^2 \approx 4$, où $|E|^2$ est normalisé à 1 lorsqu'il n'y a pas de résonance, i.e. avec un antireflet). Cette géométrie est principalement utile dans le cas de structures à faible gain (i.e. faible nombre de puits). Une limitation de ce type de structure est que, lorsque la température de la zone active augmente, la longueur d'onde de résonance de la sous-cavité se décale vers le rouge avec un taux d'environ $0,1 \text{ nm.K}^{-1}$ (à cause de la dilatation des couches et des variations d'indice). Il faut alors anticiper ce décalage par rapport au décalage de la longueur d'onde de gain maximum qui vaut environ $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$ (et que nous verrons par la suite), pour que les deux longueurs d'ondes

⁵¹ Attention à ne pas confondre avec l'effet de résonance éventuelle de la sous-cavité formée par la zone active semiconductrice. Ce terme de Resonant Periodic Gain structure peut prêter à confusion. Il est utilisé pour exprimer le fait que le gain sera important pour les longueurs d'ondes proches de λ (la longueur d'onde de conception). Les longueurs d'ondes différentes de λ ne verront pas les puits quantiques au maximum de leur champ et le gain sera alors fortement diminué.

coincident pour une puissance de pompe maximale, afin d'extraire un maximum de puissance laser [Kuznetsov, 99]. Les effets thermiques sont alors délicats à gérer.

Pour atténuer l'effet de filtrage spectral qui rétrécit la bande spectrale d'accordabilité et la largeur de raie, cette géométrie est souvent utilisée avec un traitement antireflet (Si_3N_4) à l'interface semiconducteur-air (La valeur de $|E|^2$ au niveau des puits est alors normalisée à 1 dans ce cas [Garnache, 00]). Le gain effectif est alors diminué par rapport à la sous-cavité résonante précédente. Cependant, cette diminution du gain effectif n'est pas critique puisqu'il suffit d'ajuster la transmission du coupleur de sortie pour extraire un maximum de puissance. On peut quand même noter que le coefficient de réflexion résiduel à l'interface implique un léger effet Fabry-Perot et donc un effet de filtrage spectral résiduel. Cette configuration est l'une des plus utilisée pour des OPSL de puissance, accordables ou fonctionnant en mode impulsionnel [Kuznetsov, 99] [Lutgen, 03] [Häring, 02].

Dans le cas où la longueur totale de la zone active est différente d'un multiple de $\lambda/2n$, on parle de structure (quasi-)antirésonante. Cependant, les puits quantiques sont toujours placés au maximum du champ de l'onde stationnaire formée par la cavité externe (voir figure C-2). La dernière barrière a une épaisseur d'environ $\lambda/4n$, au lieu de $\lambda/2n$ pour la résonance. La sous-cavité n'étant pas résonante (pas même un effet Fabry-Perot résiduel), l'intensité du champ $|E|^2$ au pic est réduite ($|E|^2 \approx 0,5$) et le gain effectif des puits quantiques est alors diminué. Cependant, l'avantage est que la bande d'accordabilité est encore élargie [Garnache, 00], laissant plus de souplesse pour le choix de la longueur d'onde d'émission. L'inconvénient est un gain plus faible, limitant les pertes optiques que l'on est autorisé à insérer dans la cavité.

Dans notre cas, nous bénéficions de ce type de structures semiconductrices quasiment antirésonantes pour la longueur d'onde laser (voir figure C-2).

C-1.2 Principes de fonctionnement de la zone active :

Pour émettre autour de $1 \mu\text{m}$, la zone active est donc la superposition de couches de GaAs, les barrières, et de $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ (que l'on simplifiera souvent par InGaAs), correspondant aux puits quantiques (voir figure C-2).

L'énergie potentielle des électrons dans le InGaAs est plus faible que dans le GaAs. Lorsqu'une fine couche ($\approx 10 \text{ nm}$) de InGaAs est épitaxiée entre deux couches de GaAs, les niveaux énergétiques des électrons dans la zone de InGaAs se discrétisent, formant un puits quantique. La figure C-3 schématise un puits quantique (QW) et son fonctionnement.

Les électrons (ronds noirs) et les trous (défauts d'électrons représentés par des ronds blancs) sont créés dans les bandes de valence et de conduction par absorption des photons de pompe dans les barrières. Les électrons et les trous migrent ensuite dans les puits quantiques où ils se recombinent en émettant des photons qui sont amplifiés par émission stimulée. Une part des recombinaisons électrons-trous se fait aussi de façon non radiative, déposant ainsi de la chaleur dans la structure.

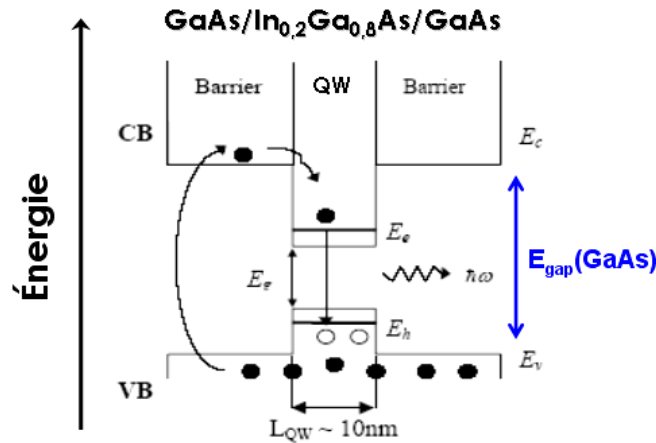


Figure C-3 : Représentation schématique d'un puits quantique (QW) et de son fonctionnement (tiré de [Garnache, 99]).

Les photons de pompe sont absorbés dans les barrières si leur énergie est supérieure à l'énergie de gap (E_{Gap}) des électrons dans les barrières. Pour le GaAs cette énergie de gap est d'environ 1,42 eV, correspondant à une longueur d'onde de 870 nm ($\lambda(\mu\text{m}) = 1,24/E_{\text{Gap}}(\text{eV})$). On utilise alors des diodes laser de pompe à 808 nm. La bande d'absorption étant très large, le choix de la longueur d'onde de pompe n'est pas critique contrairement au cas de nombreux cristaux, tels que les cristaux dopés ytterbium utilisés dans la partie précédente. De plus, le coefficient d'absorption linéique du GaAs est de l'ordre de 10000 cm^{-1} , si bien que le faisceau de pompe est absorbé efficacement sur de petites épaisseurs de barrières de l'ordre du micromètre. Il n'y a alors pas de problème de recouvrement spatial entre les faisceaux de pompe et de cavité. Cette forte absorption peut même conduire à une inhomogénéité significative des densités de porteurs dans les puits si ces derniers sont trop éloignés les uns des autres, i.e. si les barrières sont trop épaisses (Encadré C.2).

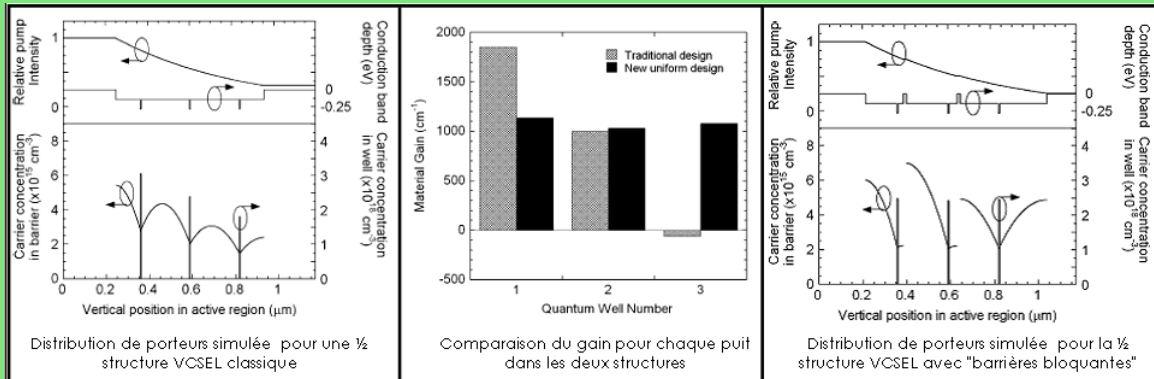
Il faut de plus noter que les puits quantiques ont eux aussi un coefficient d'absorption linéique élevé, mais leur épaisseur étant bien moindre, leur contribution à l'absorption est faible. Cependant, il est possible de mettre à profit cette absorption pour diminuer le défaut quantique et ainsi diminuer la charge thermique dans le semiconducteur (Voir l'encadré C-3 et les parties suivantes).

L'absorption du faisceau de pompe se fait donc sur l'épaisseur de la zone active de quelques micromètres. Le défaut quantique, différence d'énergie entre un photon de pompe (pour nous à 808 nm) et un photon laser (à 1000 nm), ainsi que les recombinaisons non radiatives dans les puits et dans les barrières sont autant de sources de chaleurs qui augmentent la température de la zone active. Or, le gain des puits quantiques, la largeur du gain, l'efficacité quantique, ou encore la longueur d'onde du maximum du gain laser, sont très sensibles à la température et à la densité de porteurs. Notamment, le gain maximum diminue lorsque la température augmente et la longueur d'onde de maximum du gain se décale vers les hautes longueurs d'ondes avec un taux d'environ $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$.

La gestion des effets thermiques dans les OPSL est donc un point crucial pour la montée en puissance de ces lasers, comme nous le verrons par la suite.

Encadré C.2 - Structures à "barrières bloquantes" :

La décroissance exponentielle de la puissance de pompe par absorption dans la structure entraîne une répartition inhomogène des porteurs de charges dans les puits, ce qui peut être un effet limitant pour une émission efficace des structures. Une technique proposée récemment pour des VCSEL (zone active à multipuits quantiques entre deux miroirs de Bragg) pompés optiquement et fonctionnant à 1,5 μm , consiste à intégrer, à des positions bien déterminées dans les barrières, des couches bloquant la migration des porteurs de charges [Geske, 04]. La répartition des porteurs dans les puits peut alors être contrôlée ce qui permet une excitation plus homogène (voir figure ci-dessous).



Distribution des porteurs de charges dans les puits quantiques pour une 1/2 structure VCSEL conventionnelle et pour une 1/2 structure VCSEL avec "barrières bloquantes" de porteurs pour homogénéiser la densité de porteurs dans chaque puits quantique. Tiré de [Geske, 04].

Avec cette technique, les auteurs ont démontré une augmentation d'un facteur 1,4 environ de la puissance laser extraite à 1,5 μm . Certes, les puissances de pompe utilisées d'environ 20 mW ne permettaient de produire que des puissances inférieures au milliwatt. Cependant, ces résultats concernent des lasers à multipuits quantiques monolithiques, et non pas en cavité externe, ce qui impose des modes laser plus petits et donc des puissances réduites.

Au sein de la zone active, pour une émission autour de 1 μm , la différence d'accord de maille entre les barrières (GaAs) et les puits quantiques (InGaAs) induit des contraintes en compression sur les puits quantiques. L'épaisseur et les proportions exactes des composés des puits quantiques permettent de choisir la longueur d'onde de gain maximum. Autour de 1 μm , plus on cherche à augmenter la longueur d'onde d'émission et plus il faut augmenter la proportion d'indium. Le désaccord de maille entre les barrières et les puits augmente alors, et les puits sont de plus en plus contraints, menant à l'apparition de "fissures" selon les plans cristallins et caractérisées par l'absence de photoluminescence lors de l'excitation optique ("darklines").

Il y a alors deux solutions, soit **limiter le nombre de puits** pour que les contraintes ne soient pas trop importantes, tout en bénéficiant d'un gain suffisant pour contre-balancer les pertes, soit **compenser les contraintes** de chaque puits par une couche supplémentaire (Encadré C.4).

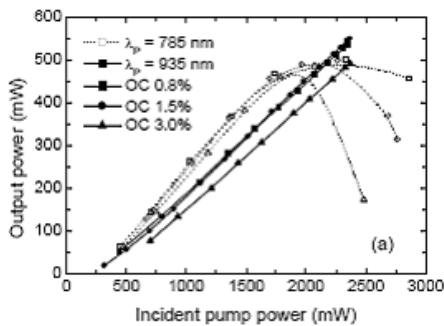
Dans notre cas, le choix s'est porté vers une limitation du nombre de puits. Nos structures contiennent donc 5 puits quantiques (figure C-2). L'avantage est que la croissance est moins compliquée à réaliser. Cependant, avec un gain linéique laser des puits d'environ 2000 cm⁻¹, 5 puits quantiques d'épaisseur 8 nm donnent un gain net sur un double-passage de

seulement 2%. La gestion des pertes de la cavité sera donc un point important. Malgré cette limitation du nombre de puits, des "darklines" sont encore visibles par endroits.

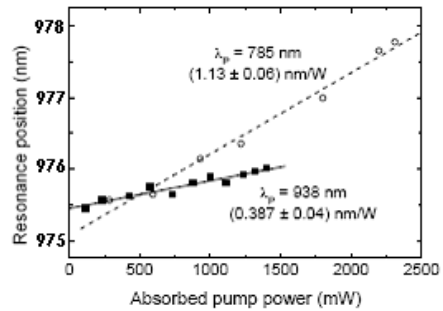
Encadré C.3 - Amélioration thermique par le pompage optique dans les puits quantiques :

Leur énergie de gap étant plus faible, les puits quantiques peuvent absorber à des longueurs d'ondes plus hautes que les barrières (limitées à ≈ 870 nm). Par exemple, l'énergie de gap d'un puits de InGaAs ($\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$) est d'environ 1,17 eV [http://www.ee.byu.edu/cleanroom/EW_ternary.phtml] ce qui correspond à une longueur d'onde d'absorption maximale de l'ordre de 1060 nm. Bien sûr la longueur d'onde de pompe reste inférieure à la longueur d'onde laser. Cependant, la faible épaisseur des puits quantiques induit une faible longueur d'absorption.

