



HAL
open science

Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge.

Alexandre Laurain

► **To cite this version:**

Alexandre Laurain. Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2010. Français. NNT: . tel-00613743

HAL Id: tel-00613743

<https://theses.hal.science/tel-00613743v1>

Submitted on 6 Aug 2011

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

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

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

École doctorale : Information Structures Systèmes

Discipline : Électronique, Composants et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement le 7 décembre 2010 par

Alexandre LAURAIN

Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge.

jury

Emmanuel ROSENCHER	Professeur ONERA (Palaiseau)	<i>Rapporteur</i>
Fabien BRETENAKER	DR CNRS LAC (Orsay)	<i>Rapporteur</i>
François LARUELLE	DR 3S PHOTONICS (Nozay)	<i>Examineur</i>
Isabelle SAGNES	DR CNRS LPN (Marcoussis)	<i>Examineur</i>
Michaël BAHRIZ	MC IES (Montpellier)	<i>Examineur</i>
Philippe SIGNORET	Professeur IES (Montpellier)	<i>Président</i>
Arnaud GARNACHE	CR-CNRS IES (Montpellier)	<i>Directeur de thèse</i>
Mikhaël MYARA	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>
Daniele ROMANINI	DR-CNRS LSP (Grenoble)	<i>Invité</i>

THÈSE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

École doctorale : Information Structures Systèmes

Discipline : Électronique, Composants et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement le 7 décembre 2010 par

Alexandre LAURAIN

**Sources laser à semiconducteur à émission
verticale de haute cohérence et de forte
puissance dans le proche et le moyen
infrarouge.**

jury

Emmanuel ROSENCHER	Professeur ONERA (Palaiseau)	<i>Rapporteur</i>
Fabien BRETENAKER	DR CNRS LAC (Orsay)	<i>Rapporteur</i>
François LARUELLE	DR 3S PHOTONICS (Nozay)	<i>Examineur</i>
Isabelle SAGNES	DR CNRS LPN (Marcoussis)	<i>Examineur</i>
Michaël BAHRIZ	MC IES (Montpellier)	<i>Examineur</i>
Philippe SIGNORET	Professeur IES (Montpellier)	<i>Président</i>
Arnaud GARNACHE	CR-CNRS IES (Montpellier)	<i>Directeur de thèse</i>
Mikhaël MYARA	MC IES (Montpellier)	<i>Co-directeur</i>
Daniele ROMANINI	DR-CNRS LSP (Grenoble)	<i>Invité</i>

Remerciements

Le travail décrit dans ce manuscrit a été effectué au sein de l'Institut d'Electronique du Sud à l'Université de Montpellier II, dont je remercie le directeur, Monsieur Daniel Gasquet, pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire et permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Monsieur Arnaud Garnache et à mon co-directeur de thèse Monsieur Mikhaël Myara pour la qualité et la quantité des connaissances qu'ils m'ont transmises, pour leur disponibilité et pour leur investissement dans ce travail de thèse.

Je suis profondément reconnaissant à l'égard de Messieurs Emmanuel Rosencher, Professeur à l'école Polytechnique, et Fabien Bretenaker, Directeur de Recherche au Laboratoire Aimé Cotton, qui ont aimablement accepté de faire partie du jury en qualité de rapporteur. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour la lecture attentive de ce manuscrit.

Je remercie également François Laruelle, Directeur de Recherche à 3S Photonics pour sa participation à ce jury en tant qu'examineur.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Isabelle Sagnes, Directeur de Recherche au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail à travers notre collaboration et pour avoir accepté de se joindre au jury.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Philippe Signoret, Professeur à l'Université Montpellier II, pour avoir accepté de présider ce jury de thèse.

Je remercie également Michaël Bahriz, Maître de Conférence à l'Université Montpellier II, et Daniele Romanini, Directeur de recherche au Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble pour leur participation à ce jury.

Je remercie tout particulièrement Jean-Philippe Perez, Laurent Cerutti et Adrien Michon pour leur contribution à ce travail de thèse, et sans qui une grande partie des résultats présentés ici n'aurait pu être obtenue.

Enfin, je remercie l'ensemble des personnes qui ont su me soutenir, scientifiquement ou moralement, durant l'ensemble de ces trois années, en particulier les membres du groupe Nanomir pour leur grande sympathie et la bonne humeur ambiante. Ce fut un réel plaisir de travailler dans cette équipe.

Table des matières

Introduction générale	1
I Laser à semiconducteur de haute cohérence et de forte puissance dans le NIR et MIR : conception et caractérisations.	5
1 Les lasers de haute cohérence et de forte puissance	7
1.1 Cohérence d'une onde optique	7
1.1.1 Cohérence temporelle	7
1.1.2 Cohérence spatiale	8
1.2 Proche et moyen infrarouge : intérêts et applications	9
1.3 État de l'art des différents lasers monofréquence	11
1.3.1 Les lasers à cristaux et à fibre dopée terres rares	12
1.3.2 Les lasers à semiconducteur	13
1.3.2.1 Laser à émission par la tranche	15
1.3.2.2 Laser à cavité verticale émettant par la surface	17
1.4 Le VECSEL : une technologie de choix	19
1.4.1 Principe et intérêts	19
1.4.2 État de l'art des sources VECSEL	21
Conclusion	23
2 Les VECSEL : fondements théoriques et propriétés	25
2.1 Éléments d'un VECSEL	25
2.1.1 Le milieu à gain	25
2.1.1.1 Puits quantiques : niveau d'énergie et confinement	26
2.1.1.2 Spectre et amplitude du gain optique	27
2.1.1.3 Processus de recombinaison radiatifs/non-radiatifs : coefficients A, B, C et durées de vie	31
2.1.1.4 Influence du milieu à gain sur la cohérence du laser	32
2.1.1.5 Propriétés physiques des puits quantiques contraints	34
2.1.1.6 Qualité cristalline des puits : modèle d'épaisseur critique	35
2.1.2 Le miroir de haute réflectivité	40
2.1.2.1 Principe de fonctionnement	40
2.1.2.2 Propriétés physiques du miroir	41
2.1.3 Le système de pompage	44
2.1.3.1 Pompage optique	44
2.1.3.2 Pompage électrique	46
2.1.4 Le résonateur optique : modes transverses et gain modal	50
2.1.4.1 Modes transverses de la cavité optique	50

2.1.4.2	Stabilisation d'un mode transverse unique	52
2.1.4.3	Gain modal et facteur de confinement	57
2.1.4.4	Conditions d'oscillation laser du résonateur	59
2.2	Propriétés physiques de l'émission laser	61
2.2.1	Fonctionnement monomode transverse : $k(r)$	61
2.2.1.1	Propriétés des modes transverses	61
2.2.1.2	Sélection d'un mode transverse	62
2.2.2	Mode de polarisation unique : $E(\theta)$	63
2.2.2.1	Influence sur le spectre du laser	63
2.2.2.2	Sélection d'un mode de polarisation	63
2.2.3	Fonctionnement monomode longitudinal : $z(t)$	64
2.2.3.1	Régime transitoire : sélection d'un mode	64
2.2.3.2	Régime stationnaire : pureté spectrale	67
Conclusion	69
3	Conception de VECSEL dans le NIR à 1 μm, et le MIR à 2.3 et 2.7 μm	71
3.1	Technologie du 1/2-VCSEL sur GaSb et GaAs	71
3.1.1	Design d'une structure 1/2-VCSEL	71
3.1.1.1	Design de la microcavité : facteur de résonance . . .	72
3.1.1.2	Design de la zone active à fort gain	77
3.1.2	Structures lasers à fort gain : croissance et caractérisation . .	81
3.1.2.1	Croissance MBE et MOCVD	82
3.1.2.2	Propriétés des couches à multipuits quantiques . . .	84
3.1.3	Laser de puissance : gestion de la thermique	95
3.1.3.1	Effets de la température sur les performances laser .	95
3.1.3.2	Puissance déposée	97
3.1.3.3	Impédance thermique	98
3.1.3.4	Technologie pour la gestion de la thermique	101
3.1.4	VECSEL pompé électriquement	107
3.1.4.1	Design spécifique aux structures EP-VECSEL . . .	107
3.1.4.2	Technologie pour le pompage électrique	110
3.2	Conception du VECSEL complet	114
3.2.1	Conception du système de pompage des OP-VECSEL	114
3.2.1.1	Choix d'une source de pompe	114
3.2.1.2	Détermination du diamètre de pompage optimum .	115
3.2.1.3	Montages des diodes de pompe	116
3.2.2	Design de la cavité optique résonnante	117
3.2.2.1	La cavité plan-concave	117
3.2.2.2	La cavité plan-plan avec gradient thermique	120
3.2.3	Conception d'un prototype compact	123
3.2.3.1	Montages et moyens de caractérisation	124
Conclusion	126

4	Caractérisation des VECSEL NIR et MIR	127
4.1	VECSEL pompé optiquement	127
4.1.1	Performances en pompage monomode de faible puissance	127
4.1.1.1	VECSEL GaAs pour une émission à $1\ \mu\text{m}$	127
4.1.1.2	VECSEL GaSb pour une émission à $2.3\ \mu\text{m}$	130
4.1.1.3	VECSEL GaSb pour une émission à $2.7\ \mu\text{m}$	132
4.1.2	Performances en pompage multimode de forte puissance	135
4.1.2.1	VECSEL en cavité plan-plan	135
4.2	VECSEL pompé électriquement	140
4.2.1	Montage expérimental	140
4.2.2	Caractérisations laser	141
4.2.2.1	Structures avec substrat : design 1	141
4.2.2.2	Structures sans substrat : design 2	144
	Conclusion	146
II	Études physiques de l'émission laser cohérente en régime continu	147
	Introduction	149
5	La cohérence spatiale : étude du front d'onde	153
5.1	Définitions et fondements théoriques	153
5.1.1	Cohérence spatiale et limite de diffraction : bruit de phase	153
5.1.2	Puissance et qualité de faisceau transverse	155
5.1.3	Comment mesurer la qualité de faisceau ?	155
5.1.3.1	Mesure du facteur de propagation du faisceau	156
5.1.3.2	Mesure du front d'onde	158
5.2	Front d'onde en cavité instable : étude du VECSEL plan-plan	160
5.2.1	Simulation et mesure expérimentale	160
5.3	Front d'onde en cavité stable plan-concave	164
5.3.1	VECSEL en pompage optique monomode	164
5.3.2	VECSEL en pompage électrique	166
	Conclusion	168
6	Dynamique et cohérence temporelle : étude des bruits d'intensité et de fréquence	171
	Introduction	171
	Grandeurs physiques pour l'étude du bruit optique	174
6.1	Dynamique du VECSEL : du régime transitoire multimode au régime stationnaire monomode	175
6.1.1	Equations générales espace-temps du laser multimode : Maxwell-Bloch	175
6.1.1.1	Régime transitoire des lasers : classes dynamiques	176

6.1.1.2	Equations dynamiques du VECSEL de classe A et B : régime transitoire multimode	179
6.1.1.3	VECSEL multimode à gain homogène idéal : vers un fonctionnement monomode à l'état stationnaire .	181
6.1.1.4	Conclusion	184
6.1.2	Equations du laser monomode : vers le régime stationnaire .	185
6.1.2.1	Contributions thermiques et mécaniques	186
6.1.2.2	Modèle complet du VECSEL : RIN et bruit de fréquence	189
6.1.2.3	Densité Spectrale du bruit d'intensité et de fréquence	190
6.2	Mesure du Bruit d'intensité	194
6.2.1	Systèmes de mesure	195
6.2.2	Caractérisation des VECSEL	199
6.2.2.1	VECSEL en pompage monomode	199
6.2.2.2	VECSEL en pompage multimode	201
6.3	Mesure du bruit de fréquence et de la largeur de raie	205
6.3.1	Densité spectrale de bruit de fréquence	206
6.3.1.1	Principe de la mesure du bruit de fréquence	206
6.3.1.2	Mise en œuvre du banc de mesure	208
6.3.1.3	Caractérisation des VECSEL	211
6.3.2	Largeur de raie	216
6.3.2.1	Fondements théoriques	216
6.3.2.2	Source de bruit et profil spectral	217
6.3.2.3	Résultats expérimentaux	220
	Conclusion	225
	Conclusion générale	229
	Annexes	235
	A Publications	237
A.1	Articles dans des revues à comité de lecture	237
A.2	Actes de conférences internationales à comité de lecture	238
A.3	Vulgarisation	238
	Références bibliographiques	249

Introduction générale

Les lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) sont des dispositifs qui génèrent une lumière cohérente dans un domaine de longueur d'onde allant de l'infrarouge (IR) à l'ultraviolet (UV). L'effet laser repose sur l'interaction du rayonnement électromagnétique avec la matière, qui par effet stimulé (notion décrite par Albert Einstein dès 1917 [Einstein 1917]) produit une onde cohérente. Depuis la première observation d'un faisceau laser par le physicien Théodore Maiman (le 16 mai 1960) [Maiman 1960], les développements de sources lasers et de leurs applications ont été considérables. Ces sources sont maintenant employées dans la majeure partie du spectre électromagnétique et sont développées dans une grande variété de systèmes de matériaux.

Si les lasers suscitent un tel engouement depuis ces dernières années, tant au niveau de la recherche fondamentale qu'au niveau de l'industrie, c'est que le rayonnement produit par un laser possède des propriétés remarquables. Elles contrastent avec celles des sources ordinaires (source thermique, diode électroluminescente, etc) particulièrement en ce qui concerne la cohérence spatiale et temporelle, la polarisation, les fortes intensités, la stabilité ou encore les impulsions ultracourtes.

Le travail présenté dans ce rapport de thèse porte sur la conception, la réalisation et l'étude de sources laser de haute cohérence et de forte puissance émettant dans le proche et le moyen infrarouge. Nous nous intéressons plus particulièrement aux lasers à semiconducteur émettant par la surface en cavité externe verticale (VECSEL pour *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*). L'objectif est d'obtenir un fonctionnement laser monofréquence accordable et robuste, de forte puissance à température ambiante et en régime continu, surpassant les limitations des sources actuelles en termes de puissance, cohérence spatiale et cohérence temporelle. Dans le cadre de ce travail, ces sources ont été développées dans deux filières de matériaux : GaSb pour une émission dans la gamme spectrale 2-3 μm en pompage optique, et GaAs pour une émission autour de 1 μm en pompage optique et électrique. Cette thèse s'est déroulée à l'Institut d'Electronique du Sud (IES), et a fait l'objet de collaborations avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) et le Laboratoire de Spectrométrie Physique (LSP).

Ce manuscrit est scindé en deux parties distinctes. La première partie traite de la conception et de la caractérisation des VECSEL, depuis l'optimisation du milieu à gain jusqu'à l'élaboration et la caractérisation de prototypes laser fonctionnels, et la seconde partie se focalise sur l'étude des propriétés physiques de l'émission laser en termes de cohérence spatiale et temporelle.

Première partie

La première partie s'articulera autour de quatre chapitres. Le premier chapitre décrit le contexte scientifique de ce travail. Nous verrons l'intérêt d'une source de haute cohérence et de forte puissance émettant dans le proche et le moyen infrarouge et nous mettrons en exergue les propriétés lasers requises par les applications les plus représentatives telles que l'analyse de gaz ou la métrologie. Nous dresserons ensuite un état de l'art des différentes technologies lasers qui permettent de répondre à ces exigences, en nous attardant plus particulièrement sur les lasers à semiconducteurs et sur la technologie VECSEL, et en insistant sur les points forts qui nous ont orientés vers cette solution.

Dans le deuxième chapitre nous détaillons les différents éléments constituant un VECSEL, en nous attachant à donner les paramètres clés pour optimiser les performances lasers. Dans un premier temps, nous verrons les propriétés du milieu amplificateur à puits quantiques pour les systèmes de matériaux GaAs et GaSb, pour une émission à $1\ \mu\text{m}$, $2.3\ \mu\text{m}$ et $2.7\ \mu\text{m}$. Nous prêtons un soin tout particulier à l'étude théorique du gain des structures, paramètre crucial dans un laser, et nous donnons les principales limitations physiques (durées de vies, qualité cristalline, etc) et le régime de fonctionnement le plus approprié pour le développement de nos VECSEL. Ensuite nous nous intéresserons aux propriétés optiques, thermiques et électriques des miroirs de haute réflectivité adaptés à nos longueurs d'onde de travail, et nous verrons comment les améliorer, avec notamment l'utilisation d'un miroir hybride semiconducteur-métal. Nous étudions ensuite les deux systèmes de pompage envisageables : le pompage optique par diode et le pompage électrique. Nous donnerons les paramètres importants pour obtenir un rendement quantique interne élevé et nous donnerons les avantages et inconvénients associés à ces deux technologies. Nous poursuivrons avec l'étude de la cavité optique, nous verrons comment exploiter la géométrie de cavité pour obtenir un fonctionnement monomode transverse avec un faisceau de grand diamètre ($> 50\ \mu\text{m}$), indispensable pour atteindre de forte puissance optique. Nous présenterons à cette occasion le concept de cavité instable intrinsèquement monomode transverse qui sera utilisé par la suite, et nous établirons les conditions d'oscillation laser.

Dans un second temps, nous verrons comment mettre à profit ces différents éléments pour obtenir un rayonnement de haute cohérence. Nous présenterons les différentes méthodes et processus permettant de sélectionner un seul mode transverse, longitudinal et de polarisation, et nous donnerons les limites fondamentales en termes de pureté spectrale. Ce chapitre constituera la base théorique sur laquelle nous nous appuierons pour la conception et l'étude de nos sources VECSEL.

Le troisième chapitre sera consacré à la conception des sources VECSEL. Nous commencerons par présenter la technologie de la structure semiconductrice 1/2-VCSEL sur GaAs et sur GaSb, nous verrons l'influence de la résonance de microcavité sur l'amplitude et le spectre du gain modal, puis nous étudierons les

propriétés optiques et physiques des couches épitaxiées dans le but d'améliorer le gain et diminuer la sensibilité à la température des zones actives à base de GaSb. Nous présenterons ensuite la technologie de retrait de substrat qui a été développée pour la gestion thermique des structures sur GaSb et GaAs, afin d'atteindre de forte puissance optique. Puis nous décrirons les solutions technologiques mises en œuvre pour le pompage électrique des structures 1/2-VCSEL, l'objectif étant d'obtenir une distribution transverse de porteur uniforme avec de large diamètres d'injection ($> 50 \mu\text{m}$) pour une émission monomode transverse de forte puissance. Enfin, nous présenterons le montage du VECSEL complet, avec le choix de la configuration de cavité et la réalisation d'un prototype compact et ultra-stable. Nous nous intéresserons particulièrement à un nouveau concept de cavité où le mode transverse est confiné par un effet de lentille thermique dans une cavité plan-plan instable.

Dans le quatrième chapitre nous présenterons les résultats lasers obtenus avec des VECSEL émettant à différentes longueur d'onde (1, 2.3 et 2.7 μm) et développés avec différents systèmes de pompage (optique monomode, optique multimode et électrique). Ils seront caractérisés en terme de puissance optique, et nous vérifierons le caractère monomode transverse, longitudinal et la polarisation du faisceau laser.

Deuxième partie

Dans la deuxième partie du manuscrit nous nous intéressons aux propriétés physiques de l'émission laser monofréquence. Cette partie fera l'objet de deux chapitres indépendants.

Le cinquième chapitre traitera de la cohérence transverse du champ (qualité de faisceau), nous verrons quels sont les phénomènes physiques pouvant la dégrader, notamment dans le cas des lasers de forte puissance. Nous verrons comment l'évaluer quantitativement, en particulier avec la mesure du front d'onde et du facteur de propagation du faisceau. Nous analyserons ensuite l'influence des paramètres de cavité et des conditions de pompage sur la structuration du front d'onde dans la cavité laser à l'aide d'une simulation et de mesures expérimentales.

Dans le second chapitre, nous étudierons la cohérence temporelle du champ à travers l'étude du bruit d'intensité relatif et du bruit de fréquence. Nous commencerons par établir les équations d'évolution du laser afin de décrire la dynamique spectro-temporelle du laser, ce qui nous permettra de comprendre comment le VECSEL évolue vers un état stationnaire monomode longitudinal stable. Le régime monomode est ensuite modélisé afin de décrire le comportement dynamique du VECSEL et pour déterminer les différentes sources de bruits pouvant limiter la

cohérence temporelle. Cette modélisation sera ensuite utilisée pour analyser le bruit d'intensité et le bruit de fréquence de nos VECSEL. Nous tenterons d'identifier les principales limitations en fonction de la gamme de fréquence analysée, et nous verrons comment optimiser le composant pour les réduire. Nous terminerons par la mesure de la largeur de raie et la détermination du degré de cohérence des sources étudiées.

Enfin, dans la conclusion de ce manuscrit nous discuterons des différentes voies de recherches envisageables pour améliorer les performances laser en terme de puissance et de bruit optique, et nous discuterons des développements possibles et des perspectives que ce travail suggère.

Première partie

**Laser à semiconducteur de
haute cohérence et de forte
puissance dans le NIR et MIR :
conception et caractérisations.**

Les lasers de haute cohérence et de forte puissance

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser aux sources lasers de haute cohérence et de forte puissance, et plus particulièrement à celles qui émettent dans le proche et le moyen infrarouge (NIR et MIR : $0.8 \mu m < \lambda < 3 \mu m$) en régime continu. Nous verrons par la suite pourquoi on s'intéresse à ces gammes de longueur d'onde, mais avant cela nous allons commencer par définir la notion de cohérence. Nous verrons notamment que de cette propriété découle de nombreuses caractéristiques du rayonnement laser, qui sont très intéressantes voire indispensables pour certaines applications. Enfin, nous verrons les différentes voies technologiques envisageables pour réaliser un laser de haute cohérence dans le proche et moyen infrarouge.

1.1 Cohérence d'une onde optique

Dans ce mémoire, nous utiliserons une description semi-classique du laser, c'est à dire que les photons seront décrits de façon classique par les équations de Maxwell, et les électrons seront décrits de façon quantique. La description classique du champ électromagnétique est justifiée, de par le nombre très élevé de photons intervenant dans nos sources laser. De même, la cohérence du champ optique sera traitée uniquement à l'état stationnaire et en régime continu.

Dans ces conditions, la notion de cohérence fait référence aux relations qui existent entre les oscillations du champ en différents points de l'espace et du temps. La cohérence temporelle traduit la corrélation du champ optique pris à deux instants différents et la cohérence spatiale traduit celle qui existe entre deux points de la source pris sur un plan transverse.

1.1.1 Cohérence temporelle

Si l'on considère que la lumière est émise sous forme de trains d'ondes de durée finie, alors l'auto-corrélation temporelle dépend de la durée τ_{coh} de ces trains d'ondes. Ce temps de cohérence est relié à la largeur spectrale par une relation du type « transformation de Fourier » ($\Delta\nu_{laser} = 1/2\pi\tau_{coh}$ pour une distribution spectrale lorentzienne). Un faisceau laser sera donc cohérent temporellement si sa largeur spectrale est très étroite. On peut également définir une longueur de cohérence temporelle $L_{coh} = c\tau_{coh}$ qui correspond à la distance de propagation au delà de laquelle le faisceau perd sa cohérence.

Les transitions radiatives d'un ensemble d'atomes ont des largeurs spectrales qui vont de quelques GHz pour un laser à gaz à plusieurs THz pour un semiconducteur et même à la dizaine de THz pour un laser solide (Ti-Sa). Cependant, la pureté spectrale d'une source laser n'est pas due aux propriétés des transitions atomiques dans le milieu à gain, elle est déterminée principalement par la qualité de la cavité résonnante. Les transitions atomiques fournissent du gain aux fréquences de résonance de la cavité laser qui avec une stabilisation adéquate peut atteindre des largeurs spectrales de quelques Hz [Salomon 1988, Young 1999, Notcutt 2005] et en deçà. La limite fondamentale est fixée par le bruit quantique d'émission spontanée (voir chap.6), elle est donnée par la formule de Schawlow-Townes modifiée [Schawlow 1958, Henry 1983] :

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{out}} \xi (1 + \alpha_h^2) \quad (1.1)$$

avec $h\nu$ l'énergie de photon, $\Delta\nu_c$ la largeur spectrale de la cavité froide (cf. § 2.1.4.4), P_{out} la puissance optique du laser, $\xi \geq 1$ est le facteur d'émission spontanée (> 1 pour un système à trois niveaux, et/ou une cavité laser guidée) et α_h le coefficient d'élargissement de la raie laser de Henry [Henry 1983], qui concerne surtout les lasers à semiconducteur et qui vaut typiquement quelques unités. Les lasers à l'état solide, qui bénéficient usuellement de cavités longues à haute finesse, auront des limites fondamentales très inférieures au Hz . Un VECSEL aura des limites typiques un peu supérieures au Hz à cause de $\alpha_h > 1$, alors qu'un VCSEL en microcavité dépassera la dizaine de MHz fortement pénalisé par la longueur de cavité, $\alpha_h > 1$ et un ξ plus élevé.

Donc pour obtenir une source de haute cohérence temporelle, le laser devra osciller sur un seul mode longitudinal, et la cavité froide devra présenter un facteur de qualité ($Q = \nu/\Delta\nu_c$) très élevé, tout en évitant les phénomènes de guidage optique. On cherchera à réduire la contribution du milieu amplificateur (α_h et ξ) par un dessin optimisé des couches actives.

1.1.2 Cohérence spatiale

La cohérence spatiale d'un faisceau laser est déterminée par les variations transverses du champ optique, et plus particulièrement par les variations de phase du front d'onde. Si la cavité laser stabilise un mode se propageant suivant l'axe z , alors la variation spatiale du champ peut s'écrire sous la forme suivante [Siegman 1986] :

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \Re \left\{ |\tilde{E}(x, y, z)| e^{j(\omega t - kz)} e^{j\phi(x, y, z)} \right\} \quad (1.2)$$

Le terme $e^{j(\omega t - kz)}$ représente le facteur de propagation du faisceau. Le profil d'intensité transverse est donné par $I(x, y, z_0) = |\tilde{E}(x, y, z_0)|^2$ et le profil de phase du front d'onde est donné par $\phi(x, y, z_0)$.

Si le profil transverse du champ ne présente pas de variations d'amplitude à haute fréquence spatiale, alors la cohérence spatiale du laser sera déterminée principalement par les variations de phase du front d'onde (cf. chapitre 5). Dans la

cavité laser, l'onde subit de multiples réflexions sur les miroirs de cavité et atteint un état stationnaire après un certain nombre d'allers-retour. Le profil de phase du front d'onde se « construit » durant cette période, il est déterminé par la géométrie des miroirs de cavité. Une cohérence spatiale élevée requiert donc une phase uniforme ($\Delta\phi \ll \pi/2$) sur le miroir de sortie. Il a été montré que si le laser oscille sur plusieurs modes transverses décorrélés, le faisceau ne peut pas être complètement cohérent spatialement sur la surface du miroir de cavité [Wolf 1984]. Il faudra donc que le laser stabilise un seul mode transverse, le mode TEM₀₀ étant le mode fondamental pour un résonateur ouvert.

Un faisceau laser qui présente une cohérence spatiale élevée se rapproche de « la limite de diffraction ». En pratique, cela se traduit par une divergence minimale du faisceau laser, permettant une collimation sur de plus grandes distances. Réciproquement, le laser pourra être focalisé sur un spot de seulement quelques longueurs d'onde de diamètre, à condition d'utiliser des optiques présentant de faibles aberrations.

Les propriétés de cohérence du champ généré ne sont pas les seules caractéristiques attendues : une source laser doit également démontrer certaines fonctionnalités en vue des applications visées, telles qu'une accordabilité large bande, continue ou non. Ainsi, la conception d'une source laser passe par des choix technologiques et de design de composant permettant de répondre aux contraintes posées par les applications.

1.2 Proche et moyen infrarouge : intérêts et applications

Les sources lasers émettant dans le proche et le moyen infrarouge trouvent des applications dans de nombreux domaines tels que l'analyse de gaz ($2\ \mu m < \lambda < 3\ \mu m$), la métrologie ($\lambda \sim 0.8\ \mu m$), les systèmes radar et lidar ($\lambda \sim 1.5\ \mu m$), les télécommunications optiques en espace libre ($\lambda \sim 2.3\ \mu m$) ou confiné ($\lambda \sim 0.98$ et $1.55\ \mu m$), les contre-mesures ou encore la chirurgie laser ($\lambda \sim 0.9\ \mu m$, $1.93\ \mu m$, et $2.94\ \mu m$). L'application visée peut nécessiter que la source présente certaines caractéristiques et fonctionnalités, telles qu'un rayonnement accordable, une faible largeur de raie, un faisceau proche de la limite de diffraction, une émission continue ou impulsionnelle, etc.

Nous allons nous intéresser plus en détail à une application majeure des lasers infrarouge : l'analyse de gaz. En effet, le contexte écologique actuel et la lutte contre le réchauffement climatique font que de nouveaux dispositifs et de nouvelles techniques permettant de détecter et contrôler les rejets de substances polluantes sont nécessaires. A ce jour, les techniques optiques de spectroscopie laser dans le moyen infrarouge (MIR) sont particulièrement bien adaptées à ces applications. En effet, dans cette région du spectre électromagnétique, on peut profiter des fenêtres de transmission de l'atmosphère ainsi que de la présence de fortes raies d'absorption

de nombreuses molécules (Figure 1.1).

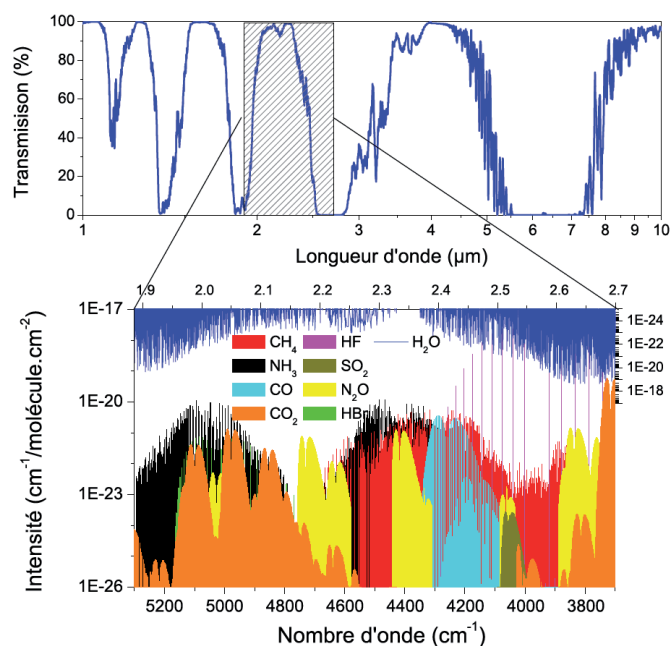


FIGURE 1.1 – En haut, les fenêtres de transmission de l’atmosphère entre 1 et 10 μm . En bas, l’intensité des raies d’absorption des différentes espèces gazeuses entre 1.9 et 2.7 μm (base de données HITRAN-96)

L’absorption des gaz présents en forte concentration comme l’eau et le dioxyde de carbone, est particulièrement faible dans la gamme spectrale (2-2.5 μm). Il est alors possible de détecter avec précision des gaz n’étant pas présent naturellement dans l’atmosphère, même avec de très faibles concentrations (de l’ordre du ppm), ce qui représente un intérêt considérable pour le contrôle de l’environnement, la climatologie ainsi que pour de nombreux secteurs industriels : automobile, distribution de gaz, microélectronique, agroalimentaire, chimie. Cette fenêtre spectrale permet également d’envisager des transmissions optiques en espace libre sur de longues distances sans pertes excessives.

Pour être utilisées en spectroscopie d’absorption, les sources laser doivent présenter une haute cohérence spatiale et temporelle. La largeur spectrale de la source doit en effet être largement inférieure (< 10 MHz) à la raie d’absorption du gaz à analyser qui est de quelques GHz à température ambiante (élargie par effet doppler). La sélectivité d’un mode longitudinal doit être élevée (SMSR > 30 dB) et robuste (pas de saut de mode), avec une faible amplification de l’émission spontanée (ASE pour « Amplified Spontaneous Emission ») pour assurer une haute sensibilité et pour éliminer le bruit de partition (compétition entre modes).

La qualité de faisceau est également importante, la divergence doit être faible pour assurer une collimation sur de longues distances ou pour réaliser une injection dans une cavité passive comme pour la technique CRDS (cavity ringdown spec-

troscopy) [Romanini 1997]. De plus, une source compacte émettant plusieurs mW avec un faible bruit d'intensité est souvent indispensable pour surmonter le bruit inhérent à la détection électronique et pour assurer un rapport signal/bruit élevé. Enfin, la longueur d'onde d'émission doit pouvoir être balayée continûment sur une large bande spectrale (> 300 GHz) sans sauts de modes longitudinaux, transverses ou de polarisation.

Le développement de sources laser de haute cohérence dans le proche infrarouge (0.8-2 μm) est également très intéressant pour d'autres types d'applications comme la métrologie (standard de fréquence) [Cocquelin 2009], les systèmes de détection tels que les gyromètres laser [Mignot 2009] ou encore les radar-lidar [Baili 2008]. Des sources adaptées à ces applications sont en développement dans le cadre de collaborations impliquant l'IES, le LPN, le LAC, l'institut d'optique et Thalès.

Les références de fréquence sont utilisées en métrologie pour définir avec précision la seconde. Depuis 1967, la définition de la seconde est basée sur les transitions hyperfines de l'atome de césium ^{133}Cs . Une interrogation optique de la transition D_2 à $\lambda = 852$ nm permet de générer un rayonnement microonde à 9 192 631 770 Hz qui sert alors de référence de fréquence. Différentes méthodes basées sur les transitions d'atomes ou d'ions refroidis par laser ont été proposées [Diddams 2001, Rafac 2000] pour améliorer la précision et la stabilité de cette définition. Cela permettrait ainsi d'améliorer la précision des horloges atomiques, qui sont à la base des systèmes GPS (Global Positioning System) et de la synchronisation des communications optiques. Pour cela, le développement de sources laser de très haute cohérence ($\Delta\nu \ll \text{MHz}$, soit un facteur de qualité laser supérieur à 10^9) est indispensable, et la longueur d'onde d'émission (ou une de ses harmoniques générées dans un cristal doubleur de fréquence) doit pouvoir être accordée sur une transition optique de l'ion sélectionné.

Il existe évidemment beaucoup d'autres d'applications qui ne sont pas détaillées ici. Cependant, les propriétés nécessaires aux applications mentionnées ci-dessus sont assez représentatives d'exigences plus générales.

1.3 État de l'art des différents lasers monofréquence

Les propriétés d'une source laser résultent principalement du choix du milieu amplificateur et du design de la cavité résonnante. Le choix de la filière technologique est donc un paramètre clef. Dans le proche et moyen infrarouge, plusieurs filières technologiques coexistent, les avantages d'une filière par rapport à une autre dépendent évidemment de l'application considérée. Nous avons regroupé dans le tableau 1.1 quelques caractéristiques de sources laser monofréquence émettant dans l'infrarouge issues de différentes filières technologiques. Nous avons limité notre sélection à la gamme spectrale 0.8-3 μm . Au delà de 3 μm , les technologies disponibles sont essentiellement les lasers à cascades quantique, basés sur des transitions optiques inter-sousbande [Beck 2002], les oscillateurs paramétriques optique (OPO) [Drag 2002] et les lasers CO_2 , que nous ne considérerons pas dans notre étude.

Nous avons distingué deux types de laser : les lasers formés par une matrice

Type de laser		Milieu amplificateur & pompage		Longueur d'onde (nm)	Puissance (mW)	Largeur spectrale	Accordabilité	Références
Matrice dopée terres rares	Cristal	Yb: YAG	OP	1064	700	5 kHz (1ms)	10 GHz	JDSU
				1319	350			
		Tm-Ho : KYF		2078	70	600 kHz (1ms)	2 THz	
	Fibre	Yb		1030-1120	10	10 kHz (120µs)	50 GHz	Koheras
		Er		1535-1575	40	1 kHz (120µs)		
		Tm		1950	40	3 kHz (1s)	GHz	
Semi-conducteur	DFB	InGaAs/GaAs	EP	894	60	200 kHz (1ms)	300 GHz	Klehr2007
		InGaAsP/InP		1310	500	MHz	500 GHz	Garbuzov2002
		GaInAsSb/GaSb		2300	5	2.2 MHz (50µs)	220 GHz	Salhi2006
				2685	2	MHz	70 GHz	Barat2008
	ECDL	InGaAs/GaAs	EP	976	950	2 MHz (1ms)	10 THz	Jechow2007
		GaInAsSb/GaSb		2130	15	3.8 MHz	46 GHz	Jacobs2004
	VCSEL	GaAlAs/GaAs	EP	850	3	50 MHz	-	Tourrenc2005
		InGaAs/GaAs	EP	1064	5	50 MHz	-	Princeton
		InGaAsP/InP		1550	0.09	3.6 MHz	80 GHz	Signoret2001
		InGaAlAs/InP	2300	0.75	-	-	Ortsiefer2006	
		GaInAsSb/GaSb	OP	2300	1.5	5 MHz	42 GHz	Ouvrad2005
				InGaAs/GaAs	OP	970	400	< MHz
	VECSEL	InGaAs/GaAs	EP	980	500	< 3GHz	-	McInerney2003
			OP	1550	0.6	-	3 THz	Riemenschneider2003
		InGaAsP/InP	OP	170	200 MHz	-	Lindberg 2005	
				2300	5	20 kHz	50GHz	Ouvrad2005
		GaInAsSb/GaSb	OP	680	< 4MHz	-	Hopkins2007	

TABLE 1.1 – Etat de l’art des sources laser monofréquences émettant dans l’infra-rouge (jusqu’à 3 µm) pour différentes filières technologiques.

(cristal ou fibre) dopée, et les lasers à semiconducteur à base de puits quantiques à transition interbande.

1.3.1 Les lasers à cristaux et à fibre dopée terres rares

Les lasers à matrice dopée, par exemple aux terres rares, parfois appelés lasers solides peuvent atteindre des puissances considérables (plusieurs Watt en continu) [Zang 2007]. Ils sont largement utilisés dans l’industrie pour l’usinage et dans le secteur médical pour la chirurgie laser, généralement en mode impulsionnel pour obtenir un faisceau de forte énergie. Le gain optique de ce type de laser est fourni par les transitions radiatives des éléments dopants. La gamme spectrale accessible est donc limitée par la liste des dopants possibles parmi lesquels les terres rares (Yt-

terbium, Erbium, Thulium, etc), ou d'autres ions tels que le Titane ou le Chrome, qui ont des transitions optiques situées dans le proche et le moyen infrarouge.

La longueur de la cavité optique de ces lasers est généralement grande (\gg cm), il y a donc un grand nombre de modes qui peut osciller dans la cavité. Par conséquent, le fonctionnement monomode longitudinal impose l'utilisation de filtres intracavité, ce qui limite considérablement l'accordabilité continue du laser. Un autre inconvénient de ces sources provient de la difficulté à maîtriser et à maintenir la polarisation du laser, notamment pour les lasers à fibres.

De manière générale, les largeurs spectrales atteintes avec ce type de laser sont relativement faibles ($<$ MHz) en fonctionnement libre et peut atteindre des largeurs de l'ordre du Hz et en deçà en asservissant le laser sur une référence de fréquence [Young 1999, Notcutt 2005]. Toutefois, le niveau de bruit d'intensité est souvent élevé avec de fortes oscillations de relaxation (laser classe B), associées à des fluctuations thermiques importantes dues à un pompage lui-même très bruyant. Dans le cas des lasers à fibre, la cohérence temporelle est réduite à cause de l'émission spontanée qui est guidée et amplifiée dans la fibre (ASE). Enfin, les systèmes optiques utilisés pour sélectionner un mode, accorder la longueur d'onde et pour réaliser le pompage (exclusivement optique) du milieu amplificateur, engendrent un encombrement rédhibitoire pour certaines applications et engendrent des fluctuations de fréquence et d'intensité d'origine mécanique.

1.3.2 Les lasers à semiconducteur

Les lasers à semiconducteur se distinguent des autres types de laser à de nombreux points de vue. Premièrement, ils peuvent être conçus pour permettre un pompage par un courant électrique, ce qui permet de réaliser des composants extrêmement compacts. D'autre part, ils bénéficient d'une grande flexibilité concernant la longueur d'onde d'émission. L'ingénierie des matériaux, associée à une maîtrise de la croissance épitaxiale de l'ordre de 6 Å, permet de réaliser artificiellement des matériaux avec un contrôle précis des propriétés physiques, contrairement aux cristaux dopés utilisés dans les lasers solides. Ainsi, en jouant sur la composition des alliages constituant le milieu à gain, on peut choisir quasiment sans discontinuité la longueur d'onde de fonctionnement du laser, ce qui n'est pas le cas des lasers solides qui dépendent des transitions non ajustables des éléments dopants. La plage spectrale accessible dépend du choix des matériaux et de la technologie utilisée. En exploitant les transitions inter-bande des matériaux III-V, on peut atteindre un fonctionnement en continu et à température ambiante dans une grande partie de la gamme 0.8-3 μ m (Figure 1.2).

Au-delà de 3 μ m, on doit utiliser une autre technologie tel que les lasers à cascade quantique [Beck 2002], qui exploitent les transitions inter-sousbande. Cette technologie permet d'atteindre des longueurs d'onde allant de 3 μ m [Cathabard 2009], jusqu'à l'infrarouge lointain dans le domaine THz [Köhler 2002]. Une alternative consiste à utiliser un autre type de matériau tel que les semiconducteurs II-VI ou IV-VI (PbTe, PbSe) [Rahim 2009]. Mais à ce jour, aucun fonctionnement laser en

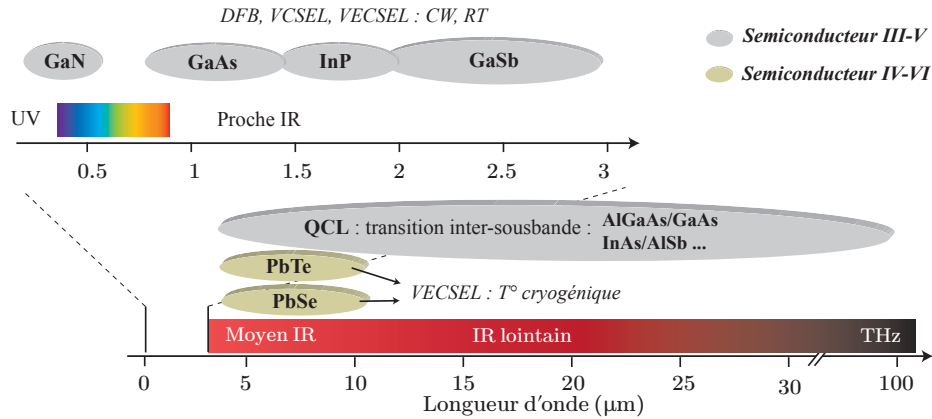


FIGURE 1.2 – Domaine spectral des principaux systèmes de matériaux pour la réalisation de laser à semiconducteur.

régime continu à température ambiante n'a été démontré avec ces systèmes de matériaux.

Pour notre étude, nous considérerons uniquement les semiconducteurs de type III-V, et on distinguera deux grandes familles de lasers à semiconducteur : les lasers qui émettent par la tranche (« Edge Emitting ») pour lesquels la cavité est dans le plan des couches épitaxiées, et les lasers qui émettent par la surface avec une cavité verticale (VCSEL). Nous allons voir dans ce qui suit quelles sont les principales limitations de ces lasers, et quelle est la solution technologique la plus adaptée pour la réalisation d'une source laser de haute cohérence et de forte puissance. Rappelons que pour obtenir une haute cohérence temporelle, il faut que la durée de vie du photon dans la cavité passive soit la plus élevée possible. Cette durée de vie dépend de la longueur de cavité et du niveau de pertes optiques. Ces pertes sont caractérisées par la finesse de la cavité que l'on notera \mathcal{F} , elle est proportionnelle au nombre d'allers-retour effectué par un photon avant de sortir de la cavité ou d'être absorbé ($\mathcal{F} = 2 \pi N_{AR}$).

La longueur et la finesse de la cavité dépendent essentiellement de la famille à laquelle appartient le laser. Cependant, la longueur de cavité peut être augmentée en utilisant un miroir externe (ECDL et VECSEL). On réduit ainsi la limitation de largeur de raie du laser (Figure 1.3).

Notons que la cohérence temporelle est également limitée par la fraction de photon d'origine spontanée contenue dans le mode de cavité. Celle-ci peut devenir importante à cause de l'amplification de l'émission spontanée (ASE), notamment pour les lasers à modes guidés. Mais la largeur de raie n'est pas le seul paramètre à prendre en considération, il faut aussi que la source laser puisse délivrer une forte puissance et qu'elle présente une bonne qualité de faisceau. Nous allons donc nous intéresser aux propriétés physiques des différentes sources laser à semiconducteur.

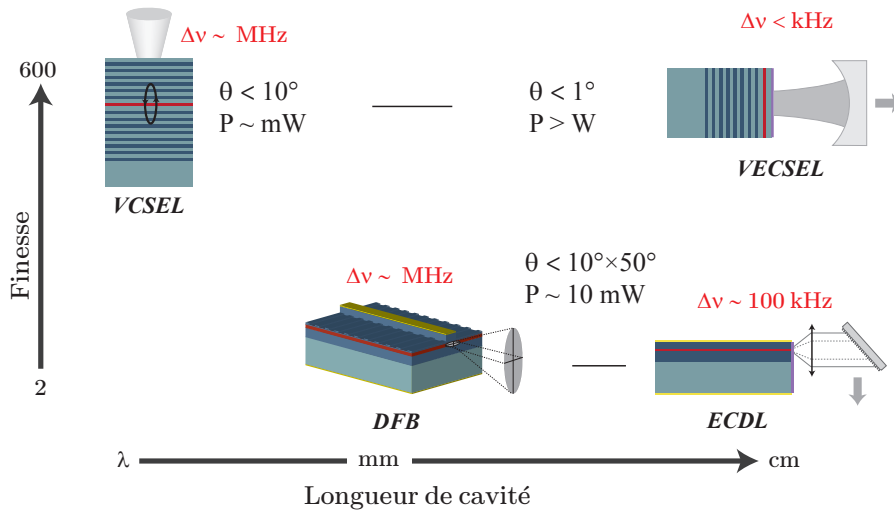


FIGURE 1.3 – Longueur de cavité et finesse des différentes technologies de laser à semiconducteur. La limitation en terme de largeur de raie est indiquée en rouge.

1.3.2.1 Laser à émission par la tranche

a) Les lasers à contre réaction : DFB et DBR

Dans le cas des lasers à semiconducteur à émission par la tranche, l'amplification de la lumière se fait dans le plan des couches épitaxiées. Le confinement optique est assuré par des couches d'indice optique plus faible de part et d'autre de la zone active (cladding) et par une gravure d'un ruban sur la partie supérieure (Figure 1.4). On réalise ainsi un guide optique, dont les dimensions transverses doivent être de l'ordre de la longueur d'onde pour s'assurer d'un fonctionnement monomode transverse.

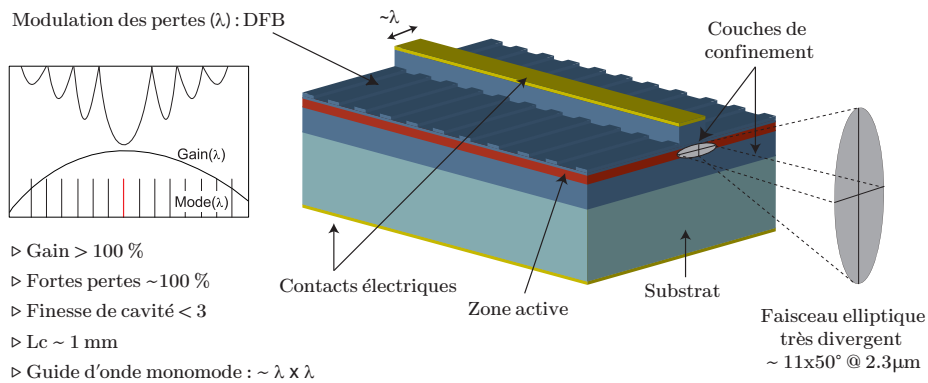


FIGURE 1.4 – Illustration d'une diode laser à émission par la tranche munie d'un réseau à contre réaction (DFB à couplage latéral)

Pour un laser Fabry-Perot simple, la cavité optique est réalisée en clivant l'échantillon de part et d'autre du ruban sur une longueur comprise entre quelques centaines de microns et quelques millimètres. La différence d'indice optique entre le semiconducteur et l'air induit alors un coefficient de réflexion de l'ordre de 30 % sur chacune des facettes, ce qui est suffisant pour atteindre le seuil du laser, le gain par passage étant de l'ordre de 50 %. Cependant, la courbe de gain contient plusieurs modes de cavité qui sont généralement couplés entre eux. Ces couplages, dûs à des interactions non-linéaires, conduisent le plus souvent à un régime multimode. On peut néanmoins forcer le régime monofréquence, en introduisant une contre réaction qui va moduler les pertes de la cavité. Les lasers à DBR (Distributed Bragg Reflector) et les DFB (Distributed FeedBack) utilisent ce type de technologie, ils présentent une émission monofréquence (SMSR > 30 dB) et peuvent être accordés en longueur d'onde par effets thermiques. La puissance optique en continu et à température ambiante de ce type de laser est limitée à quelques centaines de mW en régime monomode à 980 nm [Wenzel 2006] et à quelques mW seulement à 2.3 μm [Garnache 2006]. Cette limitation est due aux faibles dimensions transverses du guide optique, nécessaires pour être monomode transverse, mais qui engendrent une impédance thermique élevée.

Un autre inconvénient lié aux dimensions du guide concerne les propriétés spatiales du faisceau laser. En effet, la taille et la géométrie du guide engendrent un faisceau de sortie elliptique et fortement divergeant. Typiquement, avec un laser DFB monomode on démontre une divergence de $\sim 8 \times 23^\circ$ à 1 μm [Wenzel 2006] et de $\sim 11 \times 50^\circ$ à 2.3 μm [Garnache 2006]. De plus, le facteur de propagation du faisceau est généralement supérieur à la limite de diffraction (cf. § 5.1.3), au point d'obtenir un $M^2 \geq 3$ sur l'axe rapide pour certains lasers. La cohérence spatiale de ces lasers n'est donc pas idéale. En revanche, l'asymétrie du guide force le laser à fonctionner sur un mode de polarisation purement TE, ce qui garantit un état de polarisation linéaire très marqué.

En ce qui concerne les propriétés spectrales, ce type de laser présente une finesse de cavité relativement faible ($\mathcal{F} \sim 3$) et une longueur de cavité de l'ordre du mm, le mode de cavité passive $\Delta\nu_c = ISL/\mathcal{F}$ est donc de l'ordre de 15 GHz, soit un facteur de qualité $Q \simeq 3.10^3$ à $\lambda = 2.3\mu\text{m}$. D'autre part, le guide d'onde engendre une ASE élevée, ce qui étend la largeur spectrale fondamentale jusqu'à plusieurs MHz. Par conséquent, ce type de source n'est pas adapté pour la réalisation de laser de haute cohérence et de forte puissance.

b) Diode laser à cavité externe

L'utilisation de diodes laser à cavité externe (ECDL) est une alternative aux lasers DFB qui permet d'améliorer certaines propriétés. Un ECDL est formé par une diode laser Fabry-Perot avec un traitement antireflet sur au moins une facette, la cavité résonnante est complétée par une lentille de collimation et un miroir externe. La longueur de cavité est ainsi augmentée, elle est généralement comprise entre 1 cm et 1 m. Dans cette configuration, on doit utiliser un filtre intracavité pour renforcer

la sélection d'un mode. Pour cela, on utilise généralement un réseau de diffraction, ce qui permet aussi d'accorder mécaniquement la longueur d'onde.

Cependant, ce type cavité ne permet pas d'améliorer significativement la qualité de faisceau du laser et le régime monomode nécessite toujours un guide d'onde de faibles dimensions transverses ($\sim \lambda$), ce qui limite la puissance optique à quelques mW dans le moyen infrarouge autour de $2.3 \mu\text{m}$ [Geerlings 2006]. La réinjection du faisceau de sortie dans le milieu amplificateur est délicate, du fait de la forte divergence ($> 45^\circ$ FWHM sur l'axe rapide à $2.3 \mu\text{m}$) et de l'asymétrie du faisceau. Cela impose l'utilisation d'optiques complexes à forte ouverture numérique ($\text{ON} > 0.5$). L'efficacité de couplage entre le milieu à gain et la cavité externe est donc limitée ($\sim 80\%$), ce qui réduit la finesse de la cavité et donc la cohérence du laser. Le facteur de qualité de la cavité est typiquement de $Q \simeq 10^5$ pour une cavité de 10 cm .

D'autre part, il est impossible d'avoir une accordabilité continue large bande et les différentes optiques utilisées rendent le système laser sensible aux vibrations mécaniques. L'émission monofréquence est donc moins robuste et la largeur de raie vaut $\Delta\nu \simeq 100 \text{ kHz}$ si le laser est utilisé dans des conditions favorables, sans quoi la contribution mécanique élargit le laser jusqu'à typiquement $\Delta\nu \simeq 500 \text{ kHz}$. Par conséquent, ces composants ne permettent pas d'atteindre une haute cohérence temporelle et spatiale et de forte puissance.

1.3.2.2 Laser à cavité verticale émettant par la surface

a) Le VCSEL monolithique

Dans le cas des lasers à émission par la surface, l'amplification de la lumière se fait suivant l'axe de croissance (Figure 1.5). Dans cette configuration, la longueur du milieu amplificateur est très faible, elle est égale à l'épaisseur des puits quantiques, soit quelques dizaines de nm. Par conséquent, le gain par passage est relativement faible, typiquement $< 2\%$ et doit être compensé par des miroirs de cavité de très grande réflectivité ($> 99.5\%$) pour atteindre le seuil laser. Un grand pouvoir réflecteur peut être atteint avec des miroirs de Bragg diélectriques ou à semiconducteur. Les miroirs de Bragg sont composés d'une succession de couches ayant des indices de réfraction différents. Les interférences constructives dans ce système multicouche permettent ainsi d'obtenir une très grande réflectivité sur une bande spectrale donnée (cf. § 2.1.2).

D'un point de vue technologique, les matériaux du type $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ permettent d'épitaxier de très bons miroirs ($> 99.9\%$) entre 650 et 1050 nm . Par contre il est plus difficile de réaliser des VCSEL à base d'InP dans la gamme $1\text{-}2 \mu\text{m}$, à cause du faible contraste d'indice optique des matériaux disponibles [Boucart 1999]. Ce problème ne se pose plus dans la gamme $2\text{-}3 \mu\text{m}$ où les matériaux du type GaSb-AlAsSb permettant des contrastes plus élevés [Baranov 1998]. Actuellement, les VCSEL fonctionnent du bleu (400 nm) [Hatori 1996] au moyen infrarouge [Cerutti 2004], en passant par le proche infrarouge où ils sont largement utilisés, principalement à

850 nm pour les télécommunications en réseau local ou métropolitain (datacom).

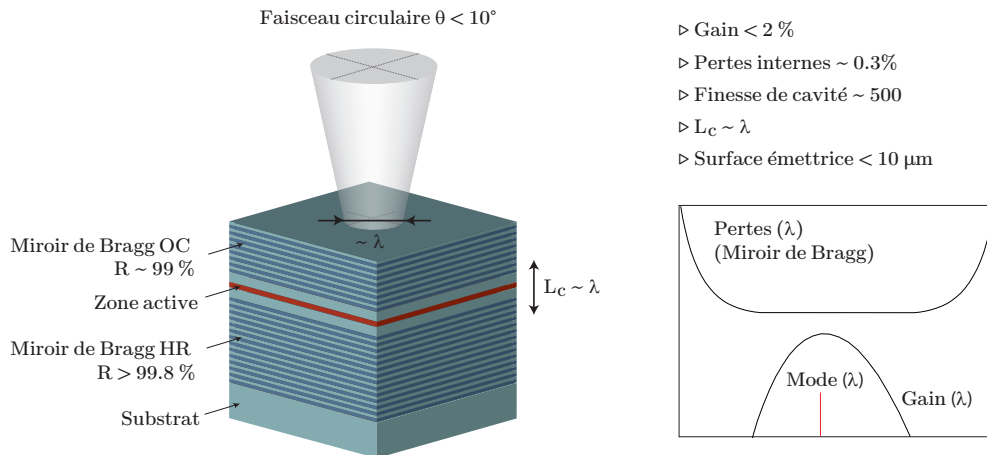


FIGURE 1.5 – Illustration d'un laser à émission par la surface en microcavité verticale.

Compte tenu de la faible longueur de la cavité laser ($L_c \sim \lambda$), il y a généralement un seul mode longitudinal dans la courbe de gain (cf. Figure 1.5), ce qui favorise le fonctionnement monofréquence. Par ailleurs, le faisceau de sortie est circulaire et relativement peu divergent ($\theta < 10^\circ$). De plus, il est possible d'obtenir un faisceau relativement proche de la limite de diffraction ($M^2 < 1.5$) [Ouvrard 2005a], on a donc une bonne cohérence spatiale.

Les sources VCSEL peuvent être pompées optiquement (OP-VCSEL) ou électriquement (EP-VCSEL). Les avantages du pompage optique sont nombreux : aucune étape technologique post-croissance, pas de dopage des couches, injection de porteurs uniforme, etc. D'un autre côté, le pompage électrique permet de réaliser des sources beaucoup plus compactes et qui peuvent être modulées directement. Cependant, les procédés de fabrication sont plus longs et plus complexes (gravure, contacts électriques transparents, etc). Mais la technologie VCSEL reste très attractive du point de vue industriel. En effet, sa géométrie permet de réaliser des matrices de diodes qui peuvent être testées directement (sans clivage). De plus, le faisceau de sortie permet un couplage efficace avec une fibre optique. D'autre part, le faible volume du milieu amplificateur permet de diminuer la puissance à fournir pour atteindre le seuil laser, diminuant ainsi la consommation électrique des dispositifs et l'échauffement.

Toutefois, le caractère instable de la cavité de type plan-plan limite le fonctionnement monomode transverse à de faibles puissances de sortie. En effet, comme pour les lasers à émission par la tranche, les modes transverse sont stabilisés par un guidage par l'indice. Dans le cas d'un VCSEL pompé électriquement le guide est réalisé par la gravure d'un mesa, et dans le cas d'un pompage optique, le guidage est induit par le gradient de température engendré par la diode de pompe [Garnache 2006]. Pour forcer le fonctionnement monomode, on doit alors réduire

le diamètre de pompage à une valeur proche de la longueur d'onde, mais c'est au détriment de la puissance de sortie qui est limitée à quelques mW en régime monomode.

L'accordabilité de la longueur d'onde s'effectue en modulant le courant ou la température de la puce. Mais à cause du couplage du milieu à gain avec la cavité optique, l'accordabilité continue est limitée à quelques dizaines de GHz. Au delà, le décalage du maximum de gain avec le mode de microcavité conduit inévitablement à des sauts de mode transverses et/ou de polarisation. En effet, les modes transverses et de polarisation n'ont pas tous la même fréquence, ils ne sont pas dégénérés. Par conséquent, le laser va sauter entre les modes ou encore fonctionner sur plusieurs modes. Ainsi, le spectre du laser est difficilement monofréquence, et la symétrie circulaire fait que la polarisation de la lumière est mal déterminée. Ces instabilités peuvent également survenir sans que l'on applique de modulation, à cause des fluctuations thermiques ou de la densité de porteur intrinsèques au composant.

En ce qui concerne la cohérence temporelle, les VCSEL sont assez équivalents aux lasers DFB. En effet, la haute réflectivité des miroirs du VCSEL lui confère une finesse de cavité très élevée ($\mathcal{F} \simeq 500$), par contre la longueur de cavité est très faible, elle est de quelques μm seulement. Par conséquent, le facteur de qualité de la cavité reste comparable aux lasers à émission par la tranche, soit $Q \simeq 3.10^3$. Et là encore l'ASE est élevée à cause de l'effet de guidage. La largeur spectrale d'un VCSEL est donc limitée à quelques dizaines de MHz.

b) Le VCSEL à cavité externe

Une autre configuration de VCSEL, dans laquelle le miroir supérieur est remplacé par un miroir externe espacé par un gap d'air afin d'étendre la cavité résonnante, permet de s'affranchir de ces limitations. Ces composants que l'on nomme VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) permettent d'obtenir de fortes puissances optiques avec des propriétés d'émission remarquables. Ce type de composant possède à la fois une haute finesse ($\mathcal{F} \simeq 600$) et une grande longueur de cavité ($L_c \sim \text{cm}$) contrairement aux autres lasers présentés précédemment. De plus, dans un VECSEL la lumière n'est pas guidée, les modes transverses sont stabilisés par la diffraction avec le miroir externe concave. Un design correct de ce type de cavité en espace libre permet d'obtenir un fonctionnement monomode transverse avec une taille de mode aussi large que l'on veut, ce qui permet d'accéder à de fortes puissances optiques ($> W$), avec une cohérence spatiale et temporelle très élevées. C'est cette technologie que nous avons choisi de développer dans le cadre de cette thèse. Nous allons donc voir plus en détail les propriétés de ce type de composant.

1.4 Le VECSEL : une technologie de choix

1.4.1 Principe et intérêts

Dans la configuration la plus simple, un VECSEL est composé d'une structure semiconductrice appelée « 1/2-VCSEL » et d'un miroir externe situé à quelques

millimètres ou centimètres de la surface (Figure 1.6), formant ainsi une cavité de type plan-concave qui est naturellement stable [Siegman 1986]. La structure 1/2-VCSEL comporte un miroir de Bragg inférieur de haute réflectivité et une zone active à base de puits quantiques. On dépose dans certains cas une couche antireflet sur la surface afin d'éliminer un effet de cavité parasite. Étant donné la longueur de la cavité résonnante, il existe un grand nombre de modes longitudinaux coïncidant avec la courbe de gain (environ 500 pour une cavité de 1 cm). Malgré cela et aussi surprenant que cela puisse paraître, le VECSEL affiche un comportement monofréquence. Nous verrons dans la suite du document quelles sont les précautions à prendre afin de sélectionner un seul mode (cf. § 2.2.3.1). Cette configuration de cavité présente de nombreux avantages par rapport aux géométries VCSEL ou DFB.

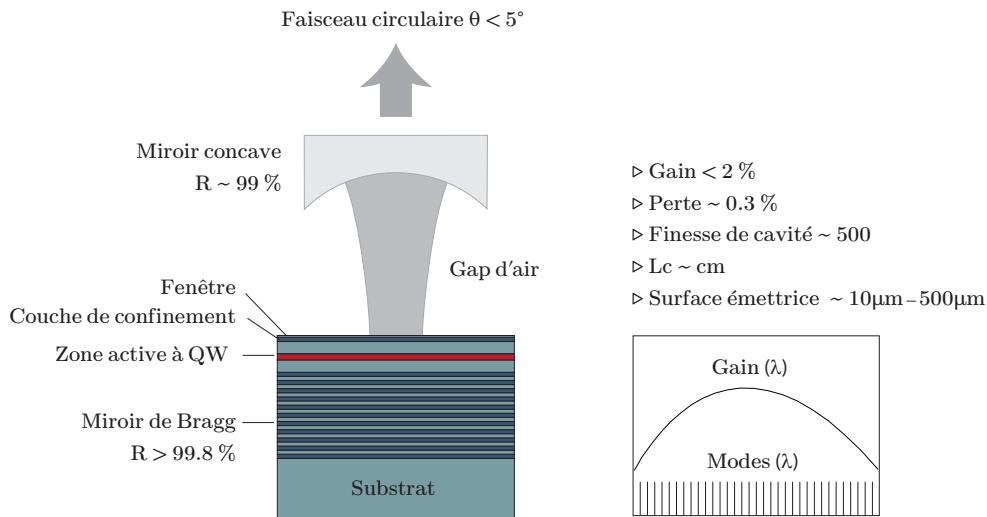


FIGURE 1.6 – Illustration d'un laser à émission par la surface en cavité externe.

Tout d'abord, le mode transverse du laser n'est pas guidé mais se propage en espace libre, il est stabilisé grâce au miroir concave externe. Il suffit donc de choisir un diamètre de pompage (optique ou électrique) adapté au mode TEM_{00} stabilisé par la cavité (cf. § 2.1.4.2), pour que le laser oscille sur ce mode. Les modes transverses d'ordre supérieur ont généralement plus de pertes optiques (diffraction, diffusion) et moins de gain, ils sont donc éliminés même à fort pompage : il n'y a pas de spatial hole burning. Le laser sera donc facilement monomode transverse, y compris avec de larges diamètres de pompage, pouvant dépasser $100\ \mu\text{m}$, ce qui permet de réaliser des lasers de forte puissance ($> 20\ \text{W}$ en continu et en pompage optique) [Rudin 2008] avec un faisceau circulaire TEM_{00} proche de la limite de diffraction.

Ensuite, la cavité de haute finesse ($\mathcal{F} \simeq 500$) et la longueur de cavité de l'ordre du cm procurent un facteur de qualité de la cavité froide très élevé ($Q \simeq 5 \cdot 10^6$). D'autre part, le milieu amplificateur occupe un très faible volume de la cavité résonnante, l'émission spontanée est donc très peu amplifiée car elle n'est pas guidée. Cela permet de produire une onde lumineuse de très haute cohérence temporelle

($\Delta\nu_{laser} \ll \text{MHz}$). De plus, le faible dichroïsme de gain associé à la cavité à fort facteur de qualité permet d'obtenir un état de polarisation très marqué ($> 45 \text{ dB}$).

Enfin, cette configuration autorise une accordabilité continue de la longueur d'onde sur une large plage spectrale ($> 500 \text{ GHz}$) [Triki 2008]. En effet, la longueur d'onde d'émission est fixée par le résonateur optique qui est découplé du milieu à gain, il est alors possible d'accorder la longueur d'onde d'émission en modulant directement la longueur de cavité (avec un élément piézoélectrique par exemple). La position du gain peut être ajustée indépendamment du mode optique avec la température de l'échantillon et/ou la puissance de pompe [Triki 2008].

Par ailleurs, le gap d'air fait que, comme dans les lasers classiques à l'état solide, il est possible d'insérer des éléments intra-cavité. Cela permet d'envisager de multiples applications telles que la génération d'impulsions ultracourtes avec un absorbant saturable (SESAM) [Garnache 2002], la spectroscopie d'absorption haute sensibilité [Garnache 2000] ou encore le doublage de fréquence [Jacquemet 2007].

1.4.2 État de l'art des sources VECSEL

Depuis la réalisation du premier VECSEL dans les années 1990 [Sandusky 1996, Kuznetsov 1997], la technologie des semiconducteurs n'a cessé de s'améliorer. Les VECSEL ont d'abord été développés dans le proche infrarouge (860 nm) où la filière GaAs était déjà mature. Les premiers VECSEL de haute cohérence sont apparus autour de 1 μm dans ce système de matériaux [Abram 2004]. Il a également été développé, sur substrat InP, des sources VECSEL monofréquence émettant à 1.55 μm [Lindberg 2005]. Mais cette filière « naturelle » de la gamme 1.4-1.6 μm reste problématique à cause de la difficulté à réaliser des miroirs de Bragg performants en InGaAsP/InP. Enfin, la maîtrise grandissante de la filière antimoineure a permis l'émergence de sources VECSEL dans le moyen infrarouge [Cerutti 2003] où une émission monofréquence à 2.3 μm a été démontrée [Ouvrard 2005a]. Plus récemment, des VECSEL émettant entre 4 et 5 μm ont été développés avec des structures à base de PbSe ou PbTe [Rahim 2010], mais ces sources ne fonctionnent qu'en régime pulsé (100 ns) à température ambiante ou en continu mais à une température cryogénique (100 K).

Les VECSEL ont donc été développés dans une large gamme de longueur d'onde, autant par des laboratoires de recherche universitaires ou gouvernementaux que par des sociétés commerciales telles que Coherent, Novalux, OSRAM ou encore Samsung. Cet intérêt croissant pour les VECSEL s'explique par leur grande flexibilité d'utilisation et par les nombreuses propriétés laser que l'on peut obtenir avec une conception appropriée du composant. Ces sources ont été démontrées avec un large éventail de paramètres laser : avec de faibles ou de fortes puissances ; en régime monomode ou multimode transverse et longitudinal ; avec une longueur d'onde accordable ou fixe ; en impulsion ultracourte ; avec une émission sur la deuxième, troisième, ou quatrième harmonique de la longueur d'onde, etc. Un aperçu des performances laser qui ont été démontrés avec des sources VECSEL en régime continue monofréquence et multimode est présenté sur la Figure 1.7. Ce graphe représentait

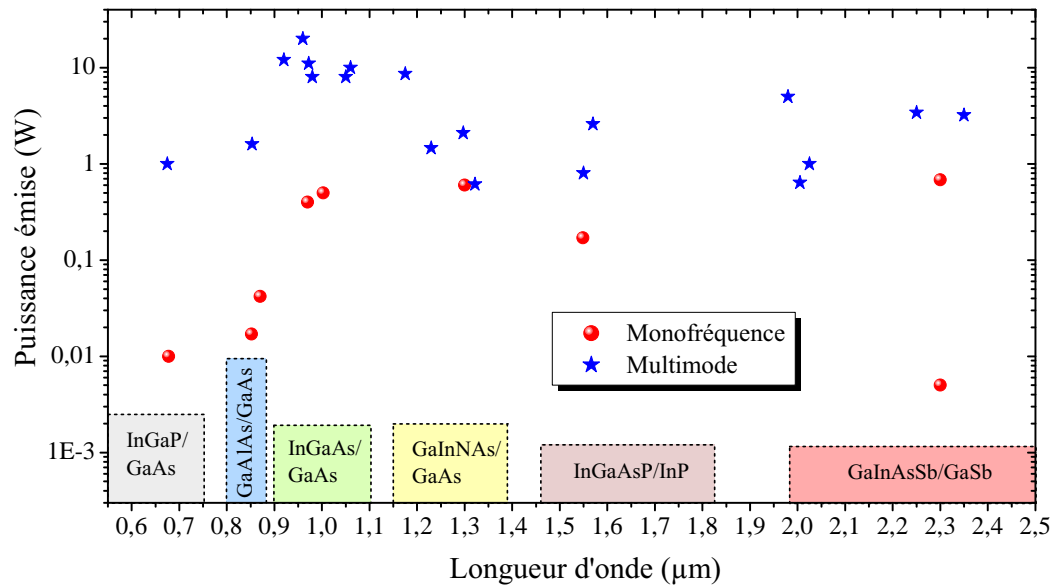


FIGURE 1.7 – Démonstration de puissance en fonction de la longueur d'onde et du régime d'émission du VECSEL représentant l'état de l'art en début de thèse. Les systèmes de matériaux principaux sont également indiqués.

l'état de l'art des VECSEL en début de thèse. Il est à noter que pour atteindre de fortes puissances optiques (>300 mW), une technologie de gestion de la thermique est nécessaire, ce qui peut restreindre les fonctionnalités du composant (cf. § 3.1.3.4).

Conclusion

D'après ce que nous venons de voir, les VECSEL semblent être une technologie de choix pour la réalisation de sources de haute cohérence spatiale et temporelle avec une puissance élevée. Ces sources font d'ailleurs l'objet de recherches de plus en plus intenses et trouvent aujourd'hui des applications dans de nombreux domaines, si bien qu'ils rivalisent maintenant avec de nombreuses sources utilisant des technologies pourtant bien établies, que ce soit à semiconducteur ou à cristaux. Un VECSEL combine les avantages des lasers solides pompés optiquement à ceux des lasers à semiconducteurs monolithiques. Il bénéficie de la flexibilité et de la compacité permise par les semiconducteurs, lui conférant un faible seuil, une efficacité élevée et un contrôle précis et flexible de la longueur d'onde d'émission. Il permet également d'obtenir une puissance importante dans un faisceau circulaire limité par la diffraction, et le facteur de qualité élevé de la cavité permet d'obtenir une grande finesse spectrale. Un VECSEL est donc un candidat idéal pour réaliser une source de forte puissance et de haute cohérence, compacte et versatile.

Nous avons vu que ces sources sont développées dans une large gamme de longueurs d'onde. Certains travaux ont démontré de fortes puissances ($> 1\text{ W}$) dans le proche infrarouge, mais généralement en régime multimode, d'autres travaux ont montré un fonctionnement monofréquence avec une largeur spectrale $< \text{MHz}$, mais avec une puissance faible. Le travail qui est présenté ici consiste à combiner ces deux performances dans une unique source laser, avec le défi supplémentaire d'étendre la technologie aux grandes longueurs d'ondes et aux systèmes pompés électriquement afin de les rendre fonctionnels (accordables, bas bruit, compacts, etc).

Les VECSEL : fondements théoriques et propriétés

2.1 Éléments d'un VECSEL

Dans cette partie, nous allons détailler les éléments ou « briques technologiques » d'un VECSEL. Dans un premier temps, nous verrons les propriétés du milieu à gain et les paramètres importants pour optimiser le fonctionnement du laser. Nous verrons ensuite le principe et les caractéristiques d'un miroir de Bragg. Puis, nous aborderons les différentes configurations de pompage envisageables (optique ou électrique), ce que cela implique sur la conception d'un VECSEL ainsi que les limitations technologiques associées. Enfin, nous verrons les propriétés du résonateur optique, et nous rappellerons quelques notions fondamentales sur la stabilité d'une cavité et sur les propriétés des faisceaux gaussiens.

2.1.1 Le milieu à gain

Le premier laser à semiconducteur a été obtenu avec une simple jonction PN à base de GaAs [Hall 1962]. Mais la difficulté pour réaliser une inversion de population dans cette configuration limita le fonctionnement au régime pulsé à la température de l'azote liquide.

Depuis, les techniques de croissance épitaxiale et la technologie de la micro-électronique ont beaucoup progressé. On est désormais en mesure de réaliser des hétérostructures avec une précision de l'ordre de la monocouche atomique. L'association de différents types de matériaux permet d'obtenir des variations de l'indice de réfraction et de l'énergie de bande interdite (gap). Cela a permis une amélioration importante des performances des diodes laser grâce au confinement de l'onde optique et des porteurs.

Un autre progrès important, lié au perfectionnement des techniques de croissance, fut l'introduction de puits quantiques (2D) dans la couche active des lasers [Tsang 1979]. Les porteurs sont alors confinés dans le plan des puits (épaisseur ~ 10 nm), permettant ainsi d'obtenir une inversion de population avec une densité de porteurs beaucoup plus faible. Cela permet d'abaisser la puissance au seuil et d'atteindre un fonctionnement laser à plus haute température. Il existe aussi des structures à base de fils (1D) ou de boîtes quantiques (0D). L'intérêt d'un confinement dans plusieurs directions de l'espace est que l'on bénéficie d'une forte réduction du seuil laser. Cependant ces systèmes présentent généralement un élargissement du

gain inhomogène à cause de la variation de taille des boites ou des fils quantiques [Asryan 1996], ce qui conduit à un fonctionnement multimode [Sugawara 2000]. Par conséquent, nous utiliserons uniquement des structures à base de puits quantiques.

Cependant, tous les semiconducteurs ne disposent pas des propriétés utiles pour fabriquer un bon laser. Pour réaliser un milieu amplificateur, les matériaux utilisés doivent être compatibles d'un point de vue cristallographique, c'est à dire avoir la même structure cristalline avec un paramètre de maille assez proche, et doivent présenter un gap direct. La filière des matériaux III-V est particulièrement bien adaptée à la fabrication de lasers dans le proche et le moyen infrarouge. Il est en effet possible de réaliser des composés binaires, ternaires ou quaternaires en bon accord de maille avec leur substrat tout en garantissant une structure de bande d'énergie à gap direct (Figure 2.1). On peut de plus atteindre des énergies de transition interbande autour de $0.8 \mu\text{m}$ (GaAs/AlGaAs), $1 \mu\text{m}$ (InGaAs/GaAs), $1.55 \mu\text{m}$ (InGaAsP/InP) ou encore à $2.3 \mu\text{m}$ (InGaAsSb/AlGaAsSb). Pour cela, il suffit de jouer sur les compositions et les épaisseurs des matériaux composant les puits quantiques.

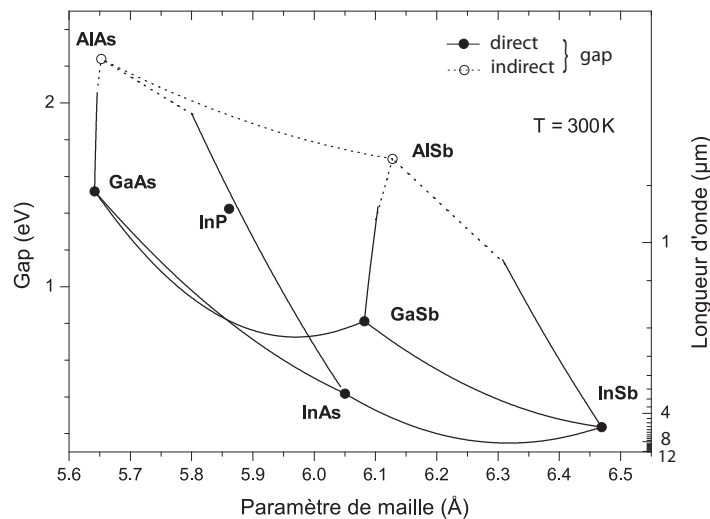


FIGURE 2.1 – Diagramme d'énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille des alliages III-V (cubiques), les courbes représentent les composés ternaires.

2.1.1.1 Puits quantiques : niveau d'énergie et confinement

Nous allons voir dans cette section les différents niveaux d'énergie et de confinement dans un puits quantique de type-I émettant dans le proche et le moyen infrarouge. Un puits quantique est composé de trois matériaux semiconducteurs de gap différents : un matériau de petit gap (puits) entouré de deux matériaux de plus grand gap (barrières). On peut ainsi obtenir un confinement des porteurs dans une direction de l'espace, ce qui conduit à une quantification des énergies permises. Dans l'approximation de bande parabolique, on peut exprimer de façon simple la dépendance des niveaux d'énergie confinés en fonction de la largeur du puits L_{QW}

et de la masse effective m^* de la particule considéré. L'énergie de transition entre deux sous-bandes de même nombre quantique n s'exprime par [Zory 1993] :

$$E_{cn} - E_{vn} = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_r^*} \left(\frac{n}{L_{QW}} \right)^2 \quad (2.1)$$

où $m_r^* = (1/m_e^* + 1/m_h^*)^{-1}$ est la masse effective réduite, liée aux masses effectives de l'électron m_e^* et du trou m_h^* . E_g est l'énergie de bande interdite du matériau. En utilisant les paramètres des matériaux donnés dans les références [Li 2000] et [Cerdeja 2005], on peut tracer le diagramme de bande d'énergie des puits quantiques conçus pour une émission dans le proche et le moyen infrarouge (Figure 2.2).

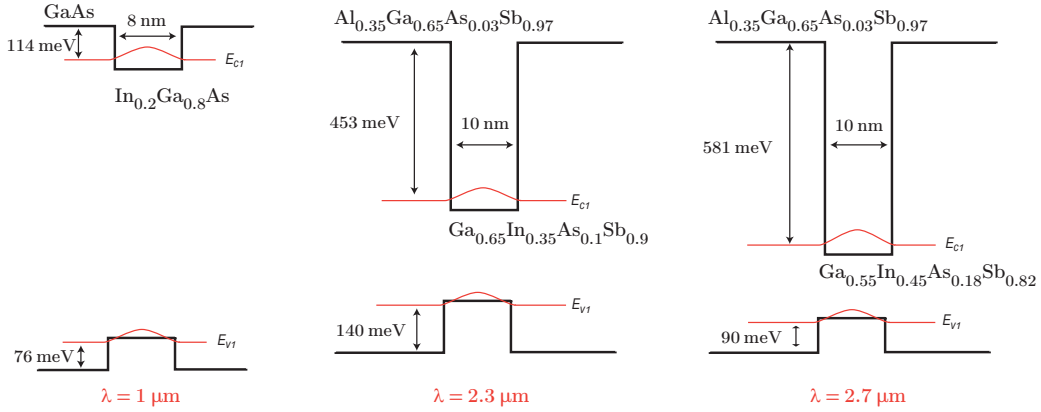


FIGURE 2.2 – Diagramme énergétique des puits quantiques de type-I pour une émission à 1µm, 2.3 µm et 2.7 µm.

Nous pouvons observer que pour chaque puits, l'espacement entre le premier niveau quantifié ($n = 1$) des électrons et des trous avec le continuum d'états des barrières est bien supérieur à $k_b T$ (26 meV à $T = 300$ K). Les porteurs sont donc bien confinés dans les puits. Mais pour éviter un peuplement thermique des niveaux supérieurs, l'écart d'énergie entre les deux premières sous-bandes ($n = 1$ et $n = 2$) ou entre la bande des trous lourds (hh) et des trous légers (lh) doivent également être supérieurs à $k_b T$, sans quoi la densité d'états augmente, conduisant à une augmentation de la densité de transparence, des effets Auger et du seuil laser. Pour les puits quantiques considérés ci-dessus, ces différents niveaux sont suffisamment éloignés pour être négligés dans les conditions d'excitation usuelles (Figure 2.4).

2.1.1.2 Spectre et amplitude du gain optique

Dans un semiconducteur, le gain d'un matériau est lié aux probabilités d'occupation des niveaux d'énergie de la transition considérée [Coldren 1995] :

$$g = g_{max}(f_c - f_v) \quad (2.2)$$

Dans cette expression, le maximum de gain g_{max} dépend uniquement des propriétés du matériau ($g_{max} \sim 10^4 cm^{-1}$ pour un puits GaAs de 10 nm), alors que le facteur de Fermi $f_c - f_v$ dépend essentiellement du niveau d'injection :

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp \frac{E_b - E_{Fc}}{k_b T}}, \quad \text{et} \quad f_v = \frac{1}{1 + \exp \frac{E_a - E_{Fv}}{k_b T}} \quad (2.3)$$

où $E_b - E_a = h\nu$ est l'énergie de la transition optique. Les distributions de Fermi f_c et f_v dépendent de la densité de porteurs N dans le puits via la position des pseudo-niveaux de Fermi $E_{Fc,v}$. Si l'on suppose que seuls les premiers niveaux d'énergie ($n = 1$) interviennent, alors la position des pseudo-niveaux de Fermi $E_{Fc,v}$ se déduit de la densité de porteurs à l'état excité par les relations suivantes :

$$E_{Fc} = E_{c1} + k_b T \ln(e^{\frac{N}{N_c}} - 1) \quad \text{et} \quad E_{Fv} = E_{v1} - k_b T \ln(e^{\frac{N}{N_v}} - 1) \quad (2.4)$$

$$\text{avec} \quad N_{c,v} = \frac{m_{c,v}^*}{\pi \hbar^2} k_b T \quad (2.5)$$

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

L'augmentation de la population électronique dans les puits peut être accomplie sous l'action d'un courant de polarisation dans le cas du pompage électrique ou par l'absorption d'un faisceau de pompe (généralement dans les barrières) dans le cas du pompage optique. Le quasi-niveau de Fermi des électrons E_{Fc} et des trous E_{Fv} est alors déplacé respectivement vers la bande de conduction et vers la bande de valence comme le montre la figure 2.3.

Lorsque l'excitation devient importante, le puits quantique fournit du gain sur une gamme d'énergie donnée par la condition d'amplification de Bernard-Durafour [Bernard 1961] :

$$E_g < h\nu < \Delta E_F \quad (2.6)$$

Cette expression traduit le fait que le matériau est transparent pour les photons d'énergie inférieure à la bande interdite et fortement absorbant pour les photons d'énergie supérieure à la séparation des quasi-niveaux de Fermi. Donc, la largeur spectrale du gain sera d'autant plus grande que la séparation des quasi-niveaux de Fermi sera importante. Dans le cas particulier où l'écart d'énergie entre les quasi-niveaux de Fermi est égal à l'énergie de gap du puits quantique ($E_g = \Delta E_F$), le matériau est dit transparent à l'énergie de transition : le gain (ou l'absorption) est alors nul. La transparence est caractérisée par une densité de porteurs particulière que l'on notera N_{tr} .

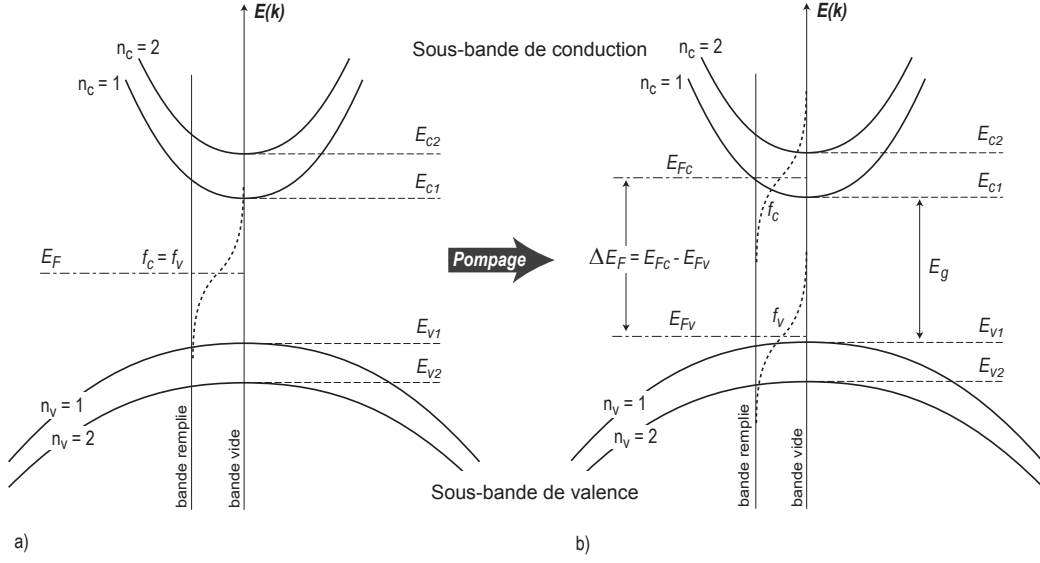


FIGURE 2.3 – Diagramme énergétique d'un puits quantique non dopé, a) à l'équilibre thermodynamique : la sous-bande de conduction est vide et la sous-bande de valence est remplie, b) hors équilibre : le quasi-niveau de Fermi des électrons (trous) monte (descend) vers la sous-bande de conduction (valence).

a) Expression du spectre de gain

L'évolution du spectre de gain en fonction de la densité de porteurs est représentée sur la figure 2.4 pour un puits quantique à base d'antimoniure et à base de GaAs. On peut remarquer qu'à forte excitation, le deuxième niveau de la bande de conduction commence à intervenir (transition 2C2HH). Par contre, à faible excitation, la largeur du gain peut être approximée par une parabole centrée sur le maximum de gain ; on l'exprime en fonction du nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$ par la relation [Garnache 1999] :

$$G(\sigma, N) = g(N) \left[1 - \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\Delta\sigma(N)} \right)^2 \right] \quad (2.7)$$

où σ_0 est le nombre d'onde au maximum du gain en cm^{-1} , et $\Delta\sigma(N)$ est la largeur de gain parabolique défini par :

$$\Delta\sigma(N) = \Delta\sigma_{QW} \sqrt{N - N_{tr}} \quad (2.8)$$

Typiquement, pour un puits quantique $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ et une densité d'excitation $N = 1.6 \times 10^{12} cm^{-2}$, la largeur de gain parabolique est de l'ordre $100 cm^{-1}$ soit environ $3 THz$ (en prenant $N_{tr} = 1.2 \times 10^{12} cm^{-2}$ et un paramètre de gain parabolique $\Delta\sigma_{QW}$ égal à 1.2×10^4).

b) Expression de l'amplitude du gain

Pour évaluer l'évolution de l'amplitude du gain avec le niveau de pompage $g(N)$,

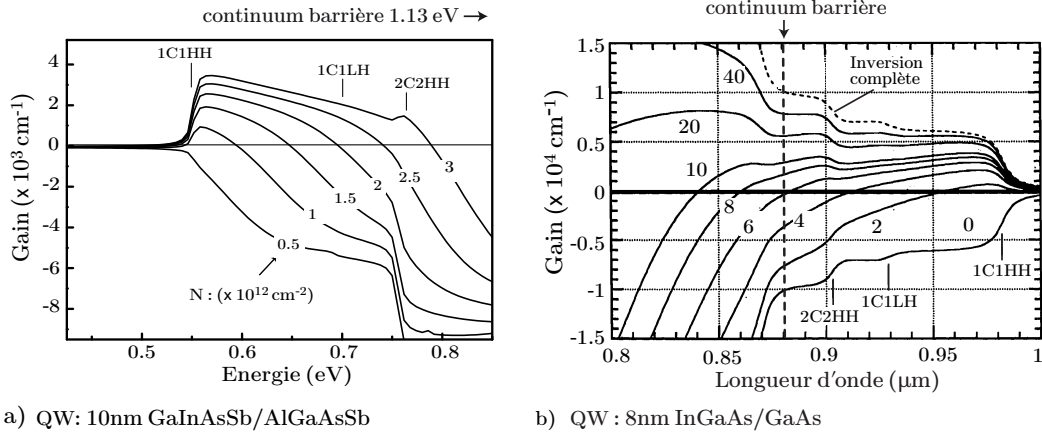


FIGURE 2.4 – Evolution du spectre de gain en fonction de la densité de porteurs N , a) pour un puits quantique contraint en $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92} / \text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ de 10 nm : d'après [Cerde 2005], b) pour un puits quantique contraint en $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ de 8 nm : d'après [Coldren 1995]. Les énergies de transition entre les différents niveaux d'énergie sont également indiquées.

on peut exprimer le maximum du spectre de gain en fonction de la densité de porteurs excités en utilisant l'expression phénoménologique suivante [Coldren 1995] :

$$g(N) = g_0 \ln \left(\frac{N}{N_{tr}} \right) \quad (2.9)$$

où g_0 est un paramètre d'ajustement, N et N_{tr} sont respectivement la densité de porteurs et la densité de porteurs à la transparence définies précédemment. g s'exprime en cm^{-1} ou en % si l'on tient compte de l'épaisseur du milieu amplificateur. Pour un puits $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, g_0 vaut typiquement 2100 cm^{-1} et $N_{tr} \simeq 1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [Coldren 1995], et pour un puits à base d'antimoniure, g_0 vaut environ 600 cm^{-1} (déterminé expérimentalement) et $N_{tr} \simeq 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [Ouvrard 2005b]. Pour des densités d'excitation modérées (typiquement $N < 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour un puits $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$), on peut approximer l'évolution du maximum du gain par une loi linéaire :

$$g(N) \simeq \left(\frac{dg}{dN} \right)_{N_{tr}} (N - N_{tr}) \quad (2.10)$$

Par contre, si l'on augmente fortement la densité de porteurs, le gain différentiel $dg/dN = g_0/N$ diminue et le gain sature pour une densité typique de $N \simeq 10 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (Figure 2.5). On cherche généralement à éviter ce domaine de variation pour garantir un faible seuil, pour diminuer la sensibilité à la température et pour limiter les effets Auger.

