



**HAL**  
open science

# VCSEL oxydés à base de GaAs émettant à 1.3 $\mu\text{m}$ : conception, fabrication et caractérisation.

Emilie Pougeoise

► **To cite this version:**

Emilie Pougeoise. VCSEL oxydés à base de GaAs émettant à 1.3  $\mu\text{m}$ : conception, fabrication et caractérisation.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT: . tel-00134195v2

**HAL Id: tel-00134195**

**<https://theses.hal.science/tel-00134195v2>**

Submitted on 1 Mar 2007

**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

En vue de l'obtention du grade de Docteur

de l'UNIVERSITE Joseph FOURIER - GRENOBLE 1

Ecole Doctorale d'Electronique, d'Electrotechnique,  
d'Automatisme et de Traitement du Signal

*Spécialité : Optique et Radiofréquences*

par Emilie POU GEOISE

## VCSEL oxydés à base de GaAs émettant à $1.3 \mu\text{m}$ : conception, fabrication et caractérisation

Soutenue le 14 décembre 2006

devant la Commission d'Examen :

**Claude-Albert BERSETH**

**Chantal FONTAINE** (Rapporteur)

**Jean-Michel GÉRARD** (Directeur de thèse)

**Philippe GILET**

**Kuntheak KHENG** (Président du jury)

**Gilles LERONDEL**

**Daniel LE SI DANG**

**Jean-Louis OUDAR** (Rapporteur)



*A ma Maman*





# Remerciements

Mes travaux de thèse se sont déroulés au sein du Département Optronique du CEA-LETI. Je remercie Alain Million et Alexei Tchelnokov de m'avoir accueilli successivement dans leur laboratoire.

Je souhaite remercier les membres de mon jury de m'avoir fait l'honneur d'évaluer mon travail : Chantal Fontaine, Directeur de recherche au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes et Jean-Louis Oudar, Directeur de recherche CNRS du Laboratoire de Photonique et de Nanostructure, d'avoir rapporté ce manuscrit ; Kuntheak Kheng, Professeur de l'Université Joseph Fourier, d'avoir présidé ce jury ; Gilles Lerondel, Professeur à l'Université Technologique de Troyes, Daniel Le Si Dang, directeur de recherche CNRS du Laboratoire de Spectrométrie Physique, et Claude-Albert Berseth d'avoir accepté d'être examinateurs.

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à Jean-Michel Gérard, mon directeur de thèse d'avoir suivi mon travail avec le plus vif intérêt ainsi qu'à mon responsable Philippe Gilet pour son investissement quotidien à mes côtés. Merci également à Alexei Tchelnokov pour son écoute et ses précieux conseils. Merci pour la confiance que vous m'avez accordée et de m'avoir appris à en savoir et vouloir toujours plus. Votre encadrement a largement contribué à la qualité de ce travail.

Un grand merci à Nicolas Dunoyer qui m'a transmis son savoir-faire de technologue en salle blanche recherche. Je remercie très sincèrement les épitaxieurs Laurent Grenouillet et Philippe Duvaut pour les nombreuses plaques qu'ils m'ont fournies mais aussi pour leur disponibilité et leur bonne humeur. Je remercie également Philippe Grosse pour son aide en caractérisation et en modélisation ainsi que pour l'enthousiasme et la pédagogie dont il a fait preuve. Mes remerciements les plus chaleureux vont à Séverine Poncet pour son soutien et les milliers de VCSEL testés. Merci à Karen 'Gary' Gilbert pour son aide ponctuelle mais efficace ! (Merci à vous trois pour ces inoubliables fous rires sur fond jaune dans le box laser aux allures de Bikini Bottom).

Je tiens également à remercier Ségolène Olivier pour les deux années de solidarité féminine au D6, Nicolas Olivier pour son soutien tout particulier, les Christophe(s) Kopp et Martinez pour leurs coups de pouces et leur gentillesse, Paul Philippe alias 'super-cliveur', Jean-Marc Fédéli pour ce Strasbourg-Grenoble, ainsi que Pierre Ferret, Patrice Noël, Pierre Labeye, Loubna El Melhaoui.

J'adresse également mes remerciements à Régis Hamelin, Guillaume Bourgeois, Cyrille Rossat, Renaud Stevens, Stéphane Bernabé et l'ensemble de l'équipe d'Intexys Photonics ainsi que Mattias Hammar de l'Université de Stockholm qui m'ont permis de diversifier mon étude. Je remercie vivement toute l'équipe du LNIO de l'Université Technologique de Troyes pour leur expertise en microscopie en champ proche et leur accueil si chaleureux et en particulier Gilles Lerondel, Sébastien Vilain et Jean-Sébastien Bouillard. Merci également à Serge Huant et Yannick Sonnefraud du Laboratoire de Spectrométrie Physique pour les observations en microscopie confocale. Merci à Lydie et à l'équipe du montage pour leur efficacité. Je

remercie également Bernard André et Carole Lediraison pour les dépôts de miroirs diélectriques ainsi que Laurent Frey, Yohan Désières, Jérôme Hazart et Serge Gidon pour leurs conseils en modélisation. Et puis, un petit clin d'oeil à Elise, Jean-Emmanuel, Davide et Pierre de l'IMEP pour leur soutien californien.