L'épaisseur de la zone active peut être choisie pour être résonante à la longueur d'onde de pompe ce qui permet d'augmenter l'absorption totale. C'est ce qui a récemment été réalisé conjointement par les Universités de Ulm et de Stuttgart et présenté à Advanced Solid-State Photonics 2005 (ASSP 2005) à Vienne [Beyertt, 05]. Les auteurs ont ainsi comparé une structure émettant à 980 nm, pompée classiquement dans les barrières à 785 nm ou dans les puits quantiques à 935 nm. Dans les deux cas la source de pompe est un laser Ti:Sa, qui permet de choisir facilement la longueur d'onde de pompe tout en gardant les mêmes propriétés spatiales et spectrales. Pour le pompage dans les puits, la pente d'efficacité laser (par rapport à la puissance de pompe incidente) est légèrement plus faible que pour le pompage dans les barrières, puisque l'absorption est un peu plus faible (partie gauche de la figure ci-dessous). Cependant, pour des puissances de pompe incidentes identiques, l'effet de "roll-over" thermique n'apparaît pas lorsque le pompage se fait dans les puits (traits pleins).



Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour différents coupleurs de sortie et pour un pompage dans les puits (traits plein) et dans les barrières (pointillés).



Évolution de la longueur d'onde centrale d'émission en fonction de la puissance de pompe pour un pompage dans les puits (traits plein) et dans les barrières (pointillés).

Performances comparées pour la même $\frac{1}{2}$ structure VCSEL pompée dans les barrières (traits pleins) ou dans les puits (pointillés). Tiré de [Beyertt, 05].

Les puissances laser extraites sont alors supérieures pour un pompage dans les puits par rapport au pompage classique dans les barrières. Tout ceci s'explique par un défaut quantique bien moins important dans le cas du pompage dans les puits. L'élévation de température est alors moindre et le gain des puits est plus important. Un autre avantage, illustrant un dépôt de chaleur moindre, est que la longueur d'onde maximum de gain se décale moins vite vers le rouge dans le cas du pompage dans les puits ($\approx 0,39$ nm.W⁻¹), que dans le cas du pompage dans les barrières ($\approx 1,13$ nm.W⁻¹).

Encadré C.4 - Puits quantiques à contraintes compensées :

Afin de pouvoir épitaxier un grand nombre de puits et augmenter le gain net, la plupart des publications relatives à des structures émettant autour de 980-1000 nm, font état de puits à contraintes compensées [Kuznetsov, 97], [Kuznetsov, 99], [Hoogland, 00], [Alford, 02], [Lutgen, 03], [Lutgen, 05]. Une fine couche de GaAsP (\approx épaisseur d'un puits) est alors ajoutée après chaque puits (voir la figure ci-dessous). L'épaisseur et la composition de cette couche, et principalement la proportion de P, sont choisies pour imposer des contraintes en tension opposées à celles des puits.

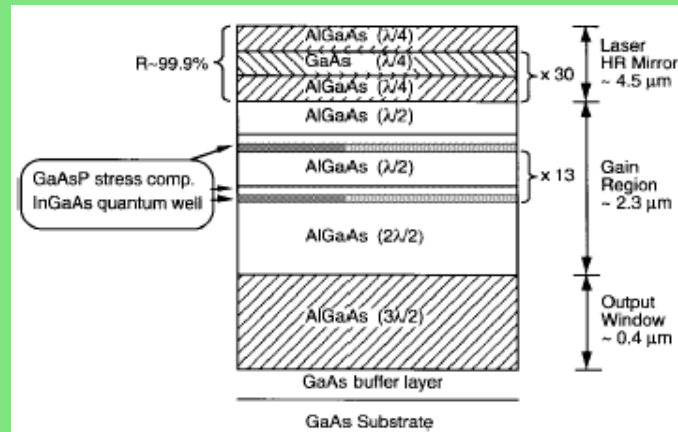


Schéma d'une structure VECSEL avec puits quantiques à contraintes compensées. Tiré de [Kuznetsov, 99].

On retrouve, de bas en haut, le miroir de Bragg, la zone active, composée de barrières en AlGaAs, de 14 puits quantiques en InGaAs, avec chacun une couche de 27 nm en GaAsP compensant les contraintes de compression, et enfin une couche finale en AlGaAs empêchant la fuite des porteurs de charges. La croissance s'est effectuée de bas en haut sur substrat de GaAs. Une étape post-croissance est alors nécessaire pour enlever le substrat par polissage et attaque chimique. Cette technique permet de faire croître jusqu'à une quinzaine de puits compensés, mais la croissance est plus délicate à réaliser avec une bonne qualité. De plus, cet ordre de croissance permet de limiter la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL, puisqu'elle peut être directement fixée sur un radiateur par contact avec le miroir de Bragg.

Nous verrons par la suite, d'après les performances obtenues lors de ces travaux (avec des structures sans compensation des contraintes), que l'intérêt d'utiliser des puits à contraintes compensées n'est pas évident. En particulier, une plus grande longueur de matériau augmente l'absorption de la pompe. Les derniers puits quantiques rencontrés par le faisceau de pompe sont alors susceptibles d'être encore absorbants à la longueur d'onde laser. De plus, l'ajout des couches de compensation des contraintes complique la croissance et ajoute des incertitudes supplémentaires sur l'épaisseur des couches et la position des puits.

Enfin, on peut noter l'utilisation de structures dans lesquelles les puits sont regroupés, par trois par exemple, au niveau d'un maximum de l'onde laser stationnaire [Garnache, 00]. Cette architecture, combinée à une couche antireflet permet d'élargir la bande de gain et d'obtenir une plus large accordabilité ou un large spectre d'émission. Ce type de structure, combiné à un design antirésonant de la sous-cavité, a été développé par A. Garnache pour

des applications de spectroscopie laser intracavité. Cette architecture a aussi été utilisée pour l'émission laser de structures à 1,5 μm [Symonds, 03a]. Le miroir de Bragg est formé de couches de InAlAs/InGaAlAs et les puits quantiques en InGaAs sont positionnés par groupes de 4 et 2 entre des barrières en InGaAsP. Épitaxiée sur substrat en InP ayant une mauvaise conductivité thermique, la structure présente une forte résistance thermique obligeant à travailler autour de 0°C. Plus récemment, une puissance de 400 mW dans le rouge à 674 nm pour une puissance de pompe de 3W à 532 nm a été obtenue à partir d'une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL contenant 20 puits quantiques contraints en GaInP groupés par paires [Hastie, 05].

C-II Limitations thermiques et solution utilisée :

Dans cette partie, nous montrerons que la principale limitation des OPSL, comme tous les lasers à base de semiconducteurs, est d'ordre thermique et présentons la solution utilisée pour améliorer les performances de nos OPSL.

Nous mettons tout d'abord en évidence l'influence de la température du substrat et de la résistance thermique des structures sur les puissances laser produites. Pour cela nous utiliserons un modèle simple permettant de calculer la puissance laser en fonction de la puissance de pompe, en prenant en compte l'élévation de température de la zone active. Nous introduirons ensuite les différentes techniques proposées et utilisées pour améliorer l'évacuation de la chaleur générée par le pompage optique dans ce genre de structures. Enfin, nous présenterons la solution retenue et développée au LPN consistant à reporter les $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sur des substrats de grande conductivité thermique. Les améliorations apportées seront enfin validées expérimentalement par des résultats laser et des images obtenues avec une caméra thermique.

C-II.1 Effet de la température sur le fonctionnement laser :

C-II.1.a Le gain des puits quantiques :

À l'équilibre thermodynamique, les puits quantiques en InGaAs sont absorbants à la longueur d'onde laser. Pour obtenir une émission et une amplification de photons, il faut injecter des porteurs de charges (électrons et trous) dans les puits, pour réaliser l'équivalent d'une inversion de population entre les niveaux impliqués à λ_L , et qui se fait ici par l'intermédiaire d'un pompage optique. Ainsi, sous excitation optique croissante, les niveaux d'énergie des puits quantiques de la bande de valence se "creusent" de trous et ceux de la bande de conduction se remplissent d'électrons. La densité de porteurs libres augmente. La figure suivante représente l'évolution du coefficient d'absorption α (cm^{-1}), et donc du coefficient de gain $-\alpha$ (cm^{-1}), pour des puits quantiques de InGaAs, en fonction de la longueur d'onde et pour différentes densités de porteurs et températures.

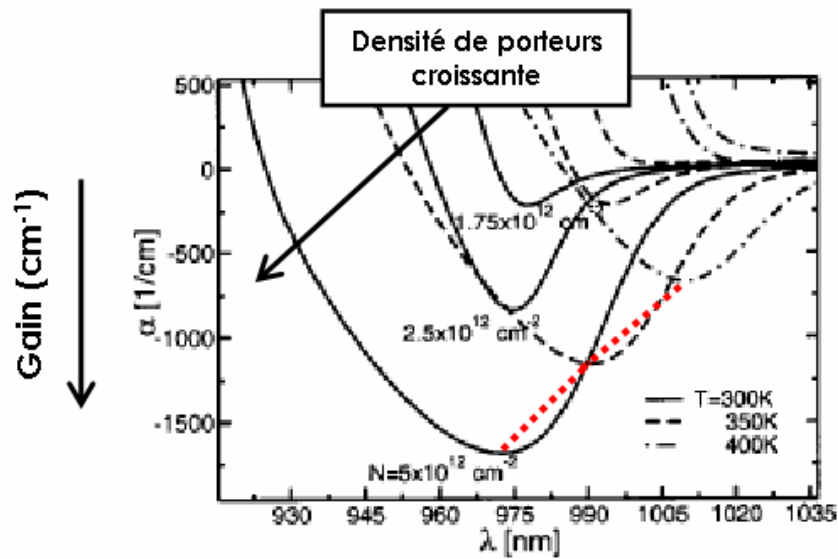


Figure C-4 : Profil spectral de gain (cm^{-1}) en fonction de la longueur d'onde pour des puits quantiques en InGaAs pour différentes températures (300, 350 et 400 K) et pour différentes densités de porteurs ($1,75 \cdot 10^{12}$, $2,5$ et $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Le trait pointillé fin représente l'évolution de la longueur d'onde de gain maximum pour des températures croissantes et une densité de porteurs de $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. (Tiré de [Zakharian, 03]).

À partir d'une certaine densité de porteurs N_0 injectés dans les puits, Les puits quantiques deviennent transparents à la longueur d'onde laser. Lorsque la puissance de pompe augmente, l'absorption des puits diminue au profit du gain qui devient positif sur une certaine largeur spectrale. Plus la densité de porteurs augmente et plus cette largeur spectrale de gain augmente (Figure C-4).

Lorsque la température augmente, le gain linéique des puits diminue et la longueur d'onde de gain maximum augmente (trait rouge-figure C-4). Les principales raisons de cette dégradation du gain avec la température sont une augmentation des recombinaisons non-radiatives Auger⁵² et une fuite thermique des porteurs hors des puits quantiques plus importante. Le décalage du maximum de gain vers les hautes longueurs d'ondes s'explique par la diminution de l'énergie de gap quand la température augmente. Ce décalage se fait avec un taux d'environ $0,35 \text{ nm} \cdot \text{K}^{-1}$.

C-II.1.b Modèle simple du fonctionnement laser :

Considérons maintenant un résonateur constitué d'une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL à N_{PQ} puits quantiques de longueur L_{PQ} , de facteur de confinement Γ , avec un miroir de Bragg de réflectivité R_{Bragg} , et d'un miroir diélectrique externe de réflectivité R_{OC} (Figure C-5).

La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est en contact avec un radiateur dont la température est régulée. Le pompage optique se fait par une diode fibrée émettant à 808 nm et on considère son profil d'intensité comme "top hat".

⁵² Processus non-radiatif dans laquelle l'énergie libérée par une recombinaison électron-trou est transférée directement à un autre électron ou trou, lequel est alors porté dans un état d'énergie supérieure.

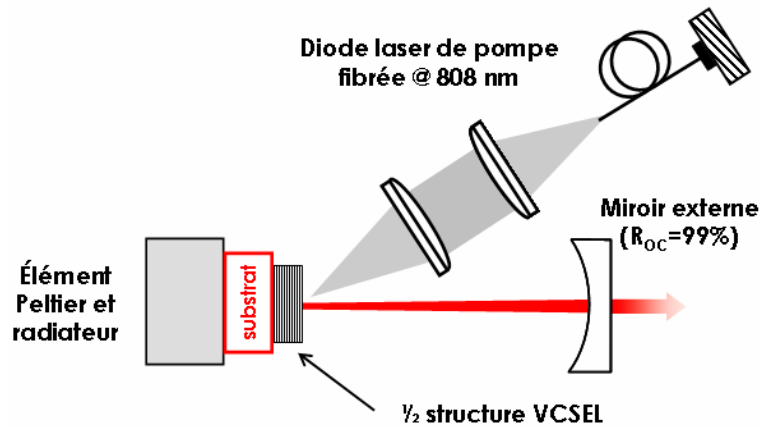


Figure C-5 : Représentation schématique d'un résonateur simple contenant une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL. Les dimensions ne sont pas respectées.

Pour des pertes passives L , la densité de porteurs au seuil de l'émission laser s'écrit [Kuznetsov, 99] :

$$N_{Seuil} = N_0 \left[\frac{1}{R_{Bragg} R_{oc} (1-L)} \right]^{(2\Gamma g_0 N_{PQ} L_{PQ})^{-1}} \quad (\text{Équation C-2})$$

où N_0 est la densité de porteurs pour atteindre la transparence du matériau, et g_0 le coefficient de gain linéique des puits quantiques ($\approx 2000 \text{ cm}^{-1}$ dans notre cas). Ce calcul prend en compte une dépendance logarithmique du gain g avec la densité de porteurs N : $g = g_0 \cdot \ln(N/N_0)$.