De manière générale, le gain d'un puits quantique (GaAs , InGaAs , GaSb) atteint au maximum une valeur de 5000 cm^{-1} ou encore 0,5 % par passage suivant l'axe

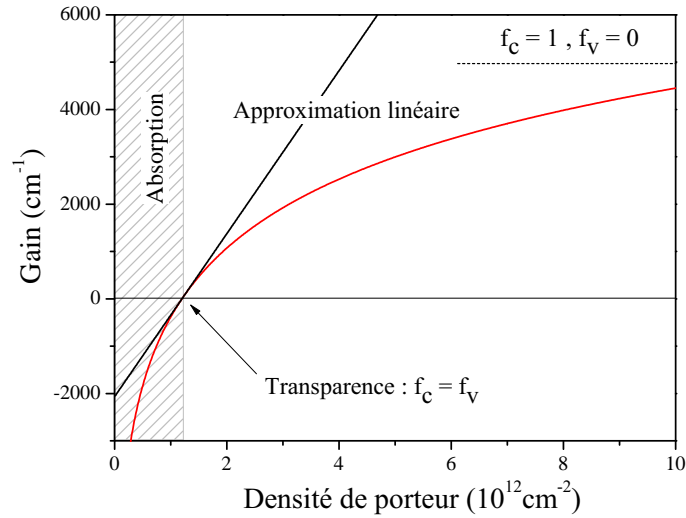


FIGURE 2.5 – Gain d'un puits quantique $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ de 8 nm d'épaisseur en fonction de la densité de porteur excités, g_0 vaut typiquement 2100 cm^{-1} et $N_{tr} \simeq 1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

de quantification. Cette valeur n'est pas suffisante pour assurer un fonctionnement laser performant en configuration verticale. Pour augmenter le maximum de gain et le gain différentiel du milieu amplificateur, on utilise alors une structure à multi-puits quantiques. Nous verrons par la suite (cf. § 3.1.1.2) comment répartir les puits dans la zone active pour optimiser le gain vu par l'onde laser (gain modal).

2.1.1.3 Processus de recombinaison radiatifs/non-radiatifs : coefficients A, B, C et durées de vie

La connaissance des durées de vie associées aux différents processus de recombinaison est très importante pour la compréhension et la modélisation du laser. En effet, ces paramètres conditionnent directement la densité de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil laser ainsi que le comportement dynamique du laser.

Lorsque l'on génère des porteurs dans un puits quantique, ceux-ci peuvent se recombiner radiativement ou non, avec un temps caractéristique τ_{niv} qui définit la durée de vie des porteurs sur le niveau excité. Elle dépend des durées de vie radiative τ_r et non radiative τ_{nr} par la relation suivante :

$$\frac{1}{\tau_{niv}(N)} = \frac{1}{\tau_r(N)} + \frac{1}{\tau_{nr}(N)} \quad (2.11)$$

Pour une densité d'excitation proche de la transparence et à température ambiante, τ_{niv} est de l'ordre de la ns. Cette valeur correspond à ce que l'on appelle la durée de vie spontanée du niveau et n'est valable qu'en dessous du seuil laser.

En l'absence d'émission stimulée, la durée de vie radiative s'exprime en fonction de la densité de porteur par [Bourdon 2002] :

$$\frac{1}{\tau_r(N)} = \frac{2B}{L_{QW}} \frac{N_c^2}{N} \left(\frac{N}{N_c} + \exp\left(-\frac{N}{N_c}\right) - 1 \right) \quad (2.12)$$

où B est le coefficient de recombinaison bimoléculaire et N_c est la densité d'état surfacique de la bande de conduction définie dans l'équation 2.5. Cette relation analytique tient compte de la saturation du taux d'émission spontanée consécutif au remplissage des bandes de conduction et de valence. A température ambiante B est typiquement compris entre 0.5 et $4 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ suivant le type de puits quantique considéré [Olshansky 1984, Wang 1993]. Nous évaluerons expérimentalement ce coefficient pour nos structures dans le chapitre suivant (cf. § 3.1.2.2).

D'autre part, la durée de vie non radiative est donnée par :

$$\frac{1}{\tau_{nr}(N)} = A + C \left(\frac{N}{L_{QW}} \right)^2 \quad (2.13)$$

où A est le coefficient de recombinaison monomoléculaire, qui dépend des recombinaisons non radiatives assistées par des défauts cristallins ou des impuretés (centres profonds). Ce processus de recombinaison est prépondérant à faible excitation. Pour des structures de bonne qualité, A est de l'ordre de $\sim 10^7 \text{s}^{-1}$ et s'élève à plus de 5.10^8s^{-1} lorsque les défauts cristallins deviennent importants (dislocations, recombinaison en surface).

Enfin, le facteur C appelé coefficient Auger, représente les processus de recombinaisons non radiatifs faisant intervenir trois particules. Un électron est absorbé par un autre électron (ou un trou) qui dissipe son énergie par l'émission d'un phonon, ce processus est donc prépondérant à forte excitation ($\propto N^2$). De plus le coefficient Auger augmente avec la température et lorsque le gap du semiconducteur diminue. Ce processus est donc plus limitant aux grandes longueurs d'ondes.

A partir des équations 2.11 à 2.13, on peut exprimer le rendement quantique interne η_i qui est défini comme le rapport entre le nombre d'électrons qui se recombinent radiativement et le nombre d'électrons générés par le processus de pompage :

$$\eta_i = \frac{1/\tau_r(N)}{1/\tau_r(N) + 1/\tau_{nr}(N)} \quad (2.14)$$

L'évolution théorique et expérimentale du rendement quantique avec la densité de porteurs sera discutée au chapitre suivant (cf. § 3.1.2.2), ce qui nous permettra de juger de la qualité des structures réalisées et de déduire les différentes durées de vie pour nos systèmes de matériaux. On notera toutefois que le rendement quantique est maximum pour une densité d'excitation légèrement supérieure au seuil de transparence ($\eta_i \simeq 0.9$ pour $N = 2N_{tr}$ à $\lambda = 1 \mu\text{m}$), et chute fortement lorsque $N \gg N_{tr}$ à cause des effets Auger. On veillera donc à ne pas faire fonctionner un puits quantique avec de trop fortes densités d'excitation, ce qui implique l'utilisation d'une zone active comportant de nombreux puits quantiques.

2.1.1.4 Influence du milieu à gain sur la cohérence du laser

a) Influence de l'émission spontanée

L'influence de l'émission spontanée est un paramètre important à évaluer, puisqu'elle détermine la limite fondamentale de largeur de raie du laser. La grandeur qui nous intéresse ici est le rapport entre le taux d'émission spontanée R_{sp} et le taux d'émission stimulée R_{st} ramené à un photon. On a vu que dans un semiconducteur, il faut fournir une certaine énergie pour rendre le matériau transparent à l'énergie de transition et atteindre le régime d'émission stimulée. Avant d'atteindre ce régime, les recombinaisons optiques sont donc exclusivement spontanées. Ainsi, le rapport R_{sp}/R_{st} tend vers l'infini lorsque $N = N_{tr}$ et tend vers l'unité pour $N \gg N_{tr}$; son expression analytique est donnée par [Coldren 1995] :

$$\xi = \frac{R_{sp}}{R_{st}} = \frac{1}{1 - e^{(h\nu - \Delta E_F)/k_b T}} \quad (2.15)$$

Ce facteur d'inversion de population influence directement la limite fondamentale de largeur de raie du laser (cf. eq. 6.68), par conséquent il faudra exciter la zone active bien au delà de la densité de transparence pour réduire l'influence de l'émission spontanée. Pour un VECSEL on a $\xi \sim 1.4$ pour une densité d'excitation typique de $N \simeq 1.4 \times N_{tr}$, alors que pour un laser à émission par la tranche on a plutôt $\xi \sim 2-3$ car la densité d'excitation est généralement plus proche de la transparence. Pour ces lasers, il faut en plus prendre en compte un facteur géométrique lié à la structure guidante qui augmente ξ d'une à deux décades.

b) Couplage gain-indice optique : Facteur d'élargissement de raie laser

Un autre phénomène important que l'on doit prendre en considération pour déterminer la limite fondamentale de largeur de raie concerne le couplage entre le gain et l'indice de réfraction via la densité de porteur. En effet, il a été montré que la variation de la partie réelle de l'indice optique avec la densité de porteurs dn_{sc}/dN est proportionnelle au gain différentiel dg/dN suivant la relation [Henry 1982] :

$$\alpha_h = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn_{sc}/dN}{dg/dN} \quad (2.16)$$

où α_h est appelé le facteur de Henry. Ce coefficient engendre une augmentation de la largeur de raie fondamentale (cf. eq. 1.1) d'un facteur $(1 + \alpha_h^2)$. La valeur du facteur de Henry varie en fonction des niveaux d'énergie accessibles par les porteurs. Pour un puits quantique dans lequel les porteurs sont bien confinés, α_h est compris entre 2 et 3 suivant la densité d'excitation. Par contre, pour un puits quantique peu profond, une partie des porteurs peut peupler le continuum d'état des barrières, notamment à forte excitation. Or ces porteurs ont une influence plus grande sur la variation d'indice et réduisent le gain différentiel, ce qui engendre une augmentation de α_h [Stohs 2001]. On peut donc s'attendre à ce que les puits quantiques à $1 \mu\text{m}$ engendrent un facteur de Henry plus élevé ($\alpha_h > 10$) que les puits à 2.3 ou $2.7 \mu\text{m}$ ($\alpha_h \sim 3$) étant donné que le confinement y est plus faible.

c) Evaluation du dichroïsme de gain

Une autre particularité des puits quantiques qui peut être mise à profit dans les VECSEL, concerne la différence de gain optique suivant la direction de polarisation du champ électrique. En effet, à l'exception des structures épitaxiées sur un substrat orienté [001] ou [111] [Ohtoshi 1994], le gain d'un puits quantique varie en fonction de l'angle de polarisation. Cette différence de gain est due à l'anisotropie de la structure cristalline dans les semiconducteurs de type zinc blende [Schroeder 1995], ce qui engendre une masse effective m^* différente suivant l'axe considéré. La densité d'état est donc anisotrope, ce qui conduit à un gain différentiel différent suivant l'angle de polarisation du champ. Cette différence de gain a été mesurée pour un puits quantique à base d'antimoniure (Figure 2.6). Cette mesure a été réalisée avec un VECSEL dont on fait varier les pertes internes à l'aide d'une lame en CaF_2 . La mesure du seuil laser en fonction de l'angle de la lame permet alors de déduire le gain [Garnache 2007a].

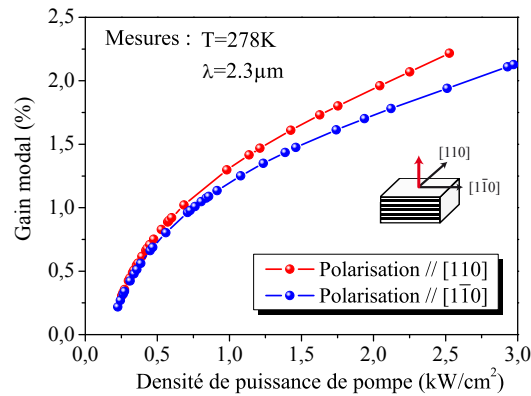


FIGURE 2.6 – Mesure du gain modal d'un VECSEL émettant à $2.3\mu\text{m}$ pour deux directions de polarisations [Garnache 2007a].

On peut voir que le gain modal est environ 10% plus élevé lorsque la direction de polarisation est parallèle à l'axe cristallographique [110]. Par conséquent, la polarisation du laser sera favorisée suivant cet axe puisque le seuil y est plus faible. On notera que le dichroïsme de gain est augmenté lorsqu'on utilise des puits quantiques contraints comme c'est le cas ici. Cela suffit généralement à sélectionner un seul mode de polarisation dans un VCSEL ou un VECSEL [San Miguel 1995].

2.1.1.5 Propriétés physiques des puits quantiques contraints

L'utilisation de puits quantiques contraints procure de nombreux avantages. Tout d'abord, l'association de semiconducteurs de paramètres de maille différents permet d'atteindre une gamme de longueurs d'onde plus large (Figure 2.1). Mais cela permet surtout d'améliorer de nombreuses caractéristiques du laser [Thijs 1995]. En effet, la modification de la structure cristalline d'un semiconducteur entraîne également une modification de sa structure de bande, qui se traduit par une réduction de la densité d'état principalement dans la bande de valence [O'Reilly 1994].

Par conséquent, la densité de porteurs nécessaire pour atteindre le seuil est réduite. D'autre part, la réduction de la masse effective des trous permet de réduire les effets Auger, ce qui se traduit par une sensibilité du seuil à la température moins élevée ($T_0 \nearrow$), en particulier pour les grandes longueurs d'onde. Une densité d'état réduite engendre également un gain différentiel dg/dN plus élevé, ce qui réduit le facteur de Henry α_h [Ohtoshi 1989]. Enfin, l'utilisation de puits quantiques contraints augmente l'asymétrie du réseau cristallin, ce qui augmente le dichroïsme de gain et donc la sélection d'un état de polarisation du champ.

Pour bénéficier de ces avantages, nous utiliserons donc des puits quantiques contraints dans nos structures 1/2-VCSEL. Toutefois, l'utilisation de couches contraintes engendre parfois une dégradation de la qualité cristalline. Nous allons donc voir quelles sont les conditions à respecter pour garantir une structure de haute qualité.

2.1.1.6 Qualité cristalline des puits : modèle d'épaisseur critique

Pour réaliser une structure 1/2-VCSEL de haute qualité cristalline, il faut s'assurer que la contrainte accumulée dans la structure ne dépasse pas une certaine valeur, au delà de laquelle la contrainte est relaxée plastiquement en formant des dislocations de désaccord (Misfit Dislocations). Ces dislocations dégradent dramatiquement les performances du laser car elles piègent rapidement les électrons qui se recombinent non radiativement (cf. § 3.1.2.2). Les matériaux utilisés doivent donc présenter un paramètre de maille suffisamment proche de celui du substrat et l'épaisseur déposée ne doit pas dépasser une certaine valeur appelée épaisseur critique.

a) Contrainte dans les matériaux semiconducteur

Le désaccord de maille d'une couche épitaxiée par rapport au substrat est défini par la relation :

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a_s} = \frac{a_0 - a_s}{a_s} \quad (2.17)$$

où a_s est le paramètre de maille du substrat, et a_0 celui de la couche épitaxiée. Si la contrainte n'est pas trop élevée ($< 2\%$), la couche déposée va s'adapter au substrat en modifiant sa structure cristalline (croissance de type Frank-Van Der Merwe). Lorsque ε est négatif, la couche déposée est en tension sur le substrat, s'il est positif la couche est en compression (Figure 2.7).

Le détail et les valeurs de désaccord des matériaux utilisés dans les structures 1/2-VCSEL sur GaAs et sur GaSb sont donnés dans le Tableau 2.1.

Quel que soit la structure réalisée, on voit que le désaccord le plus important se situe au niveau des puits quantiques. Afin d'estimer le nombre de puits que l'on peut utiliser sans dégrader la qualité cristalline, nous avons calculé l'épaisseur critique en fonction de la contrainte accumulée dans la structure.

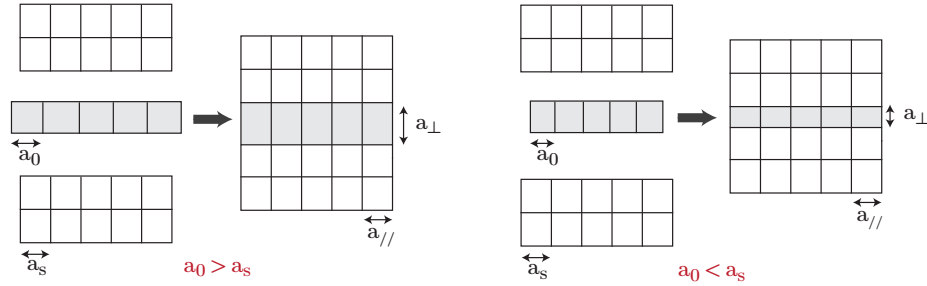


FIGURE 2.7 – Illustration de la déformation du cristal lorsque le paramètre de maille de la couche épitaxiée a_0 est différent de celui du substrat a_s .

Paramètres matériaux		$\lambda=1\mu\text{m}$	$\lambda=2,3\mu\text{m}$	$\lambda=2,7\mu\text{m}$
Bragg	Composition	AlAs/GaAs	AlAsSb/GaSb	AlAsSb/GaSb
	Δn	0,45	0,6	0,6
	ε	0,14%	0%	0%
Puits quantiques	Composition	$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$	$\text{Ga}_{0,65}\text{In}_{0,35}\text{As}_{0,06}\text{Sb}_{0,94}$	$\text{Ga}_{0,55}\text{In}_{0,45}\text{As}_{0,18}\text{Sb}_{0,82}$
	L_{QW}	8nm	10nm	10 nm
	ε	1,4%	1,6%	1,6%
Barrières	Composition	GaAs	$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}_{0,03}\text{Sb}_{0,97}$	$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}_{0,03}\text{Sb}_{0,97}$
	ε	$\sim 0\%$	$\sim 0\%$	$\sim 0\%$

TABLE 2.1 – Paramètres des structures 1/2-VCSEL pour les trois longueurs d'onde étudiées.

b) Modèle d'épaisseur critique

La génération de dislocations de désaccord est un phénomène connu depuis l'émergence des techniques d'hétéro-épitaxie. De nombreux modèles ont été proposés pour estimer l'épaisseur critique en fonction du désaccord de maille. Parmi ces modèles, on distingue deux approches différentes, celles qui sont basées sur l'équilibre des forces mécaniques et celles basées sur l'équilibre énergétique.

Dans le premier cas, on considère que des dislocations traversantes « Threading Dislocations » sont naturellement présentes dans le substrat et sont répliquées dans la couche épitaxiée. Elles y demeurent jusqu'à ce que l'on dépasse l'épaisseur critique où elles commencent alors, sous l'effet de la contrainte, à glisser latéralement jusqu'à l'interface pour y créer une dislocation de désaccord (Figure 2.8.a). L'épaisseur critique se calcule alors en équilibrant la force liée au champ de contrainte s'exerçant sur la dislocation traversante avec la tension de ligne associée à la création d'une dislocation de désaccord à l'interface. Le modèle le plus fréquemment cité dans la littérature est celui de Matthews et Blakeslee [Matthews 1974], qui s'applique à un système simple ou multi-couche (équation 2.18).

$$h_c(\varepsilon) = \frac{a}{\kappa\sqrt{2\pi\varepsilon}} \frac{1 - 0.25\nu}{1 + \nu} \left[\ln \left(\frac{h_c\sqrt{2}}{a} \right) + 1 \right] \quad (2.18)$$

où a est le paramètre de maille de la couche contrainte, ν est le coefficient de Poisson et κ est un coefficient qui vaut 1 pour un superréseau, 2 pour un puits quantique et 4 pour une simple couche. Dans la continuité du travail de Matthews, plusieurs équipes ont étendu ce modèle pour diverses configurations (milieux anisotropes, réseaux de dislocation aperiodiques, substrat compliant, etc). Parmi ces travaux, on remarquera l'approche faite à l'équilibre par Freund qui est rigoureuse mathématiquement et qui fait désormais référence [Freund 2003].

Pour certains systèmes de matériaux tel que les métaux, ce modèle est en bon accord avec l'expérience ; néanmoins dans le cas des matériaux semiconducteurs à base de GaAs ou de GaSb, les épaisseurs critiques observées sont largement supérieures à celles données par ce modèle. Cela s'explique par le fait que la densité de défauts initialement présents sur ce type de substrat est très faible ($< 1000 \text{ cm}^{-2}$), et que la croissance épitaxiale ne se fait pas à l'équilibre thermodynamique, ce qui permet de créer des couches métastables, qui demeurent donc cohérentes au delà de leur seuil de relaxation plastique.

Une autre approche, proposée initialement par *People et Bean* [People 1985], considère que les dislocations sont générées à la surface de la couche épitaxiée et glissent ensuite vers l'interface (Figure 2.8.b). L'épaisseur critique est alors déterminée en équilibrant l'énergie nécessaire pour nucléer une dislocation avec l'énergie libérée par le système lorsque la dislocation relaxe (partiellement) la contrainte de désaccord. Là encore, cette approche a été reprise par plusieurs auteurs, avec des résultats qui diffèrent suivant le type de dislocation considéré (vis, coin, semi-circulaire, en forme de V) et suivant la prise en compte de différents paramètres (température, forces de frictions, tension de surface, etc). Le modèle le plus abouti

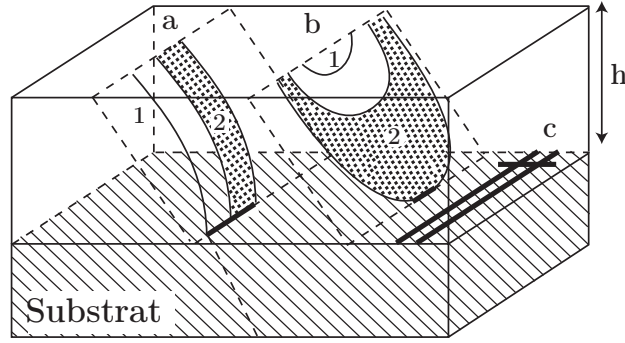


FIGURE 2.8 – Représentation schématique de la génération de dislocations de désaccord dans une hétérostructure : a) par répllication et glissement (1 → 2) d’une dislocation traversante, b) par nucléation d’une dislocation semi-circulaire à la surface, c) lignes de dislocations générées à l’interface. D’après [Marée 1987].

semble être celui proposé par Marée et al. [Marée 1987], qui suppose la nucléation de dislocation de type semi-circulaire (half-loop). D’après ce modèle, l’expression de l’épaisseur critique en fonction de la contrainte s’écrit ¹ :

$$h'_c(\varepsilon) = \frac{a}{240\sqrt{2}\varepsilon^2} \frac{1 - 0.5\nu}{1 + \nu} \left[\ln \left(\frac{\alpha r_c(\varepsilon)\sqrt{2}}{a} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (2.19)$$

où a est le paramètre de maille de la couche contrainte, ν le coefficient de Poisson, α le paramètre de noyau de la dislocation (core parameter) qui vaut 4 pour la plupart des semiconducteurs, et r_c le rayon critique défini par :

$$r_c(\varepsilon) = \frac{a}{2\sqrt{2}\pi\varepsilon} \frac{1 - 0.5\nu}{1 + \nu} \left[\ln \left(\frac{\alpha r_c(\varepsilon)\sqrt{2}}{a} \right) + \frac{3}{2} \right] \quad (2.20)$$

On notera la dépendance en $1/\varepsilon^2$ dans l’équation 2.19 contrairement au modèle de Matthews qui donne une dépendance en $1/\varepsilon$. Cependant, pour des contraintes inférieures à 2%, il a été montré expérimentalement que les dislocations les plus favorables sont celles en forme de V [Kohama 1988]. Toutefois, même si l’énergie de nucléation est différente suivant le type de dislocation considéré, la tendance de l’épaisseur critique reste la même. Nous utiliserons donc le modèle de Marée en appliquant un facteur correctif ($k \sim 1.6$) lié au type de dislocation en forme de V.

Comme on peut le voir sur la figure 2.9, ce modèle concorde relativement bien avec les points expérimentaux observés en laboratoire, contrairement au modèle mécanique de Matthews qui sous-estime largement l’épaisseur critique. Dans notre cas, nous voulons que nos structures présentent une densité de défauts aussi faible que possible. Nous considérerons qu’une structure est relaxée lorsque celle-ci comporte une dislocation tous les 100 μm . Nous verrons par la suite, comment détecter

1. Cette expression est valable uniquement pour une couche en compression

une aussi faible densité de dislocation avec un système de caractérisation simple (cf. § 3.1.2.2).

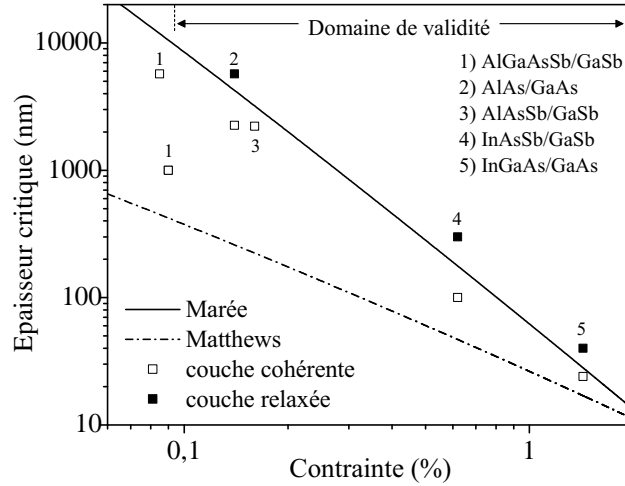


FIGURE 2.9 – Epaisseurs critiques en fonction de la contrainte de désaccord, les points expérimentaux obtenus avec différents systèmes de matériaux montrent un bon accord avec le modèle énergétique de Marée & al.

Dans le calcul de la contrainte, nous pouvons également tenir compte de la contrainte thermique. En effet, si les matériaux n'ont pas le même coefficient d'expansion thermique, le désaccord de maille change avec la température suivant la relation [Kim 1995] :

$$\varepsilon_t = \sqrt{\varepsilon (\varepsilon + 2 \Delta\alpha_T \Delta T)} \quad (2.21)$$

où $\Delta\alpha_T$ est la différence du coefficient d'expansion thermique entre le substrat et la couche épitaxiée ($\Delta\alpha_T \simeq 10^{-7} K^{-1}$ entre le GaInAsSb et le GaSb) et ΔT la différence entre la température de croissance et la température ambiante ($\Delta T \sim 450K$ en MBE).

c) Limitation du nombre de puits dans les 1/2-VCSEL

Pour le calcul de l'épaisseur critique, on supposera que la contrainte accumulée dans la structure est la somme des contraintes accumulées dans chaque puits quantique². En utilisant ce modèle et les paramètres matériaux donnés dans le tableau 2.1, on déduit le nombre maximum de puits quantiques que l'on peut épitaxier. Pour la structure à $1 \mu m$, la limite est de 3 puits quantiques, et de 2 puits pour les structures à 2.3 et $2.7 \mu m$. Pour utiliser plus de puits quantiques, il faut alors compenser la contrainte globale de la structure. Pour les structures à $1 \mu m$, on

2. En toute rigueur, il faudrait intégrer suivant l'axe de croissance l'énergie due à la contrainte de désaccord, puis recalculer l'équilibre énergétique avec la formation d'une dislocation, mais cette approximation est suffisante pour nous étant donné que l'on veut connaître l'épaisseur critique à $10 nm$ près (épaisseur d'un puits).

peut par exemple insérer une couche de contrainte opposée entre chaque puits, en remplaçant les barrières GaAs entourant les puits quantiques par du $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Ce matériau présente un désaccord de maille avec le GaAs qui dépend de la fraction de phosphore suivant : $\varepsilon_b = -3.58 x \%$. Pour compenser entièrement la contrainte, et d'après le modèle décrit précédemment, il faudra donc respecter la condition :

$$L_b \times \varepsilon_b^2 = N_{QW} L_{QW} \times \varepsilon_{QW}^2 \quad (2.22)$$

où L_b est la largeur totale des barrières en tension. Dans le cas des structures à base de GaSb, on peut incorporer une fraction d'arsenic de plus de 3% dans les barrières en AlGaAsSb pour qu'elles soient en légère tension. La contrainte est alors compensée sur toute la longueur de la zone active.

2.1.2 Le miroir de haute réflectivité

Comme on vient de le voir, le gain dans une structure laser à émission verticale est très faible, nécessitant des miroirs de cavité de haute réflectivité ($> 99.5\%$). Il n'est pas possible d'atteindre cet ordre de grandeur à l'aide de miroirs métalliques qui sont typiquement limités à $R \simeq 95\%$. La structure 1/2-VCSEL est donc composée d'un miroir de Bragg qui permet d'atteindre des coefficients de réflexion très élevés.

2.1.2.1 Principe de fonctionnement

Un miroir de Bragg est constitué d'une succession périodique de couches de semiconducteur ou de diélectrique d'indices de réfraction différents et d'épaisseur optique égale à $\lambda/4$, où λ est la longueur d'onde de travail pour laquelle une réflectivité maximale est recherchée. Le principe de ce système interférentiel est illustré par la Figure 2.10.

Ce type de miroir nommé DBR (Distributed Bragg Reflector) permet d'atteindre un fort coefficient de réflexion du rayonnement incident dans une gamme spectrale donnée. Dans une structure 1/2-VCSEL standard, ce miroir est réalisé avec des matériaux semiconducteurs, ce qui permet de réaliser la structure complète par épitaxie.

Cependant, nous verrons par la suite qu'il est également possible de réaliser un miroir hybride semiconducteur-métal. En effet, nous avons développé une technologie de retrait de substrat (cf. § 3.1.3.4), donnant la possibilité de déposer un miroir métallique sur la face arrière afin de renforcer la réflectivité du miroir de Bragg (Figure 2.11). Le miroir de Bragg doit alors se terminer par une couche d'accord de phase ($\lambda/2$) pour assurer une adaptation de phase entre le semiconducteur et le miroir métallique, vu que la longueur de pénétration de l'onde dans le miroir métallique est très faible. Cette configuration permet de réduire le nombre de paires de Bragg nécessaire pour atteindre une réflectivité donnée. Par exemple pour obtenir une réflectivité $R > 99.8\%$ il suffit de 15 paires d'AlAsSb/GaSb avec un miroir hy-

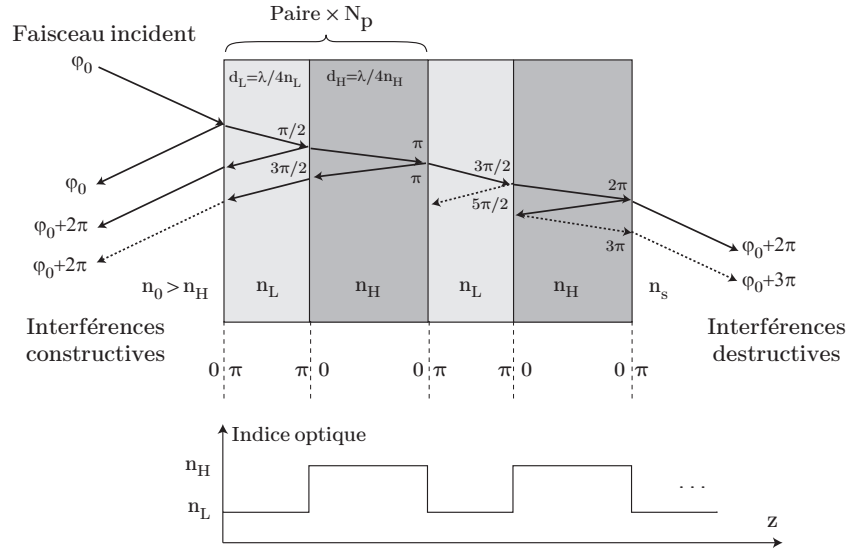


FIGURE 2.10 – Schéma de principe d'un miroir de Bragg dans le cas où $n_0 > n_H$. Par souci de clarté le faisceau incident est représenté avec un angle.

bride contre 24 paires pour un miroir de Bragg seul. On améliore ainsi les propriétés thermiques et électriques du composant de 30 % à 40 %.

2.1.2.2 Propriétés physiques du miroir

a) Propriétés optiques

On peut exprimer le coefficient de réflexion d'un miroir de Bragg en fonction de l'indice de réfraction des matériaux et du nombre de paires N_p de bi-couches successives. Si l'on suppose les matériaux transparents et sans pertes, on obtient alors en incidence normale :

$$R_{max} = \left(\frac{1 - \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2N_P}}{1 + \frac{n_L}{n_0} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2N_P}} \right)^2 \quad (2.23)$$

On notera que pour réaliser un miroir de haute réflectivité (HR) et de haute qualité optique, il est important de bénéficier d'un bon contraste d'indice ($\Delta n = n_H - n_L$). D'ailleurs, le faible contraste d'indice des matériaux en accord de maille avec un substrat InP représente une difficulté technologique majeure pour la réalisation de VCSEL autour de 1.55 μm . Pour atteindre une réflectivité de plus de 99.8 %, il faut plus de 40 paires d'InP/InGaAlAs ($\Delta n = 0.32$) alors que 24 paires d'AlAs/GaAs suffisent ($\Delta n = 0.45$). Le contraste d'indice conditionne également le niveau de pertes optique dans le DBR. Les pertes sont en effet proportionnelles à la longueur de pénétration de l'onde électromagnétique dans le Bragg, qui dépend du contraste d'indice par la relation suivante :

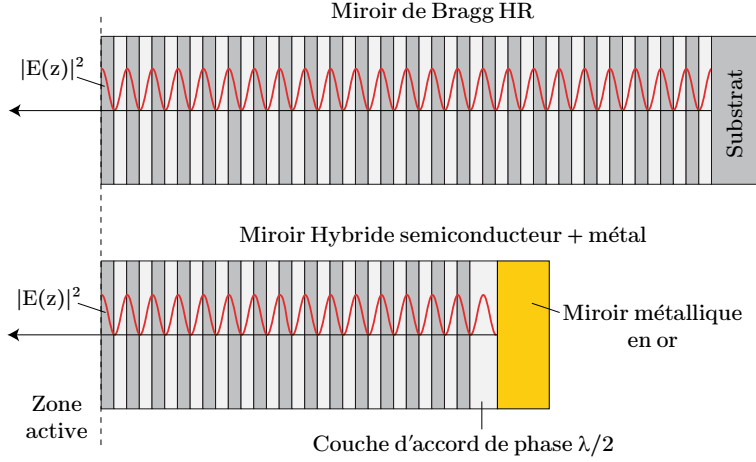


FIGURE 2.11 – Schéma de principe d'un miroir de Bragg simple (en haut) et d'un miroir hybride semiconducteur-métal (en bas). Pour une meilleure lisibilité, la décroissance du champ dans la structure est négligée.

$$L_{pen} = \frac{\lambda}{4\Delta n} \quad \text{et} \quad Loss = 2\alpha_{dbr} \times L_{pen} \quad (2.24)$$

Pour un miroir en AlAsSb/GaSb le contraste d'indice est de $\Delta n = 0.6$, donc pour une longueur d'onde de $2.3 \mu\text{m}$ on a $L_{pen} \simeq 1 \mu\text{m}$ et $\alpha_{dbr} \simeq 2 \text{ cm}^{-1}$ [Cerutti 2004], soit $Loss \simeq 0.04 \%$.

Une autre caractéristique importante du miroir de Bragg concerne sa bande spectrale appelée stop-band ou bande d'arrêt, sur laquelle la réflectivité est maximale. Là encore, c'est le contraste d'indice des matériaux utilisés qui détermine la largeur de la stop-band [Macleod 2001] :

$$\Delta\lambda_b = \frac{2\lambda\Delta n}{\pi n_{eff}} \quad \text{avec} \quad n_{eff} = 2 \left(\frac{1}{n_H} + \frac{1}{n_L} \right)^{-1} \quad (2.25)$$

Pour les VECSEL on cherche à avoir un pouvoir réflecteur élevé avec une bande spectrale la plus large possible. On a typiquement $\Delta\lambda_b \simeq 100 \text{ nm}$ à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda_b \simeq 300 \text{ nm}$ à $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$. On notera, qu'à l'inverse, dans un laser à émission par la tranche de type DFB ou DBR, on cherche à avoir un effet de filtrage spectral. On réalise alors un réseau à faible contraste d'indice (typiquement $\Delta n \sim 0.001$) mais avec un grand nombre de période.

Simulation pour un VECSEL GaAs et GaSb : Lors de la conception du DBR, il faut choisir des matériaux à fort contraste d'indice, qui soient en accord de maille et qui n'introduisent pas de pertes optiques par absorption ($\text{gap} > h\nu$). Pour la réalisation du 1/2-VCSEL, on utilisera donc des matériaux semiconducteur en AlAs/GaAs pour les structures épitaxiées sur GaAs, et en AlAsSb/GaSb pour les structures épitaxiées sur GaSb. Avec ces matériaux, on peut atteindre un pouvoir

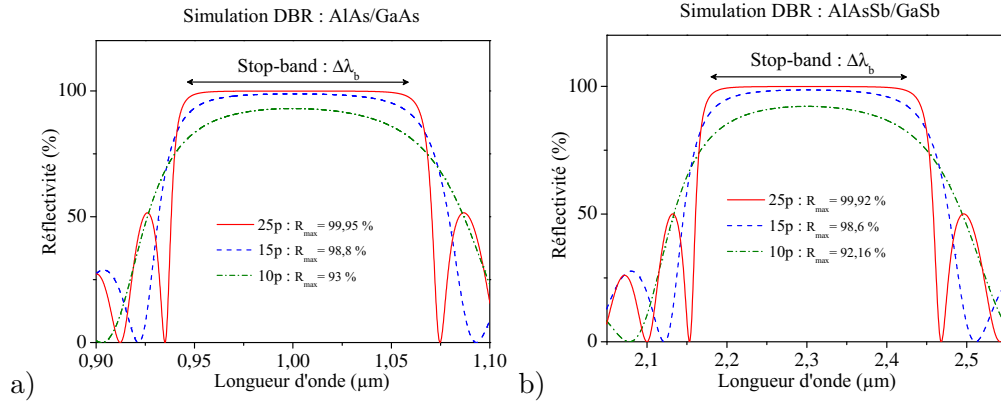


FIGURE 2.12 – Simulation du spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg pour différents nombres de paires et pour un niveau de perte α_{dbr} de 2 cm^{-1} : a) DBR en AlAs/GaAs centré à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, b) DBR en AlAsSb/GaSb centré à $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$.

réflecteur de plus de 99.9 % avec seulement 25 paires, et la largeur de la stop-band est bien supérieure à la largeur du gain optique $\Delta\lambda_b > \Delta\lambda_g$ (Figure 2.12), ce qui permet d'accorder la longueur d'onde sur une large plage spectrale.

b) Propriétés thermiques

Un autre aspect important du miroir de haute réflectivité concerne son impédance thermique. Nous verrons par la suite que la principale limitation de puissance dans les VECSEL est d'origine thermique, il est donc important de minimiser l'impédance thermique du miroir. Pour cela, il faut limiter le nombre de paires de Bragg au maximum, en particulier pour les grandes longueurs d'ondes car les épaisseurs physiques sont plus grandes et la conductivité thermique des matériaux est plus faible. On a typiquement une conductivité thermique de $34 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour un miroir de Bragg en AlAs/GaAs et de $14 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour un miroir AlGaSb/GaSb [Nakwaski 1988, Kemp 2005].

On voit donc l'intérêt d'utiliser un miroir hybride qui permet de réduire le nombre de paires de Bragg de 30 à 40 %, d'autant plus qu'un dépôt métallique possède généralement une excellente conductivité thermique ($\sim 300 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour de l'or).

c) Propriétés électriques

Dans le cas des VECSEL pompés électriquement, le miroir de Bragg doit posséder une faible résistance électrique pour limiter l'échauffement par effet Joule dans la structure, tout en conservant de bonnes propriétés optiques.

Pour minimiser la résistance électrique, on peut augmenter le niveau de dopage, mais c'est au dépend des pertes optiques qui augmentent rapidement à cause de l'absorption par porteur libre. On peut également réduire les barrières de potentiel que l'électron (le trou) doit franchir à chaque interface du miroir de Bragg-n (Bragg-

p) en ajustant la composition et/ou le profil de dopage du miroir de Bragg. Cela permet d'aplatir la bande de valence pour le Bragg-p ou la bande de conduction pour le Bragg-n [Peters 1993].

Une autre méthode consiste à utiliser des miroirs de Bragg à interfaces graduelles, ce qui permet de réduire la résistance série tout en conservant une réflectivité maximale [Chalmers 1993]. C'est cette méthode qui sera employée pour la réalisation de nos structures EP-VECSEL. Pour un miroir de Bragg en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ conçu avec ce type de design, on peut attendre une résistivité de l'ordre de $\rho \simeq 3.10^{-6} \Omega.\text{cm}^2$ par paire de Bragg avec un dopage de type p à $\sim 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Donc pour 25 paires de Bragg et un diamètre de méssa de 100 μm , la résistance électrique du Bragg est de l'ordre de 1 Ω .

Là encore, l'utilisation d'un miroir hybride permet de diminuer cette résistance vu que l'on réduit le nombre de paires de Bragg.

2.1.3 Le système de pompage

Le choix d'un système de pompage adapté constitue un autre élément clé pour la réalisation d'un VECSEL « performant ». Dans cette section nous allons donner les paramètres importants pour les deux configurations de pompage possibles : le pompage électrique et le pompage optique par diode. Nous verrons quels sont les avantages liés à chaque technologie, et quelles en sont les principales limitations.

2.1.3.1 Pompage optique

Dans le cas du pompage optique, l'excitation des porteurs s'effectue directement dans la zone active du 1/2-VCSEL, via l'absorption d'un faisceau de pompe dans les barrières (Figure 2.13). Le profil d'absorption est donné par la relation de Beer-Lambert :

$$A_b = 1 - e^{-\alpha_p L} \quad (2.26)$$

où A_b représente la fraction de photons absorbés, L est la longueur du chemin absorbant et α_p est le coefficient d'absorption des barrières à la longueur d'onde de pompe λ_p . Typiquement, pour une longueur d'onde de pompe de 830 nm et un coefficient d'absorption de 2 à 3 μm^{-1} , on peut absorber de 80 à 90 % de la pompe avec un simple passage dans une zone active de quelques microns seulement. On notera qu'il existe aussi des structures pompées directement dans les puits quantiques [Schmid 2004], mais ces dernières ne permettent pas une absorption efficace de la pompe (typiquement 10 %) à cause du faible volume des puits quantiques, ou alors cela nécessite une résonance de microcavité adaptée à la longueur d'onde de pompe et du laser, ce qui s'avère relativement contraignant.

Grâce au spectre d'absorption relativement large des barrières, on n'est pas obligé d'utiliser un laser de pompe à spectre étroit, ni de le stabiliser en température, contrairement aux lasers solides. De plus, la faible épaisseur de la zone active nous dispense de mettre en forme le faisceau de pompe longitudinalement. Il suffit de

focaliser la pompe sur la zone active, ce qui permet d'utiliser des diodes de pompe multimodes.

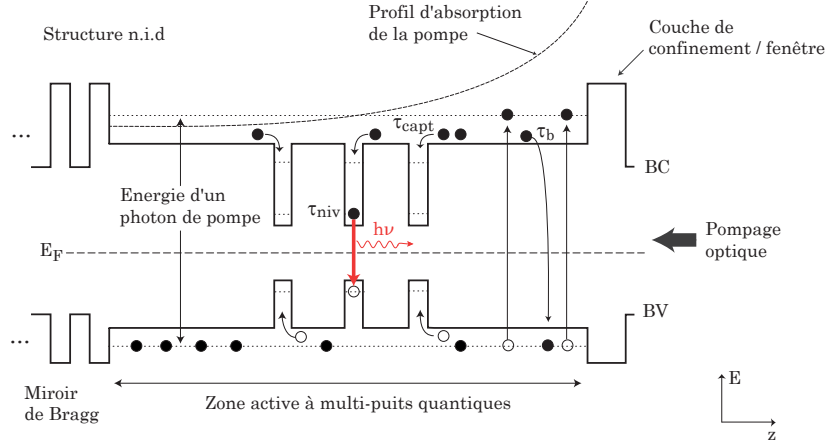


FIGURE 2.13 – Description schématique d'une structure 1/2-VCSEL à multi-puits quantiques sous pompage optique. Les cercles pleins représentent les états occupés par les électrons et les cercles vides représentent les états libres (trous).

La Figure 2.13 illustre le processus de pompage optique dans une structure 1/2-VCSEL. Les porteurs photo-générés dans les barrières sont confinés dans la zone active grâce à une couche de confinement d'un côté et par le miroir de Bragg de l'autre. Ces barrières de confinement sont particulièrement importantes car elles empêchent les porteurs de se recombiner en surface où les vitesses de recombinaison sont très élevées ($v_s \sim 10^5 \text{ cm/s}$ [Hu 1994]), ou de se recombiner dans le Bragg. Par conséquent, les porteurs créés sont uniquement soumis à la diffusion au sein de la zone active, il n'y a pas de transport contrairement aux structures pompées électriquement. La longueur de diffusion longitudinale des porteurs est typiquement de 200 nm pour une structure à base d'antimoniure et de 150 nm pour une structure GaAs.

Etant donné que le temps de recombinaison des porteurs sur le niveau des barrières $\tau_b \sim ns$ est bien supérieur au temps de capture dans un puits quantique $\tau_{capt} \simeq 20 \text{ ps}$ [Steinkogler 2003], on peut supposer que tous les porteurs sont piégés dans les puits.

Ainsi, le flux de photons de pompe nécessaire pour maintenir une densité de porteurs à une valeur N ne dépend que de la durée de vie sur le niveau excité du puits quantique τ_{niv} . L'intensité de pompe incidente I_{inc} étant un paramètre facilement accessible, on peut déduire la densité de porteur grâce à la relation suivante :

$$I_{inc} = \frac{N}{\tau_{niv}} \frac{hc}{\lambda_p} \frac{1}{A_b T_r} \times N_{QW} \quad (2.27)$$

où T_r est le coefficient de transmission du faisceau de pompe à l'interface air-

semiconducteur et N_{QW} le nombre de puits quantique dans la structure.

On notera que le profil de la zone excitée est principalement déterminée par la géométrie du faisceau de pompe³. C'est un avantage certain pour la réalisation de VECSEL monomodes transverse de forte puissance. En effet, la zone de gain peut être ajustée pour avoir un recouvrement idéal avec le mode optique. D'autre part, les structures pompées optiquement ne nécessitent pas de dopage, ni de gravure ou de pose de contacts électriques. En se passant de toutes ces étapes technologiques, coûteuses et délicates, on réduit fortement la résistance thermique, les pertes optiques et les fuites de porteurs.

2.1.3.2 Pompage électrique

Dans le cas du pompage électrique, on utilise généralement une structure de type *pin*, où la zone active est située dans la zone intrinsèque et où les miroirs de Bragg entourant la zone active sont dopés *p* et *n* (Figure 2.14). Ainsi, lorsque l'on applique une tension de polarisation V supérieure à la tension de coude V_c de la diode, il se crée un courant de polarisation au sein de la structure.

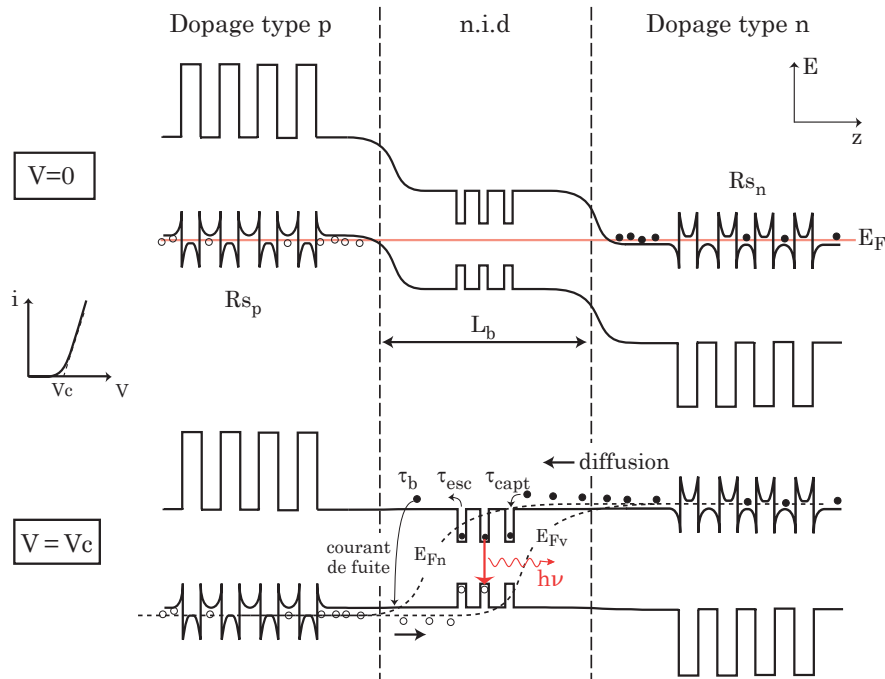


FIGURE 2.14 – Description schématique d’une zone active pompée électriquement avec et sans tension de polarisation. Les cercles pleins représentent les états occupés par les électrons et les cercles vides représentent les états libres (trous).

3. La diffusion latérale des porteurs dans les puits ($L_d \sim 5\mu m$) modifie légèrement le profil d’injection, notamment pour les faisceaux de pompe de petits diamètres.

a) Rendement quantique interne

Pour obtenir un bon rendement quantique interne, il faut que les porteurs injectés dans la zone active se recombinent majoritairement dans les puits quantiques et non dans les barrières. On définit le rendement quantique interne comme la fraction de porteurs injectés dans la zone active qui se recombinent radiativement dans les puits quantiques [Nagarajan 1993] :

$$\eta_i = \frac{N_w/\tau_r}{N_w/\tau_{niv} + N_b/\tau_b} \quad (2.28)$$

où τ_r et τ_{niv} sont définis dans les équations 2.12 et 2.11, N_w est la densité de porteurs dans les puits quantiques, N_b et τ_b sont respectivement la densité et la durée de vie des porteurs dans les barrières. Ainsi, pour maximiser le rendement, il faut que le rapport N_b/τ_b soit le plus faible possible. Pour cela, il faut que les porteurs « tombent » dans les puits dans un laps de temps τ_{capt} bien inférieur au temps de recombinaison dans les barrières τ_b . Pour une zone active pompée électriquement, τ_b peut être bien inférieur à celui d'une structure pompée optiquement, car les porteurs peuvent se recombiner rapidement dans les zones dopées.

En ce qui concerne τ_{capt} , il dépend du temps de diffusion des porteurs entre la zone dopée et les puits quantiques, ainsi que du temps de capture local des puits quantiques τ_{capt}^Q (processus quantique) [Wang 1997] :

$$\tau_{capt} = \frac{L_b^2}{2D^*} + \tau_{capt}^Q \frac{L_b}{N_{QW}L_{QW}} \quad (2.29)$$

où D^* est le coefficient de diffusion ambipolaire, L_b la largeur de la zone active non dopée, L_{QW} et N_{QW} sont la largeur et le nombre de puits quantiques. Il a été montré que si $L_b > 50 \text{ nm}$, le temps de capture effectif est dominé par le temps de diffusion [Deveaud 1988]. Pour une zone active en GaAs avec $L_b \simeq \lambda$, le temps de diffusion est de l'ordre de 25 ps alors que τ_{capt}^Q est de l'ordre de la ps.

Mais dans tous les cas, pour réduire τ_{capt} , il faut réaliser une zone active de faible longueur, avec un dopage au plus près des puits quantiques. On peut aussi envisager une zone active avec des barrières à composition variable de manière à créer un gap graduel. On crée ainsi un champ électrique dans la zone active, ce qui permet de réduire τ_{capt} de plus d'un facteur 2 [Morin 1991].

Un autre paramètre que l'on doit prendre en considération est le temps d'échappement τ_{esc} des porteurs, celui-ci dépend essentiellement du niveau de confinement des porteurs dans les puits. Pour un puits InGaAs/GaAs à forte injection ($N > N_{tr}$) et à température ambiante on a $\tau_{esc} < ns$ [Romero 2000]. Mais ce qui compte pour le rendement quantique, c'est le rapport τ_{capt}/τ_{esc} , qui doit être aussi faible que possible. Il est de l'ordre de 0.8 lorsque la structure ne comporte qu'un seul puits quantique InGaAs, et d'environ 0.2 pour une structure comportant 3 puits car on augmente la probabilité de capture [Romero 2000]. On notera que ce facteur devrait être moins significatif dans le cas d'un puits à base d'antimoniure car le confinement des porteurs y est plus élevé.

Si l'on fait le bilan des différents processus de recombinaisons en dessous du seuil laser, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{N_w}{\tau_{niv}} = \frac{N_b}{\tau_{capt}} - \frac{N_w}{\tau_{esc}} \quad (2.30)$$

On en déduit l'expression du rendement quantique interne :

$$\eta_i = \frac{\frac{1}{\tau_r}}{\frac{1}{\tau_{niv}} + \frac{\tau_{capt}}{\tau_b} \left(\frac{1}{\tau_{niv}} + \frac{1}{\tau_{esc}} \right)} \quad (2.31)$$

On retiendra donc que pour obtenir un bon rendement quantique interne, il faut réaliser une zone active courte comportant de nombreux puits quantiques (≥ 3) avec un niveau de confinement élevé.

Enfin, on peut déduire la densité de porteurs dans un puits quantique à partir de la densité de courant de polarisation J grâce à la relation suivante :

$$J = q \frac{N}{\eta_i \tau_r} \times N_{QW} \quad (2.32)$$

avec

$$V \simeq V_c + R_s \iint_S J \, dS \quad (2.33)$$

où R_s est la résistance série de la structure 1/2-VCSEL et S la surface d'injection.

b) Confinement latéral des porteurs

Dans le cas du pompage électrique, le confinement latéral des porteurs est plus délicat que pour un pompage optique. Pour obtenir un bon recouvrement entre la zone de gain et le mode optique, il faut confiner les lignes de courant au plus près de la zone émettrice.

Les méthodes de confinement électrique les plus utilisées consistent à isoler électriquement une partie du miroir de Bragg et/ou de la zone active, soit par la gravure d'un pilier (structure MESA), soit par une implantation ionique qui crée une zone amorphe au sein de la structure, le but étant de confiner les lignes de courant sur une zone restreinte de la zone active. Cependant, nous verrons que pour de larges diamètres d'émission ($> 50 \mu\text{m}$), le confinement des porteurs dépend surtout de la géométrie des contacts électriques, et la gravure complète de la structure n'est plus indispensable car la diffusion latérale des porteurs devient négligeable.

Pour extraire la lumière de la structure, un des deux contacts électriques doit être de forme annulaire. Deux configurations sont alors possibles : soit une émission par le haut de la structure (top-emitting), soit une émission par le bas à travers le substrat (bottom-emitting). Dans le cas d'une structure 1/2-VCSEL, il est préférable de choisir une structure à émission par le bas. Dans cette configuration le contact plein se trouve à proximité de la zone active et l'épaisseur du substrat permet d'étaler les lignes de courant (Figure 2.15). On peut alors réaliser une injection uniforme sur de plus larges diamètres, optimisant ainsi le recouvrement du gain avec le mode

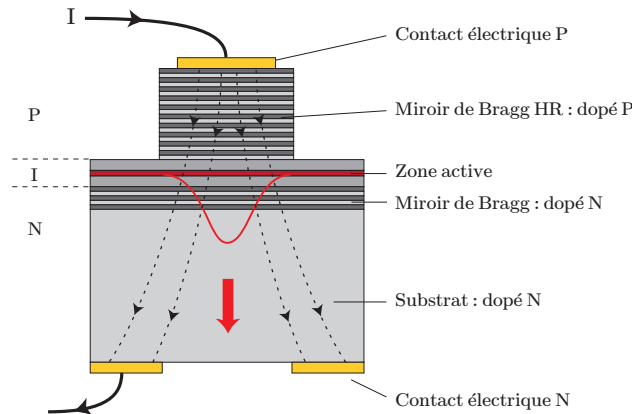


FIGURE 2.15 – Représentation schématique d'un 1/2-VECSEL pompé électriquement (configuration bottom-emitting). Les lignes en pointillés représentent les lignes de courant.

fondamental TEM_{00} . Ce point est important si l'on veut obtenir un fonctionnement monomode transverse avec une forte puissance optique.

Cependant, dans cette configuration le substrat se trouve dans la cavité du laser et engendre donc des pertes optiques importantes, dues principalement à l'absorption par porteurs libres ($\alpha_n \simeq 2.5 \text{ cm}^{-1}$ à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ pour du GaAs dopé n à $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Ces pertes doivent donc être compensées en augmentant le gain modal, c'est à dire le gain vu par l'onde laser après un aller-retour. Pour cela on introduit un miroir de Bragg partiellement réfléchissant entre la zone active et le substrat. Nous verrons par la suite les contraintes liées à cette configuration.

Bilan – Bien que la majorité des VECSEL développés à ce jour fonctionne en pompage optique, le besoin d'intégration de sources lasers dans des systèmes compacts et robustes incite au développement du pompage électrique. Cela limite l'encombrement lié aux systèmes de pompage optique et permet d'envisager des dispositifs « tout intégrés » pour une utilisation à plus grande échelle. Cependant, de par leur conception, ces composants sont plus limités en termes de puissance de sortie, notamment aux grandes longueurs d'onde où les matériaux présentent les conductivités électriques et thermiques les plus faibles. Les VECSEL pompés électriquement (EP-VECSEL) sont donc intéressants pour des applications ne nécessitant pas une puissance trop élevée et qui exigent une source très compacte.

Par ailleurs, il ne faut pas forcément considérer le développement de VECSEL pompés optiquement (OP-VECSEL) comme une étape intermédiaire avant le passage à un composant pompé électriquement. C'est au contraire un compromis très intéressant, qui bénéficie des avantages du pompage optique (uniformité d'injection sur de grandes surfaces, rendement), et de la fonctionnalité des semiconducteurs III-V. Le pompage optique permet d'atteindre des puissances optiques très élevées (plusieurs Watt) avec un bon rendement, et améliore la plupart des caractéristiques

du faisceau émis. De plus les systèmes OP-VECSEL restent relativement compacts ($\sim \text{cm}^3$) comparés aux lasers solides. Elle reste donc la technologie de choix pour les applications nécessitant de fortes puissances, avec une cohérence spatiale et temporelle élevée. De plus, on peut exploiter la technologie mature et bas coût des diodes de pompe GaAs qui a été développée pour le pompage des lasers solides.

2.1.4 Le résonateur optique : modes transverses et gain modal

La cavité optique d'un laser est un élément capital sur lequel reposent de nombreuses caractéristiques du faisceau émis, comme la cohérence spatiale et temporelle (cf. § 1.1) ou la dynamique spectro-temporelle du laser. Pour la réalisation d'un VECSEL, plusieurs configurations de cavité sont envisageables, en fonction des propriétés recherchées et des contraintes liées aux applications. Historiquement, les VECSEL ont été démontrés pour la première fois dans une configuration de cavité plan-concave simple. Mais depuis, d'autres configurations sont apparues, avec des géométries de cavités plus complexes, comportant 3 ou 4 miroirs telles que les cavités en « V » ou en « Z », ceci dans le but d'obtenir une meilleure flexibilité et de nouvelles fonctionnalités (doublage de fréquence, génération d'impulsions ultracourtes) [Garnache 2002]. Dans notre cas, nous voulons que la source laser présente un fonctionnement monofréquence de haute cohérence avec le maximum de puissance. Pour cela, une configuration de cavité courte ($< \text{cm}$) à deux miroirs (Bragg + miroir externe) semble la mieux adaptée. Cela permet également de réaliser un système plus compact et d'obtenir une plus grande accordabilité continue. Nous allons donc nous intéresser plus en détail aux propriétés de ce type de cavité. Nous verrons dans un premier temps les propriétés transverses des modes du résonateur, puis nous aborderons les conditions de résonance longitudinale, ce qui nous permettra d'exprimer les conditions de seuil laser.

2.1.4.1 Modes transverses de la cavité optique

Dans un VECSEL, le champ électrique se propage en espace libre le long de la cavité optique. Par conséquent, le champ électrique est soumis aux lois de la diffraction, le confinement transverse étant réalisé par la géométrie des miroirs de cavité. Il a été montré que les ondes sphériques gaussiennes forment une famille de solutions à ce type de résonateur⁴. Nous allons donc commencer par poser les bases de la propagation d'une onde sphérido-gaussienne, puis nous exprimerons les modes stabilisés en fonction des paramètres de la cavité.

Propriétés des faisceaux gaussiens

Considérons une onde gaussienne du premier ordre caractérisée par une taille de faisceau w_0 et un front d'onde plan à $z = 0$ (Figure 2.16). Le profil normalisé du

4. Plus généralement, les faisceaux gaussiens sont solution de l'équation d'onde paraxiale, ou de l'intégrale de Huygens dans l'approximation de Fresnel et sont donc solution de la plupart des résonateurs optiques en espace libre [Siegman 1986].

champ électrique d'un tel faisceau pris sur un autre plan transverse z s'exprime alors par la relation suivante :

$$\tilde{u}(x, y, z) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{\exp[-jkz + j\psi(z)]}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - jk\frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right] \quad (2.34)$$

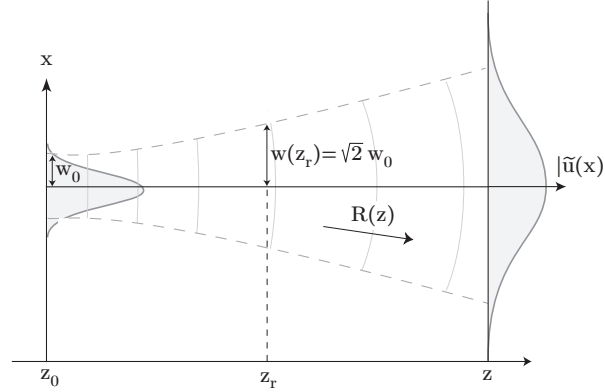


FIGURE 2.16 – Représentation schématique d'un faisceau gaussien.

Les paramètres $w(z)$ et $R(z)$ représentent respectivement la taille et le rayon de courbure du front d'onde, et le paramètre $\psi(z)$ représente une variation de phase le long de l'axe de propagation, que l'on nomme phase de Gouy. Ils s'expriment par les relations suivantes :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (2.35)$$

$$R(z) = z + \frac{z_r^2}{z} \quad (2.36)$$

$$\psi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_r}\right) \quad (2.37)$$

où $z_r = \pi w_0^2 / \lambda$ est la longueur de Rayleigh, elle correspond à la longueur sur laquelle la taille du faisceau augmente de $\sqrt{2}$ par rapport à sa valeur minimale w_0 (où le front d'onde est plan). Au-delà de la zone de Rayleigh, la divergence du faisceau tend vers une valeur fixe :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.38)$$

Ces relations montrent que le profil du champ d'un faisceau gaussien idéal est entièrement déterminé par seulement deux paramètres physiques : la longueur d'onde λ du faisceau laser dans le milieu de propagation et la taille du faisceau au waist w_0 . En réalité, pour un faisceau réel on doit également tenir compte du facteur de propagation du faisceau appelé M^2 (cf. § 5.1.3). On doit alors remplacer z_r par

$z'_r = z_r/M^2$ dans les équations 2.35 à 2.37. L'expression de l'intensité lumineuse se déduit de la distribution d'intensité du faisceau $\tilde{u}(x, y, z)\tilde{u}^*(x, y, z)$, pour le mode fondamental TEM₀₀ elle est donnée par :

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} \quad (2.39)$$

où P est la puissance totale du faisceau et w la taille du faisceau à $1/e^2$. Toutefois, il existe un grand nombre de modes transverses d'ordre supérieur pouvant être stabilisés dans une cavité optique. La distribution d'intensité d'un mode d'Hermite-Gauss TEM_{*nm*} s'exprime par la relation suivante :

$$I_{nm}(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} \frac{1}{2^n n!} H_n^2\left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)}\right) \frac{1}{2^m m!} H_m^2\left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)}\right) \quad (2.40)$$

où H_n est le polynôme d'Hermite d'ordre n . La représentation de ces modes est utile pour calculer le recouvrement de la zone de gain avec le mode optique. On peut voir sur la Figure 2.17 que l'étalement spatial des modes d'ordre supérieur est plus grand que celui du mode fondamental. Nous allons voir que cette propriété est très intéressante pour obtenir un fonctionnement monomode transverse de forte puissance avec un VECSEL.

2.1.4.2 Stabilisation d'un mode transverse unique

Depuis l'invention du laser, de nombreuses techniques ont été développées pour contrôler les modes d'un résonateur optique [Siegman 2000]. Dans le cas du VECSEL, le faisceau se propage en espace libre dans la cavité laser, les modes sont donc soumis à la diffraction et peuvent s'exprimer dans la base d'Hermite-Gauss.

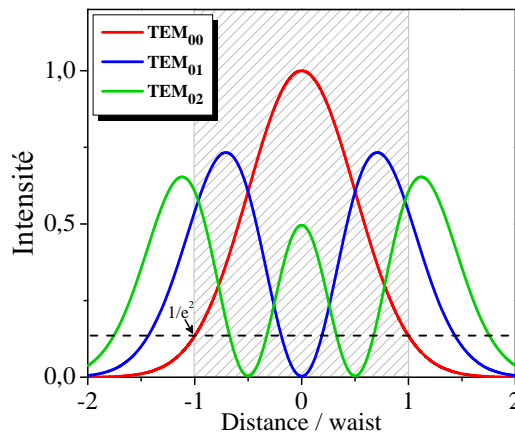


FIGURE 2.17 – Profils d'intensité suivant un axe transverse des premiers modes Hermite-Gauss à puissance totale constante ; les modes d'ordre supérieur sont plus larges que le mode fondamental.

Comme on peut le voir sur la Figure 2.18.a, le mode fondamental est bien plus étroit que les modes d'ordres supérieurs (TEM_{23} ici) car en espace libre la taille du mode augmente approximativement avec la racine de l'ordre du mode ($\propto \sqrt{n}$) [Siegman 1986].

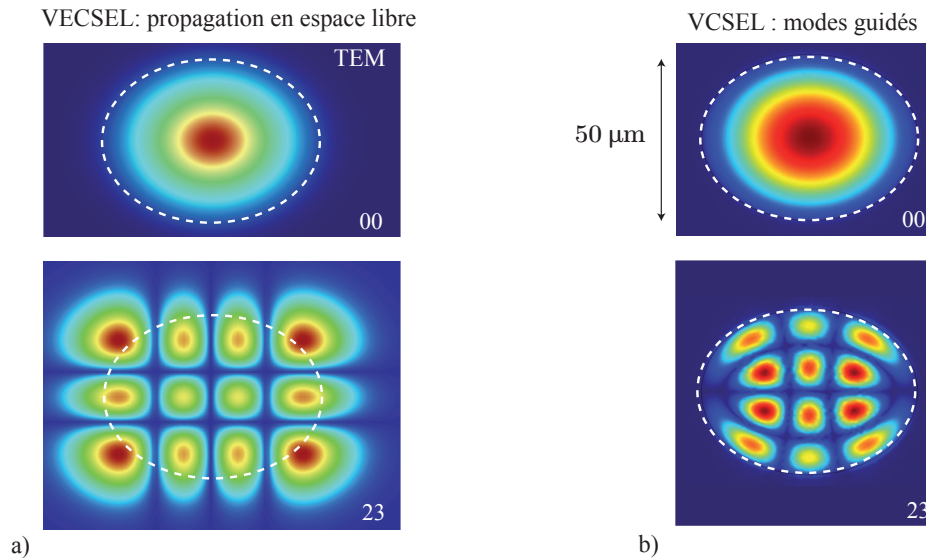


FIGURE 2.18 – a) Représentation des modes de cavité TEM_{00} et TEM_{23} d'un VECSEL, le diamètre du mode fondamental est de $50 \mu\text{m}$ alors que celui du mode TEM_{23} est d'environ $70 \mu\text{m}$. b) Simulation des modes optiques guidés dans un VCSEL en microcavité d'un diamètre de $50 \mu\text{m}$ présentant un saut d'indice effectif de 0.05 et une ellipticité de 1.3; le mode fondamental a le même étalement spatial que les modes d'ordres supérieurs.

Cette propriété est un avantage majeur pour la réalisation d'un VECSEL monomode transverse avec un faisceau de large diamètre ($> 50 \mu\text{m}$), car les modes d'ordres supérieurs pourront être filtrés spatialement, soit par le gain, soit par la phase. On notera que cette propriété n'est plus valable dans le cas d'un laser à modes guidés tels que les VCSEL en microcavité ou les lasers à émission par la tranche. Dans ce cas, les modes transverses ne s'expriment plus sur la même base. Pour un guide à saut d'indice, tous les modes transverses confinés ont approximativement le même étalement spatial (Figure 2.18.b), ce qui conduit à un fonctionnement multimode transverse à forte excitation. C'est pourquoi il est nécessaire de réaliser un guide étroit ($\sim \lambda$) afin de confiner uniquement le mode fondamental. Rappelons que cela limite fortement la puissance de sortie (quelques mW dans le MIR), d'une part à cause des effets thermiques, et d'autre part à cause de la dégradation des facettes sous fort champ.

Pour le développement de nos VECSEL, nous avons utilisé deux types de géométrie de cavité, chacune permettant d'obtenir un fonctionnement monomode transverse mais avec deux méthodes différentes :

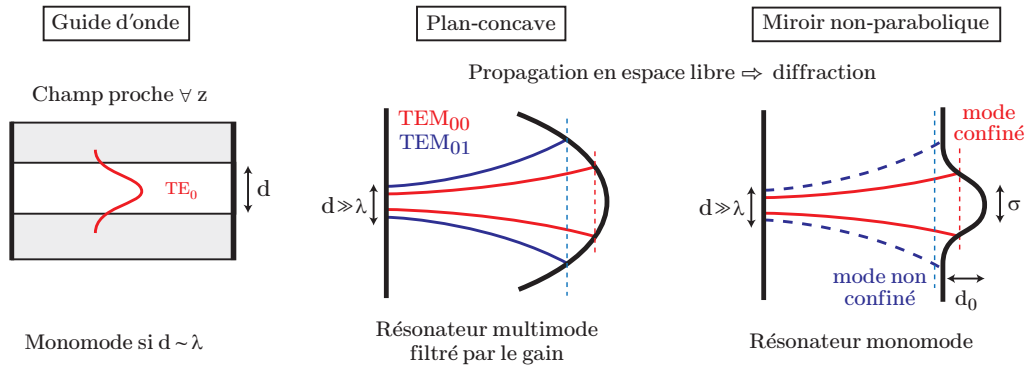


FIGURE 2.19 – Représentation schématique de différents types de résonateurs. A gauche un guide d’onde continue, au centre un résonateur en espace libre plan-concave multimode. A droite, un résonateur en espace libre intrinsèquement monomode, la phase est contrôlée par le profil du miroir (ou le gradient d’indice).

- La première méthode consiste à optimiser le recouvrement du mode fondamental d’un résonateur plan-concave multimode avec la zone de gain. On influence alors l’intensité du champ électrique des différents modes de manière à défavoriser les modes d’ordres supérieurs, comme on pourrait le faire avec un filtre spatial intracavité.
- La deuxième méthode consiste à réaliser un résonateur optique intrinsèquement monomode transverse en jouant sur l’indice optique du milieu de propagation. Cette fois on influence la phase de l’onde afin de confiner uniquement le mode fondamental. Ce principe est également utilisé dans les lasers à guide d’onde étroit, sauf que dans notre cas les modes se propagent en espace libre et sont filtrés par un profil d’indice non-parabolique (Figure 2.19), ce qui autorise le confinement de mode large.

Voyons quelles sont les conditions à respecter pour obtenir un fonctionnement monomode transverse avec ces deux types de cavité.

a) La cavité plan-concave stable

En configuration plan-concave, le résonateur optique est constitué du miroir de Bragg de la structure 1/2-VCSEL et d’un miroir externe sphérique de rayon de courbure R_c , placé à une distance L_c formant ainsi une cavité stable (Figure 2.20). Le milieu amplificateur ne mesure que quelques microns et pourra donc être négligé (en première approximation) par rapport à la longueur totale de la cavité ($L_{\mu c} \ll L_c$) : la cavité optique stable est en quelque sorte « vide ».

La condition pour que la cavité soit stable est que le front d’onde du champ coïncide exactement avec les surfaces de chaque miroir de cavité. Le rayon de courbure du front d’onde $R(z)$ du faisceau doit donc être infini sur le miroir plan ($z=0$)

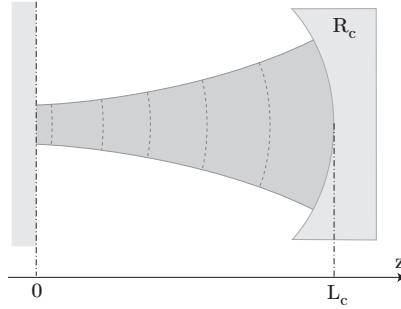


FIGURE 2.20 – Schéma d'une cavité résonnante formée par un miroir plan et un miroir sphérique, les lignes en pointillé représentent les surfaces à phase constante (équiphases).

et égal à R_c sur le miroir concave ($z=L_c$). En appliquant ces conditions dans l'équation 2.36, on obtient la taille du mode laser stabilisé sur le miroir plan en fonction des paramètres de la cavité :

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L_c(R_c - L_c)}} \quad (2.41)$$

L'évolution de w_0 en fonction de la longueur de la cavité est présentée sur la Figure 2.21 pour différents rayons de courbure du miroir externe et pour une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$.

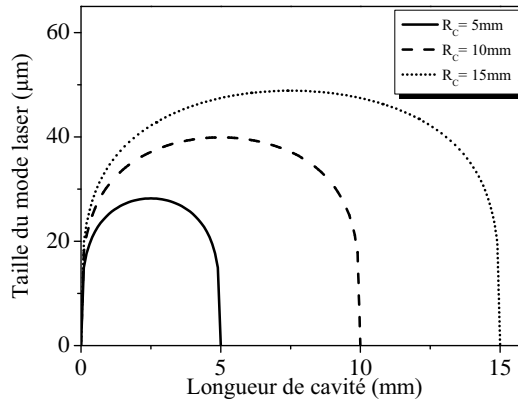


FIGURE 2.21 – Évolution de la taille du faisceau dans la zone active en fonction de la longueur de cavité pour différents rayons de courbure du miroir externe et pour une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$.

Cette courbe de stabilité nous permet d'établir une zone de stabilité sur laquelle la cavité peut fonctionner en régime laser. En effet, quel que soit le type de pompage, optique ou électrique, le recouvrement du mode optique avec le milieu à gain doit être suffisamment élevé pour pouvoir atteindre le seuil laser. Ainsi, si l'on ajuste la longueur de cavité de telle sorte que la taille du mode fondamental corresponde à

la taille de la zone de gain, seul le mode fondamental pourra être stabilisé car les modes d'ordre supérieur voient des pertes plus fortes sur les ailes du faisceau.

En résumé, une cavité plan-concave supporte un grand nombre de modes transverses, la cavité passive est multimode (Figure 2.19), mais puisque les modes d'ordre supérieur sont plus larges la sélection du mode fondamental est accomplie par le milieu amplificateur.

b) Une cavité intrinsèquement monomode transverse

On considère qu'une cavité est intrinsèquement monomode transverse, lorsque celle-ci ne comporte qu'un seul mode propre. On parle de mode transverse propre lorsque après un aller-retour dans la cavité, le champ retrouve exactement la même distribution transverse, avec éventuellement une amplitude réduite à cause des pertes optiques. Il suffit alors de fournir suffisamment de gain pour compenser ces pertes afin que le laser oscille indéfiniment sur ce mode.

On a vu qu'une cavité plan-concave idéale pouvait stabiliser un grand nombre de modes transverses. Par contre, avec un résonateur instable au sens large, il est possible de contrôler la forme et le nombre de modes stabilisés par la cavité laser [Siegman 1986]. Dans le cas du VECSEL, on peut envisager de réaliser ce type de résonateur en remplaçant le miroir externe concave par un autre miroir plus spécifique. Si maintenant on limite la profondeur du miroir ou du gradient d'indice, il est possible d'obtenir un résonateur intrinsèquement monomode transverse même avec de larges diamètres ($w_0 \gg \lambda$). Pour comprendre cela, on peut faire une analogie avec la mécanique quantique, où un puits de potentiel avec une barrière infinie contient une infinité de niveaux confinés, alors qu'il est possible de confiner un seul niveau en réduisant suffisamment la hauteur et/ou la largeur du puits de potentiel. De la même façon, si la profondeur et la forme du gradient d'indice sont convenablement choisies, seul le mode fondamental est confiné (Figure 2.19). D'après ce principe, *Kuznetsov et al.* ont établi un critère pour obtenir un résonateur monomode [Kuznetsov 2005] :

$$V \equiv \frac{\pi \sigma}{\lambda} \sqrt{d_0/L_c} < 1.5 \quad (2.42)$$

où d_0 est la profondeur du miroir et σ sa largeur à mi-hauteur⁵ (FWHM). Ce type de résonateur peut être réalisé en utilisant une structuration spécifique du miroir externe, comme une gravure de micro-miroir ou de cristaux photoniques par exemple ; ou alors comme nous le verrons par la suite, en utilisant un miroir externe plan et en mettant à profit le gradient d'indice induit par le processus de pompage de la structure 1/2-VCSEL. Il est à noter qu'avec un résonateur instable, on introduit nécessairement des pertes optiques par diffraction. On veillera donc à ce que ces pertes soient négligeables par rapport aux pertes par transmission afin de garantir un bon rendement laser. On notera qu'il est possible de réaliser un

5. On remarquera la similitude de cette expression avec le paramètre de dimensionnement V d'un guide d'onde continue appelé également fréquence normalisée [Snyder 1983].

résonateur de haute finesse ($\mathcal{F} \simeq 2500$), pourvu que le profil du miroir ou le profil d'indice ne soit pas trop « abrupt » [Kuznetsov 2005]

Mais quel que soit le type de résonateur utilisé, il est important d'évaluer le recouvrement de l'onde laser avec le milieu à gain car cela permet de déterminer le gain modal et les conditions de seuil laser.

2.1.4.3 Gain modal et facteur de confinement

Dans les VECSEL, le milieu à gain n'occupe qu'une petite partie du volume occupé par les modes de cavité. Par conséquent, l'amplification effective de l'onde laser dépend du facteur de confinement de l'onde dans le milieu à gain. Le calcul du gain modal linéique fait intervenir explicitement le champ électrique de l'onde, l'indice du milieu et le gain d'un puits quantique [Coldren 1995] :

$$g_{mod} = \frac{\int_{vol. \text{ actif}} g(x, y, z) n(x, y, z) \left| \tilde{u}^+(x, y, z) + \tilde{u}^-(x, y, z) \right|^2 dV}{\int_{vol. \text{ mode}} n(x, y, z) \left(\left| \tilde{u}^+(x, y, z) \right|^2 + \left| \tilde{u}^-(x, y, z) \right|^2 \right) dV} \quad (2.43)$$

Étant donné la réflectivité élevée des miroirs de la cavité, on peut considérer que les deux ondes contra-propagatives ont la même amplitude. On peut donc écrire le champ électrique sous la forme d'une onde stationnaire simple :

$$\mathcal{E}(x, y, z) = \tilde{u}^+(x, y, z) + \tilde{u}^-(x, y, z) = E(x, y, z) \cos(\beta z) \quad (2.44)$$

où $E(x, y, z)$ est le profil transverse du champ électrique et β est la composante suivant l'axe z de la constante de propagation k . Par ailleurs, si on suppose que la taille du mode laser varie peu le long de la cavité⁶ ($z_r > L_c$), alors l'équation 2.43 devient :

$$g_{mod} = \frac{n_{sc} g \iint_{xy} T(x, y) |E(x, y)|^2 dx dy \int |E_{int}|^2 2 \cos^2(\beta z) dz}{|E_{ext}|^2 L_c \iint_{xy} |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.45)$$

où $T(x, y)$ est le profil transverse normalisé du gain tel que $g(x, y) = gT(x, y)$ avec g le gain linéique d'un puits quantique. L'intégration de cette équation suivant l'axe x et y donne le facteur de confinement transverse Γ_{xy} :

$$\Gamma_{xy} = \frac{\iint_{xy} T(x, y) |E(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{xy} |E(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.46)$$

6. Dans le volume actif, cette hypothèse est largement justifiée car $z_r \gg L_{\mu c}$.

En pompage optique, le profil du gain $T(x, y)$ dépend de la géométrie du faisceau de pompe. Donc en utilisant une pompe monomode transverse on peut obtenir un recouvrement optimal avec le champ électrique si le waist du mode de cavité est ajusté sur le waist du faisceau de pompe ($w_0 = w_p$). Dans ce cas le facteur de confinement transverse est proche de 1. Pour un pompage électrique le confinement des porteurs est plus difficile, notamment pour les grands diamètres de pompage ($> 50 \mu\text{m}$), où Γ_{xy} est généralement inférieur à 0.5. On voit donc l'importance d'obtenir une injection de courant uniforme afin de réduire le seuil et augmenter le rendement du laser.

D'autre part, l'intégration de l'équation 2.45 suivant l'axe z donne le facteur de confinement longitudinal Γ_z :

$$\Gamma_z = \Gamma_{\mu c} \times \frac{1}{L_c} \int_{QW} 2 \cos^2(\beta z) dz \quad \text{avec} \quad \Gamma_{\mu c} = n_{sc} \frac{|E_{int}|^2}{|E_{ext}|^2} \quad (2.47)$$

Dans une configuration de cavité verticale, Γ_z dépend de la position des puits quantiques par rapport au champ électrique stationnaire et du facteur de résonance de la microcavité $\Gamma_{\mu c}$. Dans le cas où les N_{QW} puits quantiques sont placés sur un maximum du champ comme pour une structure à gain périodique résonant [Raja 1988], et étant donné que la largeur d'un puits est très inférieure à la longueur d'onde du champ électrique dans la structure ($L_{QW} \ll \lambda$ donc $\beta L_{QW} \ll 1$), l'équation 2.47 devient :

$$\Gamma_z = \Gamma_{\mu c} \times N_{QW} \frac{L_{QW}}{L_c} \left(1 + \frac{\sin(\beta L_{QW})}{\beta L_{QW}} \right) \simeq 2 \Gamma_{\mu c} N_{QW} \frac{L_{QW}}{L_c} \quad (2.48)$$

Le facteur $\Gamma_{\mu c}$ traduit l'amplification de l'intensité du champ entre l'intérieur et l'extérieur de la structure semiconductrice, il vaut 1 pour une structure traitée antireflet. Nous verrons par la suite que l'effet de microcavité induit également un filtrage spectral des modes de cavité (résonance-microcavité). On notera que pour les VECSEL pompés électriquement, ce facteur est volontairement augmenté par l'ajout de quelques paires de Bragg afin de compenser les fortes pertes optiques (cf. § 3.1.4).

Enfin, on peut exprimer le gain modal linéique de la cavité laser par la relation suivante :

$$g_{mod}(N) = \Gamma_{xy} \Gamma_z g(N) \quad (2.49)$$

On en déduit le gain modal vu par l'onde laser après un aller-retour dans la cavité en fonction des paramètres du VECSEL :

$$G_{mod}(N) = 4 N_{QW} L_{QW} \Gamma_{\mu c} \Gamma_{xy} g_0 \ln \left(\frac{N}{N_{tr}} \right) \quad (2.50)$$

2.1.4.4 Conditions d'oscillation laser du résonateur

À présent, nous pouvons établir les conditions de seuil laser du VECSEL. On a vu que la cavité résonante est composée d'un miroir de Bragg de haute réflectivité R_{HR} et d'un miroir externe de coefficient de réflexion R_{oc} . L'oscillation du champ dans la cavité requiert deux conditions, une sur le gain et une sur la phase.

a) Conditions sur le gain : calcul du seuil laser

Premièrement, pour avoir une amplification laser, le gain modal doit être supérieur aux pertes de la cavité. Ces pertes s'expriment différemment suivant le type de pompage réalisé. Pour une structure pompée optiquement, elles dépendent des pertes utiles par le coupleur de sortie et des pertes optiques dans la microcavité amplifiées par le facteur de résonance $\Gamma_{\mu c}$:

$$Loss^{OP} = -\ln(R_{oc}) + \Gamma_{\mu c} [2\alpha_{\mu c} L_{\mu c} - \ln(R_{HR})] \quad (2.51)$$

où $\alpha_{\mu c}$ est le coefficient d'absorption moyen dans la microcavité de longueur $L_{\mu c}$. Pour une structure pompée électriquement, il faut rajouter un terme supplémentaire pour tenir compte des pertes dans le substrat intracavité. L'équation 2.51 devient :

$$Loss^{EP} = -\ln(R_{oc}) + 2\alpha_s e_s + \Gamma_{\mu c} [2\alpha_{\mu c} L_{\mu c} - \ln(R_{HR})] \quad (2.52)$$

Où α_s est le coefficient d'absorption dans le substrat intracavité et e_s son épaisseur. Etant donné qu'au seuil laser les pertes sont égales au gain modal, il suffit d'égaliser ces équations avec l'équation 2.50 pour obtenir l'expression de la densité de porteurs au seuil laser :

$$N_{th} = N_{tr} \exp\left(\frac{Loss}{4N_{QW} L_{QW} \Gamma_{\mu c} \Gamma_{xy} g_0}\right) \quad (2.53)$$

En injectant cette équation dans l'équation 2.27 on obtient l'expression de la densité de puissance de pompe au seuil pour un OP-VECSEL :

$$I_{th} = \frac{N_{th}}{\tau_{niv}(N_{th})} \frac{hc}{\lambda_p} \frac{1}{A_b T_r} \times N_{QW} \quad (2.54)$$

De même, on peut calculer la densité de courant au seuil pour un EP-VECSEL en utilisant les équations 2.53 et 2.32 :

$$J_{th} = \frac{N_{th}}{\tau_r(N_{th})} \frac{q}{\eta_i(N_{th})} \times N_{QW} \quad (2.55)$$

Evidemment, ces expressions évoluent en fonction de la température de la structure 1/2-VCSEL, d'une part à cause du décalage spectral entre la courbe de gain et le facteur de résonance (cf. § 3.1.1.1), et d'autre part à cause du rendement quantique qui chute avec la température à cause des effets Auger. Ces effets sont exprimés par la température caractéristique T_0 du laser qui est définie par :

$$I_{th}(T_2) = I_{th}(T_1) e^{\frac{T_2 - T_1}{T_0}} \quad (2.56)$$

où $I_{th}(T_1)$ et $I_{th}(T_2)$ sont les densités de puissance au seuil aux températures T_1 et T_2 . La même expression peut être obtenue en remplaçant I_{th} par J_{th} . On voit qu'un T_0 élevé est nécessaire pour limiter l'augmentation du seuil avec la température.

a) Conditions sur la phase : intervalle spectral libre

La deuxième condition pour que l'onde intracavité entre en résonance, c'est que le champ électrique soit en phase après un aller-retour dans la cavité. Le vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ doit alors vérifier la relation $k L_c + \phi = q\pi$, où q est un nombre entier et ϕ la moyenne des déphasage induits par les miroirs. Cette condition permet de calculer l'intervalle spectral entre les modes longitudinaux, que l'on notera ISL (Intervalle Spectral Libre) :

$$ISL = \frac{c}{2nL_c} \quad (2.57)$$

où n est l'indice moyen de la cavité optique de longueur L_c . Dans un VECSEL, le chemin optique est principalement déterminé par la longueur de la cavité externe ($L_{\mu c} \ll L_c$), l'intervalle spectral libre s'exprime alors simplement par : $ISL = c/2L_c$.

On peut également exprimer la bande spectrale de résonance de la cavité. Si l'on considère uniquement la résonance des modes longitudinaux, la réponse fréquentielle de la cavité passive s'exprime comme celle d'une cavité Fabry-Pérot classique :

$$T_{FP}(\nu) = \frac{T_{max}}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{ISL}\right)} \quad (2.58)$$

où T_{max} est le pic de transmission et \mathcal{F} est la finesse de la cavité définie par :

$$\mathcal{F} \simeq \frac{\pi (R_{HR} R_{oc})^{1/4}}{1 - (R_{HR} R_{oc})^{1/2}} \quad (2.59)$$

D'après l'équation 2.58, on déduit la largeur du mode de cavité passive, qui conditionne la largeur de l'émission laser et la sensibilité au retour inverse de la lumière dans la cavité. Elle dépend de l'intervalle spectral libre et de la finesse par la relation suivante :

$$\Delta\nu_c = \frac{ISL}{\mathcal{F}} \quad (2.60)$$

Cette relation montre que pour réduire la largeur du mode de cavité passive, on doit augmenter la durée de vie du photon dans la cavité, soit en augmentant la longueur de cavité ($ISL \searrow$), soit en augmentant la réflectivité des miroirs ($\mathcal{F} \nearrow$). Pour un VECSEL d'une longueur de cavité de 1 cm, $\Delta\nu_c$ est de l'ordre de 30 MHz, ce qui est environ 3 ordres de grandeur en dessous de la valeur pour un VCSEL en microcavité.

2.2 Propriétés physiques de l'émission laser

Nous avons vu précédemment les différents éléments qui constituent un VECSEL, les contraintes technologiques associées et les conditions d'oscillation laser. Dans cette section, nous allons voir comment mettre à profit ces différents éléments pour obtenir un rayonnement de haute cohérence. Nous verrons notamment que sous certaines conditions, le VECSEL s'approche du laser idéal : son rayonnement tend vers un état propre unique de la lumière. Nous verrons que cela impose un fonctionnement monomode longitudinal $z(t)$, transverse $k(r)$ et avec un seul état de polarisation \vec{E} (Figure 2.22).

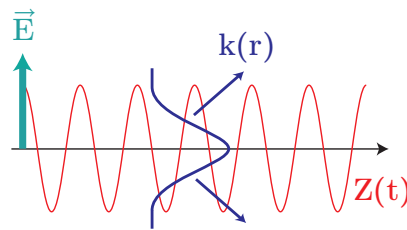


FIGURE 2.22 – Etat propre unique de la lumière.

2.2.1 Fonctionnement monomode transverse : $k(r)$

2.2.1.1 Propriétés des modes transverses

Le fonctionnement sur un seul mode transverse est une condition primordiale pour la réalisation de sources laser de haute cohérence. D'une part, cela permet de garantir une bonne cohérence spatiale. En effet, si plusieurs modes oscillent simultanément dans la cavité, alors le profil d'intensité du laser peut présenter de fortes fluctuations, ce qui dégrade la cohérence spatiale (cf. chap. 5). On privilégie généralement le mode transverse fondamental TEM_{00} car c'est celui qui présente la divergence la plus faible pour une taille de faisceau donnée.