Un grand merci à mes collègues du SLIR pour leur accueil. Une pensée spéciale à Muriel, Sebastien, Guy et Roger : merci de votre soutien tant professionnel que personnel. Merci aux coups de mains en salle blanche de Franck, Céline, Sylvain, et les autres. Mes compagnons doctorants Sébastien (un adorable co-bureau malgré son mauvais caractère!), Elise, Florent, Fabrice, Vincent, Florian et stagiaires Alexandre, Pierre, Fabien, Olivier, Kevin, Arnaud : bon courage et bon vent les jeunes! Merci également à Isabelle, Monique et Martine pour leur sourire.

Et comme il y a aussi une vie à l'extérieur du laboratoire, je remercie les filles couleur pêche Cécile, Anissa, Lyne et Sandrine, puis Sébastien, Florent, Greg, Florent et les autres pour cet inoubliable Cyrano et enfin Cécile, Jérémy, Benoît, Malika, Bruno, Nicolas pour cette première comédie musicale! Et surtout une pensée toute particulière pour l'unique Kien (merci d'être passé dans ma vie théâtrale et personnelle et reviens nous vite!).

Merci à tous mes amis dont beaucoup ont déjà été cités précédemment, évidemment Cathy et Anne-Laure pour leur soutien à distance, Séverine et David, (encore tous mes voeux de bonheur), les Ponty, mes 'copains d'abord'. Un immense merci à mon frère et mon père pour leur intarissable soutien. Et enfin merci à Nico de prendre soin de mon quotidien et de mon coeur.

A tous, merci encore!

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Introduction Générale</b>	<b>5</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>7</b>
1.1 Le contexte des télécommunications optiques . . . . .	7
1.1.1 La fenêtre 1.3 $\mu\text{m}$ des télécommunications optiques . . . . .	7
1.1.2 Les avantages du VCSEL dans un marché concurrentiel . . . . .	8
1.1.3 Du VCSEL au système optique de transmission . . . . .	10
1.2 Historique . . . . .	12
1.3 Laser à cavité verticale et à émission surfacique . . . . .	13
1.3.1 Rappels sur le principe de fonctionnement du laser à semiconducteurs . . . . .	13
1.3.2 La structure d'un VCSEL . . . . .	15
1.3.2.1 Un matériau actif en structures quantiques . . . . .	16
1.3.2.2 Des miroirs de réflectivité élevée pour le résonateur . . . . .	21
1.3.2.3 La localisation des puits . . . . .	24
1.3.2.4 Le rôle du désaccord spectral gain-cavité . . . . .	25
1.3.2.5 Un confinement latéral . . . . .	27
1.3.3 Les principales caractéristiques d'un VCSEL . . . . .	29
1.3.3.1 La caractéristique PIV en fonctionnement continu . . . . .	29
1.3.3.2 Le comportement modal d'un VCSEL . . . . .	31
1.4 Conclusion du chapitre 1 . . . . .	32
<b>Bibliographie</b>	<b>35</b>
<b>2 La technologie des VCSEL oxydés</b>	<b>39</b>
2.1 Emettre à 1.3 $\mu\text{m}$ dans la filière GaAs . . . . .	39
2.1.1 Les matériaux émettant à 1.3 $\mu\text{m}$ dans la filière GaAs . . . . .	39
2.1.1.1 Les puits quantiques d'InGaAs . . . . .	39
2.1.1.2 Les puits quantiques d'InGaAsN . . . . .	41
2.1.1.3 Autre solution : les boîtes quantiques d'In(Ga)As . . . . .	42
2.1.2 La caractérisation du matériau actif . . . . .	43
2.2 L'étape d'oxydation sélective humide . . . . .	45