La durée de vie totale (τ) des porteurs dans les puits dépend de la densité de porteurs N créés par le pompage optique :

$$\frac{1}{\tau(N)} = A_{nr} + B_r \cdot N + C_{nr} \cdot N^2 \quad (\text{Équation C-3})$$

où les coefficients A_{nr} et C_{nr} , liés aux processus de désexcitation non radiatives, correspondent respectivement aux recombinaisons monomoléculaires et aux recombinaisons Auger, et où le coefficient B_r correspond aux recombinaisons bimoléculaires (radiatives).

L'intensité de pompe incidente nécessaire pour atteindre le seuil s'exprime alors par :

$$I_{Pseuil}^0 = N_{Seuil} \frac{hc}{\lambda_p \cdot \eta_{Abs}} \cdot \frac{N_{PQ} L_{PQ}}{\tau(N_{seuil})} \quad (\text{Équation C-4})$$

où λ_p est la longueur d'onde de pompe et η_{Abs} l'absorption du faisceau de pompe. En négligeant l'absorption par les puits, l'absorption de la pompe, pour un simple passage dans la zone active, s'exprime de la façon suivante :

$$\eta_{abs} = (1 - R_{SC}) \cdot (1 - e^{-\alpha_p \cdot \ell_{ZA}}) = T_{SC} \cdot A \quad (\text{Équation C-5})$$

R_{SC} est le coefficient de réflexion de l'interface air-semiconducteur (il vaut environ 30% sans traitement antireflet et quelques pourcents avec traitement antireflet), α_p le coefficient d'absorption linéique des barrières (environ 10000 cm⁻¹) et ℓ_{ZA} la longueur de la zone active constituée essentiellement des barrières en GaAs et de longueur totale $3,75 \lambda/2n$ dans notre cas. T_{SC} correspond alors au coefficient de transmission de l'interface air-semiconducteur et A est l'absorption de la zone active à la longueur d'onde de pompe.

La puissance de sortie de l'OPSL s'exprime enfin suivant la puissance de pompe incidente $P_{Pincid.}$ et la puissance de pompe au seuil P_{Pseuil}^0 par :

$$P_L = \eta_{diff} \left(P_{Pincid.} - P_{Pseuil}^0 \right) \quad (\text{Équation C-6})$$

La grandeur η_{diff} est le rendement différentiel d'extraction laser fonction des pertes de la cavité, de l'absorption du faisceau de pompe et du défaut quantique λ_p/λ_L [Kuznetsov, 99]. La puissance de pompe au seuil pour un rayon du faisceau W_p est alors donnée par :

$$P_{Pseuil}^0 = I_{Pseuil}^0 \cdot \pi W_p^2 \quad (\text{Équation C-7})$$

C-II.1.c Prise en compte de la température dans le modèle :

Cependant, les relations précédentes sont valables si la température de la zone active, et plus particulièrement des puits, ne varie pas. Or, une partie de l'énergie de pompe absorbée n'est pas convertie en photons mais en chaleur, principalement à cause du défaut quantique et des recombinaisons non-radiatives. Suivant que la résistance thermique R_{Th} (K.W⁻¹) de la structure est faible ou non, la chaleur déposée sera plus ou moins bien évacuée, menant à une élévation de la température de la zone active qui peut être importante et significativement réduire le gain disponible.

La température de la zone active T_{ZA} s'écrit :

$$T_{ZA} = T_{Substrat} + R_{Th} \cdot P_{Th} \quad (\text{Équation C-8})$$

où $T_{Substrat}$ est la température à laquelle est régulée le substrat, par un élément Peltier, et P_{Th} la puissance thermique déposée dans la 1/2 structure VCSEL que l'on peut exprimer par :

$$P_{Th} = P_{Pincid.} T_{SC} \left[A(1 - \lambda_p/\lambda_L) + A(1 - \eta_i)(\lambda_p/\lambda_L) + (1 - A)(1 - \eta_{is})(\lambda_p/\lambda_{GaAs}) + (1 - A)(1 - \lambda_p/\lambda_{GaAs}) \right] = P_{Pincid.} \eta_{Th} \quad (\text{Équation C-9})$$

où η_i est l'efficacité quantique interne des puits⁵³, η_{is} est l'efficacité quantique interne des couches de GaAs constituant le miroir de Bragg⁵⁴, λ_{GaAs} est la longueur d'onde correspondant à l'énergie de gap du GaAs (870 nm) et η_{Th} correspond alors à la fraction thermique. Les deux premiers termes de l'équation précédente rendent compte de la quantité de chaleur déposée dans les barrières et les puits quantiques (défaut quantique et

⁵³ Qui vaut environ 70% sans effet laser et environ 100% avec effet laser.

⁵⁴ Qui vaut environ 10%.

efficacité quantique interne des puits), alors que les deux autres termes correspondent à la chaleur déposée dans le miroir de Bragg par la puissance de pompe non absorbée.

Dans notre cas, La fraction thermique par rapport à la puissance de pompe incidente vaut environ 30% pour des structures avec un traitement antireflet à λ_p et environ 20% sans traitement antireflet.

Dans le cas d'un flux de chaleur à trois dimensions, et en considérant un substrat d'épaisseur infinie⁵⁵, la résistance thermique s'exprime par : $R_{Th} = \frac{1}{\kappa_c \cdot \pi \cdot w_p}$ (Équation C-10),

où κ_c est la conductivité thermique totale de la structure (W.m⁻¹.K⁻¹).

Un calcul numérique complet, prenant en compte un flux de chaleur à trois dimensions et une épaisseur de substrat finie (d'épaisseur $\approx 300 \mu\text{m}$), basé sur les équations de [Kennedy, 60] donne des résultats très similaires pour nos tailles de faisceaux (50-100 μm en rayon).

D'après l'équation C-8, plus la résistance thermique de la structure sera faible et moins l'élévation de température sera importante.

D'après l'équation C-10, pour minimiser la température de la zone active, il est nécessaire d'utiliser un matériau de grande conductivité thermique et pompé sur une grande section (pourvu que le seuil de l'effet laser puisse être atteint).

Expérimentalement, il est bien plus aisé de mesurer la puissance de pompe incidente sur la structure. On peut alors déterminer une résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL par rapport à la puissance de pompe incidente que l'on notera R'_{Th} . Cette valeur sera plus faible que la valeur de résistance thermique liée à la puissance thermique déposée dans la structure. On pourra alors exprimer la température de la zone active de la façon suivante :

$$T_{ZA} = T_{Substrat} + R'_{Th} \cdot P_{Pincid.} \quad \text{avec} \quad R'_{Th} = \eta_{Th} \cdot R_{Th} \quad (\text{Équation C-11}).$$

En prenant en compte cette élévation de température, l'évolution de la densité de porteurs au seuil, en fonction de la température de la zone active, est modifiée phénoménologiquement de la manière suivante [Symonds, 03b] :

$$N_{Seuil}(T_{ZA}) = N_{Seuil}^{Réf} \cdot e^{(T_{ZA} - T_{Réf})/T_0} \quad (\text{Équation C-12})$$

où $N_{Seuil}^{Réf}$ est la densité de porteurs au seuil de l'oscillation laser à une température de référence $T_{Réf}$ et T_0 la température caractéristique de la structure. Cette évolution se répercute sur l'intensité de pompe au seuil :

$$I_{Pseuil}(T_{ZA}) = N_{Seuil}^{Réf} \frac{hc}{\lambda_p \cdot \eta_{Abs}} \frac{N_{PQ} L_{PQ}}{\tau(N_{Seuil}^{Réf})} e^{(T_{ZA} - T_{Réf})/T_0} = I_{Pseuil}^{Réf} \cdot e^{(T_{ZA} - T_{Réf})/T_0} \quad (\text{Équation C-13})$$

⁵⁵ Valide en première approximation dans notre cas, car l'épaisseur totale de la structure jusqu'au radiateur est supérieure à 300 μm et que le rayon de pompe ne dépasse pas les 100 μm .

où $I_{P_{seuil}}^{Réf}$ est l'intensité de pompe nécessaire pour atteindre le seuil de l'oscillation laser à la température de référence $T_{Réf}$. On a finalement :

$$P_L = \eta_{diff} [P_{Pincid.} - P_{Pseuil}(T_{ZA})] \quad (\text{Équation C-14})$$

Remarque :

La température caractéristique T_0 est déterminée en mesurant l'évolution du seuil de l'effet laser en régime pulsé en fonction de la température du substrat. Les mesures doivent être effectuées en régime pulsé pour s'affranchir de l'élévation de température des puits quantiques. La durée des impulsions utilisées doit alors être inférieure au temps d'établissement de l'échauffement dans la structure (quelques dizaines de μ s).

C-II.1.d Illustration des effets thermiques sur les performances des OPSL :

Nous avons utilisé les équations C-6, C-8, C-9, C-10, C-13 et C-14 précédentes pour effectuer des calculs numériques permettant de rendre compte de l'effet de la résistance thermique, et donc de la température, sur les performances laser des OPSL. Cependant, les mesures expérimentales des paramètres des structures utilisées, telles que les températures T_0 , ou les intensités de pompe au seuil en régime pulsé, n'ont pas été faites. Les paramètres ($I_{P_{seuil}}^{Réf}$ et T_0) ont été ajustés pour que les puissances laser et les seuils obtenus soient de l'ordre des valeurs mesurées expérimentalement. Ils correspondent alors aux ordres de grandeurs des valeurs obtenues pour ce genre de structures.

Ces calculs numériques ont pour but d'illustrer clairement au lecteur les tendances générales et les points limitant, telle que la résistance thermique du substrat. Nous ne cherchons pas à simuler, ni à prédire, le comportement des structures utilisées expérimentalement par la suite.

Nous allons tout d'abord illustrer l'influence du rayon de la zone pompée sur les performances laser dans le cas d'un substrat classique en GaAs, de conductivité thermique très moyenne. Nous montrerons que dans ce cas, il est possible d'optimiser la taille de la zone pompée pour extraire un maximum de puissance⁵⁶, mais que les performances restent limitées à cause de la faible conductivité thermique du substrat.

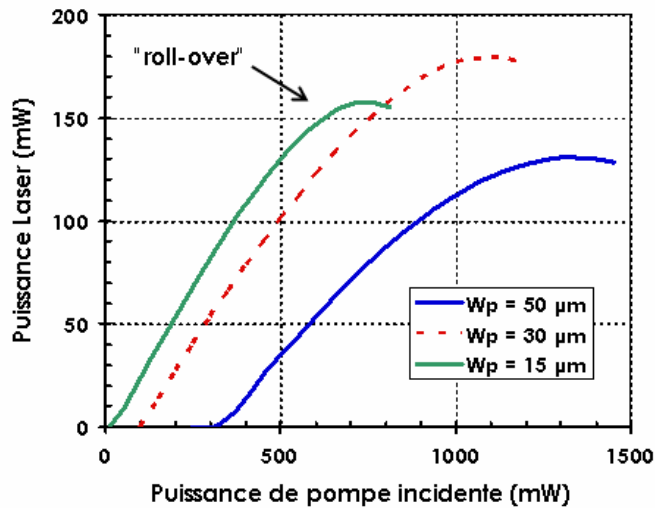
Dans un deuxième temps, nous illustrerons l'effet de la nature du substrat sur les puissances laser obtenues. Pour cela, nous supposerons des substrats de conductivités thermiques différentes. Nous montrerons alors que les puissances laser sont améliorées de façon significative en utilisant un substrat de bonne conductivité thermique.

Influence du rayon de pompe W_p :

Nous avons ici considéré un substrat en GaAs d'épaisseur infinie et régulé à la température $T_{substrat}$, une zone active à 5 puits quantiques, le tout placé dans un résonateur de pertes passives 0,2% et dont la transmission du miroir de sortie vaut 1%.

On a représenté sur la figure suivante, le graphique de l'évolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour différents rayons de pompe, ainsi qu'un tableau regroupant l'essentiel des paramètres utilisés.

⁵⁶ On suppose bien sûr que la taille du mode laser est lui aussi adapté en conséquence.



Conductivité thermique	45 W.m ⁻¹ .K ⁻¹
I _{seuil}	4,5 kW.cm ⁻²
T ₀	30 K
T _{réf}	300 K
Efficacité quantique interne des puits (η _i)	70%
T _{substrat}	15°C (288 K)
Absorption de la pompe	75%
Transmission du miroir de sortie	1%
Pertes passives	0,2%

Figure C-6 : A gauche : Evolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour différents rayon de pompe pour une 1/2 structure VCSEL sur substrat de GaAs à une température de 15°C. A droite : Tableau regroupant les principaux paramètres utilisés pour ces calculs.

D'après l'équation C-10, les résistances thermiques R_{Th} correspondant à des rayons de pompe de 15, 30 et 50 µm pour un substrat infini de GaAs sont respectivement de 470 K.W⁻¹, 235 K.W⁻¹ et 140 K.W⁻¹.

Nous mettons en évidence sur ces courbes l'existence d'une chute de la puissance laser émise pour une puissance de pompe croissante. Le "roll-over", terme communément utilisé dans la littérature, est dû à la trop forte température des puits à puissance de pompe élevée, qui induit une augmentation telle du seuil, que l'effet laser diminue jusqu'à disparaître (voir équation C-14).

Bien sûr, lorsque le rayon de pompe augmente, le seuil de l'effet laser augmente. On voit que pour un tel substrat, il existe un optimum de taille de pompe (ici 30 µm en rayon - courbe rouge) permettant d'extraire un maximum de puissance. Du fait de la mauvaise conductivité thermique du substrat, pour des tailles de pompe supérieures (qui font décroître la résistance thermique), la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation induit une élévation de température trop élevée. Le gain des puits diminue alors et la puissance de sortie maximale diminue (courbe bleue). Pour des rayons de pompe supérieurs à 80 µm, l'effet laser ne peut plus être obtenu. La puissance de pompe incidente induit une élévation de température de la zone active tellement importante que la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil est toujours supérieure à la puissance de pompe incidente.

Pour un substrat de mauvaise conductivité thermique, il est possible de maximiser la puissance laser de sortie en jouant sur le rayon de pompe. Cependant, l'amélioration est limitée par la résistance thermique du substrat, qui joue alors le rôle d'une "barrière thermique".