Mais le fonctionnement monomode transverse est également important pour la cohérence temporelle du laser. En effet, les modes transverses d'ordre supérieur ne sont pas dégénérés avec le mode fondamental. Dans le cas des faisceaux gaussiens, cela est dû à la variation de phase de Gouy (équation 2.37) qui est différente pour chaque mode transverse. En exprimant la variation de phase de Gouy en fonction des paramètres de la cavité, on peut calculer [Siegman 1986] la fréquence de résonance pour un mode TEM_{nm}^q :

$$\nu_{qnm} = \left[q + (n + m + 1) \frac{\arccos\left(\sqrt{1 - L_c/R_c}\right)}{\pi} \right] \frac{c}{2L_c} \quad (2.61)$$

Par conséquent, si le laser oscille sur plusieurs modes transverses, le spectre du laser présente des modes satellites pour chaque mode axial d'ordre q , le laser est alors multi-fréquence (Figure 2.23).

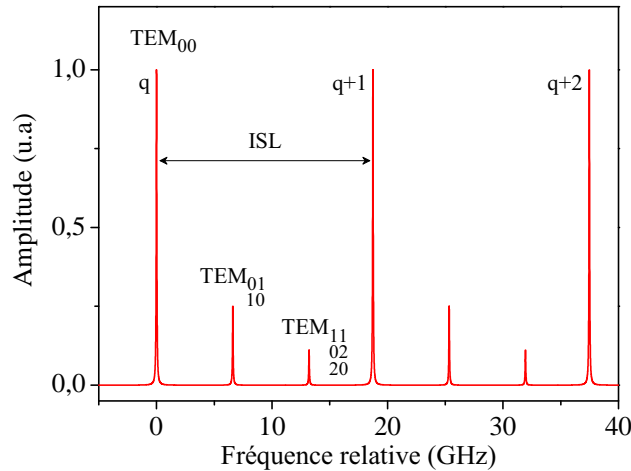


FIGURE 2.23 – Fréquence des modes de cavité d'un VECSEL émettant sur plusieurs modes transverses. Le calcul est effectué pour une cavité passive avec $R_c = 10\text{ mm}$, $L_c = 8\text{ mm}$ et $\mathcal{F} = 310$.

2.2.1.2 Sélection d'un mode transverse

En pratique, pour éviter que le laser oscille sur plusieurs modes, on a vu que l'on pouvait exploiter la différence de gain entre les modes d'ordres supérieurs et le mode fondamental lorsque celui-ci est ajusté au profil de gain. Toutefois, lorsque la distribution de la densité de porteurs n'est pas uniforme, certains modes d'ordre supérieur peuvent être excités. Dans ce cas, on peut forcer le régime monomode transverse en utilisant un diaphragme intracavité [Hadley 1993]. Cette méthode permet de sélectionner efficacement le mode fondamental, mais réduit considérablement la puissance et le rendement du laser.

Une méthode plus élégante pour sélectionner un mode transverse consiste à utiliser une cavité intrinsèquement monomode, comme présenté au § 2.1.4.2. Dans ce cas, le spectre de la cavité froide ne présente plus les modes satellites puisque les modes d'ordre supérieur ne sont plus confinés. De plus, avec une conception adéquate, le rendement du laser est comparable à celui d'un laser basé sur une cavité stable multimode.

Pour vérifier expérimentalement la présence de résidus des modes transverses d'ordre supérieur, on peut regarder directement le spectre du laser avec un spectromètre très haute résolution, ou plus simplement, mesurer le battement entre les modes transverses et le mode fondamental à l'aide d'une photodiode rapide et d'un analyseur de spectre électrique. On peut ainsi détecter des modes de très faible amplitude qui ne seraient pas visibles sur une simple mesure du profil d'intensité. Enfin, une dernière méthode, moins précise, consiste à mesurer le profil de phase du front d'onde afin de déterminer les aberrations du faisceau (cf. § 5.1.3.2).

2.2.2 Mode de polarisation unique : $E(\theta)$

2.2.2.1 Influence sur le spectre du laser

Nous allons maintenant nous intéresser à une autre propriété importante du faisceau laser : la polarisation. L'état de polarisation de l'onde laser est un facteur déterminant pour la cohérence du VECSEL. En effet, les matériaux semiconducteurs présentent une légère biréfringence [Raynolds 1995], ce qui entraîne une levée de dégénérescence des modes de polarisation. Donc si le laser oscille sur plusieurs modes de polarisation ou s'il saute entre deux modes par exemple, le spectre laser devient multifréquence. La différence de fréquence entre deux modes de polarisation linéaire dépend de la biréfringence δn du matériau semiconducteur, de la longueur de pénétration de l'onde dans le semiconducteur $L_{\mu c}$ et de la longueur de cavité externe L_{air} par la relation suivante :

$$\delta\nu = \frac{L_{\mu c} \delta n}{n_{SC} L_{\mu c} + L_{air}} \nu \quad (2.62)$$

Donc si on considère un VECSEL émettant à $1 \mu\text{m}$ avec $L_{air} = 8 \text{ mm}$, $L_{\mu c} = 3\lambda/2$ et $\delta n = 2.5 \cdot 10^{-4}$, on obtient un écart de fréquence intermodal de $\simeq 15 \text{ MHz}$. Même si un saut de fréquence de quelques MHz peut être considéré comme négligeable pour certaines applications, le battement de fréquence entre les deux modes peut induire un bruit parasite non négligeable. D'autre part, une instabilité de la polarisation peut engendrer un bruit de partition élevé et peut causer de fortes variations d'intensité, notamment si pour le besoin d'une application, le laser est utilisé avec des optiques orientées à l'angle de Brewster. Il est donc très important de réaliser une sélection et un contrôle efficace du mode de polarisation.

2.2.2.2 Sélection d'un mode de polarisation

De nombreuses méthodes ont été développées pour contrôler l'orientation de la polarisation, notamment pour les VCSEL en microcavité. Elles consistent à briser la symétrie circulaire de manière à introduire une anisotropie, soit dans la géométrie de cavité [Choquette 1994], soit dans le gain [Numai 1995]. Le degré d'anisotropie d'un matériau peut être augmenté par des effets électro-optiques [Van Exter 1997, Hendriks 1997] ou élasto-optiques [Doorn 1996]. Il est possible de contrôler ces effets en utilisant par exemple une structure ou une injection de porteurs asymétrique [Debernardi 2003, Augustin 2004].

Dans le cas des VCSEL ou des VECSEL, l'état de polarisation a tendance à s'aligner avec les axes cristallographiques du semiconducteur, l'axe $[110]$ et $[\bar{1}\bar{1}0]$ pour une croissance sur un substrat usuel $[100]$. On peut alors exploiter le dichroïsme de gain des puits quantiques entre ces deux axes pour sélectionner un état de polarisation (cf. § 2.1.1.4). Par ailleurs, il est possible d'augmenter l'effet du dichroïsme en réalisant un pompage légèrement elliptique de la zone active [Ouvrard 2005b]. Le grand axe de l'ellipse doit alors correspondre à l'axe $[110]$ où le gain est le plus fort.

Pour quantifier l'efficacité de la sélection d'un état de polarisation, on évalue généralement le taux de suppression du mode de polarisation orthogonal que l'on notera S_{\perp} . Tout comme le SMSR, on peut exprimer la limite fondamentale fixée par l'émission spontanée :

$$S_{\perp} \simeq 10 \log \left[\frac{P_{out} \lambda}{h c \times \gamma_{ph} \times \xi} \times \frac{\Delta G_{\perp}}{\bar{G}} \right] \quad (2.63)$$

où ΔG_{\perp} est la différence de gain modal entre deux axes de polarisation orthogonaux, et \bar{G} est le gain moyen entre les deux axes de polarisation. Pour un VECSEL à base d'antimoniure, on a vu que le dichroïsme de gain était d'environ 10 % entre l'axe $[110]$ et $[1\bar{1}0]$, la limite fondamentale est donc de l'ordre de $S_{\perp} \sim 70 \text{ dB}$ pour une puissance de 10 mW et une cavité de 5 mm.

2.2.3 Fonctionnement monomode longitudinal : $\mathbf{z(t)}$

Précédemment, nous avons vu que l'écart entre deux modes longitudinaux est déterminé par la longueur de la cavité externe. Pour une longueur de cavité de 10 mm, l'*ISL* est de 15 GHz, il y a donc un très grand nombre de modes longitudinaux coïncidant avec la courbe de gain (environ 200 pour une largeur de gain de 3 THz). Nous allons voir ici quelles sont les conditions à respecter afin d'obtenir un fonctionnement monofréquence avec un VECSEL.

2.2.3.1 Régime transitoire : sélection d'un mode

Pour que le VECSEL oscille sur un seul mode longitudinal, il faut garantir une sélection efficace d'un mode par rapport aux autres. Dans un laser à gain homogène idéal, cette sélection peut se faire « naturellement », grâce à la différence de gain qui existe entre les modes. En effet, sous le seuil, lorsque le pompage augmente, l'amplitude et la largeur du gain augmentent, et quand un des modes atteint le seuil laser, celui-ci sature immédiatement la densité de porteurs, réduisant ainsi le gain disponible pour les autres modes. Donc seul le mode placé sur le maximum du gain peut entrer en oscillation laser. Cependant, cela n'est possible que si les modes se partagent la même inversion de population, c'est à dire si le gain est de nature parfaitement homogène (Figure 2.24).

Dans un VECSEL, la longueur du milieu à gain est de l'ordre de la longueur d'onde et les puits quantiques sont placés sur un miroir de fond de cavité où tous les modes sont en phase, la distribution spatiale de l'intensité du champ électrique dans le milieu actif est donc quasiment identique pour tous les modes (même facteur de confinement longitudinal). Dans ces conditions, l'élargissement du gain est homogène spatialement et la compétition entre les modes peut conduire à un fonctionnement stable sur un seul mode de résonance de la cavité, ce qui contraste très largement avec le fonctionnement des lasers à émission par la tranche ou les lasers solides, pour lesquels le régime monofréquence repose exclusivement sur l'utilisation de filtres.

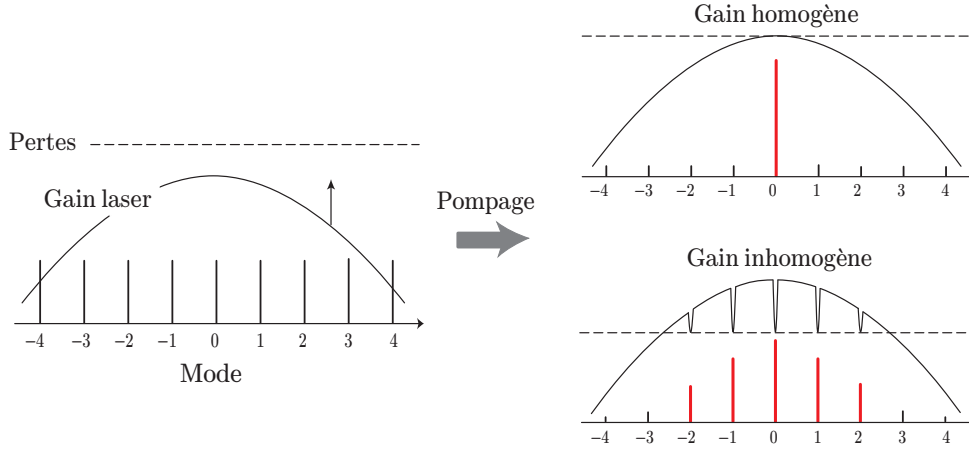


FIGURE 2.24 – Représentation schématique de l'évolution du spectre du laser dans le cas d'un élargissement du gain homogène et inhomogène. Dans le premier cas, le profil de gain ne peut pas dépasser le seuil fixé par le premier mode oscillant, conduisant à un fonctionnement monomode. Dans le deuxième cas, le profil de gain continu à croître, il est saturé indépendamment sur chaque mode oscillant (Spatial et/ou Spectral Hole Burning).

Pour savoir comment garantir un fonctionnement monofréquence, nous devons nous intéresser à la dynamique spectro-temporelle du VECSEL. En faisant l'hypothèse d'un gain homogène de forme parabolique et en négligeant tout bruit ou effet non-linéaire, on peut montrer que le spectre laser initial, c'est à dire à l'allumage de la pompe, s'affine avec le temps, comme cela sera décrit plus en détail au chapitre 6. Lorsque le spectre du laser devient plus petit que l'espacement entre deux modes adjacents de la cavité (ISL), on peut considérer que l'on a atteint le régime monofréquence. On peut donc déduire le temps caractéristique t_c d'établissement du régime monofréquence :

$$t_c = \ln 2 \frac{\Delta\nu_{gain}^2}{\gamma_{ph} \times ISL^2} \simeq \frac{8 \ln 2}{c^3} \frac{L_c^3 \Delta\nu_{gain}^2}{T_{oc}} \quad (2.64)$$

où $\Delta\nu_{gain}$ la largeur spectrale du gain (FWHM) et $\gamma_{ph} = Loss \times ISL \simeq T_{oc} c/2L_c$ le taux de perte total de la cavité (cf. eq 2.51). Pour garantir un fonctionnement monofréquence en régime stationnaire, il faut que t_c soit inférieur aux temps caractéristiques des perturbations susceptibles de modifier la compétition intermodale. Ces perturbations peuvent être environnementales (mécanique, thermique, feedback) ou intrinsèques au laser (battements entre modes, interactions non linéaires). Elles peuvent conduire à un fonctionnement monomode instable avec saut de mode, ou à un fonctionnement multimode (stable ou instable), si leur effets sont plus forts que la sélection effectuée par la courbure spectrale du gain. Une étude plus approfondie de la dynamique du VECSEL sera effectuée dans la deuxième partie du manuscrit (cf. § 6.1.1.2).

Nous verrons par la suite que ces perturbations sont essentiellement d'origine thermique ou mécanique avec une contribution typiquement basse fréquence, correspondant à des temps caractéristiques de l'ordre de la milliseconde. Cela impose une limite haute sur la longueur de cavité du VECSEL pour obtenir une émission monofréquence stable. Nous avons tracé sur la Figure 2.25 l'évolution du temps caractéristique t_c en fonction de la longueur de cavité pour un VECSEL avec et sans filtre étalon intracavité. Le filtre considéré est un simple étalon Fabry-Perot en verre de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur dont les facettes ne sont pas traitées.

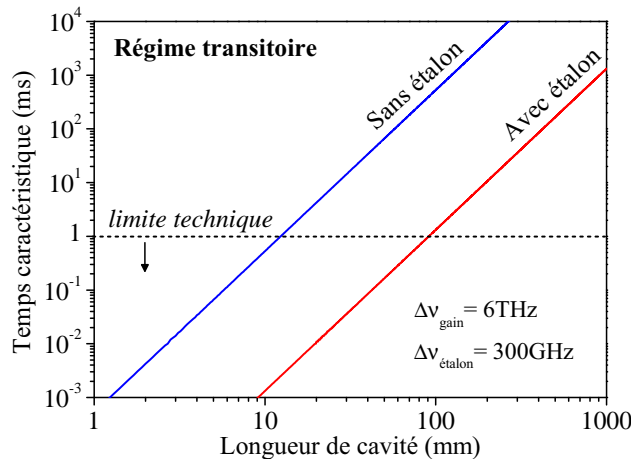


FIGURE 2.25 – Evolution du temps caractéristique d'établissement du régime monofréquence en fonction de la longueur de cavité pour un VECSEL à gain homogène idéal avec et sans filtre étalon intracavité. Pour le calcul nous avons considéré des pertes totales de 1.4 %, une largeur de gain $\Delta\nu_{gain} = 6\text{ THz}$ (soit 20 nm à $\lambda = 1\ \mu\text{m}$) et un filtre étalon d'une largeur spectrale $\Delta\nu_{étalon} = 300\text{ GHz}$ (soit 1 nm à $\lambda = 1\ \mu\text{m}$).

On peut voir que sans aucun élément intracavité il faut réaliser une cavité $< 10\text{ mm}$ pour s'assurer que le laser retrouvera rapidement un fonctionnement monofréquence après une perturbation. En introduisant un étalon Fabry-Pérot dans la cavité [Abram 2004], on réduit la largeur effective du spectre de gain, ce qui permet de diminuer t_c . Cette méthode permet de renforcer la sélection d'un mode et obtenir un fonctionnement monofréquence avec une cavité plus longue (jusqu'à 10 cm), mais ceci se fait au détriment du rendement du laser et de l'accordabilité. De plus, ces systèmes laser sont relativement complexes et engendrent des largeurs de raie laser plus grandes à cause des pertes optiques qui réduisent la finesse et des éléments intra-cavité qui augmentent l'instabilité mécanique.

Une autre solution, plus compacte et intégrée, consiste à utiliser une structure sans antireflet afin d'exploiter la dépendance spectrale du facteur de résonance de la microcavité $\Gamma_{\mu c}(\lambda)$. Et si le filtrage n'est pas suffisant, on peut l'augmenter en ajoutant un miroir diélectrique (ou Bragg) sur la surface de la structure (cf. § 3.1.1.1).

Mais cette méthode réduit la plage d'accordabilité, et nécessite une bonne maîtrise des matériaux afin que le mode de microcavité soit bien aligné avec le maximum du spectre de gain. Il est donc préférable de chercher à réduire les causes des perturbations plutôt que d'en amoindrir les effets.

2.2.3.2 Régime stationnaire : pureté spectrale

Nous allons aborder ici les limites fondamentales concernant les propriétés spectrales du laser en régime continu et à l'état stationnaire.

Jusqu'à présent, nous avons parlé de régime monofréquence pour exprimer le fait que le laser oscille sur un seul mode de cavité. Mais ce terme est à relativiser car le laser n'est jamais parfaitement pur spectralement. Pour évaluer la pureté spectrale, on introduit le taux de suppression des modes latéraux ou SMSR (Side Mode Suppression Ratio). Ce facteur est simplement le rapport entre la puissance contenue dans le mode principal et la puissance contenue dans le mode latéral le plus fort. La limite fondamentale est fixée par le taux d'émission spontanée qui est quasiment identique pour chaque mode de cavité. Pour un mode situé à $q \times ISL$ du mode fondamental, la limite du SMSR exprimée en décibel est donnée par [Garnache 2007b] :

$$SMSR_q \simeq 10 \log \left[\frac{P_{out} \lambda}{h c \times \gamma_{ph} \times \xi} \times \left(\frac{q ISL}{\Delta \nu_{gain}} \right)^2 \right] \quad (2.65)$$

où ξ est le facteur d'émission spontanée défini dans l'équation 2.15. Cette équation montre que le SMSR varie avec $P_{out} \times (\Delta \nu_{gain}^2 L_c)^{-1}$. Nous avons tracé sur la Figure 2.26 la variation du SMSR en fonction de la longueur de cavité pour un mode adjacent ($q = 1$) d'un VECSEL avec et sans filtre intracavité.

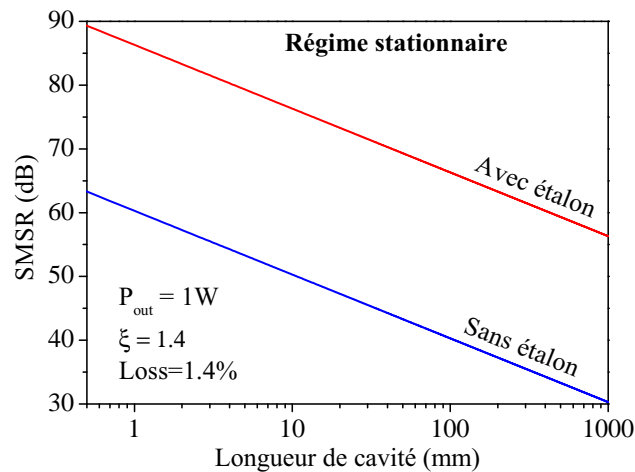


FIGURE 2.26 – Evolution du SMSR en fonction de la longueur de cavité d'un VECSEL avec et sans filtre intracavité.

On peut voir que pour obtenir un SMSR supérieur à 50 dB, il faut réaliser une cavité inférieure à 10 mm ou renforcer la sélectivité spectrale par l'ajout d'un filtre ou en appliquant les méthodes citées auparavant. On notera qu'il est théoriquement possible d'obtenir un SMSR bien meilleur que la plupart des lasers à semiconducteur, (SMSR limité à ~ 50 dB avec un semiconducteur monolithique).

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons posé les bases théoriques qui permettront d'aborder la conception du VECSEL dans le prochain chapitre. Dans un premier temps, nous avons détaillé les différents éléments constituant un VECSEL : le milieu à gain, le miroir de haute réflectivité, le système de pompage et la cavité optique. L'étude de ces briques technologiques nous a permis de déterminer les principales limitations et les critères à respecter pour une émission monofréquence de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge.

Nous avons vu qu'il était important de réaliser une zone active à multipuits quantiques avec un niveau de confinement de porteurs élevé, afin de bénéficier d'un bon rendement quantique, limiter les effets Auger et réduire le coefficient de Henry α_h . L'utilisation de puits quantiques contraints procure des propriétés intéressantes mais nécessite une compensation de contrainte au delà de 3 puits contraints à 1.4 %, ce qui représente une difficulté technologique dans la mesure où nos structures nécessitent un nombre de puits plus grand.

En ce qui concerne le miroir de Bragg, les systèmes de matériaux sur GaAs et GaSb permettent d'atteindre une réflectivité élevée aux longueurs d'ondes d'intérêt, mais sont limitants au niveau thermique et électrique. L'utilisation d'un miroir hybride semiconducteur-métal permet de réduire de 30 à 40 % le nombre de paires de Bragg, améliorant ainsi ces performances.

On a vu également que les structures 1/2-VCSEL pouvaient être pompées soit optiquement dans les barrières avec une diode de pompe monomode ou multimode, soit électriquement avec une structure de type *p.i.n*. Dans ce cas, le gain modal doit être renforcé par l'ajout d'un miroir de Bragg de faible réflectivité pour compenser les pertes optiques dans les couches dopées.

Enfin, nous avons présenté les avantages du résonateur optique en espace libre, avec deux configurations particulières de cavité : la cavité plan-concave stable multimode transverse filtrée par le gain, et la cavité instable intrinsèquement monomode. Ces configurations permettent d'obtenir un fonctionnement monomode transverse avec une forte puissance optique.

Ensuite, nous nous sommes intéressés aux propriétés physiques de l'émission laser, en donnant les méthodes les plus appropriées pour sélectionner un seul mode transverse, longitudinal et de polarisation. Cette sélection d'un état propre unique du laser est indispensable pour atteindre une émission de haute cohérence spatiale et temporelle. Enfin, nous avons donné les limites fondamentales concernant la pureté spectrale et de polarisation en fonction des paramètres du laser. Nous avons pu voir qu'il est préférable de réaliser une cavité courte ($L_c \leq 10 \text{ mm}$) pour atteindre un régime monofréquence stable sans filtre intracavité afin d'éviter les perturbations techniques et pour assurer un SMSR élevé ($> 50 \text{ dB}$). D'autant plus que pour une telle longueur de cavité, la limite fondamentale de largeur de raie reste extrêmement faible ($< \text{Hz}$ pour une puissance de quelques mW).

A présent, nous allons pouvoir nous appuyer sur ces fondements théoriques pour la conception et la réalisation de nos sources VECSEL.

Conception de VECSEL dans le NIR à 1 μm , et le MIR à 2.3 et 2.7 μm

Le chapitre précédent nous a permis de détailler les éléments clés d'une source VECSEL, nous allons voir ici comment optimiser chaque élément, dans le but d'obtenir un fonctionnement monofréquence de haute cohérence avec une puissance de sortie élevée. Dans un premier temps, nous présenterons la conception, la technologie de fabrication et les caractérisations des structures 1/2-VCSEL. Dans une deuxième partie, nous détaillerons la conception du composant complet, avec le choix de la cavité résonnante et du système de pompage. Dans le cadre de ce travail, les VECSEL ont été réalisés dans deux systèmes de matériaux : GaAs pour une émission autour de 1 μm et GaSb pour une émission autour de 2.3 et 2.7 μm .

3.1 Technologie du 1/2-VCSEL sur GaSb et GaAs

La conception d'une structure 1/2-VCSEL à base de GaSb ou de GaAs est relativement similaire. Dans les deux cas, on souhaite optimiser le seuil et le rendement du laser afin d'extraire le maximum de puissance optique, et cela en régime continu et à température ambiante. Cependant, les limitations techniques et physiques ne sont pas les mêmes pour les deux systèmes de matériaux. Tout d'abord, la technologie GaAs est beaucoup plus mature que la technologie GaSb, et la croissance des matériaux est mieux maîtrisée. Ensuite, les propriétés physiques des matériaux à base d'antimoniure sont moins avantageuses, notamment en ce qui concerne la conductivité thermique et la dépendance aux effets Auger. Cela se traduit par une dépendance plus forte du seuil avec la température (T_0) et une puissance optique moins élevée. Nous allons donc voir comment atténuer l'impact de ces effets en choisissant une structure adaptée, nous verrons également comment s'affranchir des limitations thermiques pour atteindre des puissances élevées (technique de report de substrat). Dans un premier temps, nous nous intéresserons au cas des structures pompées optiquement, puis nous aborderons le cas du pompage électrique.

3.1.1 Design d'une structure 1/2-VCSEL

Dans cette section, nous allons exprimer les paramètres importants pour le design de la structure 1/2-VCSEL. Nous verrons dans un premier temps les différentes

configurations de microcavité envisageables (résonante, anti-résonante, avec ou sans antireflet) et les répercussions sur le fonctionnement du laser. Nous verrons ensuite comment optimiser le nombre et la position des puits quantiques dans la structure afin d'améliorer les performances du laser (seuil, puissance, sensibilité à la température). Enfin, nous donnerons les solutions adoptées pour la réalisation des différentes structures en fonction de l'application envisagée (dans le NIR et MIR).

3.1.1.1 Design de la microcavité : facteur de résonance

Nous avons vu que le gain fourni par un unique puits quantique n'est pas suffisant pour réaliser un laser avec un seuil bas (cf. § 2.1.1.2). Pour augmenter le gain de 1/2-VCSEL, on utilise alors une structure à multi-puits quantiques. Dans une configuration à gain périodique résonant (RPG pour Resonant Periodic Gain), chaque puits est disposé sur un ventre de l'onde stationnaire intracavité (Figure 3.1). Pour évaluer le recouvrement de l'onde laser avec les zones de gain (puits quantiques), nous allons étudier la distribution et l'amplitude du champ électrique à la longueur d'onde λ pour différentes configurations de microcavité. Cela nous permettra de calculer l'amplitude et l'évolution spectrale du facteur de résonance $\Gamma_{\mu c}$ et donc du gain modal. Ce facteur est important car il détermine de nombreux paramètres du laser (seuil, accordabilité, sensibilité à la température, etc).

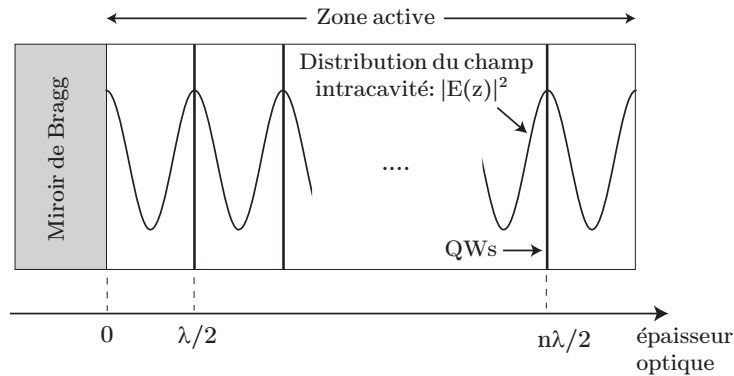


FIGURE 3.1 – Description d'une structure à gain périodique résonant, la largeur des puits quantiques est supposée très petite devant la longueur d'onde.

Pour les calculs qui suivent ¹, nous considérerons un champ électrique à incidence normale $E^+ = E_0 e^{j(\omega t - kz)}$ d'amplitude $E_0 = 1$, et nous négligerons les effets de dispersion et d'absorption. De même l'indice de réfraction de la zone active sera supposé constant, l'indice des puits quantiques étant considéré négligeable à cause de leur très faible épaisseur. Nous allons nous intéresser à trois configurations de microcavité particulières : la microcavité résonante, la microcavité anti-résonante

1. Pour le calcul de la distribution du champ et de la dépendance spectrale du facteur de résonance, nous avons utilisé une méthode de résolution numérique basée sur le formalisme matriciel [Bjork 1987]

et la microcavité avec antireflet. Le point commun à toutes ces configurations est l'intensité du champ à l'extérieur de la microcavité, elle est proche de 4 car les ondes $|E^+|$ et $|E^-|$ sont en phase et ont la même amplitude².

a) La microcavité résonante

Pour qu'il y ait des interférences constructives et donc résonance entre les ondes aller et retour du champ dans la microcavité, il faut que la longueur de la zone active soit un multiple entier de $\lambda/2$. La microcavité est alors similaire à un étalon Fabry-Pérot dont la finesse dépend du coefficient de réflexion aux interfaces de la zone active. Dans le cas d'une structure simple, la zone active est entourée par le miroir de Bragg HR ($R > 99.9\%$) et par une interface air/semiconducteur ($R \sim 30\%$). Cette configuration est illustrée sur la Figure 3.2.a, où nous avons calculé la distribution du champ dans une zone active d'une longueur 2λ à base de GaAs.

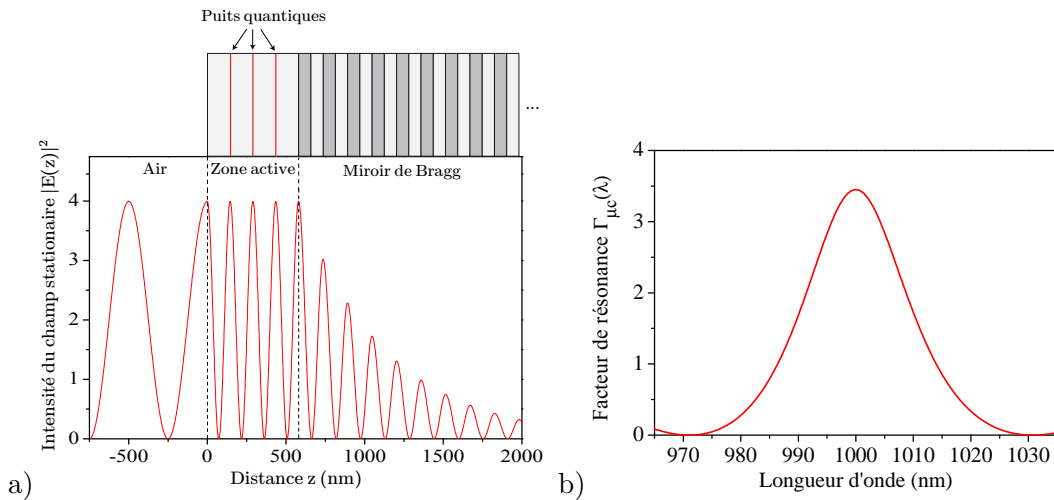


FIGURE 3.2 – a) Distribution de l'intensité du champ dans une structure résonante à une longueur d'onde de $1\ \mu\text{m}$. b) Facteur de résonance de la microcavité en fonction de la longueur d'onde. A la longueur d'onde de conception, $\Gamma_{\mu c}$ est égal à l'indice de la zone active $n_{\text{GaAs}} = 3.45$.

A la longueur d'onde de travail λ_0 , l'intensité du champ est maximum au niveau des puits quantiques, et vaut environ 4. Par contre, lorsque la longueur d'onde du laser s'éloigne de la longueur d'onde de travail, la résonance du champ diminue ce qui induit un effet de filtrage spectral par le gain. La dépendance spectrale du facteur de résonance $\Gamma_{\mu c}$ est tracé sur la Figure 3.2.b. Dans cette configuration, le laser oscillera préférentiellement sur le mode de microcavité car le gain modal y est plus fort. C'est donc un avantage pour obtenir un laser monofréquence, cependant l'accordabilité du laser est plus limitée. Elle est du même ordre que pour un VCSEL en microcavité.

2. L'intensité du champ stationnaire est légèrement inférieure à 4 à cause des pertes intracavité et de la transmission résiduelle du miroir de Bragg.

L'avantage d'une configuration résonante est d'augmenter le gain modal du laser sans accroître le nombre de puits quantiques, ce qui élèverait le seuil du laser (cf. § 3.1.1.2). Cette configuration est bien adaptée lorsque les pertes optiques sont élevées. C'est le cas par exemple lorsqu'on insère des éléments dans la cavité (filtre fréquentiel, cristal non linéaire, etc), ou dans le cas des VECSEL pompés électriquement, où les couches dopés et le substrat intra-cavité induisent de fortes pertes optiques. Mais si les pertes deviennent trop importantes, elles doivent être compensées en augmentant le facteur de résonance. Pour cela on ajoute quelques paires de Bragg à l'interface de la zone active. On peut voir sur la Figure 3.3 que l'intensité du champ dans la zone active est augmentée avec un facteur de résonance et une sélectivité spectrale qui augmentent avec le nombre de paires de Bragg utilisé.

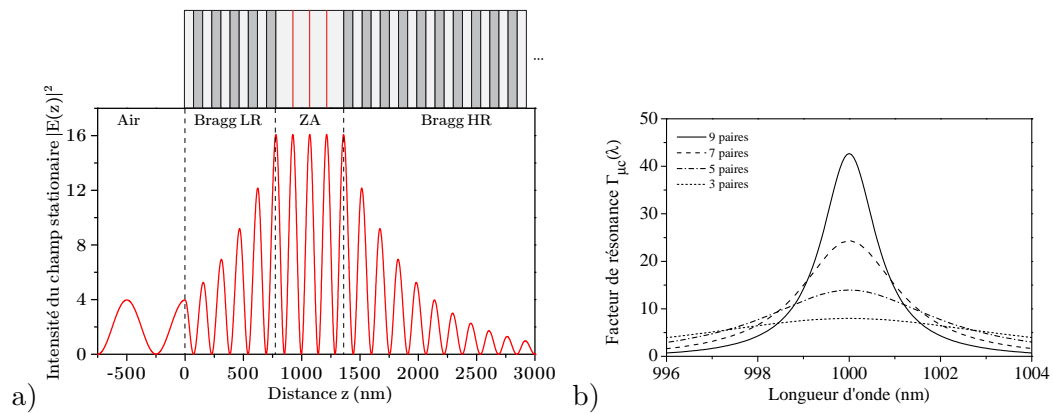


FIGURE 3.3 – a) Distribution de l'intensité du champ dans une structure résonante comportant 5 paires de Bragg à l'interface de la zone active. b) Facteur de résonance de la microcavité en fonction de la longueur d'onde pour différents nombre de paires de Bragg LR.

Néanmoins, cette configuration est assez contraignante d'un point de vue technologique car il faut faire coïncider le gain des puits quantiques avec la résonance de la microcavité, ce qui nécessite une bonne maîtrise des matériaux et une anticipation des effets thermiques dans la structure. En effet, le décalage du spectre de gain avec la température est plus rapide que celui du mode de microcavité, il est de l'ordre de $\sim 0.3 \text{ nm/K}$ pour un puits quantique en InGaAs/GaAs émettant autour de $1 \mu\text{m}$, alors que le décalage du mode de microcavité est d'environ $\sim 0.07 \text{ nm/K}$. Lors du design, on doit donc tenir compte de l'échauffement de la structure engendrée par le processus de pompage afin que le pic de gain soit aligné avec le mode de microcavité à forte excitation. Typiquement, pour assurer un fonctionnement en continu et à température ambiante, on doit désaccorder le spectre de gain des puits quantiques de 20 à 30 nm (en fonction de l'impédance thermique) pour que le rollover intervienne à forte excitation et donc à forte puissance (Figure 3.4). Cependant, la température de fonctionnement T_{fonct} ne doit être trop élevée ($< 70^\circ\text{C}$) afin de garantir un faible seuil laser. On notera également que ce type de structure engendre une sensibilité à la température plus élevée ($T_0 \searrow$).

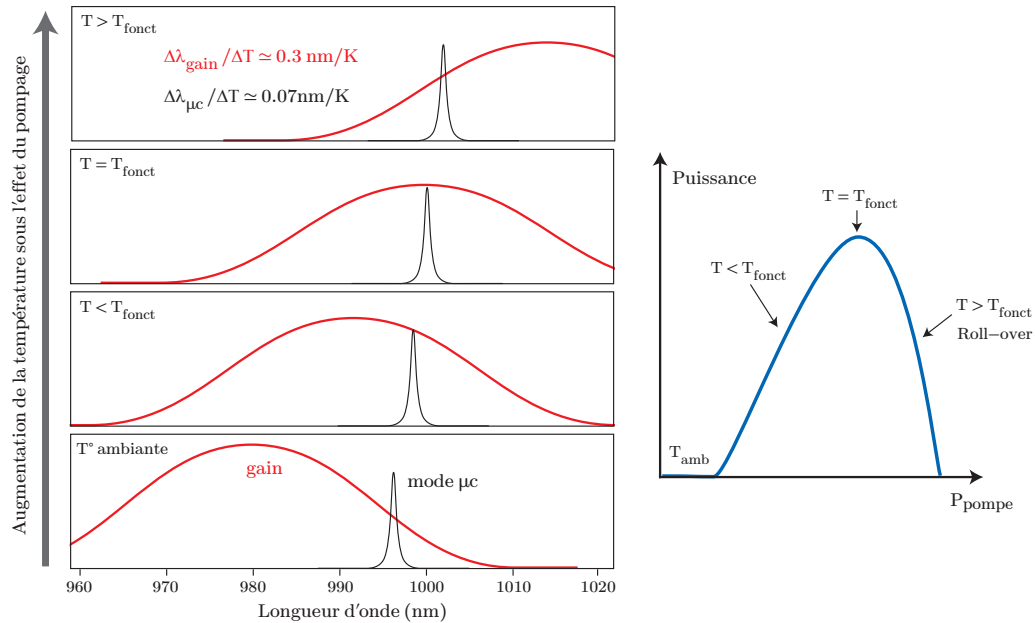


FIGURE 3.4 – Illustration du décalage spectral du pic de résonance et du gain des puits quantiques engendré par l'élévation de température au sein de la structure. Les puits quantiques sont conçus pour émettre à 980 nm à température ambiante afin d'être alignés avec le mode de microcavité à forte excitation.

b) La microcavité anti-résonante

Une autre configuration possible, dans laquelle la longueur optique de la zone active est un multiple impair de $\lambda/4$, permet de réduire les effets de filtrage spectral. Dans ce cas, l'intensité du champ au niveau des puits vaut environ 0.34 et le facteur de résonance reste relativement constant sur une large plage spectrale autour de la fréquence d'anti-résonance (Figure 3.5).

Cette configuration sera donc favorable pour l'accordabilité de l'émission laser puisque le spectre de gain modal n'est pas filtré, il peut même être élargi puisque la courbure du facteur de résonance s'oppose à celle du gain intrinsèque aux puits quantiques [Garnache 2000]. Un autre avantage de cette configuration est que l'intensité du champ est minimum à l'interface air-semiconducteur, ce qui minimise les pertes dues à la diffusion et à l'absorption sur les défauts ou les couches de la surface. Par contre, ce type de structure nécessite plus de puits quantiques pour compenser la baisse de l'intensité du champ, ce qui augmente le seuil du laser.

c) La microcavité avec antireflet

Déposer une couche antireflet sur la surface de l'échantillon permet de supprimer l'effet de résonance ou d'anti-résonance de la microcavité. Pour cela, on réalise une adaptation progressive de l'indice entre l'air et la zone active, en déposant

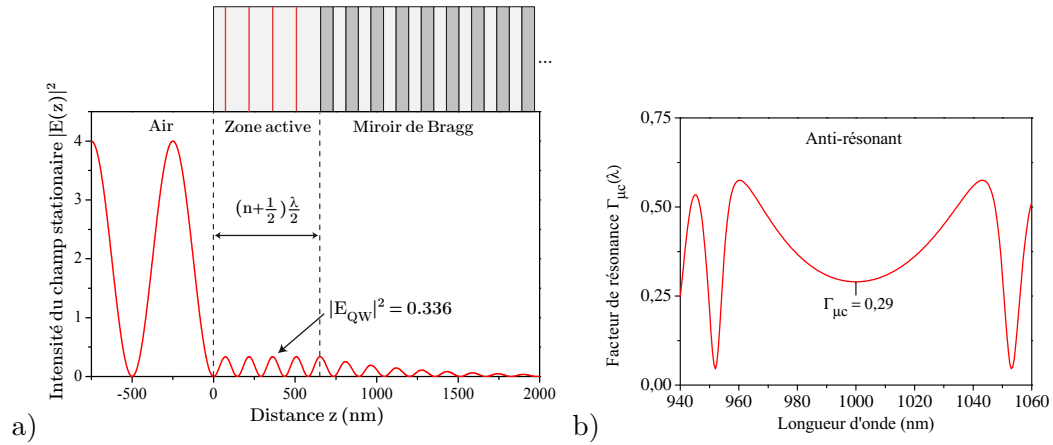


FIGURE 3.5 – a) Distribution de l’intensité du champ dans une structure anti-résonante. b) Facteur de résonance de la microcavité en fonction de la longueur d’onde.

une couche diélectrique quart-d’onde sur la surface. Dans ce cas, la situation est équivalente à un simple passage dans la zone active (Figure 3.6). On obtient alors un facteur de résonance $\Gamma_{\mu c} = 1$ à λ_0 , et un spectre de résonance beaucoup plus large. L’évolution spectrale du facteur de résonance résulte alors du désalignement des puits quantiques avec les ventres de l’onde stationnaire lorsque la longueur d’onde s’éloigne de la longueur d’onde de conception. Cet effet est d’autant plus fort que la longueur de la zone active est grande (en configuration RPG).

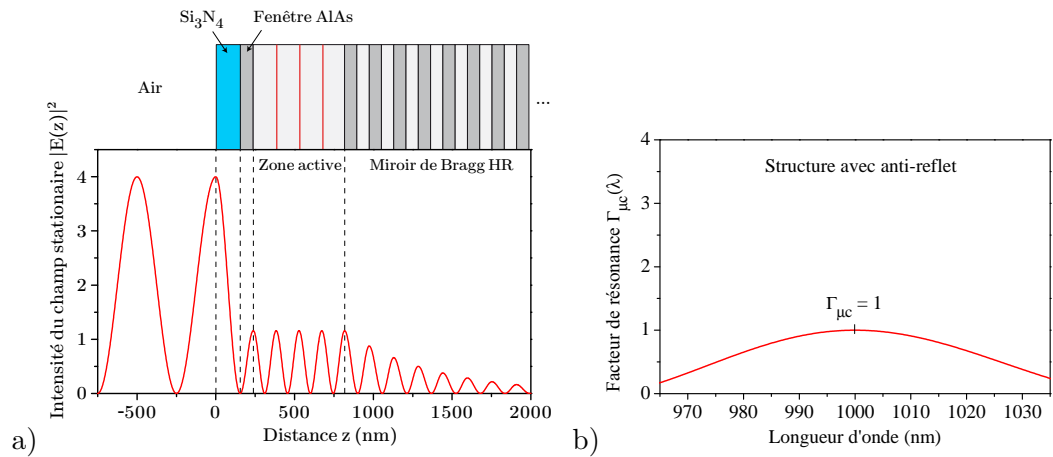


FIGURE 3.6 – a) Distribution de l’intensité du champ dans une structure traitée antireflet utilisant une couche diélectrique Si_3N_4 de $\lambda/4$ suivi d’une fenêtre en AlAs de $\lambda/4$. L’indice du diélectrique vérifie $n_{dielec.} = n_{AlAs} \sqrt{n_{air}/n_{GaAs}}$ b) Facteur de résonance de la microcavité avec antireflet en fonction de la longueur d’onde.

Ce type d’antireflet présente l’avantage d’être large bande. En effet, il est encore efficace à la longueur d’onde de pompe (780-830 nm), ce qui permet de

transmettre pratiquement toute la puissance de pompe vers la zone active ($T_r \sim 1$). Ce type de structure est donc très bien adapté à la réalisation de laser accordable, avec un bon rendement et de forte puissance puisque les effets thermiques sont moins contraignants spectralement. Nous utiliserons donc préférentiellement des structures avec un antireflet pour la réalisation de nos sources lasers.

Même si les démonstrations précédentes ont été faites avec des matériaux à base de GaAs, les résultats et les conclusions obtenus sont évidemment transposables à d'autres systèmes de matériaux et à d'autres longueurs d'onde. Cependant, à plus grande longueur d'onde les épaisseurs physiques des couches sont plus élevées, ce qui est moins contraignant pour le contrôle des épaisseurs et pour l'alignement des puits sur les ventres du champ.

3.1.1.2 Design de la zone active à fort gain

Le choix du nombre de puits quantiques dans la zone active est essentiel pour optimiser les performances laser. Nous allons donc étudier le comportement du laser en fonction du nombre et de la position des puits, l'objectif étant de trouver un compromis entre un faible seuil laser et un gain optique élevé. Nous verrons également que le nombre de puits détermine directement la dépendance à la température (T_0) et le gain différentiel dg/dN du laser.

a) Optimisation du nombre de puits quantiques

On a vu précédemment que pour limiter les effets Auger, il faut limiter la densité d'excitation en augmentant le nombre de puits quantiques dans la structure. Cela permet également d'augmenter le gain différentiel dg/dN ainsi que le gain disponible, ce qui se traduit par une augmentation de la température caractéristique T_0 du laser. Cependant, augmenter le nombre de puits augmente également le seuil du laser puisque l'injection de porteur nécessaire pour atteindre la transparence N_{tr} est multipliée par le nombre de puits utilisés³. Il y a donc un nombre de puits optimum à trouver pour réduire la dépendance aux effets thermiques, augmenter le gain total et différentiel, tout en gardant un faible seuil laser.

A partir de l'équation 2.50 et des paramètres typiques d'une structure à base de GaSb regroupés dans le tableau 3.1, nous avons simulé l'évolution du gain d'une structure avec un antireflet pour différents nombres de puits quantiques (Figure 3.7).

On voit que pour atteindre un gain de l'ordre de 2%, tout en conservant une densité de puissance de pompe raisonnable, il est nécessaire d'utiliser plus de 5 puits quantiques. Un gain de 2% est une valeur typique, qui permet de compenser les pertes internes ($\sim 0.1 - 0.5\%$), les pertes du miroir de Bragg ($\sim 0.1\%$) et les pertes du miroir de sortie ($T_{oc} \sim 1\%$) qui doivent être les pertes dominantes afin d'assurer un bon rendement. A partir des équations introduites au § 2.1.4.4, nous

3. Valable si la densité de porteur dans chaque puits est identique.

Paramètre	Description d'un VECSEL à 2.3 μm	Valeur	Unité
g_0	Gain matériaux	600	cm^{-1}
N_{tr}	Densité de porteur à la transparence	5.10^{11}	cm^{-2}
L_{QW}	Largeur d'un puits quantique	10	nm
N_c	Densité d'état de la bande de conduction	6.10^{11}	cm^{-2}
A	Coefficient de recombinaison monomoléculaire	2.10^8	s^{-1}
B	Coefficient de recombinaison bimoléculaire	$2.2.10^{-10}$	cm^3s^{-1}
C	Coefficient Auger	5.10^{-29}	cm^6s^{-1}
D^*	Coefficient de diffusion ambipolaire	75	cm^2s^{-1}
λ_p	Longueur d'onde de pompe	780	nm
A_b	Coefficient d'absorption de pompe	85	%
T_r	Transmission pompe-échantillon	100	%
Γ_{xy}	Facteur de confinement transverse	1	—
$\Gamma_{\mu c}$	Facteur de résonance de microcavité	1	—
$LOSS_{\mu c}$	Pertes dans la microcavité	0.5	%
R_{HR}	Pouvoir réflecteur du miroir de Bragg	99.9	%

TABLE 3.1 – Paramètres d'un puits quantique GaInAsSb/AlGaAsSb à 300 K émettant à $\lambda=2.3\mu\text{m}$ et paramètres laser d'un OP-VECSEL utilisés pour le calcul du gain et du seuil laser.

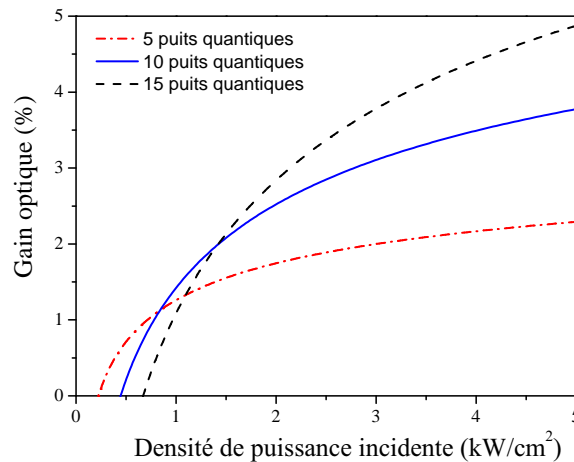


FIGURE 3.7 – Evolution du gain optique en fonction de la densité de puissance de pompe pour différents nombres de puits quantiques en GaInAsSb/AlGaAsSb à une température de 300 K.

avons calculé l'évolution de la densité de puissance au seuil avec le nombre de puits quantiques pour différentes transmissions du miroir de sortie (Figure 3.8).

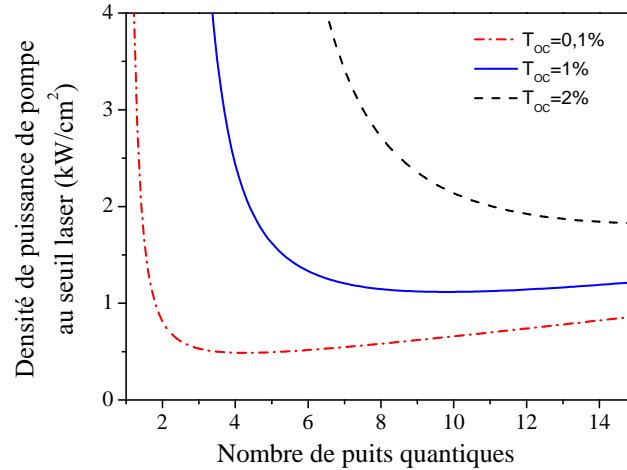


FIGURE 3.8 – Calcul du seuil de densité de puissance de pompe en fonction du nombre de puits quantiques (GaInAsSb/AlGaAsSb).

D'après cette simulation, il semble intéressant d'utiliser un grand nombre de puits dans la structure puisque la densité de puissance de pompe au seuil augmente peu lorsque qu'on augmente le nombre de puits. Cependant, nous n'avons pas tenu compte des effets thermiques intervenant dans la structure 1/2-VCSEL. En effet, plus la densité de puissance de pompe est élevée et plus la température de la zone active augmente, ce qui diminue le gain du laser et donc augmente le seuil. Par conséquent, il est préférable de limiter le nombre de puits quantiques en fonction de la valeur de l'impédance thermique de la structure. On notera que le nombre de puits utilisé peut également être limité par le désaccord de maille avec le substrat si la contrainte n'est pas entièrement compensée.

b) Longueur de zone active et distribution des puits

Le choix de la longueur de la zone active est un autre paramètre important dans la conception d'une structure 1/2-VCSEL. Dans le cas d'une structure pompée optiquement, la longueur doit être suffisamment grande pour pouvoir placer tous les puits sur les ventres du champ et pour garantir une absorption efficace du faisceau de pompe. Elle dépend donc du nombre de puits utilisés et du coefficient d'absorption des barrières à la longueur d'onde de pompe (cf. équation 2.26). Pour une structure avec des barrières en GaAs, une longueur $\geq 7\lambda/2$ est nécessaire pour absorber plus de 85 % de la puissance de pompe incidente.

Lors du calcul du gain modal, nous avons supposé que le gain était identique dans chaque puits quantique. Pour que cette condition soit respectée, il faut répartir les puits quantiques dans la zone active de manière à ce que la densité de porteurs soit la même dans tous les puits. Etant donné la faible épaisseur d'un puits quantique par

rapport à la longueur d'onde, il est possible de placer plusieurs puits sur un même maximum de l'onde stationnaire. Cependant, pour éviter tout effet de couplage électronique, les puits doivent être suffisamment espacés ($\sim 20\text{ nm}$), ce qui limite le nombre de puits par maximum de champ (~ 3). Au delà, le gain modal à la longueur d'onde λ est réduit à cause du filtrage spectral.

Par conséquent, lorsque la structure comporte un grand nombre de puits, il faut les répartir sur plusieurs maxima du champ en les espaçant de telle sorte que l'absorption de la pompe génère une densité de porteur uniforme dans chaque puits. La distribution de porteurs dans les barrières est déterminée par le profil exponentiel de l'absorption du faisceau de pompe et par la longueur de diffusion des porteurs dans les barrières qui est de l'ordre de 150 nm pour une structure GaAs. Pour calculer la densité de porteurs dans chaque puits, on peut considérer que les porteurs créés sont capturés par le puits quantique le plus proche (pas de champ électrique). Dans ce cas, la densité de porteur N_i dans le puits situé en $z = z_i$ est donné par :

$$\frac{N_i}{\tau_{niv}} \propto \int_{z_i - L_b^-}^{z_i + L_b^+} I_{inc} f(z) dz \quad (3.1)$$

où L_b^- et L_b^+ sont les largeurs de capture des barrières de part et d'autre du puits et $f(z)$ la fonction de distribution normalisée des porteurs dans la zone active suivant l'axe de croissance. En négligeant la diffusion, on a $f(z) \propto \exp(-\alpha z)$. Un exemple de design est présenté sur la Figure 3.9.

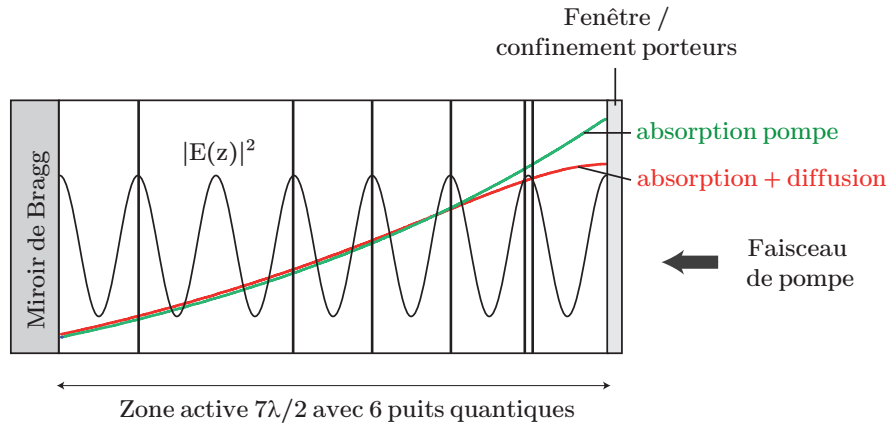


FIGURE 3.9 – Distribution des puits quantiques dans une structure $7\lambda/2$ comportant 6 puits quantiques. Ce design a été réalisé avec une structure à base de GaAs et permet d'absorber plus de 85 % de la puissance de pompe. Pour obtenir une densité de porteur uniforme on augmente progressivement la distance entre les puits. Le profil d'absorption des porteurs avec et sans diffusion est également indiqué ($L_d \sim 150\text{ nm}$).

c) Design des structures réalisées

Les structures réalisées au cours de notre étude sont basées sur le même type de design, avec un miroir de Bragg HR, une zone active à gain périodique résonant et un traitement antireflet de la surface. Un exemple de design complet d'une structure 1/2-VCSEL est illustré par la Figure 3.10 pour une émission autour de $1\ \mu\text{m}$, et par la Figure 3.11 pour une émission autour de $2.3\ \mu\text{m}$. C'est ce type de design qui sera utilisé pour la fabrication de nos structures pompées optiquement, avec quelques variantes au niveau du nombre de puits quantiques et de la longueur de la zone active. On notera que ce design sera légèrement modifié pour les structures avec gestion thermique. Dans ce cas, le substrat sera remplacé par un substrat en SiC ou en or électrolytique et le nombre de paires de Bragg sera réduit grâce à l'utilisation d'un miroir hybride (cf. § 3.1.3.4).

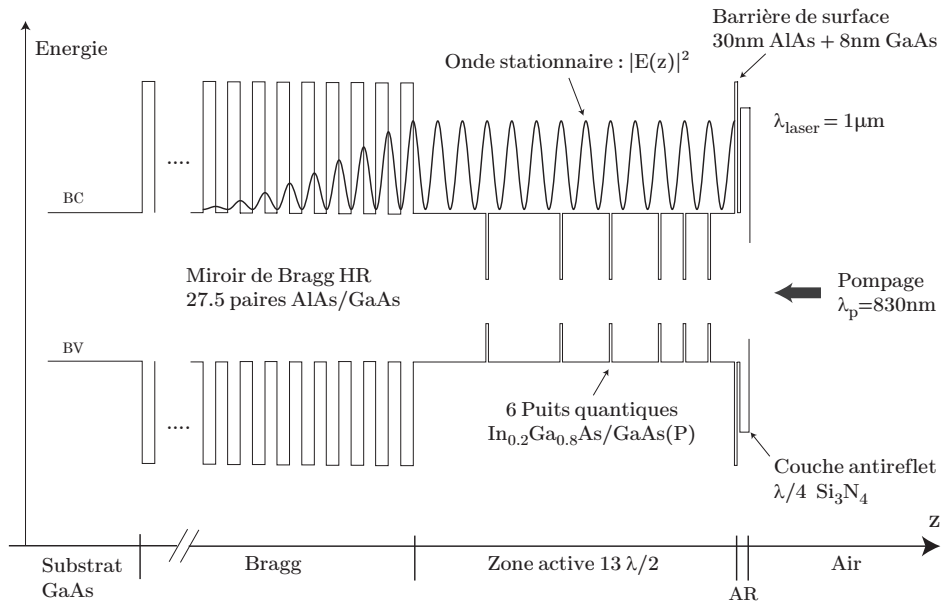


FIGURE 3.10 – Diagramme d'énergie d'une structure 1/2-VCSEL émettant autour de $1\ \mu\text{m}$.

3.1.2 Structures lasers à fort gain : croissance et caractérisation

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la qualité cristalline des structures réalisées. Dans un premier temps, nous allons voir les conditions de croissance liées aux techniques d'épitaxie (MBE et MOCVD). Nous verrons ensuite les contraintes liés aux matériaux utilisés, notamment en ce qui concerne la qualité cristalline et la densité de défauts. Enfin nous étudierons expérimentalement les propriétés des couches réalisées.

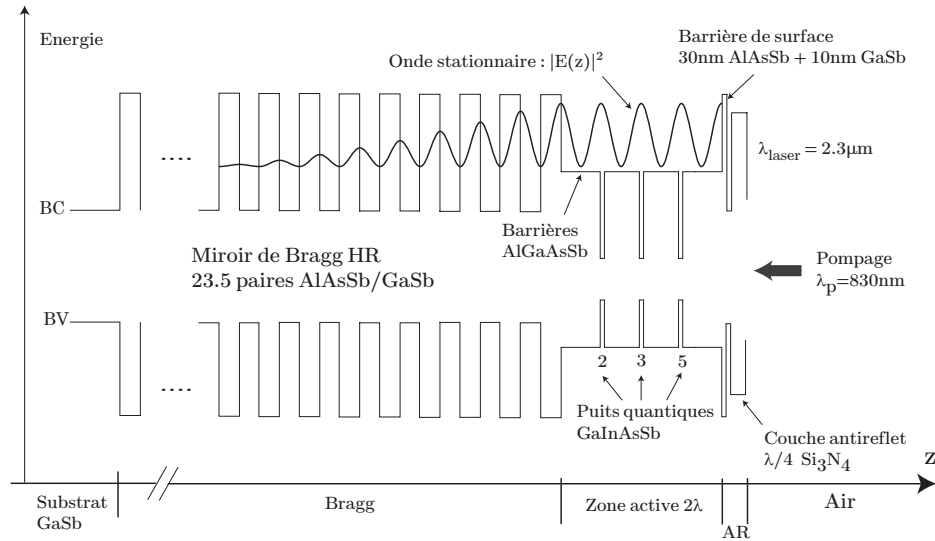


FIGURE 3.11 – Diagramme d'énergie d'une structure 1/2-VECSEL émettant autour de 2.3 μm .

3.1.2.1 Croissance MBE et MOCVD

Les lois de l'épitaxie ont été énoncées dès 1928 par le minéralogiste français L. Royer [Royer 1928], qui a mis en évidence la croissance orientée qui se produit lorsque deux éléments ont une structure cristalline similaire. Depuis, de nombreuses techniques d'épitaxie de semiconducteur ont été développées, avec des matériaux qui peuvent se présenter en phase liquide, vapeur ou solide.

Les structures 1/2-VECSEL étudiées ont été réalisées avec deux techniques différentes : l'épitaxie par jet moléculaire (MBE = Molecular Beam Epitaxy), et l'épitaxie en phase vapeur aux organo-metalliques (MOCVD = Metalorganic Chemical Vapour Deposition).

a) L'épitaxie par jet moléculaire : MBE

L'épitaxie par jet moléculaire est une technique de croissance sous ultra-vide ($\sim 10^{-10}$ Torr), où le jet moléculaire est produit par l'évaporation par effet Joule de sources solides contenues dans des cellules à effusions. Cette technique permet d'obtenir des matériaux de très haute pureté (grâce à l'ultra-vide et la pureté des sources) et d'excellente qualité cristallographique (dépend de la qualité du substrat). La vitesse de croissance de l'ordre de 10 nm/min permet un contrôle de l'épaisseur déposée de l'ordre de la monocouche atomique (quelques Å seulement), ce qui permet de réaliser des interfaces très abruptes. L'environnement sous ultra-vide permet également d'utiliser des techniques d'analyses in-situ et en temps réel (RHEED, etc). C'est cette technique qui a été utilisée pour les croissances sur substrat GaSb; elles ont été réalisées par Laurent Cerutti à l'IES dans un bati RIBER Compact 21E. Les températures de croissance pour ce système de matériaux sont

de l'ordre de 500°C.

b) L'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques : MOCVD

La croissance par MOCVD se fait à des pressions plus élevées, (~ 60 mTorr). Les sources sont des précurseurs organo-métalliques, elles sont transportées vers le substrat sous forme gazeuse par un gaz porteur (généralement de l'hydrogène). Cette technique permet d'atteindre des vitesses de croissance élevées (jusqu'à $10 \mu\text{m/h}$) avec une précision de l'ordre de la monocouche pour les matériaux binaires et de deux ou trois monocouches pour les matériaux ternaires. Les compositions des alliages peuvent être contrôlées avec précision par ajustement des débits de gaz, permettant une excellente reproductibilité. Par contre la manipulation des hydrures, fortement toxiques, demande la mise en œuvre d'un système de détection et de sécurisation. Pour les croissances sur substrat GaAs, c'est cette technique qui a été utilisée. Les croissances ont été réalisées par Isabelle Sagnes au LPN dans un réacteur D180-Veeco TurboDisc avec les précurseurs TMGa, TMAI, TMIIn, et AsH₃.

c) Maitrise des matériaux

La maîtrise de la croissance épitaxiale est un point clé pour le développement des structures 1/2-VCSEL. Il est en effet fondamental de pouvoir réaliser de façon reproductible des zones actives émettant à la longueur d'onde souhaitée ainsi que de contrôler précisément les épaisseurs des couches du miroir de Bragg et de la zone active. A l'heure actuelle, la filière GaAs est une technologie mature et largement industrialisée, les matériaux sont donc bien maîtrisés. Notre travail consistera à vérifier la qualité des couches épitaxiées pour la réalisation de VCSEL performant dans le proche infrarouge.

Par contre, la filière Antimoniure est moins répandue et la maîtrise des matériaux est plus difficile notamment aux grandes longueurs d'onde. Mais notre laboratoire est spécialisé dans la croissance des matériaux Antimoniure, et des travaux précédents ont permis de montrer la bonne qualité des zones actives basées sur des puits quantiques GaInAsSb contraints avec des barrières en AlGaAsSb en accord de maille, pour une émission autour de $2.3 \mu\text{m}$ [Cerutti 2004]. Notre travail sera d'améliorer ces zones actives pour un fonctionnement à plus haute température et à plus forte puissance. Pour cela, on a vu qu'il faut augmenter le gain et le T_0 de la zone active en augmentant le nombre de puits quantiques. Mais à cause de la contrainte élevée des puits quantiques ($> 1.5\%$), il est important de contrôler la contrainte globale de la structure. Nous avons donc étudié la qualité cristalline de structures comportant différents nombres de puits quantiques.

D'autre part, nous avons travaillé sur de nouvelles structures pour une émission laser à $2.7 \mu\text{m}$. Ces zones actives sont fabriquées avec le même système de matériaux que les zones actives à $2.3 \mu\text{m}$. Cependant, à cette longueur d'onde le rendement quantique diminue. Cette détérioration est liée à la couche de GaInAsSb qui contient plus d'Indium et d'Arsenic, ce qui réduit le confinement des trous (Figure 2.2) et aux effets Auger qui augmentent avec la longueur d'onde. De plus, la longueur

d'onde d'émission de ces puits quantiques est très sensible au recuit thermique, elle se décale vers le bleu d'une valeur qui dépend du temps et de la température du recuit [Dier 2005]. Mais les raisons physiques de ce décalage ne sont pas clairement établies. Néanmoins, nous verrons par la suite que ce type de structure nous a permis d'obtenir un fonctionnement laser en continu et à température ambiante.

3.1.2.2 Propriétés des couches à multipuits quantiques

Dans cette section, nous allons étudier les propriétés des couches des structures 1/2-VCSEL. Dans un premier temps nous allons voir les différentes méthodes de caractérisation dont nous disposons au laboratoire et qui permettent de valider la croissance des structures (diffraction des rayons X, réflectivité, spectre de luminescence). Puis nous détaillerons le système de caractérisation par microphotoluminescence que nous avons développé ainsi que la technique de mesure du rendement quantique interne, qui permettent de déterminer respectivement, la qualité cristalline et les durées de vie radiative et non radiative de la zone active. Pour l'optimisation des structures 1/2-VCSEL, nous avons également étudié des structures simples, c'est à dire comportant uniquement une zone active à multi-puits quantiques (sans miroir de Bragg). Cela permet, d'une part de calibrer la croissance des structures et d'autre part de s'affranchir des effets de filtrage spectral de la microcavité.

a) Caractérisations par diffraction X

Pour mesurer les constantes du réseau cristallin, les épaisseurs des différentes couches ainsi que leurs compositions et leurs contraintes, nous pouvons utiliser la méthode de double diffraction par rayons X (DDX). Cette méthode est intéressante car elle est non destructive et elle apporte des informations sur la structure interne de l'échantillon. Ces informations sont très utiles pour vérifier si la structure épitaxiée est conforme à la conception initiale. Cela permet également d'ajuster la composition des différentes couches afin de réaliser un accord de maille sur le substrat (Bragg) ou pour compenser la contrainte des puits quantiques. C'est généralement la première caractérisation qui est effectuée après la croissance.

La Figure 3.12 montre le diagramme de diffraction X d'un échantillon réalisé sur GaSb pour une émission autour de 2.3 μm . Lorsqu'une couche est en tension ou en compression, les distances inter-réculaires (pas du réseau de diffraction) varient, ce qui entraîne une variation de la position des pics. Ainsi, nous pouvons observer un pic central intense correspondant au substrat, autour duquel se trouvent plusieurs pics de plus faible intensité. En mesurant la position relative de ces pics on peut déduire la déformation de la maille cristalline et donc à partir des coefficients élastiques, la contrainte résiduelle des différentes couches.

Cette méthode permet également de détecter la présence de dislocations dans la structure, mais uniquement pour de fortes densités car la mesure est moyennée spatialement. En effet, un échantillon qui paraît pseudomorphique (non relaxé) sur une mesure DDX peut révéler des lignes de dislocations avec d'autres méthodes de

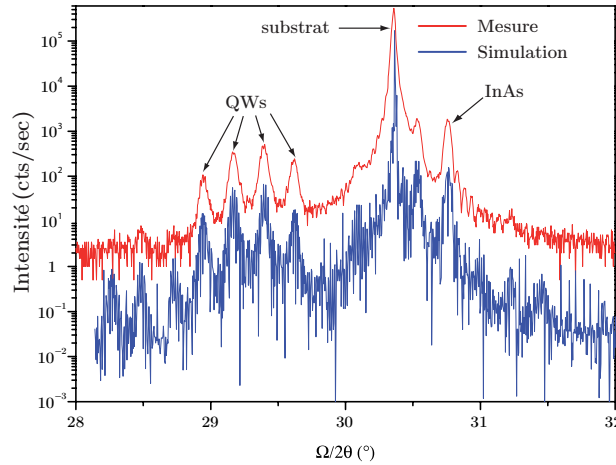


FIGURE 3.12 – Diagramme de DDX expérimental et simulé d’une structure 1/2-VCSEL sur GaSb pour une émission autour de $2.3\mu\text{m}$.

caractérisation telles qu’une mesure au microscope à force atomique (AFM) ou une mesure par cathodo-luminescence [Salviati 2002]. Par conséquent, cette méthode ne pourra pas être employée pour caractériser « finement » la qualité de la structure cristalline.

b) Spectre de réflectivité

La mesure du spectre de réflectivité est effectuée par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). Cette mesure permet de déterminer la largeur de la bande interdite du miroir de Bragg et de vérifier la bonne périodicité des couches et la valeur des indices optiques utilisée. Dans le cas des structures 1/2-VCSEL, on observe un creux dans la bande interdite du spectre de réflectivité qui reflète l’absorption des puits quantiques, amplifiée par la cavité Fabry-Pérot résiduelle (Figure 3.13). La position de ce mode de microcavité est une information importante car elle fixe les conditions de résonance dans le cas d’une structure à gain périodique résonant. Et comme on l’a vu précédemment (cf. § 3.1.1.1), dans le cas où la longueur d’onde d’émission laser est fixée par le mode de microcavité, il est fondamental que sa position spectrale soit alignée avec le maximum du spectre de gain à forte excitation et à température ambiante. D’autre part, l’amplitude du creux d’absorption permet d’évaluer la position de l’absorption des puits quantiques par rapport au mode de microcavité.

c) Spectre de luminescence

Pour mesurer le spectre de luminescence, on excite la zone active avec une diode de pompe qui est focalisée sur la surface de l’échantillon. L’émission spontanée produite est ensuite collectée puis envoyée dans un spectromètre. Cette mesure permet de vérifier la qualité et le design des puits quantiques. L’intensité de photolumines-

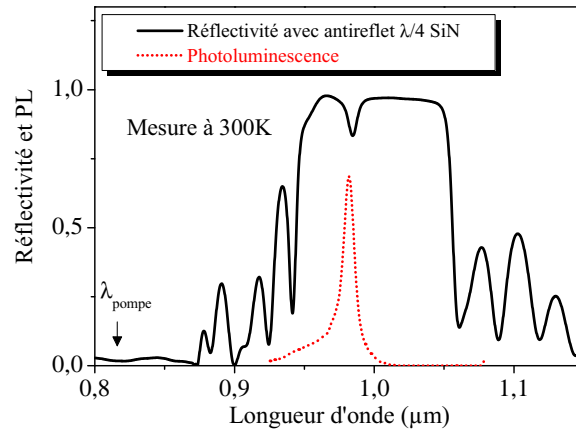


FIGURE 3.13 – Spectre de réflectivité et de photoluminescence expérimental d’une structure 1/2-VCSEL GaAs avec antireflet.

cence donne une première information sur la qualité optique des puits et le spectre de photoluminescence reflète le spectre de gain des puits quantiques. Cependant, si l’on collecte la lumière émise à travers la surface, on obtient un spectre d’émission spontanée modulé par le miroir de Bragg. Il est alors délicat de déduire avec précision la position du pic de photoluminescence. Pour éviter cet effet de filtrage, on peut faire la mesure en collectant la lumière émise par la tranche de l’échantillon, ou bien réaliser des échantillons tests sans miroir de Bragg. On peut ainsi visualiser l’évolution spectrale intrinsèque du gain avec la température et/ou avec la densité d’excitation. On vérifie ainsi que la structure est adaptée pour un fonctionnement laser efficace à température ambiante et à forte excitation. Les mesures de réflectivité et de photoluminescence des structures 1/2-VCSEL réalisés à 1, 2.3 et 2.7 μm seront présentées au chapitre suivant.

d) Cartographie 2D de photoluminescence : qualité des puits quantiques

Afin de vérifier la qualité structurale des puits quantiques, nous avons développé un système de caractérisation par micro-photoluminescence (μ -PL). L’objectif est de vérifier si la structure réalisée présente des dislocations ou autres défauts de croissance.

Il existe plusieurs méthodes qui permettent de visualiser ce type de défaut à l’échelle du matériau (maille atomique). On peut par exemple faire l’image d’une tranche d’échantillon avec un microscope électronique à transmission (TEM), ou une image de la rugosité de surface avec un microscope à force atomique (AFM). Mais ces techniques sont relativement lourdes et peu pratiques lorsque la densité de défauts est faible.

D’autre part, si la structure est complètement relaxée, c’est à dire si les lignes de dislocation se sont propagées vers la surface, à travers les puits quantiques et les barrières, il est possible de les détecter avec un microscope optique haute résolution en lumière polarisée. Mais si l’épaisseur critique n’est pas largement dépassée, la

propagation des dislocations peut être stoppée aux interfaces. Les lignes de dislocations sont alors « enterrées » dans les puits quantiques et ne sont plus décelables par cette technique.

Le système que nous avons développé est intéressant de ce point de vue car on caractérise directement la qualité optique des puits quantiques. Le principe de la mesure est illustré sur la Figure 3.14.

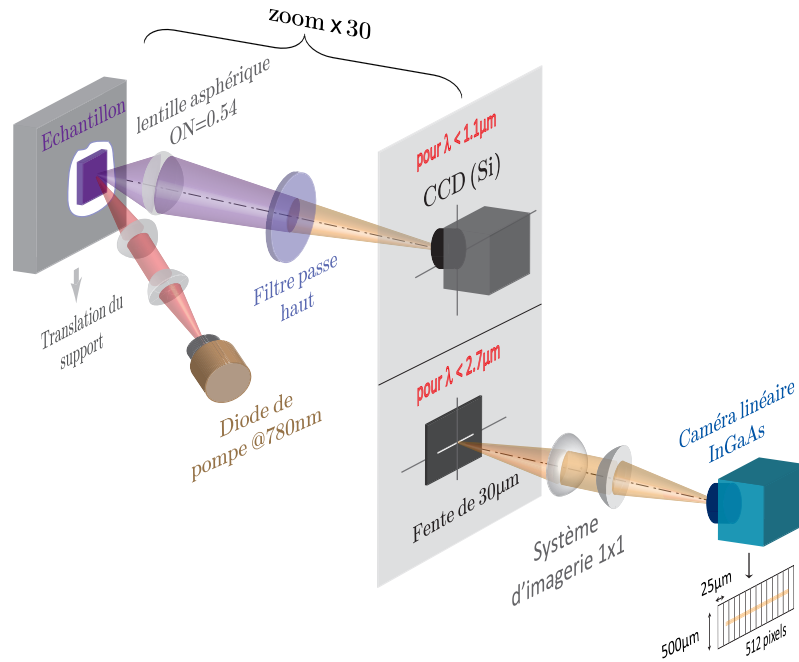


FIGURE 3.14 – Système de caractérisation par micro-photoluminescence pour des structures émettant en dessous de $1.1 \mu\text{m}$ (en haut), et en dessous de $2.7 \mu\text{m}$ (en bas).

Pour une configuration en pompage optique, l'échantillon à caractériser est excité par une diode de pompe monomode à 780 nm , les porteurs qui se recombinent radiativement génèrent un rayonnement d'émission spontanée qui est collecté par une lentille asphérique de forte ouverture numérique ($ON = 0.54$). Cette lentille permet de faire une image de la zone active sur une caméra avec un grandissement de 30. La lumière est filtrée par un filtre interférentiel passe-haut qui permet de supprimer la diffusion du spot de pompe sur la surface de l'échantillon.

Pour caractériser les structures émettant autour de $1 \mu\text{m}$, on utilise une caméra CCD Silicium standard. Par contre au delà de $2 \mu\text{m}$, il n'existe pas de caméra 2D suffisamment sensible pour faire ce type de mesure. On utilise alors une caméra InGaAs linéaire et on reconstruit une image 2D en translatant l'échantillon avec un moteur micrométrique. La taille d'un pixel de cette caméra étant de $25 \times 500 \mu\text{m}$, nous avons utilisé un système de filtrage spatial (fente + lentilles) afin d'obtenir une meilleure résolution verticale.

Si la structure présente des lignes de dislocations, les électrons créés vont être

piégés par les défauts sur une distance de l'ordre de la longueur de diffusion des porteurs dans le plan des puits, où ils se recombinaient non radiativement. Cela se traduit par des lignes noires (darklines) facilement identifiables sur l'image de photoluminescence. En effet, si l'on considère que notre système optique est limité par la diffraction, alors la résolution spatiale est donnée par le critère de Rayleigh : $\delta r = 0.61\lambda/ON$, qui est bien inférieure à la longueur de diffusion des porteurs dans le GaAs et le GaSb (Figure 3.15.a). La longueur de diffusion est définie par $L_d = \sqrt{D^* \cdot \tau_{niv}}$, où D^* est le coefficient de diffusion ambipolaire dans le plan des puits et τ_{niv} la durée de vie sur le niveau des puits qui diminue avec la densité de porteur. Ce système de caractérisation nous a permis de détecter la présence de dislocations dans des structures GaAs et GaSb ne présentant pas de défaut apparent au microscope optique ou sur la mesure DDX.

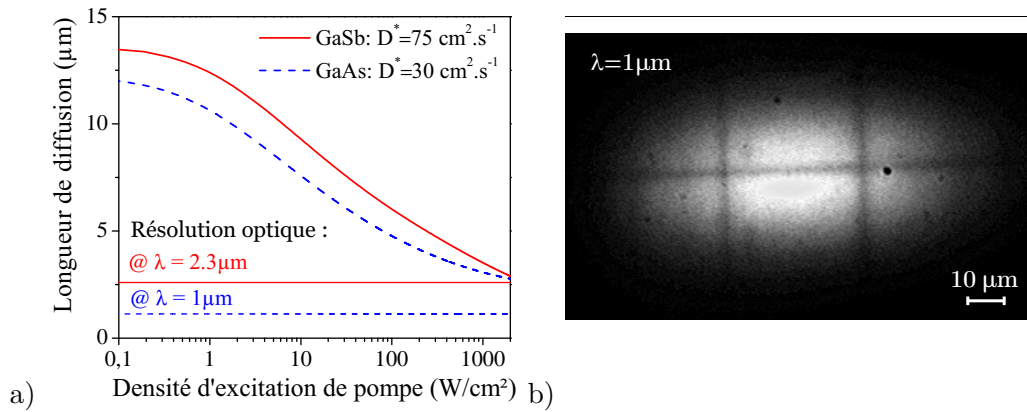


FIGURE 3.15 – a) Longueur de diffusion des porteurs dans le GaAs et le GaSb en fonction de la densité d'excitation, la résolution optique est indiquée pour les deux longueurs d'onde. b) Image de micro-photoluminescence d'un échantillon relaxé comportant 6 puits quantiques InGaAs/GaAs de 8 nm contraints à 1.4 %.

Dans le cas des structures sur GaAs, nous avons pu observer que celles qui comportent plus de 5 puits quantiques ont relaxé la contrainte en formant un réseau de dislocation suivant les axes cristallographiques (110) et ($1\bar{1}0$), avec une distance entre les lignes de dislocation allant de 10 à 100 μm selon les zones de l'échantillon (Figure 3.15.b). L'épaisseur critique a donc été dépassée conformément au modèle décrit précédemment.

Ces structures ne peuvent donc pas être utilisées en régime laser, même si le faisceau de pompe « évite » les lignes de dislocations. En effet, les couches sont dans un état métastable et la relaxation des couches peut continuer après la croissance si l'on fournit de l'énergie au système, ce qui limite la durée de vie des composants. Ce phénomène a été observé expérimentalement avec une activation thermique (sous l'effet du pompage optique) de la propagation de dislocations (Figure 3.16).

Il est donc impératif de diminuer l'énergie de contrainte accumulée dans la structure, soit en diminuant le nombre de puits, soit par une compensation de la contrainte de désaccord. Afin de garantir un fonctionnement laser performant, le

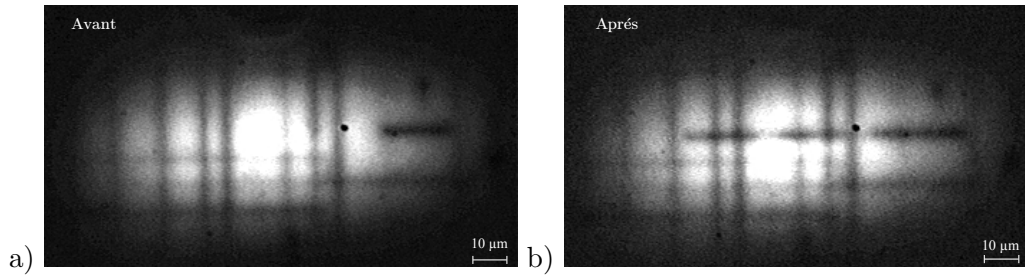


FIGURE 3.16 – Evolution du réseau de dislocation d'un échantillon comportant 6 puits quantiques InGaAs/GaAs. a) Réseau initial au début de l'excitation optique, b) Certaines dislocations se sont propagées sous l'influence du pompage optique (quelques mW).

nombre de puits quantiques ne doit pas être diminué. Par conséquent, la contrainte a été compensée en remplaçant les barrières GaAs entourant les puits quantiques par du $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. Dans cette configuration, il est possible d'épitaxier plus de 7 puits quantiques en gardant une couche complètement cohérente (Figure 3.17).

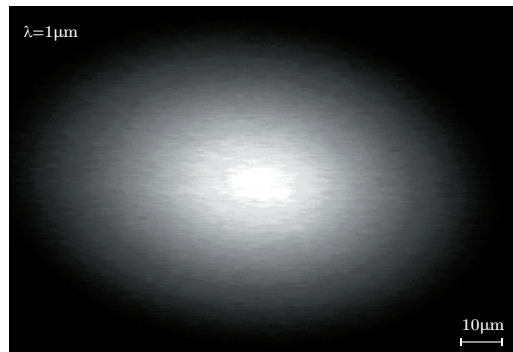


FIGURE 3.17 – Image de micro-photoluminescence d'un échantillon comportant 6 puits quantiques InGaAs/GaAs(P). La structure reste cohérente grâce à la compensation de la contrainte.

Dans le cas des structures sur GaSb, nous avons observé des dislocations sur des échantillons comportant plus de 5 puits quantiques GaInAsSb/AlGaAsSb émettant à $2.3 \mu\text{m}$. La Figure 3.18.a montre le profil de luminescence enregistré sur deux endroits différents d'un échantillon relaxé, on voit clairement apparaître un trou de luminescence sur un profil. Afin de s'assurer que ce défaut est bien une ligne de dislocation et non un défaut ponctuel, nous avons fait une image 2D de la luminescence en translatant l'échantillon sur plusieurs mm (Figure 3.18.b), qui confirme la présence d'une ligne de dislocation. La densité de dislocations est relativement faible (1 ligne / $50 \mu\text{m}$), ce qui laisse penser que l'épaisseur critique n'est que très légèrement dépassée.

Cependant, nous avons également caractérisé des échantillons comportant 10 puits quantiques qui ne présentent pas de dislocation (Figure 3.19), et ce alors que

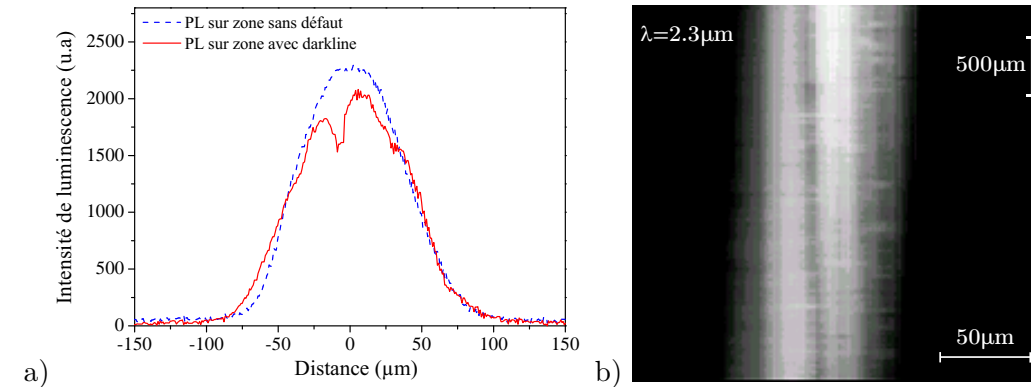


FIGURE 3.18 – Micro-photoluminescence d’un échantillon comportant 5 puits quantiques GaInAsSb/AlGaAsSb de 10 nm, contraint à 1.66 % : a) Profil de luminescence sur une zone avec et sans darklines, b) Reconstitution d’une image 2D obtenue en translatant l’échantillon, mettant en évidence une ligne de dislocation.

l’épaisseur critique théorique est largement dépassée. Ce dernier résultat est surprenant et nous l’attribuons à des propriétés mal connues des matériaux antimoniures.

Il est donc possible de réaliser des structures 1/2-VCSEL à fort gain et à fort T_0 en conservant une excellente qualité cristalline.

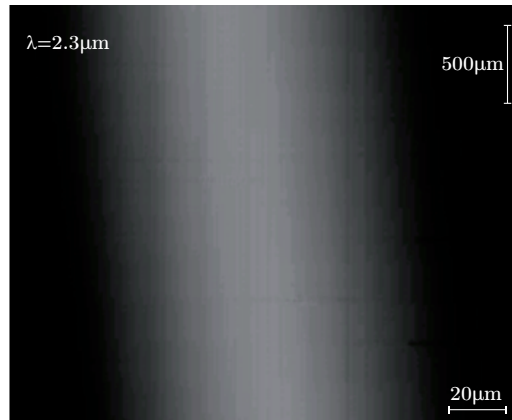


FIGURE 3.19 – Image de micro-photoluminescence d’un échantillon comportant 10 puits quantiques GaInAsSb/AlGaAsSb de 10 nm contraint à 1.66 %. La structure ne présente pas de dislocations.

Nous avons donc mis au point un système de caractérisation optique simple, in-situ et capable de détecter de faibles densités de dislocations non propagées jusqu’à la surface. Cela nous a permis de valider la qualité cristalline des structures GaAs à contrainte compensée et des structures GaSb comportant 10 puits quantiques. Ce système peut également être utilisé pour mesurer l’uniformité d’injection dans les VECSEL pompés électriquement (cf. § 3.1.4).

e) Mesure du rendement quantique interne des puits : durées de vie et coefficients A, B et C

Nous avons vu précédemment qu'un rendement quantique élevé était nécessaire pour obtenir un faible seuil laser et pour atteindre un niveau de puissance suffisamment élevé avant qu'il soit saturé par les effets thermiques (rollover). Le rendement quantique dépend d'une part des propriétés physiques du puits quantique et d'autre part de la qualité cristalline du matériau puisque les recombinaisons non radiatives dépendent de la densité de défauts à faible excitation (cf. § 2.1.1.3). La mesure du rendement est donc un bon moyen de juger quantitativement de la qualité des puits et permet d'évaluer des paramètres clé du matériau tels que les coefficients de recombinaison radiatifs et non radiatifs A, B et C. Le principe de la mesure est illustré sur la Figure 3.20.

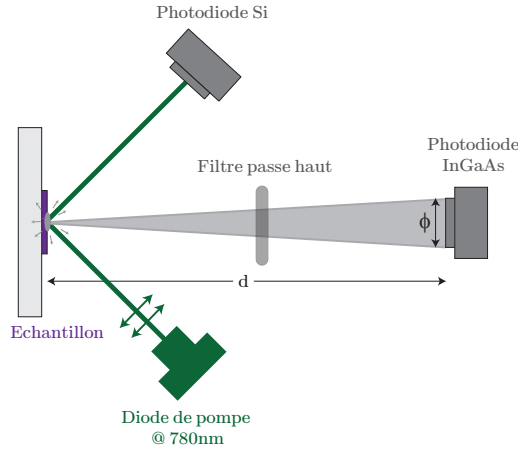


FIGURE 3.20 – Schéma du montage pour la mesure du rendement quantique.

On excite une zone active seule (sans miroir de Bragg) avec une diode de pompe monomode et on mesure le taux de photons émis avec une photodiode de large diamètre, placée devant l'échantillon. Le photocourant est ensuite amplifié avec un amplificateur transimpédance, ce qui permet de déduire la puissance optique P_{pd} reçue par la photodiode. Si l'on considère que la zone émettrice, définie par le spot de pompe, est une source ponctuelle et isotrope, alors la fraction de photons reçue par la photodiode est définie par :

$$\eta_c = \frac{N_{pd}}{N_{qw}} \simeq T_{SC-air} \times T_{filtre} \times \left(\frac{\phi}{4 \times d \times n_{SC}} \right)^2 \quad (3.2)$$

où N_{qw} est le nombre de photons générés dans les puits quantiques, T_{SC-air} est le facteur de transmission entre le semiconducteur et l'air, T_{filtre} est le facteur de transmission du filtre passe haut utilisé pour éliminer la diffusion du spot de pompe, et la fraction représente la portion d'angle solide capté par la photodiode (d'après la loi de Snell-Descartes dans l'approximation des petits angles).

D'autre part, le nombre d'électrons photo-générés dépend de la puissance de pompe P_p , du facteur de transmission de la pompe sur l'échantillon T_p et du coefficient d'absorption dans les barrières A_b , suivant la relation :

$$N_{abs} = P_p \times \frac{\lambda_p}{h c} \times T_p \times A_b \quad (3.3)$$

Le rendement quantique interne s'écrit alors :

$$\eta_i = \frac{N_{qw}}{N_{abs}} = \frac{P_{pd}}{P_p} \times \frac{\lambda_{qw}}{\lambda_p} \times \frac{1}{T_p \times A_b} \times \frac{1}{\eta_c} \quad (3.4)$$

Nous avons mesuré l'évolution du rendement quantique de zone active émettant à 1 μm et à 2.3 μm en fonction de la densité de puissance de pompe. Afin d'éviter les effets de modulation spectrale par le mode de microcavité, nous avons étudié des zones actives seules⁴. Les résultats de ces mesures (Figure 3.21) permettent également de déduire les différentes durées de vie puisque les processus de recombinaison radiatifs et non radiatifs sont prépondérants à des densités d'excitation différentes. On peut donc ajuster indépendamment les paramètres A, B et C définis dans les équations 2.12 et 2.13. Les valeurs de ces paramètres pour les deux filières technologiques sont rassemblées dans le tableau 3.2.