Influence de la nature du substrat :

Voyons maintenant, quelle amélioration nous pouvons espérer en changeant la nature du substrat pour un matériau de meilleure conductivité thermique. Pour cela, on fixe le rayon de pompe à 50 µm et on compare deux substrats de conductivités thermiques différentes dans

les mêmes conditions que précédemment. On prend comme référence les résultats des calculs précédents, soit pour un substrat de $45 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ de conductivité thermique pompé sur un rayon de $50 \mu\text{m}$ ($R_{Th} \approx 140 \text{ K.W}^{-1}$). On simule les performances pour un substrat de conductivité thermique deux fois plus grande, soit $90 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et pour le même rayon de pompe, soit $R_{Th} \approx 70 \text{ K.W}^{-1}$.

Les résultats sont présentés sur la figure C-7 ci-dessous. La courbe bleue est identique à la courbe bleue de la figure C-6, correspondant au substrat de $45 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ de conductivité thermique. On voit que, dans exactement les mêmes conditions, un substrat de bonne conductivité thermique permet d'améliorer fortement les performances laser d'un OPSL. On multiplie ici par 7 la puissance laser de sortie, grâce à une meilleure évacuation de la chaleur générée par le pompage optique. Le phénomène de "roll-over" est toujours visible mais est déplacé vers les hautes puissances de pompe. Il peut même disparaître pour des substrats de conductivité thermique encore plus élevée.

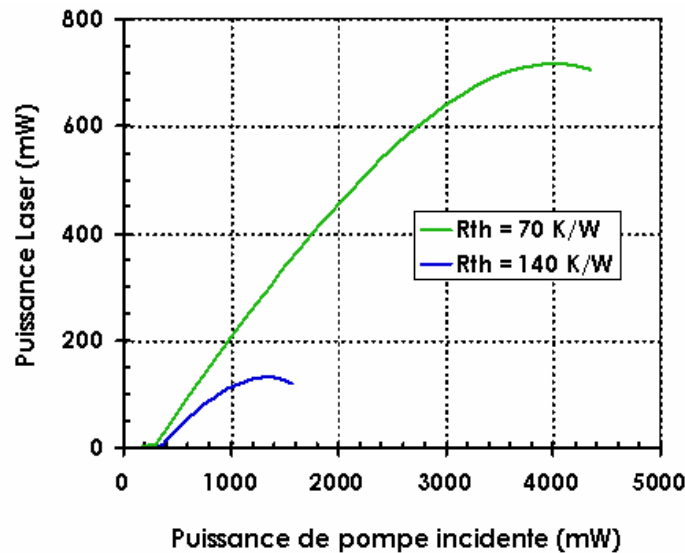


Figure C-7 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour des substrats de conductivités thermiques différentes ($45 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $90 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), correspondant à des résistances thermiques de 140 et 70 K.W^{-1} pour un rayon de pompe de $50 \mu\text{m}$.

Les performances laser d'un OPSL sont fortement améliorées si la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL bénéficie d'un substrat de bonne conductivité thermique. On peut ensuite optimiser les performances en jouant sur la taille de la zone pompée.

Pour finir, on peut faire quelques remarques sur les considérations précédentes.

Tout d'abord, on a ici considéré un substrat d'épaisseur infinie pour simplifier les calculs. On est dans le cas d'un flux de chaleur à trois dimensions, valable dans notre cas puisque l'épaisseur totale des structures que nous utilisons est d'environ $300 \mu\text{m}$. En minimisant l'épaisseur du substrat, on arrive à des situations pour lesquelles le flux de chaleur devient idéalement à une dimension (si $W_p \gg$ épaisseur). La résistance thermique diminue, ce qui améliore encore l'évacuation thermique. Elle s'exprime alors suivant la relation : $R_{Th} = \frac{\ell_{structure}}{\kappa_c \pi W_p^2}$

où $\ell_{structure}$ est l'épaisseur totale de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL (avec le substrat).

De plus, nous avons uniquement considéré ici la contribution du substrat à la résistance thermique de la structure. Or, le miroir de Bragg est composé de multicouches de GaAs et de AlAs de mauvaises conductivités thermiques. Pour des substrats de très bonne conductivité thermique et des rayons du faisceau de pompe inférieurs à l'épaisseur de la structure, la contribution du miroir de Bragg à la résistance thermique de la structure ne devient plus négligeable. Dans le meilleur des cas (substrat très fin de très bonne conductivité thermique), c'est le miroir de Bragg qui contribue le plus à la résistance thermique totale.

Enfin, il est évident qu'en diminuant la température de régulation du substrat, les puissances laser obtenues sont encore améliorées.

La gestion de l'évacuation thermique au sein de la zone active est donc un point crucial pour la montée en puissance des OPSL. Le problème est identique si l'on cherche à obtenir de fortes puissances intracavité, comme c'est notre cas pour obtenir un doublement de fréquence efficace. On cherchera donc à minimiser la résistance thermique des structures utilisées.

C-II.2 Différentes solutions pour améliorer l'évacuation thermique :

Voyons maintenant quelles solutions ont déjà été proposées et mises en œuvre pour limiter l'élévation de température de la zone active des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL et ainsi améliorer leurs performances laser.

Deux voies peuvent être envisagées. On peut tout d'abord penser à réduire la quantité de chaleur déposée dans la zone active en diminuant le défaut quantique, écart d'énergie entre photons de pompe et photons laser. La deuxième voie consiste à améliorer l'évacuation thermique des structures en diminuant leur résistance thermique.

Enfin, nous présenterons la solution retenue par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis et mis en œuvre sur les structures que nous avons utilisées dans ces expériences.

C-II.2.a Diminution de la charge thermique déposée (pompage dans les puits) :

Cette première idée a déjà été présentée dans l'encadré C-3 auquel on pourra se reporter. Elle consiste à diminuer la charge thermique déposée dans la zone active par une diminution du défaut quantique en augmentant la longueur d'onde de pompe. La longueur d'onde maximale de pompe, pour une absorption dans les barrières en GaAs, est d'environ 870 nm, longueur d'onde à laquelle des diodes de pompe suffisamment puissantes, fiables et robustes n'existent pas. L'absorption par les puits quantiques, d'énergie de gap plus faible, est alors mise à profit. À cause de la faible épaisseur des puits, induisant une faible absorption, de telles structures doivent être résonantes à la longueur d'onde de pompe permettant d'augmenter la longueur effective d'absorption. Cependant, selon les résultats publiés dans [Beyertt, 05], l'amélioration des performances reste relativement modeste en terme de puissance laser extraite.

Pour un pompage standard dans les barrières à 785 nm, la puissance maximale extraite est d'environ 480 mW, autour de 976 nm, pour une puissance de pompe incidente de 2W. Pour des puissances de pompe supérieures, l'effet de "roll-over" apparaît et la puissance laser chute.

En pompant dans les puits à 935 nm, la puissance maximale obtenue est de 550 mW pour une puissance de pompe incidente de 2,3W. L'effet de "roll-over" n'apparaît plus et la puissance extraite est limitée par la puissance de pompe disponible. La pente d'efficacité est un peu plus faible que pour un pompage dans les barrières à cause d'une absorption inférieure. Néanmoins, le décalage de la longueur d'onde laser avec la puissance de pompe est bien inférieur pour le pompage dans les puits que pour le pompage dans les barrières. Il est d'environ 0,4 nm par Watt de puissance de pompe absorbée pour le pompage à 935 nm, alors qu'il s'élève à plus de 1,1 nm par Watt de puissance de pompe absorbée dans le cas du pompage classique dans les barrières à 785 nm. Cette réduction du décalage spectral illustre une diminution de la température de la zone active. C'est un avantage intéressant lorsque l'on cherche une longueur d'onde laser particulière.

Cette solution semble actuellement encore peu utilisée car elle souffre de multiples inconvénients. Le premier est que le design de la structure doit être plus compliqué. Le second est que la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL reste, a priori, importante ce qui imposera des limitations à plus fortes puissances.

C-II.2.b Diminution de la résistance thermique du $\frac{1}{2}$ VCSEL :

La deuxième voie d'amélioration est orientée vers une diminution de la résistance thermique de la structure. C'est la voie la plus largement utilisée car elle donne, jusqu'ici, les meilleurs résultats. Dans cette optique deux solutions sont utilisées.

La première consiste à diminuer au maximum l'épaisseur du substrat (pour nous en GaAs), voir à l'éliminer, et qui contribue fortement à la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL.

L'élimination du substrat a été proposée et utilisée par Kuznetsov et al. dès les premières démonstrations de OPSL [Kuznetsov, 97] et [Kuznetsov, 99]. Pour cela, après croissance de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL, il est nécessaire de recourir à des procédés technologiques complémentaires représentés sur la figure C-8 suivante.

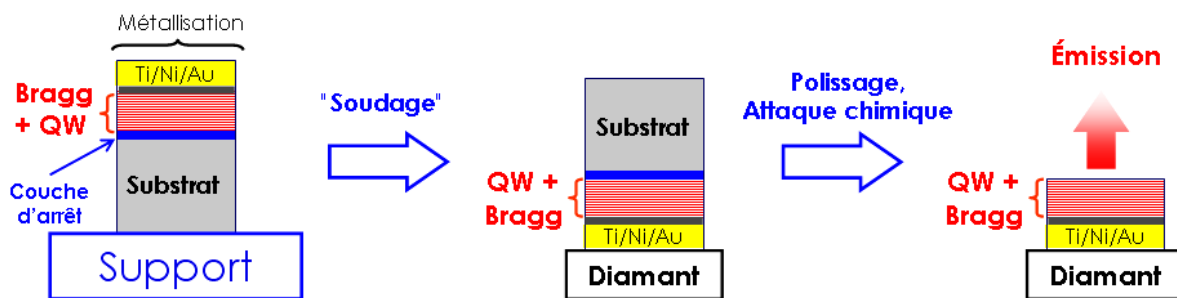


Figure C-8 : Représentation schématique des différentes étapes post-croissance pour le soudage sur un dissipateur en diamant.

La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL doit d'abord être épitaxiée "à l'envers", soit en commençant par les puits quantiques et en finissant par le miroir de Bragg (partie gauche de la figure C-8). Le miroir de Bragg est ensuite métallisé pour que la structure soit ensuite "soudée" à un radiateur en diamant. Enfin, le substrat ("accolé" à la zone active) est éliminé par polissage et attaque chimique sélective. L'évacuation de la chaleur se fait donc par l'arrière de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL au travers du miroir de Bragg.

Le même genre de procédé a été utilisé par la société *OSRAM Opto Semiconductors GmbH* en "collant" leurs $\frac{1}{2}$ structures VCSEL directement sur un radiateur en cuivre par un joint d'indium. Cette technique a permis d'obtenir une puissance laser maximale de 8W autour de 1 μm avec un paramètre M^2 de 1,8 pour une puissance de pompe de 19 W à 808 nm et un radiateur à une température de 0°C [Lutgen, 03]. Outre l'amélioration de l'évacuation thermique par élimination du substrat, la réduction de la résistance thermique se fait aussi en augmentant la taille de la zone pompée, et bien sûr en accordant la taille du mode de cavité. Dans le cas présent, le rayon de la zone pompée était de 200 μm environ.

Plus récemment, en "soudant" leurs $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sur des dissipateurs en diamant par un joint en indium, la société *Coherent* a obtenu près des puissances laser de 30W à 980 nm pour des puissances de pompe de 70W autour de 800 nm [Chilla, 04].

La seconde solution consiste à ajouter un dissipateur de chaleur efficace et transparent aux longueurs d'ondes de travail au niveau de l'interface semiconducteur-air, et donc intracavité, comme le montre la figure C-9 ci-dessous. Le dissipateur peut être fixé à la $\frac{1}{2}$ structure par simple contact optique et pression [Alford, 02] ou fixé par la méthode de collage par capillarité liquide ("liquid capillary bonding") [Hastie, 03].

Ce peut être une lame de saphir de quelques millimètres d'épaisseur, dont la conductivité thermique est d'environ 30 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ [Alford, 02], ou une lame de SiC (carbure de silicium), dont la conductivité thermique, très supérieure à celle du GaAs, d'environ 500 $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ permet une évacuation thermique plus efficace [Hastie, 03]. L'évacuation thermique se fait donc essentiellement par l'avant de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL. Pour une émission à 980 nm en régime continu, Alford et al. ont démontré une puissance laser maximale de 1,5W pour une puissance de pompe de 8W focalisée sur un rayon de 250 μm . Cependant, l'effet de "roll-over" apparaît pour des puissances supérieures. Le bloc de cuivre était réglé à une température de 10°C.

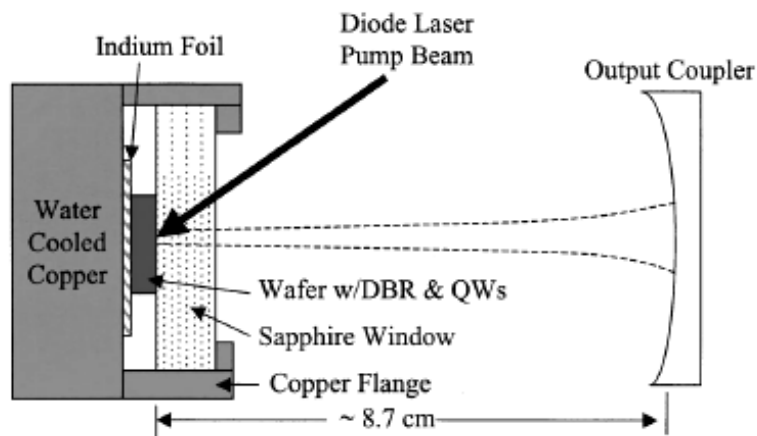


Figure C-9 : Schéma d'un OPSL contenant une lame de saphir intracavité pour l'évacuation thermique [Alford, 02].

Ces résultats peuvent être comparés aux performances obtenues par Lutgen et al., puisque dans les deux cas ce sont des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL émettant autour de 980-1000 nm et utilisant une quinzaine de puits quantiques en InGaAs à contraintes compensées. De plus, les rayons de pompe sont du même ordre de grandeur dans les deux cas (200-250 μm).

Dans le cas de l'évacuation par l'avant de la structure avec une fenêtre en saphir, l'effet de "roll-over" apparaît pour une puissance de pompe incidente de 8W (Puissance laser 1,5W) [Alford, 02]. Dans les mêmes conditions expérimentales ($T_{\text{radiateur}}=10^{\circ}\text{C}$ - $W_p=200-250\ \mu\text{m}$), mais pour une structure, dont le substrat a été enlevé, et soudée directement sur un radiateur en cuivre, Lutgen et al. ont obtenu une puissance laser de 7W pour 17W de puissance de pompe incidente. L'effet de "roll-over" n'apparaît alors qu'à partir de 17W de puissance de pompe.

La solution la plus performante pour une montée en puissance efficace consiste donc à diminuer la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL en éliminant le substrat par une croissance "upside-down" et en "collant" la structure active directement sur un radiateur efficace (cuivre) ou sur un substrat de grande conductivité thermique (diamant ou autre).

C'est la philosophie de la solution qui a été retenue au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) pour le report des structures que nous avons utilisé pour ces travaux.

C-II.2.c Solution retenue par le LPN :

Depuis plusieurs années, le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis a développé une méthode de report de structures semiconductrices sur des substrats de grande conductivité thermique, basée sur la brasure AuIn_2 par interdiffusion liquide-solide.

Contrairement au procédé de collage par indium sur un radiateur en cuivre ou en diamant⁵⁷ présenté précédemment, la technique développée au LPN permet d'effectuer, sur les structures semiconductrices ainsi reportées, des opérations à hautes températures, telles que le dépôt de couches diélectriques par déposition en phase vapeur, du micro-usinage ou du recuit-thermique. En effet, la température de fusion de l'indium étant de 156°C , des opérations à des températures supérieures ne peuvent pas être appliquées pour des structures ayant bénéficié du collage par indium sur radiateur de cuivre ou de diamant. A contrario, le joint de collage AuIn_2 a une température de fusion de 490°C , ce qui autorise des opérations post-collage à température élevées. De plus, le fait de former le joint de collage à basse température ($\approx 200^{\circ}\text{C}$) évite d'introduire des contraintes mécaniques liées à la différence des coefficients de dilatation thermique des différents matériaux en présence.

Ce procédé n'est donc pas uniquement applicable à des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL, mais est aussi utilisée pour le report de transistors ou autres dispositifs électro-optiques.

Le procédé de report exploite le processus d'interdiffusion solide-liquide [Bernstein, 66]. Cette technique doit utiliser un système binaire dont au moins un des composés a une température de fusion basse. Ici, ce sont l'indium et l'or qui sont employés pour former un joint de collage en alliage AuIn_2 . La figure ci-dessous montre les différentes étapes du collage or-indium sur un substrat de SiC.

⁵⁷ Très coûteux !

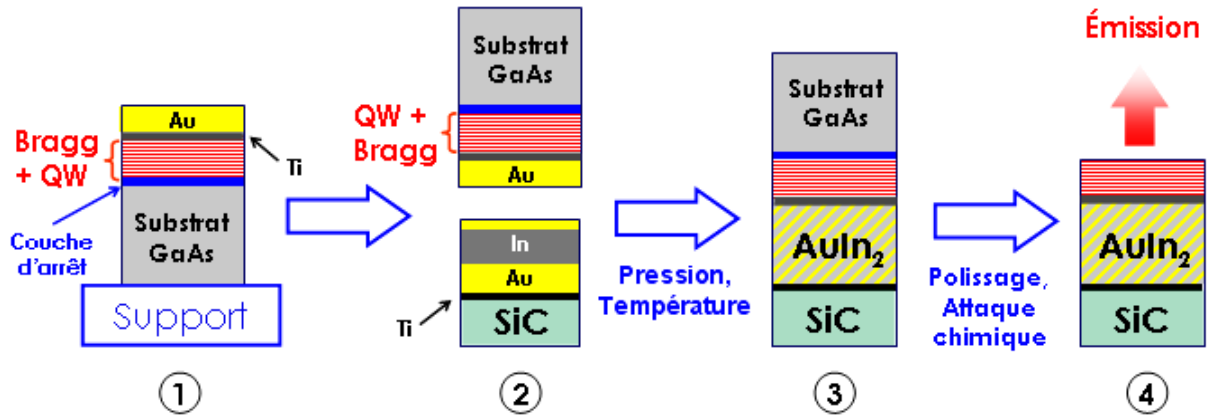


Figure C-10 : Étapes du procédé de collage or-indium pour le report des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sur substrat de SiC.

L'épitaxie de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL "à l'envers" est réalisée dans l'ordre suivant sur un support et un substrat de GaAs : couche d'arrêt (pour l'attaque chimique finale), puits quantiques (QW) et enfin miroir de Bragg. La surface du miroir de Bragg est métallisée en évaporant une couche de titane de 30 nm permettant une bonne adhésion du joint de collage final, puis une couche d'or de 150 nm d'épaisseur est déposée (Etape 1 figure C-10). Le support est ensuite enlevé et la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL retournée. Le substrat de SiC est lui aussi métallisé par évaporation d'une fine couche de titane (30 nm). Ensuite, les dépôts d'une couche de 150 nm d'or, d'une couche de 600 nm d'indium et enfin d'une fine couche de 20 nm d'or sont réalisés sur le substrat de SiC (Etape 2 figure C-10). L'ensemble des deux échantillons est ensuite placé en contact dans une presse et la température montée à environ 200°C. La température de fusion de l'indium étant de 156°C, l'indium devient liquide tandis que l'or reste solide. L'interdiffusion liquide-solide commence alors. Par effet de pression et de température, le joint de collage se forme, l'indium en phase liquide disparaît et le composé de AuIn₂ (solide) se forme (Etape 3 figure C-10). Enfin, par polissage et attaque chimique, le substrat de GaAs est ôté. Finalement, on obtient une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL collée sur un substrat de SiC par un joint d'or-indium (Etape 4 figure C-10).

Deux $\frac{1}{2}$ structures VCSEL identiques, composées d'un miroir de Bragg et de 5 puits quantiques en InGaAs en structure quasi-antirésonante (voir figure C-2), ont été reportées soit sur un substrat de Si ($K_C \approx 150 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ - épaisseur 280 μm), soit sur un substrat de SiC ($K_C \approx 490 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ - épaisseur 270 μm). Ces deux structures bénéficient d'un traitement antireflet à la longueur d'onde de pompe. Leur fraction thermique vaut environ 30% (voir équation C-8). Elles vont maintenant être comparées à une structure identique mais directement épitaxiée sur un substrat de GaAs ($K_C \approx 45 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ - épaisseur 350 μm), qui ne bénéficie pas de traitement antireflet à la longueur d'onde de pompe et ne transmet donc que 70% de la puissance de pompe incidente. Sa fraction thermique vaut alors environ 20%.

Dans le tableau suivant, nous avons reporté les valeurs des conductivités thermiques des différentes structures, ainsi que les valeurs calculées des résistances thermiques par rapport à la puissance thermique R_{Th} et par rapport à la puissance incidente R_{Th}^i , en considérant un flux de chaleur à trois dimensions et un substrat d'épaisseur infinie (par rapport au rayon de pompe).

Nature du substrat (épaisseur)	Conductivité thermique K_c	$W_p = 50\mu\text{m}$		$W_p = 100\mu\text{m}$	
		$R_{Th} (K/W_{Therm.}) - R'_{Th} (K/W_{incid.})$		$R_{Th} (K/W_{Therm.}) - R'_{Th} (K/W_{incid.})$	
GaAs (350 μm)	45 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	140 - 28		70 - 14	
Si (280 μm)	150 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	42 - 12,6		21 - 6,3	
SiC (270 μm)	490 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	13 - 4		6,5 - 2	

Tableau C-1 : Tableau récapitulatif des épaisseurs, conductivités thermiques, et résistances thermiques (par rapport à la puissance thermique et par rapport à la puissance de pompe incidente) pour les 3 substrats.

Les valeurs des résistances thermiques calculées sont des ordres de grandeurs des valeurs attendues expérimentalement.

C-II.3 Validations expérimentales :

Nous montrons ici que l'évacuation thermique de telles structures reportées est nettement améliorée par rapport à des structures identiques sur substrat de GaAs. Nous utiliserons, comme moyen de caractérisation, un système utilisant une caméra thermique et permettant d'observer la hausse de température due au pompage optique en l'absence d'effet laser. Enfin, nous comparerons leurs performances laser.

C-II.3.a Mesures directes de l'élévation de température :

Une première méthode de validation expérimentale consiste à observer la hausse de température des $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sous l'influence du pompage optique, en régime d'émission spontanée (sans effet laser). Pour cela, nous avons utilisé un montage développé au laboratoire depuis quelques années utilisant une caméra thermique dans la zone 8-12 μm initialement utilisé pour observer les hausses de températures dans les cristaux massifs dopés ytterbium ou néodyme [Chénaïs, 04c] [Didierjean, 05]. Il a ici été appliqué à la mesure de température de $\frac{1}{2}$ structures VCSEL, comme le montre la figure ci-dessous.

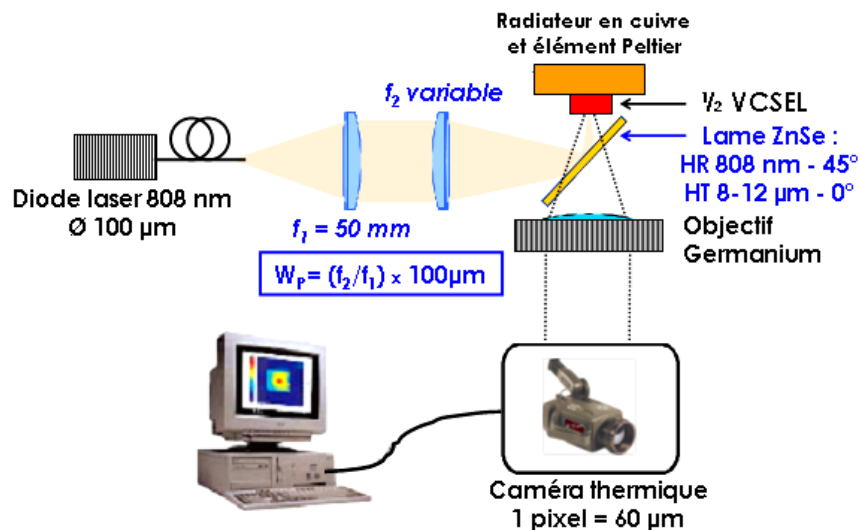


Figure C-11 : Schéma du banc expérimental de mesure d'élévation de température de $\frac{1}{2}$ structures VCSEL sous pompage optique.

On effectue tout d'abord, sans pompage optique, une calibration de la température mesurée par la caméra thermique en fonction de la température imposée aux structures par l'intermédiaire de l'élément Peltier. Cette calibration est nécessaire pour prendre en compte le fait que l'émissivité des matériaux imagés est différente de l'unité. De plus, elle est faite au voisinage de la zone pompée.

La $\frac{1}{2}$ structure est ensuite pompée optiquement, les mesures de températures sont effectuées avec la caméra, puis traitées par l'intermédiaire d'un ordinateur. Pour disposer d'une résolution suffisante, la focale f_2 (250 mm) a été choisie pour obtenir un diamètre de la zone pompée de 500 μm . Les cartographies de températures réelles obtenues pour les trois structures, pour une puissance de pompe incidente de 4W, sont représentées sur la figure C-12.

On voit nettement que l'augmentation de température ΔT entre le substrat et le centre de la zone pompée est différente suivant les substrats utilisés. En utilisant des substrats de Si et de SiC, l'évacuation thermique est bien meilleure qu'avec une structure standard dont la croissance a directement été réalisée sur un substrat de GaAs. Ainsi, dans des conditions tout à fait identiques ($P_p=4\text{W}$ sur un diamètre de 500 μm), alors que l'élévation de température pour la structure sur GaAs est d'environ 130°C, elle chute à environ 50°C pour un substrat de Si et à 15°C pour un substrat de SiC.

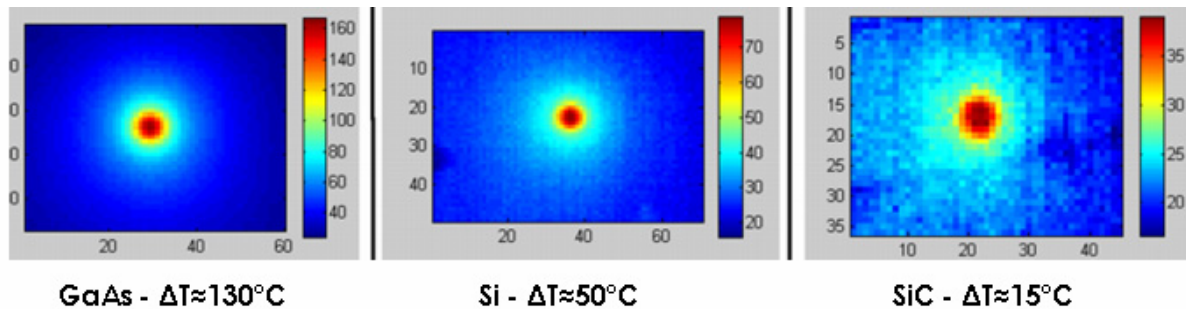


Figure C-12 : Cartographies de températures pour des structures identiques mais des substrats différents sous l'influence d'un pompage optique (4W) sur un diamètre de 500 μm . Les échelles de température de chaque image sont différentes, mais sont représentées sur la droite de chacune. ΔT est la différence de température entre le centre de la zone pompée et le substrat éloigné de la zone de pompe.

Voyons maintenant comment se répercute cette meilleure évacuation thermique sur les performances laser de ces $\frac{1}{2}$ structures VCSEL.