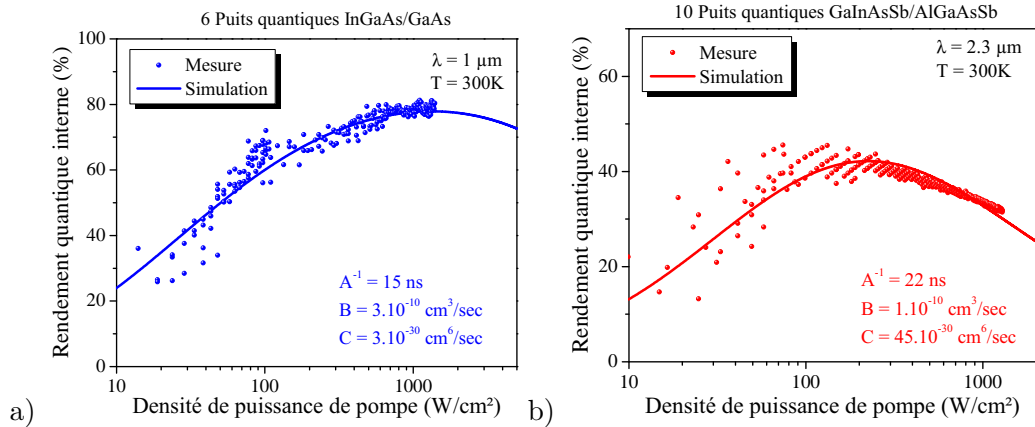


FIGURE 3.21 – Mesure et simulation du rendement quantique interne en fonction de la densité d'excitation de zones actives : a) comportant 6 puits quantiques émettant autour de 1 μm , b) comportant 10 puits quantiques émettant autour de 2.3 μm .

Globalement, les zones actives sur GaAs atteignent un rendement proche de 80 % pour une densité d'excitation de l'ordre de 1 kW/cm^2 , alors que les zones actives sur GaSb atteignent un rendement maximum de 40 % pour des densités d'excitation de 50 à 300 W/cm^2 en fonction du nombre de puits quantique utilisé.

D'autre part, on peut voir que les effets Auger pour la structure émettant à 2.3 μm sont plus élevés que pour celle émettant à 1 μm ($\times 10$), ce qui n'est pas

4. Nous avons également vérifié que les réflexions entre la face arrière du substrat et la surface de l'échantillon n'influencent pas la mesure.

surprenant puisque la probabilité d'interaction avec un phonon est plus élevée aux grandes longueurs d'onde. Mais en ce qui concerne les recombinaisons non radiatives sur des défauts, elles sont similaires pour les deux structures, la durée de vie associée est relativement élevée ($A^{-1} \sim 20 \text{ ns}$), ce qui indique une bonne qualité cristalline.

Coefficient	$\lambda = 1 \mu\text{m}$	$\lambda = 2.3 \mu\text{m}$	Unité
A	6.6×10^7	4.5×10^7	s^{-1}
B	3×10^{-10}	10^{-10}	$\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
C	3×10^{-30}	45×10^{-30}	$\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$

TABLE 3.2 – Valeurs des coefficients de recombinaison radiatifs et non-radiatifs déduits des mesures de rendement quantique. Pour les mesures à $\lambda = 1 \mu\text{m}$, il réside une forte incertitude de mesure sur le coefficient Auger. Sa caractérisation précise aurait nécessité une excitation plus forte.

Nous avons également mesuré le rendement quantique de structures antimoineures comportant différents nombre de puits quantiques (Figure 3.22).

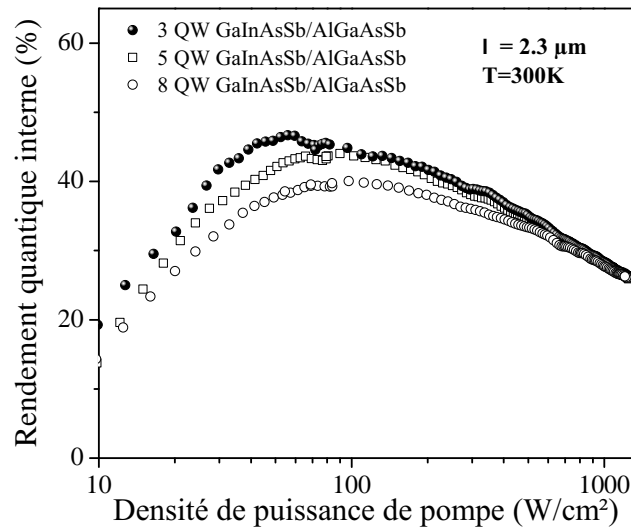


FIGURE 3.22 – Mesure du rendement quantique interne en fonction de la densité d'excitation pour des zones actives émettant autour de $2.3 \mu\text{m}$ et comportant différents nombres de puits quantiques.

On observe une légère diminution du maximum du rendement quantique lorsque l'on augmente le nombre de puits dans la structure. Cependant, à forte excitation le rendement redevient similaire car les effets Auger sont moins importants pour les structures comportant plus de puits.

Ce moyen de caractérisation simple à mettre en œuvre et in-situ nous a permis de vérifier la bonne qualité optique des structures épitaxiées et de déduire les durées

de vies des porteurs. Toutefois, à cause des incertitudes inhérentes à la mesure, notamment à faible excitation, les durées de vies extraites ne sont qu'approximatives.

Pour déterminer les durées de vie des porteurs de façon plus directe, il est possible de réaliser une mesure résolue en temps. Ce type de caractérisation consiste à mesurer la décroissance exponentielle du nombre de porteurs lorsque l'échantillon est soumis à une impulsion de puissance de pompe. Une telle mesure présente une réelle difficulté car il faut pouvoir détecter les photons émis avec une résolution temporelle bien inférieure à la durée de vie de porteur ($< \text{ns}$). Au delà de $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$, il est très difficile de trouver un détecteur de type photodiode ayant une telle bande passante avec une sensibilité suffisante. Il faut alors utiliser un autre type de détecteur tel que les détecteurs de photon unique à base de supraconducteur [Scontel]. Ce type d'étude a été mené au LPN avec des zones actives émettant à $2 \mu\text{m}$ fabriquées à l'IES. Le système de mesure utilisé comporte un détecteur supraconducteur ultra-rapide et un laser de pompe impulsionnel Ti-Sa de 150 fs. La résolution temporelle de ce montage est de l'ordre de 100 ps. La durée de vie radiative de la structure a pu être mesurée en fonction de la puissance de pompe et de la température. La Figure 3.23 montre les points expérimentaux issus de cette mesure.

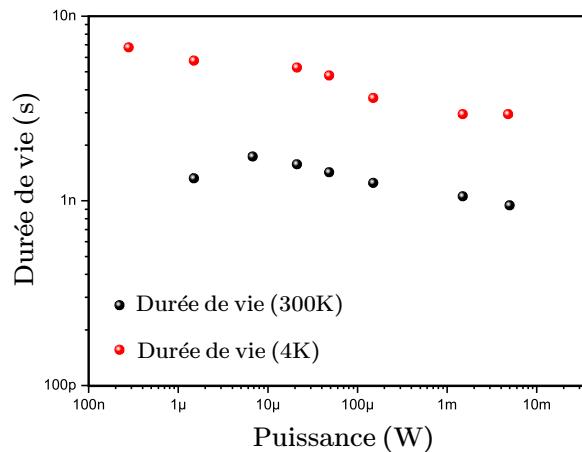


FIGURE 3.23 – Points expérimentaux et simulation de la durée de vie radiative d'un échantillon émettant à $2 \mu\text{m}$.

Ces premiers résultats montrent une durée de vie radiative comprise entre 1 et 2 ns à température ambiante, des travaux sont encore en cours pour valider ces résultats avec d'autres structures et à d'autres longueurs d'onde.

f) Bilan

Les différentes techniques de caractérisation présentées précédemment nous ont permis de valider le design et la qualité des couches épitaxiées avec les deux systèmes de matériaux. Le système de caractérisation par micro-photoluminescence mis au point nous a permis de valider la qualité cristalline des structures GaAs à contrainte compensée comportant plus de 6 puits quantiques à $1 \mu\text{m}$, ainsi que des

structures sur GaSb comportant 10 puits quantiques à 2.3 μm . Enfin la mesure du rendement quantique interne nous a fourni des informations sur les processus de recombinaison dans la zone active qui confirment le bon confinement des porteurs dans les puits quantiques, et qui donne une estimation des durées de vie radiative et non radiative. L'ensemble de ces caractérisations démontrent une excellente maîtrise des techniques de fabrication (MBE et MOCVD), et valident la croissance des structures 1/2-VCSEL.

3.1.3 Laser de puissance : gestion de la thermique

Dans cette section, nous allons aborder les problèmes liés à la gestion de la thermique dans les structures 1/2-VCSEL. Pour commencer, nous allons voir quels sont les effets de la température sur le fonctionnement du laser, notamment sur la puissance de sortie, puis nous détaillerons les solutions technologiques qui ont été développées afin d'atteindre de fortes puissances en continu et à température ambiante.

3.1.3.1 Effets de la température sur les performances laser

La principale cause limitant la puissance de sortie d'un VCSEL est d'origine thermique. On peut en effet négliger la dégradation du semiconducteur sous fort champ puisque le faisceau est large et donc la densité de puissance est faible. Mais avant d'explicitier la dépendance des caractéristiques lasers à la température, calculons l'évolution de la puissance de sortie du laser en fonction de la puissance de pompe :

$$P_{out} = \eta_d (P_p - P_{seuil}) \quad (3.5)$$

où P_p est la puissance de pompe incidente, P_{seuil} est la puissance au seuil laser et η_d est le rendement différentiel défini par :

$$\eta_d = \eta_{abs} \eta_q \eta_i \eta_{out} \quad (3.6)$$

avec $\eta_{abs} = T_r A_b$ la fraction de puissance de pompe incidente absorbée dans la zone active, $\eta_q = \lambda_p / \lambda_l$ le défaut quantique, η_i le rendement quantique interne, et $\eta_{out} = \ln(R_{oc}) / Loss$ le rendement de couplage de sortie.

Voyons maintenant comment ces paramètres évoluent avec la température. Tout d'abord, l'élévation de température de la structure 1/2-VCSEL engendre une diminution du maximum de gain intrinsèque aux puits quantiques, ainsi qu'un décalage en longueur d'onde de l'ordre de 0.3 nm/K à 1 μm et de 1.3 nm/K à 2.3 μm . D'autre part, comme on l'a vu précédemment (cf. § 3.1), les structures à gain périodique résonant présentent un facteur de résonance $\Gamma_{\mu c}$ qui est fonction de la longueur d'onde (équation 2.47). Or, cette résonance dépend directement des indices optiques de la structure qui évoluent avec la température, ce qui se traduit par un décalage spectral de l'ordre de 0.07 nm/K à 1 μm et de 0.2 nm/K à 2.3 μm . Par conséquent, le

maximum de gain et le facteur de résonance de la structure subissent une variation spectrale différente avec la température et ne sont plus alignés spectralement, ce qui réduit le gain modal. Cela se traduit par une augmentation du seuil laser avec la température, dont l'évolution peut être décrite empiriquement via la température caractéristique T_0 (cf. eq 2.56). Si la température augmente de ΔT , sous l'effet de la puissance de pompe par exemple, alors l'équation 3.5 devient :

$$P_{out}(T+\Delta T) = \eta_d(T+\Delta T) \left(P_p - P_{seuil}(T)e^{\frac{\Delta T}{T_0}} \right) \quad (3.7)$$

On distingue alors deux cas de figure :

$\Delta T > T_0$: Dans ce cas, la variation du rendement différentiel peut être négligée, la puissance du laser est limitée principalement par l'augmentation du seuil laser. Lorsque la puissance de pompe engendre une élévation de température de l'ordre de T_0 , la puissance du laser commence à saturer, le seuil augmente plus rapidement que la puissance de pompe utile à l'émission laser conduisant à un « roll-over » (Figure 3.24).

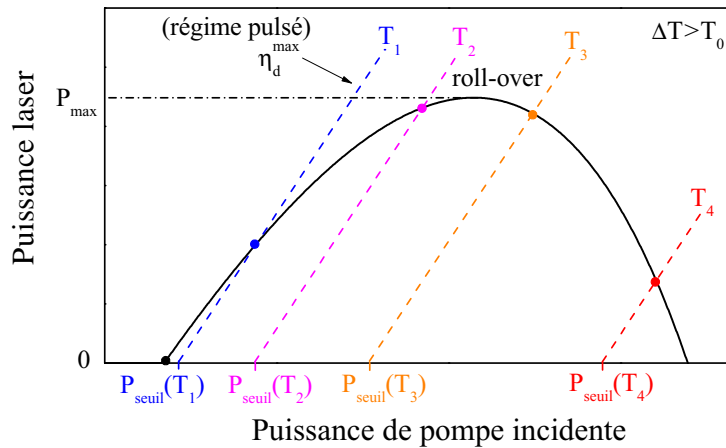


FIGURE 3.24 – Illustration de la saturation de la puissance laser « roll-over » engendrée par l'augmentation du seuil laser sous l'effet de la température lorsque $\Delta T > T_0$.

$\Delta T \ll T_0$: Dans ce cas, les effets thermiques sont moins limitants, le seuil laser augmente très peu lorsqu'on augmente la puissance de pompe. On peut alors pomper la structure bien au delà du seuil laser (~ 6 à 7 fois) sans saturation, ce qui permet d'atteindre de fortes puissances optiques. Par contre, on ne peut plus négliger la variation du rendement différentiel. Le paramètre qui évolue le plus significativement avec la puissance de pompe est le rendement quantique radiatif. Nous avons vu précédemment que sous le seuil laser (régime d'émission spontanée), les recombinaisons radiatives représentent entre 30 et 80 % des recombinaisons de porteurs, suivant le type de structure et la densité d'excitation. Par contre au-delà

du seuil laser, l'émission stimulée devient le principal facteur de recombinaisons (durée de vie d'émission stimulée $\ll \tau_{nr}$) et le rendement quantique se rapproche de 100 %. Mais lorsque la température augmente, ce facteur peut chuter (Figure 3.25).

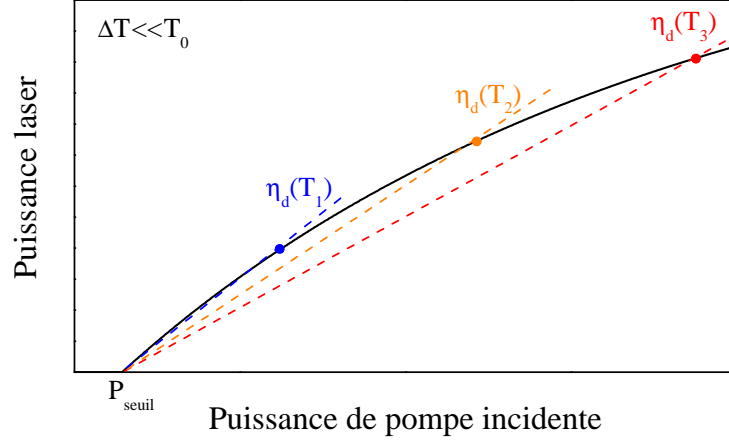


FIGURE 3.25 – Illustration de l'évolution de la puissance laser lorsque $\Delta T \ll T_0$ et $\eta_d(T) \searrow$.

Pour atteindre de fortes puissances optiques, nous devons nous placer dans ce régime de fonctionnement. Nous avons vu précédemment comment optimiser la structure pour avoir un T_0 élevé : augmenter le nombre de puits quantiques et utilisation de puits contraints. Pour un VECSEL à $1 \mu\text{m}$ on a typiquement $T_0 \sim 100 \text{ K}$ alors que pour un VECSEL à $2.3 \mu\text{m}$ on a plutôt $T_0 \sim 40 \text{ K}$.

Il nous reste donc à voir comment limiter l'échauffement engendré par le processus de pompage, caractérisé par l'impédance thermique R_{th} . Pour quantifier l'élévation de température dans la zone active, déterminons d'abord les sources de chaleur dans la structure 1/2-VCSEL.

3.1.3.2 Puissance déposée

Dans les lasers à semiconducteur, seule une partie de la puissance de pompe est transformée en puissance lumineuse, l'autre partie étant dissipée sous forme de chaleur. Dans le cas des VECSEL pompés optiquement, la fraction de puissance de pompe incidente qui contribue à l'échauffement de la structure dépend de l'absorption de la pompe dans les différentes couches et des processus de recombinaisons des porteurs créés. L'expression de cette puissance thermique est donnée par :

$$P_{th} = P_{inc} T_r \left[A_b (1 - \eta_i \lambda_p / \lambda_l) + (1 - A_b) (1 - \eta_{bragg} \lambda_p / \lambda_{bragg}) \right] \quad (3.8)$$

où T_r est la transmission du faisceau de pompe à l'interface air-semiconducteur. Pour un pompage à l'angle de Brewster et avec une structure traitée antireflet, ce coefficient vaut environ 97 %. A_b représente la fraction de puissance de pompe absorbée dans les barrières (cf. eq 2.26).

La partie de la puissance de pompe absorbée dans la zone active qui est dissipée sous forme thermique dépend de la différence entre l'énergie du photon de pompe $E_p = hc/\lambda_p$ et l'énergie de transition laser $E_l = hc/\lambda_l$ ainsi que du rendement quantique interne.

Toute la puissance de pompe non absorbée dans la zone active est absorbée dans le miroir de Bragg et le substrat. Là encore, les porteurs peuvent se recombiner radiativement ou non, le rendement quantique du miroir de Bragg η_{bragg} étant de 10 % environ.

Typiquement, pour une structure émettant à 1 μm , la fraction de la puissance de pompe incidente ($\lambda_p = 780 \text{ nm}$) dissipée sous forme thermique est de 40 % sous le seuil laser et de 30 % au delà (à cause du rendement quantique qui passe à 100 %). Cette fraction monte à près de 70 % pour une structure émettant à 2.3 μm en régime laser. Cette différence entre les structures est due à la fraction thermique $(1 - \lambda_p/\lambda_l)$ qui est plus élevée pour les grandes longueurs d'onde. Or cet écart énergétique nous est imposé par la nécessité d'obtenir une absorption efficace dans les barrières, lesquelles doivent avoir un gap d'énergie bien supérieur à celui des puits quantiques afin d'assurer un bon confinement des porteurs.

Pour évaluer l'efficacité avec laquelle cette chaleur est dissipée dans la structure laser, on introduit la notion d'impédance thermique.

3.1.3.3 Impédance thermique

L'élévation de température de la zone active qui résulte du processus de pompage dépend directement de l'impédance thermique R_{th} du composant. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$T_{QW} = T_{peltier} + R_{th} P \quad (3.9)$$

où T_{QW} est la température de la zone active et $T_{peltier}$ est la température de l'élément Peltier sur lequel est placé l'échantillon. L'impédance thermique R_{th} (K/W) peut être définie en fonction de la puissance thermique ($P = P_{th}$) dissipée dans le composant, ou en fonction de la puissance incidente sur la structure ($P = P_{inc}$). Cette dernière définition est plus significative du système laser et plus facilement mesurable étant donnée que l'on a directement accès à la puissance incidente. Nous utiliserons cette définition dans la suite de ce manuscrit, soit $R_{th} = \Delta T/\Delta P_{inc}$.

L'impédance thermique dépend de la distribution spatiale de la température et de la conductivité thermique des différentes couches de la structure. Dans le cas des VECSEL pompés optiquement, la distribution spatiale de température dépend de la géométrie du spot de pompe et de la diffusion thermique dans la structure. Pour calculer cette distribution, on doit résoudre l'équation de la chaleur en régime stationnaire :

$$\kappa(x, y, z) \nabla^2 T(x, y, z) = Q(x, y, z) \quad (3.10)$$

où κ est la conductivité thermique du matériau en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\nabla^2 T$ est le laplacien de la température, et δP est la densité de puissance thermique déposée au sein de

la structure (en $W.m^{-3}$). Il n'existe pas de solution analytique à cette équation pour la distribution spatiale de la température. Par contre, on peut donner une expression de la variation maximale de température pour certaines géométries de structure et de spot de pompage, propices aux approximations. Si l'on considère un faisceau de pompe circulaire de diamètre $2\omega_0$, avec une conductivité thermique indépendante de la température, uniforme et isotrope dans toute la structure, alors on peut calculer l'élévation maximale de température [Tropper 2006] :

$$\Delta T_{max} = \frac{P_{th}}{\kappa \pi \omega_0^2} \left[\omega_0 + 2d - \sqrt{\omega_0^2 + 4d^2} \right] \quad (3.11)$$

où d est l'épaisseur du milieu diffusant (substrat). Si le faisceau de pompe est petit devant cette épaisseur, alors la diffusion latérale contribue à la dissipation de chaleur : le flux de chaleur est dissipé dans les trois dimensions de l'espace (Figure 3.26.a). Cependant, pour atteindre de fortes puissances, il est nécessaire d'utiliser de larges diamètres de pompage afin de réduire l'impédance thermique. Dans ce cas, le flux de chaleur est quasiment vertical dans le 1/2-VCSEL (Figure 3.26.b).

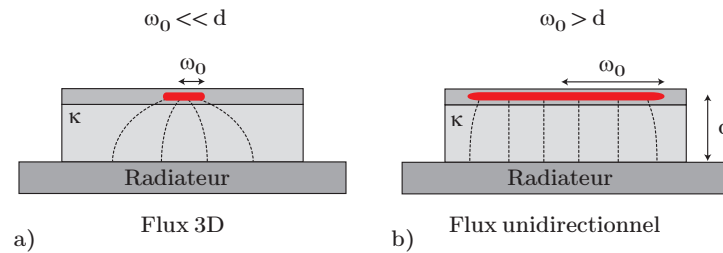


FIGURE 3.26 – Schématisation du flux de chaleur pour deux géométries particulières : a) diamètre de pompage petit devant l'épaisseur de la structure ; b) large diamètre de pompage.

Cependant, ce modèle ne donne qu'une approximation de l'impédance thermique car dans les structures 1/2-VCSEL, la conductivité thermique n'est ni uniforme, ni isotrope. En effet, la structure est composée de différents matériaux (puits quantiques, barrières, Bragg, substrat) qui ont des conductivités différentes, et le nombre d'interfaces limite la conductivité verticale. Pour une meilleure estimation des effets thermiques, nous avons calculé la distribution de température avec un logiciel de simulation par éléments finis commercial (Figure 3.27).

Pour la simulation, on considère une source de chaleur avec une distribution d'intensité gaussienne dans le plan des couches et une décroissance exponentielle suivant l'axe de croissance. La longueur de la zone active est de $13\lambda/2$ (2λ), avec un miroir de Bragg de 27.5 (23.5) paires pour les structures à base de GaAs (GaSb). Les valeurs des conductivités thermiques utilisées pour les simulations sont données dans le tableau 3.3.

Ces simulations montrent que pour un spot de pompe de $50\mu m$ de waist, la résistance thermique est d'environ $60 K/W$ pour une structure sur GaAs, et de plus de $230 K/W$ pour une structure sur GaSb. Cette différence est due à la conductivité

Matériau	κ ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
GaAs	55
GaSb	33
Bragg AlAs/GaAs	34
Bragg AlAsSb/GaSb	14
Zone active $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$	11
Si_3N_4	30
SiC	490
Saphir	44
Au	300
Diamant	2000
Cuivre	390

TABLE 3.3 – Conductivité thermique à température ambiante de différents matériaux. D’après les références [Nakwaski 1988, Borca-Tasciuc 2002, Kemp 2005]

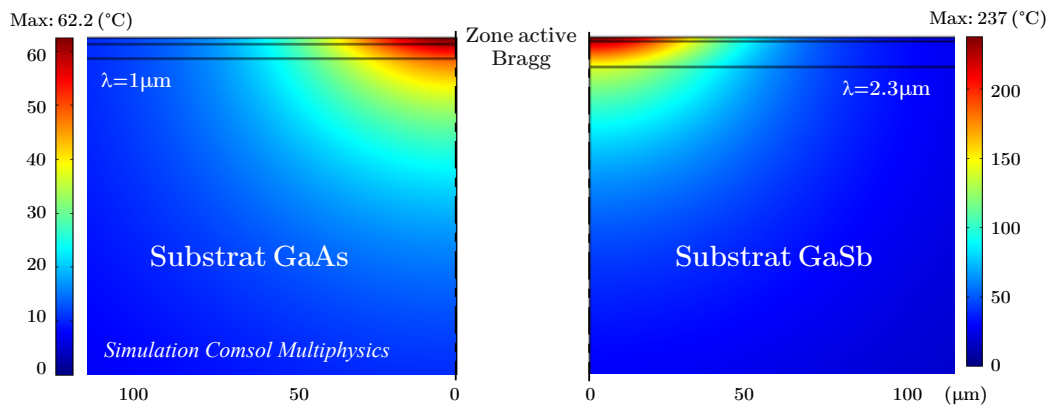


FIGURE 3.27 – Simulation de la distribution de température dans un 1/2-VCSEL sur GaAs (gauche) et sur GaSb (droite). On considère une puissance de pompe incidente de 1W avec une fraction thermique déposée dans la structure GaAs (GaSb) de 40 % (70 %), et un faisceau de pompe gaussien de 50 μm de waist ($1/e^2$).

thermique des matériaux à base d'antimoniure qui est plus faible, et à la fraction thermique qui est plus élevée aux grandes longueurs d'ondes (efficacité quantique plus faible). Dans ces conditions, la puissance laser est limitée à quelques mW à température ambiante et en continue avec un VECSEL sur antimoniure [Cerutti 2004] et à une centaine de mW pour un VECSEL sur GaAs.

Pour améliorer ces performances, il faut réduire l'échauffement en utilisant un dissipateur thermique efficace à proximité de la zone active.

3.1.3.4 Technologie pour la gestion de la thermique

Pour dissiper efficacement la chaleur dans le 1/2-VCSEL, on peut envisager deux solutions (Figure 3.28). La première solution consiste à évacuer la chaleur par la surface de l'échantillon en collant un matériau de haute conductivité thermique et transparent à la longueur d'onde du laser et de la pompe. Le matériau utilisé doit également être de très haute qualité optique, ce qui limite le choix au saphir, SiC ou au diamant. La technique de collage optique par capillarité [Liau 2000] est relativement simple à mettre en œuvre et a été utilisée par de nombreux auteurs, le plus souvent avec un substrat diamant (transparent de 500 à 2800 nm). Cette méthode diminue considérablement l'impédance thermique de la structure et permet d'atteindre des puissances de l'ordre du Watt dans le moyen-infrarouge [Paajaste 2009, Hopkins 2007], et elle peut aussi être employée dans le cas des lasers solides compacts [Millar 2008]. Cependant, avec cette méthode le dissipateur thermique se trouve dans la cavité laser ce qui introduit des pertes optiques non négligeables, un effet d'étalement Fabry-Perot parasite, et un effet de lentille thermique qui peut dégrader la qualité de faisceau. De plus, la biréfringence naturelle du cristal peut perturber l'état de polarisation du laser [Loon 2006].

La deuxième solution, consiste à retirer le substrat d'origine (GaAs ou GaSb) et de souder la membrane résultante (Bragg + zone active) sur un substrat de meilleure conductivité thermique. Cette méthode évite d'avoir un élément intracavité et présente l'avantage de pouvoir être utilisée dans le cas des VECSEL pompés électriquement. De plus, cette technique permet de réaliser un miroir hybride semiconducteur-métal de haute réflectivité, limitant le nombre de paires de Bragg nécessaire (cf. § 2.1.2). Pour apprécier l'efficacité de cette technique, nous avons simulé la distribution de température dans un 1/2-VCSEL à base de GaSb, avec et sans report sur substrat SiC (Figure 3.29). On voit que pour un faisceau de pompe de 100 μm de waist, l'élévation de température dans les structures sur SiC est réduite de plus d'un facteur 5. On remarquera également que le flux de chaleur est alors quasi-vertical jusqu'au substrat SiC.

Le profil transverse de température au centre de la zone active d'une structure 1/2-VCSEL à base de GaSb et à base de GaAs, avec et sans report sur substrat SiC est tracé sur la Figure 3.30. On peut voir que la réduction de la température est similaire pour les deux systèmes de matériaux.

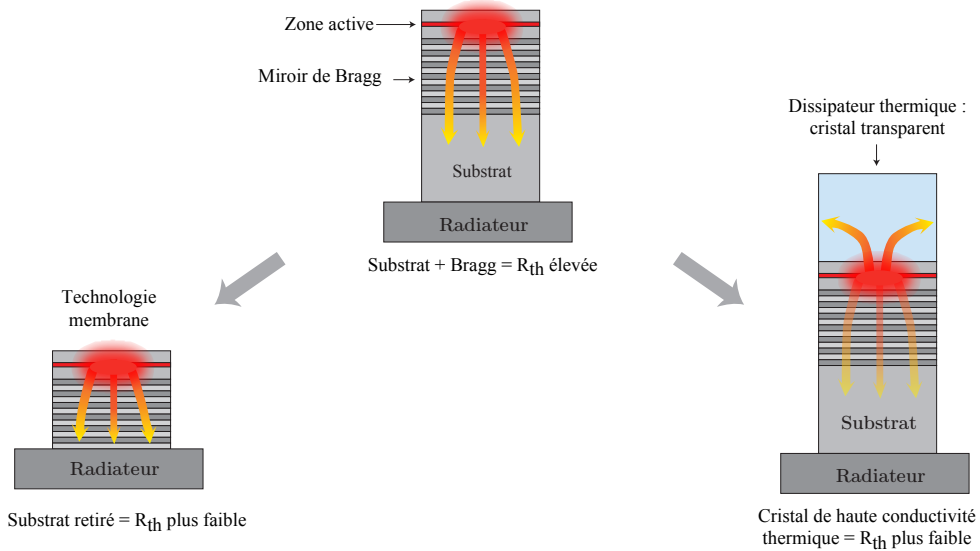


FIGURE 3.28 – Illustration des deux techniques pouvant être utilisées pour la gestion thermique des structures 1/2-VCSEL.

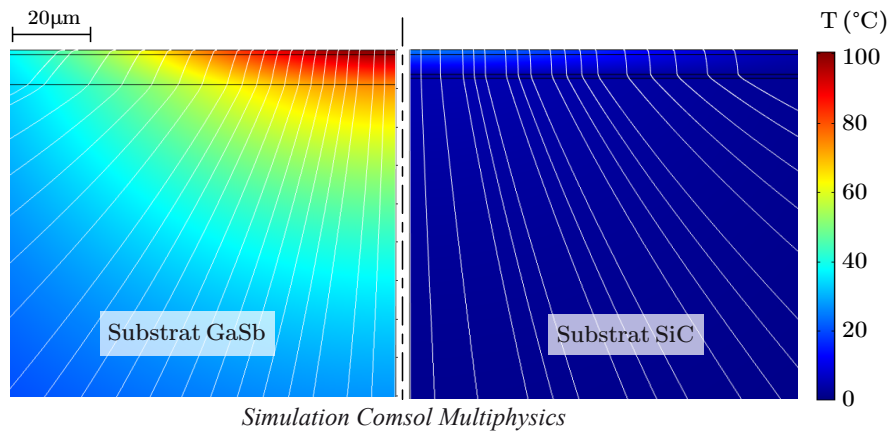


FIGURE 3.29 – Distribution de la température dans une structure 1/2-VCSEL à base de GaSb avec et sans report sur substrat SiC, pour une puissance de pompe incidente de 1W et un waist de 100 μm . Les lignes blanches représentent la direction du flux de chaleur.

Cette technique a été utilisée avec succès avec des structures sur GaAs pour une émission forte puissance dans le proche infrarouge [Kuznetsov 1999, Lutgen 2003, Keeler 2005, Jacquemet 2007], mais n'avait jamais été démontrée sur GaSb. Nous allons donc présenter la technologie qui a été développée pour la gestion thermique de nos structures sur GaAs et GaSb.

a) Etapes technologiques pour le retrait de substrat

Pour effectuer le report sur un substrat hôte, la structure doit être épitaxiée en inverse, c'est à dire en commençant par la zone active et en terminant par le miroir de Bragg (Figure 3.31). La structure est ensuite soudée à un dissipateur thermique en SiC par la technique d'inter-diffusion solide-liquide [Bernstein 1966] avec le système Au-In. La soudure AuIn_2 est réalisée à une température de 200°C bien que sa température de fusion soit de 490°C , ainsi les étapes technologiques suivantes peuvent être réalisées à des températures élevées sans dégrader la structure. Ensuite, le substrat d'origine est retiré par un polissage mécanique et/ou une gravure chimique. Cette étape est un point clé de cette technologie, car il faut pouvoir arrêter précisément la gravure au début de la zone active et sur une surface aussi large que possible. Pour cela, on introduit au préalable des couches d'arrêt entre le substrat et la zone active.

Pour les matériaux à base de GaSb, on utilise une couche d'arrêt en InAs. Ce composé présente un faible désaccord de maille avec le GaSb ($\varepsilon \simeq 0.6\%$), ce qui permet de réaliser des couches suffisamment épaisses ($> 100\text{ nm}$) sans relaxation de contrainte, et sa vitesse de gravure est environ 100 fois plus faible que celle du GaSb avec une solution chimique à base de CrO_3/HF [Perez 2010]. Après la gravure complète du substrat, la couche d'arrêt est retirée avec une solution à base d'acide

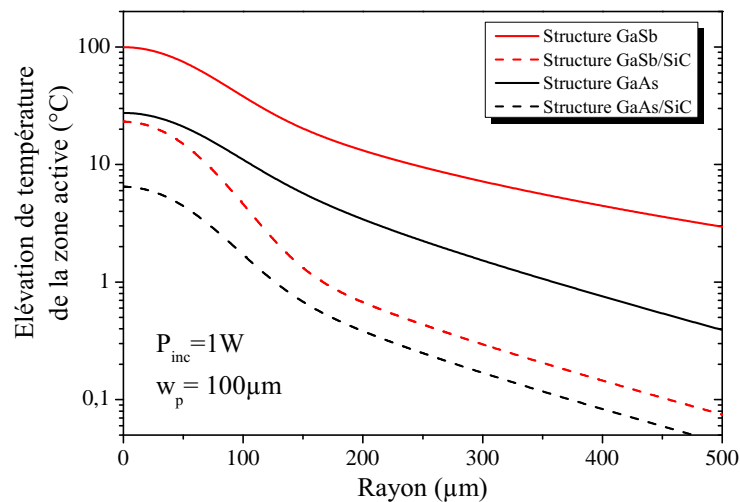


FIGURE 3.30 – Profil transverse de température au centre de la zone active d'une structure 1/2-VCSEL à base de GaAs et de GaSb, avec et sans report sur substrat SiC.

citrique pour réduire les pertes optiques ($E_g(\text{InAs}) < E_g(\text{QW})$).

Pour les structures sur GaAs, on utilise une couche d'arrêt en AlGaAs. Le substrat est alors gravé avec une solution à base d'acide citrique qui montre une sélectivité très élevée entre le GaAs et l'AlGaAs. Puis la couche d'arrêt est retirée avec de l'acide fluorhydrique [Jacquemet 2007, Laurain 2010].

Enfin, on dépose une couche antireflet en Si_3N_4 de $\lambda/4$ par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour phase Deposition) à 300°C afin d'éliminer la résonance de microcavité, de réduire la réflexion de la pompe et pour éviter une oxydation de la surface.

b) Caractérisations des structures GaSb reportées sur SiC

Grâce à cette technique de report nous avons pu obtenir des membranes 1/2-VCSEL à base d'antimoniure et à base de GaAs, avec une surface exploitable de plus de 20mm^2 (Figure 3.32). Afin de vérifier le bon déroulement de toutes les étapes technologiques, nous avons effectué une image par microscopie électronique à balayage d'une section transversale de la structure (Figure 3.33). On voit clairement les différentes couches de semiconducteur (DBR et zone active) ainsi que le miroir métallique et la soudure au substrat SiC qui semblent bien homogènes.

Pendant, la qualité de la soudure n'est pas toujours uniforme sur une large surface, ce qui peut influencer le comportement du laser, comme nous le verrons par la suite (cf. § 3.2.2.2). Toutefois, on peut obtenir une meilleure uniformité en utilisant une méthode alternative, qui consiste à faire un dépôt d'or électrolytique d'une centaine de microns. Cette couche épaisse fait alors office de dissipateur thermique et de substrat. Cette méthode a été réalisée avec succès dans le cas des VECSEL pompés électriquement à $1\mu\text{m}$ (cf. § 3.1.4.2) et optiquement à 1 et $2.3\mu\text{m}$. Des travaux sont en cours pour améliorer les performances lasers avec cette technique.

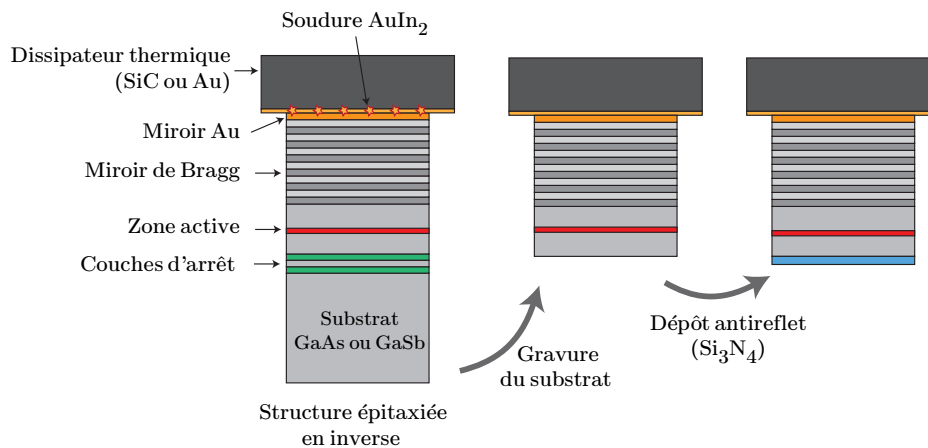


FIGURE 3.31 – Illustration des étapes technologiques pour le report sur substrat hôte d'une structure 1/2-VCSEL pompée optiquement ou électriquement.

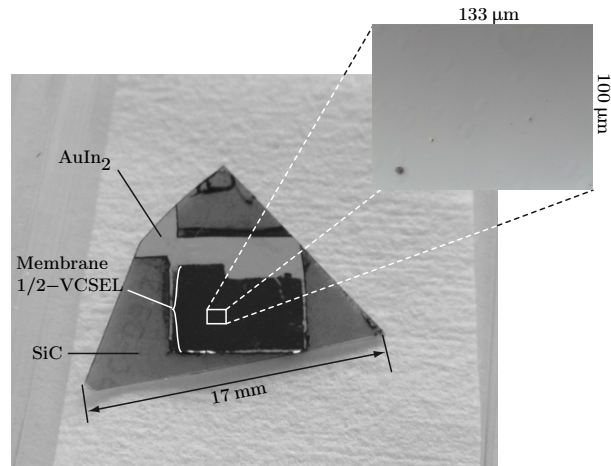


FIGURE 3.32 – Photo d’une membrane 1/2-VCSEL antimonieure reportée sur substrat SiC.

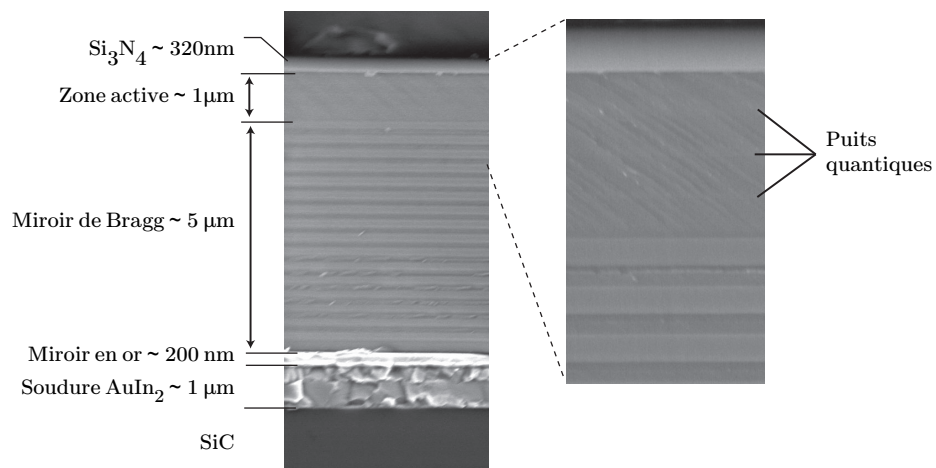


FIGURE 3.33 – Image par microscopie électronique à balayage (MEB) de la tranche d’un échantillon GaSb reporté sur substrat SiC.

Pour valider cette technologie et évaluer l'efficacité de la dissipation thermique, nous avons testé les échantillons en configuration laser et mesuré expérimentalement leur résistance thermique. L'émission laser a été obtenue avec des structures émettant à 1 et 2.3 μm reportées sur SiC et sur or électrolytique. Cela montre la bonne qualité optique de la surface après la gravure du substrat. Pour mesurer la variation de température de la zone active, nous avons mesuré l'évolution de la longueur d'onde d'émission laser avec la température et la puissance de pompe incidente.

Dans un premier temps, on fixe la puissance de pompe et on fait varier la température de l'ensemble de la structure via un élément Peltier, et on observe la variation de longueur d'onde d'émission due au déplacement de la courbe de gain⁵. Ensuite, on fixe la température du Peltier et on mesure la variation de longueur d'onde en fonction de la puissance de pompe. On obtient alors :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{\Delta \lambda} \frac{\Delta \lambda}{\Delta P} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta T} \bigg|_{P_{fixe}}^{-1} \frac{\Delta \lambda}{\Delta P_{inc}} \bigg|_{T_{fixe}} \quad (3.12)$$

Les mesures ont été réalisées sur des structures GaAs et GaSb avec et sans report sur substrat SiC, et pour plusieurs tailles de spot de pompe. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la Figure 3.34.

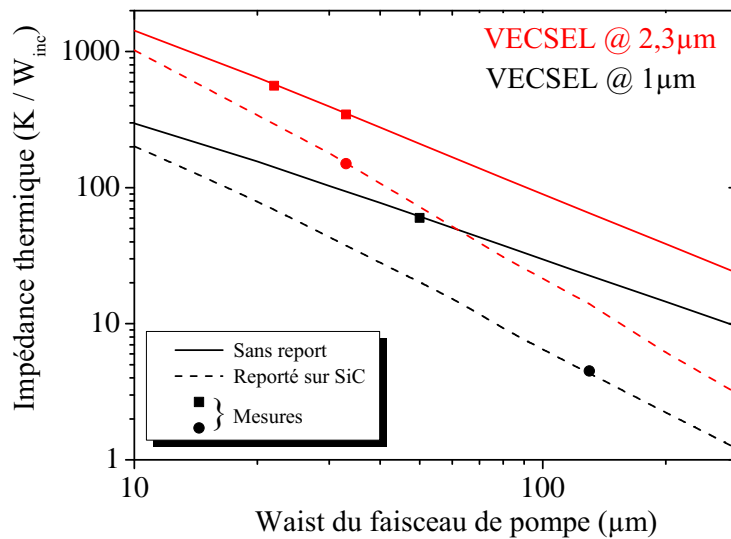


FIGURE 3.34 – Simulations et mesures de la résistance thermique en fonction du diamètre du faisceau de pompe pour un VECSEL sur GaSb (rouge) et sur GaAs (noir), avec (lignes pointillées) et sans (lignes continues) report sur substrat SiC.

Nous pouvons constater que les valeurs mesurées sont en bon accord avec les valeurs simulées. Cela valide la qualité de la technologie de soudure et de gravure

5. On notera que pour déterminer le déplacement du gain avec la température, l'échantillon doit posséder une couche antireflet afin d'éviter le filtrage de la microcavité.

en termes de propriétés thermiques et optiques, pour la fabrication de VECSEL de forte puissance dans les deux systèmes de matériaux.

3.1.4 VECSEL pompé électriquement

Dans cette section, nous allons présenter le design et la technologie développée pour le pompage électrique des VECSEL. Dans un premier temps, nous verrons quelles sont les contraintes pour réaliser un VECSEL pompé électriquement (EP-VECSEL) de forte puissance en régime monomode transverse, et nous donnerons les paramètres importants pour la conception de la structure 1/2-VCSEL. Ensuite, nous présenterons la technologie du composant complet, ainsi que les caractérisations des propriétés électriques, optiques et thermiques. Ces composants ont été réalisés sur GaAs pour une émission autour de 1 μm .

3.1.4.1 Design spécifique aux structures EP-VECSEL

Pour atteindre de fortes puissances de sortie il est nécessaire d'utiliser de larges diamètres ($> 50 \mu\text{m}$) d'injection afin de minimiser l'impédance thermique de la structure. Cependant, contrairement aux VECSEL pompés optiquement, il est plus difficile d'obtenir une injection de porteurs uniforme sur de larges diamètres, ce qui est indispensable au fonctionnement monomode transverse. Nous avons vu précédemment (cf. § 2.1.3.2), qu'il était préférable de choisir une configuration « bottom-emitting » afin de mieux confiner les lignes de courant au centre de la zone active, et de bénéficier d'une dissipation thermique efficace grâce au contact métallique plein situé à proximité de la zone active (Figure 2.14 et 3.35). Mais cette configuration à émission par le substrat engendre de fortes pertes optiques dues à l'absorption du substrat situé dans la cavité laser (absorption intrabande majoritairement).

a) Pertes optiques dans la structure et facteur de résonance

Les pertes optiques par absorption par porteurs libres, dépendent du type et du niveau de dopage utilisé ainsi que de la longueur de pénétration de l'onde optique dans les différentes couches. La grande majorité des VCSEL pompés électriquement sont épitaxiés sur un substrat dopé n. Cela s'explique par le fait que pour le même niveau de dopage, le coefficient d'absorption d'une couche dopée p est plus élevé que celui d'une couche dopée n ($\alpha_n \simeq 2.5 \text{ cm}^{-1}$ contre $\alpha_p = 5 \text{ cm}^{-1}$ à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et pour du GaAs dopé à $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Par ailleurs, la mobilité des électrons est bien meilleure que celle des trous (~ 20 fois supérieure pour du GaAs), ce qui procure une meilleure conductivité électrique aux couches dopées n. C'est pourquoi nos structures ont été réalisées sur un substrat de type n.

Pour minimiser les pertes optiques, nous devons réduire au maximum l'épaisseur du substrat, sans toutefois dégrader l'uniformité d'injection. Pour cela, nous avons étudié deux types de design (Figure 3.35) :

- **Design 1** : structure avec un substrat poli des deux faces, d’une épaisseur de 125 μm et dopée à 5.10^{17}cm^{-3} .
- **Design 2** : le substrat est retiré par gravure chimique (cf. §3.1.3.4), la diffusion latérale des porteurs étant assurée par une couche de GaAs épitaxiée d’une épaisseur de 5 μm et dopée à 5.10^{18}cm^{-3}

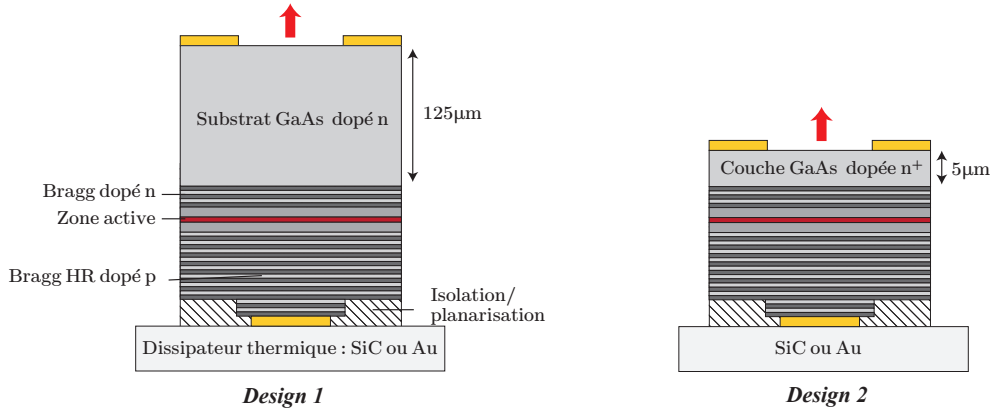


FIGURE 3.35 – Représentation schématique d’une structure EP-VECSEL pour les deux design réalisés.

Pour les deux design, les pertes optiques dans la structure après un aller-retour de l’onde laser sont bien supérieures au gain des puits quantiques. Pour les compenser, on introduit un miroir de Bragg de faible réflectivité entre la zone active et le substrat, ce qui permet d’augmenter le gain modal (cf. § 3.1.1.1). Le nombre de paires de Bragg à utiliser dépendra du niveau de pertes dans la structure. L’évolution du facteur de résonance $\Gamma_{\mu c}$ en fonction du nombre de paires de Bragg est présenté sur la Figure 3.36.

Le niveau de pertes estimé étant de l’ordre de $\sim 10\%$, nous avons utilisé une structure contenant 10 paires de Bragg. On obtient ainsi un gain modal supérieur à 20% après un aller-retour dans la cavité laser ($\Gamma_{\mu c} = 22$), avec une largeur spectrale du mode de microcavité $\Delta\lambda_{\mu c} = 3.5\text{nm}$. Cette valeur de gain permet de compenser les pertes intracavité, et de réaliser un couplage de sortie efficace (pertes utiles $> 10\%$ possible).

Pour minimiser la résistance série, nous avons réalisé des miroirs de Bragg à interfaces graduelles (cf. § 2.1.2.2). Le miroir de Bragg-n partiellement réfléchissant contient 10 paires de Bragg AlAs/AlGaAs/GaAs dopées au silicium à $n \sim 10^{18}\text{cm}^{-3}$, ce qui correspond à un pouvoir réflecteur d’environ 85%.

D’autre part, le miroir de Bragg-p est composé de 25 paires en AlAs/AlGaAs/GaAs dopées au Zn à $p \sim 5.10^{17}\text{cm}^{-3}$, ce qui correspond à une réflectivité $R_{HR} \simeq 99.95\%$ (sans absorption). La structure est terminée par une couche de GaAs d’épaisseur λ et fortement dopée p^{++} afin d’améliorer la qualité

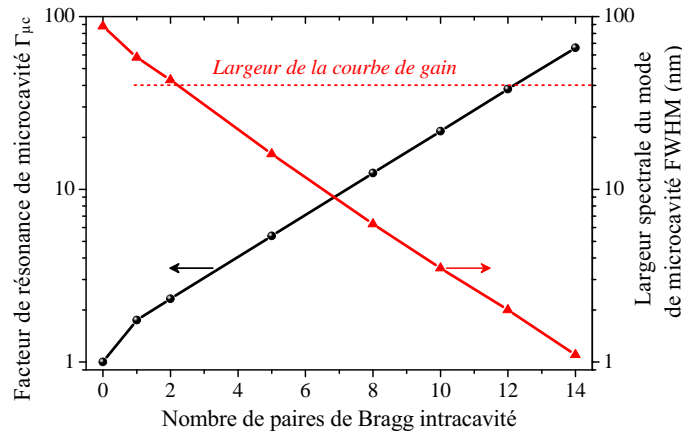


FIGURE 3.36 – Simulation de l'amplitude et de la largeur spectrale du facteur de résonance de la microcavité en fonction du nombre de paires de Bragg. La largeur de la courbe de gain des puits quantiques est également indiquée.

du contact métallique ainsi que pour rehausser la réflectivité. Le spectre de réflectivité mesuré après la croissance sur la face avant (côté Bragg-p) est tracé sur la Figure 3.37. Le creux à $1\ \mu\text{m}$ est dû à l'absorption des puits quantiques amplifiée par la résonance du mode de microcavité.

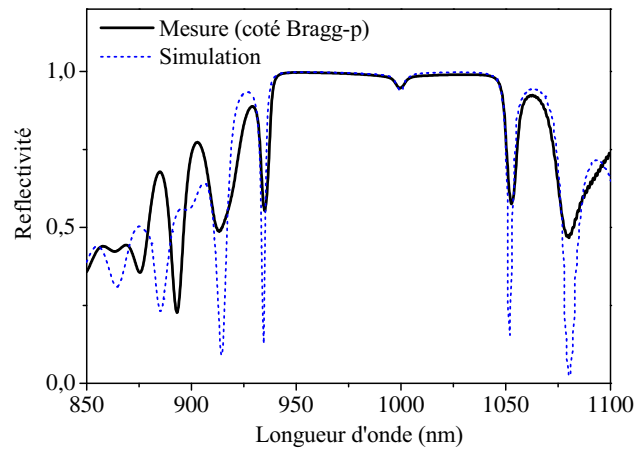


FIGURE 3.37 – Mesure et simulation du spectre de réflectivité du 1/2-VCSEL (Gas440). La mesure est effectuée du côté du miroir de Bragg-HR dopé p, avant la technologie de gravure. Le mode de microcavité est situé à $1000\ \text{nm}$ à température ambiante.

b) La zone active

Contrairement aux structures 1/2-VCSEL pompées optiquement, où la zone active doit être longue pour absorber efficacement le faisceau de pompe, la longueur de la zone active d'une structure pompée électriquement doit être réduite au minimum

afin de réduire la résistance électrique (zone intrinsèque), et afin d'éviter un mauvais recouvrement entre les électrons et les trous du à une localisation dans des puits quantiques différents. D'autre part, on a vu que pour obtenir un bon rendement quantique interne il fallait réaliser une zone active courte et comportant un grand nombre de puits quantiques (cf. § 2.1.3.2). Nous avons donc réalisé une zone active d'une longueur de λ comportant 3 puits quantiques InGaAs/GaAs(P) à contrainte compensée.

3.1.4.2 Technologie pour le pompage électrique

a) Procédés technologiques

Pour confiner le courant au centre de la zone active, le miroir de Bragg-p est gravé de façon à obtenir un méso circulaire, puis il est isolé électriquement avec du BCB (Benzocyclobuthène). Ces étapes de photolithographie/gravure sont réalisées avec un jeu de masques qui permet d'obtenir des diamètres de méso de 55, 75, 105, 155, 205, 255, 305 et 400 μm . La particularité de cette étape, c'est que le miroir de Bragg n'est pas entièrement gravé, dans le but de réduire le guidage du mode optique par le saut d'indice. Comme on peut le voir sur la Figure 3.38, il reste quelques paires de Bragg non gravées, afin de laisser une épaisseur légèrement supérieure à la longueur de pénétration de la lumière dans le système multicouche. Cette technique permet de stabiliser des modes optiques plus larges, procurant un meilleur recouvrement avec la région de gain ($\Gamma_{xy} \nearrow$) et permet de limiter les pertes par diffraction. Et nous verrons par la suite que cela ne détériore pas le confinement électrique puisque les diamètres d'injection sont larges.

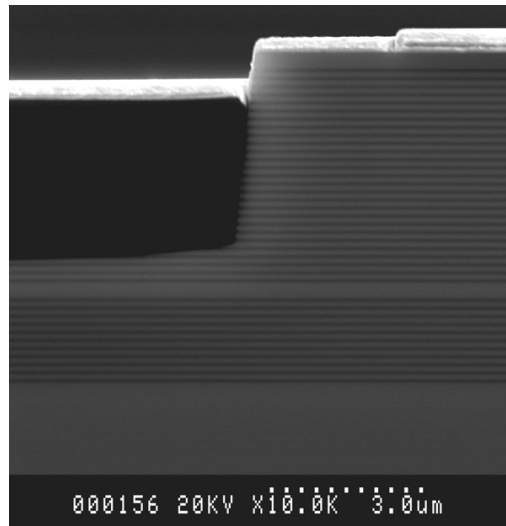


FIGURE 3.38 – Image d'un méso clivé avant dépôt d'or électrolytique faisant apparaître la gravure partielle du miroir de Bragg (*Photo LPN*).

Pour la réalisation du contact électrique type-p, on dépose par évaporation une

couche de Ti/Au (30/300 nm) qui va servir de couche conductrice pour déposer une couche d'or électrolytique d'environ 70 μm . Cette couche d'or épaisse garantit une bonne uniformité et une bonne impédance thermique, et sert également de substrat hôte pour l'ensemble des puces réalisées (Figure 3.39).

Pour réaliser le contact annulaire de type-n, on évapore une succession de couches Ni/Ge/Au/Ni/Au autour de la zone d'émission. Le diamètre d'ouverture du contact est supérieur au diamètre du méssa d'environ 60 % afin d'éviter tout effet de diffraction et pour rendre moins contraignant l'alignement entre la face avant et la face arrière. Enfin, la surface d'émission est traitée antireflet par un dépôt en Si_3N_4 de $\lambda/4$, et l'isolation électrique entre les puces est réalisée par une gravure à travers toute la structure, évitant ainsi le clivage de chaque puce.

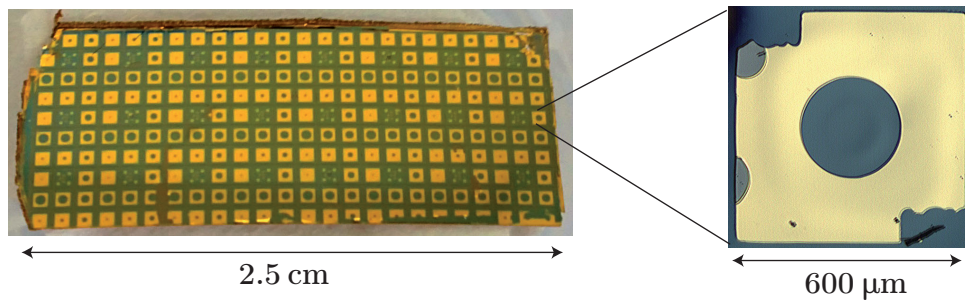


FIGURE 3.39 – Photos d'une plaque de puces EP-VECSEL sur substrat d'or électrolytique (gauche) et zoom sur une puce (droite).

b) Caractérisations électriques

Les échantillons 1/2-VCSEL ont été testés électriquement avec un montage sous pointes afin de mesurer leur résistance électrique. La Figure 3.40 montre une mesure expérimentale de la densité de courant injectée en fonction de la tension appliquée, pour des diodes de différents diamètres réalisées avec le design 1.

Pour l'ensemble des diamètres, la tension de coude V_d reste comprise entre 1.2 et 1.5 V. Au delà de cette tension, on peut calculer la résistance électrique différentielle $R_d = dV/di$, que l'on définit à une densité de courant $J = 2 \text{ kA.cm}^{-2}$ correspondant à une valeur typique en fonctionnement laser. La résistance différentielle correspond à la conduction électrique verticale dans la structure, elle dépend donc de la surface d'injection. Pour une diode de 75 μm R_d est de l'ordre de 14 Ω et de 21 Ω pour une diode de 55 μm . Ces valeurs sont importantes car elles déterminent l'échauffement de la structure par effet Joule.

c) Caractérisations thermiques

L'élévation de température de la zone active sous l'effet du courant peut être approximée par la relation suivante [Grabherr 1999] :

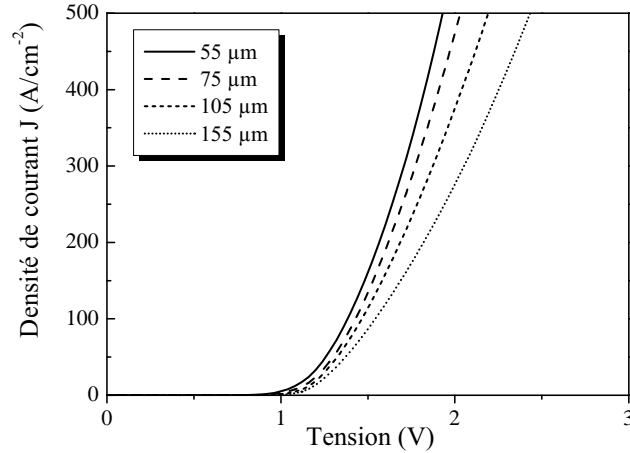


FIGURE 3.40 – Caractéristiques $J(V)$ pour différents diamètres de méso, mesurées en continu et à température ambiante (design 1, échantillons Gas440).

$$\Delta T = R_{th} \times i (V_d + i R_d) \quad (3.13)$$

Pour déterminer la valeur de l'impédance thermique R_{th} de nos structures, nous avons utilisé la même méthode expérimentale que pour les structures pompées optiquement (cf. § 3.1.3.4). Les valeurs mesurées sont respectivement de 40, 50 et 60 K/W ($\pm 5\%$) pour des diodes de 155, 105 et 75 μm réalisées avec le design 1. Ces valeurs sont similaires à celles obtenues dans la littérature avec un VCSEL en configuration bottom-emitting et avec un dépôt d'or électrolytique [Wipiejewski 1996]. Cela montre la bonne dissipation de la chaleur par le substrat d'or électrolytique, et valide la technologie utilisée.

d) Caractérisations électro-optiques

Nous allons à présent nous intéresser à l'homogénéité du gain dans les structures. Pour cela, nous avons mesuré la distribution spatiale de l'électroluminescence pour différents diamètres d'injection et pour les deux types de design (avec et sans substrat). Les mesures ont été réalisées avec le système de caractérisation présenté précédemment (cf. § 3.1.2.2).

On peut voir sur la Figure 3.41 que grâce à la diffusion des porteurs dans le substrat (design 1), la distribution de porteurs dans les puits quantiques est uniforme même pour de larges diamètres. Par contre avec le design 2, la distribution de porteurs n'est pas uniforme pour les larges diamètres, ce qui indique une diffusion latérale des porteurs insuffisante. Il faudra donc augmenter le niveau de dopage ou l'épaisseur de la couche déposée. Des travaux sont en cours dans cette direction.

Les profils d'électroluminescence pour différents diamètres de diodes réalisées avec le design 1 sont présentés sur la Figure 3.42. Ces résultats concordent avec la simulation (Comsol Multiphysics) de la distribution de densité de courant qui tient compte de la gravure partielle du miroir de Bragg. Par ailleurs, des résultats

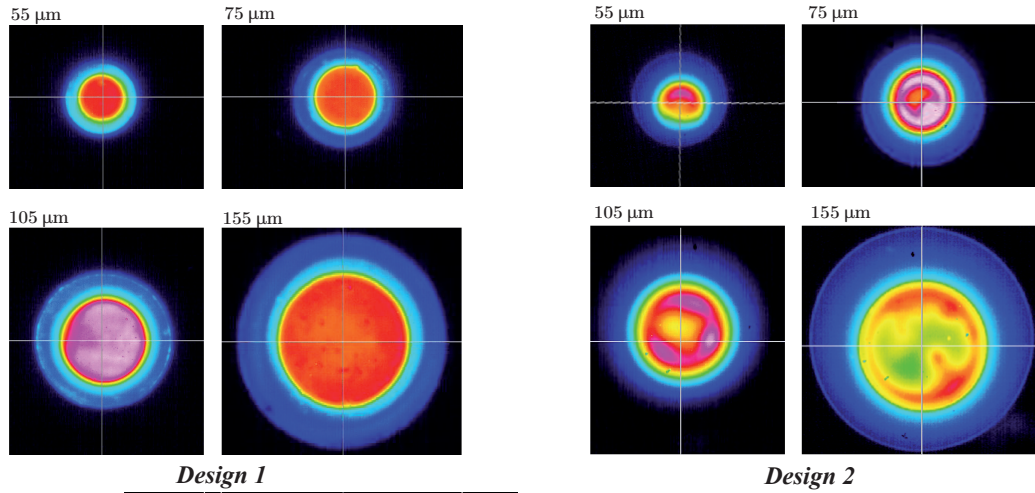


FIGURE 3.41 – Distribution spatiale de l'électroluminescence mesurée à forte injection ($i = 200$ mA) pour plusieurs diamètres de diodes réalisées avec le design 1 (gauche, échantillons Gas440) et avec le design 2 (droite, échantillons Gas448).

similaires ont été obtenus avec des diodes dont le miroir de Bragg et la zone active ont été entièrement gravés, ce qui montre que la gravure partielle du miroir de Bragg ne réduit pas le confinement électrique lorsque les diodes ont un diamètre supérieur à $50 \mu\text{m}$. Nous verrons au chapitre suivant qu'un fonctionnement en continu et à température ambiante a été obtenu avec les deux designs étudiés et pour différents diamètres de diodes.

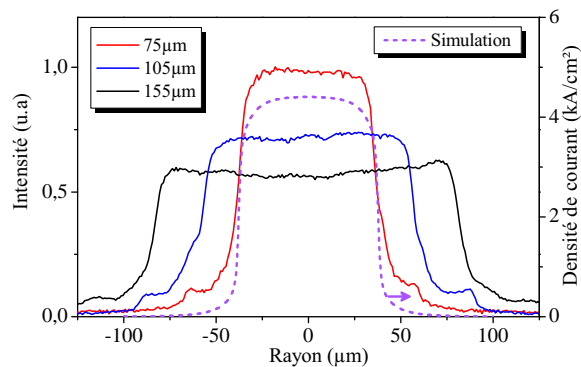


FIGURE 3.42 – Profils d'électroluminescence pour différents diamètres de diodes mesurés à un courant $i = 200$ mA, (Design 1, échantillons Gas440) et simulation de la distribution de densité de courant dans la zone active d'une diode de $75 \mu\text{m}$.

3.2 Conception du VECSEL complet

Dans la section précédente, nous avons présenté le design et la technologie des structures 1/2-VCSEL sur GaAs et sur GaSb. Maintenant, nous allons voir comment elles sont intégrées dans le montage du composant VECSEL complet. Dans un premier temps, nous allons voir comment concevoir un système de pompage optique adaptée pour une émission monofréquence de moyenne et de forte puissance. Ensuite, nous verrons comment choisir la configuration de cavité en fonction des structures utilisées et des performances visées. Puis, nous verrons comment concevoir un prototype compact et robuste, permettant de satisfaire aux contraintes de stabilité exigées pour un fonctionnement monomode.

3.2.1 Conception du système de pompage des OP-VECSEL

3.2.1.1 Choix d'une source de pompe

Le choix d'un système de pompage approprié à nos VECSEL dépend évidemment du niveau de puissance requis, mais doit aussi tenir compte des propriétés physiques du faisceau de pompe. Idéalement, la source de pompe doit présenter les propriétés suivantes :

- La longueur d'onde d'émission doit être inférieure à celle des barrières ($\lambda_b = 870\text{ nm}$ pour le GaAs et $\lambda_b = 1095\text{ nm}$ pour l'AlGaAsSb) afin de garantir une absorption efficace dans la structure 1/2-VCSEL.
- Elle doit présenter une géométrie de faisceau permettant d'assurer un bon recouvrement avec le mode laser (un faisceau gaussien elliptique est idéal pour un pompage avec un angle).
- Elle doit être faiblement bruitée. En effet, comme nous le verrons par la suite, les fluctuations de la pompe sont transmises au laser dans la bande passante de la cavité laser, et se répercutent également sur les propriétés spectrales du laser. Pour minimiser les bruits du VECSEL, il est donc préférable de limiter ses origines potentielles en utilisant une source de pompe présentant une bonne qualité spatiale et un faible bruit d'intensité.
- Elle doit être facilement intégrable pour réaliser un prototype laser compact.

Le pompage par diode semble tout indiqué pour satisfaire à ces contraintes. Les diodes laser sont connues pour leur efficacité élevée (rendement électrique/optique de l'ordre de 50 %) et leur grande capacité d'intégration. En ce qui concerne la qualité de faisceau, il existe des diodes de pompe commerciales monomodes transverses, pouvant délivrer jusqu'à 200 mW autour de 808 nm (DL-8141-002) [Sanyo]. Ces diodes sont constituées d'un mono-émetteur à base de GaAs, de dimensions transverses $1 \times 3\ \mu\text{m}$. Le faisceau de pompe est donc elliptique et présente généralement une bonne stabilité temporelle, un bruit d'intensité relativement faible

(cf. § 6.2.2.1) et une polarisation linéaire. Ce type de source est donc idéal pour le développement d'OP-VECSEL faiblement bruité de haute cohérence, nous les utiliserons donc pour la réalisation de nos prototypes VECSEL lorsque la puissance de pompe nécessaire sera inférieure à 200 mW.

Cependant, pour obtenir une puissance de pompe plus élevée, on est obligé d'utiliser une source de pompe multimode, à base d'un mono-émetteur large (1 à 2 W maximum) ou à base de multiples émetteurs tels que les matrices de VCSEL (VCSEL-array) ou les systèmes de diodes couplées dans une fibre. Pour la réalisation de nos prototypes VECSEL de forte puissance, nous avons choisi d'utiliser un laser de pompe à diodes couplées dans une fibre. La pompe utilisée peut délivrer jusqu'à 8 W à 808 nm dans une fibre multimode de 200 μm de diamètre (JOLD-7-BAFCM-12) [Jenoptik]. Le faisceau de sortie est donc circulaire, avec un profil d'intensité quasi-uniforme sur la largeur du faisceau (Figure 3.47), et n'est pas polarisé.

3.2.1.2 Détermination du diamètre de pompage optimum

Que ce soit pour un VECSEL pompé optiquement, ou pour un VECSEL pompé électriquement, le diamètre de pompage influence deux paramètres essentiels : l'impédance thermique et la puissance au seuil laser. On a vu précédemment que la puissance au seuil laser augmente quadratiquement avec le diamètre de pompage, alors que l'impédance thermique évolue quasi-linéairement avec l'inverse du diamètre. Par conséquent, il existe un diamètre optimum pour lequel la puissance est maximale.

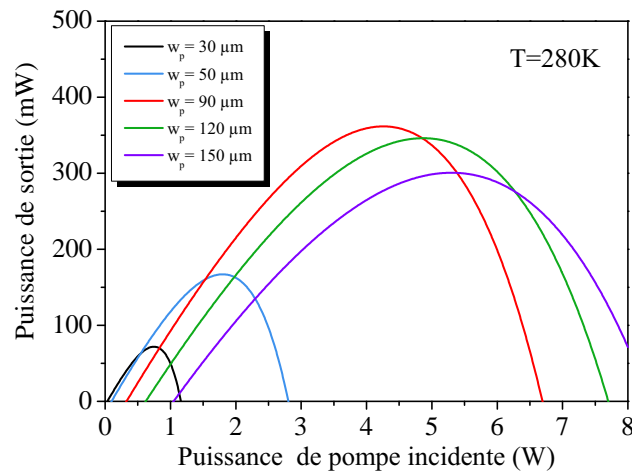


FIGURE 3.43 – Simulation de la puissance laser d'un OP-VECSEL GaSb reportée sur substrat SiC et émettant à 2.3 μm , pour différents diamètres de pompage et avec un coupleur de sortie de 0.7%.

Cet optimum dépend de la dissipation thermique dans la structure et de la sensibilité du laser aux effets thermiques (T_0). Ainsi, le diamètre de pompage doit être optimisé en fonction de la technologie utilisée (pompage optique ou électrique) et

en fonction du type de structures (GaAs ou GaSb, avec ou sans report sur SiC). L'optimum dépend également du couplage de sortie puisque celui-ci influence directement le seuil laser. Par exemple, avec un miroir de sortie de faible transmission (HR), on peut utiliser un diamètre de pompage plus élevé car on peut se permettre une augmentation de seuil plus importante. Enfin, dans le cas où on est limité par la puissance de pompe disponible, on doit choisir un diamètre de telle sorte que le roll-over intervienne au maximum de puissance de pompe. Dans notre cas, nous disposons d'une diode de pompe d'une puissance maximale de 8 W, il faudra donc en tenir compte, notamment pour les structures reportées sur SiC où les effets thermiques sont faibles.

Un exemple d'évolution de la puissance laser en fonction du diamètre de pompage est tracé sur la Figure 3.43, pour une structure GaSb reportée sur SiC. L'optimum de puissance émise est obtenu pour un diamètre de pompage $2w_p = 180 \mu\text{m}$, avec une puissance de pompe incidente de 4 W.

3.2.1.3 Montages des diodes de pompe

Le faisceau issu de la diode de pompe, doit être collimaté puis focalisé sur la structure 1/2-VCSEL. Pour cela, on utilise deux lentilles dont les focales seront choisies en fonction de la divergence du faisceau de pompe et de la taille du spot de pompe souhaitée sur l'échantillon.

Dans le cas d'une diode de pompe monomode elliptique, l'angle d'incidence du faisceau de pompe par rapport à l'axe optique de la cavité laser sera choisi proche de l'angle de Brewster, soit $\theta_b = \arctan(n_{SC}/n_O) \simeq 75^\circ$. Cela permet de minimiser la réflexion sur la surface de l'échantillon et de compenser l'ellipticité du faisceau qui est alors quasi-circulaire sur le 1/2-VCSEL. Cependant, la polarisation du faisceau de pompe doit être magnétique transverse (TM) pour que la réflexion soit minimale. Il faut donc tourner la polarisation de 90° en insérant une lame demi-onde entre les deux lentilles (Figure 3.44), de manière à ce que la direction de polarisation soit suivant l'axe rapide du faisceau (axe de croissance de la diode).

En ce qui concerne la diode fibrée de forte puissance, le faisceau est circulaire et n'est pas polarisé, l'angle d'incidence a donc peu d'influence sur la réflexion de la pompe à la surface du 1/2-VCSEL. Par contre, c'est important au niveau de la stabilisation du mode optique. En effet, plus l'angle d'incidence sera grand et plus le faisceau de pompe sera elliptique sur l'échantillon. Dans une configuration de cavité de type plan-concave, le recouvrement du faisceau laser avec le faisceau de pompe sera donc d'autant plus faible que l'angle d'incidence sera grand, réduisant le rendement et la puissance du laser. Par contre, nous verrons que dans une configuration de cavité plan-plan avec stabilisation par gradient thermique, on s'affranchit de cette contrainte car il devient possible de stabiliser un mode laser asymétrique (cf. § 3.2.2.2).

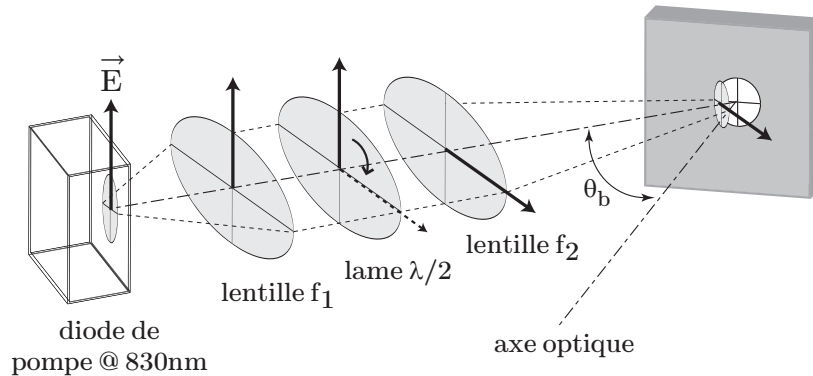


FIGURE 3.44 – Schéma du système de pompage optique réalisé avec une source de pompe monomode polarisée. La pompe est injectée avec un angle d'incidence de $\theta_b \sim 70^\circ$ par rapport à l'axe optique, correspondant à l'angle de Brewster.

3.2.2 Design de la cavité optique résonnante

Dans un VECSEL, et plus généralement dans un laser, la cavité optique joue un rôle fondamental sur la distribution transverse du champ optique ainsi que sur la sélection d'un mode longitudinal et de polarisation. Nous avons vu précédemment quelques notions fondamentales sur la sélection d'un unique état propre de la lumière. Nous allons ici nous appuyer sur ces notions pour la conception de nos systèmes VECSEL. Nous verrons notamment comment optimiser les paramètres de cavité (L_c , T_{oc} , R_c) en fonction des conditions de pompage et des propriétés recherchées, et ceci pour les deux configurations de cavité que nous avons étudiées : la cavité plan-concave stable et la cavité plan-plan instable.

3.2.2.1 La cavité plan-concave

La configuration de cavité plan-concave est particulièrement bien adaptée pour les VECSEL pompés optiquement par une diode monomode. En effet, on a vu qu'avec ce type de diode le faisceau de pompe était quasi-circulaire sur l'échantillon avec une distribution d'intensité gaussienne, donnant ainsi la possibilité d'obtenir un recouvrement optimal avec le mode TEM_{00} stabilisé par la cavité plan-concave. Ainsi, pour une longueur de cavité de quelques mm à quelques cm et pour une puissance de pompe modérée (< 200 mW), nous utiliserons un miroir externe concave commercial.

a) Choix du rayon de courbure

Le rayon de courbure sera déterminé avec l'équation 2.41 introduite au premier chapitre, de façon à ce que la taille du mode sur le 1/2-VCSEL corresponde au waist du faisceau de pompe ($w_0 \simeq w_p$). On notera que pour faciliter l'alignement de la cavité et pour éviter d'être sensible aux instabilités mécaniques et thermiques,

il est préférable que la zone de stabilité soit la plus large possible. On voit sur la Figure 3.45 que la zone de stabilité est plus large avec un miroir de faible rayon de courbure, et que la variation de w_0 avec la longueur de cavité augmente avec le rayon de courbure, surtout pour les petits diamètres de pompe. Par conséquent, nous utiliserons préférentiellement un miroir avec un faible rayon de courbure, dans la mesure du possible (encombrement, géométrie de pompage) et en fonction de la disponibilité des miroirs.

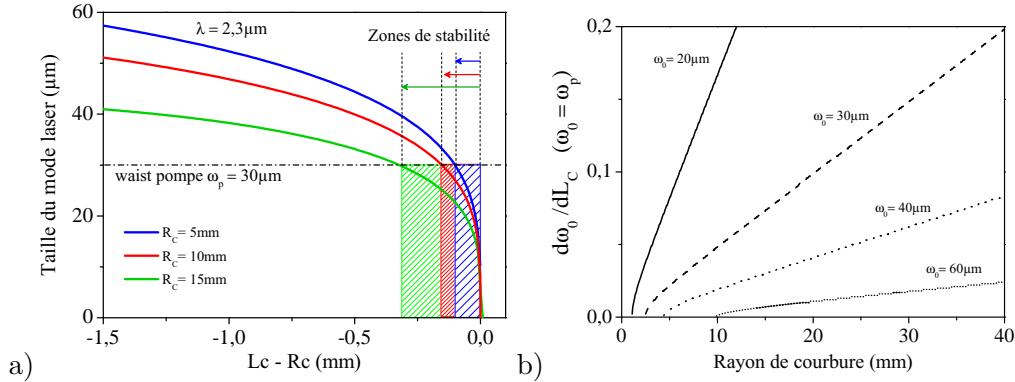


FIGURE 3.45 – a) Evolution de la zone de stabilité en fonction du rayon de courbure du miroir externe, pour un waist de pompe de $30\mu\text{m}$ et une longueur d’onde de $2.3\mu\text{m}$; b) Dérivé du waist laser w_0 par rapport à la longueur de cavité L_c , calculé au point $w_0 = w_p$ et en fonction du rayon de courbure du miroir.

b) Transmission du coupleur de sortie

La transmission du miroir externe doit être choisie en fonction de la valeur des pertes internes et du gain disponible, de manière à optimiser le rendement différentiel et le seuil du laser. Si l’on choisi une faible transmission, le seuil laser sera faible, mais le rendement différentiel le sera aussi, la puissance laser sera donc limitée. A l’inverse, si le facteur de transmission est élevé, le rendement différentiel tend vers 1 (les pertes internes deviennent négligeables devant les pertes par transmission), mais le seuil laser augmente rapidement et tend vers l’infini lorsque les pertes sont de l’ordre du gain modal. Il existe donc une valeur optimale qui dépend de la valeur du gain modal et des pertes internes, mais aussi des effets thermiques dans la structure.

Typiquement, pour un VECSEL pompé optiquement avec une structure résonante traité antireflet, nous utiliserons un coupleur de sortie d’une transmission de l’ordre de 1% pour les VECSEL-GaAs et de 0.7% pour les VECSEL-GaSb.

Par contre, pour les VECSEL pompés électriquement, le gain modal est plus élevé grâce à la résonance de la microcavité. Par conséquent, le couplage de sortie doit être plus élevé, de manière à ce que les pertes utiles soient les pertes dominantes, tout en gardant un faible seuil laser. En utilisant les équations 2.52 à 2.55,

nous avons simulé l'évolution de la densité de courant au seuil laser J_{th} et du rendement différentiel η_d en fonction de la transmission du miroir externe T_{oc} pour un EP-VECSEL réalisé avec le design 1 (substrat $125\ \mu\text{m}$), et pour une zone active comportant 3 et 6 puits quantiques (Figure 3.46).

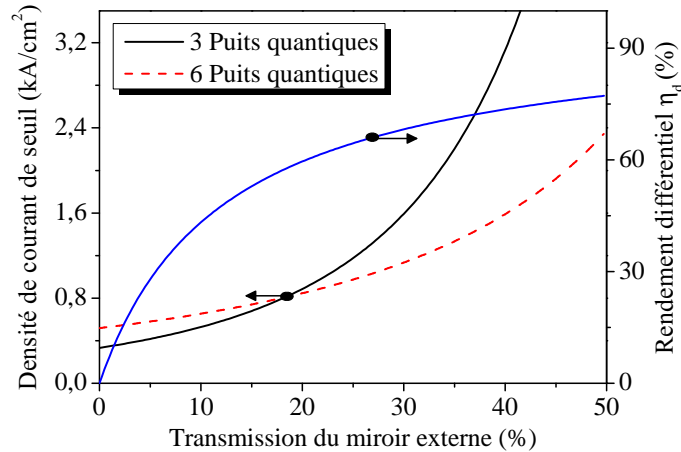


FIGURE 3.46 – Simulation de la densité de courant de seuil et du rendement différentiel en fonction de la transmission du miroir externe, pour 3 et 6 puits quantiques et en considérant un rendement quantique $\eta_i = 1$

On voit qu'une valeur légèrement supérieure à 10 % est un bon compromis pour un faible seuil et un bon rendement différentiel. Pour la réalisation de nos prototypes EP-VECSEL, nous utiliserons donc un miroir de 12 % de transmission.

c) Choix de la longueur de cavité

La longueur de cavité sera choisie en fonction du type d'application visée. Par exemple, pour une application nécessitant une accordabilité très large, on utilisera une cavité très courte de manière à ce qu'une modulation de la longueur de cavité δL engendre une grande variation de fréquence $\delta\nu = \nu/L_c \times \delta L$. À l'inverse, pour réaliser une source de haute cohérence, on utilisera une cavité longue de manière à augmenter la durée de vie de photon. Toutefois, rappelons que la cavité ne doit pas être trop longue (typiquement $< 1\ \text{cm}$) afin d'éviter une forte sensibilité du laser aux perturbations susceptibles de modifier la compétition intermodale comme les fluctuations mécaniques ou thermiques de la longueur de la cavité et du gain (cf. § 2.2.3.1), et pour assurer un SMSR élevé.

Mais pour réaliser des cavités très courtes ($< 500\ \mu\text{m}$), on peut envisager un autre type de miroir externe, avec par exemple un dispositif à base de micro-miroirs gravés sur une matrice en diamant [Laurand 2007] ou en verre [Aldaz 2004] et intégrés sur la puce 1/2-VCSEL. Ce type de systèmes est intéressant au niveau de la compacité, mais est moins flexible et limite les fonctionnalités du laser (accordabilité, éléments intra-cavité). Il existe toutefois des VECSEL très intégrés accordables basés sur

l'utilisation d'une membrane [Riemenschneider 2003], mais qui souffrent d'un niveau de puissance extrêmement faible ($< \text{mW}$). Une autre solution, plus simple et plus avantageuse consiste à utiliser un miroir plan, avec une stabilisation par un effet de lentille thermique dans la structure 1/2-VCSEL.

3.2.2.2 La cavité plan-plan avec gradient thermique

Une cavité de type plan-plan est naturellement instable, toutefois si le gradient thermique induit par le processus de pompage présente une forme adaptée et s'il est suffisamment élevé, il devient possible de stabiliser des modes optiques par un effet de lentille thermique. Pour un VECSEL pompé optiquement, on a vu que la distribution de température dépend du profil du faisceau de pompe et de la diffusion thermique dans la structure. Ce gradient de température induit naturellement un gradient d'indice optique ($dn/dT = 2.7 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ pour une structure GaAs), qui agit comme une lentille dont la focale dépend de la taille et de la puissance du faisceau de pompe, ainsi que de l'impédance thermique de l'échantillon. Si le profil d'indice peut être approximé à un profil parabolique ⁶, alors on peut évaluer la focale équivalente de cette lentille [Yariv 1991], dans l'approximation des lentilles minces on a :

$$F_{lens}^{x,y} \simeq \frac{\sigma_{x,y}^2}{2 \ln(2) L_{\mu c}} \left(R_{th} P_p \frac{dn}{dT} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

où $\sigma_{x,y}$ est la demi-largeur à mi-hauteur du faisceau de pompe (HWHM) suivant l'axe x ou y, et $L_{\mu c}$ la longueur de pénétration de l'onde dans la structure 1/2-VCSEL. En configuration plan-concave standard, l'effet de cette lentille thermique peut devenir gênant puisqu'à forte puissance elle modifie les conditions de stabilité et peut dégrader la qualité de faisceau ⁷.

Toutefois, il est possible de tirer profit cette lentille thermique dans une configuration de cavité de type plan-plan. Dans ce cas, le confinement optique est assuré uniquement par le gradient d'indice, ce qui permet de réaliser un résonateur intrinsèquement monomode transverse, à condition de choisir des paramètres de cavité et de pompage adaptés (cf. équation 2.42). Cela permet également de stabiliser de larges modes transverses avec une faible longueur de cavité, ce qui est favorable pour une émission monofréquence de forte puissance. Un autre avantage de cette configuration est la possibilité de stabiliser un mode asymétrique. En effet, si le gradient thermique n'est pas symétrique, à cause d'un pompage avec un fort angle par exemple, il existe une courbe de stabilité différente suivant chaque axe, mais qui peuvent être optimisées pour une même longueur de cavité puisque la lentille thermique équivalente est différente suivant chaque axe. L'avantage c'est que le mode s'adapte au profil de température et donc au profil de pompage, ce qui favorise le recouvrement du mode avec la zone de gain. On peut ainsi obtenir

6. L'approximation n'est valable que sur une zone spatiale restreinte au centre du faisceau.

7. Cet effet est encore plus limitant pour les lasers solides à cause de la plus grande longueur du milieu amplificateur.

une puissance maximale même avec de fort angle de pompage ($\theta > 10^\circ$).

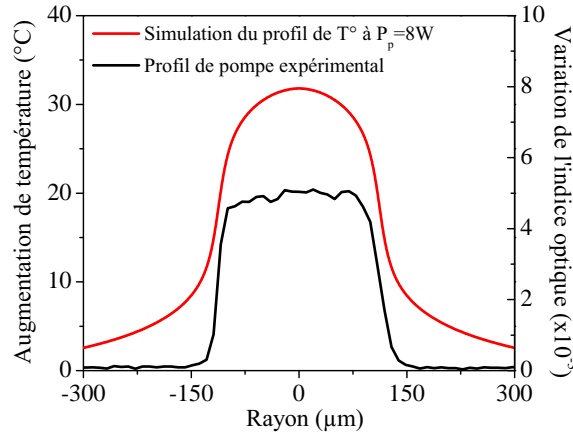


FIGURE 3.47 – Profil de pompe expérimental et simulation du profil de température/indice dans le 1/2-VCSEL pour une puissance de pompe de 8 W.

Nous avons réalisé ce type de configuration avec une structure 1/2-VCSEL reportée sur substrat SiC, pour une émission de forte puissance autour de $1\ \mu\text{m}$. Le diamètre du spot de pompe focalisé sur l'échantillon est de $2\sigma_x = 232\ \mu\text{m}$, ce qui donne une impédance thermique (mesurée) de $R_{th} = 4.5\ \text{K/W}$. Dans ces conditions, la focale équivalente de la lentille thermique est de $F_{lens}^x \sim 300\ \text{mm}$ pour $P_p = 8\ \text{W}$, la focale équivalente sur l'axe y dépendra de l'angle d'incidence de la pompe sur l'échantillon. La Figure 3.47 montre la simulation de la distribution de température, et donc le gradient d'indice, dans le 1/2-VCSEL réalisé en tenant compte du profil expérimental du faisceau de pompe.

Grâce à ce gradient d'indice, nous avons obtenu une stabilisation du mode fondamental avec une longueur de cavité allant de 3 à 10 mm. La Figure 3.48 montre l'évolution théorique et expérimentale de la taille du mode laser suivant l'axe vertical en fonction de la longueur de cavité et pour un angle de pompage de 45° .

On peut voir que la stabilité de la cavité suit un comportement de type plan-concave. Si l'on calcule le paramètre V du résonateur optique à l'aide de l'équation 2.42, on obtient une valeur de $V = 1.8$ pour $L_c = 3\ \text{mm}$ et $V = 0.9$ pour $L_c = 10\ \text{mm}$, le résonateur est donc monomode transverse sur une large plage de stabilité, comme nous avons pu le constater expérimentalement. Evidemment, la courbe de stabilité n'est valable que pour une puissance de pompe déterminée. En effet, comme on peut le voir sur la Figure 3.49, la lentille thermique et donc la taille du mode évolue avec la puissance de pompe.

Le recouvrement optimum du mode avec le faisceau de pompe dépend donc à la fois de la longueur de cavité et de la puissance de pompe. En pratique, cela se traduit par un seuil apparent plus élevé, car la taille du mode diminue progressivement lorsqu'on augmente la puissance de pompe, jusqu'à atteindre une taille optimale au point de fonctionnement.

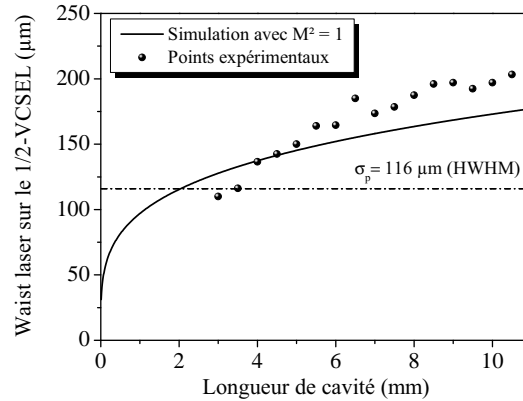


FIGURE 3.48 – Simulation et points expérimentaux du waist laser (à $1/e^2$) en fonction de L_c , pour une puissance de pompe incidente de 8 W.

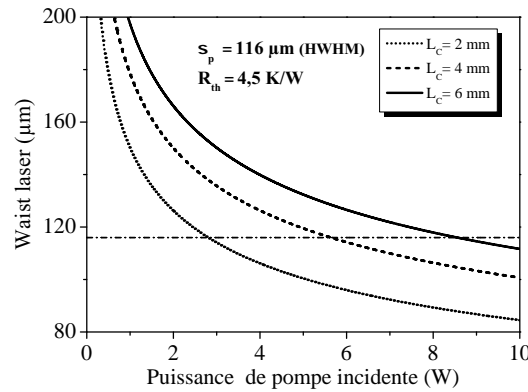


FIGURE 3.49 – Calcul de l'évolution du waist laser en fonction de la puissance de pompe incidente pour différentes longueurs de cavité.

D'après cette figure, l'optimum de puissance devrait être obtenu avec une longueur de cavité comprise entre 4 et 6 mm pour une puissance de pompe incidente de 8 W. Les résultats laser seront discutés plus en détail dans le chapitre 4.

Comme nous avons pu l'observer expérimentalement, certaines propriétés d'un résonateur à gradient d'indice sont différentes d'un résonateur plan-concave conventionnel. Tout d'abord, le laser est plus sensible au désalignement angulaire de la cavité, ce qui permet, dans le cas où le résonateur supporte plus d'un mode ($V > 1.5$), d'éliminer facilement les modes transverses d'ordre supérieur qui sont plus sensibles au désalignement que le mode fondamental.

Un autre avantage de la cavité plan-plan, c'est que l'on peut utiliser soit un miroir externe plan diélectrique du commerce à bas coût, soit un miroir semiconducteur réalisé sur mesure. Dans ce cas, on peut envisager d'ajouter une fonction plus spécifique au miroir de sortie, comme par exemple en intégrant un absorbant saturable pour la génération d'impulsions ultra-courtes (SESAM) ou un filtre spectral en réflexion. D'ailleurs, nous avons testé une telle configuration avec un

filtre semiconducteur-métal [Garnache 2007c], mais les premiers résultats obtenus ne nous ont pas permis d'atteindre un niveau de puissance satisfaisant à cause de la dégradation de la couche métallique sous fort champ.

3.2.3 Conception d'un prototype compact

Nous avons vu précédemment que grâce au gain homogène de la structure 1/2-VCSEL et à la compétition intermodale, il est possible d'obtenir une émission monofréquence. Mais pour cela, il faut que les fluctuations d'origines mécaniques, thermiques ou optiques soient limitées. Nous avons donc réalisé un prototype laser stable et compact (Figure 3.50).

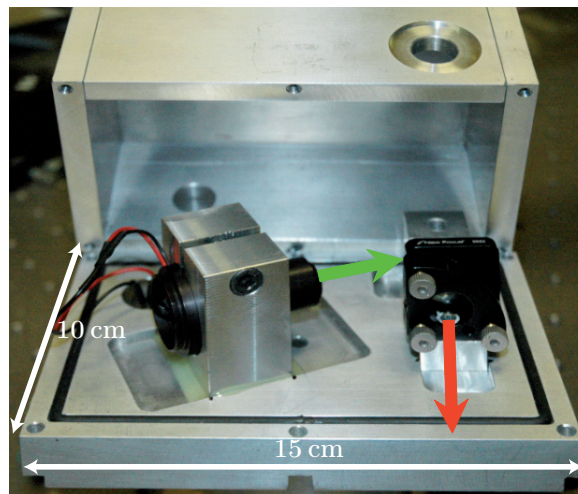


FIGURE 3.50 – Photo d'un prototype VECSEL réalisé au laboratoire.

Pour éviter au maximum les vibrations mécaniques, tous les éléments mécaniques sont collés sur une plate-forme en dural. Les éléments optiques du système de pompage ont tous été intégrés dans un unique tube, ce qui rend le laser de pompe et ses optiques de mise en forme solidaires. On réduit ainsi les instabilités de position du faisceau de pompe sur l'échantillon. La structure 1/2-VCSEL est collée avec de la pâte thermique sur un élément Peltier afin de pouvoir réguler sa température. Un circuit de lecture/commande spécifique a été réalisé pour contrôler la température de l'échantillon avec une fluctuation RMS inférieure à $10^{-3} K$. Le miroir externe est collé sur un élément piézoélectrique pour pouvoir accorder la longueur d'onde, lequel est fixé sur une monture thêta-phi trois points ultra-stable (New Focus 9882). Enfin, le prototype est isolé thermiquement et acoustiquement de l'environnement extérieur par un boîtier en Dural solidaire du support monobloc (vissé). La température de l'ensemble du support est contrôlée indépendamment avec un autre élément Peltier placé sous la plate-forme en dural. Le montage expérimental complet est illustré par la Figure 3.51.

Pour le VECSEL de forte puissance, le dimensionnement des pièces mécaniques est différent, notamment le support du Peltier afin de pouvoir évacuer un flux

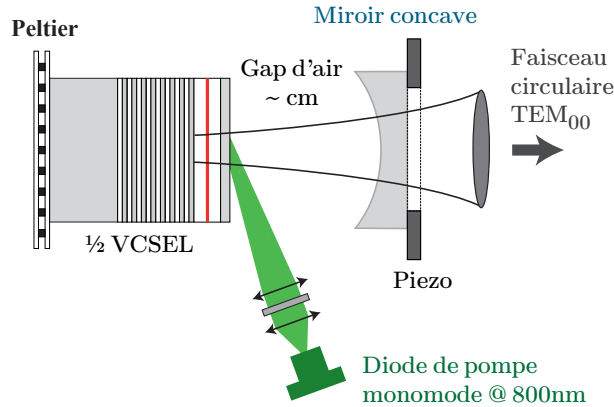


FIGURE 3.51 – Représentation schématique du système VECSEL avec un pompage optique par diode monomode commerciale, avec un angle d'incidence à Brewster ($\theta_b = 70^\circ$).

de chaleur plus important, mais le principe de conception reste similaire. Seul le positionnement de la diode de pompe sera différent.

La stabilité mécanique et thermique d'un tel prototype permet d'atteindre un régime monofréquence, et améliore significativement la cohérence du laser. En effet, en réduisant les fluctuations mécaniques et thermiques, on réduit aussi le bruit de fréquence du laser, et donc sa largeur de raie. Nous reviendrons sur cet aspect dans la deuxième partie du manuscrit.

3.2.3.1 Montages et moyens de caractérisation

Pour la réalisation des composants VECSEL dans le proche et le moyen infrarouge, nous avons besoin d'optiques adaptées à la longueur d'onde de travail (miroir externe, lentilles de collimation,...), mais aussi de moyens de détection efficaces pour pouvoir aligner la cavité optique et caractériser le faisceau laser.

Pour nos prototypes, nous utiliserons des miroirs de sortie diélectriques du commerce. Les caractéristiques du miroir (T_{oc} , R_c) seront choisies en fonction de la structure sous test. Dans le proche infrarouge, il existe commercialement des miroirs disponibles avec différentes réflectivités et différents rayons de courbure. Par contre, dans le moyen infrarouge, les miroirs diélectriques ne sont pas standard et il faut généralement les faire fabriquer sur mesure. Particulièrement pour les faibles rayons de courbures ($< \text{cm}$) et pour des valeurs précises de pouvoir réflecteur.

De même, les optiques sont largement commercialisées dans le proche infrarouge, mais sont rarement adaptées au moyen infrarouge. Les principales difficultés concernent la transparence des matériaux utilisés et la présence de traitement antireflets sur la surface des optiques. En effet, il n'existe pas dans le commerce de traitements antireflets adaptés à nos longueurs d'onde de travail (2.3 ou 2.7 μm). Par conséquent, à ces longueurs d'onde nous utiliserons des lentilles non traitées en

CaF₂, car l'utilisation d'optiques traitées à 1 μm ou 1.55 μm engendre des réflexions allant jusqu'à 50 % (contre 7 % sans antireflet).

En ce qui concerne l'instrumentation, là encore elle est peu ou pas disponible, peu performante et souvent coûteuse dans le moyen infrarouge. Comme moyens de détection et d'analyse, nous disposons d'une photodiode InGaAs étendue à 2.6 μm et d'une photodiode en InAs refroidie par trois étages Peltier, permettant de détecter jusqu'à plus de 3.3 μm . Pour la mesure de la distribution transverse du faisceau et pour l'analyse spectrale, nous disposons d'une barrette de photodiode InGaAs (Xenics) refroidie à -50°, qui atteint sa limite de sensibilité à 2.7 μm . Elle est composée de 512 pixels d'une taille de 25 \times 500 μm .

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu toutes les étapes nécessaires à l'élaboration de sources VECSEL monofréquences de forte puissance dans le moyen et le proche infrarouge. Nous avons d'abord présenté le design et la technologie des structures 1/2-VCSEL sur GaAs et sur GaSb. Nous avons vu que pour obtenir un fonctionnement de forte puissance à température ambiante et en continue, il était nécessaire de réaliser des structures à fort gain et à fort T_0 . Dans ce but, nous avons étudié la possibilité d'utiliser de nombreux puits quantiques contraints sans dégrader la qualité cristalline des structures, en particulier pour les structures antimoniures où le T_0 est le plus faible. Pour étudier les propriétés des couches épitaxiées, nous avons développé un système de caractérisation par micro photoluminescence permettant de détecter la présence de faible densité de dislocation. Cela nous a permis de montrer la bonne qualité des structures antimoniures comportant jusqu'à 10 puits quantiques, ce qui a été validé par une mesure du rendement quantique interne. Avec cette mesure nous avons également pu évaluer les durées de vie associées aux différents processus de recombinaison.

Ensuite, nous avons étudié les limitations thermiques des structures 1/2-VCSEL et nous avons détaillé les procédés technologiques permettant d'améliorer la dissipation thermique. Nous avons notamment démontré pour la première fois une technologie de report sur substrat hôte d'une membrane antimoniure dans le but de développer des lasers de forte puissance dans le moyen infrarouge. Ce travail a été effectué avec Jean Philippe Perez et en collaboration avec le LPN.

Nous avons également détaillé la technologie développée pour le pompage électrique de structure 1/2-VECSEL émettant à 1 μm . Nous avons présenté deux design différents : une structure *p.i.n* de type bottom-emitter avec et sans substrat intracavité. La croissance des structures a été faite par Isabelle Sagnes au LPN, et la technologie a été réalisée par Adrien Michon au LPN. Les caractérisations électrooptiques et thermiques de ces échantillons nous ont permis d'améliorer et de valider la technologie employée pour une gestion thermique efficace et pour une injection de porteurs uniforme sur de larges diamètres et sans gravure complète du miroir de Bragg, ce qui est favorable pour une émission monomode de forte puissance.

Enfin, nous avons présenté la conception du composant complet, avec le choix d'un système de pompage, la conception de la cavité résonnante et le montage mécanique complet d'un système VECSEL. Un nouveau concept de cavité a été développé, où le mode transverse est stabilisé par une lentille thermique dans une cavité plan-plan, permettant de réaliser des prototypes compacts et intrinsèquement monomode transverse avec un pompage multimode de forte puissance et avec un angle d'incidence élevé. Nous allons maintenant voir les résultats laser que nous avons obtenu avec ces composants.

Caractérisation des VECSEL NIR et MIR

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats lasers que nous avons obtenu avec les différents composants développés. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux composants VECSEL pompés optiquement avec une diode monomode de faible puissance, avec lesquels nous démontrerons un fonctionnement monofréquence dans le proche et le moyen infrarouge (à 1, 2.3 et 2.7 μm). Nous verrons ensuite les résultats obtenus avec les VECSEL en cavité plan-plan pompés avec une diode multimode de forte puissance ; nous montrerons que ce nouveau concept de cavité permet d'atteindre des performances remarquables en termes de puissance et de cohérence. Enfin, nous caractériserons les composants VECSEL pompés électriquement, et nous analyserons les résultats obtenus.

4.1 VECSEL pompé optiquement

4.1.1 Performances en pompage monomode de faible puissance

Dans cette section, nous caractérisons expérimentalement l'émission laser obtenu avec le prototype en configuration plan-concave et en pompage monomode de faible puissance que nous avons décrit précédemment. Nous étudierons l'évolution de la puissance émise avec la puissance de pompe et nous vérifierons les qualités spatiales et spectrales des VECSEL réalisés. Nous ferons une analyse comparative des résultats obtenus en fonction de la longueur d'onde d'émission des structures 1/2-VCSEL utilisées. Nous verrons notamment que de nombreuses propriétés du laser sont indépendantes de la longueur d'onde d'émission.

4.1.1.1 VECSEL GaAs pour une émission à 1 μm

La structure 1/2-VCSEL utilisée pour l'émission laser à 1 μm comporte 6 puits quantiques InGaAs/GaAs(P) à contrainte compensée, dans une zone active de $13\lambda/2$. Le miroir de Bragg est constitué de 27.5 paires en AlAs/GaAs procurant un pouvoir réflecteur de plus de 99.9%, et la surface de l'échantillon a été traitée antireflet par le dépôt d'une couche de Si_3N_4 de $\lambda/4$. Le design de la structure complète est illustré par la Figure 3.10.

Dans cette configuration de pompage monomode de faible puissance, il n'est pas nécessaire de mettre en œuvre la technologie de gestion thermique décrite précédemment, du moins pour les structures sur GaAs. Le spectre de réflectivité et de

photoluminescence de la structure réalisés juste après la croissance ont été montrés sur la Figure 3.13.

La structure 1/2-VCSEL est complétée par un miroir externe d'un rayon de courbure de 10 mm avec une réflectivité de 99 %. La longueur de la cavité est ajustée pour optimiser le recouvrement du mode avec le spot de pompe et assurer ainsi un fonctionnement monomode transverse ($L_c \sim 9 \text{ mm}$).

a) Caractéristique laser : puissance

Lors des mesures, la température du 1/2-VCSEL est réglée à 300 K, et la structure est pompée en régime en continu. On voit sur la Figure 4.1 que le seuil laser est atteint à une puissance de pompe de 40 mW, soit une densité de puissance au seuil d'environ 1.2 kW.cm^{-2} . Au dessus du seuil, le rendement différentiel est de 26 %, ce qui est assez proche de la valeur théorique donnée par l'équation 3.6. La puissance laser maximale est de 48 mW pour 220 mW de puissance de pompe. On voit que la puissance laser émise évolue linéairement avec la puissance de pompe, ce qui montre qu'elle n'est limitée dans ces conditions que par la puissance de pompe disponible. Voyons maintenant les qualités spatiales et spectrales du faisceau laser.

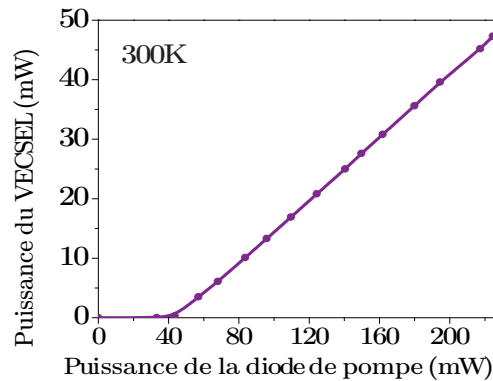


FIGURE 4.1 – Puissance de sortie du VECSEL à $1 \mu\text{m}$ en continu et à température ambiante.

b) Qualité transverse du faisceau

Nous avons vérifié la qualité transverse du faisceau laser, à l'aide d'une caméra CCD en Silicium. La mesure est effectuée directement en sortie de cavité, sans optiques de collimation pour éviter de dégrader la qualité de faisceau et pour évaluer sa divergence naturelle. On utilisera cependant un filtre optique pour éviter de saturer la caméra. On voit sur la Figure 4.2 que notre faisceau est bien monomode transverse TEM_{00} . Le faisceau est circulaire et présente une divergence de 0.8° (FWHM) avec un facteur $M^2 < 1.1$, il est donc proche de la limite de diffraction. De plus, le faisceau garde la même distribution transverse sur toute la caractéristique du laser.

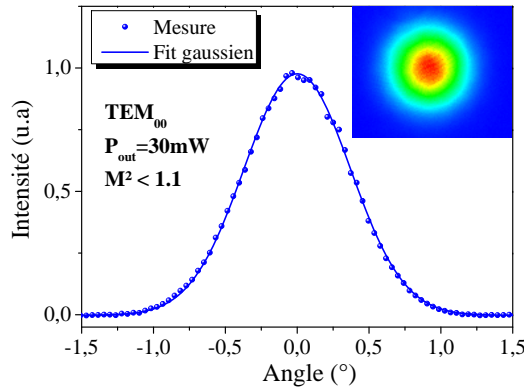


FIGURE 4.2 – Distribution transverse du faisceau laser en champ lointain.

c) Qualité spectrale

Pour vérifier expérimentalement si le laser est bien monofréquence et pour estimer le taux de suppression des modes latéraux (SMSR), il faut pouvoir mesurer le spectre du laser avec une résolution bien supérieure à l'écart entre deux modes longitudinaux. Dans notre cas, la longueur de cavité laser est de 9 mm, ce qui correspond à un ISL d'environ 17 GHz. Cette grandeur étant supérieure à la limite de résolution de notre spectromètre à réseau de diffraction ou de notre analyseur de spectre optique (~ 15 GHz à 3 dB), nous avons utilisé un interféromètre Fabry-Pérot à balayage de haute résolution. Il s'agit d'un Fabry-Pérot confocal (*Cohérent*), d'une résolution de 32 MHz avec un ISL de 7.5 GHz. Le résultat de cette mesure est présenté sur la Figure 4.3.

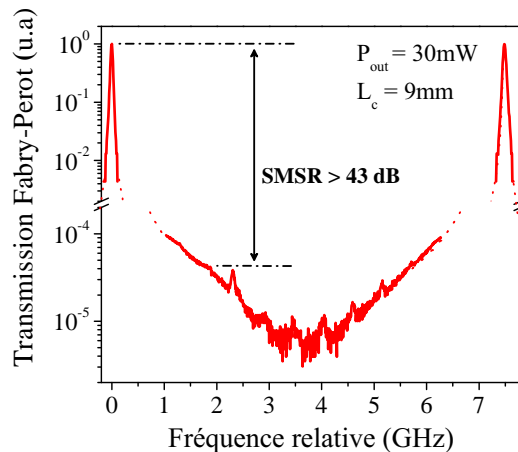


FIGURE 4.3 – Spectre du laser mesuré avec un Fabry-Pérot confocal de haute résolution (32 MHz FWHM).

On voit que le laser est monomode longitudinal, avec un SMSR de plus de 43 dB, ce qui est très proche de la limite quantique (cf. équation 2.65). Le faisceau présente également un état de polarisation linéaire, avec un taux de suppression du mode

orthogonal de plus de 45 dB. Le VECSEL est donc complètement monofréquence. Des études plus détaillées de l'émission laser, en terme de bruit et de cohérence seront présentées dans la deuxième partie du manuscrit.

4.1.1.2 VECSEL GaSb pour une émission à 2.3 μm

Nous allons maintenant nous intéresser aux VECSEL à base d'antimoniure émettant à 2.3 μm . Des résultats lasers ont déjà été montrés lors d'une précédente thèse [Ouvrard 2005b], avec notamment un fonctionnement monomode transverse et longitudinal et une puissance de sortie de quelques mW en continue et à température ambiante. Ces sources ont d'ailleurs été utilisées pour faire une démonstration d'analyse de gaz. Ici, nous allons montrer qu'il est possible d'obtenir des résultats similaires avec des structures GaSb à fort gain reportées sur substrat SiC. L'étude des zones actives nous a permis de montrer la possibilité d'utiliser plus de 10 puits quantiques sans dégradation de la structure cristalline, permettant d'augmenter le gain et le T_0 des structures précédentes. Et la technologie de gestion de la thermique développée sur les antimoniures nous permet d'envisager de monter en puissance dans cette gamme de longueur d'onde. Le test de ces nouvelles structures 1/2-VCSEL en configuration laser nous permettra donc de valider la qualité des structures et de la technologie de retrait de substrat qui a été développée au laboratoire.

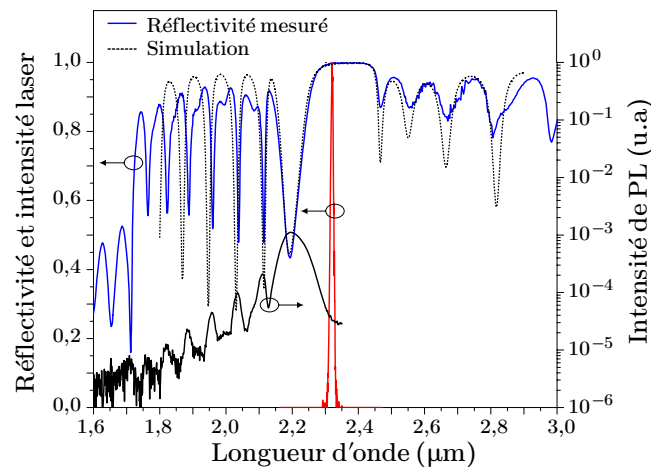


FIGURE 4.4 – Spectre de photoluminescence et de réflectivité d'une structure 1/2-VCSEL GaSb reportée sur SiC. Le spectre du VECSEL en configuration laser est également tracé.

a) Structure 1/2-VCSEL étudiée

La structure 1/2-VECSEL a été épitaxiée en inverse pour pouvoir être reportée sur un substrat SiC. Elle comporte 10 puits quantiques contraints dans une zone active d'une longueur de 2λ . Les puits sont placés sur les maximums du champ électrique avec une distribution graduelle 5+3+2 (de la surface au miroir de Bragg).

Le miroir de Bragg est composé de 15.5 paires GaSb/AlAsSb et la réflectivité est renforcée par l'ajout d'un miroir métallique en accord de phase avec la structure semiconductrice (miroir hybride), ce qui permet d'atteindre une réflectivité $R > 99.8\%$. La technologie de report a été décrite précédemment (cf. § 3.1.3.4), et les détails de la croissance se trouvent dans la référence [Perez 2010].

Les spectres de réflectivité et de photoluminescence de la membrane 1/2-VCSEL, mesurés à température ambiante et en continu sont montrés sur la Figure 4.4. On voit que la réflectivité est en bon accord avec la simulation et que la longueur d'onde d'émission des puits quantiques se situe au centre de la stop-band du Bragg.

a) Caractérisation laser

La structure a été testée en configuration laser, avec le même prototype que précédemment. Nous avons utilisé un miroir externe d'un rayon de courbure de 15 mm et de 99.8% de réflectivité. Dans cette configuration, nous avons obtenu l'effet laser à $2.3\mu\text{m}$ (Figure 4.4). Nous avons mesuré la distribution transverse du faisceau laser en champ lointain (Figure 4.5), il est circulaire TEM_{00} avec une divergence de 2.7° (à $1/e^2$).

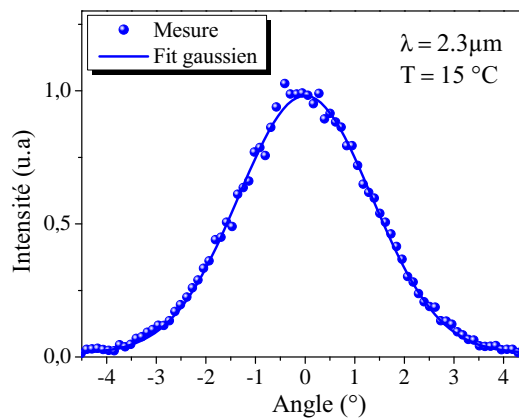


FIGURE 4.5 – Distribution spatiale du faisceau laser en champ lointain d'un VECSEL GaSb reporté sur SiC.

Nous avons également mesuré la puissance émise en fonction de la puissance de pompe incidente, le résultat est tracé sur la Figure 4.6.

Le seuil laser est atteint à une puissance de pompe de 35 mW à 280 K, ce qui représente une densité de puissance au seuil d'environ 1 kW.cm^{-2} . Malheureusement, la puissance maximale est relativement faible, $\sim 2\text{ mW}$ pour une puissance de pompe de 80 mW, avant le roll-over. Cette faible valeur peut provenir d'une mauvaise qualité de croissance de la structure ou bien des pertes optiques aux niveaux de la surface de l'échantillon. En effet, si lors du retrait de substrat il subsiste une fine couche d'InAs, alors les pertes optiques peuvent être élevées au niveau de cette couche. Pour minimiser ces pertes, on peut réaliser une structure laser anti-résonante, de manière à ce que le champ optique soit minimal à cette interface.

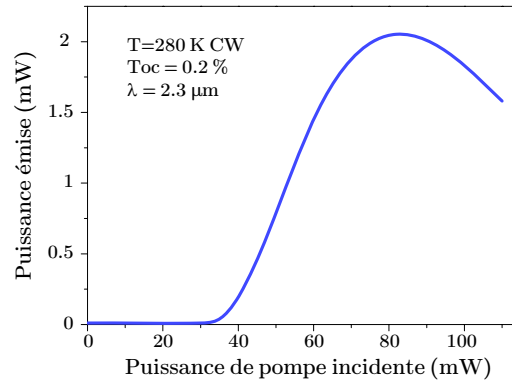


FIGURE 4.6 – Puissance de sortie du VECSEL à 2.3 µm en continu et à $T = 280 K$.

Nous n'avons malheureusement pas pu étudier ce type de structure dans le cadre de cette thèse.

Enfin, nous avons caractérisé l'impédance thermique du système en configuration laser (cf. § 3.1.3.4). Nous avons trouvé une valeur $R_{th} \simeq 150 \pm 20 K.W^{-1}$ pour un spot de pompe de 33 µm de waist, ce qui concorde à la valeur simulée (Figure 3.34). Cela valide donc la technologie pour la gestion thermique des VECSEL à base de GaSb. Des travaux sont en cours pour améliorer la puissance du VECSEL, qui devrait pouvoir atteindre plusieurs centaines de mW en continu et à température ambiante.

4.1.1.3 VECSEL GaSb pour une émission à 2.7 µm

Nous allons voir ici les premiers résultats obtenus avec une structure 1/2-VCSEL émettant à 2.7 µm. Ce travail exploratoire nous a permis de montrer la potentialité des VECSEL comme source monofréquence dans cette gamme de longueur d'onde, et nous a permis de nous confronter aux difficultés liées à une montée en longueur d'onde.

a) Structure 1/2-VCSEL étudiée

La structure 1/2-VECSEL étudiée est composée d'une zone active d'une longueur de $3\lambda/2$ qui comporte 3 puits quantiques de 10 nm en $Ga_{0.55}In_{0.45}As_{0.18}Sb_{0.82}$ avec des barrières en $Al_{0.35}Ga_{0.65}As_{0.03}Sb_{0.97}$. Le miroir de Bragg est composé de 23.5 paires de couches en AlAsSb/GaSb, procurant un pouvoir réflecteur $R > 99.8\%$. La structure n'est pas traitée antireflet pour bénéficier du facteur de résonance de la microcavité. La croissance de ces structures est relativement complexe car la teneur en Arsenic est élevée et son incorporation est fortement dépendante de la température de croissance. Un contrôle précis des conditions de croissance est donc nécessaire pour que les puits quantiques émettent à la longueur d'onde souhaitée. De plus, la longueur d'onde d'émission est très sensible au recuit thermique. Comme on peut le voir sur la Figure 4.7, le spectre de réflectivité et de photoluminescence

du 1/2-VCSEL ont évolué après que l'on ait recuit la structure à 430°C pendant 1h30. La longueur d'onde d'émission des puits quantiques a diminué, cela apparait clairement sur le spectre de réflectivité où le creux d'absorption des puits sur le mode de microcavité est beaucoup moins prononcé. La structure après recuit est plus adaptée pour un fonctionnement en continu et à température ambiante, car le gain des puits va se décaler sous l'effet du pompage et sera mieux aligné avec le mode de microcavité.

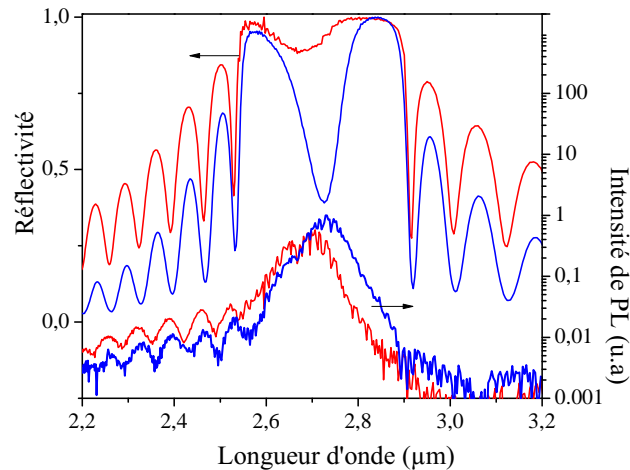


FIGURE 4.7 – Spectre de photoluminescence et de réflectivité d'une structure 1/2-VCSEL émettant à 2.7 μm , avant (bleu) et après (rouge) recuit à 430°C pendant 1h30. La mesure est effectuée à faible excitation et à température ambiante.

b) Caractérisation laser

Pour les tests en configuration laser, nous avons utilisé un miroir externe d'un rayon de courbure de 5 mm et de 99.5 % de réflectivité. La longueur de la cavité est légèrement inférieure à 5 mm pour optimiser le recouvrement du mode stabilisé avec le spot de pompe de 33 μm de waist. L'effet laser en continu a été obtenu avec ce prototype. La Figure 4.8 montre la puissance émise en fonction de la puissance de pompe incidente pour deux températures.

Le seuil laser est atteint pour une puissance pompe de 24 mW à une température de 283 K, soit une densité de puissance d'environ 0.7 kW.cm^{-2} . La puissance maximale est de 0.15 mW, elle est limitée par le roll-over thermique qui est du à la forte impédance thermique de la structure et à la forte sensibilité aux effets thermiques ($T_0 \simeq 14 \text{ K}$). D'autres tests ont été effectués avec des diamètres de pompe plus petits et plus grands, mais n'ont pas permis d'augmenter la puissance maximale.

Les propriétés spatiales et spectrales du faisceau laser ont également été caractérisées. La distribution transverse du faisceau laser en champ lointain (Figure 4.9) montre un fonctionnement monomode transverse, avec un faisceau circulaire TEM_{00} d'une divergence de 3° (à $1/e^2$).

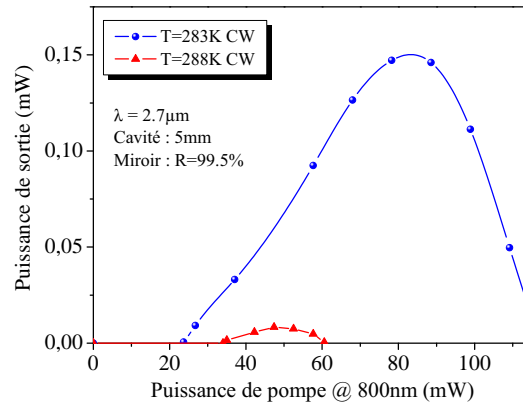


FIGURE 4.8 – Puissance de sortie en continu du VECSEL à $2.7\mu\text{m}$ en fonction de la puissance de pompe incidente.

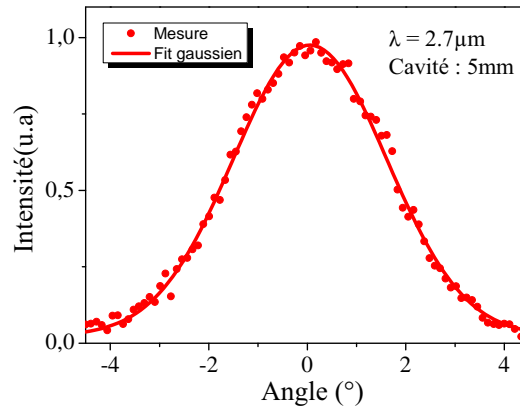


FIGURE 4.9 – Distribution spatiale du faisceau laser en champ lointain.

Le spectre du VECSEL a été mesuré à l'aide d'un interféromètre à Transformée de Fourier (FTIR), la Figure 4.10 montre une émission monofréquence, avec une largeur de raie limitée par la fonction d'appareil (4GHz). Le SMSR est supérieur à 15 dB (limité par le système de mesure), ce qui montre que les interactions non linéaires entre les modes sont faibles. La polarisation du faisceau est linéaire et suit l'axe cristallographique [110] de la structure 1/2-VCSEL, avec un taux d'extinction du mode orthogonal > 15 dB.

Nous avons donc montré pour la première fois un VECSEL émettant à $2.7\mu\text{m}$ en régime monomode transverse, longitudinal et polarisé linéairement. La puissance laser est limitée à 0.15 mW en continu, mais plusieurs solutions sont envisageables pour l'optimiser. Tout d'abord l'impédance thermique de la structure peut être réduite en utilisant la technologie de report de substrat développée pour les antimoniures. On peut également envisager d'améliorer la zone active, en remplaçant par exemple les barrières AlGaAsSb par un quinaire en AlGaInAsSb, de manière

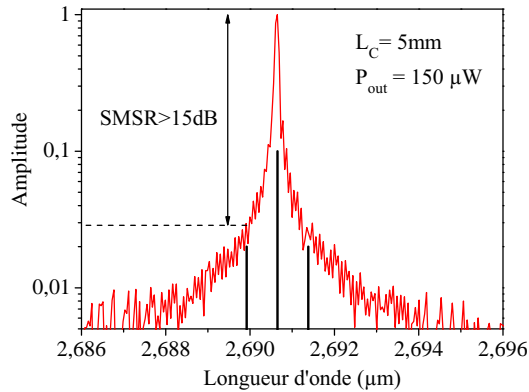


FIGURE 4.10 – Spectre laser d'un VECSEL à $2.7\ \mu\text{m}$, mesuré avec un FTIR (résolution de $4\ \text{GHz}$ FWHM). Les lignes verticales représentent les positions des modes longitudinaux.

à mieux confiner les trous dans les puits quantiques. Ce type de puits quantique a déjà été fabriqué au laboratoire pour des lasers DFB émettant à $3\ \mu\text{m}$ [Şek 2010].

Bilan – Comme on a pu le voir, les sources VECSEL développées dans le proche et le moyen infrarouge présentent toutes une émission monomode transverse et longitudinale avec une polarisation linéaire. Ces propriétés laser ont été obtenues en exploitant les caractéristiques avantageuses du VECSEL et en réalisant une conception soignée du composant. Et hormis la puissance optique, les propriétés laser sont indépendantes de la longueur d'onde d'émission. Nous allons voir dans la section suivante comment conserver ces propriétés avec un pompage fortement multimode.

4.1.2 Performances en pompage multimode de forte puissance

Dans cette section, nous allons voir les performances lasers obtenues avec un VECSEL émettant à $1\ \mu\text{m}$ pompé par une diode multimode de forte puissance. Cette source laser a été développée avec une membrane 1/2-VCSEL reportée sur SiC pour une émission de très forte puissance.

4.1.2.1 VECSEL en cavité plan-plan

On présente ici les résultats laser obtenus avec une structure 1/2-VCSEL GaAs reportée sur SiC. Mis à part la croissance inversée pour le retrait de substrat, Le design du 1/2-VCSEL est identique à celui qui a été présenté précédemment (cf. § 4.1.1.1). Le pompage de la structure est réalisé avec une diode fibrée multimode de $8\ \text{W}$ sur une taille de spot de $232\ \mu\text{m}$ (FWHM) et avec un angle de 45° (Figure 4.11). Le miroir de sortie est un miroir plan diélectrique d'une transmission $T_{oc} = 1\%$. Le principe de la stabilisation du mode transverse par la lentille thermique a été discuté précédemment (cf. § 3.2.2.2).

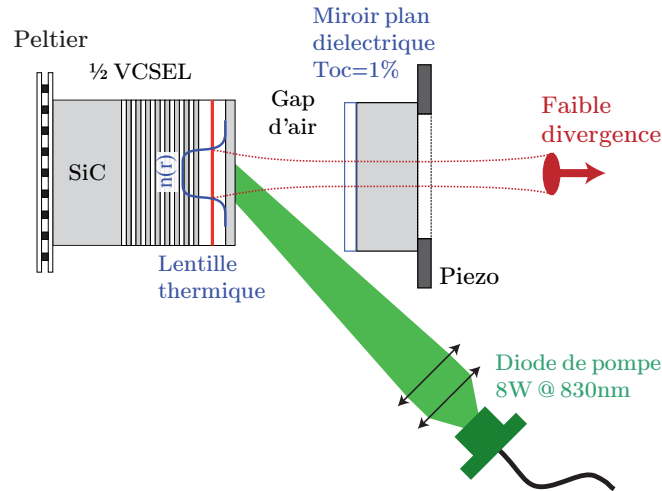


FIGURE 4.11 – Représentation schématique du système VECSEL de forte puissance en cavité plan-plan avec un pompage à 45° .

a) Puissance du laser

L'évolution de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe incidente est tracée sur la Figure 4.12.a. Nous avons obtenu une puissance maximale de 2.1 W en continu et à température ambiante pour une puissance de pompe de 8 W. La puissance laser est limitée uniquement par la puissance de pompe disponible.

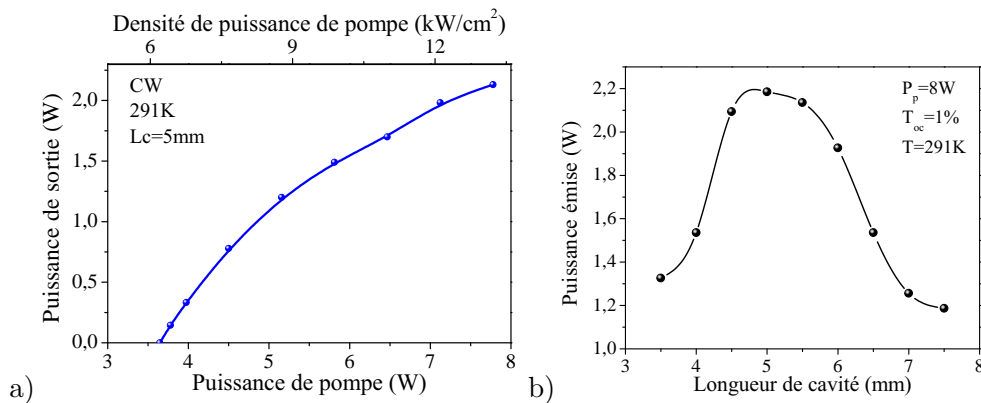


FIGURE 4.12 – a) Puissance de sortie du VECSEL en fonction de la puissance de pompe incidente. b) Puissance laser en fonction de la longueur de cavité.

Dans le chapitre précédent, nous avons vu qu'avec ces conditions de pompage, l'impédance thermique de la structure est de 4.5 K/W , et que la lentille thermique induite permet de réaliser un cavité de 3 à 10 mm, mais comme on peut le voir sur la Figure 4.12.b, l'optimum de puissance est obtenu pour une longueur de cavité de 5 mm. On notera que le seuil apparent est relativement élevé à cause du mauvais recouvrement du mode avec la pompe lorsque la lentille thermique est faible. L'évo-

lution de la lentille thermique avec le pompage (cf. Figure 3.49), conduit également à un rendement différentiel élevé car le facteur de recouvrement augmente avec la puissance incidente.

b) Qualité de faisceau

Le profil transverse du faisceau a été enregistré au maximum de puissance (Figure 4.13), le mode laser est quasi-circulaire avec une distribution transverse TEM_{00} et une divergence de 0.14° (FWHM). En mesurant l'évolution de la taille du faisceau en champ proche et en champ lointain, nous avons déduit un $M^2 \simeq 1.2$, ce qui montre que le faisceau est proche de la limite de diffraction malgré un faisceau de pompe multimode de mauvaise qualité spatiale.

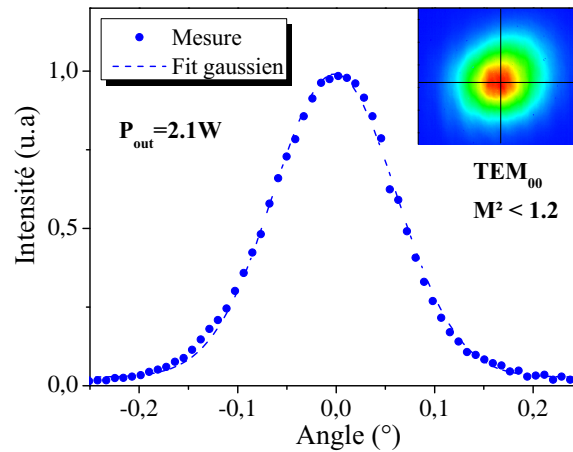


FIGURE 4.13 – Distribution spatiale du faisceau laser en champ lointain.

Un résultat reste toutefois surprenant au premier abord : le fait que le profil du laser soit circulaire alors que le faisceau de pompe, et donc le gradient thermique, est fortement elliptique (facteur ~ 1.4). En réalité, en fonction de la position du spot de pompe sur l'échantillon, nous avons observé un faisceau parfois circulaire et parfois légèrement elliptique horizontalement ou verticalement. Nous avons attribué ce comportement à la non uniformité du contact thermique sur la zone de pompage. Il est bien clair que dans ces conditions, le profil d'indice ne suit pas forcément la forme elliptique du faisceau de pompe. Pour améliorer l'uniformité du contact thermique, on peut utiliser une méthode alternative à la soudure sur substrat SiC, en déposant une couche épaisse d'or électrolytique ($\sim 100\mu\text{m}$) qui fait office de substrat. Des travaux sont en cours dans cette direction.

c) Qualité spectrale

Le spectre du laser a été mesuré à forte puissance avec un analyseur de spectre optique et avec un interféromètre Fabry-Pérot confocal de haute résolution (Figure 4.14). La première mesure nous donne accès à la longueur d'onde d'émission qui est de 1015 nm à température ambiante. La deuxième nous permet de vérifier

le caractère monofréquence du VECSEL et de mesurer le SMSR qui est > 45 dB ici (limité par la mesure). La limite fondamentale étant de 60 dB ici. Enfin, la polarisation du faisceau est linéaire suivant l'axe cristallographique [110], avec une réjection du mode orthogonal > 30 dB.

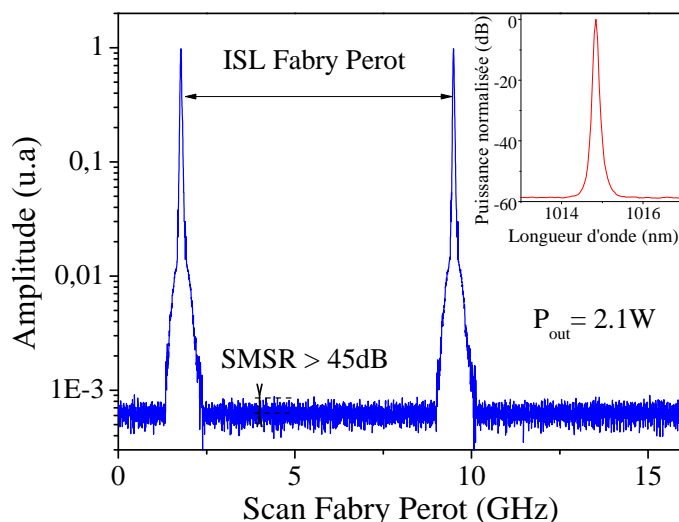


FIGURE 4.14 – Spectre laser à forte puissance mesuré avec un Fabry-Pérot confocal de haute résolution (32 MHz FWHM) ; en encart : le spectre enregistré avec un analyseur de spectre optique d'une résolution de 15 GHz.

Une étude physique plus approfondie de l'émission laser de ce VECSEL sera présentée dans la deuxième partie du manuscrit. Nous verrons notamment que cette source présente également des propriétés intéressantes en terme de bruit d'intensité et de fréquence, ce qui est important pour de nombreuses applications. Les propriétés remarquables obtenues avec ce VECSEL compact et ultra-stable de forte puissance représentent l'état de l'art et ont fait l'objet d'une publication récemment [Laurain 2010].

d) Accordabilité

Pour faire une démonstration d'accordabilité large bande, nous avons réalisé un prototype avec une longueur de cavité beaucoup plus courte (< 1 mm). Pour éviter de tronquer le faisceau de pompe avec la monture du miroir, la structure est pompée à travers le miroir externe, avec un angle d'incidence de 5° (Figure 4.15). Dans cette configuration, nous avons obtenu une émission laser pour une longueur de cavité allant de 0.2 à 1.6 mm. Le spectre du laser mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique est tracé sur la Figure 4.16.a.

On voit que le VECSEL est monofréquence avec un SMSR de 60 dB pour une cavité de 1 mm et pour une puissance de 300 mW. On notera que cette valeur est très proche de la limite quantique (cf. équation. 2.65). Pour mesurer la plage d'accordabilité du laser, nous avons modulé la longueur de cavité en appliquant une rampe

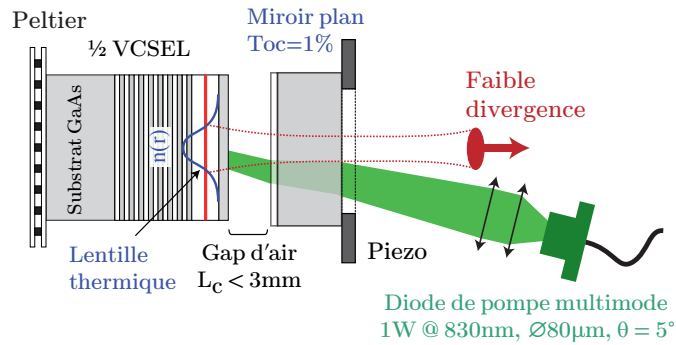


FIGURE 4.15 – Représentation schématique du système VECSEL en configuration plan-plan et pompage à travers le miroir.

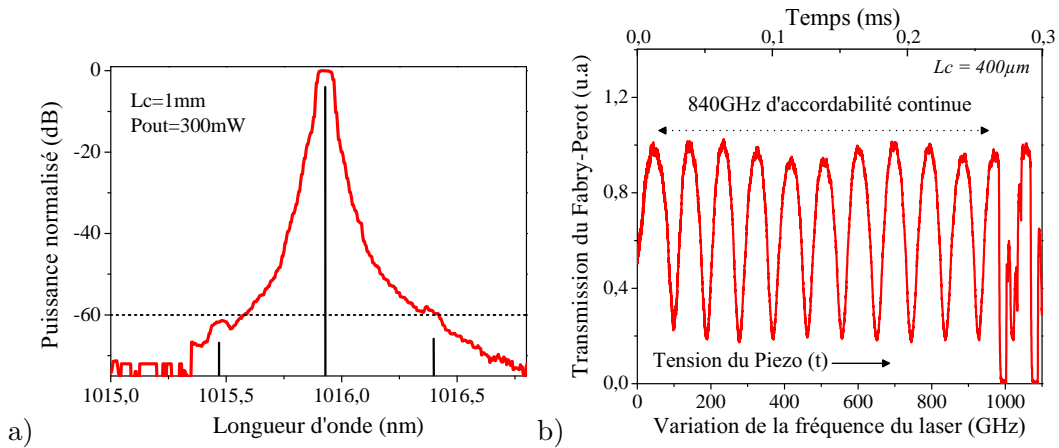


FIGURE 4.16 – a) Spectre laser mesuré avec un analyseur de spectre optique d'une résolution de 15 GHz. Les lignes verticales représentent les positions des modes longitudinaux. b) Démonstration d'accordabilité de la fréquence du laser réalisée avec un étalon Fabry-Pérot en GaAs d'un ISL de 93 GHz.

de tension sur l'élément piézoélectrique, et nous avons mesuré la transmission du faisceau à travers un étalon Fabry-Pérot en GaAs (Figure 4.16.b). La mesure a été effectuée avec une longueur de cavité $L_c = 400\ \mu\text{m}$, ce qui permet d'obtenir une accordabilité continue de plus de 840 GHz (ou 2.9 nm). D'autre part, nous avons mesuré un taux d'accordabilité du gain avec la température de 120 GHz/K. Les résultats obtenus dans cette configuration de cavité ont également fait l'objet d'une publication [Laurain 2009].

4.2 VECSEL pompé électriquement

Dans cette section, nous allons présenter les résultats obtenus avec les VECSEL pompés électriquement que nous avons décrits dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, nous caractériserons la puissance laser en fonction de la température et du diamètre d'injection des diodes réalisées avec le design 1 (avec substrat). Après l'analyse de ces résultats, nous déterminerons la qualité spatiale et spectrale du faisceau laser, puis nous présenterons les résultats laser obtenus avec le deuxième design de la structure (sans substrat).

4.2.1 Montage expérimental

Pour les tests en configuration laser, les échantillons sont placés sur un élément Peltier pour une régulation de la température. Le courant électrique est injecté à l'aide d'un montage sous pointes. Le miroir externe est un miroir diélectrique concave d'un rayon de courbure $R_c = 10\text{ mm}$ et d'une transmission $T_{oc} = 12\%$ (Figure 4.17). Ce coefficient de transmission a été choisi pour garantir un rendement différentiel élevé et un faible seuil laser (Figure 3.46). Le détail des structures 1/2-VCSEL étudiées a été donné précédemment (cf. § 3.1.4.1).

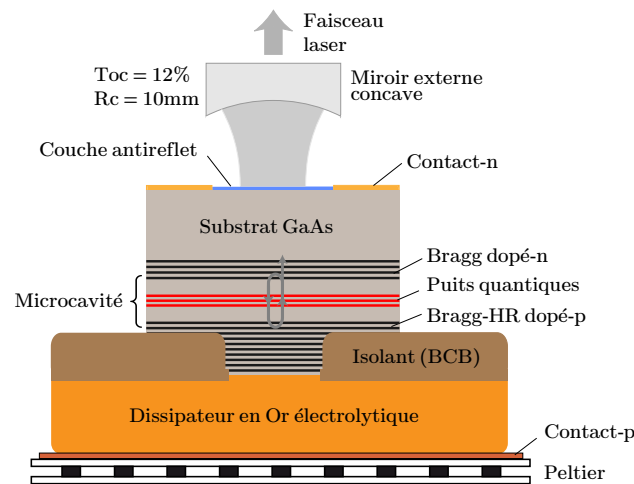


FIGURE 4.17 – Représentation schématique du système EP-VECSEL.

La longueur de la cavité est ajustée pour stabiliser uniquement le mode fondamental. Cependant, le faisceau laser sur le 1/2-VCSEL doit être inférieur au diamètre du méso pour éviter de fortes pertes optiques. Mais grâce à la gravure partielle du miroir de Bragg, nous avons pu stabiliser des modes larges. Comme on peut le voir sur la Figure 4.18 la stabilité est proche de celle d'une cavité plan-concave idéale.

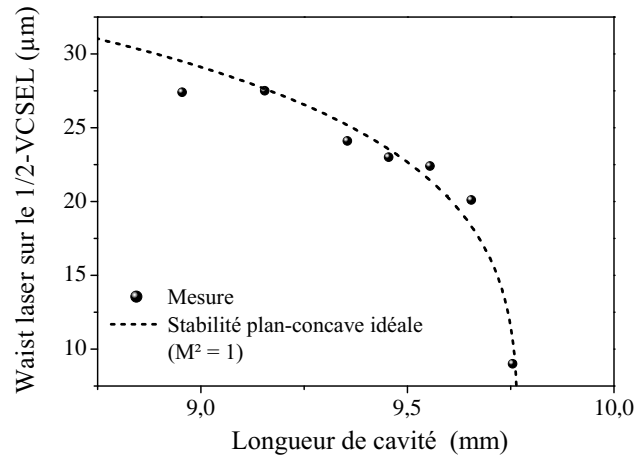


FIGURE 4.18 – Waist du laser sur un 1/2-VCSEL d'un diamètre de $105\ \mu\text{m}$ en fonction de la longueur de cavité. Les points expérimentaux tendent vers une stabilité plan-concave idéale.

4.2.2 Caractérisations laser

4.2.2.1 Structures avec substrat : design 1

a) Puissance laser

Nous avons observé un fonctionnement laser en continu et à température ambiante avec des diamètres de diode allant de $55\ \mu\text{m}$ à $155\ \mu\text{m}$. Nous avons obtenu une puissance maximale de $10\ \text{mW}$ avec une diode de $75\ \mu\text{m}$, limitée par les effets thermiques (Figure 4.19).

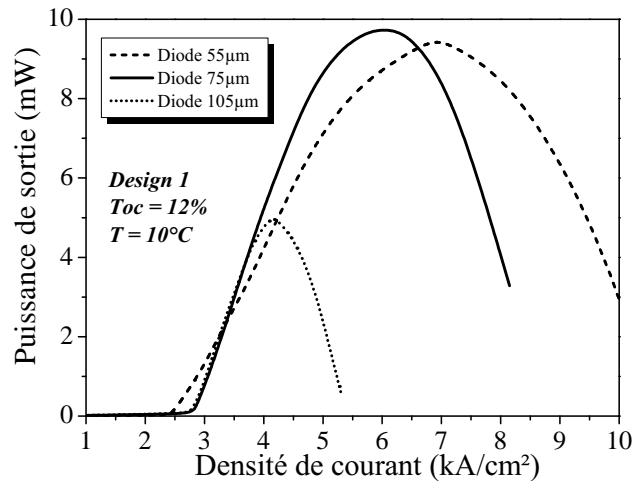


FIGURE 4.19 – Puissance de sortie en fonction de la densité de courant injectée pour différents diamètres de diodes (Design 1, échantillons Gas440).

Pour chaque diode, la densité de courant de seuil est d'environ $J_{th} = 2.7\ \text{kA}/\text{cm}^2$,

ce qui est relativement élevé comparé à la valeur théorique $J_{th} = 600 \text{ A/cm}^2$ calculée précédemment (cf. Figure 3.46).

L'évolution de la puissance avec la température d'une diode de $75 \mu\text{m}$ est tracée sur la Figure 4.20.a.

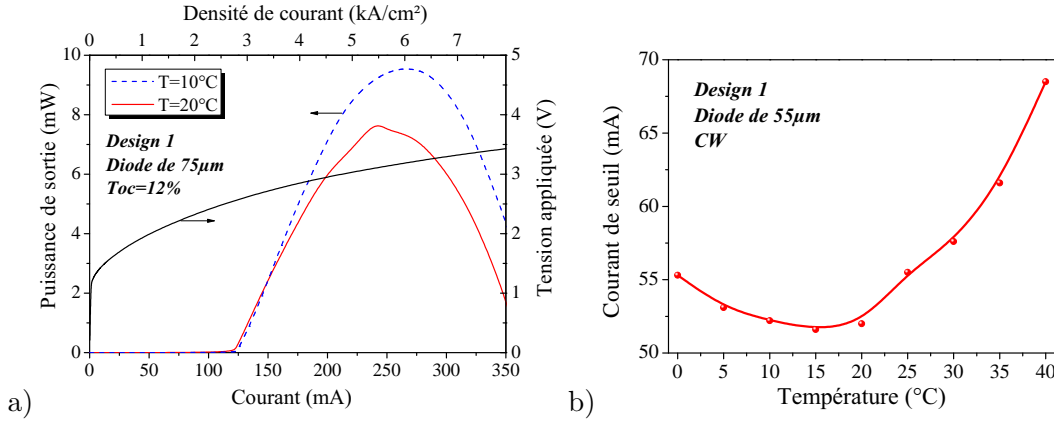


FIGURE 4.20 – a) Puissance de sortie en fonction du courant injecté dans une diode de $75 \mu\text{m}$ de diamètre pour deux températures, la tension appliquée aux bornes de la diode est également indiquée. b) Evolution du courant de seuil en fonction de la température (échantillon Gas440).

On peut voir que la puissance maximale diminue lorsque la température augmente alors que le seuil du laser reste identique. En fait, une mesure de l'évolution du seuil avec la température montre que le seuil est minimum à une température de 20°C (Figure 4.20.b), ce qui indique que le mode de microcavité et le gain des puits quantiques sont alignés au seuil et à la température ambiante et non pas à forte injection. Entre 20 et 25°C , le T_0 est d'environ 75 K .

Pour estimer les pertes optiques internes, nous avons mesuré le rendement quantique différentiel avec deux coupleurs de sortie différents. Avec une diode de $75 \mu\text{m}$ et $T_{oc} = 12\%$ nous avons mesuré un rendement différentiel $\eta_d = 8\%$ (0.1 W/A), et cette valeur chute à 2% (0.025 W/A) avec un coupleur $T_{oc} = 1.2\%$. D'après ces valeurs, on trouve des pertes optiques internes $2\alpha_s e_s + \Gamma_{\mu c} \text{Loss}_{\mu c} \sim 11\%$, en bon accord avec la valeur attendue. Le seuil élevé ne peut donc pas être imputé à ces pertes. Par contre, un seuil élevé et un η_d faible pourraient être expliqués par un rendement quantique interne réduit à $\eta_i \sim 20\%$. Cela signifie qu'une fuite de courant significative survient dans la structure, soit latéralement dans le Bragg-p, soit verticalement dans les barrières des puits quantiques. Cependant, le profil de recombinaison de porteurs mesuré (Figure 3.42) suggère plutôt une fuite de courant verticale, à cause d'un mauvais confinement des électrons dans les puits quantiques et une fuite vers les zones dopées (cf. § 2.1.3.2). De plus, un recouvrement imparfait du gain avec le faisceau laser réduit sensiblement le rendement du laser ($\Gamma_{xy} \searrow$). Pour résoudre ce problème, on pourrait réduire encore la gravure du Bragg p afin de stabiliser des modes encore plus larges.

b) Fonctionnement monomode

Une émission monofréquence TEM_{00} a été obtenue avec une diode de $75\ \mu\text{m}$ (échantillon Gas440), avec une puissance maximale de $7\ \text{mW}$. Comme le montre la Figure 4.21, la divergence du faisceau en champ lointain est de 1.13° (FWHM), avec un $M^2 \simeq 1.2$. La qualité transverse du faisceau est donc similaire à celle des VECSEL pompés optiquement.

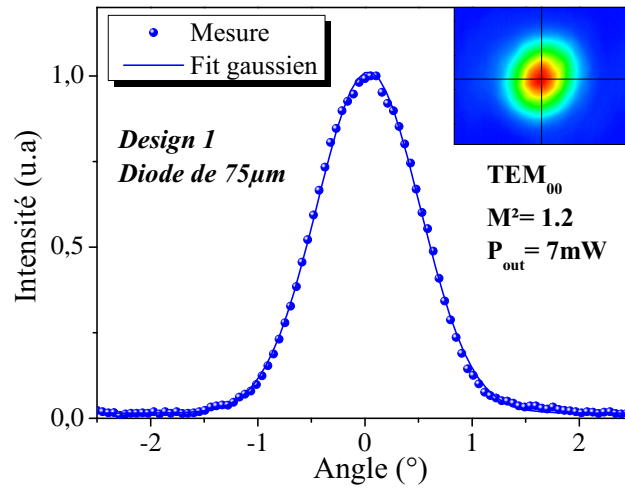


FIGURE 4.21 – Profil transverse du faisceau laser en champ lointain d'une diode de $75\ \mu\text{m}$ de diamètre.

Le spectre du laser révèle une émission monofréquence centrée à $999\ \text{nm}$, avec un SMSR $> 37\ \text{dB}$ et une largeur de raie $\ll 30\ \text{MHz}$ (Figure 4.22). D'autre part, la polarisation du faisceau est linéaire avec un taux de réjection du mode orthogonal $> 20\ \text{dB}$.

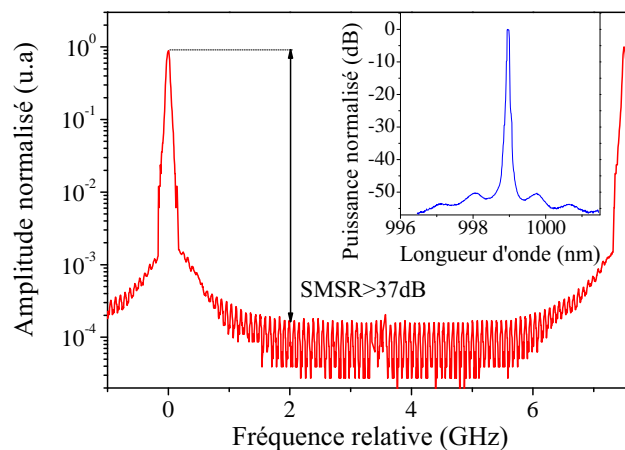


FIGURE 4.22 – Spectre laser mesuré avec un Fabry-Pérot confocal de haute résolution ($32\ \text{MHz}$ FWHM); en encart : le spectre enregistré avec un analyseur de spectre optique d'une résolution de $15\ \text{GHz}$.

4.2.2.2 Structures sans substrat : design 2

Nous avons également testé des structures 1/2-VCSEL sans substrat intracavité. Les structures réalisées présentent un mode de microcavité centré à 1010 nm, ce qui est plus favorable que précédemment pour une émission de forte puissance. Nous avons observé un fonctionnement laser en continu et à température ambiante avec des diamètres de diode allant de 55 à 155 μm . Nous avons obtenu une puissance maximale de 50 mW en continue et à température ambiante, avec une diode de 105 μm (Figure 4.20), limitée par la thermique.

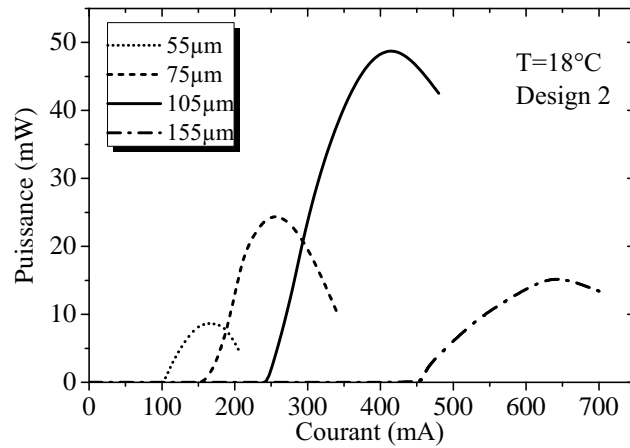


FIGURE 4.23 – Puissance de sortie en fonction du courant injecté pour différents diamètres de diode.

La densité de seuil est similaire à celle des structures avec substrat, par contre le rendement différentiel est plus élevé, il vaut $\sim 0.4 \text{ W/A}$ pour une diode de 105 μm , ce qui permet d'atteindre une puissance plus élevée.

Cependant, au maximum de puissance le VECSEL présente une émission multi-mode transverse. Pour rendre le VECSEL monomode, on est obligé de diminuer la longueur de cavité pour éliminer les modes d'ordre supérieur. Mais la puissance est alors fortement réduite ($P_{out} \sim 6 \text{ mW}$) à cause du mauvais recouvrement du mode fondamental avec la distribution radiale de porteur.

Pour corriger ce problème, il faut donc améliorer l'uniformité d'injection de porteur, en réalisant une couche de GaAs plus épaisse et/ou plus dopée pour favoriser la diffusion des porteurs au centre de la zone active. Des travaux sont en cours dans cette direction. Une autre solution envisageable serait de modifier la géométrie des contacts électriques, en réduisant le diamètre d'ouverture du contact supérieur et/ou en réalisant un contact inférieur plus petit que le diamètre du méso (Figure 4.24). En effet, sur les structures étudiées le diamètre du contact extérieur est environ 1.6 fois plus grand que le diamètre intérieur, ce qui réduit l'uniformité d'injection lorsque l'étalement des lignes de courant dans la couche supérieure est limité.

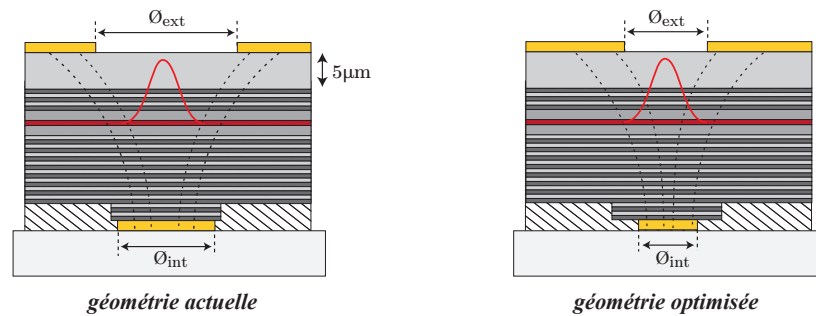


FIGURE 4.24 – Illustration de l’optimisation de la géométrie des contacts électriques pour une meilleure uniformité d’injection avec les structures sans substrat.

Bilan – Nous avons démontré un fonctionnement monofréquence en continu et à température ambiante de VECSEL pompés électriquement. Une émission TEM_{00} avec un SMSR > 37 dB et une polarisation linéaire ont été obtenues avec une puissance maximale de 7 mW à $1\ \mu m$. Ce niveau de puissance est encore inférieur à ceux démontrés dans la littérature [McInerney 2003], mais la puissance peut être largement optimisée. Tout d’abord, on peut augmenter le niveau de dopage des miroirs de Bragg pour réduire la résistance série et donc l’échauffement de la structure. Pour améliorer le rendement quantique interne, et donc le seuil laser, on peut envisager d’utiliser des barrières en AlGaAs autour des puits quantiques afin de mieux confiner les porteurs. Enfin, une puissance bien plus élevée pourrait également être obtenue grâce à un meilleur alignement du pic de gain avec le mode de microcavité à forte injection.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons caractérisé les VECSEL réalisés dans deux systèmes de matériaux pour une émission dans le proche et le moyen infrarouge. Nous avons présenté les performances laser à différentes longueurs d'onde d'émission (1, 2.3 et 2.7 μm) et pour différents systèmes de pompage : pompage optique monomode de moyenne puissance, pompage optique multimode forte puissance et pompage électrique. Nous avons pu constater que quel que soit la technologie employée, les sources VECSEL présentent un fonctionnement monomode transverse et longitudinal et sont polarisées linéairement en régime continu et à température ambiante avec de larges diamètres. Cela montre l'intérêt des VECSEL pour la réalisation de sources de haute cohérence de puissance et accordables dans ces gammes de longueur d'onde. Nous avons vu également que par une gestion efficace de la thermique et un design de cavité approprié, il est possible d'atteindre de très fortes puissances en régime monofréquence dans le proche infrarouge, et les premiers résultats obtenus avec les structures GaSb reportées permettent d'envisager une montée en puissance dans le moyen infrarouge. Enfin, la technologie développée pour le pompage électrique des structures apparaît comme une solution prometteuse pour améliorer la compacité et le rendement global des systèmes VECSEL, d'autant plus qu'il n'y a pas de contrainte technologique majeure pour étendre cette technologie aux antimoniures dans la gamme $\lambda = 2 - 2.7 \mu\text{m}$. En effet, on a vu que pour de larges diamètres d'injection, la gravure complète du Bragg n'était plus indispensable, contrairement aux VCSELS monolithiques, la technologie de gravure pourra donc être facilement adaptée à ce système de matériaux.

Deuxième partie

Études physiques de l'émission
laser cohérente en régime
continu

Introduction

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons présenté la conception et les résultats obtenus avec les sources VECSEL que nous avons développé à différentes longueurs d'ondes et dans plusieurs configurations de cavité et de pompage. Nous avons notamment montré que le VECSEL était capable de sélectionner un unique état propre de la lumière (fig. 2.22) en régime continu, grâce à un fonctionnement monomode transverse et longitudinal avec une polarisation linéaire, signes d'une cohérence spatiale et temporelle élevée. Nous proposons ici de mener l'étude physique de cet unique état propre.

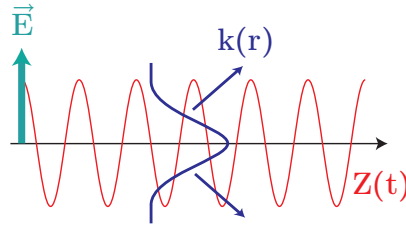


FIGURE 4.25 – Etat propre unique de la lumière.

Mais avant de débiter notre étude, voyons quelles sont les hypothèses et les simplifications pouvant être faites dans le cas des VECSEL. Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, le champ électrique complexe peut s'écrire comme la somme de tous les modes propres résonants de la cavité laser de la manière suivante [Khanin 2006] :

$$\vec{\mathcal{E}}(r, z, t) = \sum_{n,q,i} \tilde{E}_{n,q,i}(r, z, t) e^{-j\omega_q t} \vec{u}_i \quad (4.1)$$

où $\tilde{E}_{n,q,i}(r, z, t)$ est l'amplitude complexe du champ d'indice transverse n , d'indice longitudinal q et projeté sur l'axe de polarisation défini par le vecteur unitaire \vec{u}_i . Nous supposons que la composante spatiale transverse du champ peut être étudiée séparément, soit $\tilde{E}_{n,q,i}(r, z, t) = \tilde{F}_{n,i}(r) \tilde{E}_{q,i}(z, t)$ (Figure 4.26). Nous verrons que cette hypothèse est largement justifiée pour un VECSEL en cavité linéaire, dans la mesure où d'une part, l'épaisseur du milieu amplificateur est très petite devant λ et d'autre part parce qu'il se trouve « collé » au miroir de Bragg, garantissant ainsi l'homogénéité du champ dans le milieu amplificateur (cf. § 6.1.1.2).

Par ailleurs, le champ peut se décomposer suivant les deux axes de polarisation $\vec{u}_{//}$ et \vec{u}_{\perp} formant une base orthogonale propre ($\vec{u}_{\perp} \cdot \vec{u}_{//} = 0$). Puisque l'épaisseur du milieu amplificateur est bien plus faible que la longueur de Rayleigh, on pourra considérer lors de l'étude de l'interaction du champ avec la zone de gain que l'on reste en régime de champ proche. Sous ces conditions, l'expression du champ peut s'écrire :

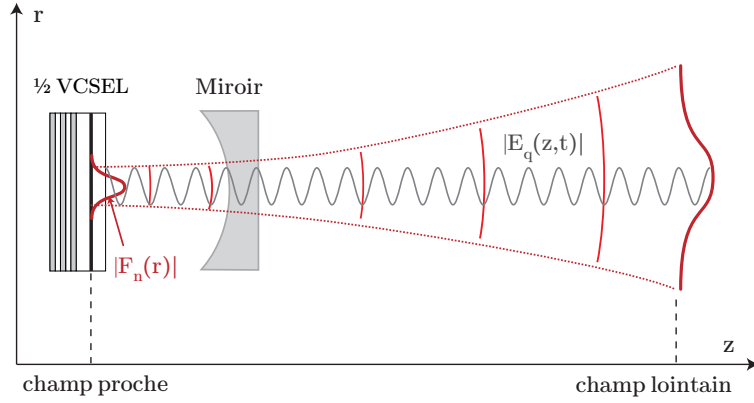


FIGURE 4.26 – Représentation schématique de la distribution longitudinale et transverse du champ électrique dans un VCSEL.

$$\vec{\mathcal{E}}(r, z, t) = \sum_{n,q} \tilde{F}_{n,\parallel}(r) \tilde{E}_{q,\parallel}(z, t) e^{-j\omega_q t} \vec{u}_{\parallel} + \sum_{n,q} \tilde{F}_{n,\perp}(r) \tilde{E}_{q,\perp}(t, z) e^{-j\omega_q t} \vec{u}_{\perp} \quad (4.2)$$

Mais on a vu dans la première partie que le dichroïsme de gain dans la structure 1/2-VCSEL et la finesse de cavité élevée procurent un taux de suppression du mode orthogonal très grand (cf. § 2.2.2.2), par conséquent nous pourrions négliger la composante du champ suivant l'axe de polarisation qui est défavorisé $[1\bar{1}0]$. Par la suite, nous écrirons le champ sous forme scalaire afin de simplifier les notations, puisque le champ est supposé polarisé linéairement.

De même, on peut considérer que le laser oscille sur un seul mode transverse puisque dans nos VCSEL, les modes d'ordre supérieur sont supprimés efficacement grâce à la différence de gain avec le mode fondamental qui est élevée et à la finesse de la cavité qui est grande. Ainsi, l'expression du champ peut se simplifier de la manière suivante :

$$\tilde{\mathcal{E}}(r, z, t) = \tilde{F}(r) \sum_q \tilde{E}_q(z, t) e^{-j\omega_q t} \quad (4.3)$$

On suppose donc que seuls les modes longitudinaux peuvent perturber le fonctionnement monofréquence. On notera que dans le cas d'un VCSEL en microcavité, c'est l'hypothèse inverse qui doit être faite puisque la sélection des modes transverses est faible et il n'existe qu'un seul mode longitudinal.

Nous débuterons notre étude par la composante spatiale transverse du champ. Nous tenterons de définir clairement la notion de cohérence spatiale et nous présenterons les différentes méthodes permettant de la mesurer expérimentalement. Nous verrons notamment que la cohérence spatiale est liée aux fluctuations de phase du front d'onde. Nous étudierons ensuite l'influence de la cavité optique

sur la constitution du front d'onde du faisceau. Nous confronterons nos mesures expérimentales avec une simulation numérique dans le cas de notre cavité plan-plan instable soumise à un gradient thermique. Puis nous analyserons et nous comparerons les résultats des mesures effectuées avec différents systèmes de pompage : pompage optique monomode et multimode, et pompage électrique.

Ensuite, nous nous intéresserons à la composante temporelle et longitudinale du champ. Nous verrons que la cohérence temporelle est liée au bruit d'intensité et de fréquence du laser. Dans un premier temps, nous introduirons quelques notions concernant l'évolution spectro-temporelle du laser afin de comprendre comment le régime transitoire évolue vers un état stationnaire monomode stable à l'allumage de la pompe et en continu. Puis nous nous intéresserons au comportement dynamique du laser en régime stationnaire monomode, et nous étudierons le bruit des sources VECSEL développées. Nous analyserons les origines physiques et techniques du bruit d'intensité et de fréquence, et nous verrons comment optimiser les paramètres du laser pour les réduire, afin d'atteindre une haute cohérence temporelle.

La cohérence spatiale : étude du front d'onde

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la cohérence spatiale du faisceau laser. Nous commencerons par donner quelques définitions pour clarifier la notion de cohérence spatiale et pour déterminer la limite fondamentale, appelée également limite de diffraction. Nous verrons quelles sont les différentes méthodes permettant d'évaluer cette limite et comment définir la qualité de faisceau. Nous analyserons ensuite l'influence de la cavité optique sur la « structuration » du front d'onde, à travers une étude numérique et expérimentale de la propagation d'un faisceau dans une cavité plan-plan soumise à un gradient thermique. Enfin, nous évaluerons la qualité de faisceau des VECSEL pour différentes configurations de cavité et de pompage.

5.1 Définitions et fondements théoriques

5.1.1 Cohérence spatiale et limite de diffraction : bruit de phase

La cohérence spatiale d'un faisceau caractérise la capacité de chacun des points du front d'onde à interférer avec n'importe quel autre point. Or pour qu'il se produise des interférences, il faut qu'il y ait une corrélation de phase entre les différents rayons lumineux issues de la source. Donc si l'on considère un faisceau monochromatique en champ proche (CP), c'est à dire avec un rayon de courbure du front d'onde infini, le faisceau sera complètement cohérent spatialement si tous les points du faisceau pris sur un plan transverse ont une phase identique. Si tel est le cas, alors l'angle de divergence du faisceau sera minimal, il est à la limite de diffraction.

Par contre, si le faisceau présente des distorsions ou du bruit de phase autour du plan de référence (aberrations), ou s'il est composé de plusieurs sources non corrélées ; alors la cohérence spatiale du faisceau ne sera que partielle et l'angle de divergence ne sera plus à la limite de diffraction (Figure 5.1). Prenons l'exemple d'un faisceau gaussien idéal qui se propage en dehors de la cavité laser ($CP \rightarrow CL$), dont la composante spatiale du champ s'écrit de la manière suivante :

$$\tilde{F}(r, z) = \left| \tilde{F}(r, z) \right| e^{j\phi(r, z)} \quad \text{avec} \quad \phi(r, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[z + \frac{r^2}{2R(z)} \right] - \psi(z) \quad (5.1)$$

où $\left| \tilde{F}(r, z) \right|$ est la distribution transverse du faisceau au point z , et où $R(z)$ et $\psi(z)$ sont respectivement le rayon de courbure du front d'onde et la phase de Gouy définis

dans les équations 2.36 et 2.37. Ajoutons maintenant un terme de fluctuation de phase $\delta\phi$, de sorte que la phase en champ proche ne soit plus parfaitement plane :

$$\phi(r, 0) = \phi_0 + \delta\phi(r) \quad (5.2)$$

En supposant que $\delta\phi(r)$ soit une variable aléatoire à valeur moyenne nulle, on peut montrer que le faisceau en champ lointain peut être décomposé en deux faisceaux distincts. Le premier étant un faisceau idéal à la limite de diffraction, et le second un faisceau dont la forme et l'amplitude dépendent de la densité spectrale de puissance des fluctuations de phase [Hogge 1974]. On démontre alors que la partie cohérente du faisceau représente une fraction de puissance donnée par :

$$P_{coh} = P_{out} \times \frac{1}{1 + \sigma_\phi^2} \quad \text{avec} \quad \sigma_\phi = \sqrt{\langle \delta\phi(r)^2 \rangle} \quad (5.3)$$

Le terme σ_ϕ représente la variance des fluctuations de phase. Par exemple, pour une fluctuation de phase aléatoire d'un dixième de longueur d'onde, on a $\sigma_\phi^2 \simeq 0.4$, soit environ 30 % de la puissance totale qui est dispersée dans la partie incohérente du faisceau. D'autre part, la partie incohérente du faisceau subit une diffraction angulaire plus importante, ce qui se traduit pas une augmentation du facteur de propagation M^2 , le faisceau n'est plus à la limite de diffraction. Ce facteur sera

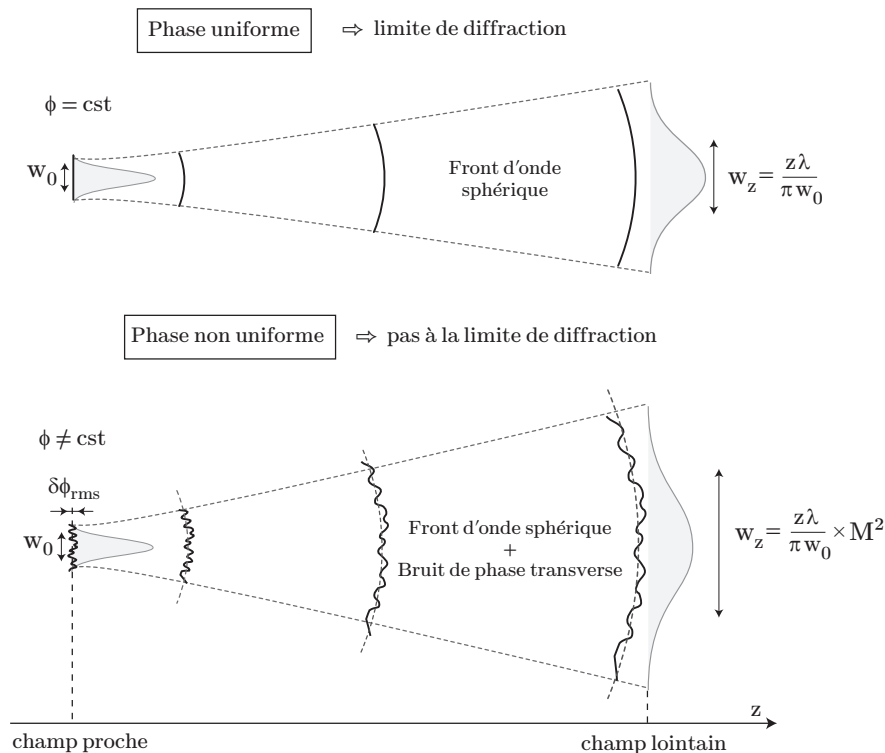


FIGURE 5.1 – Illustration de la propagation d'un faisceau laser dans le cas où le front d'onde est uniforme et dans le cas où il comporte des aberrations.

d'autant plus élevé que les fluctuations de phase seront fortes et que leur fréquence spatiale sera élevée.

On notera que plus la finesse de cavité est grande, et plus les fluctuations de phase du faisceau de sortie seront faibles. En effet, la cavité optique « filtre » spatialement les fluctuations de phase qui ne sont pas adaptées aux modes propres de la cavité, à chaque aller-retour, une partie de ces fluctuations est éliminée car elle diffracte en dehors de la cavité. Cela explique pourquoi les VECSEL peuvent avoir une cohérence spatiale supérieure aux lasers à émission par la tranche.

5.1.2 Puissance et qualité de faisceau transverse

Nous allons voir maintenant quels sont les phénomènes physiques qui peuvent détériorer la qualité de faisceau et plus particulièrement dans le cas des lasers de fortes puissances.

Dans les lasers à semiconducteurs monolithiques, la distribution transverse d'intensité et de phase du champ sont principalement déterminées par la variation de l'indice de réfraction dans le milieu de propagation (guide optique), et par le profil du gain dans le semiconducteur. En effet, l'interaction du champ électrique avec le milieu de propagation se manifeste à travers la susceptibilité diélectrique qui est une valeur complexe. La partie réelle de cette constante influence la phase de l'onde et la partie imaginaire influence son amplitude (relié au facteur de Henry) [Yariv 1989]. Il a été montré que dans certaines conditions de pompage, le guidage par le gain peut dominer le processus de stabilisation et déformer les modes transverses en favorisant les modes d'ordre supérieur [Serrat 1999].

Dans le cas d'un VECSEL le profil de phase du front d'onde est fixé par la géométrie du miroir externe et par le gradient thermique induit par le processus de pompage dans le 1/2-VCSEL, et l'effet du guidage par le gain est négligeable car le gain est faible ($\ll 10\%$). Si ces paramètres sont bien contrôlés, on a vu qu'il était possible d'obtenir un fonctionnement monomode transverse même à forte puissance.

Par contre, dans le cas des lasers monolithiques, l'effet du guidage par le gain peut être désastreux notamment à forte puissance. L'exemple le plus éloquent est le phénomène de filamentation qui survient dans les lasers à large ouverture et à forte injection [Thompson 1972]. A forte puissance, un faisceau de plus de $10\ \mu\text{m}$ de large a tendance à se focaliser en plusieurs faisceaux plus petits d'une largeur de 5 à $10\ \mu\text{m}$ chacun, lorsque le gain est saturé. Cette modulation d'intensité est accompagnée d'une modulation du front d'onde, causant de fortes aberrations dans le faisceau laser [Goldberg 1993]. C'est une des principales causes limitant la puissance en régime monomode transverse de ce type de laser.

5.1.3 Comment mesurer la qualité de faisceau ?

Dans la section précédente, nous avons identifié les différents mécanismes déterminant le profil du mode laser. Nous allons voir ici quelle est la meilleure façon de mesurer la qualité du faisceau émis. Il existe de nombreuses méthodes

pour évaluer la qualité ou la cohérence spatiale d'un faisceau laser, mais toutes ne sont pas appropriées à nos VECSEL.

Conventionnellement, la cohérence spatiale d'un faisceau est mesurée en utilisant un montage interférométrique tel que les fentes de Young. Ce type de méthode permet d'exprimer quantitativement le degré de cohérence entre deux points de la source, en mesurant la visibilité des franges d'interférences [Andrews 1991]. Cependant, cette technique ne permet pas de faire une mesure instantanée sur l'ensemble du faisceau (mesure point par point). De plus, ce type de mesure ne donne pas d'information directe sur le profil d'intensité transverse ou la divergence du faisceau, qui sont les paramètres les plus utiles du point de vue applicatif.

Par contre, ces paramètres peuvent être facilement obtenus par une mesure du profil d'intensité et/ou de phase. La qualité spatiale d'un faisceau laser est généralement associée à une distribution transverse gaussienne. Cependant, une confusion fréquente est de considérer que si le faisceau présente un profil bien gaussien, alors le faisceau est un mode TEM₀₀, ce qui n'est pas forcément le cas. A titre d'exemple, il a été montré qu'un profil parfaitement gaussien pouvait être obtenu par la superposition de plusieurs modes transverses d'ordre supérieur, sans aucune composante du mode TEM₀₀ [Siegman 1998]. Ce type de faisceau reste parfaitement gaussien lorsqu'il se propage, par contre il diverge beaucoup plus rapidement ($\simeq \times 3.1$) qu'un vrai mode TEM₀₀ car il n'y a pas de corrélation de phase entre les différents modes. La « qualité » spatiale d'un faisceau laser ne peut donc pas être déterminée par la seule mesure de la distribution spatiale d'intensité. Pour caractériser sans ambiguïté le faisceau, il faudra également évaluer les variations de phase du front d'onde ou bien évaluer le facteur de propagation du faisceau qui est une conséquence directe des fluctuations de phase.

5.1.3.1 Mesure du facteur de propagation du faisceau

La mesure du facteur de propagation consiste à évaluer le produit de la taille du faisceau en champ proche et en champ lointain, et de le comparer avec celui d'un faisceau idéal soumis à la même propagation. D'après les lois de la diffraction, le produit de la taille en champ proche et en champ lointain est égal à une constante fois $z \lambda$, où z est la distance de propagation. La valeur minimale de cette constante de propagation, dépend d'une part de la forme initiale du profil d'intensité transverse et d'autre part de la façon dont la taille du faisceau est définie [Siegman 1998]. Par exemple, pour un faisceau gaussien idéal, où la taille du faisceau est défini par la demi-largeur à $1/e^2$, on a la relation :

$$w_0 \times w(z) = \frac{1}{\pi} \times \lambda z \quad (5.4)$$

Une difficulté préliminaire consiste à définir de manière explicite, précise et pratique la largeur d'un faisceau réel, notamment lorsque le profil d'intensité

présente de fortes irrégularités. Dans la littérature, plusieurs critères sont utilisés pour définir la largeur du faisceau, les plus courants sont :

- La largeur au point où l'intensité vaut $1/e^2$.
- Le diamètre contenant 86 % de l'énergie totale.
- La largeur d'un profil rectangulaire ayant le même pic d'intensité et la même énergie totale.
- La largeur de la meilleure gaussienne ajustée au profil expérimental.
- La variance σ_x du profil d'intensité dans une des directions transverses.

En fonction du profil du faisceau, les définitions ci-dessus peuvent donner des valeurs très différentes, et il n'y a généralement pas de facteur de conversion permettant de passer d'une définition à l'autre. Mais parmi toutes ces définitions, celle de la variance semble être la plus universelle et la plus rigoureuse mathématiquement. C'est cette définition que nous utiliserons pour la détermination de la largeur du faisceau, et donc du facteur de propagation. Nous rappelons que la variance correspond au moment d'ordre 2 du profil d'intensité qui est défini par :

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})^2 I(x, y, z) dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy} \quad (5.5)$$

où \bar{x} est le centre de gravité du faisceau, c'est à dire le point qui se propage en ligne droite. On peut montrer que le moment d'ordre 2 vérifie la loi quadratique de propagation en espace libre qui s'écrit sous la forme :

$$\sigma_x^2(z) = \sigma_{x_0}^2 + \sigma_\theta^2 \times (z - z_0)^2 \quad (5.6)$$

où σ_{x_0} est la variance au waist du faisceau, σ_θ est la variance de l'angle de divergence du faisceau, et z_0 est la position du waist sur l'axe z . Cette relation est valable quelle que soit la forme ou la cohérence du faisceau. On définit la largeur d'un faisceau réel par :

$$W_x = 2 \sigma_x \quad (5.7)$$

Pour un faisceau gaussien idéal, cette largeur correspond à la taille à $1/e^2$ (waist w_x). A partir des définitions précédentes, on introduit le facteur de propagation M^2 , de telle sorte que le faisceau se propage de la même manière qu'un faisceau gaussien idéal, mis à part l'angle de divergence qui est multiplié par le facteur M^2 . On peut alors écrire le produit champ proche champ lointain pour un faisceau quelconque sous la forme :

$$W_x(z_0) \times W_x(z) = M_x^2 \times \frac{1}{\pi} \times z \lambda \quad (5.8)$$

Evidemment, on peut écrire la même relation pour l'axe transverse y . Les deux axes x et y sont généralement choisis de manière à coïncider avec les axes optiques principaux du faisceau, permettant ainsi d'évaluer l'asymétrie ou l'astigmatisme du faisceau. Etant donné que pour un faisceau gaussien le rapport $\lambda/\pi W_x(z_0)$ représente l'angle de divergence minimal limité par la diffraction, on peut interpréter le M^2 comme « l'écart » à la limite de diffraction. On notera que l'on peut calculer l'écart à la limite de diffraction pour d'autres formes de faisceau, il suffit de remplacer le facteur $1/\pi$ de l'équation 5.8 par la constante de propagation minimale du faisceau considéré. Le M^2 nous permet donc de savoir comment se propage le faisceau en espace libre, mais ne caractérise pas à lui seul la « qualité de faisceau ». Par exemple, deux faisceaux ayant le même M^2 ne délivrent pas forcément la même fraction de puissance dans une zone donnée.

Pour compléter cette mesure, il existe d'autres méthodes de caractérisations telles que le rapport de Strehl [Born 2000] ou une courbe de puissance en fonction du diamètre de faisceau considéré (Power in the Bucket). Ce type de mesure est utile pour connaître la fraction de puissance contenue dans le faisceau central et celle contenue dans le piédestal du faisceau qui même s'il est faible peut s'étendre relativement loin du lobe central. Parfois, on donne aussi la fraction de puissance couplée dans une fibre optique. Ces indications sont utiles d'un point de vue applicatif, mais sont relativement subjectives et ne nous renseignent pas sur la vraie nature du faisceau.

En fait, pour définir complètement le faisceau laser et prédire son évolution dans l'espace, il faut connaître à la fois sa distribution d'intensité et son profil de phase. Nous allons donc voir comment accéder expérimentalement à cette information.

5.1.3.2 Mesure du front d'onde

Les premières techniques d'analyse du front d'onde ont été développées dans les années 80, d'abord pour le domaine de l'astronomie, puis se sont répandues dans d'autres domaines tels que l'ophtalmologie, l'analyse de faisceau ou l'optique adaptative. Les premiers capteurs de mesure du front d'onde étaient basés sur la méthode dite de Shack-Hartmann, qui consiste à échantillonner le faisceau incident à l'aide d'une matrice de microlentilles. La position du point de focalisation de chaque portion de faisceau, qui varie en fonction de la déformation locale du front d'onde, est ensuite analysée pour remonter au front d'onde initial. Mais ce type de capteur souffre d'une faible résolution (typiquement $120 \mu\text{m}$), du fait de la dimension des microlentilles qui doit être suffisamment élevée pour ne pas générer des interférences entre deux taches voisines. Cette technologie n'est donc pas adaptée à une mesure précise du front d'onde, en particulier pour la détection des aberrations d'ordre supérieur qui donnent lieu à de très fines déformations du front d'onde.

Mais depuis, de nouvelles méthodes ont vu le jour, notamment les capteurs basés sur l'interférométrie à décalage multilatéral [Schwider 1984]. Les interféromètres à

décalage multilatéral suivent un principe légèrement différent. Dans ce cas, le faisceau incident ne passe pas par un réseau de microlentilles, mais à travers un réseau de diffraction 2D. Ce réseau génère des franges d'interférences qui sont enregistrées par une caméra CCD puis analysées. Le principe de la mesure est illustré par la Figure 5.2.