C-II.3.b Caractérisation laser :

Pour cela, les $\frac{1}{2}$ structures VCSEL ont été montées en cavité externe dans un schéma très simple de cavité plan-concave et leurs performances laser dans l'infrarouge ont été comparées dans les mêmes conditions. Le schéma de la cavité utilisée, ainsi qu'une photographie du montage, sont représentés sur la figure C-13. Suivant que l'on utilisera un faisceau de pompe de rayon W_p de 50 μm ou de 100 μm , le miroir de sortie, de transmission 1%, aura un rayon de courbure de 50 mm ou de 100 mm, afin d'adapter la taille du mode de la cavité laser à celui de la pompe. L'angle entre le faisceau de pompe et l'axe de la cavité est d'environ 20°. La structure semiconductrice est montée sur un radiateur en cuivre en contact avec de la graisse thermique. La température du radiateur est régulée, par un

élément Peltier et une circulation d'eau, jusqu'à une valeur minimale de 10°C, limitée par l'apparition de rosée sur les composants.

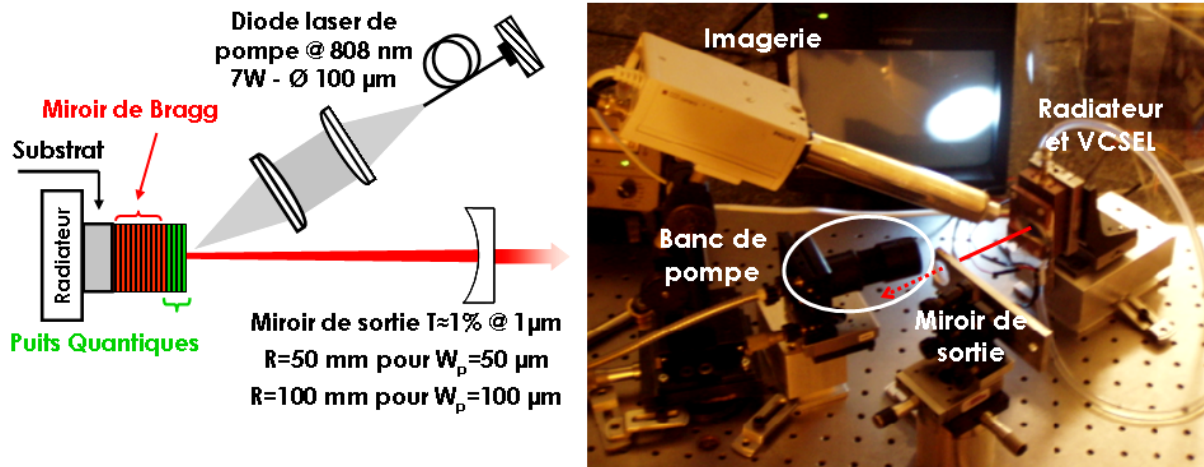


Figure C-13 : Schéma et photographie de la cavité laser plan-concave utilisée pour les comparaisons des performances laser des différentes structures. L'angle de pompage est d'environ 20°. La photographie correspond à une cavité de 95 mm de long avec un miroir de sortie de 100 mm de rayon de courbure.

Afin de pouvoir observer la zone pompée et de se placer dans une zone avec peu de "darklines" (manifestation des contraintes par des lignes sans fluorescence), un système d'imagerie simple a été mis en place. Il est composé d'une caméra CCD sur laquelle est imagée la zone pompée par un objectif de microscope. La tache lumineuse visible sur l'écran correspond à la zone pompée.

Avec la structure de base sur substrat de GaAs, l'effet laser ne peut être obtenu que pour un rayon de pompe de 50 µm. Pour des tailles supérieures, la densité de puissance incidente est insuffisante pour atteindre le seuil d'effet laser. Le substrat de GaAs impose une résistance thermique telle que l'évacuation de chaleur n'est pas assez efficace (voir la figure C-6). On a alors comparé les performances laser des structures sur substrat de GaAs et sur substrat de SiC pour un rayon de pompe de 50 µm. Les résultats sont représentés sur la figure ci-dessous.

Dans les deux cas, la longueur de la cavité est ajustée pour que ce soit le mode fondamental transverse TEM_{00} qui oscille. Cependant, sans aucun élément sélectif spectralement, l'oscillation laser est multimode longitudinale et la longueur d'onde d'émission se décale vers le rouge avec la puissance de pompe, du fait de l'échauffement des puits. On voit que les performances laser sont largement améliorées par l'utilisation d'un substrat en SiC. Alors que la puissance laser maximale extraite de la structure sur GaAs est de 100 mW pour une puissance de pompe incidente de 1 W, on obtient une puissance laser de plus de 1,2 W avec la structure reportée sur SiC pour une puissance de pompe incidente de 5,8 W.

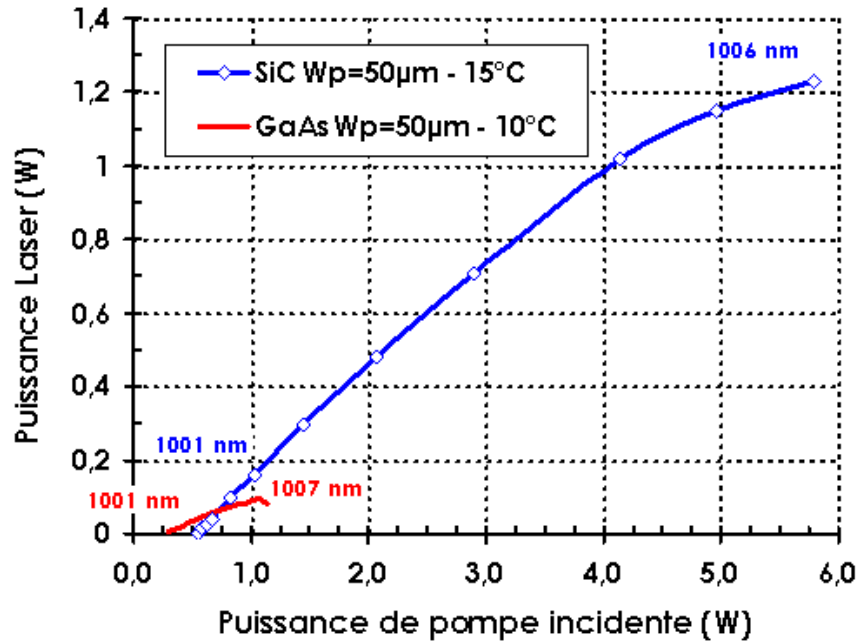


Figure C-14 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les structures sur GaAs et sur SiC à des températures de radiateur respectives de 10 et 15°C et pour un rayon de pompe de 50 µm. Le miroir de sortie a une transmission d'environ 1% autour de 1000 nm. Les longueurs d'onde correspondent au seuil et au maximum de l'émission laser pour les deux structures.

Un autre indice, s'il en est besoin, de la nette amélioration de l'évacuation thermique, est la variation de la longueur d'onde laser en fonction de la puissance de pompe pour les deux structures. Pour le $\frac{1}{2}$ VCSEL sur GaAs, la longueur d'onde laser varie entre 1001 nm, près du seuil, et 1007 nm au maximum de l'effet laser. Pour la structure reportée sur SiC, elle varie de 1001 nm, au seuil de l'effet laser, à 1006 nm au maximum de la puissance de pompe. Le décalage en longueur d'onde est donc de $7,4 \text{ nm.W}^{-1}$ pour la structure sur GaAs et seulement de $0,94 \text{ nm.W}^{-1}$ dans le cas du report sur SiC, manifestant une nette amélioration de l'évacuation de chaleur. En considérant que la longueur d'onde d'émission varie avec un taux de $0,35 \text{ nm.K}^{-1}$, on détermine les résistances thermiques R'_{th} des structures par rapport à la puissance de pompe incidente. On obtient environ 21 K.W^{-1} pour la $\frac{1}{2}$ structure sur GaAs et $2,7 \text{ K.W}^{-1}$ pour la structure reportée sur SiC. Ces valeurs sont comparables aux valeurs attendues et calculées qui sont présentées dans le tableau C-1 (28 K.W^{-1} pour le GaAs et 4 K.W^{-1} pour le SiC pour un rayon de pompe de 50 µm).

Enfin, on note que l'effet de "roll-over" est visible à hautes puissances pour la structure reportée sur SiC. Il semble donc possible d'améliorer encore les performances laser de cette structure reportée. Pour cela, on augmente la taille de la zone de pompe ce qui a pour effet de diminuer la résistance thermique de la structure et donc l'élévation de température de la zone active.

On a alors comparé, dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment mais pour un faisceau de pompe de 100 µm de rayon, les performances laser de la structure reportée sur Si et celles de la structure sur SiC. Les résultats obtenus sont portés sur la figure C-15. On y a aussi laissé, comme point de comparaison, les résultats laser pour la structure sur

SiC pompée sur un rayon de 50 μm (pointillés). Les longueurs d'ondes mentionnées sont celles mesurées près du seuil et au maximum de la puissance de sortie pour la $\frac{1}{2}$ structure sur SiC pompées sur un rayon de 100 μm .

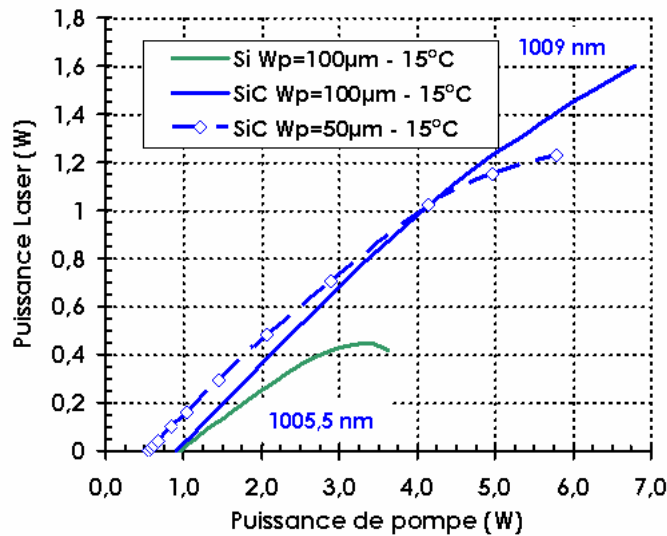


Figure C-15 : Puissance laser en fonction de la puissance de pompe pour les structures reportées sur Si et SiC pour un rayon de pompe de 100 μm (traits pleins) et sur SiC pour un rayon de pompe de 50 μm (en pointillés). Le miroir de sortie a une transmission d'environ 1% autour de 1000 nm. Les longueurs d'ondes correspondent au seuil et au maximum de l'émission laser de la structure sur SiC pompée sur un rayon de 100 μm .

Comme prévu, on constate que les performances laser de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL reportée sur SiC sont bien supérieures à celles obtenues avec la structure sur Si. Pour la même taille de la zone de pompe, le seuil d'effet laser est quasiment identique. Lorsque la puissance de pompe augmente, l'efficacité laser de la structure sur Si diminue par effet de la température sur le seuil (Équations C-13 et C-14).

Enfin, on voit que l'optimisation de la taille de la zone pompée permet de réduire encore la résistance thermique de la structure reportée sur SiC (courbes bleues) et d'améliorer encore ses performances laser. Pour un rayon de pompe de 100 μm , l'effet du "roll-over" a quasiment disparu et on obtient une puissance laser de 1,6 W pour près de 7 W de puissance de pompe, avec une température du radiateur maintenue à 15°C. Dans ce cas, la longueur d'onde laser variait, entre le seuil laser et le maximum de puissance, de 1005,5 nm à 1009 nm ce qui correspond à une variation de 0,63 nm.W⁻¹ et à une résistance thermique de 1,8 K.W⁻¹ par rapport à la puissance de pompe incidente (à comparer à la valeur attendue de 2 K.W⁻¹ reportée dans le tableau C-1).

On a donc vu à travers cette partie que la technique de report et de brasure or-indium développée au LPN de Marcoussis nous a permis de fortement améliorer les performances laser autour de 1000 nm. La puissance de sortie maximale extraite avec la structure reportée sur SiC, pour un faisceau limité par la diffraction (TEM₀₀) mais multimode longitudinal, est de 1,6 W. Elle était limitée à 100 mW pour une structure sur substrat de GaAs. Bien qu'inférieures, les performances obtenues ici peuvent être comparées aux résultats publiés par Osram [Lutgen, 03] utilisant des puits quantiques à contraintes compensées et un report de la $\frac{1}{2}$ structure (Bragg + zone active) directement sur un radiateur en cuivre par soudure à l'indium. On rappelle que l'utilisation de puits à contraintes compensées permet de faire croître un plus grand nombre de puits dans la zone active sans détérioration. Le gain effectif de la structure

est alors plus grand et de tels OPSL tolèrent des pertes plus importantes. Pour un rayon de 120 μm environ, Lutgen et ses collègues obtiennent une puissance laser de 2,8W pour une puissance de pompe incidente de 7W. Pour un rayon de pompe un peu inférieur, nous obtenons une puissance laser de 1,6 W pour 6,8W de puissance de pompe. Ces résultats sont donc encourageants pour la suite puisque le procédé de report n'était pas encore optimisé.

En effet, il faut noter que les structures reportées utilisées ici sont les premières, émettant autour de 1 μm , bénéficiant du nouveau processus de report par brasure or-indium [Dion, 05]. Le joint de collage était un peu inhomogène, surtout dans le cas du report sur SiC. Les performances laser pouvaient alors être assez variables, mais reproductibles, suivant les zones utilisées. Par la suite, la technique de report a encore été améliorée.

C-III Réalisations expérimentales en régime monofréquence :

Dans cette partie, nous présentons les résultats laser obtenus à 1003 nm en régime monomode longitudinal et les résultats expérimentaux dans le bleu-vert par doublement de fréquence intracavité.