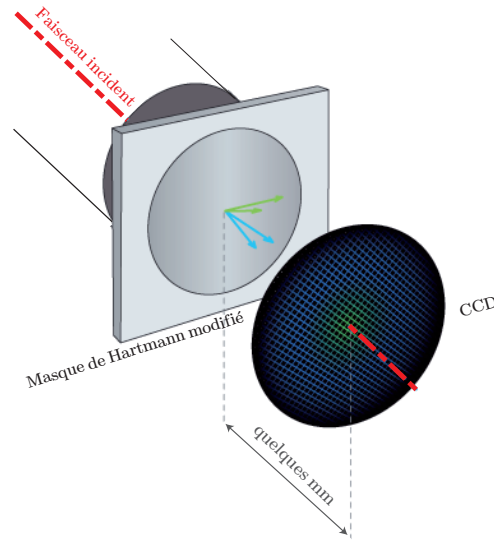


FIGURE 5.2 – Principe de la mesure du front d'onde par interférométrie à décalage multilatéral (instrument *Phasics*).

Au cours de cette thèse, nous avons fait l'acquisition de ce type d'appareil. Il s'agit d'un détecteur *Phasics* de la gamme SID4. Il est constitué d'un réseau de diffraction à deux dimensions utilisant un masque de Hartmann modifié [Primot 2000]. Le faisceau à analyser est divisé en 4 sous-faisceaux qui se propagent dans des directions légèrement inclinées par rapport à l'axe optique. Après quelques millimètres de propagation, les faisceaux qui se sont légèrement séparés donnent naissance à des franges d'interférences dont le pas est déterminé par l'angle entre les directions de propagation. Si le faisceau laser a une surface d'onde parfaitement plane, l'image sur la caméra est un réseau de points parfait. Si le faisceau contient des fluctuations de phase ou des aberrations, ce maillage régulier est déformé. L'étude de ces déformations par des méthodes d'analyse spectrale permet alors de reconstituer le front d'onde initial [Velghe 2005]. Cet appareil permet d'atteindre une résolution spatiale de moins de $30\ \mu\text{m}$ avec un échantillonnage de 160×120 . Avec cet appareil de mesure et à l'aide d'un logiciel d'analyse de données, nous pourrions décomposer le faisceau incident sur la base des polynômes de Zernike, et extraire en temps réel de nombreuses informations sur le faisceau comme l'astigmatisme, le rayon de courbure du front d'onde, le M^2 , l'aberration sphérique, ou encore les fluctuations de phase rms, et cela en une seule et unique mesure.

5.2 Front d'onde en cavité instable : étude du VECSEL plan-plan

Nous allons à présent nous intéresser aux propriétés spatiales des faisceaux résonant dans une cavité instable. Nous allons voir plus particulièrement comment évolue le profil de phase et d'intensité d'un mode gaussien après un certain nombre d'aller-retours dans une cavité plan-plan avec un gradient thermique. Pour cela, nous allons réaliser une simulation de la propagation du faisceau dans l'approximation de Fresnel en utilisant les paramètres du VECSEL de forte puissance que nous avons étudié dans la première partie (cf. § 4.1.2.1). Puis nous comparerons le résultat de cette simulation avec une mesure expérimentale. Le système étudié ainsi que le dispositif expérimental utilisé pour la mesure du front d'onde sont illustrés par la Figure 5.3.

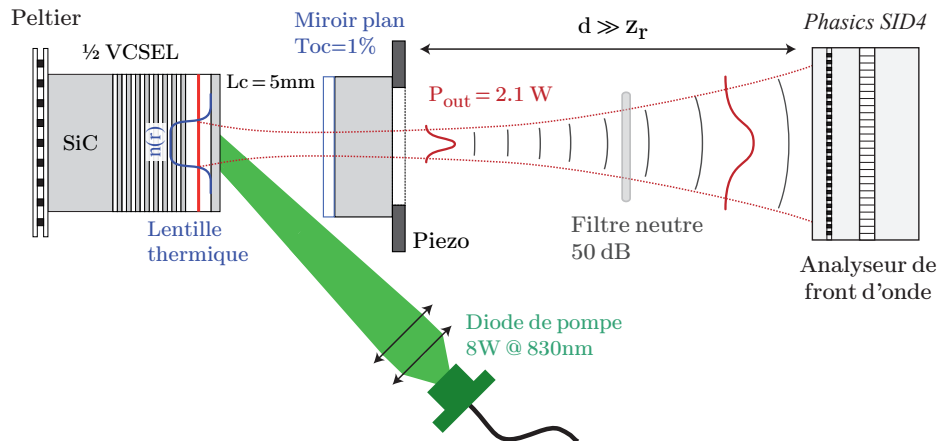


FIGURE 5.3 – Montage expérimental pour la mesure du front d'onde du VECSEL plan-plan de forte puissance.

5.2.1 Simulation et mesure expérimentale

La propagation d'un champ électromagnétique en espace libre est gouvernée par la célèbre équation d'onde paraxiale [Siegman 1986]. Cette équation peut être exprimée sous la forme d'une intégrale connue sous le nom d'intégrale de Huygens. Pour étudier l'effet de la propagation sur un faisceau après un aller-retour dans la cavité optique, nous avons calculé cette intégrale dans l'approximation de Fresnel. L'objectif de ce calcul est de déterminer les variations d'amplitude et de phase d'un champ incident après N aller-retour dans la cavité laser. On supposera que les pertes par diffraction dues à la nature instable de la cavité sont faibles devant les pertes de cavité. Dans ces conditions, le temps caractéristique pour atteindre l'état stationnaire de l'intensité laser est donné par la durée de vie de photon dans la cavité $\tau_{ph} \simeq \tau_{AR}/T_{oc} \sim 100 \times \tau_{AR}$ [Garnache 2007b, Siegman 1986]. Par conséquent,

5.2. Front d'onde en cavité instable : étude du VECSEL plan-plan 161

nous choisirons $N = 100$ pour notre simulation. Notons que la longueur de cavité est de l'ordre de la longueur de Rayleigh, il n'est donc pas possible de se placer dans l'approximation de Fraunhofer, ce qui aurait simplifié considérablement les calculs.

Pour tenir compte de l'effet du gradient thermique sur le champ électrique après une réflexion sur le 1/2-VCSEL, nous avons utilisé une fonction de transfert $H(r)$ telle que :

$$H(x, y) = \exp \left[i k_0 \tilde{\Delta}n(x, y) 2 L_{\mu c} \right] \quad \text{avec} \quad \tilde{\Delta}n = \Delta n_{th} + i \Delta n_g \quad (5.9)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde en espace libre, Δn_{th} est la variation d'indice engendrée par le gradient thermique que nous avons simulé précédemment (cf. Figure 3.47) et Δn_g est la variation de l'indice imaginaire due au gradient de gain. Pour les calculs on supposera un gain modal $G_{mod} = 1.2\%$ et une longueur de pénétration de l'onde dans le 1/2-VCSEL $L_{\mu c} = 2.4 \mu m$. Ainsi, l'intégrale à résoudre s'écrit :

$$F_{m+1}(x, y) = \frac{e^{ik_0 2L_c}}{i\lambda 2L_c} \iint F_m(x_0, y_0) H(x_0, y_0) \exp \left[ik_0 \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{4 L_c} \right] dx_0 dy_0 \quad (5.10)$$

Comme champ incident, nous avons injecté dans la cavité un faisceau gaussien idéal $F_0(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/w_0^2]$ avec une taille de waist $w_0 = 116 \mu m$ correspondant à la largeur à mi-hauteur du faisceau de pompe mesurée expérimentalement. Le résultat de la propagation du faisceau après un aller-retour $F_1(x, y)$ est ensuite réinjecté dans l'intégrale, et ainsi de suite jusqu'à obtenir le champ $F_N(x, y)$ correspondant à N aller-retour dans la cavité. Pour alléger le temps de calcul, on peut résoudre l'intégrale de Fresnel 2D avec une méthode basée sur la transformée de Fourier rapide [Muffoletto 2006]. Pour notre simulation nous avons utilisé une matrice de 201×201 points avec une résolution spatiale de $6.8 \mu m$. Pour pouvoir comparer le résultat de la simulation numérique avec la mesure expérimentale, nous avons également calculé la distribution transverse en champ lointain dans l'approximation de Fraunhofer.

a) Faisceau en champ proche

Le résultat de la simulation de la distribution d'intensité et de phase transverse du champ au waist laser est présenté sur la Figure 5.4.a. On remarque que le profil d'intensité ne subit pas de déformations majeures, il est très proche d'une gaussienne avec un très léger piédestal. Ce résultat est en bon accord avec la mesure expérimentale présentée sur la Figure 5.4.b. On remarquera que le profil de phase simulé présente de légères oscillations autour du plan de référence équivalent à une onde plane idéale. Voyons donc comment ces fluctuations de phases (aberrations) évoluent en champ lointain.

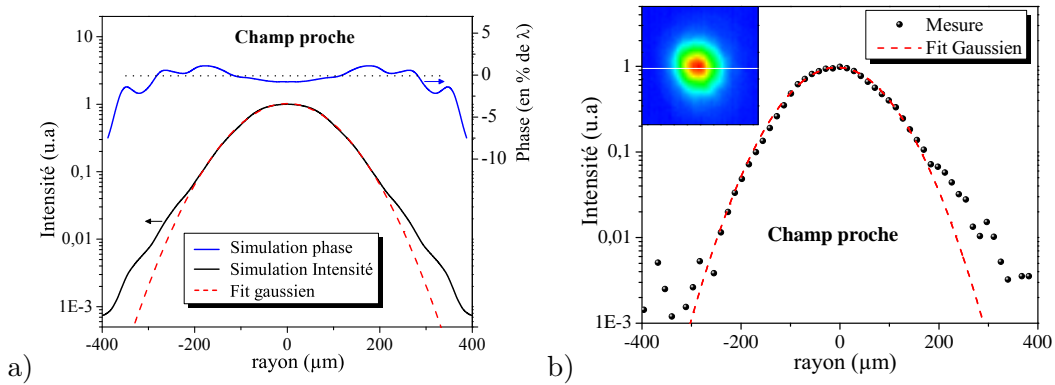


FIGURE 5.4 – a) Simulation de la distribution d'intensité et de phase transverse en champ proche après 100 aller-retour dans une cavité de 7.5 mm ; b) Mesure du profil d'intensité transverse en champ proche enregistrée à forte puissance (2.1 W) avec une caméra CCD placée au plan focal d'une lentille.

b) Faisceau en champ lointain

Nous avons calculé dans l'approximation de Fraunhofer le profil de phase et d'intensité du faisceau laser en champ lointain. Idéalement, un faisceau gaussien présente un front d'onde sphérique en champ lointain, avec un rayon de courbure qui augmente linéairement lorsque le faisceau se propage (si $z \gg z_r$). Pour évaluer les fluctuations de phase autour de ce front d'onde idéal, nous avons « enlevé » numériquement la courbure du champ. Pour cela, la méthode la plus rigoureuse mathématiquement est de projeter le front d'onde sur la base des polynômes de Zernike, qui est orthogonale pour un profil circulaire. Il suffit alors de mettre le coefficient correspondant à la courbure du champ à zéro, puis de faire la projection inverse. Ainsi dans cette représentation, la phase d'un faisceau gaussien idéal

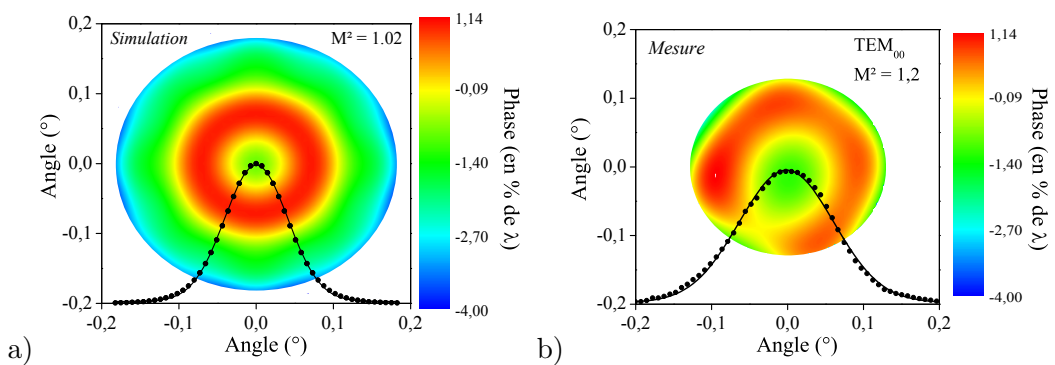


FIGURE 5.5 – a) Simulation de la carte de phase et du profil d'intensité horizontal en champ lointain après 100 aller-retour dans une cavité de 7.5 mm ; b) Carte de phase en champ lointain enregistrée à forte puissance (2.1 W) avec un analyseur de front d'onde (Phasics). Pour une meilleure visualisation, le rayon de courbure du champ a été retiré (coefficient défocus des polynômes de Zernike mis à zéro).

5.2. Front d'onde en cavité instable : étude du VECSEL plan-plan 163

est parfaitement plane et uniforme. De plus, la décomposition du champ sur ces polynômes nous permet de déterminer le type et l'amplitude des aberrations du faisceau.

Le résultat de cette simulation est présenté sur la Figure 5.5.a. On peut voir que le front d'onde présente de légères variations à cause du profil d'indice qui n'est pas parabolique. Le faisceau est néanmoins proche de la limite de diffraction, nous avons calculé un $M^2 = 1.02$. Ces résultats sont en bon accord avec la mesure expérimentale (Figure 5.5.b). La portion de phase représentée est limitée par un masque circulaire d'un rayon défini à $1/e^2$ (contrainte liée à l'instrument de mesure).

Sur cette mesure, on peut voir que la carte de phase présente une symétrie quasi-circulaire, avec des variations similaires à la simulation. Les fluctuations efficaces de phase sont relativement faibles $\delta\phi_{rms} < \lambda/100$, ce qui montre que le faisceau est très cohérent spatialement et qu'il est proche de la limite de diffraction, malgré l'utilisation d'une cavité plan-plan instable à gradient d'indice non parabolique, et l'usage d'une diode de pompe fortement multimode. Sous les hypothèses d'utilisation de l'équation 5.3, on peut déterminer qu'une fluctuation de phase aussi faible implique que 95% de la puissance contenue dans le faisceau est spatialement cohérente! A partir de cette mesure, nous avons également calculé un $M^2 = 1.2$, ce qui correspond à la valeur moyenne que nous avons mesuré par la méthode de mesure champ proche/champ lointain (Figure 5.6).

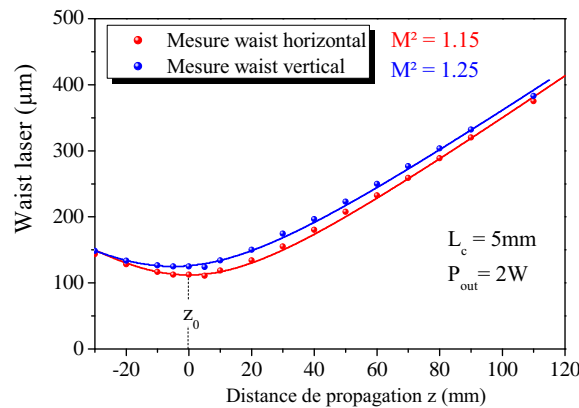


FIGURE 5.6 – Mesures expérimentales et simulations de l'évolution de la taille du waist laser en fonction de la distance de propagation pour les deux axes du faisceau.

Pour déterminer les catégories d'aberrations causées par les variations de phase, nous avons projeté le front d'onde sur la base des polynômes de Zernike (Figure 5.7). Les quatre premiers coefficients ont été retirés car ils dépendent des conditions de mesures et non de la qualité du faisceau.

Dans le cas du front d'onde simulé, on voit que les aberrations sont essentiellement sphériques. Ce résultat n'est pas étonnant au vu de la non sphéricité du gradient d'indice stabilisant le faisceau. Pour la mesure expérimentale, les aberrations sphériques sont également élevées, mais il y a aussi d'autres composantes certainement liées à la non uniformité du gradient thermique et/ou à un léger désa-

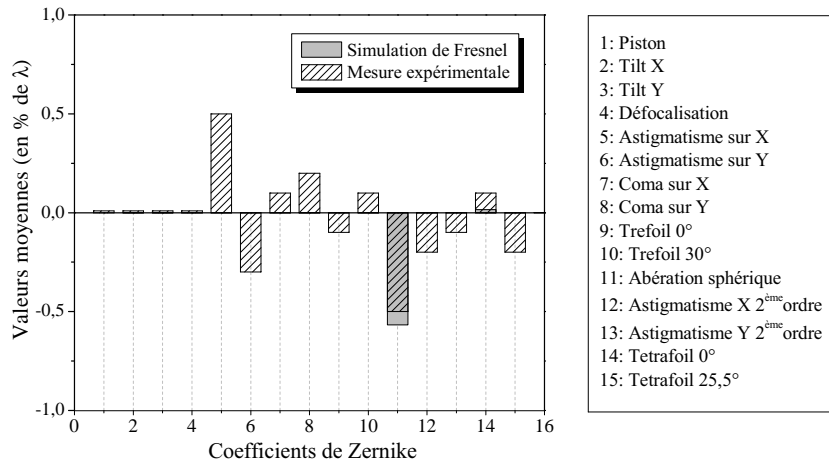


FIGURE 5.7 – Projection du profil de phase simulé et mesuré sur la base des polynômes de Zernike. La correspondance des coefficients avec les aberrations est indiquée sur la droite.

lignement de la cavité.

5.3 Front d'onde en cavité stable plan-concave

A présent, nous allons étudier les propriétés spatiales des VECSEL en configuration plan-concave. Cette géométrie de cavité est particulièrement bien adaptée pour la stabilisation de modes gaussiens ayant un front d'onde parfaitement sphérique et donc de haute cohérence spatiale. Mais nous allons voir, que le front d'onde peut également être influencé par les conditions de pompage ou par la diffusion. Pour évaluer les effets du pompage sur la qualité de faisceau, nous avons analysé le front d'onde d'un VECSEL en pompage optique monomode et celui d'un VECSEL en pompage électrique.

5.3.1 VECSEL en pompage optique monomode

Le système étudié ici est représenté par la Figure 5.8. Il s'agit du prototype VECSEL émettant à $1\mu\text{m}$, pompé par une diode monomode que nous avons caractérisé dans la première partie (cf. § 4.1.1.1).

La mesure du front d'onde a été réalisée dans les mêmes conditions que précédemment, les résultats sont présentés sur la Figure 5.9. On voit que sur toute la largeur du faisceau, les fluctuations de phase sont très faibles. L'écart de phase maximum est de 4.3% de la longueur d'onde soit 43 nm, avec une valeur de fluctuations de phase rms $\delta\varphi_{rms} = 0.6\%$. La carte de phase ne présente pas de symétrie particulière, sa projection sur les polynômes de Zernike montre qu'il n'y a pas d'aberrations dominantes. Si l'on compare cette mesure avec celle du VECSEL

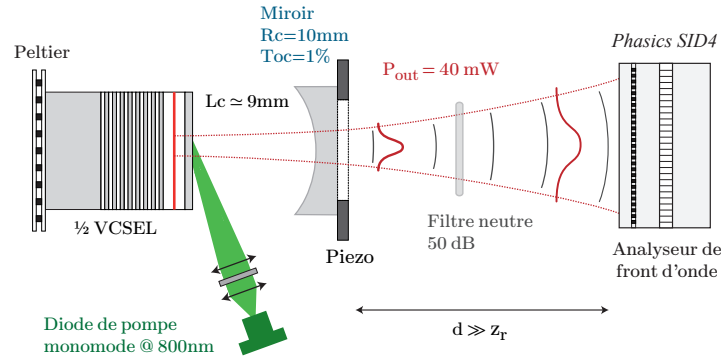


FIGURE 5.8 – Montage expérimental pour la mesure du front d'onde du VECSEL en configuration plan-concave et pompage optique monomode.

plan-plan de forte puissance, on voit que l'aberration sphérique a été réduite, ce qui est compréhensible étant donné la configuration de cavité plan concave stable et la qualité du faisceau de pompe. En effet, grâce à la distribution transverse gaussienne de la diode de pompe sur l'échantillon et à la diffusion thermique, le profil de température et d'indice induit dans le 1/2-VCSEL est quasi parabolique, ce qui permet de conserver la sphéricité de l'onde donnée par le miroir externe sphérique. A partir de ces mesures, nous avons retiré un $M^2 = 1.1$, ce qui montre que le faisceau est très proche de la limite de diffraction.

Il est à noter qu'au vu de la haute finesse de cavité, une variation de phase de l'ordre de $\lambda/100$ est presque la limite technique que l'on puisse atteindre étant donné que les éléments optiques comme le miroir externe sont fabriqués avec une précision sur la surface de cet ordre là et parfois même inférieure. En effet, les miroirs

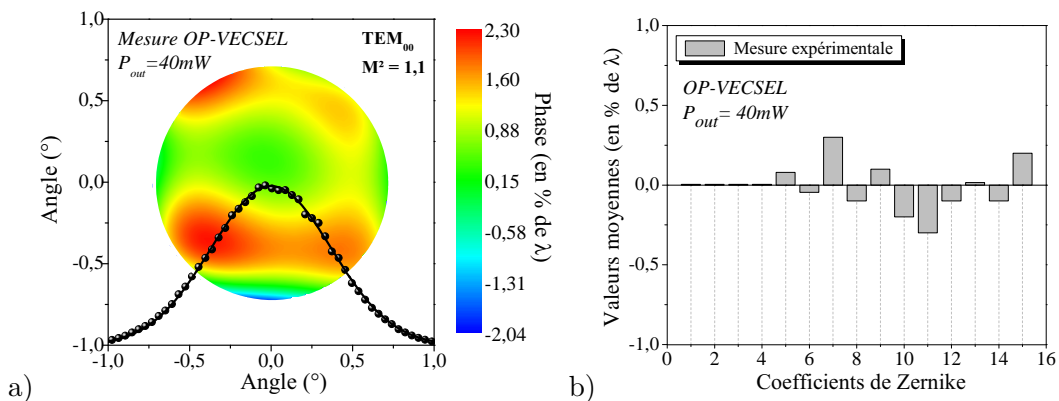


FIGURE 5.9 – a) Carte de phase en champ lointain d'un VECSEL en cavité plan concave et pompage monomode, le profil d'intensité (pointillé) avec son fit gaussien (ligne continue) sont également tracés ; b) Projection de la carte de phase sur les polynômes de Zernike.

commerciaux utilisés sont spécifiés avec une Figure de surface de $\sim 63 \text{ nm}$, ce qui correspond à une distorsion de phase maximale (crête à crête) de $\lambda/15$ [MellesGriot].

5.3.2 VECSEL en pompage électrique

Voyons maintenant si la qualité de faisceau est conservée dans le cas d'un pompage électrique. Pour cette étude, nous avons utilisé une diode de $75 \mu\text{m}$ de diamètre réalisée avec le design 1 (substrat intracavité), et avec laquelle nous avons obtenu le maximum de puissance (7 mW) en régime monomode transverse (cf. § 4.2.2.1). Le dispositif expérimental est illustré par la Figure 5.10.

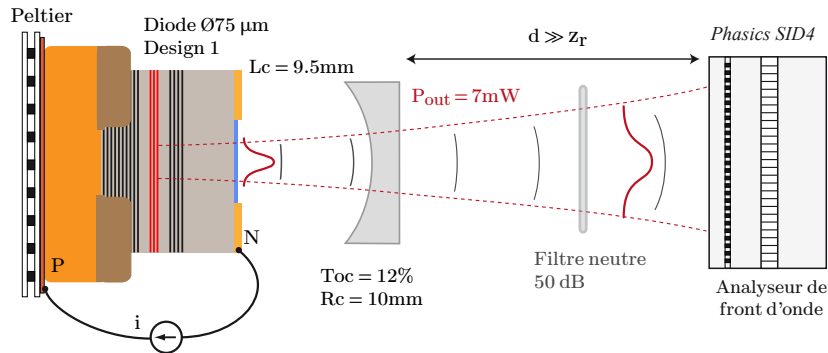


FIGURE 5.10 – Montage expérimental pour la mesure du front d'onde du VECSEL en configuration plan-concave et pompage électrique.

La carte de phase en champ lointain de ce système EP-VECSEL a été enregistrée dans les mêmes conditions que précédemment (Figure 5.11), elle montre une

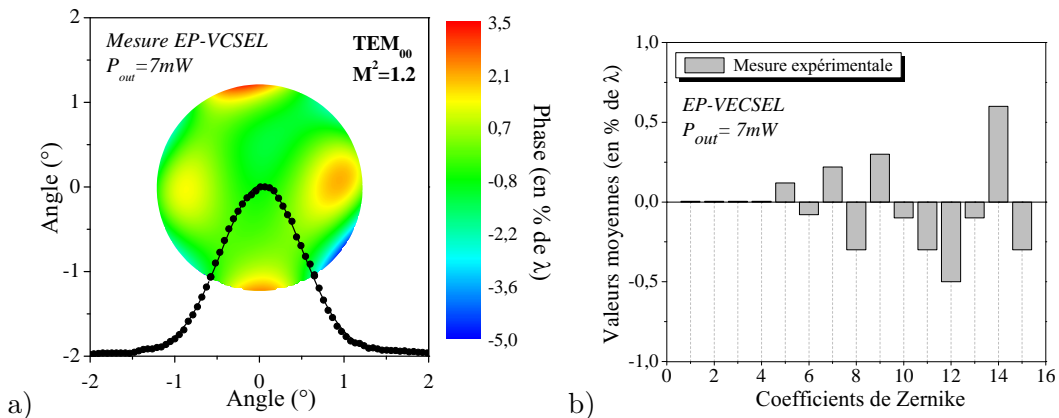


FIGURE 5.11 – a) Carte de phase en champ lointain d'un VECSEL en cavité plan concave et pompage électrique, le profil d'intensité est également tracé ; b) projection de la carte de phase sur les polynômes de Zernike.

fluctuation maximale de 8.3% de λ , mais sur la majeure partie du faisceau, les fluctuations ne dépassent pas 4%, avec une valeur moyenne $\delta\varphi_{rms} = 1\%$. La projection sur les polynômes de Zernique ne révèle pas d'aberrations dominantes. Les fluctuations de phase sont légèrement supérieures à celle du VECSEL pompé optiquement ($\sim \times 2$), mais demeurent relativement faibles, conduisant à un $M^2 = 1.2$. Le faisceau est donc là encore proche de la limite de diffraction. De nombreuses raisons peuvent être la cause de ces variations plus élevées, comme par exemple une surface d'échantillon plus rugueuse (étapes technologiques), ou une distribution de température moins homogène combinée à un chemin optique dans le substrat plus important.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu que la cohérence spatiale d'un faisceau laser était étroitement liée aux fluctuations de phase transverse du front d'onde. La méthode la plus couramment utilisée pour juger de la qualité d'un faisceau consiste à mesurer le facteur de propagation M^2 , qui résulte des fluctuations de phase et qui représente l'écart à la limite de diffraction pour un faisceau gaussien. Cette mesure est relativement simple à mettre en œuvre puisqu'elle repose sur des mesures du profil d'intensité, mais ce facteur ne décrit pas entièrement le faisceau. Par contre une mesure directe de la phase transverse de l'onde nous donne accès à de nombreuses informations. A partir de la distribution d'intensité et de phase, il est théoriquement possible de connaître toute « l'histoire » du faisceau.

Nous avons donc étudié les propriétés spatiales de nos VECSEL par une mesure du front d'onde. Nous avons pu vérifier à l'aide d'une simulation numérique et d'une mesure expérimentale qu'une cavité plan-plan soumise à un gradient thermique non parabolique permet de stabiliser un mode laser TEM_{00} avec de très faibles fluctuations de phase. Nous avons ainsi montré que notre VECSEL de forte puissance présente un faisceau circulaire, proche de la limite de diffraction, malgré un pompage fortement multimode transverse et elliptique. Enfin, nous avons étudié l'influence du système de pompage sur les qualités spatiales des VECSEL en configuration plan-concave. Nous avons montré qu'un pompage optique monomode permet de réduire les fluctuations de phase de près d'un facteur deux par rapport à un pompage électrique.

Globalement, quelle que soit la technologie utilisée les VECSEL présentent tous des faisceaux peu divergents, proches de la limite de diffraction, avec des fluctuations de phase transverses $\leq \lambda/100$, signe d'une haute cohérence spatiale. Cette qualité de faisceau circulaire est alliée à une très faible divergence $\theta < 5^\circ$, même aux grandes longueurs d'onde. Pour des raisons matérielles, ces résultats ont été montrés avec des VECSEL émettant à $1 \mu\text{m}$, mais il est bien clair que les mêmes propriétés pourraient être obtenues à d'autres longueurs d'ondes avec d'autres matériaux à semiconducteur.

Ces caractéristiques à forte puissance sont donc les propriétés auxquelles on peut s'attendre de la part d'un bon laser à l'état solide pompé par diode, pour lequel on a minimisé les effets de lentille thermique plus importants, mais pas celles que l'on obtient généralement avec les diodes laser de forte puissance, qu'il s'agisse de structures à émission par la tranche ou de structures VCSEL en microcavité. On peut remarquer cependant qu'une diode laser type DFB de qualité peut présenter un faisceau qui s'approche de la limite de diffraction ($M^2 \simeq 1.2$ [Sacher 2006]) pour des puissances de l'ordre de quelques 10 mW à 780 nm. Ce faisceau est toutefois fortement elliptique et divergent ($\theta_{//} \times \theta_{\perp} \simeq 10 \times 30^\circ$), dans des proportions assez extrêmes aux grandes longueurs d'onde ($\theta_{//} \times \theta_{\perp} \simeq 20 \times 100^\circ$ à $2.3 \mu\text{m}$ [Salhi 2006])

Qu'il s'agisse d'effets de filamentation [Goldberg 1993] ou de modes transverses d'ordre supérieur entretenus par la cavité à guide large $> 100 \mu\text{m}$, la montée en puissance pour ces composants est fort problématique et s'accompagne toujours

d'une forte dégradation des propriétés de cohérence spatiale ($M^2 > 20$). La solution technologique pour palier à ce défaut est de réaliser des diodes à émission par la tranche de forte puissance en fonctionnement monomode basées sur des systèmes de « taper ». Pour de tels composants, on atteint des $M^2 > 2 - 3$ pour des puissances de l'ordre de 1 W , mais le faisceau reste fortement divergent et elliptique ($\theta_{//} \times \theta_{\perp} = 0.5 \times 30^\circ$). [Kelemen 2006, Mikulla 2001], tout ceci avec une cohérence temporelle très réduite car au final le composant fait plus penser à un SOA (Semiconductor Optical Amplifier) qu'à un laser de par une cavité de facteur de qualité extrêmement faible. De plus, la technologie permettant de réaliser ces composants reste extrêmement complexe.

Si l'on ajoute à cela la contrainte sur l'élément optique de mise en forme du faisceau (lentille asphérique avec un traitement antireflet par exemple) à forte ouverture numérique (O.N. > 0.97 à $2.3\ \mu\text{m}$) et sans aberrations, l'utilisation en terme d'applications, et donc la conservation de la qualité de faisceau, des composants à émission par la tranche devient délicate voire impossible, qui plus est aux grandes longueurs d'onde où ce type d'optique n'est pas disponible commercialement. Un exemple-type concerne l'injection dans une fibre monomode : sans système optique de remise en forme du faisceau, il est en effet usuel de considérer que moins de 70 % de la lumière peut être récupérée par la fibre [Sacher 2006]. Nous avons montré que cela n'était pas le cas pour les VECSELS. Un autre exemple type pour l'application longue distance en espace libre, réside dans l'aptitude à collimater un faisceau laser sur des distances $> 100\text{ m}$, caractéristique impossible à obtenir avec une diode laser à émission par la tranche.

Dynamique et cohérence temporelle : étude des bruits d'intensité et de fréquence

Introduction

On s'intéresse ici aux propriétés laser en fonctionnement libre, du régime transitoire multimode jusqu'à l'état stationnaire monomode, en régime de pompage continu. Ceci nous permettra d'aborder l'étude de la cohérence en régime monomode à travers des grandeurs telles que le bruit d'intensité et le bruit de fréquence. On peut approcher ces phénomènes par une représentation du champ laser sous forme du « Phaseur » [Henry 1983], (Figure 6.1).

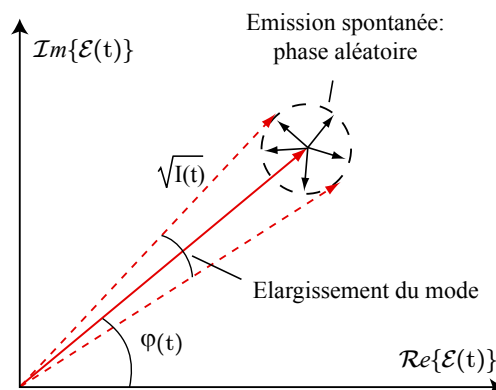


FIGURE 6.1 – Illustration du changement de phase et d'intensité du champ causé par l'émission spontanée, d'après le modèle de Schawlow Townes.

Ce diagramme est construit en superposant la contribution de l'émission spontanée et de l'émission stimulée. On observe déjà simplement que l'émission spontanée va contribuer au bruit d'intensité et à l'élargissement de la raie laser, ce dernier étant représenté par la formule de Schawlow-Townes modifiée :

$$\Delta\nu_{limite} = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{out}} \xi (1 + \alpha_h^2) \quad (6.1)$$

On voit donc que pour réaliser un laser cohérent, il faut à la fois fonctionner à haute puissance, disposer de cavités à fort facteur de qualité, et réduire la

contribution de l'émission spontanée. Ces remarques montrent que les lasers à semi-conducteur traditionnels ne peuvent pas afficher des propriétés de haute cohérence, dans la mesure où ces lasers ne disposent pas de cavités à fort facteur de qualité, reposent sur des milieux actifs insérés dans un guide d'onde qui confinent et amplifient l'émission spontanée dans la cavité, et ne sont pas candidats pour les fortes puissances en régime monofréquence.

En pratique, ces lasers affichent des largeurs de raies typiques de plusieurs MHz voire dizaines de MHz, et leur conception fait que le bruit d'intensité y est résonant, ce qui conduit à des fluctuations d'intensité efficaces dépassant largement le % de la puissance émise, sur l'ensemble de leur bande passante.

A l'opposé, les VECSEL en cavité externe ont toutes les bonnes caractéristiques, de par leur conception, pour déboucher vers des propriétés de haute cohérence. C'est ce que nous allons montrer au cours de cette étude, tant sur un plan théorique qu'expérimental.

Nous allons donc nous intéresser à la composante temporelle du champ électrique. Dans le cas d'un VECSEL oscillant sur un mode transverse unique $F(r)$, on a vu précédemment que le champ électrique complexe pouvait se mettre sous la forme suivante :

$$\tilde{\mathcal{E}}(r, z, t) = \tilde{F}(r)\tilde{E}(z, t) e^{-j\omega_0 t} \quad (6.2)$$

avec

$$\tilde{E}(z, t) = \sum_q \tilde{E}_q(t) e^{j(k_q z - (\omega_q - \omega_0)t)} \quad (6.3)$$

Dans un premier temps, nous allons voir comment ce champ interagit avec le milieu amplificateur, ce qui nous permettra d'établir les équations d'évolution du laser. Nous verrons dans quelles conditions le VECSEL s'approche du laser à gain homogène idéal, conduisant à un fonctionnement monomode stable à l'état stationnaire, et nous verrons quels sont les phénomènes physiques pouvant perturber ce régime idéal. Puis nous nous intéresserons au comportement dynamique du laser en régime stationnaire monomode, ce qui nous permettra d'extraire les paramètres pertinents du laser et de déterminer les limites fondamentales du composant en termes de bruit optique.

Ensuite, nous étudierons expérimentalement le bruit optique d'émission de nos sources VECSEL en régime stationnaire monomode. Dans ce cas, la variation temporelle du champ pourra se simplifier et s'écrire sous la forme suivante :

$$\tilde{E}_0(z, t) = \sqrt{I(t)} \exp [j(kz - \omega_0 t + \varphi(t))] \quad (6.4)$$

où $I(t) = \bar{I} + \delta I(t)$ représente l'intensité du laser à l'instant t exprimé en nombre de photons, avec \bar{I} sa valeur moyenne et $\delta I(t)$ les fluctuations d'intensité. La variable $\varphi(t) = \varphi_0 + \delta\varphi(t)$ représente la phase instantanée du champ, avec φ_0 sa valeur moyenne et $\delta\varphi(t)$ les fluctuations de phase. A partir de ces relations, on en déduit l'expression de la fréquence instantanée du laser :

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} = \nu_0 + \delta\nu(t) \quad (6.5)$$

où $\delta\nu(t) \ll \nu_0$ correspond au décalage instantané de fréquence par rapport à la fréquence de référence $\nu_0 = \omega_0/2\pi$. C'est ce terme là qui définit le bruit de fréquence du laser.

Dans certains cas, les variations d'intensité ou de fréquence sont générées intentionnellement, on parle alors de modulation active. Mais dans notre cas, nous ne nous intéresserons qu'aux fluctuations intrinsèques au laser et on les assimilera à du bruit car elles sont considérées comme non désirables. La Figure 6.2 illustre les variations d'amplitude et de phase d'une onde.

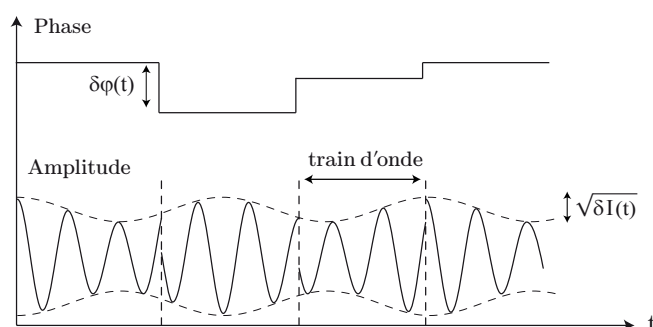


FIGURE 6.2 – Représentation schématique d'une onde subissant des variations d'amplitude et de phase, conduisant à une réduction de la cohérence temporelle.

L'étude du bruit optique du laser est intéressante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, elle permet d'évaluer la cohérence temporelle du laser. En effet, nous avons vu dans le premier chapitre (cf. § 1.1.1) que le temps de cohérence d'une source laser est relié à sa largeur spectrale par une relation du type transformée de Fourier, de sorte que plus le spectre du laser est étroit et plus la cohérence temporelle est grande. Dans le cas d'un laser monomode, la largeur de raie dépend des fluctuations de fréquence du champ, mais elle peut aussi être influencée par les fluctuations d'intensité car il y existe un certain couplage entre la phase et l'amplitude de l'onde, représenté par le facteur de Henry [Henry 1982].

Les origines du bruit optique sont toutefois plus diversifiées. Elles peuvent être environnementales : bruit de pompage, vibrations mécaniques, variations thermiques ; ou intrinsèques au laser : émission spontanée. Chacune de ces contributions a une « signature » spectrale caractéristique, et une influence plus ou moins prononcée sur le bruit d'intensité et de fréquence. Ainsi, grâce à une étude fréquentielle du bruit, nous serons en mesure d'en déterminer les origines, ce qui nous permettra de mieux comprendre la physique intime du laser et nous donnera la possibilité d'optimiser le composant.

Dans ce chapitre, nous étudierons les principales sources de bruit qui sont observables dans un VECSEL, tant en termes de fluctuations d'intensité que de phase.

Nous étudierons expérimentalement le bruit d'intensité $\delta I(t)$ des VECSEL que nous avons développé, puis nous étudierons leur bruit de fréquence $\delta\nu(t)$. Enfin, nous terminerons notre étude par une évaluation de la largeur de raie de nos sources. Mais avant de rentrer dans le vif du sujet, il est utile de définir les grandeurs physiques spécifiques qui permettent d'étudier le bruit optique.

Grandeurs physiques pour l'étude du bruit optique

A cause de leur nature aléatoire, les signaux de bruit sont habituellement traités à travers leur fonction d'autocorrélation. Mais pour un signal stationnaire et ergodique, il est plus pratique de travailler dans l'espace des fréquences. Le bruit est alors caractérisé par la densité spectrale de puissance des fluctuations $S_{\delta x}(f)$ qui n'est autre que la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation (théorème de Wiener-Khintchine). L'avantage de travailler avec cette fonction, c'est qu'elle est facilement accessible expérimentalement grâce à un analyseur de spectre ayant une résolution de fréquence Δf . Dès lors, la densité spectrale de puissance des fluctuations d'intensité est donnée par la relation suivante :

$$S_{\delta x}(f) = \mathcal{F} \{ \langle \delta x(t) \delta x(t - \tau) \rangle \} = \frac{R_{\delta x}}{\Delta f} \quad (6.6)$$

où la densité spectrale est évaluée dans l'espace des fréquences positives, avec $R_{\delta x}$ le spectre de puissance. Il suffit donc de mesurer les fluctuations du signal $\delta x(t)$, et de balayer la gamme spectrale souhaitée avec un analyseur de spectre.

Dans le cas spécifique de l'observation du bruit optique d'intensité, la densité spectrale de puissance est un paramètre qui dépend trop des conditions expérimentales pour pouvoir être considérée comme un paramètre pertinent. En effet, en pratique, seule une partie du signal optique est collectée par la photodiode. Par conséquent, le signal électrique qui est mesuré, et donc l'amplitude de la densité spectrale, dépend du couplage entre le laser et la photodiode. C'est pourquoi il est préférable de normaliser le bruit d'intensité à la puissance du laser.

Cette quantité est appelée « RIN » (Relative Intensity Noise ou Bruit d'Intensité Relatif). Elle va permettre de quantifier le bruit d'intensité de façon objective. Historiquement, une première définition du RIN fut donnée par *G. P. Agrawal* [Agrawal 1986] :

$$RIN_A(f) = \frac{S_p(f)}{\langle P_{out} \rangle^2} \quad (6.7)$$

L'inconvénient de cette définition est que malgré la normalisation par la puissance optique, elle continue de dépendre de l'atténuation optique A_t et donc des conditions de mesures. En effet, le bruit issu d'un faisceau laser comporte généralement deux composantes indépendantes : l'une est liée au fonctionnement intrinsèque du laser alors que l'autre, poissonnienne, est liée aux événements aléatoires d'émission des photons et porte le nom de bruit de grenaille optique ou « shot noise » optique. Or l'atténuation n'a pas le même impact sur ces deux composantes de bruit. En

effet, le bruit de grenaille décroît en A_t^{-1} alors que le bruit propre au laser varie en A_t^{-2} [Jérémie 1997]. C'est pourquoi *R. Schimpe* [Schimpe 1983] et *J. Arnaud* [Arnaud 1995] proposèrent une nouvelle définition du RIN qui ne dépend plus des conditions de mesure :

$$RIN(f) = \frac{S_p(f) - 2h\nu \langle P_{out} \rangle}{\langle P_{out} \rangle^2} \quad (6.8)$$

où $2h\nu \langle P_{out} \rangle$ est le bruit de grenaille optique. C'est cette définition qui sera utilisée dans tout ce document. Notons toutefois que malgré sa dépendance aux conditions de mesure, la définition de G.P. Agrawal est encore de nos jours souvent rencontrée dans la littérature. Elle reste toutefois correcte tant que les niveaux de bruit sont élevés par rapport au bruit de grenaille.

6.1 Dynamique du VECSEL : du régime transitoire multimode au régime stationnaire monomode

6.1.1 Equations générales espace-temps du laser multimode : Maxwell-Bloch

La dynamique des lasers est un domaine de recherche qui est apparu dans les années 60, avec les premières réalisations de systèmes laser [Collins 1960]. L'objectif est d'étudier les interactions du champ électrique des modes de cavité $\tilde{E}(z, t)$ avec le milieu amplificateur afin de comprendre leurs influences sur les propriétés spatiales, spectrales et temporelles du rayonnement laser.

La dynamique d'un laser est régie par les différents processus de relaxation de la cavité optique et du milieu à gain. En effet, le champ électrique interagit avec le milieu amplificateur à travers la densité volumique de porteurs n et la polarisation S du milieu amplificateur, avec des temps caractéristiques qui sont donnés par la durée de vie du photon¹ dans la cavité passive $\tau_{ph} = 1/\gamma_{ph}$, la durée de vie de porteurs sur le niveau $\tau_{niv} = 1/\gamma_e$, et le temps de cohérence du moment dipolaire électrique $\tau_{dip} = 1/\gamma_{\perp}$, qui correspond au temps de relaxation de la polarisation. Le taux d'amortissement de la polarisation γ_{\perp} représente aussi la largeur spectrale de la courbe de gain du laser [Siegman 1986]. Pour un VECSEL, on a typiquement $\gamma_e \simeq 3.3 \times 10^8 s^{-1}$, $\gamma_{\perp} \simeq 3 \times 10^{13} s^{-1}$ et $\gamma_{ph} = cT_{oc}/2L_c \simeq 1.5 \times 10^8 s^{-1}$ pour $L_c = 1$ cm et $T_{oc} = 1$ %.

En associant les équations du rayonnement (équations classiques de Maxwell) avec celles de la matière (équations quantiques de Bloch), il est possible d'établir les équations régissant la dynamique multimode d'un laser. Sous l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable pour le champ, d'un milieu amplificateur à gain homogène (une inversion de population unique) et pour des grandeurs moyennées

¹ Ici, la notion de photon ne fait pas référence à une description corpusculaire, ce terme est néanmoins employé car l'énergie du champ est parfois exprimée en « nombre » de photons dans les équations de la cavité.

sur le mode transverse unique du laser ($X = n, \rho, E, S$) où ρ est le taux de pompe volumique, on obtient un jeu de trois équations non linéaires couplées qui s'écrivent [Khanin 2006, Yamada 1989] :

$$\frac{\partial n}{\partial t}(z, t) = \rho - \gamma_e n + D_e \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + i \frac{d}{2\hbar} \tilde{S}^* \tilde{E} - c.c. \quad (6.9)$$

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t}(z, t) = -\tilde{S}(\gamma_{\perp} + i\omega_0) - i \frac{d}{\hbar} \tilde{E} (n - n_{tr}) \quad (6.10)$$

$$\int_z \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t}(z, t) = -\frac{\gamma_{ph}}{2} \int_z \tilde{E} - i \frac{\omega_0}{2\varepsilon} \int_z \tilde{S} \quad (6.11)$$

où D_e est le coefficient de diffusion ambipolaire des porteurs, ε est la constante diélectrique, d l'élément de matrice dipolaire du milieu amplificateur, n_{tr} est la densité de porteurs à la transparence.

Il reste à intégrer ces équations le long de la cavité optique (z), en tenant compte des conditions limites aux miroirs, et en développant le champ \tilde{E} sur l'ensemble des modes propres résonants de la cavité.

Les grandeurs physiques \tilde{E} , n et \tilde{S} peuvent également être influencées par la température T du milieu amplificateur, particulièrement dans les semiconducteurs où les paramètres ε , d ou ω_0 dépendent directement de la température. Dans ce cas, il faudra éventuellement résoudre l'équation de diffusion de la chaleur couplée aux équations données ci-dessus :

$$\frac{\partial T}{\partial t}(r, z, t) = D_T \nabla^2 T + Q(r, z, t)/C_v \quad (6.12)$$

où Q est ici une source thermique provenant du pompage par exemple, $D_T = \kappa/C_v$ le coefficient de diffusion thermique et C_v la chaleur spécifique volumique du milieu amplificateur.

On comprend alors que la dynamique d'un laser multimode est généralement très complexe dans son comportement et à résoudre, car il y a un grand nombre de degrés de liberté. Il est donc difficile de savoir quel va être l'état stationnaire du système, et si ce dernier peut présenter une émission monofréquence stable.

6.1.1.1 Régime transitoire des lasers : classes dynamiques

Le modèle de dynamique présenté ci-dessus inclut les trois constantes de relaxation γ_{ph} , γ_e , et γ_{\perp} définies précédemment ainsi qu'un paramètre de pompage ρ . Il est clair que ces paramètres ont un fort impact sur la dynamique du laser puisqu'ils définissent la manière dont les différents degrés de liberté vont réagir à un changement d'état et rejoindre l'état d'équilibre (s'il existe). Si l'on néglige les effets thermiques, on peut identifier quatre cas de figure, ou classes de laser, en fonction de la valeur relative de ces paramètres, et auxquels on associe un modèle dynamique approprié [Khanin 2006].

- **Classe A** : $\gamma_{ph} \ll \gamma_e, \gamma_{\perp}$ (1 degré de liberté)

Le milieu amplificateur suit sans délai les variations du champ. La polarisation et l'inversion de population peuvent être éliminées adiabatiquement du système d'équation ($\dot{E}, \dot{S} = 0, \dot{n} = 0$). C'est généralement le type de dynamique des VECSEL en cavité longue (> 1 mm) et des lasers à gaz atomique ou à colorant. Le transitoire de l'établissement de l'intensité dans la cavité suit un régime apériodique, et le système ne présente pas de fréquence de résonance (Figure 6.3).

- **Classe B** : $\gamma_e \ll \gamma_{ph} \ll \gamma_{\perp}$ (2 degrés de liberté)

Seule la polarisation suit le champ sans délai et c'est la seule variable à pouvoir être éliminée ($\dot{E}, \dot{S} = 0, \dot{n}$). C'est la classe la plus représentative, elle comprend les lasers solides, les VECSEL en cavité très courte (< 1 mm), les diodes lasers et les lasers à gaz moléculaire basse pression (CO_2). Dans ce cas, le régime transitoire peut être oscillatoire (amortissement sous-critique). Ce système présente généralement de fortes oscillations de relaxation à la fréquence de résonance (Figure 6.3).

- **Classe C** : $\gamma_{ph} \sim \gamma_{\perp}$ (3 degrés de liberté)

Dans cette classe, aucune variable ne peut être éliminée ($\dot{E}, \dot{S}, \dot{n}$). Elle comprend essentiellement les lasers à gaz émettant dans l'infrarouge lointain. Etant donné le nombre élevé de degrés de liberté, ce type de système peut présenter une dynamique très complexe (chaos, etc).

- **Classe D** : $\gamma_{ph} \gg \gamma_e, \gamma_{\perp}$ (2 degrés de liberté)

Ici, le champ suit l'état du milieu amplificateur et peut donc être éliminé ($\dot{E} = 0, \dot{P}, \dot{\Delta N}$). Cette classe relativement exotique ne concerne que certains types de maser (ammoniaque ou hydrogène).

Dans la plupart des lasers à semiconducteur, les conditions physiques suivantes sont respectées (classe A,B et phénomènes thermiques lents) :

$$\gamma_{\perp} \gg (\gamma_e, \gamma_{ph}) \gg 2\pi D_T/w_p^2 \simeq 1/\tau_{th}, \quad (6.13)$$

où w_p est le waist de pompe et τ_{th} le temps caractéristique de la diffusion thermique dans la zone active. Cette hypothèse forte permet de grandement simplifier la modélisation du laser en réduisant grandement le nombre de degrés de liberté. On peut ainsi éliminer adiabatiquement la polarisation $S(z, t)$ de notre problème en posant $\partial S/\partial t = 0$, ainsi que l'influence des perturbations d'origine thermique pour le régime transitoire multimode du laser. Toutefois, nous verrons par la suite

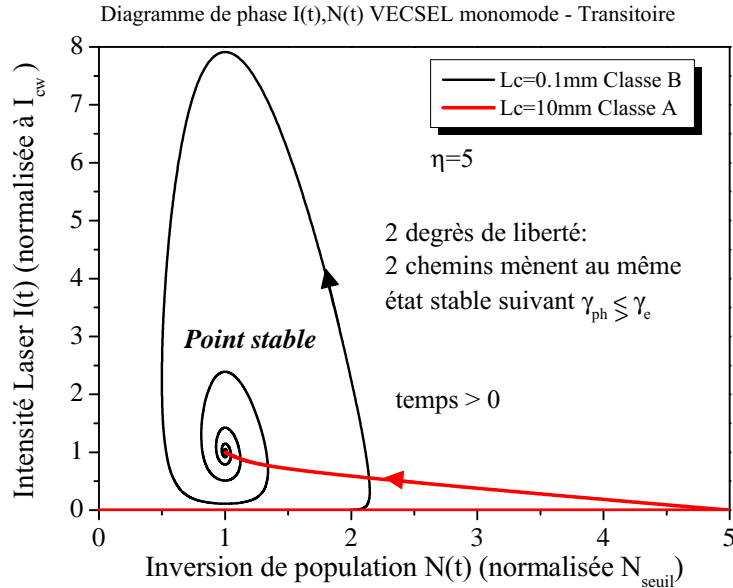


FIGURE 6.3 – Diagramme de phase d’un VECSEL pour deux longueurs de cavité différentes. Pour une cavité courte (< 1 mm) le régime transitoire présente des oscillations de relaxation, pour une cavité plus longue la dynamique suit un régime a périodique.

que les perturbations thermiques doivent être prises en compte en régime stationnaire monofréquence car elles ont une influence sur le bruit du laser. La dynamique d’un VECSEL varie donc entre la classe A ($L_c > 1$ mm) et la classe B [Baili 2009]. Notons qu’un VECSEL, tout comme un laser à émission par la tranche, contient un très grand nombre de modes longitudinaux dans la courbe de gain (> 100) : le spectre laser initial est donc fortement multimode (Figure 6.4). Par contre, les régimes transitoire et stationnaire du spectre laser sont très différents car le taux de pertes change d’un à deux ordres de grandeur entre les deux technologies. Pour un

Laser à émission par la tranche : pertes élevées ($\sim 100\%$) \Rightarrow filtre spectral nécessaire
 VECSEL : pertes faibles ($\sim 1\%$) \Rightarrow compétition intermodale suffisante ?

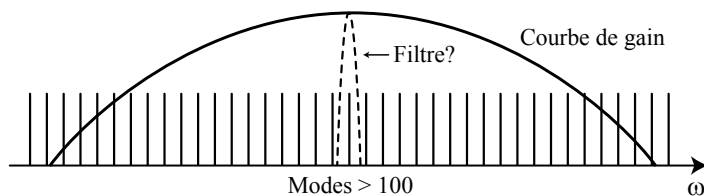


FIGURE 6.4 – Illustration du nombre de modes compris dans la courbe de gain pour un laser à émission par la tranche et pour un VECSEL.

laser à émission par la tranche, le spectre à l'état stationnaire subit l'influence d'in-homogénéités spatiales dans le milieu actif, conduisant généralement à un spectre très multimode[Yamada 1989]. La sélection d'un mode longitudinal pour ces lasers nécessitera donc systématiquement un filtre spectral de type DFB très sélectif, alors que pour un VECSEL, nous allons voir que la compétition intermodale peut être suffisante pour sélectionner un seul mode.

6.1.1.2 Equations dynamiques du VECSEL de classe A et B : régime transitoire multimode

Nous pouvons maintenant établir les équations du laser multimode à gain homogène de classe A et B. Dans le cas du VECSEL en cavité linéaire, l'épaisseur du milieu amplificateur est très petite devant λ et il se trouve « collé » sur le miroir de Bragg, par conséquent toutes les ondes résonantes autour de la fréquence centrale sont spatialement en phase sur les puits quantiques (Figure 6.5). Il n'existe donc pas de « spatial hole burning » longitudinal, ou d'inhomogénéité spatiale, contrairement au cas des lasers à émission par la tranche, dont la dynamique est influencée par ce couplage non-linéaire. Ce dernier dirige la dynamique transitoire du laser et l'empêche d'atteindre la limite fondamentale, en terme d'affinement spectral, fixée par l'émission spontanée.

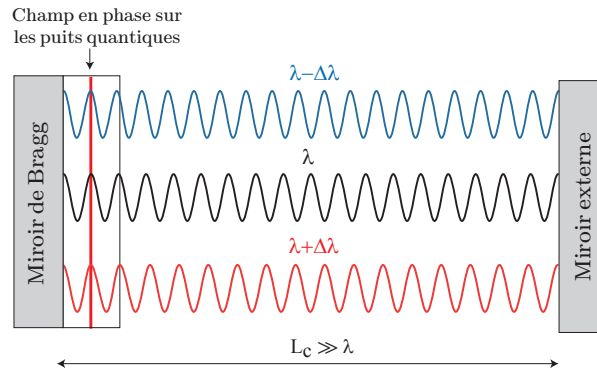


FIGURE 6.5 – Représentation schématique de la distribution longitudinale du champ électrique pour trois modes de cavité adjacents, les modes sont en phase dans le milieu amplificateur : il n'y a pas de « spatial hole burning ».

Nous pouvons donc retirer la dépendance spatiale dans les équations dynamiques, ainsi que la diffusion des porteurs. A partir de l'équation 6.3 et en supposant une onde stationnaire suivant l'axe de la cavité z , on obtient l'expression du champ laser développé sur les modes propres de la cavité à la fréquence ω_q :

$$\tilde{E}(z, t) = \sum_q E_q(t) \cos(k_q z) e^{-i(\omega_q - \omega_0)t}, \quad (6.14)$$

où E_q est l'amplitude complexe pour le mode q de cavité ($|E|^2$ est le nombre de photons intracavité).

En supposant une dépendance linéaire du gain avec l'inversion de population N , les équations différentielles pour E_q et N ($N = nV_a$, V_a est le volume actif), sont données par les équations modifiées de Maxwell-Bloch :

$$\frac{\partial E_q}{\partial t} = -\frac{\gamma_{ph}}{2} E_q + (N - N_{tr})(1 - i\alpha_h) \sum_m \frac{B_m}{2} E_m e^{-i(\omega_m - \omega_q)t} \quad (6.15)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = P - \gamma_e N - (N - N_{tr}) \sum_q \sum_m B_q E_q E_m^* e^{i(\omega_m - \omega_q)t} \quad (6.16)$$

où $\alpha_h \in [2, 20]$ est le facteur de Henri modélisant le couplage phase-amplitude dans les puits [Stohs 2001], P est le taux de pompe, $\Delta \simeq \pi c/L_c$ est l'intervalle spectral libre de la cavité sans dispersion et :

$$B_q \simeq \frac{B_0}{1 + \left(\frac{q\Delta}{\gamma_{\perp}}\right)^2}$$

est le taux d'émission stimulée dans le mode q , de largeur homogène $\gamma_{\perp} \simeq 3.10^{13} s^{-1}$, et avec :

$$B_0 \simeq \frac{c\Gamma_z}{\pi w_0^2 L_c} \times dg/dn ,$$

où Γ_z est le facteur de confinement longitudinal sur les puits, dg/dn le gain différentiel. On notera que $B_q(N - N_{tr})(1 - i\alpha_h)$ correspond au gain complexe phase-amplitude du milieu à puits quantiques, avec un terme de « frequency pulling » comme dans tous milieux à gain homogène, mais d'amplitude 10-100 fois plus forte et indépendant de ω . Notons également que les hypothèses et paramètres présentés ci-dessus sont valides pour tout VECSEL à base de GaAs, InP ou GaSb.

On voit ici que le mélange des différents champs E_q à différentes fréquences ω_q donne lieu à des battements du champ aux fréquences multiples de l'ISL $\omega_q - \omega_m = (q - m)\Delta$, y compris en l'absence de dispersion de cavité dans le milieu amplificateur. En répondant par auto-modulation, le milieu amplificateur couple de manière non-linéaire les ondes entre elles : cet effet est appelé mélange à quatre ondes [Garnache 2007b, Yamada 1989]. La présence de ce couplage non-linéaire par modulation de N , ceci malgré l'absence d'effets non-linéaires dues à des inhomogénéités spatiales de N , pourrait donc perturber le fonctionnement stable monofréquence [Yamada 1989]. *Garnache et al.* ont montré que si l'on néglige la dispersion de vitesse de groupe, cette dynamique non-linéaire transitoire ne perturbe pas la stabilité monomode à l'état stationnaire du VECSEL [Garnache 2007b], comme le montre la simulation présentée sur la Figure 6.6.

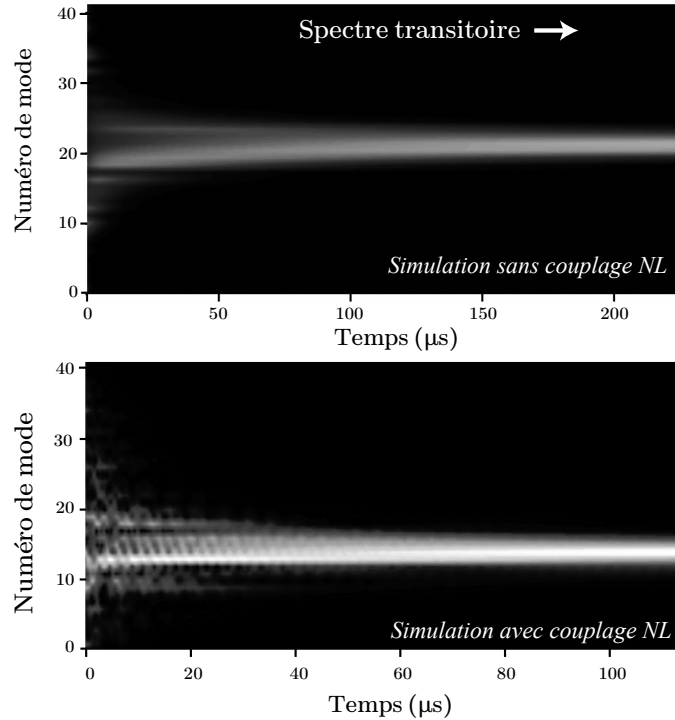


FIGURE 6.6 – Simulation de l'évolution spectro-temporelle du champ sans (haut) et avec (bas) couplages non linéaire du type mélange à quatre ondes, pour un taux de pompe $\eta = 5.7$, une cavité de 1 cm et un facteur de transmission $T_{oc} = 1\%$. Le spectre initial est calculé a un temps $t_g = 1\ \mu\text{s}$ et avec 100 % de bruit entre modes (bruit aléatoire avec une statistique gaussienne).

6.1.1.3 VECSEL multimode à gain homogène idéal : vers un fonctionnement monomode à l'état stationnaire

Les cavités laser que nous avons développé ont été choisies afin de réduire cet effet non-linéaire résiduel, et assurer un fonctionnement monomode longitudinal sans filtre intracavité. Nous avons vu dans la première partie que le régime transitoire devait être suffisamment court pour ne pas être influencé par les perturbations optiques, mécaniques ou thermiques. Le paramètre ajustable étant principalement la longueur de cavité L_c , nous avons choisi des cavités de longueur $L_c < 1\text{cm}$ pour ces raisons. Les fréquences de battement du champ $q\Delta > q \times 10^{11}\text{s}^{-1} \gg \gamma_e$ sont alors trop élevées pour que le milieu amplificateur ne puisse suivre, et on peut ainsi éliminer les termes croisés pour le champ dans les équations du laser.

Nous allons poursuivre en séparant le champ en un terme de phase φ et un terme d'intensité I exprimé en nombre de photons dans la cavité laser. On obtient alors pour le VECSEL les équations du laser multimode à gain homogène idéal, sans couplages non-linéaires et incluant les forces de Langevin et l'émission spontanée moyenne [Lacot 2003] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = P - \gamma_e N - (N - N_{tr}) \sum_q B_q I_q + F_N \quad (6.17)$$

$$\frac{\partial I_q}{\partial t} = -\gamma_{ph} I_q + B_q (N - N_{tr})(I_q + \xi) + F_{I_q} \quad (6.18)$$

$$\frac{\partial \varphi_q}{\partial t} = -\alpha_h \frac{B_q}{2} (N - N_{tr}) + F_{\varphi_q} \quad (6.19)$$

Les forces de Langevin permettent de tenir compte de la nature aléatoire de la génération recombinaison des porteurs dans la zone active, des fluctuations quantiques de la densité de photons et de la fluctuation de phase due à l'émission spontanée [Lax 1967, Mandel 1995]. Leur expression est donnée ci-dessous [Henry 1983] :

$$\langle F_N(t) F_N(t') \rangle = 2(\gamma_{ph} \xi I_q + \gamma_e N) \delta(t - t') \quad (6.20)$$

$$\langle F_{I_q}(t) F_{I_q}(t') \rangle = 2\gamma_{ph} \xi I_q \delta(t - t') \quad (6.21)$$

$$\langle F_{\varphi_q}(t) F_{\varphi_q}(t') \rangle = \frac{\gamma_{ph} \xi}{2 I_q} \delta(t - t') \quad (6.22)$$

$$\langle F_{I_q}(t) F_N(t') \rangle = -2\gamma_{ph} \xi I_q \delta(t - t') \quad (6.23)$$

$$\langle F_{I_q}(t) F_{\varphi_q}(t') \rangle = 0 \quad (6.24)$$

$$\langle F_N(t) F_{\varphi_q}(t') \rangle = 0 \quad (6.25)$$

où $\langle \rangle$ représente la valeur moyenne du signal et $\delta(t)$ est la fonction de Dirac. Cette dynamique laser aboutit à un fonctionnement monomode longitudinal stable en continu (état stationnaire). On est donc en présence d'un laser VECSEL de classe A (B) idéal pendant le transitoire lorsque $1 \text{ mm} < L_c < 10 \text{ mm}$ ($L_c < 1 \text{ mm}$). La dynamique spectro-temporelle de ce type de laser idéal de classe A est simulée sur la Figure 6.6. Ceci contraste avec la dynamique multimode non-linéaire complexe habituelle de beaucoup de familles de laser, que ce soit les lasers à semiconducteur monolithiques [Yamada 1989] ou les lasers solides [Vinogradov 1992]. La dynamique transitoire de ces derniers lasers est donc régie par ces couplages non-linéaires rapides et ne suivra donc pas la dynamique du laser à gain homogène idéal présenté ici (Fig. 6.7), notamment en terme d'affinement spectral au long temps et de spectre stationnaire figé par l'émission spontanée (limite fondamentale). Le spectre de ces lasers sera donc fortement multimode stable ou instable à l'état stationnaire : un filtre spectral très sélectif (DFB par exemple) est donc nécessaire pour obtenir un régime monofréquence.

A partir de ces équations, on peut montrer que le spectre transitoire du laser idéal $\Delta\nu_{laser}$ (FWHM) s'affine en suivant l'équation suivante [Garnache 2000, Garnache 2007b] :

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{\gamma_{\perp}}{2\pi} \sqrt{\frac{\ln 2}{\gamma_{ph} \times t_g}} \quad (6.26)$$

où t_g est le temps écoulé depuis l'allumage de la pompe et $\Delta\nu_{gain}$ la largeur spectrale du gain (FWHM). Cette expression permet de déterminer le temps dynamique caractéristiques t_c de sélection d'un mode dans la courbe de gain après une perturbation, établi dans la partie I (eq. 2.64). Ce régime est atteint lorsque la largeur du spectre est inférieure à l'ISL (Figure 6.7).

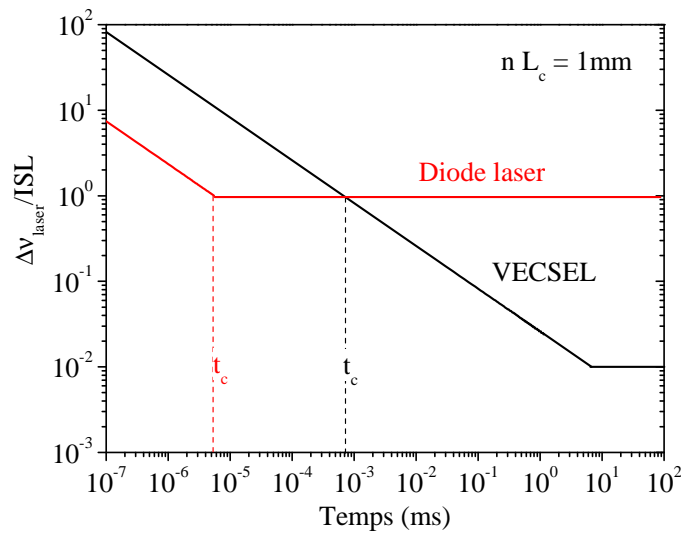


FIGURE 6.7 – Evolution temporelle idéal sans couplage non linéaire de la largeur du spectre laser pour un VECSEL et une diode laser à émission par la tranche pour une longueur optique de cavité de 1 mm, et une puissance optique de 10 mW. La limite quantique (émission spontanée) de largeur spectrale définie ici l'état stationnaire (indiquée par des lignes horizontales).

Le spectre du laser s'affine jusqu'à atteindre la limite fondamentale de l'état stationnaire fixée par l'émission spontanée, qui comme on peut le voir sur ce graphe est bien plus faible pour un VECSEL que pour une diode laser à émission par la tranche pour les mêmes conditions de puissance et de longueur de cavité, ceci même sans tenir compte des couplages non-linéaires entre mode du type « spatial-hole-burning », non-négligeables pour cette dernière. Dans le cas d'un laser à l'état solide, la problématique est similaire à celle d'une diode laser, mais sur des temps caractéristiques dans le domaine de la micro-milliseconde [Vinogradov 1992]. On peut noter que la problématique est similaire pour un VCSEL monolithique, si l'on tient compte des modes transverses et des modes de polarisation. En tenant compte de l'émission spontanée avec F_I , on peut déduire le SMSR du mode q autour du centre pour un laser idéal quasi-monomode longitudinal (faible intensité des modes adjacents) :

$$SMSR_q \simeq 10 \log \left[\frac{q^2 P_{out}}{Q^2 \xi \gamma_{ph} h\nu} \right] \quad (6.27)$$

avec un spectre laser « multimode » stationnaire qui prend une forme lorentzienne :

$$\bar{I}_q \simeq \frac{\bar{I}}{1 + \left[\frac{q}{Q} \sqrt{\frac{P_{out}}{\gamma_{ph} \xi h\nu}} \right]^2} \quad (6.28)$$

où \bar{I} est le nombre de photons total à l'état stationnaire, et $Q = \gamma_{\perp}/\Delta$ est le nombre de modes dans la courbe de gain (>100 pour une cavité de quelques mm sans filtre spectral intracavité). Le spectre laser d'un VECSEL en régime stationnaire est représenté sur la Figure 6.8. Pour un VECSEL, on a $\xi \simeq (1 - 1.5) \times 1$ avec des pertes $\simeq 1\%$, alors que pour un laser à émission par la tranche on a $\xi \simeq (2 - 3) \times (10 - 30) = 20 - 90$, où le deuxième terme est un facteur géométrique qui provient du guidage de l'émission spontanée (inexistant pour une cavité stable à l'air libre), et des pertes $> 70\%$. On a donc, pour les mêmes paramètres de longueur de cavité et de puissance optique, un SMSR 30 dB plus fort avec un VECSEL, ceci sans besoin de filtre intracavité.

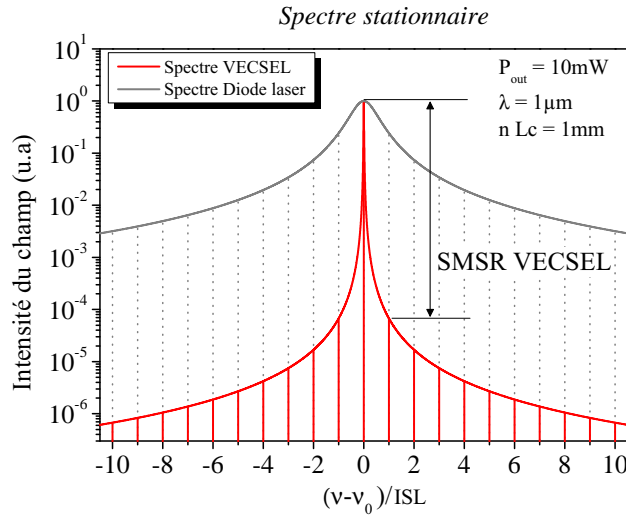


FIGURE 6.8 – Spectre stationnaire de l'intensité laser pour un VECSEL ($\xi = 1.4$ et $\gamma_{ph} = 1.5 \times 10^9 s^{-1}$) et pour un laser à émission par la tranche ($\xi = 50$ et $\gamma_{ph} = 2 \times 10^{11} s^{-1}$).

6.1.1.4 Conclusion

Nous avons vu que pour des cavités suffisamment courtes, le VECSEL s'apparente au laser à gain homogène idéal, évitant les dynamiques transitoires non-linéaires complexes qui empêchent un fonctionnement monofréquence et stable, et relâchant la contrainte sur le filtrage spectral intracavité : la courbure du gain suffit

à sélectionner un mode. Le SMSR limité par le bruit quantique est fort grâce à la haute finesse de la cavité, ceci même sans filtre intracavité sélectif, ce qui contraste avec les lasers monolithiques à semiconducteur, qui reposent sur l'utilisation d'un filtre DBR étroit, et les lasers solides, qui emploient classiquement un filtre de Lyot associé à un étalon.

Cependant, pour des cavités VECSEL de $L_c \geq 10$ mm, le couplage non-linéaire résiduel lié aux battements de N fréquences, multiples de l'ISL $q\Delta$, pourrait engendrer une instabilité du régime monomode ou même aboutir à une dynamique multimode instable à l'état stationnaire, notamment en présence de dispersion de cavité [Vinogradov 1992, Garnache 2008]. Ce type de comportement a été observé avec certaines structures 1/2-VCSEL, comme on peut le voir sur la Figure 6.9. Ce phénomène est en cours d'étude. Le design de la structure 1/2 VCSEL est donc un élément clé pour atteindre la stabilité monofréquence.

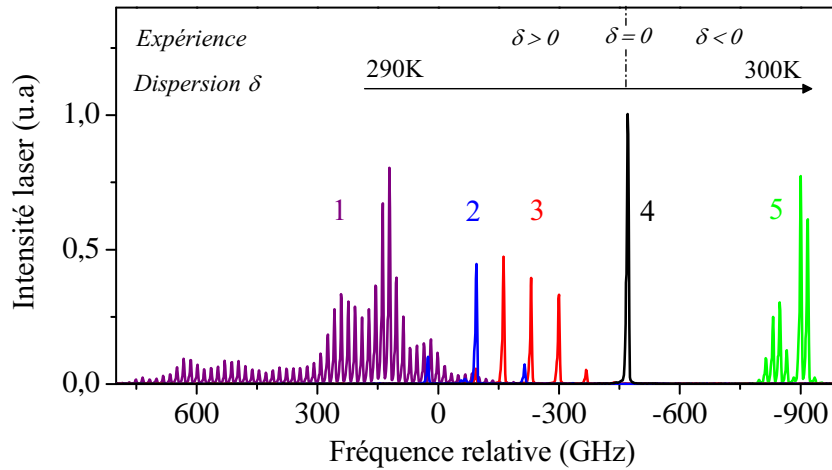


FIGURE 6.9 – Mesure du spectre d'un VECSEL émettant à $1\mu\text{m}$ à différentes températures, avec une longueur de cavité de 8.5 mm. Le spectre passe alternativement d'un régime multimode à monomode sous l'effet de la température. Ce comportement est attribué à une variation de la dispersion δ dans la structure 1/2-VCSEL. Pour une structure sans antireflet, on atteint rapidement $\delta = 5.10^4 \text{ s}^{-1}$ avec $L_c = 1$ cm.

6.1.2 Equations du laser monomode : vers le régime stationnaire

A présent, nous supposons que l'on se place toujours dans des conditions qui permettent l'émission dans un régime de fonctionnement monomode transverse, monomode longitudinal et avec un seul état de polarisation, et nous nous placerons dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable. Ceci va permettre de grandement simplifier le système d'équations (6.17-6.19) :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = P(t) - (\gamma_e + B I) \Delta N + F_N(t) \quad (6.29)$$

$$\frac{dI}{dt} = B \Delta N I + \xi B \Delta N + F_I(t) \quad (6.30)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\alpha_h}{2} B \Delta N + F_\varphi(t) \quad (6.31)$$

où $\Delta N = N - N_{tr}$ représente le nombre d'inversion de population au dessus de la transparence ($\Delta N = (n - n_{tr}) V_{qw}$), B est le coefficient d'Einstein d'émission stimulée (s^{-1}) près du seuil (gain différentiel ou section efficace), F_I , F_N et F_φ sont respectivement les forces de Langevin de photons, de l'inversion de population et de la phase. Ce système d'équations est toutefois insuffisant pour décrire un VECSEL réel. En effet, s'il rend correctement compte des limites de bruit d'origine optique, il ne prend pas en compte l'influence de paramètres plus techniques tels que les fluctuations de température ou les fluctuations d'origine mécanique. On considèrera donc qu'il existe deux contributions indépendantes aux fluctuations de fréquence, l'une d'origine optique, l'autre d'origine technique. Ainsi, on pourra écrire la fluctuation de la pulsation du laser sous la forme :

$$\delta\omega^{tot} = \delta\omega^{optique} + \delta\omega^{tech} \quad (6.32)$$

Nous avons donc à compléter ce modèle avec l'équation thermique (6.12) ainsi que par de nouvelles sources de fluctuation, dont nous établissons les expressions ci-dessous.

6.1.2.1 Contributions thermiques et mécaniques

Les fluctuations thermiques et mécaniques vont introduire des fluctuations de la longueur de cavité, la première par variation de l'indice du milieu actif, la seconde par variation de la longueur physique de la cavité. Nous allons évaluer dans tous les cas la variation de fréquence que subit le laser à cause de ces fluctuations.

On sait que la fréquence instantanée du laser (exprimée en pulsation) est un multiple entier de l'intervalle spectral libre :

$$\omega(t) = \frac{q \pi c}{\mathcal{C}_{opt}(t)} \quad (6.33)$$

où le chemin optique $\mathcal{C}_{opt} = n_0 L_c + n_{SC} L_{\mu c}$ est la seule variable de l'équation, de sorte que la variation de fréquence est donnée par :

$$\delta\omega^{tech}(t) = \omega(t) \frac{\delta\mathcal{C}_{opt}(t)}{\mathcal{C}_{opt}(t)} \quad (6.34)$$

Ainsi, toute variation de la longueur de cavité ou de l'indice optique se traduit inévitablement en variations de la fréquence optique. Dans le cas d'un VECSEL, la variation du chemin optique peut être approximée à :

$$\delta\mathcal{C}_{opt}(t) = n_0 \Delta L_c(t) + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{L_{\mu c}} |\tilde{F}_n(r)|^2 \delta n(r, z, t) dz dr \quad (6.35)$$

où $\Delta L_c(t)$ représente la variation de la longueur de cavité externe, $\delta n(r, z, t)$ la variation de l'indice optique dans le semiconducteur et $|\tilde{F}_n(r)|$ la distribution transverse normalisée du champ électrique dans le semiconducteur. On néglige ici la variation d'indice de l'air et la variation de la longueur de la microcavité. On en déduit l'expression du bruit de fréquence :

$$\delta\omega^{tech}(t) \simeq \frac{\omega_0}{L_c} \left(\Delta L_c(t) + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{L_{\mu c}} |\tilde{F}_n(r)|^2 \delta n(r, z, t) dz dr \right) \quad (6.36)$$

Dans cette équation, le premier terme représente essentiellement les vibrations mécaniques de la cavité, alors que le deuxième terme dépend des variations d'indice du semiconducteur, typiquement d'origine thermique. Après intégration sur le volume du mode, il vient :

$$\delta\omega^{tech}(t) \simeq \frac{\omega_0}{L_c} \left(\Delta L_c(t) + \overline{\delta n}(t) L_{\mu c} \right) \quad (6.37)$$

où $\overline{\delta n}(t)$ est la fluctuation temporelle d'indice, induite thermiquement et moyennée sur le volume du mode optique, et $L_{\mu c}$ est la longueur effective de la microcavité, qui doit être pondérée par le facteur de résonance Γ_z dans le cas où la structure ne possède pas d'antireflet. On en déduit que :

$$\delta\omega^{tech}(t) \simeq \omega_0 \left(\frac{\Delta L_c(t)}{L_c} + \Gamma_{th} \overline{\delta T}(t) \right) \quad (6.38)$$

où $\overline{\delta T}(t)$ est la fluctuation de température moyennée sur le volume du mode, et Γ_{th} est défini comme suit :

$$\Gamma_{th} = \frac{L_{\mu c}}{L_c} \frac{\partial \bar{n}}{\partial T} \quad (6.39)$$

Il nous reste à décrire les fluctuations de température $\overline{\delta T}(t)$. Elles se composent de deux contributions, l'une, $\overline{\delta T_\kappa}(t)$ donnée par les fluctuations thermodynamiques fondamentales dans le semiconducteur, l'autre liée aux fluctuations de la puissance du pompage. Il vient :

$$\overline{\delta T}(t) = \overline{\delta T_\kappa}(t) + \overline{R_{th}} \delta P_p * \theta(t) \quad (6.40)$$

où $*$ représente le produit de convolution. $\overline{R_{th}}$ est l'impédance thermique du composant moyennée sur le volume du mode, elle tient compte du recouvrement de l'onde avec la distribution transverse et longitudinale de la température, puisqu'elle est mesurée en évaluant le décalage moyen de la longueur d'onde du laser sous l'effet de la température. $\delta P_p(t)$ représente la fluctuation de puissance de pompage. La fonction $\theta(t)$ est la réponse temporelle de la température à une impulsion de puissance unitaire, elle se calcule en résolvant l'équation de diffusion de la chaleur en régime transitoire, soit par des méthodes semi-analytiques [Reichling 1994],

soit complètement numériquement, avec des logiciels tels que Femlab. La simulation semi-analytique de $|\Theta(\Omega)|^2$, où $\Theta(\Omega) = \mathcal{F}(\theta(t))$ pour un système monocouche isotrope avec une absorption exponentielle d'un faisceau de pompe gaussien est présentée sur la Figure 6.10. Notons que dans de nombreux cas pratiques, la réponse fréquentielle de la température peut être approximée à un simple filtre passe bas du second ordre. Après détermination de $\Theta(\Omega)$, on peut extraire avec une bonne précision une fréquence de coupure équivalente f_{th} . On écrira alors :

$$|\Theta(\Omega)|^2 = \frac{1}{1 + (\Omega \tau_{th})^2} \quad (6.41)$$

On peut alors approximer le temps caractéristique de diffusion thermique par

$$\tau_{th} = 1/2\pi f_{th} \simeq w_p^2/2\pi D_T. \quad (6.42)$$

En ce qui concerne les fluctuations intrinsèques, la limite fondamentale est donnée par les fluctuations thermodynamiques de la température dans le semiconducteur, dont la variance s'écrit [Chui 1992, Lauer 2005] :

$$\langle \delta T_\kappa^2 \rangle = \frac{k_b T^2}{C_v V} \quad (6.43)$$

où k_b est la constante de Boltzmann, T la température de l'échantillon, C_v la chaleur spécifique par unité de volume ($J.K^{-1}.m^{-3}$), et $V \simeq \pi w_0^2 \times L_{\mu c}$ le volume du semiconducteur occupé par le mode optique.

On peut déjà fixer une limite fondamentale thermique de largeur de la raie. Si on considère le VECSEL GaAs de 10 mm à 300 K, pompé par diode monomode, on obtient typiquement une variation efficace de la température $\sqrt{\langle \delta T_\kappa^2 \rangle} = 12 \mu K$. On en déduit la variation efficace de fréquence de l'onde laser due aux fluctuations

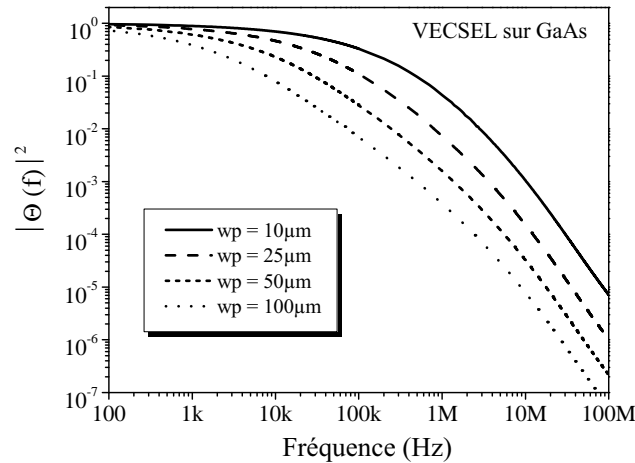


FIGURE 6.10 – Simulation de la réponse fréquentielle de la température à une impulsion de puissance de pompe dans un 1/2-VCSEL sur GaAs pour différents waist de pompe.

thermodynamiques, qui vaut alors $\Delta\nu_\kappa \simeq 240 \text{ Hz}$. On notera que contrairement à la limite quantique d'émission spontanée, cette valeur augmentera avec la puissance optique puisque la température moyenne augmente avec la puissance de pompage. On peut désormais écrire les équations du laser tenant compte de ces sources de bruit thermique et mécanique.

6.1.2.2 Modèle complet du VECSEL : RIN et bruit de fréquence

En considérant que les grandeurs ($X = \Delta N, P, I, \varphi, T$) sont moyennées sur le mode laser, et en introduisant les contributions mécaniques et thermiques, on obtient le système d'équations suivant :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \eta_i P(t) - (\gamma_e + B I) \Delta N + F_N(t) \quad (6.44)$$

$$\frac{dI}{dt} = (B \Delta N - \gamma_{ph}) I + \xi B \Delta N + F_I(t) \quad (6.45)$$

$$\omega(t) = \frac{d\varphi}{dt} = -\frac{\alpha_h}{2} B \Delta N + F_\varphi(t) + \omega_0 \Gamma_{th} T + \omega_0 \frac{\Delta L_c(t)}{L_c} \quad (6.46)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{T}{\tau_{th}} + F_T(t) + \left[\frac{\bar{R}_{th}}{\tau_{th}} h\nu_p \right] P(t) \quad (6.47)$$

$P = \eta P_{th} + \delta P \simeq \eta(\eta_i \gamma_e / (B \gamma_{ph})) + \delta P$ représente le taux de pompage au dessus du seuil relatif à la transparence exprimé en s^{-1} , η_i est le rendement quantique de conversion pompe-laser. Les expressions de F_I , F_N et F_φ sont identiques à celles données dans les équations 6.21 à 6.25. F_T est la source de Langevin thermique, caractérisée par les relations suivantes [Lauer 2005] :

$$\langle F_T(t) F_T(t') \rangle = \frac{2k_b T^2}{C_v V \tau_{th}} \delta(t - t') \quad (6.48)$$

$$\langle F_T(t) F_N(t') \rangle = 0 \quad (6.49)$$

$$\langle F_T(t) F_I(t') \rangle = 0 \quad (6.50)$$

$$\langle F_T(t) F_\phi(t') \rangle = 0 \quad (6.51)$$

Notons que de manière plus générale, les forces de Langevin peuvent s'écrire sous la forme : $\langle F_X(t) F_Y(t') \rangle = D_{XY} \delta(t - t')$.

Dans ce modèle, le couplage de la phase avec la température est caractérisé par le facteur de conversion température-fréquence moyenné sur le volume du mode $\Gamma_{th} = dn/dT \times L_{\mu c}/L_c$, et nous considérons une décroissance exponentielle de la température avec une constante de temps τ_{ph} . Nous avons également fait apparaître la dépendance de la phase avec les fluctuations mécaniques de la longueur de cavité

Paramètre	Description	Valeur	Unité
γ_e	Inverse de durée de vie électronique	3.3×10^8	s^{-1}
$\gamma_{ph} = cT_{oc}/2L_c$	Taux de perte de cavité	1.5×10^9	s^{-1}
γ_{\perp}	Inverse de la durée de cohérence du dipôle	3×10^{13}	s^{-1}
$\Delta/2\pi$	Intervalle spectral libre	15	GHz
$\tau_{th} \simeq wp^2/2\pi D_T$	Temps caractéristique thermique	$6.5(9) \times 10^{-6}$	s
C_v	Chaleur spécifique volumique	1.8(1.4)	$Jcm^{-3}K^{-1}$
$D_T = \kappa/C_v$	Coefficient de diffusion thermique	0.22(0.16)	cm^2s^{-1}
$\partial n/\partial T$	Coefficient thermo-optique	2.7×10^{-4}	K^{-1}
$L_{\mu c}$	Longueur de micro-cavité	2.3	μm
Γ_{th}	Facteur de conversion thermique-fréquence	6.7×10^{-7}	K^{-1}
\bar{R}_{th}	Impédance thermique	100(350)	K/W_{inc}
ξ	Facteur d'émission spontanée	1.2 – 1.4	
α_H	Facteur de Henri	20(3)	

TABLE 6.1 – Paramètres typiques d'un VECSEL GaAs (GaSb) : $L_c = 1$ mm, $T_{oc} = 1\%$, $w_0 = 30 \mu m$.

L_c . La contribution du bruit de pompage est contenue dans le terme $P(t)$. L'ensemble des paramètres du modèle complet du laser sont définis dans le tableau 6.1.

Nous allons maintenant exploiter les équations 6.44 à 6.47 afin de modéliser le bruit d'intensité et le bruit de fréquence du laser.

6.1.2.3 Densité Spectrale du bruit d'intensité et de fréquence

Pour modéliser le bruit optique du laser, nous allons écrire les équations du laser monomode dans l'espace de Fourier. Pour cela, nous écrirons les équations proche de l'état stationnaire (de valeur \bar{X}) et pour de faibles perturbations δX (on néglige les termes d'ordre 2), et en notant les variables de la manière suivante :

$$P(t) = \bar{P} + \delta P(t) \quad (6.52)$$

$$\Delta N(t) = \bar{N} + \delta N(t) \quad (6.53)$$

$$I(t) = \bar{I} + \delta I(t) \quad (6.54)$$

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega(t) \quad (6.55)$$

$$T(t) = \bar{T} + \delta T(t) \quad (6.56)$$

Avec $\bar{I} = \eta_i \bar{P} / \gamma_{ph} - \gamma_e / B \simeq (\eta - 1) \gamma_e / B$ la valeur stationnaire du nombre de

photons, et $B\Delta\bar{N} \simeq \gamma_{ph}$. Donc en écrivant les équations du laser dans l'espace de Fourier (pulsation $\Omega \ll \omega_0$), on obtient $(\delta\tilde{X}(\Omega))$ pour la variable conjuguée :

$$(j\Omega + \eta\gamma_e) \delta\tilde{N} + \gamma_{ph} \delta\tilde{I} = \eta_i \delta\tilde{P} + \tilde{F}_N \quad (6.57)$$

$$\left(j\Omega + \frac{\xi\gamma_{ph}}{\bar{I}}\right) \delta\tilde{I} - (\eta - 1)\gamma_e\delta\tilde{N} = \tilde{F}_I \quad (6.58)$$

$$\delta\tilde{\omega} + \frac{\alpha_h}{2} B \delta\tilde{N} = \tilde{F}_\varphi + \omega_0\Gamma_{th} \delta\tilde{T} + \omega_0 \frac{\delta\tilde{L}_c}{L_c} \quad (6.59)$$

$$(j\Omega + 1/\tau_{th}) \delta\tilde{T} = \tilde{F}_T + \left[\frac{\bar{R}_{th}}{\tau_{th}} h\nu_p \right] \delta\tilde{P} \quad (6.60)$$

avec $\langle \tilde{F}_X(\Omega)\tilde{F}_Y(\Omega')^* \rangle = D_{XY} \delta(\Omega - \Omega')$.

On peut alors facilement résoudre ce système d'équations linéaires couplées, afin d'obtenir à la fois les fonctions de transfert, ou réponse dynamique en Ω entre deux variables X et Y , ainsi que le spectre de la densité de puissance des fluctuations $W_X(\Omega)$ d'une variable X en calculant la fonction d'autocorrélation pour une source de bruit non corrélée,

$$\langle \delta\tilde{X}(\Omega)\tilde{X}(\Omega')^* \rangle = \langle |\delta\tilde{X}(\Omega)|^2 \rangle \delta(\Omega - \Omega') = 2\pi W_X(\Omega) \delta(\Omega - \Omega') \quad (6.61)$$

On négligera l'influence de F_N car la saturation amortit les fluctuations de N [Henry 1983].

Nous avons maintenant tous les éléments utiles pour calculer l'expression du RIN du VECSEL et de la densité spectrale de bruit de fréquence.

a) Expression du bruit d'intensité relatif

En résolvant le système d'équation précédent, on déduit l'expression de la densité spectrale du bruit d'intensité relatif (RIN) exprimée dans l'espace des pulsations positives :

$$\begin{aligned} RIN(\Omega) &= \frac{4\xi\gamma_{ph}^2}{\bar{I}} \times \left| \frac{j\Omega - \zeta}{\Omega_r^2 - \Omega^2 - j\Omega\zeta} \right|^2 + RIN_p \times \left| \frac{\zeta\gamma_{ph}}{\Omega_r^2 - \Omega^2 - j\Omega\zeta} \right|^2 \\ &= RIN_Q + RIN_p \times |H(\Omega)|^2 \end{aligned} \quad (6.62)$$

$$avec \quad \Omega_r^2 = \gamma_{ph}\gamma_e(\eta - 1) \quad (6.63)$$

$$\zeta = \gamma_e\eta \quad (6.64)$$

RIN_Q représente la limite quantique d'émission spontanée et RIN_p est le bruit d'intensité relatif de la pompe. Le terme Ω_r correspond à la fréquence de résonance des oscillations en classe B, et ζ est alors le taux d'amortissement des oscillations.

La limite quantique du RIN peut s'exprimer directement en fonction des paramètres du laser. En dessous de la fréquence de coupure de la cavité, elle vaut :

$$RIN_Q = \frac{2hc}{\pi\lambda} \times \frac{1}{P_{out}} \times \xi \left(\frac{\eta}{\eta - 1} \right)^2 \quad (6.65)$$

Nous avons tracé sur la Figure 6.11 les principales limitations de bruit d'intensité pour un VECSEL de classe A. Malgré sa compacité, la fréquence de coupure du bruit reste assez basse ($\sim 20\text{ MHz}$) ; de plus, la longueur de cavité réduite fait que les battements entre les modes longitudinaux sont rejetés à des fréquences élevées ($> 10\text{ GHz}$). Ce comportement, jamais rencontré pour une autre technologie laser, fait que le VECSEL est un composant à très bas bruit d'intensité, affichant de grandes plages spectrales limitées uniquement par le bruit de grenaille, et ce même en présence d'un système de pompage bruyant.

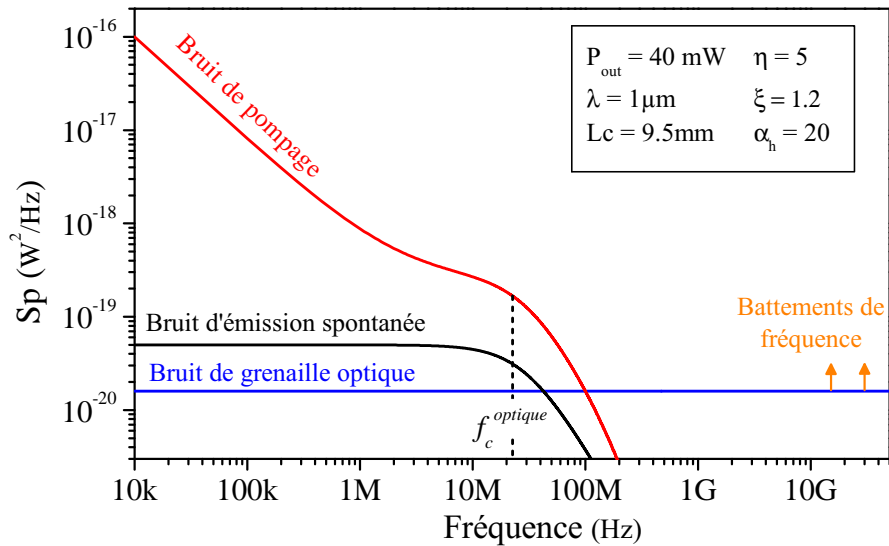


FIGURE 6.11 – Représentation des différentes limitations de bruit d'intensité pour un VECSEL. La limitation par le bruit de pompage a été calculé en prenant en compte la densité spectrale de bruit d'intensité typique d'une diode de pompe monomode, avec les paramètres donnés dans le tableau 6.1.

b) Expression de la densité spectrale des fluctuations thermiques

De même, on peut déduire l'expression générale de la densité spectrale des fluctuations thermiques :

$$S_T(\Omega) = \left(\frac{4\tau_{th} k_b T^2}{C_v V} + RIN_p P_p^2 \bar{R}_{th}^2 \right) \times |\Theta(\Omega)|^2 \quad (6.66)$$

où P_p représente la puissance de pompe (en W). Dans les cas où la réponse en fréquence peut se simplifier, on remplacera $\Theta(\Omega)$ par son expression donnée dans l'équation 6.41.

c) Expression de la densité spectrale de bruit de fréquence

Enfin, nous pouvons déduire l'expression de la densité spectrale de bruit de fréquence :

$$S_{FN}(\Omega) = \frac{\xi \gamma_{ph}^2}{4\pi^2 \times I} \times \left[1 + \alpha_h^2 \left| \frac{\Omega_r^2}{\Omega_r^2 - \Omega^2 + j \Omega \zeta} \right|^2 \right] + RIN_p \times \left| \frac{\alpha_h \gamma_{ph} \zeta \Omega}{4 \pi (\zeta \Omega + j \Omega^2 - \Omega_r^2)} \right|^2 + S_T(\Omega) \times (\omega_0 \Gamma_{th})^2 \quad (6.67)$$

On retrouve trois contributions :

- la limitation habituelle de Schawlow-Townes-Henry, que l'on peut également exprimer en fonction des paramètres du laser :

$$S_{FN_I}(\Omega) = \frac{h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{out}} \xi (1 + \alpha_h^2) = \frac{h c^3}{4 \lambda} \frac{1}{P_{out} L_c^2 \mathcal{F}^2} \xi (1 + \alpha_h^2), \quad (6.68)$$

- un terme de fluctuation de fréquence induit par le bruit de pompage via le facteur de Henry,
- et un terme correspondant au bruit thermique induit par le processus de pompage, que nous pouvons écrire sous la forme :

$$S_{FN_p}(\Omega) \simeq \left(\frac{c}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{L_{\mu c}}{L_c} \right)^2 \times R_{th}^2 P_p^2 \times RIN_p(\Omega) \times \Theta(\Omega)^2. \quad (6.69)$$

Le bilan des différentes sources de bruit de fréquence pouvant intervenir dans un OP-VECSEL est présenté sur la Figure 6.12.

On voit que dans la gamme de fréquences 10 Hz-1MHz, le bruit de fréquence du VECSEL est dominé par les fluctuations d'indice induite par le RIN de pompe, au point que l'on peut négliger la limite thermodynamique fondamentale. On observe aussi une contribution mécanique, très piquée en fréquence, difficile à modéliser quantitativement car très dépendante de l'environnement.

Dans un régime de fréquences intermédiaires, le bruit de fréquence du laser est dominé par la limite quantique due à l'émission spontanée. Avant la fréquence de coupure optique, la limite quantique est augmentée, comme dans tout laser à semi-conducteur, par le facteur de Henry, après quoi nous retrouvons la limite classique de Schallow et Townes.

Au delà de la fréquence de coupure optique, les fluctuations de pompe sont reportées sur le bruit de fréquence car l'inversion de population n'est plus saturée. Cette composante du bruit disparaît à plus haute fréquence car le milieu à gain ne suit plus.

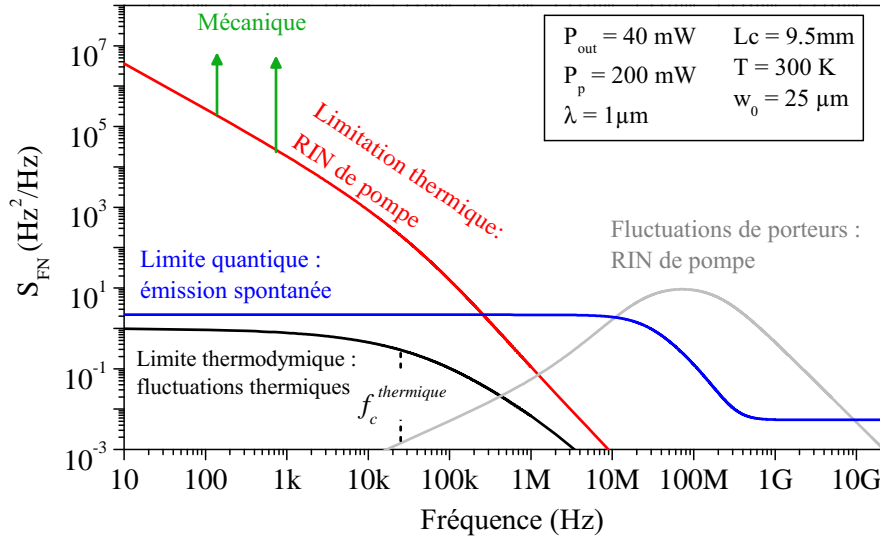


FIGURE 6.12 – Représentation des différentes limitations de densité spectrale de bruit de fréquence. La limitation par le RIN de pompe a été calculée en prenant en compte le spectre de RIN expérimental d’une diode monomode et une impédance thermique de 120 K/W (VECSEL GaAs). Les paramètres de simulation sont donnés dans le tableau 6.1.

On notera que la densité spectrale de chaque source de bruit évolue avec L_c^{-2} , c’est pourquoi les limites fondamentales de bruit de fréquence sont très faibles pour un VECSEL. Nous verrons lors de l’étude expérimentale que ce modèle est en bon accord avec les mesures expérimentales.

6.2 Mesure du Bruit d’intensité

Nous allons nous intéresser ici aux fluctuations de la puissance optique d’un VECSEL à l’état stationnaire et en régime monofréquence. Nous présentons les méthodes et les montages expérimentaux qui permettent d’évaluer le bruit d’intensité relatif, puis nous caractériserons les VECSEL que nous avons développé et interpréterons les résultats en faisant référence au modèle développé plus haut.

Comme nous l’avons vu précédemment, la grandeur pertinente pour représenter les fluctuations d’intensité est le RIN, tel qu’il est défini par R. Schimpe et J. Arnaud. Le bruit optique est généralement mesuré en utilisant une photodiode, c’est à dire un détecteur quantique. Si l’on suppose maintenant que le faisceau est collecté avec une photodiode ayant un rendement quantique de 1, on obtient l’expression suivante :

$$RIN(f) = \frac{S_{i_{ph}}(f) - 2q \langle i_{ph} \rangle}{\langle i_{ph} \rangle^2} \quad (6.70)$$

où i_{ph} est le photocourant détecté et $S_{i_{ph}}$ sa densité spectrale. En pratique nous

n'utilisons jamais un détecteur idéal : le rendement quantique est toujours inférieur à 1 de quelques dizaines de %. Cette définition du RIN ne souffre toutefois pas de ce problème, dans la mesure où l'on peut considérer qu'un photodétecteur non-idéal est simplement un photodétecteur idéal qui percevrait le faisceau à travers une certaine atténuation. Il est toutefois clair qu'un trop mauvais rendement quantique peut représenter une difficulté sur un plan expérimental pour l'évaluation du RIN, à cause de l'erreur liée au fait que le temps de mesure est fini.

Notons également que le RIN est une grandeur qui peut varier fortement (de plusieurs décades) en fonction de la fréquence. Il est donc usuellement exprimé en dB/Hz . Il est donc traditionnel d'exprimer le RIN en unité logarithmique et relativement à une valeur de 1 seconde :

$$RIN_{dB/Hz}(f) = 10 \log \left(\frac{S_{i_{ph}}(f) - 2q \langle i_{ph} \rangle}{\langle i_{ph} \rangle^2 \times 1 s} \right) \quad (6.71)$$

Enfin, il est habituel dans la littérature de quantifier le bruit par une donnée simple telle que la valeur efficace de bruit intégrée sur une certaine largeur de bande. Afin de permettre certaines comparaisons, nous calculerons cette valeur à partir des densités spectrales comme suit :

$$\Delta P_{rms} = \sqrt{\int_0^{\infty} S_p(f) df} \quad (6.72)$$

Mais en pratique, la bande spectrale d'analyse est toujours limitée, ne serait-ce que par le temps de mesure. Ainsi la donnée de ΔP_{rms} n'a de sens que si l'on précise les bornes d'intégrations.

6.2.1 Systèmes de mesure

Pour analyser le bruit du laser, on peut envisager deux méthodes de mesure : la mesure avec un simple détecteur et la détection balancée. La détection balancée consiste à mesurer le bruit avec deux détecteurs identiques sur deux voies équilibrées en puissance, et à effectuer la somme et la différence des signaux électriques. La somme permet d'obtenir un signal contenant le bruit du laser auquel est ajouté le bruit de grenaille, comme avec un système de détection traditionnel, alors que la différence permet de mesurer un niveau de bruit de grenaille pur [Jérémie 1997]. Ceci est très intéressant car la mesure du bruit de grenaille sert alors de référence absolue et permet de calibrer facilement la mesure. Cette méthode est toutefois contraignante car elle nécessite un chemin et une puissance optique strictement identiques sur les deux branches de détection, et suppose que l'on puisse facilement dupliquer toute l'instrumentation électronique en 2 exemplaires. Elle suppose également que les deux chaînes d'instrumentation affichent des gains strictement identiques en fonction de la fréquence, ce qui est difficile à obtenir en pratique.

Dans le cas de nos VECSEL, cette approche n'est pas nécessaire puisque la fréquence de coupure de la cavité laser est généralement bien inférieure à la bande

passante des dispositifs d'analyse : nous pourrions donc mesurer directement le niveau de bruit de grenaille avec un simple détecteur dans la partie haute fréquence du spectre observé. Il faut toutefois être rigoureux sur la linéarité de l'électronique associée à la détection.

Au niveau du système d'amplification, il est usuel d'amplifier le courant issu d'une photodiode avec un amplificateur transimpédance. Avec ce type de montage, le bruit propre au système de détection peut être extrêmement faible². La bande passante électrique d'un tel système est toutefois limitée à typiquement la dizaine de MHz à cause de la capacité propre au détecteur [Scott 2001], ce qui n'est pas suffisant pour notre étude.

Un autre montage consiste à utiliser une photodiode avec une impédance de charge et d'amplifier la tension. On peut ainsi atteindre une grande bande passante (> 10 GHz), si l'impédance de charge est adaptée à l'impédance d'entrée de l'amplificateur de tension et si la capacité de la photodiode n'est pas trop élevée. C'est ce type de montage que nous utiliserons pour nos mesures de bruit. Ce montage est toutefois moins sensible et nécessite de récolter des photocourants supérieurs au mA pour garantir que le bruit de fond de l'électronique ne masquera pas le bruit de grenaille. Il est donc bien adapté à la mesure de bruit pour un laser présentant des niveaux de puissance de l'ordre du mW et au delà.

En ce qui concerne l'instrumentation pour analyser le signal, il existe des analyseurs FFT couvrant la gamme DC-10MHz, ce qui permet de faire des acquisitions en basse fréquence. Mais pour monter en fréquence, on doit utiliser un analyseur de spectre électrique à balayage qui couvre typiquement une gamme 10 kHz-10 GHz³. Etant donné qu'il est très difficile voire impossible de réaliser un système de mesure permettant d'accéder à la fois au bruit basse fréquence et au bruit haute fréquence avec une bonne linéarité, nous utiliserons deux montages différents suivant la gamme de fréquence que l'on souhaite analyser.

a) Mesure à basse fréquence

Notre mesure à basse fréquence concerne une gamme allant du quasi-continu (< 10 Hz) jusqu'à typiquement $500kHz$. Le schéma du montage pour la mesure de bruit à basse fréquence est donné sur la Figure 6.13. Pendant la mesure, la diode de pompe fonctionne sur batteries pour réduire le bruit lié aux sources d'alimentations électriques. Pour éviter que le laser ne soit perturbé par le retour inverse de la lumière (feedback), le faisceau laser est collimaté puis passe à travers deux isolateurs optiques, chacun ayant une efficacité supérieure à 30 dB. De même, la première lentille est légèrement inclinée pour que la réflexion résiduelle ne revienne pas dans

2. Il est possible d'atteindre des niveaux de bruits équivalents au bruit de grenaille dû à un photocourant moyen situé entre $0.3pA$ et $30\mu A$, en fonction du gain nécessaire, ce qui aura bien entendu un impact sur la bande passante, située entre 1 kHz et 10 MHz.

3. On trouve depuis peu des cartes d'acquisition atteignant 10 GHz, mais ces dispositifs ont encore un coût assez prohibitif.

la cavité laser. Le faisceau est ensuite focalisé sur une photodiode qui est polarisée en inverse à l'aide d'une pile de 9 V. Pour les mesures à $1 \mu\text{m}$, nous utiliserons une photodiode en silicium et pour les mesures à $2.3 \mu\text{m}$, nous utiliserons une photodiode en InGaAs étendu à $2.6 \mu\text{m}$ non refroidie. Pour faciliter l'injection et éviter de générer un bruit mécanique causé par une fluctuation du couplage, on peut utiliser une photodiode de large diamètre ($>1 \text{ mm}$) car il n'est pas nécessaire d'avoir une grande bande passante ici.

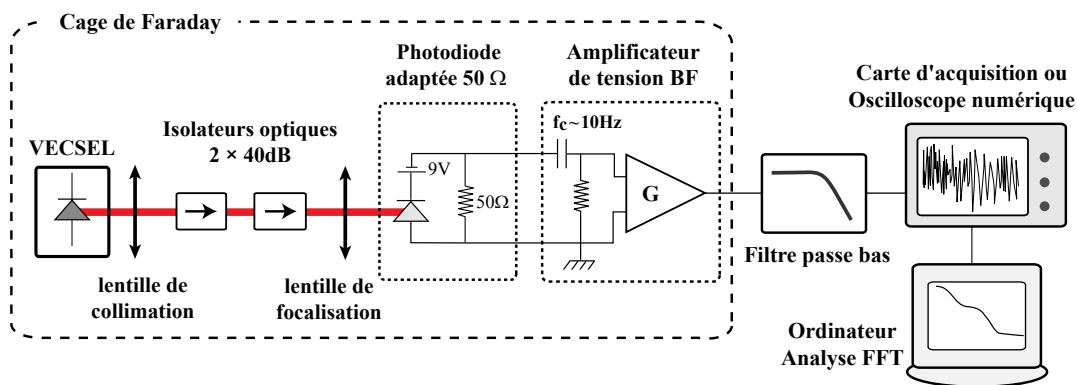


FIGURE 6.13 – Montage expérimental pour la mesure de bruit optique en basse fréquence.

Dans le domaine des basses fréquences, le niveau de bruit d'intensité du laser est suffisamment élevé pour que le photocourant débité dans une charge de 50Ω soit amplifié par un simple amplificateur de tension. L'amplificateur utilisé présente un bruit très faible et une bande plate dans la gamme de fréquences 1 Hz - 1 MHz (Modèle de la série EG&G 5184) [Recovery]. Après amplification, le signal de bruit est filtré par un filtre passe bas d'ordre élevé (ordre 7), afin d'éviter un repliement du spectre lors de l'échantillonnage. Ensuite le signal est échantillonné par une carte d'acquisition puis envoyé vers un ordinateur qui effectue une analyse FFT en temps réel. Enfin, l'ensemble du dispositif de mesure est isolé des vibrations de la table d'optique par des coussins d'air, et enfermé dans une cage de Faraday afin d'éviter de capter le rayonnement électromagnétique ambiant.

b) Mesure à haute fréquence

Pour la mesure de bruit à haute fréquence ($f > 100 \text{ kHz}$) on est confronté à deux difficultés majeures. La première, c'est qu'il faut pouvoir détecter le signal sur une grande bande passante ($\gg \text{ MHz}$). La deuxième, c'est que la densité spectrale de bruit est très faible dans cette gamme de fréquence ($RIN < -150 \text{ dB}$). Pour obtenir une bande passante élevée, il faut utiliser une photodiode ayant une fréquence de coupure élevée et réaliser une adaptation d'impédance avec l'ensemble du système de mesure. La photodiode doit avoir un petit diamètre et être polarisée pour réduire

sa capacité, et la charge $50\ \Omega$ soudée au plus près de la diode pour limiter l'influence de l'impédance de ligne. Une ligne microruban adaptée $50\ \Omega$ et des câbles coaxiaux haute fréquence assurent ensuite la connexion avec le reste du circuit.

Le problème est que plus la photodiode est petite, et plus le photocourant maximum qu'elle va pouvoir débiter est petit. Or, on a vu que pour détecter de faibles valeurs de RIN, il faut maximiser le photocourant. Il y a donc un compromis à trouver, qui dépend du niveau de bruit du laser. Pour les mesures à $1\ \mu\text{m}$ nous avons utilisé une diode InGaAs rapide de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre (GAP100) [gpd], ce qui permet d'atteindre une bande passante $> 1\ \text{GHz}$ avec un photocourant maximum un peu inférieur à $10\ \text{mA}$. Par contre les diodes InGaAs étendues pour le moyen infrarouge sont moins performantes, la bande passante sera limitée à $1\ \text{MHz}$ avec une diode de $250\ \mu\text{m}$ [Judson]. Le montage expérimental est schématisé sur la Figure 6.14. Cette fois le signal est amplifié par un ou deux étages amplificateurs haute fréquence bas bruit (Modèle Minicircuit ZFL-1000LN) présentant une variation de gain inférieure à $0.5\ \text{dB}$ dans la gamme $100\ \text{kHz}$ - $1\ \text{GHz}$ [Minicircuits], puis il est enregistré avec un analyseur de spectre électrique qui permet de monter plus haut en fréquence.

Du point de vue expérimental, la plus petite valeur de RIN mesurable dépend de l'écart entre le bruit d'intensité du laser et le bruit de la photodiode, ainsi que de l'erreur de mesure. On peut montrer que la variance de la densité spectrale (erreur de mesure) vaut S_x/\sqrt{M} [Kunt 1996], où S_x est la valeur de la densité spectrale sans erreur, qui serait obtenue au bout d'un nombre infini de moyennes, et M le nombre de moyennes réellement effectuées. Il faudra donc typiquement une centaine de moyennes pour avoir une erreur de mesure inférieure à $10\ \%$ sur la valeur de la densité spectrale. D'autre part, pour que l'écart entre le bruit du laser et le bruit de grenaille de la photodiode soit le plus élevé possible, il faudra maximiser le photocourant (Figure 6.15) ou augmenter fortement le nombre de moyennes.

On notera également que pour ne pas être limité par le bruit du système de détection, il faut s'assurer que le photocourant moyen soit supérieur au bruit ther-

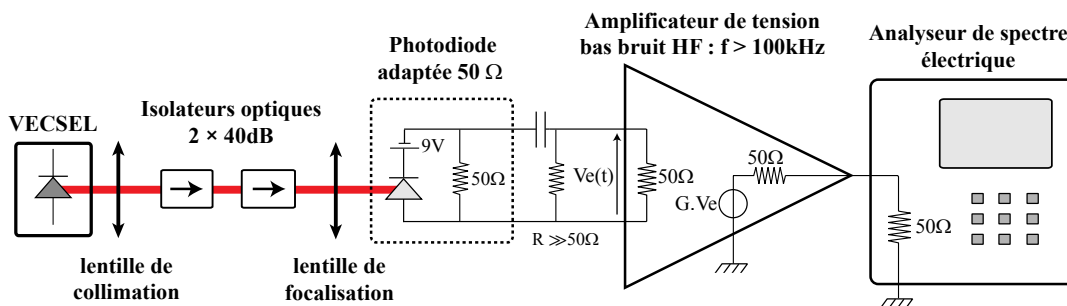


FIGURE 6.14 – Montage expérimental pour la mesure de bruit optique en haute fréquence.

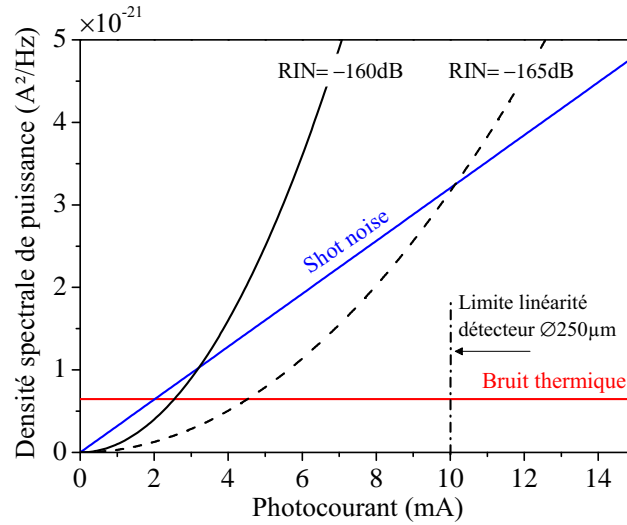


FIGURE 6.15 – Densité spectrale de puissance des différentes sources de bruit intervenant dans un système de détection à base de photodiode en fonction du photocourant. Le bruit thermique est calculé pour une résistance équivalente de $25\ \Omega$.

mique de Nyquist équivalent du système de détection qui vaut $4kT/R_{eq}$ en densité spectrale de courant électrique. Pour effectuer des mesures à haute fréquence, on réalise généralement une adaptation d'impédance $50\ \Omega$ entre la photodiode et l'étage amplificateur (cf. figure 6.14), dans ce cas on a $R_{eq} = 25\ \Omega$, ce qui nécessite un photocourant supérieur à 2 mA.

6.2.2 Caractérisation des VECSEL

6.2.2.1 VECSEL en pompage monomode

a) Emission laser à $1\ \mu\text{m}$

Le système VECSEL caractérisé ici est celui présenté au § 4.1.1.1. Il s'agit du VECSEL en configuration plan-concave, pompé par une diode monomode de 200 mW [Sanyo]. Pour limiter au maximum le bruit provenant de la diode de pompe, nous l'avons alimenté avec des batteries car une alimentation sur secteur génère des perturbations supplémentaires qui augmentent le RIN de plusieurs dB. Les résultats des mesures de RIN du VECSEL et de la diode de pompe à basses et à hautes fréquences sont présentés sur la Figure 6.16.a.

En basse fréquence, on voit clairement que le RIN du laser est limité par le RIN de pompe. Le bruit évolue en $1/f$, ce qui est typique du bruit d'intensité basse fréquence dans les lasers à semiconducteur [Fronen 1988]. Par contre, à haute fréquence le RIN du VECSEL chute rapidement et atteint la limite de détection (shot-noise) vers 100 MHz. Ce comportement concorde avec la réponse fréquentielle théorique qui est donnée par l'équation 6.62. Les fonctions de transfert théorique et expérimentale du RIN de pompe sur le RIN laser sont tracées sur la Figure 6.16.b.

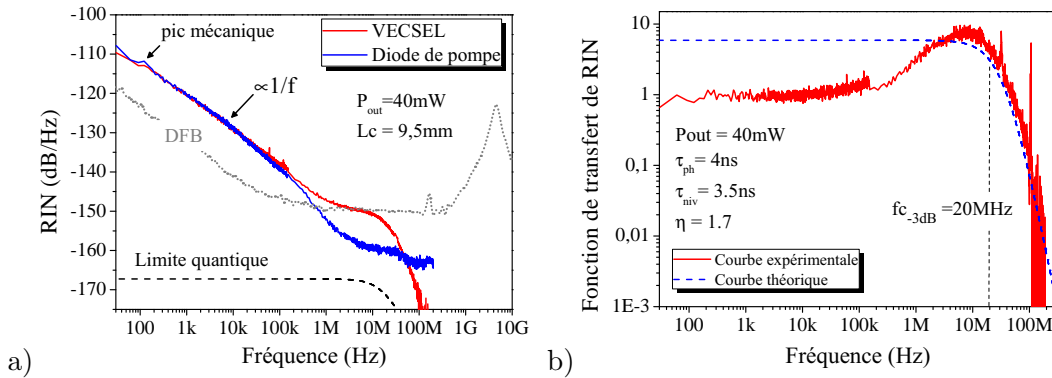


FIGURE 6.16 – a) Mesure du RIN du VECSEL à 40 mW et du RIN de pompe à 170 mW, la limite quantique est également indiquée. Pour comparaison, une mesure de RIN d'un DFB d'une puissance de 3 mW est superposée. b) Fonction de transfert expérimentale et théorique du RIN de pompe sur le RIN du VECSEL.

On voit qu'après une fréquence d'environ 20 MHz (définie à -3 dB), le RIN de pompe est « filtré » avec une pente d'environ 40 dB/décade. Jusqu'à la fréquence de coupure de la cavité laser, le bruit d'intensité est donc limité essentiellement par le niveau de bruit de la diode de pompe.

La valeur efficace du bruit d'intensité, calculée en intégrant la densité spectrale de bruit entre 30 Hz et 200 MHz, est inférieure à 0.02 %, ce qui montre que ce VECSEL est une source très faiblement bruitée. A titre de comparaison, la valeur efficace du bruit d'intensité d'un DFB dans la bande spectrale 30 Hz-10 GHz est de 3.4 %, soit plus de deux ordres de grandeur au dessus.

Nous avons également étudié l'influence du taux de pompe sur le bruit du VECSEL. La Figure 6.17 montre l'évolution du RIN laser pour différents taux de pompe. On suppose que le RIN de pompe n'évolue pas entre les différentes mesures. On remarque que le RIN augmente fortement lorsqu'on s'approche du seuil laser ($\eta \rightarrow 1$) et que la fréquence de coupure diminue, ce qui est conforme au modèle théorique présenté précédemment (eq.6.62).

b) Emission laser à 2.3 μm

Nous présentons ici les résultats des mesures de bruit d'intensité effectuées sur un VECSEL émettant à 2.3 μm . Le design de la structure 1/2-VCSEL étudiée est similaire à celui qui a été présenté précédemment (cf. § 4.1.1.2), mais sur substrat GaSb (non reportée). Le prototype laser est identique à celui qui a été étudié précédemment et la diode de pompe est également alimentée sur batterie. Le RIN du laser mesuré à une puissance de 2 mW est présenté sur la Figure 6.18.

Le laser présente un bruit en $1/f^{0.9}$ sur toute la plage de fréquence analysée. Le niveau de RIN du laser est relativement bas (-140 dB/Hz à 200 kHz), il est également limité par le RIN de la diode de pompe. Malheureusement, nous n'avons pas pu observer la fréquence de coupure du laser en raison de la bande passante

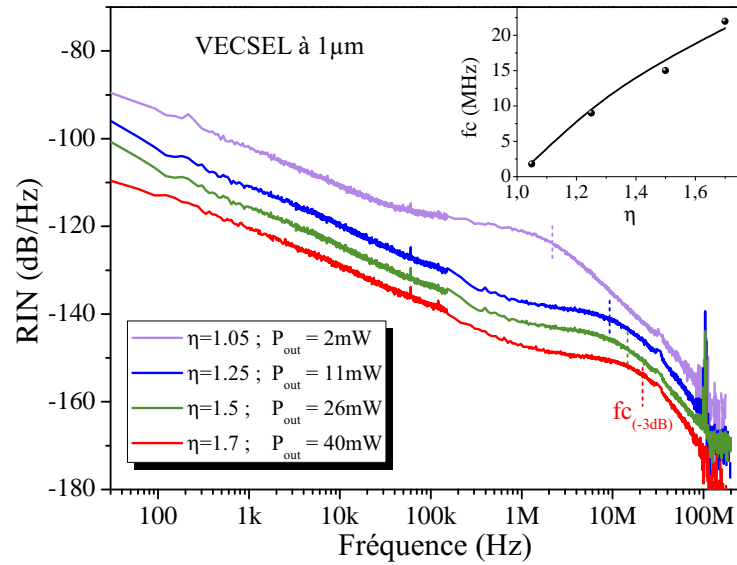


FIGURE 6.17 – Mesure du RIN d'un VECSEL à 1 μm à différents taux de pompage. En encart l'évolution de la fréquence de coupure avec le taux de pompage : points expérimentaux et simulation (ligne continue) d'après l'équation 6.62.

limitée de la photodiode InGaAs. Cependant, on peut raisonnablement penser que le RIN suit le même comportement que celui du VECSEL à 1 μm , d'autant plus que le bruit en basse fréquence est tout à fait similaire.

6.2.2.2 VECSEL en pompage multimode

Voyons à présent comment se comporte le bruit d'intensité des VECSEL en cavité plan-plan pompés par diode fibrée multimode de forte puissance.

a) VECSEL plan-plan en cavité courte

Les résultats présentés ici concernent le VECSEL en cavité courte (1.3 mm) qui a été présenté au § 4.1.2.1. Le RIN du laser ainsi que le RIN de la diode de pompe de 1 W sont donnés sur la Figure 6.19.a.

Comme on pouvait s'y attendre, le niveau de RIN de la diode de pompe est plus élevé (2 à 3 décades) que celui d'une diode monomode, et ce malgré l'augmentation du niveau de puissance. Par conséquent le RIN laser est lui aussi plus élevé, il est toujours limité par le RIN de pompe jusqu'à la fréquence de coupure de la cavité. La fonction de transfert de RIN a été tracée sur la Figure 6.19.b, elle fait apparaître une fréquence de coupure de 250 MHz. On notera que la dynamique de ce VECSEL est désormais de classe B. En effet, dans nos conditions expérimentales ($\eta = 5$, $T_{oc} = 1\%$), la transition entre le modèle de classe A et le modèle de classe B intervient pour une longueur de cavité d'environ 4 mm. Néanmoins, la fonction de transfert de RIN ne présente pas de pic de résonance prononcé, et malgré le

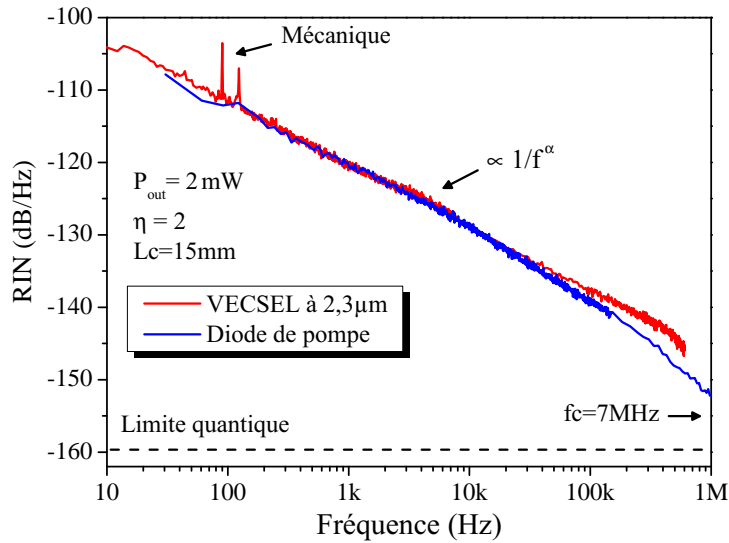


FIGURE 6.18 – Mesure du RIN d'un VECSEL émettant 2 mW à 2.3 μm avec une longueur de cavité de 15 mm.

pompage fortement multimode, la puissance émise est très stable, le bruit d'intensité rms relatif, intégré de 100 kHz à 1 GHz, est d'environ 0.15 % à 300 mW.

b) VECSEL plan-plan de forte puissance

Nous présentons maintenant les résultats obtenus avec le VECSEL plan-plan de forte puissance que nous avons étudié au § 4.1.2.1. Cette fois, le VECSEL est pompé par une diode fibrée multimode de 8 W. Comme on peut le voir sur la Figure 6.20.a, le RIN de cette pompe est environ 1 décade en dessous de la diode de pompe de 1 W que nous avons caractérisé précédemment (cf. Figure 6.19.a), ce qui a permis d'améliorer significativement le RIN du VECSEL.

En dessous de 5 kHz, le RIN du VECSEL et de la pompe est influencé par un

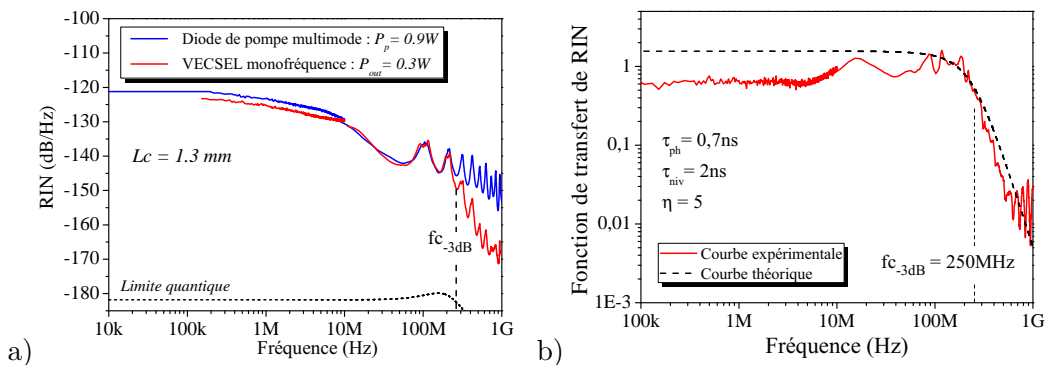


FIGURE 6.19 – a) Mesure du RIN du VECSEL et du RIN de pompe. b) Fonction de transfert expérimentale et théorique du RIN de pompe sur le RIN du VECSEL.

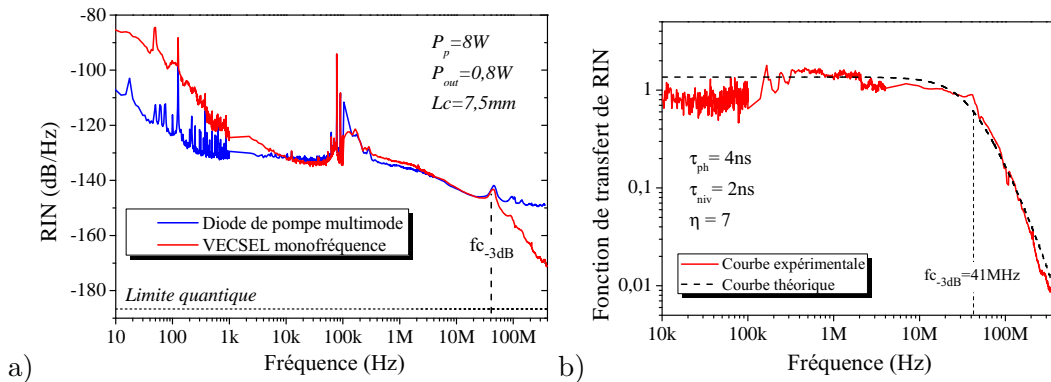


FIGURE 6.20 – a) Mesure du RIN du VECSEL et du RIN de pompe. b) Fonction de transfert expérimentale et théorique du RIN de pompe sur le RIN du VECSEL.

ensemble de contributions (mécaniques, thermiques et électroniques) qui peuvent évoluer entre deux mesures consécutives. Il n'est donc pas étonnant de mesurer un RIN laser supérieur au RIN de pompe dans cette gamme de fréquence. Au delà de 5 kHz et jusqu'à la fréquence de coupure, le RIN du VECSEL est limité par le RIN de pompe. On remarquera les forts pics de bruit autours de 100 kHz, qui sont caractéristiques de l'alimentation électrique de forte puissance de la diode de pompe (alimentation à découpage). Les fonctions de transfert de RIN théorique et expérimentale tracées sur la Figure 6.20.b révèlent une fréquence de coupure de 42 MHz pour une cavité⁴ de 7.5 mm, au-delà de laquelle la densité spectrale de bruit atteint le shot-noise. Dans la gamme de fréquence 10 Hz-300 MHz la valeur efficace du bruit est $< 0.1\%$, pour une puissance optique de 0.8 W. En dépit d'un pompage fortement multimode, cette source monofréquence présente un bruit d'intensité au bruit de grenaille entre la fréquence de coupure et l'ISL ($f=40$ MHz-20 GHz), ce qui en fait une source très bas bruit et de forte puissance dans cette gamme de fréquence.

Bilan – On peut donc conclure que le bruit d'intensité du VECSEL ne dépend pas de la longueur d'onde d'émission, mais plutôt de la qualité de la diode de pompe et de la fréquence de coupure de la cavité. En effet, l'utilisation d'une diode monomode alimentée sur batteries permet de réduire significativement le bruit basse fréquence, et grâce à la durée de vie des photons élevée par rapport à la durée de vie des porteurs, la dynamique du VECSEL est de classe A, évitant ainsi les oscillations de relaxation et réduisant la fréquence de coupure de la cavité à une dizaine de MHz. Ainsi, nous avons pu obtenir un niveau de bruit d'intensité extrêmement faible, atteignant le shot noise sur une large bande spectrale, ce qui ne peut pas être obtenu avec des lasers du type VCSEL en micro-cavité ou DFB. On notera que des mesures effectuées à plus haute fréquence (jusqu'à 18 GHz) avec un système

4. Nous avons choisi d'étudier ce VECSEL à cette longueur de cavité et à ce niveau de puissance car nous verrons par la suite que cela permet d'optimiser la largeur de raie du laser.

VECSEL ont montrées que le RIN demeure à cette limite au moins jusqu'à la fréquence de battement liée à l'ISL [Baili 2007]. La puissance de ces pics d'intensité est liée au SMSR du laser, ils seront visibles sur le spectre de RIN si l'on a : [Baili 2008]

$$SMSR < \frac{q \times RBW}{2 i_{ph}} \quad (6.73)$$

où RBW est la résolution de fréquence de l'analyseur de spectre et q la charge électrique élémentaire. Donc pour un photocourant $i_{ph} = 1 \text{ mA}$ et $RBW = 1 \text{ MHz}$, on observera un pic d'intensité si le SMSR est inférieur à 100 dB. On notera que lorsque la fréquence de battement est située dans une bande de fréquences analysable, la détermination de l'amplitude des pics est un bon moyen pour mesurer le SMSR, notamment lorsque celui-ci est très fort.

Nous avons regroupé sur la Figure 6.21 les limites de bruit d'intensité typiques pour différents systèmes laser. On voit que grâce à un régime dynamique de classe A et une fréquence de battement relativement élevée, un VECSEL peut atteindre un bruit d'intensité limité par le bruit de grenaille sur une large plage de fréquence, contrairement aux autres technologies.

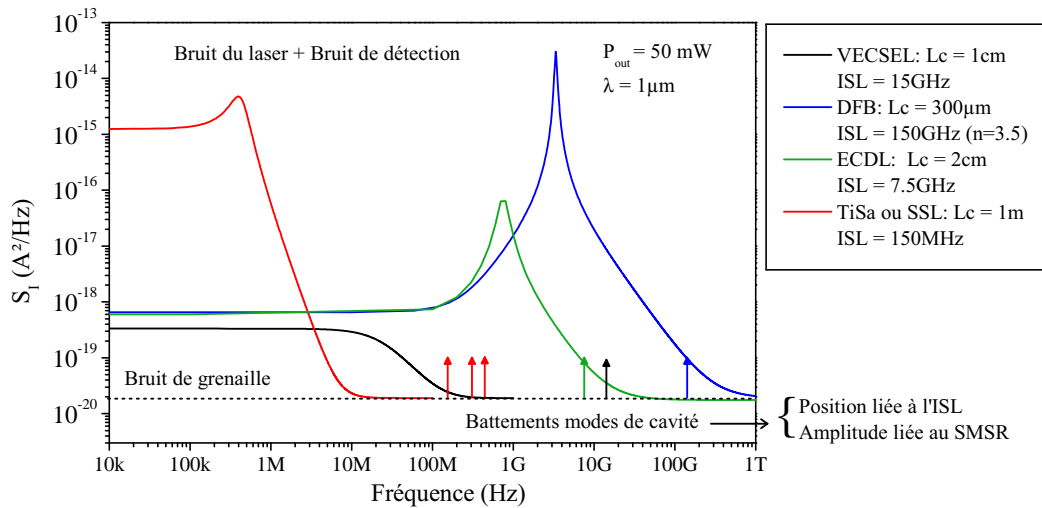


FIGURE 6.21 – Représentation des densités spectrales de bruit d'intensité typiques pour différentes technologies laser.

Le VECSEL est donc une source idéale pour des applications nécessitant une source ultra bas bruit dans cette gamme de fréquences, comme le transport de signaux haute-fréquence par voie optique.

6.3 Mesure du bruit de fréquence et de la largeur de raie

Il existe traditionnellement trois indicateurs pour qualifier la stabilité en fréquence des oscillateurs en général et des sources laser en particulier :

- Le plus classique est la « largeur de raie ». La largeur de raie est définie comme la largeur à mi-hauteur du spectre du laser. Pour que cette valeur ait une signification objective, il faut qu'elle soit accompagnée du temps de mesure pendant lequel le spectre a été intégré. La valeur de la largeur de raie ne permet pas de comparer facilement deux émetteurs, puisque les conditions expérimentales sont rarement identiques d'une publication à une autre. Toutefois, spécifier la stabilité en fréquence d'un laser en termes de largeur de raie reste extrêmement usuel.
- On peut aussi aborder ce problème à travers l'étude du bruit de fréquence ou du bruit de phase. Cette fois, nous traitons le problème de la stabilité comme n'importe quel autre problème de bruit, en étudiant la densité spectrale de puissance de fluctuation de fréquence ou de phase. Cette information est beaucoup plus complète que l'information sur la largeur de raie, car elle permet d'apporter des informations clés pour l'étude physique du composant, mais aussi parce qu'elle permet de déterminer la stabilité du laser pour toute constante de temps d'observation.
- Enfin, il est usuel d'aborder les problèmes de stabilité à long terme par la variance d'Allan [Allan 1966]. Cet indicateur procure, sous une autre forme, le même type d'informations que l'étude du bruit de fréquence ou de phase. De plus, il existe des passerelles directes, analytiques, permettant de relier de façon rigoureuse la variance d'Allan au bruit de fréquence pour des signatures spectrales usuelles [Ishida 1991].

Nous avons choisi d'étudier la stabilité en fréquence de nos VECSEL en observant leur spectre de bruit de fréquence, afin de compléter l'étude physique. Ceci nous permettra bien sûr de mieux comprendre le fonctionnement du VECSEL, mais aussi d'évaluer la largeur de raie de l'émission laser afin de fournir une information comparable à ce que l'on trouve habituellement dans la littérature.

Ainsi, dans un premier temps, nous verrons quelles sont les différentes sources de bruit de fréquence dans un VECSEL, et nous y associerons un modèle théorique approprié. Puis nous présenterons les méthodes expérimentales qui permettent de mesurer ce bruit, et nous détaillerons celle que nous avons choisie pour notre étude. Ensuite, nous analyserons les résultats expérimentaux, et nous donnerons les limites atteignables avec notre système.

Dans un second temps, nous nous intéresserons plus particulièrement à la largeur de raie du laser, et à sa relation avec le bruit de fréquence. Après avoir donné

quelques relations utiles pour des bruits de fréquences typiques, nous verrons comment calculer la largeur de raie d'un laser à partir d'une densité spectrale de bruit de fréquence quelconque, et nous appliquerons cette méthode au calcul de la largeur de raie de nos VECSEL.

6.3.1 Densité spectrale de bruit de fréquence

6.3.1.1 Principe de la mesure du bruit de fréquence

Classiquement, la mesure d'un signal optique est effectuée à l'aide d'une photodiode. Cependant, celle-ci n'est sensible qu'à l'intensité du champ. Il faut donc trouver un moyen pour obtenir une certaine image des variations de fréquence du champ en variation d'intensité. Pour cela, il existe plusieurs méthodes qui sont basées sur deux approches différentes.

a) Le battement de fréquence

La première approche consiste à générer un battement de fréquence à l'aide d'un système interférométrique. Le principe est de faire interférer le laser avec un autre signal optique d'une fréquence très proche, afin de générer une image du spectre laser dans une bande de fréquence analysable électriquement ($\sim GHz$). Le signal optique avec lequel le laser interfère est habituellement une autre source laser, on parle alors de battement hétérodyne [Dowd 1997]. Ce battement permet d'obtenir la forme et la largeur de la raie laser sur un certain temps d'intégration. Ce dernier est difficile à choisir à cause du temps de balayage des analyseurs de spectre, qui dépasse généralement de plusieurs ordres de grandeur la limite de Fourier sur le compromis résolution-temps de mesure. De plus, l'un des deux lasers doit pouvoir être accordé pour garantir un écart de fréquence faible entre les deux sources, et la source permettant le battement doit être beaucoup moins bruitée que le laser à étudier, ce qui en pratique s'avère extrêmement contraignant pour l'étude de lasers très cohérents. Enfin, extraire de la forme de raie les différentes sources de bruit en ajustant un ensemble de paramètres peut déboucher sur des résultats ambigus, puisque les contributions de certains paramètres peuvent éventuellement se compenser. Cette méthode de mesure n'a donc pas été retenue pour notre étude.

Une autre méthode consiste à faire interférer le laser avec lui même : on parle alors de battement auto-hétérodyne [Ludvigsen 1998]. Le faisceau est séparé en deux parties et on fait subir un déphasage long à une partie du faisceau avant de les recombiner. Pour cela, on utilise généralement un interféromètre de Mach-Zehnder [Tkach 1986]. Cette technique, relativement simple à mettre en œuvre, présente l'avantage de nécessiter uniquement la source à caractériser. Elle repose toutefois sur l'utilisation de fibres optiques monomodes, et nécessite des retards très importants, supérieurs à la longueur de cohérence du laser, ce qui représente plusieurs km de fibre pour l'étude de lasers hautement cohérents : il n'est donc pas envisageable d'utiliser une telle technique à toutes les longueurs d'onde, notamment dans le moyen infra-rouge. De plus, le temps caractéristique de la mesure est en

partie imposé par la longueur de fibre utilisée, ce qui, encore une fois, n'apporte pas la richesse d'information utile à cette étude.

Notons que l'on peut également appliquer cette technique avec des longueurs de fibre plus courtes que la longueur de cohérence, auquel cas le spectre observé comporte un pic de corrélation fort, accompagné d'un interférogramme qui peut être interprété pour extraire les contributions de composantes de bruit indépendantes [Richter 1986]. Toutefois, le résultat obtenu est tout aussi ambigu que pour la mesure hétérodyne. Dans le cadre de notre étude, cette mesure a toutefois été réalisée à titre préliminaire sur un VECSEL en pompage monomode [Myara 2008], en utilisant un retard de quelques μs , soit environ 800 m de fibre (Figure 6.22).

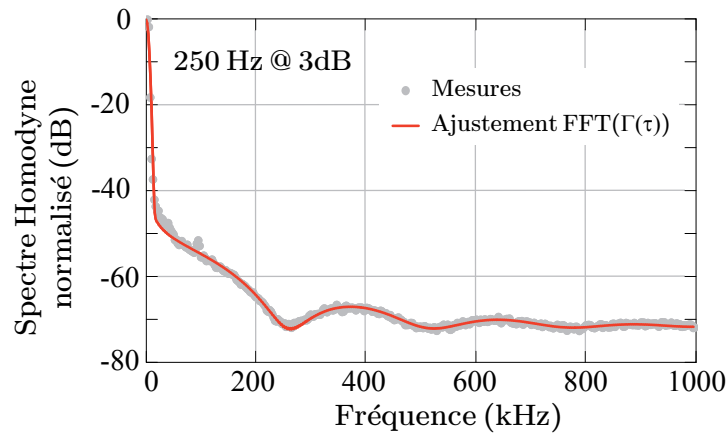


FIGURE 6.22 – Spectre Homodyne d'un VECSEL émettant à $1\ \mu\text{m}$ pour un retard de $5\ \mu\text{s}$.

Sur cette simple mesure, on remarque déjà que le VECSEL en cavité externe est un laser très cohérent, simplement parce que nous observons un pic de corrélation très marqué. A titre de comparaison, l'observation d'un DFB ou d'un VCSEL en microcavité à travers le même système de mesure n'aurait pas affiché de corrélation forte entre les deux voies de mesure, signe que le temps de cohérence de ces sources est plus court que quelques μs .

Malgré tous les problèmes associés à ce type de mesure, elle nous a permis de fixer des ordres de grandeur suffisamment acceptables pour dimensionner correctement le banc de mesure du bruit de fréquence.

b) La mesure directe du bruit de fréquence

Une deuxième approche consiste à convertir directement les variations de fréquence en variations d'intensité en utilisant le flanc d'une frange d'un interféromètre Michelson [Geng 2007], Fabry-Perot, ou d'une raie d'absorption d'un gaz (Figure 6.23). L'utilisation d'une cellule de gaz est relativement simple à mettre en œuvre, cependant il faut pouvoir trouver un gaz présentant une raie d'absorption à une longueur d'onde proche de l'émission du laser, et pouvoir accorder précisé-

ment le laser sur une frange. On peut par exemple utiliser un gaz atomique tel que le Césium pour un laser émettant à $\lambda = 850\text{ nm}$. Avec un Fabry-Perot, on s'affranchit de la contrainte de longueur d'onde et la sensibilité du système peut être dimensionnée en fonction du bruit du laser et du bruit de fond du système de détection. Par contre, ce type d'appareil possède une fréquence de coupure optique limitant la bande spectrale analysable. Mais étant donné qu'il y a peu de gaz adaptés à la caractérisation des lasers émettant à $1\ \mu\text{m}$, nous avons choisi d'utiliser un Fabry-Perot.

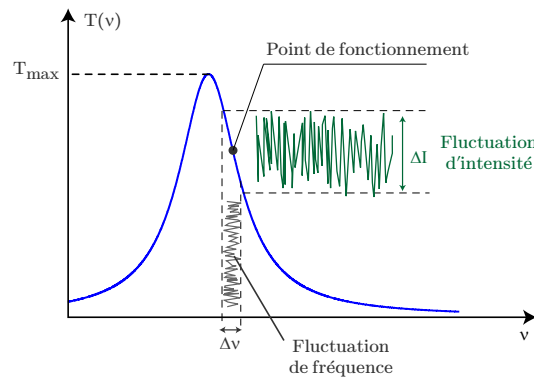


FIGURE 6.23 – Illustration de la conversion de bruit de fréquence en bruit d'intensité avec un Fabry-Perot.

6.3.1.2 Mise en œuvre du banc de mesure

a) Le résonateur Fabry-Perot

La première étape dans la mise en place de notre banc de mesure de bruit de fréquence sera de réaliser un résonateur Fabry-Perot adapté. Le paramètre le plus important dans la conception du Fabry-Perot est le facteur de conversion des variations de fréquence en variations d'intensité. Ce facteur est donné par la pente de la transmission du Fabry-Perot que l'on notera $p = \Delta I / \Delta \nu$. Cette pente peut être estimée en tout point de la caractéristique $T(\nu)$ par :

$$p = \pm \frac{4 T(\nu)^2}{T_{max} \Delta \nu_{FP}} \sqrt{\left(\frac{T_{max}}{T(\nu)} - 1\right) \left[1 - \left(\frac{\pi}{2\mathcal{F}}\right)^2 \left(\frac{T_{max}}{T(\nu)} - 1\right)\right]} \quad (6.74)$$

où les différentes variables ont été définies dans les équations 2.58 à 2.60. Plus on choisit une pente élevée et plus la mesure sera sensible. Cependant, il y a d'autres contraintes à prendre en considération. Pour être utilisé comme discriminateur de fréquence, le Fabry-Perot d'analyse doit satisfaire aux conditions suivantes⁵ :

5. Notons que tout ceci suppose que l'on a déjà une certaine idée des densités spectrales de bruit de fréquence à mesurer, d'où l'utilité de notre pré-mesure avec le système homodyne.

- La pente de conversion doit être suffisamment élevée ($\Delta\nu_{FP} \searrow$) pour que le bruit d'intensité du laser (RIN) et du système de détection soient négligeables devant le bruit de fréquence converti, en particulier à haute fréquence, où le bruit de fréquence devient très faible.
- La largeur spectrale de la résonance doit être suffisante ($\Delta\nu_{FP} \nearrow$) pour que les variations de fréquence du laser autour du point de fonctionnement demeurent dans la partie linéaire de la résonance pendant le temps de l'acquisition. Il faut donc également que la dérive du laser (variation de fréquence optique très basse fréquence) ne soit pas trop grande.
- La fréquence de coupure de la cavité $f_c = \Delta\nu_{FP}$ à -3 dB doit être supérieure à la gamme spectrale que l'on souhaite analyser ($\Delta\nu_{FP} \nearrow$).
- Le bruit propre au Fabry-Perot d'analyse (essentiellement mécanique) doit être très inférieur à celui du laser.

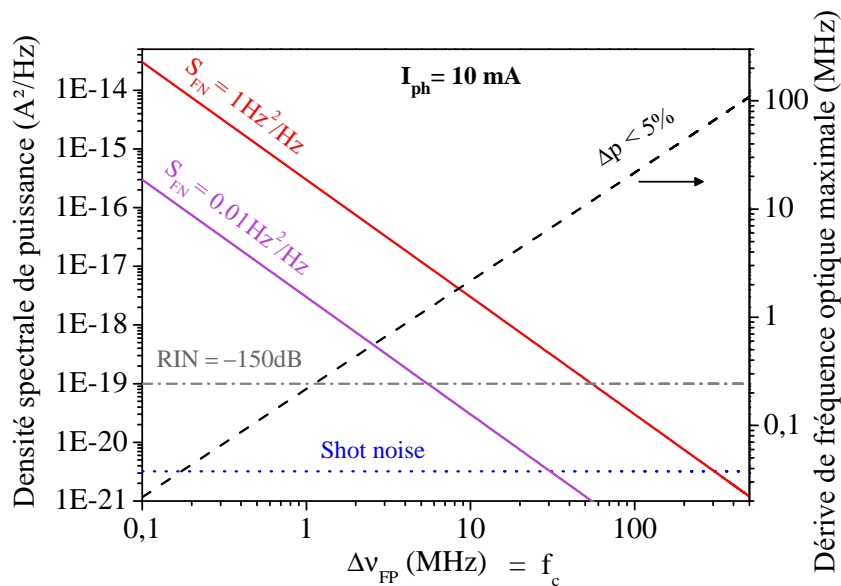


FIGURE 6.24 – Calcul de la densité spectrale de puissance pour différentes composantes de bruit en fonction de la largeur spectrale du mode Fabry-Perot. La variation de fréquence maximale autour du point de fonctionnement optimal (à 75 % du max de transmission) pour une variation de pente inférieure à 5 % est également tracé.

Le problème est que si l'on augmente la pente de conversion et donc la sensibilité de la mesure, on réduit la largeur du mode ce qui diminue la fréquence de coupure de la cavité. Cela limite également la fréquence basse de la mesure. En effet, le bruit basse fréquence est généralement élevé et génère une plus grande excursion fréquentielle autour du point de fonctionnement ce qui peut nuire à la linéarité des mesures. La Figure 6.24 illustre le niveau de bruit de fréquence mesurable en

fonction de la largeur spectrale de la cavité Fabry-Perot, et du niveau de RIN laser. On voit qu'une largeur spectrale d'une dizaine de MHz est un bon compromis entre la sensibilité des mesures et la fréquence de coupure de la cavité étant donné que le RIN des VECSEL étudiés est de l'ordre de -150 dB dans cette gamme de fréquence. Par conséquent, nous utiliserons un Fabry-Perot présentant une largeur spectrale de cet ordre de grandeur pour notre étude, avec une adaptation spécifique en fonction du laser analysé.

b) Le système de mesure

Le montage expérimental que nous avons mis en place pour mesurer de bruit de fréquence est schématisé sur la Figure 6.25. Le faisceau laser est collimaté par une lentille traitée anti-reflet, puis traverse deux isolateurs optiques. L'utilisation de deux étages d'isolation est nécessaire car les propriétés spectrales du laser peuvent être influencées même pour de très faibles niveaux de feedback (~ -60 dB). Or le Fabry-Perot renvoie une grande partie du faisceau vers la cavité laser (injection résonante).

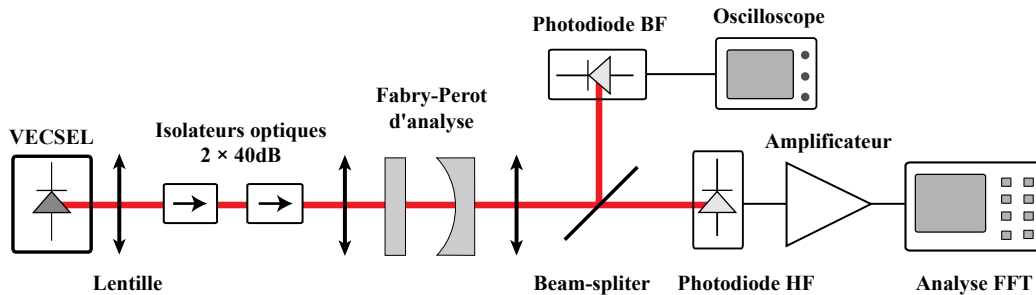


FIGURE 6.25 – Montage expérimental pour la mesure du bruit de fréquence.

Le faisceau laser est ensuite injecté dans le Fabry-Perot à l'aide d'une deuxième lentille. La focale de cette lentille est généralement choisie de façon à ce que la taille du faisceau focalisé corresponde à la taille du mode fondamental de la cavité Fabry-Perot. Cette adaptation de mode est importante pour coupler le maximum de puissance dans le mode fondamental et pour éviter que les modes transverses ne viennent polluer la linéarité de la pente de conversion. Toutefois, lorsque la puissance laser est suffisamment élevée, on peut se permettre de réaliser un couplage plus approximatif, ce qui permet de minimiser le retour de lumière vers la cavité laser.

Une fois que l'on a réglé l'injection et l'alignement de la cavité d'analyse, on vient positionner le laser sur une frange du Fabry-Perot. Pour cela, on utilise un élément piézoélectrique sur lequel est collé un des miroirs du Fabry-Perot, ou le miroir externe de la cavité laser. Le point de fonctionnement est choisi entre 70 et 80 % du maximum de transmission, car cela correspond à la zone la plus linéaire de la courbe de transmission (point d'inflexion à 75 %).

Le faisceau transmis par la cavité passive est ensuite focalisé sur une photodiode haute fréquence pour analyse. Cependant, pour calibrer la courbe de transmission et pour savoir sur quel point de fonctionnement on se situe, il est nécessaire de mesurer la composante continue du signal. Pour cela, on utilise une lame séparatrice à la sortie de la cavité pour envoyer une partie du faisceau sur une autre photodiode qui est reliée à un oscilloscope. Si l'on est limité par la puissance optique, on peut aussi réaliser cette opération à l'aide d'un Té de polarisation. La Figure 6.26 illustre les étapes de mesure permettant de calibrer les mesures de bruit.

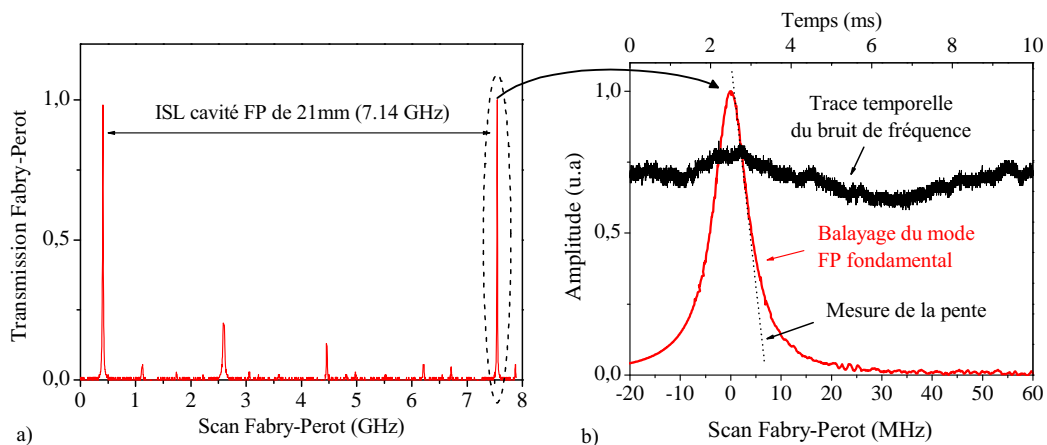


FIGURE 6.26 – a) Spectre de transmission expérimental d'un Fabry-Perot, réalisé en appliquant une rampe de tension à l'élément piézoélectrique de la cavité FP. b) Mesure du mode fondamental du Fabry-Perot et de la trace temporelle du bruit de fréquence du laser (modulation FP inactive), on voit que le laser demeure dans la partie linéaire de la courbe de transmission.

Le système de détection est similaire à celui qui a été utilisé pour les mesures de RIN. Le signal est enregistré successivement par une chaîne d'amplification basse fréquence puis haute fréquence. Le spectre de bruit complet est donc constitué de deux spectres accolés. Pour la mesure jusqu'à 20 MHz, le signal est enregistré avec une carte d'acquisition pilotée par un logiciel optimisé pour réduire les temps morts entre deux mesures ($\sim 20\%$). Cela permet de réaliser un moyennage du spectre de bruit sans que le laser ne dérive trop du point de fonctionnement, malgré une pente de conversion élevée et une fréquence de départ relativement basse (20 Hz).

6.3.1.3 Caractérisation des VECSEL

A présent, nous allons caractériser les différents VECSEL que nous avons développé. Nous présentons d'abord les résultats obtenus avec les VECSEL en pompage monomode émettant dans le proche et le moyen infrarouge, puis les résultats obtenus avec les VECSEL de forte puissance en pompage multimode.

a) VECSEL à 1 μm sur substrat GaAs en pompage monomode

Pour la mesure du bruit de fréquence de ce laser, nous avons réalisé un Fabry-Perot plan-concave d'une longueur de 40 cm et d'une finesse de 55, de sorte que la fréquence de coupure de la cavité est de $f_c^{FP} = 6.8 \text{ MHz}$. Les éléments du Fabry-Perot sont collés sur une plate-forme métallique très rigide et sont insérés dans une enceinte en polyoxyméthylène (POM) pour une isolation acoustique. Une longueur de cavité FP élevée (40 cm) par rapport à la longueur de cavité laser (9.5 mm) permet de s'assurer que le bruit mécanique mesuré provient du laser et non du Fabry-Perot, étant donné que les dispositifs sont soumis aux mêmes fluctuations mécaniques et que la densité spectrale de bruit varie en $1/L^2$. La densité spectrale de bruit de fréquence mesurée à une puissance de 40 mW est présentée sur la Figure 6.27.

En basse fréquence et jusqu'à 50 kHz, la densité spectrale évolue en $1/f^2$, avec quelques pics dans la gamme 100 Hz-1 kHz qui sont caractéristiques des vibrations mécaniques. On peut voir que le bruit en basse fréquence est proche de la limitation thermique engendrée par le RIN de pompe. Pour la simulation de cette limitation, nous avons tenu compte de l'évolution spectrale expérimentale du RIN de pompe et de la fonction de transfert thermique théorique (cf. § 6.1.2.2). Entre 50 kHz et f_c^{FP} le bruit est quasi-constant à un niveau d'environ $30 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$, ce qui est proche de la limite quantique d'émission spontanée si l'on suppose un facteur $\alpha_h = 20$ [Stohs 2001]. Au delà de f_c^{FP} le signal atteint le bruit de fond correspondant au shot-noise. A partir de cette mesure, on obtient un bruit de fréquence efficace de 126 kHz

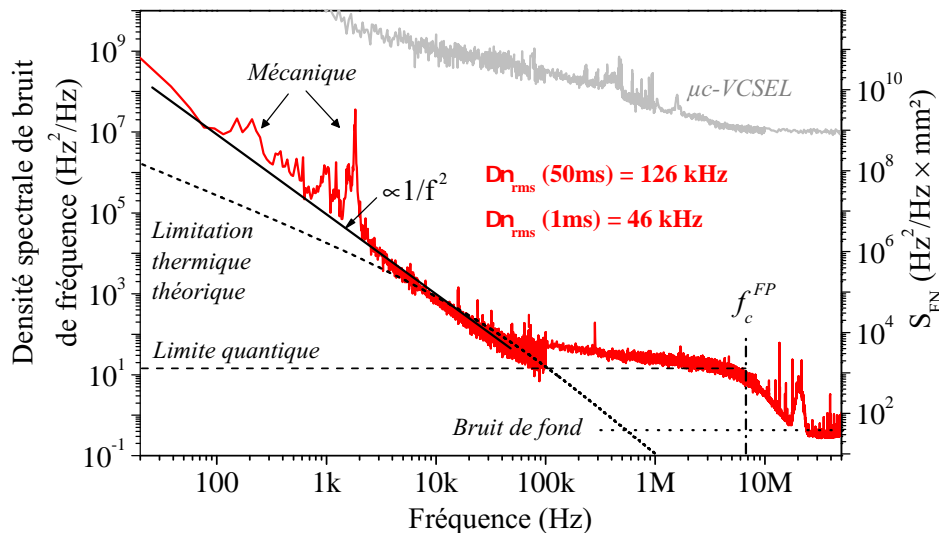


FIGURE 6.27 – Densité spectrale de bruit de fréquence du VECSEL plan-concave en pompage monomode enregistré à une puissance de 40mW et avec une longueur de cavité $L_c = 9.5 \text{ mm}$. La limite de bruit blanc pour un facteur $\alpha_h = 20$ est également indiquée, de même que la limitation thermique par le RIN de pompe. L'échelle de droite donne la densité spectrale normalisée à la longueur de cavité.

sur 50 ms et chute à 46 kHz pour un temps de mesure de 1 ms étant donné que ce sont les bruits basse fréquence qui sont prépondérants. À titre de comparaison, nous avons superposé le bruit de fréquence d'un VCSEL en microcavité en pompage électrique à 850 nm émettant une puissance de 1.5 mW [Tourenç 2005]. On voit clairement le bénéfice de l'effet de cavité externe sur la limite fondamentale, à la fois pour le facteur de qualité et l'absence de l'amplification de l'émission spontanée.

b) VECSEL à 2.3 μm sur substrat GaSb en pompage monomode

Le bruit de fréquence d'un VECSEL émettant dans le moyen infrarouge a également été mesuré dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire de Spectrométrie Physique de Grenoble (LSP). Le Fabry-Perot utilisé présente une finesse d'environ 360 pour une longueur de cavité de 2 mm, la fréquence de coupure de la cavité est donc de 210 MHz. Le résultat de cette mesure est donné sur la Figure 6.28.

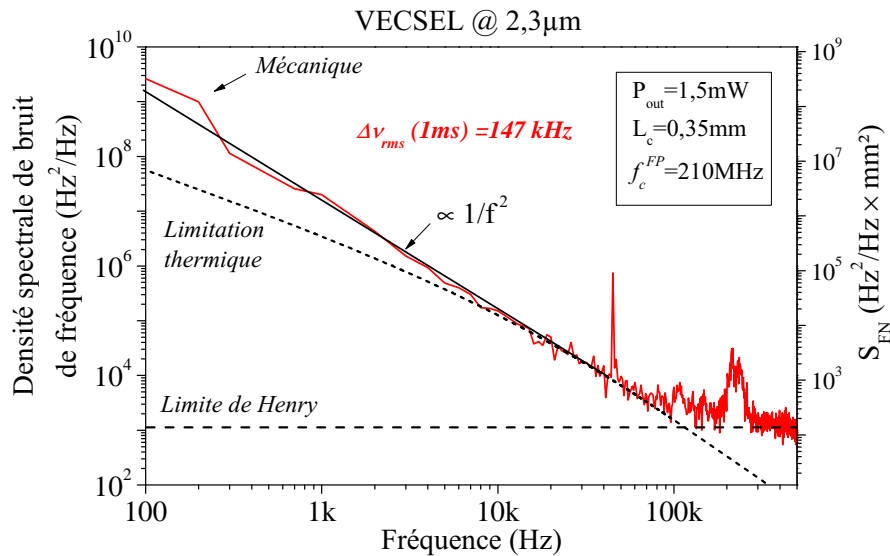


FIGURE 6.28 – Densité spectrale de bruit de fréquence du VECSEL-MIR mesurée à une puissance de 1.5 mW avec une longueur de cavité $L_c = 0.35 \text{ mm}$. La limite de bruit blanc pour un facteur $\alpha_h = 3$ est également indiquée, de même que la limitation thermique par le RIN de pompe. L'échelle de droite donne la densité spectrale normalisée à la longueur de cavité.

On peut voir que ce laser présente le même type de bruit de fréquence que le VECSEL à 1 μm , avec une évolution en $1/f^2$ jusqu'à 50 kHz, puis un bruit quasi-constant à un niveau de $10^3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ au delà, ce qui correspond à la limite de Henry. Tout comme le VECSEL sur GaAs présenté précédemment, la simulation de la contribution du RIN de pompage sur le bruit de fréquence est en bon accord avec la mesure expérimentale, ce qui montre que la principale limitation des VECSEL en basse fréquence est d'origine thermique. Le bruit de fréquence efficace mesuré entre 1 kHz et 500 kHz est de $\Delta\nu_{rms} = 147 \text{ kHz}$ pour une longueur de cavité de 0.35 mm.

c) VECSEL à 1 μm sur SiC en pompage multimode

Nous allons maintenant étudier le bruit de fréquence du VECSEL en cavité plan-plan reporté sur substrat SiC pour une émission de forte puissance à 1 μm (cf. § 4.1.2.1). Pour cette étude, nous avons réalisé un Fabry-Perot plan concave d'une longueur de 2 cm et d'une finesse de 350, on a donc $f_c^{FP} = 21 \text{ MHz}$. Là encore, les éléments du Fabry-Perot ont été collés et insérés dans un boîtier métallique pour une meilleure stabilité mécanique. La densité spectrale de bruit de fréquence de ce VECSEL est tracée sur la Figure 6.29.

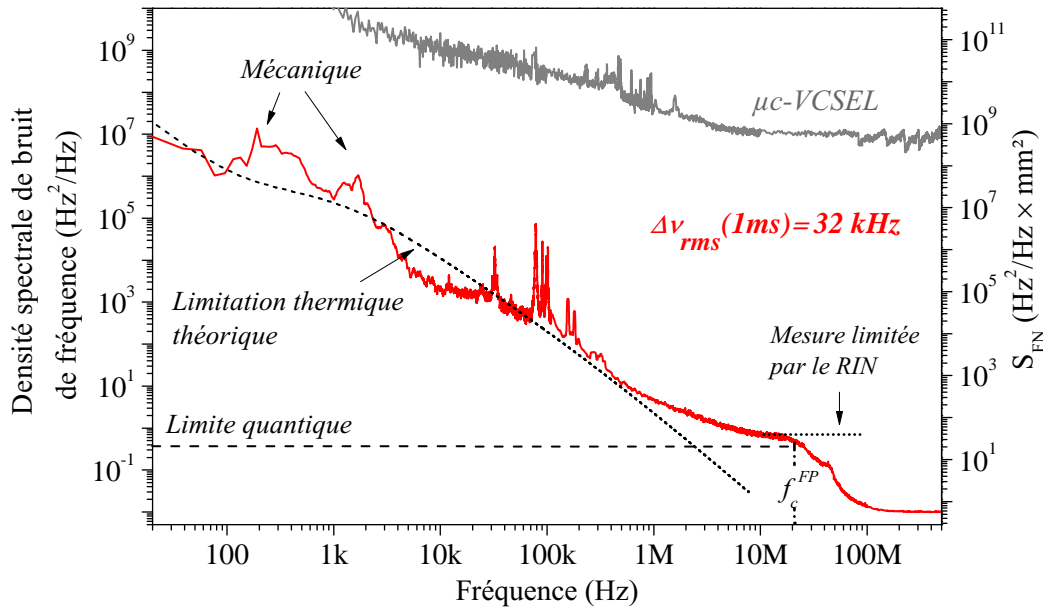


FIGURE 6.29 – Densité spectrale de bruit de fréquence du VECSEL plan-plan reporté sur substrat SiC mesurée à une puissance de 0.8 W avec $L_c = 7.5 \text{ mm}$. La limite de bruit blanc pour un facteur $\alpha_h = 20$ et la simulation Femlab du bruit de fréquence induit par le bruit de pompe sont également tracées. L'échelle de droite donne la densité spectrale normalisée à la longueur de cavité. A titre de comparaison, nous avons superposé le bruit de fréquence d'un VCSEL en microcavité d'une puissance de 1.5 mW à 850 nm (échelle de gauche uniquement).

En dessous de 1 kHz, le bruit de fréquence est limité par des contributions thermiques et mécaniques (pics caractéristiques autour de 200 Hz-2 kHz). La densité spectrale de bruit de fréquence a été mesurée jusqu'à la fréquence de coupure du Fabry-Perot ($f_c^{FP} < f_c^{laser}$) où le bruit se rapproche de la limite quantique de bruit blanc qui est à $\sim 0.3 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$ jusqu'à 200 MHz dans notre cas. Cependant, la mesure est limitée par le niveau de RIN du VECSEL qui ne peut plus être négligé au delà de 5 MHz. Au dessus de f_c^{FP} le signal atteint le bruit de fond correspondant au shot-noise du détecteur.

Comme nous l'avons déjà expliqué précédemment, nous pensons que la contribution principale au bruit de fréquence est le bruit d'intensité de la diode de pompe

converti en fluctuations thermiques. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons simulé avec Femlab la contribution au bruit de fréquence du RIN de pompe (équation 6.69). La réponse fréquentielle de la diffusion thermique est multipliée par le RIN de pompe expérimental que nous avons « lissé » pour une meilleure visibilité. Comme on peut le voir sur la Figure 6.29, ce spectre de bruit théorique est en bon accord avec le spectre de bruit expérimental. On remarquera que la densité spectrale de bruit de fréquence présente plusieurs pics étroits dans la gamme de fréquence 10 kHz-200 kHz, qui étaient également présents sur le spectre de RIN de la pompe (caractéristiques de l'alimentation à découpage), confirmant ainsi notre hypothèse d'une limitation par le RIN de pompe.

A partir de cette mesure, nous avons calculé un bruit de fréquence efficace de 32 kHz sur 1 ms pour une longueur de cavité de 7.5 mm et sans aucune stabilisation de fréquence. A titre de comparaison, la valeur efficace du bruit de fréquence d'un VCSEL en microcavité émettant 1.5 mW est de l'ordre de 68 MHz pour le même temps de mesure (Figure 6.29). Le bruit de fréquence de notre VECSEL est donc plus de trois ordres de grandeur inférieur avec une puissance optique supérieure de trois ordres de grandeur. Nous allons voir dans ce qui suit que ce très faible niveau de bruit conduit à une largeur de raie record pour un laser non asservi de cette puissance.

Bilan – D'après les mesures précédentes, on peut conclure que les origines physiques et techniques du bruit de fréquence d'un VECSEL sont identiques quel que soit le système de matériaux ou la technologie employée. Nous avons vu que le bruit basse fréquence (< 100 kHz) dépend essentiellement des fluctuations thermiques engendrées par le bruit de pompage et du niveau des résonances mécaniques situées autour de 1 kHz. Nous avons pu réduire ces limitations en concevant un prototype ultra stable et en utilisant une diode de pompe très peu bruitée dans le cas des VECSEL en pompage monomode, et nous avons réduit l'influence du bruit d'intensité des diodes de pompe multimode de forte puissance en réduisant l'impédance thermique de la structure 1/2-VCSEL par un report sur substrat SiC. D'autre part, on a vu que le bruit haute fréquence (> 1 MHz) est principalement limité par le bruit blanc d'émission spontanée. On notera que cette limite fondamentale dépend de la puissance du laser, laquelle est généralement plus faible dans le moyen infrarouge. Cependant, elle dépend aussi du facteur de Henry qui est plus élevé pour les puits quantiques à $1 \mu\text{m}$ ($\alpha_h = 20$) que pour les puits à $2.3 \mu\text{m}$ ($\alpha_h = 3$), il est donc possible d'atteindre des performances similaires dans le proche et le moyen infrarouge.

Nous avons également reporté à plusieurs reprises le spectre de bruit de fréquence mesuré pour un VCSEL en microcavité (Figure 6.27 et 6.29). Le contraste avec les caractéristiques des VECSEL en cavité externe est gigantesque et s'évalue systématiquement par des rapports de plusieurs ordres de grandeur. Ces composants, tout comme les lasers à émission par la tranche, sont limités par le faible facteur de qualité de leur cavité et l'amplification de l'émission spontanée inhérente à leur

structure. Sur ces composants, la limite forte est celle de Schallow-Townes-Henry, accompagnée d'une tendance en $1/f^\alpha$ due à des sources de bruit électriques trouvant des origines diverses (qualité des matériaux, états de surface, etc.) [Lee 2001].

6.3.2 Largeur de raie

La largeur de raie d'un laser est généralement définie comme étant la largeur à mi-hauteur du spectre de puissance du champ électrique. Nous allons voir qu'elle est intimement liée au degré de cohérence du champ, lequel dépend fortement des fluctuations de phase. Nous allons donc commencer par expliciter ces relations, puis nous verrons comment les utiliser pour mesurer expérimentalement la largeur de raie de nos VECSEL.

6.3.2.1 Fondements théoriques

La densité spectrale de puissance du champ électrique, communément appelée « spectre du laser », est donnée par la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation du champ électrique. La fonction d'autocorrélation du champ, que nous noterons $\Gamma_{\mathcal{E}}(\tau)$ est définie par :

$$\Gamma_{\mathcal{E}}(\tau) = \langle \mathcal{E}(t) \mathcal{E}^*(t - \tau) \rangle \quad (6.75)$$

où $\mathcal{E}(t)$ est l'expression du champ complexe définie dans l'équation 6.4. Nous supposerons par la suite que les fluctuations d'amplitude du champ ont un impact négligeable sur l'élargissement du spectre laser par rapport aux fluctuations de fréquence, ce qui est en pratique toujours le cas pour un laser continu en régime stationnaire. On peut alors réécrire la fonction d'autocorrélation $\Gamma_{\mathcal{E}}$ comme suit :

$$\begin{aligned} \Gamma_{\mathcal{E}}(\tau) &= I_0 \left\langle e^{j2\pi\nu_0\tau} e^{j[\varphi(t) - \varphi(t-\tau)]} \right\rangle \\ &= I_0 e^{j2\pi\nu_0\tau} \left\langle e^{j\Delta\varphi(t,\tau)} \right\rangle \end{aligned} \quad (6.76)$$

La valeur normalisée $\gamma_{\mathcal{E}}(\tau) = \Gamma_{\mathcal{E}}(\tau)/I_0$ est également appelée le degré complexe de cohérence temporelle du champ électrique [Mandel 1995], sa valeur absolue donne le degré de cohérence temporelle. Pour évaluer la valeur moyenne $\left\langle e^{j\Delta\varphi(t,\tau)} \right\rangle$, on introduit la fonction de densité de probabilité $\rho(\Delta\varphi)$ tel que [Petermann 1988] :

$$\left\langle e^{j\Delta\varphi(t,\tau)} \right\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\Delta\varphi) e^{j\Delta\varphi(t,\tau)} d(\Delta\varphi) \quad (6.77)$$

On montre alors que si la densité de probabilité des fluctuations de phase suit une loi normale gaussienne, ce qui est le cas pour un nombre élevé d'évènements indépendants comme l'émission spontanée, alors on peut écrire [Elliott 1982] :

$$\left\langle e^{j\Delta\varphi(t,\tau)} \right\rangle = e^{-\frac{1}{2} \langle \Delta\varphi(t,\tau)^2 \rangle} = e^{-\frac{1}{2} \sigma_{\Delta\varphi}^2(\tau)} \quad (6.78)$$

où le terme $\sigma_{\Delta\varphi}^2(\tau)$ représente la variance des fluctuations de phase sur un intervalle de temps τ . Elle peut être exprimée en fonction de la densité spectrale de bruit de fréquence suivant la relation [Cutler 1966] :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2(\tau) = 2\pi^2\tau^2 \times 2 \int_0^{+\infty} S_{FN}(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{(\pi f\tau)^2} df \quad (6.79)$$

On peut désormais exprimer le spectre de puissance du laser en fonction de la densité spectrale de bruit de fréquence :

$$\begin{aligned} S_P(\nu) &= \mathcal{F} \left\{ I_0 e^{j2\pi\nu_0\tau} \times e^{-\frac{1}{2}\sigma_{\Delta\varphi}(\tau)^2} \right\} \quad (6.80) \\ &= I_0 \delta(\nu - \nu_0) * \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j2\pi\nu\tau} e^{-\frac{1}{2} \left[4\pi^2\tau^2 \int_0^{+\infty} S_{FN}(f) \frac{\sin^2(\pi f\tau)}{(\pi f\tau)^2} df \right]} d\tau \\ &= I_0 \delta(\nu - \nu_0) * \mathcal{L}(\nu) \end{aligned}$$

où le symbole $*$ désigne le produit de convolution et $\delta(\nu)$ la fonction de Dirac. Le spectre de puissance du laser est donc centré à la fréquence ν_0 , avec une fonction enveloppe $\mathcal{L}(\nu)$ définie par le deuxième terme du produit de convolution. Nous allons voir dans ce qui suit que cette équation n'a de solution analytique que pour certaines formes particulières de bruit de fréquence.

6.3.2.2 Source de bruit et profil spectral

En fonction de la gamme de fréquences considérée, la densité spectrale de bruit de fréquence peut généralement être approximée à une fonction simple dont on connaît l'évolution. Après avoir analysé séparément l'influence de deux signatures de bruit typiques (blanc et $1/f$) sur le profil spectral du laser, nous verrons ce qui se passe dans un cas réel où les deux contributions sont présentes.

a) Bruit blanc

Pour un bruit de fréquence blanc, la densité spectrale de bruit de fréquence est constante : $S_{FN}(f) = S_0$. On montre alors facilement que la variance de la phase est proportionnelle au temps de délai τ suivant [Petermann 1988] :

$$\sigma_{\Delta\varphi_{blanc}}^2(\tau) = 2\pi^2 |\tau| S_0 \quad (6.81)$$

La fonction enveloppe du spectre du laser est donc la transformée de Fourier d'une fonction exponentielle décroissante, de temps caractéristique $t_c = 1/(\pi^2 S_0)$:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{blanc}(\nu) &= \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j2\pi\nu\tau} e^{-\frac{|\tau|}{t_c}} d\tau \\ &= \frac{2t_c}{1 + (2\pi\nu t_c)^2}\end{aligned}\quad (6.82)$$

La forme du spectre laser pour un bruit de fréquence blanc est donc une Lorentzienne de largeur à mi-hauteur (FWHM) :

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi t_c} = \pi S_0 \quad (6.83)$$

b) Bruit en $1/f$

Comme nous avons pu l'observer expérimentalement, la densité spectrale de bruit de fréquence présente parfois une évolution en $1/f^\alpha$ à basse fréquence. Malheureusement, pour ce type de bruit le calcul de la variance diverge et donne donc une largeur de raie infinie. Cependant, en pratique, le spectre du laser est toujours observé sur un certain temps d'intégration. Ceci conduit à dire que les événements plus lents que ce temps d'intégration ne perturberont pas la largeur de raie, et il est donc légitime de considérer une fréquence de coupure basse f_b , inversement proportionnelle au temps de mesure [Petermann 1988]. Pour le calcul de la variance, on peut alors remplacer la borne d'intégration inférieure par f_b , on a alors :

$$\sigma_{\Delta\varphi_{1/f}}^2(\tau) = 2\pi^2 \tau^2 \times 2 \int_{f_b}^{+\infty} \frac{k}{f^\alpha} \frac{\sin^2(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} df \quad (6.84)$$

La résolution analytique de cette équation est relativement complexe et n'a de solution que lorsque α est un entier. On peut cependant la résoudre numériquement et évaluer ainsi le profil et l'élargissement du spectre laser dû au bruit basse fréquence. Pour cela, nous prendrons comme exemple le bruit en $1/f^2$ qui a été mesuré avec le VECSEL plan-concave à $1\ \mu\text{m}$ (cf. Figure 6.27).

Contrairement au cas du bruit blanc où la variance est linéaire avec τ , le bruit en $1/f$ engendre une variance quadratique $\sigma_{\Delta\varphi}^2 \propto \tau^2$ [Petermann 1988]. Par conséquent, le profil spectral du laser n'est plus une lorentzienne mais une gaussienne. La largeur de cette gaussienne dépend évidemment du niveau de bruit, mais aussi du temps de mesure (Figure 6.30).

On peut voir que pour un bruit de fréquence en $1/f^2$, la largeur de raie du laser augmente avec la racine carré du temps de mesure. Cette dépendance reste valable tant que le bruit du laser est dominé par le bruit en $1/f^2$, et tant que la largeur de raie du laser est au dessus de la limite de Fourier, due au temps de mesure. On notera que lorsqu'on spécifie la largeur de raie d'un laser, il est indispensable de mentionner le temps de mesure pour donner une valeur non ambiguë. Dans le cas présenté ici, on voit que la largeur de raie minimale sera obtenue pour $t \sim 200\ \mu\text{s}$, soit $\Delta\nu \simeq 6\ \text{kHz}$. Mais nous allons voir que la forme du spectre laser est altérée lorsque l'on tient compte de la limite de bruit blanc.