Nous utiliserons ici la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL reportée sur substrat de SiC ayant donnée les meilleures performances en terme de puissance laser autour de 1000 nm. De plus, le rayon du faisceau de pompe sera maintenu à 100 μm et la température du radiateur à environ 10°C pour maximiser les performances. Il faudra cependant faire attention à l'apparition de rosée sur la structure.

Dans un premier temps, nous décrirons les expériences et les résultats obtenus pour une émission monomode longitudinale efficace autour de 1003 nm. Nous présenterons ensuite les premiers résultats obtenus autour de 502 nm par doublement de fréquence intracavité de l'émission infrarouge monomode longitudinale.

C-III.1 Dans l'infrarouge :

Comme nous l'avons vu précédemment sans sélection spectrale, la longueur d'onde d'émission se décale avec la puissance de pompe et l'émission est multimode spectrale. L'enjeu va donc être ici de forcer l'oscillation laser à une longueur d'onde précise et d'obtenir un rayonnement monomode longitudinal.

Les inhomogénéités de croissance (épaisseur des couches) entre le centre et le bord du substrat permettent d'accorder la longueur d'onde d'émission en se déplaçant sur la surface du $\frac{1}{2}$ VCSEL. Cependant, il faut tenir compte du fait que certaines zones présentent une forte densité de "darklines"⁵⁸. Il faut alors trouver une zone qui soit un compromis entre une longueur d'onde d'émission proche de 1003 nm et une zone de gain avec un minimum de "darklines". Il est ensuite nécessaire d'insérer un (des) élément(s) sélectif(s) spectralement dans la cavité pour forcer la longueur d'onde d'émission et la rendre monomode longitudinale. Plusieurs articles de la littérature font état de OPSL monomodes longitudinaux, et ce dans plusieurs gammes de longueurs d'ondes, autour de 860 nm [Holm, 99], 980 nm [Abram, 04], 1,5 μm [Lindberg, 05] ou encore 2,3 μm [Ouvrard, 04]. Comme nous l'avons déjà vu dans la

⁵⁸ On rappelle que ce sont des défauts de luminescence dus aux contraintes des puits quantiques.

partie A, l'émission monomode longitudinale peut être obtenue dans des OPSL en cavité linéaire grâce à la localisation spatiale du gain dans la zone active.

L'émission monofréquence peut être obtenue sans élément sélectif pour des faibles tailles de faisceaux et des puissances modestes (quelques mW) dans des cavités très courtes, comme par exemple dans les travaux de [Ouvrard, 04]. Pour des puissances supérieures (<0,5 W), l'insertion d'un filtre de Lyot permet d'affiner la raie d'émission et l'ajout d'un étalon solide permet de rendre l'émission monomode longitudinale [Holm, 99] [Abram, 04]. Cependant, l'insertion de ces éléments induit une forte perte (> 60%) de la puissance émise [Abram, 04] passant ainsi de plus de 1,2W à 0,4W en régime monomode longitudinal. Récemment, l'émission monomode longitudinale d'un OPSL émettant à 1,5 μm a été obtenue grâce à la sélection spectrale d'un dissipateur de chaleur fin en diamant (couche de 50 μm) jouant le rôle d'un étalon solide Fabry-Perot [Lindberg, 05]. L'insertion de cet élément, jouant le double rôle de radiateur et d'étalon. Combiné à une cavité courte dont les modes longitudinaux sont espacés les uns des autres, il a permis d'obtenir des puissances laser allant jusqu'à 470 mW à 0°C en régime monomode longitudinal à 1,5 μm pour une puissance de pompe absorbée de 4,5W. L'émission est monofréquence sur toute la gamme de puissance de pompe, mais des sauts de mode apparaissent lorsque le décalage en longueur d'onde du gain dû à l'élévation de température est suffisant.

Pour les résultats présentés ici, nous avons choisi de nous placer dans une configuration la plus simple possible, soit une cavité à deux miroirs et un étalon solide Fabry-Perot intracavité. Le schéma expérimental de la cavité utilisée est représenté sur la figure C-16. Le banc de pompe est ici simplement constitué de deux doublets de 50 mm de distance focale permettant d'obtenir un rayon de pompe d'environ 50 à 60 μm au point de focalisation⁵⁹.

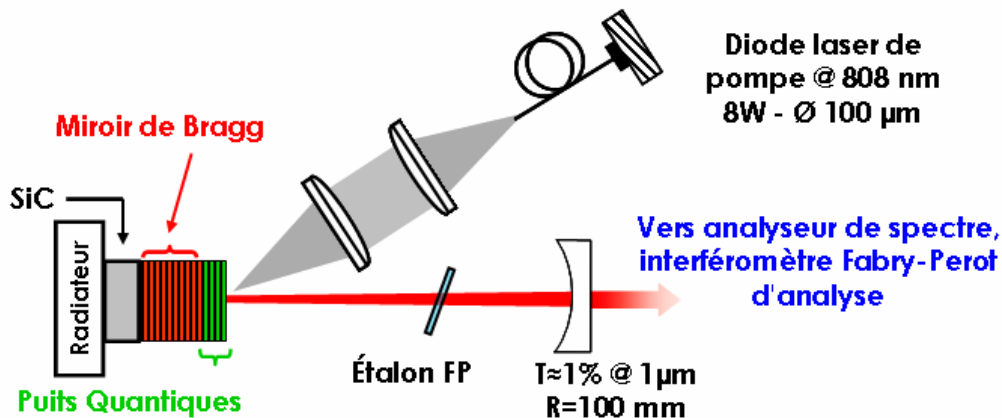


Figure C-16 : Schéma expérimental de la cavité pour une émission monomode longitudinale autour de 1003,4 nm. L'angle de pompage est d'environ 20° et la longueur de la cavité de 95 mm.

La $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est montée sur un radiateur en cuivre en contact avec une fine couche de graisse thermique. La température du radiateur est contrôlée par un élément Peltier et fixée pour toute la suite à 10°C. Une circulation d'eau permet d'évacuer la chaleur

⁵⁹ Notons que la qualité du faisceau de pompe est ici beaucoup moins cruciale que pour la solution du chapitre précédent utilisant des cristaux massifs dopés ytterbium, puisque qu'ici la zone de gain ne fait que quelques μm d'épaisseur et qu'il n'y a donc pas de problème de recouvrement spatial sur de grandes distances (mm).

générée à la face chaude de l'élément Peltier. Le montage est visible sur la photographie de la figure C-13.

Nous avons tout d'abord essayé un étalon Fabry-Perot solide identique à celui déjà utilisé pour les lasers à base de cristaux dopés ytterbium, soit d'une épaisseur de 100 μm (intervalle spectral libre I.S.L. $\approx 3,5$ nm) et non traité. Dans cette configuration, l'émission se faisait à deux longueurs d'ondes distinctes de l'intervalle spectral libre de l'étalon (3,5 nm). L'utilisation d'un étalon Fabry-Perot solide en silice non traité de 50 μm d'épaisseur (I.S.L. ≈ 7 nm) dans la cavité à deux miroirs plan-concave permet de rendre l'émission monomode longitudinale.

On peut comprendre cet effet de la manière simple suivante. On suppose que le gain normalisé du milieu a un profil parabolique d'une largeur à mi-hauteur de 20 nm (voir par exemple la figure C-4). On multiplie les modulations spectrales du Fabry-Perot par le profil de gain normalisé de la zone active, et on compare le résultat au niveau des pertes totales de la cavité, principalement dues au miroir de sortie ($T=1\%$). On détermine ainsi le nombre des modes spectraux imposés par l'étalon et pouvant osciller dans la cavité lorsque la longueur d'onde de 1003,4 nm est sélectionnée, comme sur la figure C-17.

Lorsque l'on cherche à obtenir l'oscillation autour de 1003,4 nm avec l'étalon de 100 μm , deux raies peuvent osciller simultanément, séparées d'environ 3,5 nm, correspondant à l'intervalle spectral libre de l'étalon. Pour certains réglages fins, on peut arriver à obtenir l'oscillation laser à une seule longueur d'onde. Cependant, il n'est pas possible, en combinant des variations de positions sur la zone active et des variations de puissances, d'obtenir l'oscillation à 1003 nm.

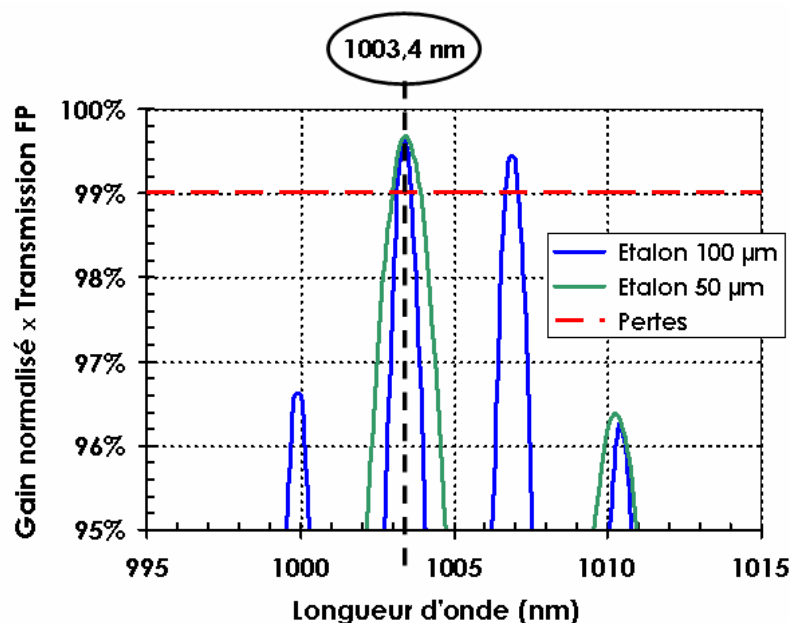


Figure C-17 : Représentation du nombre de modes sélectionné par un étalon Fabry-Perot solide de 50 ou 100 μm dans la courbe de gain d'une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL.

Avec l'étalon Fabry-Perot de 50 μm d'épaisseur, dont l'intervalle spectral libre est plus grand, la sélection spectrale est meilleure et l'oscillation a lieu à une seule longueur d'onde autour de 1003,4 nm quelque soit la puissance de pompe.

Enfin, l'émission monomode longitudinale est obtenue naturellement par le filtrage spectral de la cavité laser. Cependant, elle n'est obtenue sur toute la gamme de puissance de pompe qu'en affinant régulièrement les réglages. La figure ci-dessous représente les résultats obtenus dans cette configuration pour une transmission du miroir de sortie de 1%.

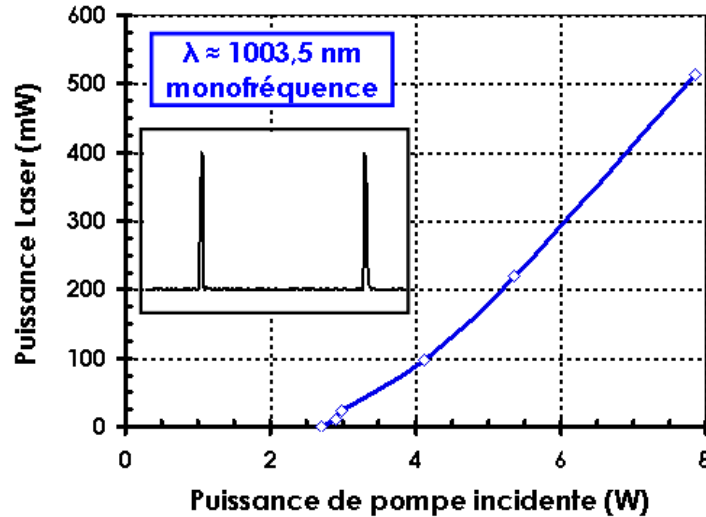


Figure C-18 : Puissance laser (mW) en régime monomode longitudinal autour de 1003,5 nm en fonction de la puissance de pompe incidente (W). La transmission du miroir de sortie est de 1% environ. L'encadré correspond au signal transmis par l'interféromètre Fabry-Perot d'analyse montrant le caractère monomode longitudinal de l'émission.

L'insertion de l'étalon solide induit des pertes supplémentaires qui augmentent le seuil d'oscillation et diminuent la puissance laser extraite. De plus, la longueur d'onde de gain maximum de la structure augmente avec la puissance de pompe (i.e. la température). Or, la longueur d'onde d'émission laser étant fixe grâce à l'étalon Fabry-Perot, le gain disponible n'est maximum que pour une puissance de pompe, ce qui diminue globalement l'efficacité laser. Aux vues des résultats expérimentaux (figures C-14 et C-15) précédents et notamment des longueurs d'ondes d'émissions, toujours supérieures à 1003 nm, le gain disponible à 1003,5 nm est toujours inférieur au maximum de gain disponible.

Le seuil d'oscillation laser apparaît pour une puissance de pompe incidente de 2,8W. On obtient une puissance laser d'environ 500 mW autour de 1003,5 nm, en régime monomode longitudinal, pour une puissance de pompe incidente de près de 8W⁶⁰. L'émission est polarisée linéairement parallèlement à l'axe [110] du semiconducteur et le profil du faisceau est gaussien. La polarisation linéaire selon l'axe [110] est due à un faible dichroïsme du gain selon les deux axes [110] et [1-10] du cristal semiconducteur [Sanchez, 04].

Un interféromètre Fabry-Perot d'analyse à balayage, identique à celui utilisé pour la caractérisation des lasers à base de cristaux dopés ytterbium, a été utilisé pour confirmer le caractère monomode longitudinal (encadré figure C-18).

⁶⁰ La diode de pompe a été changée par rapport aux précédents résultats des figures C-14 et C-15.

Il faut tout de même noter que le régime monomode longitudinal est relativement instable dans cette configuration, à cause de vibrations mécaniques et de fluctuations de l'intensité de pompe.

C-III.2 Dans le visible :

La configuration précédente ne permet pas d'obtenir des puissances suffisantes pour un doublement de fréquence extracavité efficace. Tout comme pour les lasers à base de cristaux dopés ytterbium, nous avons donc mis en place un doublement de fréquence intracavité dans le cristal de KNbO_3 comme défini dans la partie A.