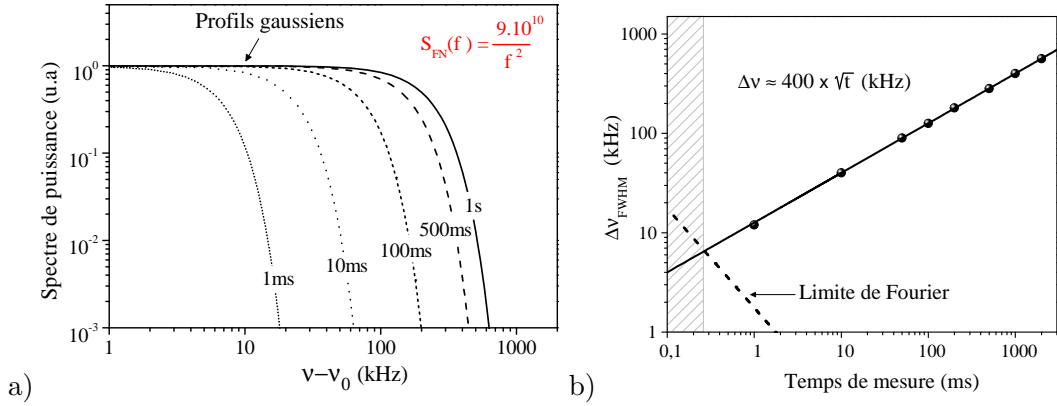


FIGURE 6.30 – a) Simulation du spectre de puissance d'un laser dominé par un bruit en $1/f^2$ pour différents temps de mesure. L'expression de $S_{FN}(f)$ utilisée (en rouge) a été ajustée à la mesure expérimentale sur le VECSEL de 40 mW à $1\mu\text{m}$. b) Evolution de la largeur de raie (FWHM) avec le temps de mesure, la limite de Fourier est également indiquée.

c) Bruit mixte

Nous allons considérer maintenant un bruit de fréquence composé à la fois d'un bruit en $1/f^\alpha$ et d'un bruit blanc. Ce type de bruit est fréquemment rencontré dans les lasers à semiconducteur et correspond à la tendance qui a été observée pour les VECSEL. La densité spectrale de bruit de fréquence s'écrit sous la forme :

$$S_{FN}(f) = S_0 + \frac{k}{f^\alpha} \quad (6.85)$$

Etant donné que la variance est une fonction linéaire par rapport à la densité spectrale de bruit de fréquence, on peut l'exprimer comme la somme des variances que nous avons étudié précédemment, soit :

$$\sigma_{\Delta\varphi}^2(\tau) = \sigma_{\Delta\varphi_{blanc}}^2(\tau) + \sigma_{\Delta\varphi_{1/f}}^2(\tau) \quad (6.86)$$

En utilisant l'équation 6.80 et 6.86 on peut alors calculer le profil spectral du laser qui est donné par :

$$\mathcal{L}(\nu) = \mathcal{F} \left\{ e^{-\frac{1}{2}\sigma_{\Delta\varphi_{blanc}}(\tau)^2} e^{-\frac{1}{2}\sigma_{\Delta\varphi_{1/f}}(\tau)^2} \right\} \quad (6.87)$$

$$= \mathcal{L}_{blanc}(\nu) * \mathcal{L}_{1/f}(\nu) \quad (6.88)$$

D'après ce qu'on a vu précédemment, on en déduit que pour un bruit mixte, le profil spectral du laser est donné par la convolution d'une Lorentzienne avec une Gaussienne, c'est à dire une fonction de Voigt. La simulation de ce type de spectre est représentée sur la Figure 6.31 pour différents temps de mesure.

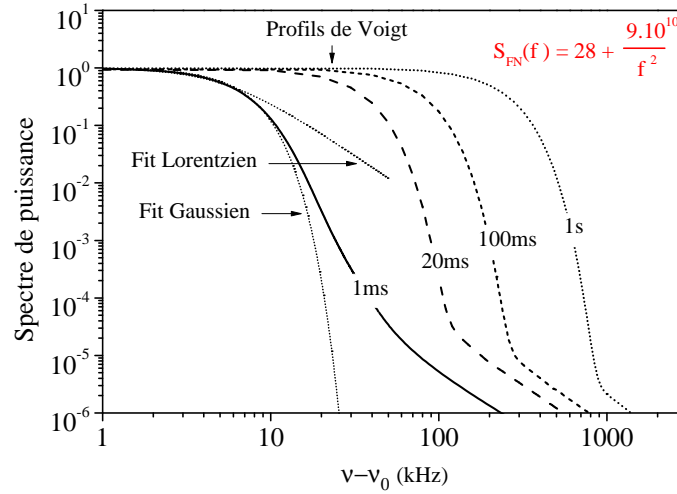


FIGURE 6.31 – Simulation du spectre de puissance d’un laser présentant un bruit mixte pour différents temps de mesure. L’expression de $S_{FN}(f)$ utilisée (en rouge) a été ajustée à la mesure expérimentale sur le VECSEL de 40 mW à 1 μ m.

Dans le cas présenté ici, l’évolution de la largeur spectrale avec le temps de mesure est similaire à celle d’un bruit en $1/f$ (cf. Figure 6.30.b), soit $\Delta\nu \propto \sqrt{t}$ car la densité spectrale de bruit de fréquence est dominée par ce type de bruit jusqu’à environ 100 kHz. Par conséquent, la largeur de raie du laser sera déterminée par la largeur à mi-hauteur de la gaussienne due au bruit basse fréquence, et les ailes du spectre seront élargies par le bruit blanc.

6.3.2.3 Résultats expérimentaux

a) Méthodes de mesure

Il existe diverses méthodes de mesure de la largeur de raie, les plus couramment utilisées dans la littérature sont la mesure hétérodyne, la mesure homodyne (et une variante appelée « mesure auto-hétérodyne ») et la mesure par Fabry-Perot à balayage. Nous avons déjà montré (cf. § 6.3.1.1) les contraintes et les limites imposées par les deux premières méthodes, qui les rendent assez peu utilisables pour une étude rigoureuse de lasers très cohérents. La méthode par Fabry-Perot à balayage n’est pas non plus satisfaisante car la résolution de la mesure dépend de la largeur de raie intrinsèque au résonateur Fabry-Perot, qui est limitée techniquement à une dizaine de kHz. De plus, la largeur de raie ne peut être mesurée que sur des temps longs car le temps de mesure est limité par le temps de balayage du Fabry-Perot. Cette méthode est donc à réserver à des lasers assez peu cohérents.

Ainsi, la méthode la plus appropriée et la plus naturelle dans notre cas, est d’exploiter les mesures de bruit de fréquence que nous avons effectuées précédemment, en calculant la forme et la largeur de raie grâce au formalisme théorique développé ci-dessus.

b) Résultats

Nous présentons ici les spectres de puissance de nos VECSEL, qui ont été calculés par l'intégration numérique (méthode des trapèzes) de la densité spectrale de bruit de fréquence conformément à l'équation 6.80. Le résultat de ce calcul pour les VECSEL plan-concave en pompage monomode émettant à $1\ \mu\text{m}$ et à $2.3\ \mu\text{m}$ est présenté sur la Figure 6.32. Les spectres sont calculés pour un temps de mesure de 1 ms, ce qui correspond aux conditions expérimentales d'une mesure hétérodyne classique qui est limitée par le temps de balayage de l'analyseur, en comptant uniquement le temps passé à balayer une excursion en fréquence correspondant à la largeur de raie.

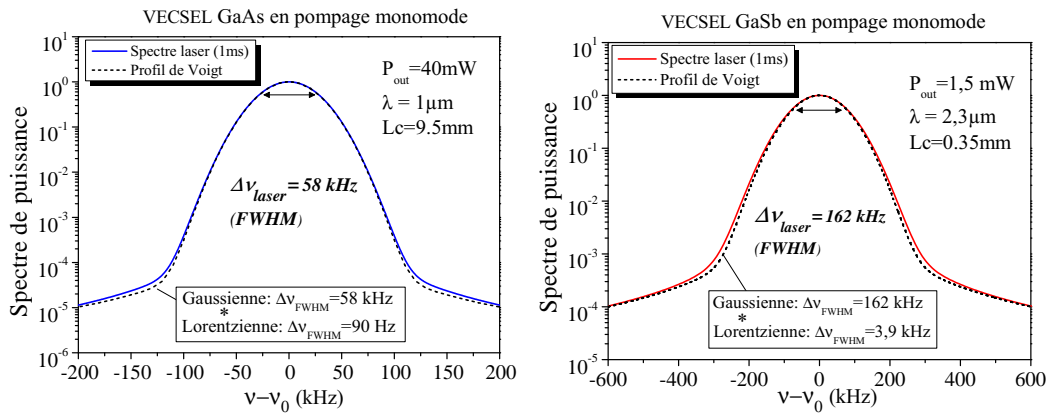


FIGURE 6.32 – Spectres de puissance des VECSEL plan-concave en pompage monomode calculés à partir de la densité spectrale de bruit de fréquence du VECSEL sur GaAs (Figure 6.27) et du VECSEL sur GaSb (Figure 6.28), et pour un temps de mesure de 1 ms.

On voit que la forme du spectre de ces VECSEL est très proche d'un profil de Voigt, en accord avec le modèle d'un bruit mixte. Le spectre du VECSEL à $1\ \mu\text{m}$ présente une largeur à mi-hauteur de $58\ \text{kHz}$ pour un temps de mesure de 1 ms, et l'élargissement des ailes du spectre correspond à un niveau de bruit blanc de $28.6\ \text{Hz}^2/\text{Hz}$, soit une lorentzienne de $90\ \text{Hz}$ de largeur à mi-hauteur. En ce qui concerne le VECSEL à $2.3\ \mu\text{m}$, la largeur de raie est de $162\ \text{kHz}$, et l'élargissement des ailes correspond à une lorentzienne de $3.9\ \text{kHz}$. Notons que cette cavité VECSEL est une cavité assez courte, et que de grandes améliorations sur la largeur de raie pourraient être obtenues en augmentant la longueur de cavité, puisque la densité spectrale de bruit de fréquence décroît dans son ensemble en L^{-2} .

Le même type de calcul a été effectué sur le VECSEL reporté sur SiC en configuration plan-plan (Figure 6.33). Cette fois, le spectre de puissance présente un profil quasi-gaussien jusqu'à $-20\ \text{dB}$, avec une largeur de raie de $37\ \text{kHz}$ (FWHM) sur 1 ms. Les légers rebonds sur les ailes du spectre sont dus aux pics de bruit relativement élevés sur le spectre de bruit de fréquence autour de $100\ \text{kHz}$. Le

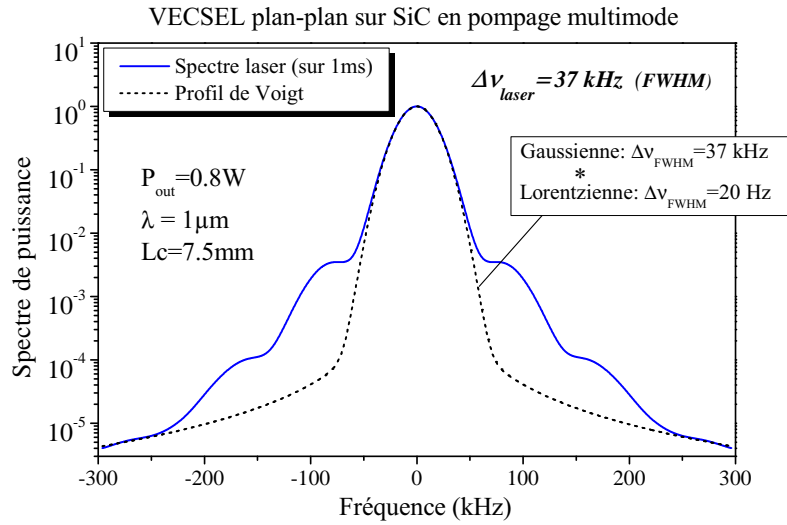


FIGURE 6.33 – Spectre du VECSEL de forte puissance (0.8W), calculé à partir de S_{FN} présenté sur la Figure 6.29 et en considérant un temps de mesure de 1 ms.

Le résultat du calcul montre que ces pics liés à l'électronique ne changent pas la valeur de la largeur de raie, et ne représentent donc pas une perturbation forte pour le laser sur les temps de mesure considérés. De plus, cette valeur représente l'état de l'art pour un laser de cette puissance sans asservissement [Laurain 2010]. On notera que ces valeurs de largeur de raie sont assez équivalentes à celles qui auraient été mesurées avec une technique hétérodyne standard.

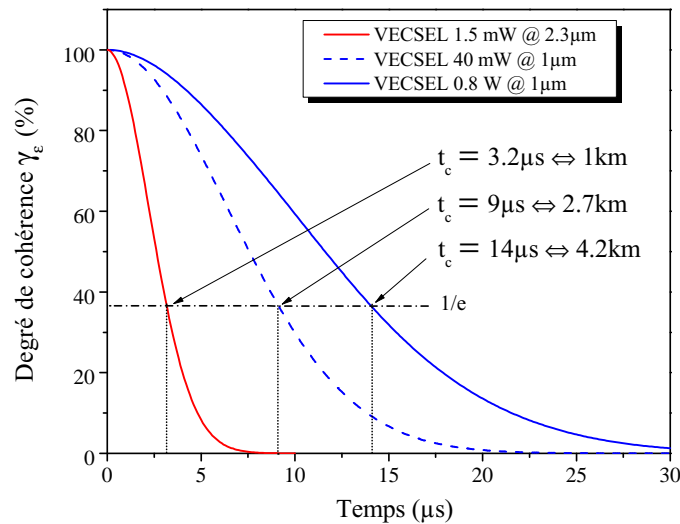


FIGURE 6.34 – Degré de cohérence du VECSEL de moyenne et forte puissance à 1 μm pour un temps de mesure de 1 ms.

Enfin, pour évaluer la cohérence de ces sources, nous avons tracé sur la Figure 6.34 le degré de cohérence en fonction du délai. On en déduit le temps de cohérence (défini à $1/e$), et la longueur de cohérence correspondante, qui est de plusieurs km dans notre cas, ce qui justifie pleinement les résultats obtenus lors des mesures homodynes.

Cela montre que nos sources VECSEL présentent une haute cohérence temporelle, en particulier le VECSEL plan-plan de forte puissance $> 1 W$, et ce malgré une cavité instable et un pompage fortement multimode. Le facteur de qualité laser $Q_l = \nu/\Delta\nu$ pour cette source proche-IR est $> 10^{10}$ contre 6.10^7 pour les lasers à semiconducteur monolithiques qui plus est avec une puissance faible $< 10 mW$.

Bilan – La raie laser du VECSEL est donc dominée par du bruit de fréquence d’origine technique, très loin de considérations liées aux limites fondamentales. Ce comportement rappelle celui de nombreux lasers à l’état solide, avec des puissances similaires $> 1 W$, de longueurs de cavité métriques, deux à trois ordres de grandeur au dessus de celle du VECSEL, et affichant donc des limites de Schawlow et Townes encore plus basses. Toutefois, la largeur de raie n’atteint jamais en pratique ces limites à cause des contributions techniques, dont la force est bien plus grande que dans les VECSEL. Ceci est notamment lié au fait que le régime monofréquence ne peut être atteint qu’au prix d’un système optique intracavité complexe, reposant sur de nombreux filtrages et des design de cavité à plusieurs éléments, ce qui contraste fortement avec le VECSEL pour lequel une banale configuration de cavité plan-concave suffit. Le résultat est que la largeur de raie d’un tel laser dépasse généralement largement le MHz s’il n’est pas asservi.

A l’opposé, dans les diodes lasers monolithiques à semiconducteur à émission par la tranche ou VCSEL, c’est bel et bien la limite fondamentale de Schawlow-Townes-Henry qui domine, dépassant de nombreux ordres de grandeur celle que l’on rencontre dans les VECSEL. De plus, la puissance obtenue avec ces composants monolithiques est bien plus basse, $< 10 mW$, limitée par la géométrie. Ce point sur la limite fondamentale basse a clairement été démontré dans ce document pour un VECSEL de longueur de cavité de $350 \mu m$, soit trois fois plus courte que celle typique d’un DFB $n L_c \simeq 1 mm$. Ce contraste est imputable au coefficient de qualité des cavités, très grand dans les VECSEL, et au fait que l’émission spontanée n’est pas confinée et amplifiée par le VECSEL. Ainsi, quelle que soit l’échelle de temps considérée, les composants DFB et VCSEL afficheront des largeurs de raie dépassant le MHz. Dans ces composants, la contribution technique BF peut généralement être négligée, car ils peuvent bénéficier de conditions de pompage idéales en comparaison avec le bruit apporté par les lasers de pompe.

Notons toutefois que les développements des DFB à fibre ont permis d’atteindre des limites très basses en fonctionnement libre (quelques dizaines de kHz sur 1 ms), avec de bonnes propriétés de cohérence spatiale. Toutefois, ces lasers n’ont à ce jour jamais démontré des puissances élevées en régime monofréquence, et le système de matériaux ne permet que peu de flexibilité sur la longueur d’onde d’émission. En ef-

fet, pour augmenter la puissance de ces lasers afin qu'elle atteigne quelques dizaines de mW, ils sont habituellement couplés à un amplificateur optique, lequel apporte une contribution forte d'émission spontanée qui vient se superposer au champ laser, apportant une contribution en bruit d'intensité, et de fréquence éventuellement.

Conclusion

L'étude du bruit d'intensité nous a montré que les VECSEL délivrant une forte puissance (jusqu'au watt), étaient limités principalement par le bruit de la source de pompage. Mais grâce à la fréquence de coupure relativement basse de la cavité laser, ce bruit est fortement filtré, conduisant à une source ultra bas bruit entre la fréquence de coupure et l'ISL de la cavité, malgré une source de pompage de mauvaise qualité. Nous avons vu également que l'utilisation d'une diode de pompe monomode permet de réduire le bruit d'intensité d'un à deux ordres de grandeur par rapport à un pompage par diode multimode dans la bande passante du laser. Dans tous les cas, le VECSEL démontre une propriété inédite à ce jour, à savoir une large bande de fonctionnement à RIN nul, dans une plage typique allant de quelques dizaines de MHz à quelques dizaines de GHz. Ce comportement est en fort contraste avec les diodes laser qui présentent un bruit résonant qui s'étend jusqu'à plusieurs dizaines de GHz, avec des niveaux de RIN qui ne descendent usuellement pas en dessous de -160 dB/Hz . De plus, cette propriété alliée à une forte puissance, est de grand intérêt pour nombre d'applications, dans la mesure où il existe un grand nombre de composants et sous-systèmes RF ou hyperfréquence fonctionnant dans ces gammes de fréquence.

Par ailleurs, l'étude du bruit de fréquence, nous a permis d'identifier les différentes sources qui contribuent à l'élargissement du spectre laser. Nous avons vu que la contribution majoritaire est due au bruit d'intensité de la diode de pompe qui engendre des fluctuations thermiques dans le 1/2-VCSEL, augmentant donc avec la puissance d'excitation et l'impédance thermique. Cette information nous a permis d'optimiser le design du composant, notamment en terme de gestion de la thermique sur SiC, afin d'atteindre une émission laser de haute cohérence temporelle ($\Delta\nu = 37 \text{ kHz}$ FWHM sur 1ms) et de forte puissance ($> 2 \text{ W}$) dans le proche infrarouge, performances qui définissent l'état de l'art actuel.

Rappelons que si ces propriétés sont dans l'absolu remarquables, il faut ajouter qu'elles ont été obtenues en maintenant des niveaux de puissance élevés dépassant le watt, que la géométrie du VECSEL permet d'étendre encore par gestion de la thermique, avec une haute qualité de faisceau circulaire à la limite de diffraction de faible divergence, et ceci en tolérant des sources de pompage présentant des caractéristiques de bruit extrêmement mauvaises. Ceci représente une rupture claire avec les technologies des lasers à semiconducteur monolithiques traditionnels, ainsi que les lasers à l'état solide pompés par diode.

La cohérence globale d'un faisceau laser permet d'obtenir des densités de puissance tant sur un plan spatial que spectral. Comme bilan général des sources, toutes technologies confondues, on peut utiliser comme indicateur la quantité $P_{out}/(M^2\theta_L)^2\delta\nu_L$, ce qui donne pour les VECSEL développés $\sim 5 \text{ J/sr}$ contre $10^{-8} - 10^{-9} \text{ J/sr}$ pour une diode laser DFB, et $\sim 1 \text{ J/sr}$ pour un laser solide type Nd :YAG de puissance.

Cette étude permet aussi d'imaginer des solutions pour améliorer encore les

performances des VECSEL en terme de cohérence temporelle et spatiale. En terme de cohérence spatiale du front d'onde, il serait intéressant d'exploiter un élément intracavité à faibles pertes qui contrôle la phase transverse perturbée par les effets de lentille thermique : l'insertion de structure intracavité (sur le 1/2 VCSEL par ex) à cristaux photoniques ou à lentille diffractive semble intéressante.

On a montré que la limitation principale en largeur de raie était d'origine technique, liée au bruit de pompage. Il y a essentiellement quatre voies pour améliorer les performances en bruit du VECSEL.

La première, évidente, consiste en une augmentation de la longueur de cavité tout en conservant le régime monofréquence. Ceci peut être obtenu en introduisant un filtre de réponse spectrale un peu plus étroite que la courbe de gain : ceci est suffisant car la fonction de filtrage va être amplifiée par le coefficient de qualité de la cavité qui est très grand, et permettra de conserver une plage intéressante d'accordabilité. Toutefois, ce nouvel élément ne doit pas venir perturber le laser en introduisant notamment des fluctuations mécaniques liées au nouvel élément filtrant. Il faut donc imaginer un design de coupleur de sortie filtrant par exemple, ou augmenter la réflectivité supérieure du 1/2 VCSEL à l'aide d'un miroir de bragg de $R \simeq 60 - 80\%$ (cas de l'EP-VECSEL développé ici) afin de réaliser une microcavité résonante, tout en veillant à ne pas réduire fortement la finesse.

Une deuxième solution repose sur la réduction de l'impact du RIN sur le laser. Une idée simple consiste à utiliser la structure reportée, conçue pour le laser de forte puissance, dans une configuration de pompage par diode monomode (travail en cours). Ainsi, la largeur de raie pourrait bénéficier d'une réduction de la densité de bruit thermique d'un ordre de grandeur en combinant un pompage à plus faible RIN et un management thermique. On peut aussi travailler sur la technologie de gestion de la thermique afin de gagner encore sur la valeur de la résistance thermique.

Une solution plus traditionnelle et plus radicale aussi consiste à utiliser un asservissement de type PID afin d'asservir la fréquence du laser sur une référence de fréquence. L'idée est de réduire toute la partie basse fréquence du spectre de bruit de fréquence, et cela est possible sur des décades entières si l'asservissement est bien conçu. Ceci aura un impact énorme sur la valeur de la largeur de raie car c'est la partie basse fréquence des fluctuations de fréquence qui prédomine toujours la valeur finale de la largeur de raie, au point que les fluctuations à haute fréquence - donc la limite fondamentale de Shawlow et Townes - peuvent être négligées [Stoehr 2006]. Des démonstrations de ce type ont déjà été faites dans la littérature pour atteindre des largeurs de raie sub-Hz avec des lasers à l'état solide notamment [Young 1999].

Finalement, le VECSEL est surtout limité parce qu'il n'existe à ce jour aucune source de pompage optique ne présentant pas un bruit élevé à basse fréquence. Une solution qui permettrait de réduire fortement ce bruit consisterait à opter pour un pompage électrique. Il est en effet bien connu dans la littérature que l'on peut injecter dans une diode laser un courant à très faible bruit [Yamamoto 1992], plus faible que le bruit électrique propre au laser [Myara 2004]. Bien entendu, il faut prendre en compte les fluctuations du courant dues à la diode laser elle-même. Elles sont usuellement plusieurs ordres de grandeur plus bas que ce que l'on peut obtenir

par pompage optique [Myara 2006], y compris à très basse fréquence ($\approx Hz$). Les EP-VECSEL sont donc de très bons candidats pour la réduction du bruit à basse fréquence (travail en cours).

Conclusion générale

L'objectif de ce travail de thèse était de développer de nouvelles sources lasers compactes et accordables, de haute cohérence spatiale et temporelle et de forte puissance émettant en continu et à température ambiante dans le proche et le moyen infrarouge. Après un état de l'art des différentes filières technologiques existantes, nous avons démontré les potentialités des VCSEL à cavité externe pour répondre à ces objectifs. Avec ce type de source il est possible d'obtenir une puissance élevée (>1 W à $1\ \mu\text{m}$) avec un faisceau circulaire limité par la diffraction, et le facteur de qualité élevé de la cavité optique permet d'atteindre une haute cohérence temporelle. Ces sources laser combinent les avantages des lasers solides (puissance, cohérence) à ceux des lasers à semiconducteur (accordabilité, compacité, rendement élevé).

Dans un premier temps, nous avons détaillé chaque « brique technologique » de la technologie VECSEL (milieu à gain, miroir de Bragg, système de pompage et cavité optique), en mettant en avant les paramètres clé pour un fonctionnement laser performant. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux systèmes de matériaux sur GaAs et sur GaSb, pour une émission autour de $1\ \mu\text{m}$, $2.3\ \mu\text{m}$ et $2.7\ \mu\text{m}$. Nous avons discuté des propriétés optiques, thermiques et électriques du composant, et nous avons présenté les principales limitations liées aux grandes longueurs d'onde et au pompage électrique des structures. D'autre part, nous avons vu que contrairement aux lasers semiconducteur monolithiques, les VECSEL permettent de stabiliser un mode transverse unique de large diamètre ($> 100\ \mu\text{m}$), ce qui constitue un avantage majeur pour atteindre de fortes puissances en régime monomode transverse. Puis nous avons présenté les différentes méthodes permettant d'aboutir à un fonctionnement monomode transverse, longitudinal, et avec un seul état de polarisation. Nous avons montré que la configuration avantageuse du VECSEL (facteur de qualité élevé) permettait de tendre vers un état propre de la lumière avec une haute pureté spectrale ($\text{SMSR} > 50\ \text{dB}$; $\Delta\nu < kHz$), ceci sans élément sélectif intracavité.

Nous avons ensuite traité en détail la conception des composants VECSEL étudiés. Nous avons étudié l'effet de la résonance de microcavité d'une structure 1/2-VCSEL, et montré l'importance d'un gain fort et un T_0 élevé pour une émission à température ambiante et en continu, notamment pour les structures antimoniures. Un travail d'optimisation des structures a été effectué dans ce sens. Nous avons notamment montré la possibilité de réaliser des structures comportant de nombreux puits quantiques contraints (≥ 10) en conservant les qualités cristallines et optiques de la structure. Nous avons également travaillé sur la gestion thermique des structures 1/2-VCSEL, où nous avons montré pour la première fois un report de membrane 1/2-VCSEL à base de GaSb sur un

substrat SiC. Nous avons également présenté la technologie développée pour le pompage électrique des structures à base de GaAs. L'étude des propriétés électro-optiques et thermiques des composants nous a permis de valider la technologie utilisée pour une injection de porteurs uniforme sur de larges diamètres $> 100 \mu m$. Enfin, nous avons présenté la conception du composant complet, avec le choix d'un système de pompage, la conception de la cavité résonnante et l'élaboration d'un prototype compact très stable mécaniquement. A cette occasion, nous avons présenté le concept de la cavité instable plan-plan, où le confinement transverse est assuré par un effet de lentille thermique induit par le processus de pompage. Ce concept nous a permis de réaliser des prototypes compacts avec un pompage optique multimode de forte puissance et un angle d'incidence de pompage élevé, tout en conservant un faisceau monomode transverse.

Nous avons ensuite présenté les caractéristiques lasers des composants développés. Nous avons notamment démontré pour la première fois une émission monofréquence en continu et à température ambiante avec un OP-VECSEL à $2.7 \mu m$, et avec un OP-VECSEL à $2.3 \mu m$ reporté sur SiC. Nous avons également fait la démonstration d'une émission monofréquence largement accordable de forte puissance ($> 2 W$) avec un VECSEL à $1 \mu m$, ceci avec une structure 1/2-VCSEL reportée sur SiC, une configuration de cavité plan-plan instable, et un pompage optique fortement multimode. Enfin, nous avons présenté les résultats obtenus avec des EP-VECSEL à $1 \mu m$. Une émission en continu et à température ambiante a été observée avec des diamètres de diode allant de 55 à $155 \mu m$, avec une puissance maximale de $10 mW$ en régime monomode transverse ($> 50 mW$ en multimode), et pouvant encore être optimisée. Nous avons pu constater que l'ensemble des sources développées présentent un fonctionnement monomode transverse et longitudinal et sont polarisées linéairement, ce qui confirme que la technologie VECSEL est particulièrement bien adaptée pour la réalisation de sources de haute cohérence dans ces gammes de longueur d'onde. Ces propriétés lasers démontrées sont transposables à d'autres longueurs d'onde et matériaux, à l'exception de la valeur absolue de puissance de sortie qui chute aux grandes longueurs d'onde (Auger, conductivité thermique basse).

Dans la deuxième partie du manuscrit, nous avons exploré plus profondément les propriétés physiques de l'émission laser, en nous focalisant sur la cohérence spatiale et temporelle. Nous avons vu que la cohérence spatiale transverse d'un faisceau laser est fixée par les fluctuations de phase du front d'onde, lesquelles déterminent directement le facteur de propagation du faisceau communément appelé M^2 . La cohérence spatiale de nos sources VECSEL a été évaluée par une mesure du front d'onde. Nous avons vu que grâce à une cavité optique de haute finesse remplie de vide (en contraste avec les lasers à semiconducteur monolithiques et les lasers solides à milieu épais), les VECSEL possèdent une cohérence spatiale très élevée, mais qui peut toutefois être légèrement dégradée à cause d'un effet de lentille thermique, ou par une rugosité des miroirs ou de la surface des échantillons.

Nous avons montré que même à forte puissance (2 W), un VECSEL présente une qualité de faisceau élevée ($\delta\varphi_{rms} < \lambda/100$, $M^2 = 1.2$) en dépit d'une cavité instable et d'un pompage fortement multimode transverse. Ceci contraste avec les lasers à semiconducteur monolithiques conventionnels de puissance comparable qui présentent généralement un facteur de qualité $M^2 > 20$ à ce niveau de puissance, soit un faisceau loin de la limite de diffraction et difficile voire impossible à collimater ou focaliser avec des optiques commerciales.

Dans le dernier chapitre, nous nous sommes intéressés à la cohérence temporelle du laser. Dans un premier temps, nous avons étudié théoriquement la dynamique du régime transitoire et stationnaire du VECSEL multimode. En partant des équations générales d'un laser (Maxwell-Bloch), nous avons montré que la dynamique d'un VECSEL s'apparente à un régime de classe A ou B suivant la longueur de cavité. Nous avons ensuite étudié la dynamique du laser multimode, afin de comprendre comment le VECSEL évolue vers un régime monomode à l'état stationnaire sans filtre spectral intracavité, et pour évaluer l'influence des effets non linéaires, tel que le mélange à quatre ondes ou la dispersion. Cela nous a permis d'établir un modèle dynamique monomode tenant compte des principales sources de bruits dans un VECSEL (optique, thermique, mécanique, pompage). Ce modèle nous a servi de support pour analyser nos mesures de bruit d'intensité et de fréquence. Ensuite nous avons présenté les mesures de bruit d'intensité des OP-VECSEL développés à 1 et 2.3 μm , en nous attachant à détailler la métrologie mise en place. Les résultats obtenus montrent que le bruit d'intensité est principalement limité par le bruit d'intensité de la diode de pompe jusqu'à la fréquence de coupure de la cavité laser ($\sim 30 \text{ MHz}$). Au delà de cette fréquence, le bruit d'intensité est limité par le bruit de grenaille, et ce jusqu'à la fréquence de battement entre deux modes longitudinaux ($\sim 15 \text{ GHz}$). Nos VECSEL sont donc très intéressants pour une application nécessitant une source très faiblement bruitée dans cette gamme de fréquences.

Enfin, nous avons étudié le bruit de fréquence et la largeur de raie de nos sources. Le bruit de fréquence du laser a été mesuré à l'aide d'un interféromètre Fabry-Perot utilisé comme discriminateur de fréquence. Cette étude nous a permis de montrer que le bruit de fréquence est principalement limité par les fluctuations thermiques engendrées par le bruit d'intensité de la diode de pompe. Ainsi, grâce à une optimisation du composant, nous avons pu atteindre une émission laser de haute cohérence temporelle ($\Delta\nu = 37 \text{ kHz}$ FWHM sur 1ms) et de forte puissance ($>1 \text{ W}$) dans le proche infrarouge, ce qui représente l'état de l'art actuel pour un laser de cette puissance sans asservissement. Nous avons également étudié l'influence du bruit de fréquence sur la forme et la largeur du spectre laser, ce qui nous a permis de montrer que le spectre est quasi-gaussien avec un élargissement des ailes dû au bruit blanc d'émission spontanée. Ces résultats surpassent les limites actuelles des lasers à semiconducteur, mais également celles des lasers solides, qui plus est avec un composant compact.

Perspectives

Les résultats et concepts développés pendant ce travail de thèse ont repoussé l'état de l'art scientifique en matière de sources cohérentes pour le proche et moyen infra-rouge. Ceci suscite un ensemble de nouvelles idées, et d'intérêt pour des applications photoniques très variées. Nous en développons certaines ici.

En premier lieu, nous avons démontré l'efficacité de la technologie de report de membrane sur substrat hôte à forte conductivité thermique à $1\ \mu\text{m}$ sur GaAs, qui bénéficie à la fois aux niveaux de puissance atteignables et aux propriétés de cohérence. Une première voie consisterait à développer un laser Sb puissant et cohérent à 2.3 et $2.7\ \mu\text{m}$ bénéficiant d'une part des mêmes technologies de report et d'autre part de zones actives optimisées. Un tel composant a tout le potentiel pour repousser, outre les limites de cohérence déjà affichées par les VECSEL $2 - 2.7\ \mu\text{m}$ développés lors de ce travail de thèse, les limites de puissance et d'accordabilité des seules sources compactes disponibles (DFB) à cette longueur d'onde à ce jour [Nanoplus]. Ces composants trouvent de multiples applications en plein essor dans les domaines de la physique de l'atmosphère, la climatologie, l'écologie, la biologie, la surveillance industrielle, les télécommunications en espace libre, etc.

Notons que la longueur d'onde de $3\ \mu\text{m}$ représente la limite en terme de longueurs d'onde atteignables pour la technologie VECSEL basée sur un système de matériaux III-V Sb à cause de l'incapacité à produire des zones actives à puits quantiques à fort rendement quantique à $300\ \text{K}$ aux très grandes longueurs d'onde. De plus, une zone active basée sur des mécanismes intra-bande (QCL⁶) interdit les transitions radiatives dans le cadre d'une structure à émission verticale. Il semble donc que seules les structures à émission par la tranche soient candidates pour ces gammes de longueurs d'onde, avec la perte de cohérence que cela suppose pour la lumière générée. On peut toutefois imaginer un design « hybride », le « QCL vertical », permettant d'améliorer la qualité transverse du faisceau (cohérence spatiale), en guidant la lumière du guide d'onde actif vers la surface, via des cristaux photoniques, et en refermant la cavité verticalement par un miroir externe.

On peut également envisager le développement de VECSEL bénéficiant de la technique de report sur substrat hôte à forte conductivité thermique à des longueurs d'ondes plus basses qui intéressent, de par les propriétés de puissance, de bruit et de cohérence globale que l'on peut obtenir, des applications exigeantes du type horloge atomique ($\lambda = 850\ \text{nm}$ sur GaAs, travail en cours en collaboration avec l'IOGS, Orsay) ou radar-lidar, télécommunications à très haut débit ($\lambda = 1.55\ \mu\text{m}$ sur InP). Pour ces dernières, l'absence de bruit d'intensité excessif et un bruit de fréquence faible sont des facteurs clés pour repousser les distances et les débits possibles.

6. QCL : quantum cascade Laser ou laser à cascade quantique.

Une autre idée afin de repousser les limites et la robustesse de l'émission consisterait à intégrer des fonctionnalités sur le coupleur de sortie en utilisant la souplesse permise par la technologie disponible pour les semiconducteurs. Par exemple, on peut penser à des filtres en longueur d'onde, des éléments diffractifs permettant de contrôler précisément le front d'onde à base de cristaux photoniques, ou encore des systèmes à plasmons de surface pour contrôler la polarisation. Dans le cas d'un VECSEL, les « perturbations » apportées par ces éléments peuvent demeurer faibles, puisque les effets engendrés seront forts du fait de la cavité à fort facteur de qualité.

Enfin, comme cela a été détaillé dans le chapitre précédent, la technologie EP-VECSEL associée à un « packaging » performant doit permettre de réaliser une ingénierie du bruit aux basses fréquences, qui sont les limites les plus fortes des VECSEL. Ceci se fera au prix d'une réduction du facteur de qualité de la cavité qui aura bien entendu un impact sur les limites fondamentales, mais il peut exister un certain compromis optimal pour réaliser des systèmes lasers simples, à très bas bruit, sans asservissement, ce qui n'existe pas à ce jour. Notons également que cette technologie, abordée à $1\ \mu m$ dans le cadre de ce travail de thèse, est transposable à d'autres longueurs d'onde et matériaux, notamment dans le moyen infra-rouge sur GaSb sans grande complexité technologique nouvelle de par l'absence de confinement fort nécessaire des porteurs.

Annexes

Publications

A.1 Articles dans des revues à comité de lecture

En cours / soumis :

- [1] A. Laurain, A. Garnache, A. Michon, G. Beaudoin, E. Cambril, and I. Sagnes. Design and characteristics of single-frequency TEM₀₀ electrically-pumped external-cavity VCSEL. **Optics Letters**, 2010.
- [2] A. Laurain, L. Cerutti, and A. Garnache. 2.7 μm single-frequency TEM₀₀ operation of Sb-based diode-pumped external-cavity VCSEL. **IEEE Photonics Technology Letters**, 2010.
- [3] A. Laurain, L. Cerutti, M. Myara, and A. Garnache. Micro-luminescence imaging of strained semiconductor quantum well structure emitting in the mid-infrared : observation of low density dislocation lines and theory. **Semiconductor Science and Technology**, 2010.

Publiés :

- [1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser. **Laser Focus World**, page 9, August 2010.
- [2] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser. **Optics Express**, 14(18) :14631, July 2010.
- [3] J.-P. Perez, A. Laurain, L. Cerutti, I. Sagnes, and A. Garnache. Technologies for thermal management of Mid-IR Sb-based surface emitting lasers. **Semiconductor Science and Technology**, 25(45021), March 2010.
- [4] A. Laurain, M. Myara, A. Garnache, G. Beaudoin, and I. Sagnes. High power single-frequency continuously tunable compact extended-cavity semiconductor laser. **Optics Express**, 17(12) :9503, May 2009.

A.2 Actes de conférences internationales à comité de lecture

- [1] A. Laurain, M. Myara, I. Sagnes, G. Beaudoin, and A. Garnache.
Narrow-linewidth low-noise multiwatt power operation of tunable compact external-cavity VCSEL.
In **EPS-QEOD Europhoton**, page ThD5, 2010.
- [2] A. Laurain, A. Garnache, M. Myara, L. Cerutti, J.-P. Perez, P. Signoret, M. Triki, P. Cermak, D. Romanini, I. Sagnes, and G. Beaudoin.
Single-frequency broadly-tunable compact extended-cavity disc laser at high power level.
In **EOS Topical Meeting on Lasers**, number 2185, 2009.
- [3] A. Laurain, M. Myara, A. Garnache, I. Sagnes, and A. Beaudoin.
High power single-frequency continuously tunable compact extended-cavity semiconductor laser.
In **CLEO Europe**, number CB12.6 THU, 2009.
- [4] A. Garnache, M. Myara, A. Laurain, A. Bouchier, J.-P. Perez, P. Signoret, I. Sagnes, and D. Romanini.
Single frequency free-running low-noise compact extended-cavity semiconductor laser at high power level.
In **Proceeding of International Conference on Space Optics (ICSO)**, number S17-4, October 2008.
- [5] A. Garnache, M. Myara, A. Laurain, A. Bouchier, J.-P. Perez, P. Signoret, I. Sagnes, and D. Romanini.
Free running low noise khz-linewidth compact external-cavity VCSELs operation at high power level (50 mW).
In **Europhoton**, ISBN : 2-914771-55-X, 2008.

A.3 Vulgarisation

- [1] A. Laurain, A. Garnache, and M. Myara.
Développement de nouvelles sources laser à émission verticale de haute cohérence.
Revue d'Electronique et d'Electricité, 2009.

Article I

Multiwatt-power highly-coherent
compact single-frequency tunable
vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser.

A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache.
dans Laser Focus World, page 9, August 2010.

Article II

Multiwatt-power highly-coherent
compact single-frequency tunable
vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser.

A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache.
dans Optics Express, 14(18) :14631, July 2010.

Article III

Technologies for thermal management of Mid-IR Sb-based surface emitting lasers.

J.-P. Perez, A. Laurain, L. Cerutti, I. Sagnes, and A. Garnache.
dans Semiconductor Science and Technology, 25(45021), March 2010.

Article IV

High power single-frequency continuously tunable compact extended-cavity semiconductor lasers.

A. Laurain, M. Myara, A. Garnache, G. Beaudoin, and I. Sagnes.

Optics Express, 17(12) :9503, May 2009.

Article V

Design and characteristics of single-frequency TEM₀₀
electrically-pumped external-cavity VCSEL.

A. Laurain, A. Garnache, A. Michon, G. Beaudoin, E. Cambril, and I. Sagnes.

Soumis dans Optics Letters.

Références bibliographiques

- [Abram 2004] Richard Abram, Kyle Gardner, Erling Riis et Allister Ferguson. *Narrow linewidth operation of a tunable optically pumped semiconductor laser*. Opt. Express, vol. 12, no. 22, pages 5434–5439, 2004. doi.
- [Agrawal 1986] G.P. Agrawal et N.K. Dutta. Long wavelength semiconductor lasers. Van Nostrand Reinhold Co. Inc., New York, NY, 1986.
- [Aldaz 2004] Rafael Aldaz, Michael Wiemer, David Miller et James Harris Jr. *Monolithically-integrated long vertical cavity surface emitting laser incorporating a concave micromirror on a glass substrate*. Opt. Express, vol. 12, no. 17, pages 3967–3971, 2004. doi.
- [Allan 1966] D.W. Allan. *Statistics of atomic frequency standards*. Proceedings of the IEEE, vol. 54, no. 2, pages 221 – 230, feb. 1966. doi.
- [Andrews 1991] John R. Andrews et Gregory L. Schuster. *High-power and high-spatial-coherence broad-area power amplifier*. Opt. Lett., vol. 16, no. 12, pages 913–915, 1991. doi.
- [Arnaud 1995] J. Arnaud. *Optically-pumped semiconductor squeezed-light generation*. Optical and Quantum Electronics, vol. 27, pages 225–238, 1995. doi.
- [Asryan 1996] L V Asryan et R A Suris. *Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser*. Semicond. Sci. Technol., vol. 11, no. 4, page 554, 1996. doi.
- [Augustin 2004] L.M. Augustin, E. Smalbrugge, K.D. Choquette, F. Karouta, R.C. Strijbos, G. Verschaffelt, E.-J. Geluk, T.G. van de Roer et H. Thienpont. *Controlled polarization switching in VCSELs by means of asymmetric current injection*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 16, no. 3, pages 708–710, march 2004. doi.
- [Baili 2007] Ghaya Baili, Mehdi Alouini, Daniel Dolfi, Fabien Bretenaker, Isabelle Sagnes et Arnaud Garnache. *Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications*. Opt. Lett., vol. 32, no. 6, pages 650–652, 2007. doi.
- [Baili 2008] Ghaya Baili, Fabien Bretenaker, Mehdi Alouini, Loïc Morvan, Daniel Dolfi et Isabelle Sagnes. *Experimental Investigation and Analytical Modeling of Excess Intensity Noise in Semiconductor Class-A Lasers*. J. Lightwave Technol., vol. 26, no. 8, pages 952–961, 2008. doi.
- [Baili 2009] G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, D. Dolfi, I. Sagnes et F. Bretenaker. *Direct observation of the class-B to class-A transition in the dynamical behavior of a semiconductor laser*. EPL, vol. 87, no. 4, page 44005, 2009. doi.
- [Baranov 1998] A.N. Baranov, Y. Rouillard, G. Boissier, P. Grech, S. Gaillard et C. Alibert. *Sb-based monolithic VCSEL operating near 2.2 μm at room temperature*. Electron. Lett, vol. 34, no. 3, pages 281–282, 1998. doi.

- [Barat 2008] D. Barat, J. Angellier, A. Vicet, Y. Rouillard, L. Le Gratiet, S. Guilet, A. Martinez et A. Ramdane. *Antimonide-based lasers and DFB laser diodes in the 2–2.7 μm wavelength range for absorption spectroscopy*. Appl. Phys. B, vol. 90, no. 2, pages 201–204, 2008. doi.
- [Beck 2002] Mattias Beck, Daniel Hofstetter, Thierry Aellen, Jerome Faist, Ursula Oesterle, Marc Illegems, Emilio Gini et Hans Melchior. *Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature*. Science, vol. 295, no. 5553, pages 301–305, 2002. doi.
- [Bernard 1961] Maurice G. A. Bernard et Georges Duraffourg. *Laser Conditions in Semiconductors*. Physica Status Solidi, vol. 1, no. 7, pages 699–703, 1961. Centre National d’Etudes des Télécommunications, Issy-les-Moulineaux, Seine. doi.
- [Bernstein 1966] Leonard Bernstein. *Semiconductor Joining by the Solid-Liquid Interdiffusion (SLID) Process*. J. Electrochem. Soc., vol. 113, no. 12, pages 1282–1288, 1966. doi.
- [Bjork 1987] G. Bjork et O. Nilsson. *A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures : properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers*. J. Lightwave Technol., vol. 5, no. 1, pages 140 – 146, jan 1987. doi.
- [Borca-Tasciuc 2002] T. Borca-Tasciuc, D. W. Song, J. R. Meyer, I. Vurgaftman, M.-J. Yang, B. Z. Nosho, L. J. Whitman, H. Lee, R. U. Martinelli, G. W. Turner, M. J. Manfra et G. Chen. *Thermal conductivity of $\text{AlAs}_{0.07}\text{Sb}_{0.93}$ and $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.07}\text{Sb}_{0.93}$ alloys and $(\text{AlAs})_1/(\text{AlSb})_{11}$ digital-alloy superlattices*. J. Appl. Phys., vol. 92, no. 9, pages 4994–4998, 2002. doi.
- [Born 2000] M. Born, E. Wolf et AB Bhatia. *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge Univ Pr, 2000.
- [Boucart 1999] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouche, E. Derouin, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet et J. Jacquet. *1-mW CW-RT monolithic VCSEL at 1.55 μm* . Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 11, no. 6, pages 629–631, jun 1999. doi.
- [Bourdon 2002] G. Bourdon, I. Robert, I. Sagnes et I. Abram. *Spontaneous emission in highly excited semiconductors : Saturation of the radiative recombination rate*. J. Appl. Phys., vol. 92, no. 11, pages 6595–6600, 2002. doi.
- [Cathabard 2009] O. Cathabard. *Lasers à cascade quantique InAs/AlSb : Amélioration des performances et fonctionnement monofréquence*. PhD thesis, Université Montpellier 2, 2009.
- [Cerdea 2005] Edgar Cerde. *Optical study of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ multi-quantum-well-based structures and devices*. PhD thesis, Universidad autónoma de San Luis Potosí, 2005.

- [Cerutti 2003] L. Cerutti, A. Garnache, F. Genty, A. Ouvrard et C. Alibert. *Low threshold, room temperature laser diode pumped Sb-based VECSEL emitting around 2.1 μm* . Electron. Lett., vol. 39, no. 3, pages 290–292, 2003. doi.
- [Cerutti 2004] L. Cerutti, A. Garnache, A. Ouvrard et F. Genty. *High temperature continuous wave operation of Sb-based vertical external cavity surface emitting laser near 2.3 μm* . J. Cryst. Growth, vol. 268, no. 1-2, pages 128–134, 2004. doi.
- [Chalmers 1993] S. A. Chalmers, K. L. Lear et K. P. Killeen. *Low resistance wavelength-reproducible p-type (Al,Ga)As distributed Bragg reflectors grown by molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett., vol. 62, no. 14, pages 1585–1587, 1993. doi.
- [Choquette 1994] K.D. Choquette et R.E. Leibenguth. *Control of vertical-cavity laser polarization with anisotropic transverse cavity geometries*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 6, no. 1, pages 40–42, jan 1994. doi.
- [Chui 1992] T. C. P. Chui, D. R. Swanson, M. J. Adriaans, J. A. Nissen et J. A. Lipa. *Temperature fluctuations in the canonical ensemble*. Phys. Rev. Lett., vol. 69, no. 21, pages 3005–3008, Nov 1992. doi.
- [Cocquelin 2009] B. Cocquelin, D. Holleville, G. Lucas-Leclin, I. Sagnes, A. Garnache, M. Myara et P. Georges. *Tunable single-frequency operation of a diode-pumped vertical external-cavity laser at the cesium D-2 line*. Appl. Phys. B, vol. 95, no. 2, pages 315–321, 2009. doi.
- [Coldren 1995] L. A. Coldren et S. W. Corzine. Diode lasers and photonic integrated circuits. Wiley, New York, 1995.
- [Collins 1960] R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett et W. Kaiser. *Coherence, Narrowing, Directionality, and Relaxation Oscillations in the Light Emission from Ruby*. Phys. Rev. Lett., vol. 5, no. 7, pages 303–305, Oct 1960. doi.
- [Cutler 1966] L.S. Cutler et C.L. Searle. *Some aspects of the theory and measurement of frequency fluctuations in frequency standards*. Proc. IEEE, vol. 54, no. 2, pages 136 – 154, feb. 1966. doi.
- [MellesGriot] www.cvimellesgriot.com.
- [Debernardi 2003] P. Debernardi, H.J. Unold, J. Maehns, R. Michalzik, Gian Paolo Bava et Karl Joachim Ebeling. *Single-mode, single-polarization VCSELs via elliptical surface etching : experiments and theory*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 9, no. 5, pages 1394 – 1405, sept.-oct. 2003. doi.
- [Deveaud 1988] Benoit Deveaud, Jagdeep Shah, T. C. Damen et W. T. Tsang. *Capture of electrons and holes in quantum wells*. Appl. Phys. Lett., vol. 52, no. 22, pages 1886–1888, 1988. doi.
- [Diddams 2001] S.A. Diddams, Th. Udem, J.C. Bergquist, E.A. Curtis, R.E. Drullinger, L. Hollberg, W.M. Itano, W.D. Lee, C.W. Oates, K.R. Vogel et D.J. Wineland. *An Optical Clock Based on a Single Trapped $^{199}\text{Hg}^+$ Ion*. Science, vol. 293, no. 5531, page 825, 2001. doi.

- [Dier 2005] Oliver Dier, Susanne Dachs, Markus Grau, Chun Lin, Christian Lauer et Markus-Christian Amann. *Effects of thermal annealing on the band gap of GaInAsSb*. Appl. Phys. Lett., vol. 86, no. 15, page 151120, 2005. doi.
- [Doorn 1996] A. K. Jansen Van Doorn, M. P. van Exter et J. P. Woerdman. *Elasto-optic anisotropy and polarization orientation of vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers*. Appl. Phys. Lett., vol. 69, no. 8, pages 1041–1043, 1996. doi.
- [Dowd 1997] P. Dowd, I.H. White, M.R.T. Tan et S.Y. Wang. *Linewidth narrowed vertical-cavity surface-emitting lasers for millimeter-wave generation by optical heterodyning*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 3, no. 2, pages 405–408, apr 1997. doi.
- [Drag 2002] C. Drag, A. Desormeaux, M. Lefebvre et E. Rosencher. *Entangled-cavity optical parametric oscillator for mid-infrared pulsed single-longitudinal-mode operation*. Opt. Lett., vol. 27, no. 14, pages 1238–1240, 2002. doi.
- [Einstein 1917] A. Einstein. *Zur Quantentheorie der Strahlung (On the Quantum Theory of Radiation)*. Physika Zeitschrift, vol. 18, pages 121–128, 1917.
- [Elliott 1982] D. S. Elliott, Rajarshi Roy et S. J. Smith. *Extracavity laser bandshape and bandwidth modification*. Phys. Rev. A, vol. 26, no. 1, pages 12–18, Jul 1982. doi.
- [Freund 2003] LB Freund et S. Suresh. *Thin film materials : stress, defect formation, and surface evolution*. Cambridge University Press, 2003.
- [Fronen 1988] R.J. Fronen et L.K.J. Vandamme. *Low-frequency intensity noise in semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 24, no. 5, pages 724–736, may 1988. doi.
- [Galzerano 2004] G. Galzerano, E. Sani, A. Toncelli, S. Taccheo, M. Tonelli et P. Laporta. *Experimental investigation of the 2.1- μ m single-mode Tm-Ho : KYF laser*. Appl. Phys. B, vol. 78, no. 6, pages 733–736, 2004. doi.
- [Garbuzov 2002] D. Garbuzov, M. Maiorov, R. Menna, A. Komissarov, V. Khalfin, I. Kudryashov, A. Lunev, L. DiMarco et J. Connolly. *High Power 1300 nm Fabry-Perot and DFB Ridge Waveguide Lasers*. In Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering, 2002. doi.
- [Garnache 1999] Arnaud Garnache. *Étude et réalisation de nouveaux types de lasers proche infrarouge pour la spectroscopie d'absorption intracavité laser. Dynamique des lasers fortement multimodes*. PhD thesis, Université Joseph Fourier de Grenoble, 1999.
- [Garnache 2000] A. Garnache, A. A. Kachanov, F. Stoeckel et R. Houdré. *Diode-pumped broadband vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser applied to high-sensitivity intracavity absorption spectroscopy*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 17, no. 9, pages 1589–1598, 2000. doi.

- [Garnache 2002] A. Garnache, S. Hoogland, A. C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Girons et J. S. Roberts. *Sub-500-fs soliton-like pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power*. Appl. Phys. Lett., vol. 80, no. 21, pages 3892–3894, 2002. doi.
- [Garnache 2006] A. Garnache, A. Ouvrard, L. Cerutti, D. Barat, A. Vicet, F. Genty, Y. Rouillard, D. Romanini et E. A. Cerda-Mendez. *2-2.7 μm single frequency tunable Sb-based lasers operating in CW at RT : microcavity and external cavity VCSELs, DFB*. volume 6184, page 61840N. SPIE, 2006. doi.
- [Garnache 2007a] A. Garnache, A. Bouchier, A. Ouvrard, L. Cerutti et E. Cerda-Mendez. *Gain, dichroïsm and quantum efficiency of Sb-based Quantum-Well VCSELs*. pages 1 –1. Lasers and Electro-Optics, and the International Quantum Electronics Conference. CLEO-IQEC 2007., jun. 2007. doi.
- [Garnache 2007b] A. Garnache, A. Ouvrard et D. Romanini. *Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs : Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit*. Opt. Express, vol. 15, no. 15, pages 9403–9417, 2007. doi.
- [Garnache 2007c] A. Garnache et I. Sagnes. *Tunable semiconductor narrowband reflection filters for single frequency sources*. pages 1 –1. Lasers and Electro-Optics, and the International Quantum Electronics Conference. CLEO-IQEC 2007., jun. 2007. doi.
- [Garnache 2008] A. Garnache, M. Myara, A. Bouchier, J.-P. Perez, P. Signoret, I. Sagnes et D. Romanini. *Single frequency free-running low noise compact external-cavity VCSELs at high power level (50mW)*. Optical Communication, ECOOC, pages 1 –2, sep. 2008. doi.
- [Geerlings 2006] E. Geerlings, M. Rattunde, J. Schmitz, G. Kaufel, H. Zappe et J. Wagner. *Widely Tunable GaSb-Based External Cavity Diode Laser Emitting Around 2.3 μm* . IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 18, no. 18, page 1913, 2006. doi.
- [Geng 2007] J. Geng, J. Wu, S. Jiang et J. Yu. *Efficient operation of diode-pumped single-frequency thulium-doped fiber lasers near 2 μm* . Opt. Lett., vol. 32, no. 4, pages 355–357, 2007. doi.
- [Glauber 1963] Roy J. Glauber. *Coherent and Incoherent States of the Radiation Field*. Phys. Rev., vol. 131, no. 6, pages 2766–2788, Sep 1963. doi.
- [Goldberg 1993] L. Goldberg, D. Mehuys, M.R. Surette et D.C. Hall. *High-power, near-diffraction-limited large-area traveling-wave semiconductor amplifiers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, no. 6, pages 2028 –2043, jun 1993. doi.
- [gpd] www.gpd-ir.com.
- [Grabherr 1999] M. Grabherr, M. Miller, R. Jager, R. Michalzik, U. Martin, H.J. Unold et K.J. Ebeling. *High-power VCSELs : single devices and densely packed 2-D-arrays*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 5, no. 3, pages 495 –502, may/jun 1999. doi.

- [Hadley 1993] M. A. Hadley, G. C. Wilson, K. Y. Lau et J. S. Smith. *High single-transverse-mode output from external-cavity surface-emitting laser diodes*. Appl. Phys. Lett., vol. 63, no. 12, pages 1607–1609, 1993. doi.
- [Hall 1962] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys et R. O. Carlson. *Coherent Light Emission From GaAs Junctions*. Phys. Rev. Lett., vol. 9, no. 9, pages 366–368, Nov 1962. doi.
- [Hatori 1996] Nobuaki Hatori, Toshikazu Mukaiharu, Yukio Hayashi, Noriyuki Ohnoki, Fumio Koyama et Kenichi Iga. *Design and Fabrication of In-GaAs/GaAs Quantum Wires for Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 35, no. Part 1, No. 3, pages 1777–1778, 1996. doi.
- [Hendriks 1997] R. F. M. Hendriks, M. P. van Exter, J. P. Woerdman, A. van Geelen, L. Weegels, K. H. Gulden et M. Moser. *Electro-optic birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers*. Applied Physics Letters, vol. 71, no. 18, pages 2599–2601, 1997. doi.
- [Henry 1982] C. Henry. *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 18, no. 2, pages 259 – 264, feb 1982. doi.
- [Henry 1983] C. Henry. *Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 19, no. 9, pages 1391 – 1397, sep. 1983. doi.
- [Hogge 1974] C. B. Hogge, R. R. Butts et M. Burlakoff. *Characteristics of Phase-Aberrated Nondiffraction-Limited Laser Beams*. Appl. Opt., vol. 13, no. 5, pages 1065–1070, 1974. doi.
- [Hopkins 2007] J.-M. Hopkins, A. J. Maclean, D. Burns, E. Riis, N. Schulz, M. Rattunde, C. Manz, K. Köhler et J. Wagner. *Tunable, Single-frequency, Diode-pumped 2.3 μm VECSEL*. Opt. Express, vol. 15, no. 13, pages 8212–8217, 2007. doi.
- [Hu 1994] S. Y. Hu, S. W. Corzine, K-K. Law, D. B. Young, A. C. Gossard, L. A. Coldren et J. L. Merz. *Lateral carrier diffusion and surface recombination in InGaAs/AlGaAs quantum-well ridge-waveguide lasers*. J. Appl. Phys., vol. 76, no. 8, pages 4479–4487, oct. 1994. doi.
- [Ishida 1991] O. Ishida. *Delayed-self-heterodyne measurement of laser frequency fluctuations*. J. Lightwave Technol., vol. 9, no. 11, pages 1528–1533, nov. 1991. doi.
- [Jacobs 2004] U. H. Jacobs, K. Scholle, E. Heumann, G. Huber, M. Rattunde et J. Wagner. *Room-temperature external cavity GaSb-based diode laser around 2.13 μm* . Appl. Phys. Lett., vol. 85, no. 24, pages 5825–5826, 2004. doi.
- [Jacquemet 2007] M. Jacquemet, M. Domenech, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J. Dion, M. Strassner, I. Sagnes et A. Garnache. *Single-frequency cw vertical external cavity surface emitting semiconductor laser at 1003 nm and 501 nm by intracavity frequency doubling*. Applied Physics B : Lasers and Optics, vol. 86, no. 3, pages 503–510, 2007. doi.

- [JDSU] www.jdsu.com.
- [Jechow 2007] Andreas Jechow, Volker Raab, Ralf Menzel, Michael Cenkier, Sandra Stry et Joachim Sacher. *1 W tunable near diffraction limited light from a broad area laser diode in an external cavity with a line width of 1.7 MHz*. Optics Communications, vol. 277, no. 1, pages 161–165, 2007. doi.
- [Jenoptik] www.jenoptik.com.
- [Jérémie 1997] Francine Jérémie, Jean-Luc Vey et Philippe Gallion. *Optical corpuscular theory of semiconductor laser intensity noise and intensity squeezed-light generation*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 14, no. 2, pages 250–257, 1997. doi.
- [Judson] www.teledynejudson.com.
- [Keeler 2005] G.A. Keeler, D.K. Serkland, K.M. Geib, G.M. Peake et A. Mar. *Single transverse mode operation of electrically pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers with micromirrors*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 17, no. 3, pages 522–524, march 2005. doi.
- [Kelemen 2006] Marc T. Kelemen, J. Weber, Gudrun Kaufel, Rudolf Moritz, Michael Mikulla et Gunter Weimann. *8W high-efficiency high-brightness tapered diode lasers at 976 nm*. volume 6104. SPIE, 2006. doi.
- [Kemp 2005] A.J. Kemp, G.J. Valentine, J.-M. Hopkins, J.E. Hastie, S.A. Smith, S. Calvez, M.D. Dawson et D. Burns. *Thermal management in vertical-external-cavity surface-emitting lasers : finite-element analysis of a heatspreader approach*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 41, no. 2, pages 148 – 155, feb. 2005. doi.
- [Khanin 2006] Ya I Khanin. Fundamentals of laser dynamics. Cambridge International Science Publishing, 2006.
- [Kim 1995] Keunjoo Kim et Young Hee Lee. *Temperature-dependent critical layer thickness for strained-layer heterostructures*. Applied Physics Letters, vol. 67, no. 15, pages 2212 – 2214, oct 1995. doi.
- [Klehr 2007] A. Klehr, H. Wenzel, O. Brox, F. Bugge, G. Erbert, TP Nguyen et G. Tränkle. *High-power 894 nm monolithic distributed-feedback laser*. Opt. Express, vol. 15, pages 11364–11369, 2007. doi.
- [Koheras] www.nktphotonics.com.
- [Kohama 1988] Y. Kohama, Y. Fukuda et M. Seki. *Determination of the critical layer thickness of $Si_{1-x}Ge_x/Si$ heterostructures by direct observation of misfit dislocations*. Applied Physics Letters, vol. 52, no. 5, pages 380–382, 1988. doi.
- [Köhler 2002] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti et F. Rossi. *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*. Nature, vol. 417, no. 6885, pages 156–159, 2002. doi.
- [Kunt 1996] Murat Kunt. Traitement numérique des signaux. Dunod, 1996.

- [Kuznetsov 1997] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague et A. Mooradian. *High-power (>0.5 -W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM_{00} beams*. *Photonics Technol. Lett. IEEE*, vol. 9, no. 8, pages 1063–1065, aug. 1997. doi.
- [Kuznetsov 1999] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague et A. Mooradian. *Design and characteristics of high-power ($> 0.5 - W$ CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM_{00} beams*. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, no. 3, pages 561–573, may/jun 1999. doi.
- [Kuznetsov 2005] Mark Kuznetsov, Margaret Stern et Jonathan Coppeta. *Single transverse mode optical resonators*. *Opt. Express*, vol. 13, no. 1, pages 171–181, 2005. doi.
- [Lacot 2003] Eric Lacot. *Dynamique Spectro-Temporelle des Lasers : Application à la Spectroscopie et à l’Imagerie*. HDR, Université Joseph Fourier de Grenoble, 2003.
- [Lauer 2005] Christian Lauer et Markus-Christian Amann. *Calculation of the linewidth broadening in vertical-cavity surface-emitting lasers due to temperature fluctuations*. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 19, page 191108, 2005. doi.
- [Laurain 2009] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes et A. Garnache. *High power single-frequency continuously-tunable compact extended-cavity semiconductor laser*. *Opt. Express*, vol. 17, no. 12, pages 9503–9508, 2009. doi.
- [Laurain 2010] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes et A. Garnache. *Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser*. *Opt. Express*, vol. 18, no. 14, pages 14627–14636, 2010. doi.
- [Laurand 2007] Nicolas Laurand, C. L. Lee, E. Gu, J. E. Hastie, Stephane Calvez et Martin D. Dawson. *Microlensed microchip VECSEL*. *Opt. Express*, vol. 15, no. 15, pages 9341–9346, 2007. doi.
- [Lax 1967] Melvin Lax. *Quantum Noise. X. Density-Matrix Treatment of Field and Population-Difference Fluctuations*. *Phys. Rev.*, vol. 157, no. 2, pages 213–231, May 1967. doi.
- [Lee 2001] Jung Il Lee, Il Ki Han, Won Jun Choi, Jean Brini et Alain Chovet. *1/f noise in semiconductor heterostructure laser diodes*. volume 4600, pages 34–42. SPIE, 2001. doi.
- [Li 2000] E. Herbert Li. *Material parameters of InGaAsP and InAlGaAs systems for use in quantum well structures at low and room temperatures*. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 5, no. 4, pages 215–273, 2000. doi.
- [Liau 2000] Z. L. Liau. *Semiconductor wafer bonding via liquid capillarity*. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 5, pages 651–653, 2000. doi.

- [Lindberg 2005] Hans Lindberg, Anders Larsson et Martin Strassner. *Single-frequency operation of a high-power, long-wavelength semiconductor disk laser*. Opt. Lett., vol. 30, no. 17, pages 2260–2262, 2005. doi.
- [Loon 2006] Francesco Van Loon, Alan J. Kemp, Alexander J. Maclean, Stephane Calvez, John-Mark Hopkins, Jennifer E. Hastie, Martin D. Dawson et David Burns. *Intracavity diamond heatspreaders in lasers : the effects of birefringence*. Opt. Express, vol. 14, no. 20, pages 9250–9260, 2006. doi.
- [Ludvigsen 1998] Hanne Ludvigsen, Mika Tossavainen et Matti Kaivola. *Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay*. Optics Communications, vol. 155, no. 1-3, pages 180 – 186, 1998. doi.
- [Lutgen 2003] S. Lutgen, T. Albrecht, P. Brick, W. Reill, J. Luft et W. Späth. *8-W high-efficiency continuous-wave semiconductor disk laser at 1000 nm*. Appl. Phys. Lett., vol. 82, no. 21, pages 3620–3622, 2003. doi.
- [Macleod 2001] H.A. Macleod. *Thin-film optical filters*. Taylor & Francis, 2001.
- [Maiman 1960] T.H. Maiman. *Stimulated optical radiation in ruby*. Nature, vol. 187, no. 4736, pages 493–494, 1960. doi.
- [Mandel 1995] L. Mandel et E. Wolf. *Optical coherence and quantum optics*. Cambridge University Press, 1995.
- [Marée 1987] P. M. J. Marée, J. C. Barbour, J. F. van der Veen, K. L. Kavanagh, C. W. T. Bulle-Lieuwma et M. P. A. Vieggers. *Generation of misfit dislocations in semiconductors*. Journal of Applied Physics, vol. 62, no. 11, pages 4413–4420, 1987. doi.
- [Matthews 1974] J.W. Matthews et A.E. Blakeslee. *Defects in epitaxial multilayers : I. Misfit dislocations*. J. Cryst. Growth, vol. 27, pages 118 – 125, 1974. doi.
- [McInerney 2003] John G. McInerney, Aram Mooradian, Alan Lewis, Andrei V. Shchegrov, Eva M. Strzelecka, Dicky Lee, Jason P. Watson, Michael K. Lieberman, Glen P. Carey, Arvydas Umbrasas, Charles A. Amsden, Brad D. Cantos, William R. Hitchens, David L. Heald et Vincent Doan. *Novel 980-nm and 490-nm light sources using vertical-cavity lasers with extended coupled cavities*. volume 4994, pages 21–31. SPIE, 2003. doi.
- [Mignot 2009] Augustin Mignot, Gilles Feugnet, Sylvain Schwartz, Isabelle Sagnes, Arnaud Garnache, Claude Fabre et Jean-Paul Pocholle. *Single-frequency external-cavity semiconductor ring-laser gyroscope*. Opt. Lett., vol. 34, no. 1, pages 97–99, 2009. doi.
- [Mikulla 2001] M. Mikulla, M. T. Kelemen, M. Walther, R. Kiefer, R. Moritz et G. Weimann. *High-Power 980 nm Laser Diodes by MBE*. volume 4580 of *APOC*. SPIE, 2001. doi.
- [Millar 2008] P. Millar, R.B. Birch, A.J. Kemp et D. Burns. *Synthetic Diamond for Intracavity Thermal Management in Compact Solid-State Lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 44, no. 8, pages 709 –717, aug. 2008. doi.

- [Minicircuits] www.minicircuits.com.
- [Morin 1991] S. Morin, B. Deveaud, F. Clerot, K. Fujiwara et K. Mitsunaga. *Capture of photoexcited carriers in a single quantum well with different confinement structures*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, no. 6, pages 1669–1675, jun. 1991. doi.
- [Muffoletto 2006] R.P. Muffoletto. *Numerical Techniques for Fresnel Diffraction in Computational Holography*. PhD thesis, Graduate Faculty of the Louisiana State University and Agricultural and Mechanical College, 2006.
- [Myara 2004] M. Myara, P. Signoret, J.-P. Turrenc, J.-P. Perez, B. Orsal et J. Jacquet. *Strongly sub-Poissonian electrical noise in 1.55 μ m DBR tunable laser diodes*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 40, no. 7, pages 852 – 857, jul. 2004. doi.
- [Myara 2006] M. Myara, P. Signoret, JP Turrenc, B. Orsal et J. Jacquet. *1/f noise in DBR Tunable lasers*. Fluctuation and Noise Letters, vol. 6, no. 1, pages L35–L43, 2006. doi.
- [Myara 2008] M. Myara, A. Garnache, A. Bouchier, JP Perez, P. Signoret, I. Sagnes et D. Romanini. *Frequency Noise Contributions in External Cavity VCSELS using Homodyne Spectrum Analysis*. Unsolved Problems On Noise, Lyon, 2008.
- [Nagarajan 1993] R. Nagarajan et J.E. Bowers. *Effects of carrier transport on injection efficiency and wavelength chirping in quantum-well lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, no. 6, pages 1601–1608, jun. 1993. doi.
- [Nakwaski 1988] Wlodzimierz Nakwaski. *Thermal conductivity of binary, ternary, and quaternary III-V compounds*. J. Appl. Phys., vol. 64, no. 1, pages 159–166, 1988. doi.
- [Nanoplus] www.nanoplus.com.
- [Notcutt 2005] Mark Notcutt, Long-Sheng Ma, Jun Ye et John L. Hall. *Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity*. Opt. Lett., vol. 30, no. 14, pages 1815–1817, 2005. doi.
- [Numai 1995] T. Numai, K. Kurihara, K. Kuhn, H. Kosaka, I. Ogura, M. Kajita, H. Saito et K. Kasahara. *Control of light-output polarization for surface-emitting-laser type device by strained active layer grown on misoriented substrate*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 31, no. 4, pages 636–642, apr 1995. doi.
- [Ohtoshi 1989] T. Ohtoshi et N. Chinone. *Linewidth enhancement factor in strained quantum well lasers*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 1, no. 6, pages 117–119, jun 1989. doi.
- [Ohtoshi 1994] T. Ohtoshi, T. Kuroda, A. Niwa et S. Tsuji. *Dependence of optical gain on crystal orientation in surface-emitting lasers with strained quantum wells*. Appl. Phys. Lett., vol. 65, no. 15, pages 1886–1887, 1994. doi.

- [Olshansky 1984] R. Olshansky, C. Su, J. Manning et W. Powazinik. *Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 20, no. 8, pages 838 – 854, aug. 1984. doi.
- [O'Reilly 1994] E.P. O'Reilly et A.R. Adams. *Band-structure engineering in strained semiconductor lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 30, no. 2, pages 366 –379, feb. 1994. doi.
- [Ortsiefer 2006] M. Ortsiefer, G. Böhm, M. Grau, K. Windhorn, E. Rönneberg, J. Roskopf, R. Shau, O. Dier et M.-C. Amann. *Electrically pumped room temperature CW VCSELs with 2.3 μ m emission wavelength*. Electron. Lett., vol. 42, no. 11, pages 640–641, 2006. doi.
- [Ouvrard 2005a] A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty et D. Romanini. *Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 μ m*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 17, no. 10, pages 2020–2022, oct. 2005. doi.
- [Ouvrard 2005b] Aimeric Ouvrard. *Nouvelles sources lasers à base d'antimoniures pour l'application à l'analyse de traces de gaz dans le domaine spectral 2-2.5 μ m*. PhD thesis, Université Montpellier 2, 2005.
- [Paajaste 2009] Jonna Paajaste, Soile Suomalainen, Riku Koskinen, Antti Härkönen, Mircea Guina et Markus Pessa. *High-power and broadly tunable GaSb-based optically pumped VECSELs emitting near 2 μ m*. J. Cryst. Growth, vol. 311, no. 7, pages 1917 – 1919, 2009. International Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE-XV), The 15th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE-XV). doi.
- [People 1985] R. People et J. C. Bean. *Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer heterostructures*. Appl. Phys. Lett., vol. 47, no. 3, pages 322–324, 1985. doi.
- [Perez 2010] J-P Perez, A Laurain, L Cerutti, I Sagnes et A Garnache. *Technologies for thermal management of mid-IR Sb-based surface emitting lasers*. Semicond. Sci. Technol., vol. 25, no. 4, page 045021, 2010. doi.
- [Petermann 1988] K. Petermann. *Laser diode modulation and noise*. Kluwer Academic Publishers, 1988.
- [Peters 1993] M. G. Peters, B. J. Thibeault, D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, A. C. Gossard et L. A. Coldren. *Band-gap engineered digital alloy interfaces for lower resistance vertical-cavity surface-emitting lasers*. Appl. Phys. Lett., vol. 63, no. 25, pages 3411–3413, 1993. doi.
- [Princeton] www.princetonoptronics.com.
- [Primot 2000] Jérôme Primot et Nicolas Guérineau. *Extended Hartmann Test Based on the Pseudoguiding Property of a Hartmann Mask Completed by a Phase Chessboard*. Appl. Opt., vol. 39, no. 31, pages 5715–5720, 2000. doi.
- [Rafac 2000] R. J. Rafac, B. C. Young, J. A. Beall, W. M. Itano, D. J. Wineland et J. C. Bergquist. *Sub-dekahertz Ultraviolet Spectroscopy of ¹⁹⁹Hg⁺*. Phys. Rev. Lett., vol. 85, no. 12, pages 2462–2465, Sep 2000. doi.

- [Rahim 2009] M. Rahim, A. Khiar, F. Felder, M. Fill et H. Zogg. *4.5 μm wavelength vertical external cavity surface emitting laser operating above room temperature*. Appl. Phys. Lett., vol. 94, no. 20, page 201112, 2009. doi.
- [Rahim 2010] M. Rahim, A. Khiar, F. Felder, M. Fill, H. Zogg et M. Sigrist. *5- μm vertical external-cavity surface-emitting laser (VECSEL) for spectroscopic applications*. Appl. Phys. B, vol. 100, pages 261–264, 2010. doi.
- [Raja 1988] M. Y. A. Raja, S. R. J. Brueck, M. Osiński, C. F. Schaus, J. G. McInerney, T. M. Brennan et B. E. Hammons. *Surface-emitting, multiple quantum well GaAs/AlGaAs laser with wavelength-resonant periodic gain medium*. Appl. Phys. Lett., vol. 53, no. 18, pages 1678–1680, 1988. doi.
- [Raynolds 1995] James E. Raynolds, Zachary H. Levine et John W. Wilkins. *Strain-induced birefringence in GaAs*. Phys. Rev. B, vol. 51, no. 16, pages 10477–10488, 1995. doi.
- [Recovery] www.signalrecovery.com.
- [Reichling 1994] M. Reichling et H. Grönbeck. *Harmonic heat flow in isotropic layered systems and its use for thin film thermal conductivity measurements*. J. Appl. Phys., vol. 75, no. 4, pages 1914–1922, 1994. doi.
- [Richter 1986] L. Richter, H. Mandelberg, M. Kruger et P. McGrath. *Linewidth determination from self-heterodyne measurements with subcoherence delay times*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 22, no. 11, pages 2070 – 2074, nov. 1986. doi.
- [Riemenschneider 2003] F. Riemenschneider, I. Sagnes, G. Böhm, H. Halbritter, M. Maute, C. Symonds, M. C. Amann et P. Meissner. *A new concept for tunable long wavelength VCSEL*. Optics Communications, vol. 222, no. 1-6, pages 341 – 350, 2003. doi.
- [Romanini 1997] D. Romanini, A. A. Kachanov, N. Sadeghi et F. Stoeckel. *CW cavity ring down spectroscopy*. Chem. Phys. Lett., vol. 264, no. 3-4, pages 316–322, 1997. doi.
- [Romero 2000] B. Romero, J. Arias, I. Esquivias et M. Cada. *Simple model for calculating the ratio of the carrier capture and escape times in quantum-well lasers*. Appl. Phys. Lett., vol. 76, no. 12, pages 1504–1506, 2000. doi.
- [Royer 1928] L. Royer. *Recherches expérimentales sur l'épitaxie ou orientation mutuelle de cristaux d'espèces différentes*. Bull. Soc. franç. Minér. Crist., vol. 51, pages 7–159, 1928.
- [Rudin 2008] B. Rudin, A. Rutz, M. Hoffmann, D. J. H. C. Maas, A.-R. Bellancourt, E. Gini, T. Südmeyer et U. Keller. *Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 W average output power in a fundamental transverse mode*. Opt. Lett., vol. 33, no. 22, pages 2719–2721, 2008. doi.
- [Sacher 2006] J. Sacher, R. Knispel et S. Stry. *High-frequency tuning of high-powered DFB MOPA system with diffraction limited power up to 1.5 W*. In Proceedings SPIE, Photonics West, pages 6133–48, 2006. doi.

- [Salhi 2006] Abdelmagid Salhi, David Barat, Daniele Romanini, Yves Rouillard, Aimeric Ouvrard, Ralph Werner, Jochen Seufert, Johannes Koeth, Aurore Vicet et Arnaud Garnache. *Single-frequency Sb-based distributed-feedback lasers emitting at 2.3 μm above room temperature for application in tunable diode laser absorption spectroscopy*. Appl. Opt., vol. 45, no. 20, pages 4957–4965, 2006. doi.
- [Salomon 1988] Ch. Salomon, D. Hils et J. L. Hall. *Laser stabilization at the millihertz level*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 5, no. 8, pages 1576–1587, 1988. doi.
- [Salviati 2002] G. Salviati, C. Ferrari, L. Lazzarini, L. Nasi, A. V. Drigo, M. Berti, D. De Salvador, M. Natali et M. Mazzer. *Structural characterization of InGaAs/InP heterostructures grown under compressive and tensile stress*. Applied Surface Science, vol. 188, no. 1-2, pages 36 – 48, 2002. doi.
- [Sanyo] www.photonic-products.com.
- [San Miguel 1995] M. San Miguel, Q. Feng et J. V. Moloney. *Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers*. Phys. Rev. A, vol. 52, no. 2, pages 1728–1739, Aug 1995. doi.
- [Sandusky 1996] J.V. Sandusky et S.R.J. Brueck. *A CW external-cavity surface-emitting laser*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 8, no. 3, pages 313–315, march 1996. doi.
- [Schawlow 1958] A. L. Schawlow et C. H. Townes. *Infrared and Optical Masers*. Phys. Rev., vol. 112, no. 6, pages 1940–1949, Dec 1958. doi.
- [Schimpe 1983] R. Schimpe. *Theory of intensity noise in semiconductor laser emission*. Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, vol. 52, pages 289–294, 1983. doi.
- [Schmid 2004] Marc Schmid, Sarah Benchabane, Firuz Torabi-Goudarzi, Richard Abram, Allister I. Ferguson et Erling Riis. *Optical in-well pumping of a vertical-external-cavity surface-emitting laser*. Appl. Phys. Lett., vol. 84, no. 24, pages 4860–4862, 2004. doi.
- [Schroeder 1995] W. Andreas Schroeder, D. S. McCallum, D. R. Harken, Mark D. Dvorak, David R. Andersen, Arthur L. Smirl et Brian S. Wherrett. *Intrinsic and induced anisotropy of nonlinear absorption and refraction in zinc blende semiconductors*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, no. 3, pages 401–415, 1995. doi.
- [Schwider 1984] Johannes Schwider. *Continuous lateral shearing interferometer*. Appl. Opt., vol. 23, no. 23, pages 4403–4409, 1984. doi.
- [Scontel] www.scontel.ru.
- [Scott 2001] R.P. Scott, C. Langrock et B.H. Kolner. *High-dynamic-range laser amplitude and phase noise measurement techniques*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, vol. 7, no. 4, pages 641 –655, jul. 2001. doi.
- [Serrat 1999] C. Serrat, M.P. van Exter, N.J. van Druten et J.P. Woerdman. *Transverse mode formation in microlasers by combined gain- and index-guiding*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 35, no. 9, pages 1314 –1321, sep 1999. doi.

- [Shields 2007] A.J. Shields. *Semiconductor quantum light sources*. Nature Photonics, vol. 1, no. 4, pages 215–223, 2007. doi.
- [Siegman 1986] A. E. Siegman. Lasers. University Science Books, Mill Valley (California), 1986.
- [Siegman 1998] A. E. Siegman, G. Nemes et J. Serna. *How to (Maybe) Measure Laser Beam Quality*. In DPSS (Diode Pumped Solid State) Lasers : Applications and Issues, page MQ1. Optical Society of America, 1998. doi.
- [Siegman 2000] A.E. Siegman. *Laser beams and resonators : Beyond the 1960s*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 6, no. 6, pages 1389 –1399, nov/dec 2000. doi.
- [Signoret 2001] P. Signoret, F. Marin, S. Viciani, G. Belleville, M. Myara, J.P. Tourrenc, B. Orsal, A. Plais, F. Gaborit et J. Jacquet. *3.6-MHz linewidth 1.55 μm monomode vertical-cavity surface-emitting laser*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 13, no. 4, pages 269–271, apr 2001. doi.
- [Sęk 2010] Grzegorz Sęk, Marcin Motyka, Krzysztof Ryczko, Filip Janiak, Jan Miśiewicz, Sofiane Belahsene, Guilhem Boissier et Yves Rouillard. *Band Offsets and Photoluminescence Thermal Quenching in Mid-Infrared Emitting GaInAsSb Quantum Wells with Quinary AlGaInAsSb Barriers*. Jpn. J. Appl. Phys., vol. 49, no. 3, page 031202, 2010. doi.
- [Snyder 1983] A.W. Snyder et J.D. Love. Optical waveguide theory. Springer, 1983.
- [Steinkogler 2003] S. Steinkogler, H. Schneider, M. Walther et P. Koidl. *Determination of the electron capture time in quantum-well infrared photodetectors using time-resolved photocurrent measurements*. Appl. Phys. Lett., vol. 82, no. 22, pages 3925–3927, 2003. doi.
- [Stoehr 2006] H. Stoehr, F. Mensing, J. Helmcke et U. Sterr. *Diode laser with 1 Hz linewidth*. Opt. Lett., vol. 31, no. 6, pages 736–738, 2006. doi.
- [Stohs 2001] J. Stohs, D.J. Bossert, D.J. Gallant et S.R.J. Brueck. *Gain, refractive index change, and linewidth enhancement factor in broad-area GaAs and InGaAs quantum-well lasers*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 37, no. 11, pages 1449 –1459, nov. 2001. doi.
- [Sugawara 2000] Mitsuru Sugawara, Kohki Mukai, Yoshiaki Nakata, Hiroshi Ishikawa et Akira Sakamoto. *Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot lasers*. Phys. Rev. B, vol. 61, no. 11, pages 7595–7603, Mar 2000. doi.
- [Thijs 1995] P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma et T. Van Dongen. *Strained-layer InGaAs(P) quantum well semiconductor lasers and semiconductor laser amplifiers*. Philips J. Res., vol. 49, no. 3, pages 187 – 224, 1995. Special Issue on Semiconductor Lasers. doi.
- [Thompson 1972] G.H.B. Thompson. *A theory for filamentation in semiconductor lasers including the dependence of dielectric constant on injected carrier density*. Opt. Quantum Electron., vol. 4, no. 3, pages 257–310, 1972. doi.

- [Tkach 1986] R. Tkach et A. Chraplyvy. *Phase noise and linewidth in an InGaAsP DFB laser*. J. Lightwave Technol., vol. 4, no. 11, pages 1711 – 1716, nov 1986. doi.
- [Tourenç 2005] J.-P. Tourenç, P. Signoret, M. Myara, M. Bellon, J.-P. Perez, J.-M. Gosalbes, R. Alabedra et B. Orsal. *Low-frequency FM-noise-induced lineshape : a theoretical and experimental approach*. IEEE J. Quantum Electron., vol. 41, no. 4, pages 549 – 553, apr. 2005. doi.
- [Triki 2008] M. Triki, P. Cermak, L. Cerutti, A. Garnache et D. Romanini. *Extended Continuous Tuning of a Single-Frequency Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser at 2.3 μm* . Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 20, no. 23, pages 1947 –1949, dec.1, 2008. doi.
- [Tropper 2006] A.C. Tropper et S. Hoogland. *Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers*. Progress in Quantum Electronics, vol. 30, no. 1, pages 1 – 43, 2006. doi.
- [Tsang 1979] W. T. Tsang, C. Weisbuch, R. C. Miller et R. Dingle. *Current injection GaAs – Al_xGa_{1-x}As multi-quantum-well heterostructure lasers prepared by molecular beam epitaxy*. Appl. Phys. Lett., vol. 35, no. 9, pages 673–675, 1979. doi.
- [Van Exter 1997] M. P. Van Exter, A. K. Jansen van Doorn et J. P. Woerdman. *Electro-optic effect and birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers*. Phys. Rev. A, vol. 56, no. 1, pages 845–853, Jul 1997. doi.
- [Velghe 2005] Sabrina Velghe, Jérôme Primot, Nicolas Guérineau, Mathieu Cohen et Benoit Wattellier. *Wave-front reconstruction from multidirectional phase-derivatives generated by multilateral shearing interferometers*. Opt. Lett., vol. 30, no. 3, pages 245–247, 2005. doi.
- [Vinogradov 1992] SE Vinogradov, AA Kachanov, SA Kovalenko et EA Sviridenkov. *Nonlinear dynamics of a multimode dye laser with an adjustable resonator dispersion and implications for the sensitivity of in-resonator laser spectroscopy*. JETP Lett, vol. 55, no. 10, 1992.
- [Wang 1993] M. C. Wang, K. Kash, C. E. Zah, R. Bhat et S. L. Chuang. *Measurement of nonradiative Auger and radiative recombination rates in strained-layer quantum-well systems*. Appl. Phys. Lett., vol. 62, no. 2, pages 166–168, 1993. doi.
- [Wang 1997] Jian Wang, U.A. Griesinger, M. Geiger, F. Scholz et H.C. Schweizer. *Carrier capture times in quantum-well, -wire, and -box distributed-feedback lasers characterized by dynamic lasing emission measurements*. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, vol. 3, no. 2, pages 223 –229, apr. 1997. doi.
- [Wenzel 2006] H. Wenzel, J. Fricke, A. Klehr, A. Knauer et G. Erbert. *High-power 980-nm DFB RW lasers with a narrow vertical far field*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 18, no. 6, pages 737 –739, mar. 2006. doi.
- [Wipiejewski 1996] T. Wipiejewski, M.G. Peters, B.J. Thibeault, D.B. Young et L.A. Coldren. *Size-dependent output power saturation of vertical-cavity*

- surface-emitting laser diodes*. Photonics Technol. Lett. IEEE, vol. 8, no. 1, pages 10–12, jan. 1996. doi.
- [Wolf 1984] Emil Wolf et G. S. Agarwal. *Coherence theory of laser resonator modes*. J. Opt. Soc. Am. A, vol. 1, no. 5, pages 541–546, 1984. doi.
- [Yamada 1989] Minoru Yamada. *Theoretical analysis of nonlinear optical phenomena taking into account the beating vibration of the electron density in semiconductor lasers*. J. Appl. Phys., vol. 66, no. 1, pages 81–89, 1989. doi.
- [Yamamoto 1992] Yoshihisa Yamamoto et Hermann A. Haus. *Effect of electrical partition noise on squeezing in semiconductor lasers*. Phys. Rev. A, vol. 45, no. 9, pages 6596–6604, May 1992. doi.
- [Yariv 1989] A. Yariv. Quantum electronics. third edition. 1989.
- [Yariv 1991] A. Yariv. Optical electronics. Holt, Rinehart and Winston, fourth édition, 1991.
- [Young 1999] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano et J. C. Bergquist. *Visible Lasers with Subhertz Linewidths*. Phys. Rev. Lett., vol. 82, no. 19, pages 3799–3802, May 1999. doi.
- [Zang 2007] Er Jun Zang, Jian Ping Cao, Ye Li, Tao Yang et Dong Mei Hong. *Single-frequency 1.25 W monolithic lasers at 1123 nm*. Opt. Lett., vol. 32, no. 3, pages 250–252, 2007. doi.
- [Zory 1993] P.S. Zory. Quantum well lasers. Academic Pr, 1993.

Résumé : Ce travail de thèse porte sur la conception, la réalisation et l'étude physique de sources lasers de haute cohérence et de forte puissance émettant dans le proche et le moyen infrarouge. Nous nous intéressons plus particulièrement aux lasers à semiconducteur émettant par la surface en cavité externe verticale (VECSEL), l'objectif étant d'obtenir un fonctionnement laser monofréquence accordables et robustes, de forte puissance à température ambiante et en régime continu dans la gamme spectrale 2-3 μm et autour de 1 μm , avec des dispositifs pompés optiquement ou électriquement. Nous traitons de la conception et de la caractérisation des VECSEL, depuis l'optimisation du milieu à gain jusqu'à l'élaboration et la caractérisation de prototypes laser fonctionnels, et nous effectuons une étude approfondie des propriétés physiques de l'émission laser en terme de cohérence spatiale et temporelle.

Mots clés : Laser, Semiconducteur, VECSEL, Cohérence, MIR, Puissance.

Title : High power and highly coherent vertical emitting semiconductor laser sources for near and mid-infrared emission.

Abstract : This thesis focuses on the design, realization and physical study of high power and highly coherent laser sources emitting in the near and mid-infrared. We are particularly interested in vertical external cavity surface emitting laser (VECSEL), the aim being to obtain a robust and tunable single frequency operation with high power at room temperature in continuous wave and in the spectral range of 2-3 μm and around 1 μm , with optically or electrically pumped devices . We discuss the design and characterization of VECSEL, from optimization of the gain medium to the development and characterization of a functional laser prototype, and we conduct a thorough study of the physical properties of the laser emission in terms of spatial and temporal coherence.

Keywords : Laser, Semiconductor, VECSEL, Coherence, MIR, Power.