Pour cela, l'architecture de la cavité a dû être modifiée pour obtenir un second waist de cavité et prendre en compte l'encombrement du four. On utilise alors une cavité à 4 miroirs en Z, comme schématisé sur la figure C-19.

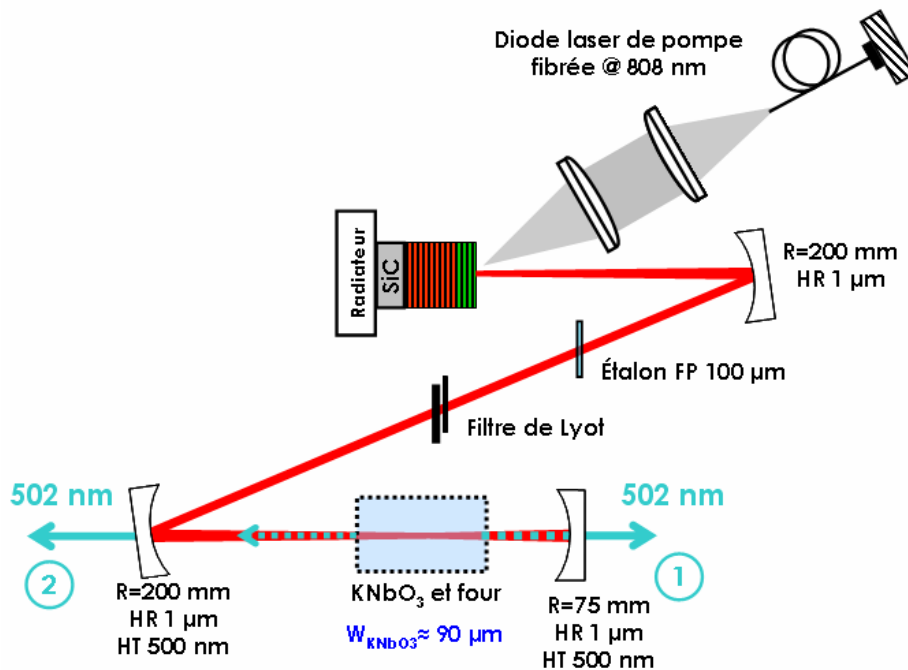


Figure C-19 : Cavité à 4 miroirs utilisée pour le doublement de fréquence de l'infrarouge vers le visible. Le mode de cavité au niveau de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est d'environ 100 μm et d'environ 90 μm au niveau du cristal non linéaire.

La principale particularité, par rapport aux cavités utilisées avec les cristaux dopés ytterbium, est qu'il faut minimiser au maximum les pertes introduites par les différents éléments. En particulier, il est nécessaire d'utiliser des miroirs très réfléchissants ($R > 99,9\%$ spécifié et $> 99,95\%$ en pratique) dans l'infrarouge ("Low loss mirror"). Par manque de miroirs adaptés, la cavité contient deux sorties distinctes pour la longueur d'onde visible générée. On introduit de plus un filtre de Lyot, qui permettra d'accorder la longueur d'onde d'émission dans l'infrarouge, et un étalon solide Fabry-Perot de 100 μm d'épaisseur, permettant d'assurer un fonctionnement monomode longitudinal et d'affiner la largeur de raie. La sélection en longueur d'onde est ici critique pour assurer un bon accord de phase dans le cristal non linéaire porté à une température de 76°C. De plus, la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL est orientée de façon à ce que la polarisation de l'onde infrarouge émise soit horizontale (dans le plan du marbre).

Le cristal non linéaire de KNbO_3 est le même que celui utilisé précédemment pour les sources laser à base de cristaux dopés ytterbium. Il est orienté de façon à ce que la polarisation horizontale de l'onde fondamentale soit parallèle à son axe \mathbf{a} . L'onde doublée sera alors polarisée à 90° .

Les résultats expérimentaux du doublement de fréquence sont présentés sur la figure suivante.

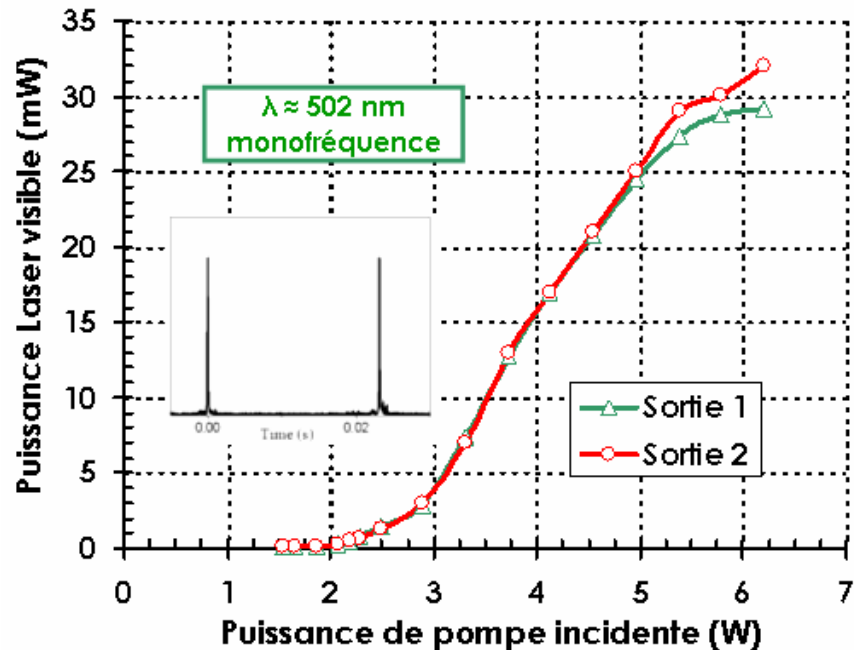


Figure C-20 : Puissances laser visibles (502 nm) en fonction de la puissance de pompe incidente à 808 nm par doublement de fréquence de l'émission infrarouge de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL dans un cristal de KNbO_3 . L'encadré représente le signal transmis par l'interféromètre Fabry-Perot d'analyse montrant que l'émission est monomode longitudinale à 1004 nm.

On obtient ici une puissance totale de 60 mW dans le bleu-vert autour de 502 nm pour une puissance de pompe incidente de 6,2W. Pour des puissances de pompe supérieures, la puissance doublée chute, ce que nous attribuons à une diminution de la puissance infrarouge.

Les puissances produites dans le visible restent modestes par rapport aux puissances intracavité attendues. En effet, les résultats précédents en régime monomode longitudinal dans l'infrarouge (figure C-18) nous donnent une puissance intracavité d'une trentaine de Watts pour une puissance de pompe de 6W et pour la cavité figure C-16. Par rapport au cas des cristaux dopés ytterbium, nous devrions bénéficier ici de puissances intracavité au moins deux fois supérieures. Cependant, ces structures sont très sensibles aux pertes introduites du fait de leur gain modeste et la puissance intracavité disponible chute rapidement.

En effet, l'ajout de deux miroirs supplémentaires, du filtre de Lyot et du cristal non linéaire introduit des pertes supplémentaires qui réduisent la puissance intracavité. Les pertes d'insertion du cristal non linéaire ont notamment été mesurées à 0,5% lors des expériences avec les cristaux dopés ytterbium (voir page 130). Les fuites du faisceau infrarouge ont été mesurées à 4,5 mW pour une puissance de pompe de 6W et derrière un miroir hautement réfléchissant dont la transmission peut être prise à 0,05% (données fournisseur). Cela est équivalent à une puissance intracavité de 9W pour l'onde se propageant dans un sens et qui

permet de générer une puissance de 30 mW dans le bleu-vert par doublement de fréquence. Ces résultats sont consistants avec ceux obtenus avec les sources à base de cristaux dopés ytterbium. On avait par exemple obtenu une puissance de 35 mW à 501,7 nm pour une puissance intracavité infrarouge de 11W avec le cristal de Yb:KYW pompé à 980 nm.

Finalement, il faut noter que, d'un jour à l'autre, il est nécessaire de procéder à des réglages pour obtenir la longueur d'onde voulue dans l'infrarouge et des puissances correctes dans le visible. L'émission monomode est relativement instable, ce qui est probablement dû à des instabilités mécaniques et de l'intensité de pompe. De plus, la conception de ces structures quasi-antirésonantes pour l'obtention de spectres plutôt larges et d'une émission accordable rend l'émission monomode longitudinale à une longueur d'onde fixe difficile à obtenir.

C-IV Synthèse et conclusion du chapitre C :

Nous avons donc étudié au cours de ce chapitre la possibilité d'obtenir une émission monomode longitudinale autour de 1000 et dans le bleu-vert à 500 nm à base de semiconducteurs pompés optiquement.

La première partie de ce chapitre nous a permis d'introduire et d'expliquer les différents concepts, tant théoriques que technologiques, mis en jeu dans les Lasers à Semiconducteurs Pompés Optiquement (OPSL). Nous avons vu en particulier l'importance de la conception de la zone active. Les puits quantiques doivent être localisés au maximum du champ électrique de l'onde stationnaire de la cavité linéaire pour améliorer le recouvrement spatial entre la zone de gain et l'onde laser, et donc augmenter le gain global.

Lorsque la sous-cavité, formée par la zone active entre le miroir de Bragg et l'interface semiconducteur-air, est résonante pour la longueur d'onde laser, le gain des puits est encore augmenté par l'effet de résonance. Cependant, le filtrage spectral est important et la longueur d'onde d'émission est imposée par la sous-cavité résonante. L'augmentation de température avec la puissance de pompe décale alors rapidement la longueur d'onde de gain maximum loin de la résonance de la cavité, ce qui fait chuter l'effet laser.

Cette configuration est alors souvent utilisée avec un traitement antireflet à l'interface semiconducteur-air pour diminuer l'effet Fabry-Perot tout en gardant un gain élevé. Le spectre d'émission est alors un peu plus large et la sélection spectrale de la sous-cavité moins importante rend l'émission laser un peu moins sensible aux effets thermiques.

La troisième alternative utilise une sous-cavité quasiment antirésonante, ce qui élargi le spectre d'émission de la structure mais diminue le gain de la structure. Cependant, en optimisant la transmission du miroir de sortie et en minimisant les pertes passives de la cavité, il est possible de trouver une situation optimale pour laquelle la puissance extraite sera maximale. C'est ce genre de structures que nous avons eu à notre disposition pour ces travaux. Leur conception et leur croissance ont été réalisées par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures de Marcoussis (LPN) en collaboration avec le Centre d'Électronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier (CEM²).

Dans tous les cas, la qualité et la précision de la croissance sont très importantes pour obtenir des sources efficaces. De plus, à cause de la réduction du gain des puits quantiques lorsque la température augmente et du décalage de la bande d'émission vers le rouge, la gestion de l'évacuation thermique est un point crucial pour la montée en puissance.

C'est ce point qui nous a principalement intéressé dans la deuxième partie de ce chapitre. À travers un modèle simple prenant en compte l'effet de la température, nous avons tout d'abord mis en évidence l'influence de la résistance thermique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL sur les performances laser des OPSL. Une faible résistance thermique est nécessaire pour obtenir des puissances laser élevées.

Nous avons ensuite présenté les différentes solutions permettant d'améliorer l'évacuation thermique de la zone active. La diminution de la résistance thermique en supprimant le substrat de croissance (ici en GaAs) et en accolant la structure à un radiateur efficace (cuivre, diamant, SiC) est la voie la plus efficace. Nous nous sommes alors intéressés au procédé de report développé au LPN de Marcoussis et mis en œuvre sur les $\frac{1}{2}$ structures

VCSEL utilisées. Il exploite le procédé d'interdiffusion liquide-solide pour créer un joint de collage AuIn_2 permettant de "souder" la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL à un substrat de forte conductivité thermique, tel que du SiC. Nous avons en particulier validé expérimentalement ce procédé à travers l'amélioration des performances laser de différentes structures. Un gain d'un facteur 15 est obtenu en terme de puissance laser de sortie entre une structure classique sur substrat de GaAs et une structure reportée sur un substrat de SiC.

Enfin, la dernière partie a été l'occasion de présenter nos réalisations expérimentales et les résultats obtenus en régime monomode longitudinal autour de 1003 nm et autour de 502 nm par doublement de fréquence intracavité. Dans l'infrarouge, nous avons développé une source simple, formée d'une cavité plan-concave et d'un étalon solide Fabry-Perot intracavité, produisant jusqu'à 500 mW d'un rayonnement monomode longitudinal pour une puissance de pompe d'environ 8W. Le doublement de fréquence a nécessité une architecture de cavité un peu différente pour permettre d'insérer le cristal non linéaire et de mieux contrôler la longueur d'onde d'émission. Nous avons alors obtenu une puissance totale d'environ 60 mW d'un rayonnement monomode longitudinal autour de 502 nm.

Cependant, ces résultats restent préliminaires et plusieurs améliorations peuvent encore être apportées. Les $\frac{1}{2}$ structures VCSEL utilisées ne sont pas optimisées pour obtenir une émission monomode longitudinale à 1003 nm.

En profitant du nouveau procédé de report sur SiC qui améliore de beaucoup la résistance thermique de la structure semiconductrice, il serait intéressant de développer une $\frac{1}{2}$ structure VCSEL avec une sous-cavité résonante à 1003 nm et un traitement antireflet, ce qui permettrait d'augmenter le gain effectif des puits par rapport à la situation actuelle. L'émission infrarouge devrait alors être moins sensible aux pertes introduites par les différents éléments nécessaires à l'obtention de l'émission monofréquence (filtre de Lyot, étalon) et par le cristal non linéaire. La puissance intracavité dans l'infrarouge serait alors augmentée, ce qui améliorerait l'efficacité de conversion du processus non linéaire de doublement de fréquence.

Le support mécanique de la $\frac{1}{2}$ structure VCSEL pourrait aussi être amélioré pour mieux évacuer la chaleur et réduire les vibrations dues à la circulation d'eau.