2.2.1	La chimie de l'oxydation sélective humide de l'AlGaAs . . . . .	45
2.2.2	La technique d'oxydation . . . . .	48
2.3	La problématique de l'injection des porteurs . . . . .	52
2.3.1	Miroirs diélectrique et contacts intra-DBR . . . . .	54
2.3.1.1	Structure et process . . . . .	54
2.3.1.2	Dépôt du miroir diélectrique . . . . .	55
2.3.1.3	Premier résultat : électroluminescence de l'InGaAsN en structure VCSEL . . . . .	57
2.3.1.4	Dépôt par pulvérisation par faisceau d'ions . . . . .	59
2.3.2	Miroirs semiconducteurs et contacts top DBR . . . . .	61
2.3.2.1	Structure et process . . . . .	61
2.3.2.2	Barrières de potentiel aux interfaces . . . . .	63
2.3.2.3	Etude du dopage et $\delta$ -dopage . . . . .	64
2.4	Conclusion du chapitre 2 . . . . .	67
<b>Bibliographie</b>		<b>68</b>
<b>3 Caractérisation électro-optique des VCSEL à puits et boîtes quantiques réalisés</b>		<b>71</b>
3.1	Les outils de caractérisation des VCSEL en régime continu . . . . .	71
3.2	Les résultats de caractérisation à température ambiante et en régime continu . . . . .	73
3.2.1	Les VCSEL à PQ d'InGaAsN . . . . .	75
3.2.2	Les VCSEL à BQ d'In(Ga)As . . . . .	78
3.2.3	Les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints . . . . .	81
3.3	Analyse comparative en fonction de la nature du matériau actif . . . . .	84
3.3.1	Comparaison à diamètre d'oxyde identique . . . . .	84
3.3.2	L'influence du diamètre d'oxyde . . . . .	85
3.3.3	L'influence de la température . . . . .	90
3.3.3.1	Le detuning insuffisant des VCSEL à puits quantiques d'InGaAsN . . . . .	92
3.3.3.2	La stabilité thermique des VCSEL à boîtes quantiques . . . . .	92
3.3.3.3	Le cas particulier des VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints . . . . .	93
3.4	Conclusion du chapitre 3 . . . . .	95
<b>Bibliographie</b>		<b>97</b>
<b>4 Etude des modes transverses</b>		<b>99</b>
4.1	Modélisation des modes transverses des VCSEL oxydés . . . . .	99
4.1.1	Modèle de la fibre optique à saut d'indice . . . . .	99
4.1.1.1	description du modèle . . . . .	99
4.1.1.2	Les modes transverses solutions . . . . .	100
4.2	Les modes transverses dans les VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints . . . . .	101
4.2.1	Modes de cavité et modes d'oxyde . . . . .	101
4.2.1.1	Définition des modes d'oxyde . . . . .	101
4.2.1.2	Cas de nos VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints . . . . .	102
4.2.2	La forte divergence des modes d'oxyde . . . . .	104

4.2.2.1	Description du banc de mesure . . . . .	105
4.2.2.2	Diagramme d'émission . . . . .	105
4.2.3	Simulations de la répartition spatiale de modes . . . . .	108
4.2.3.1	Méthode de calcul du solveur de mode . . . . .	108
4.2.3.2	Modes supportés par un VCSEL oxydé de 6 $\mu\text{m}$ de diamètre d'oxyde . . .	109
4.3	Observation de la répartition spatiale des modes . . . . .	112
4.3.1	Microscopie optique classique . . . . .	112
4.3.2	Microscopie en champ proche . . . . .	112
4.3.2.1	Description du dispositif . . . . .	113
4.3.2.2	Premières observations pour la localisation des modes d'oxyde . . . . .	115
4.3.2.3	Observation SNOM de VCSEL monomodes . . . . .	116
4.3.3	Spectroscopie en champ proche . . . . .	117
4.4	Conclusion du Chapitre 4 . . . . .	122
<b>Bibliographie</b>		<b>123</b>
<b>Conclusion Générale</b>		<b>125</b>
<b>A La structure épitaxiale VCSEL 30976</b>		<b>129</b>
<b>B Les structures VCSEL contacts top-DBR</b>		<b>131</b>



# Introduction Générale

Les lasers à cavité verticale et à émission surfacique, ou VCSEL pour *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*, sont utilisés comme émetteurs dans les liens optiques. Comparé aux lasers classiques émettant par la tranche, les lasers à cavité verticale possèdent de nombreux atouts, tels que le couplage aisé du faisceau émis dans une fibre optique, une densité d'intégration plus élevée et la possibilité de réaliser les tests directement sur plaque. Grâce aux technologies de production de masse, issues de la microélectronique, le coût de fabrication de ce type de composant laser peut donc être considérablement réduit.

Réalisé pour la première fois en 1979 par l'équipe japonaise du professeur Iga, le laser à cavité verticale n'a cessé d'être amélioré grâce aux évolutions technologiques. D'une part les techniques d'épitaxie ont permis d'atteindre la précision nécessaire à la fabrication de la structure du VCSEL et le matériau actif du laser peut être structuré en puits ou boîtes quantiques afin de minimiser le courant de seuil du laser. D'autre part, le développement de l'oxydation sélective de l'AlGaAs apporte, dans les années 90, une nouvelle rupture technologique au composant. En effet, le confinement électro-optique réalisé grâce au diaphragme d'oxyde réduit encore le courant et la tension de seuil du laser et donc la consommation électrique du transmetteur optique.

Ces avancées permettent alors l'essor des VCSEL courtes longueurs d'onde (850 et 980 nm) sur substrat de GaAs, largement employés aujourd'hui dans les réseaux courtes distances. A la fin des années 90, le développement des VCSEL se poursuit afin d'augmenter la longueur d'onde d'émission pour atteindre notamment  $1.3 \mu\text{m}$  et accroître ainsi la longueur de transmission. En effet, cette longueur d'onde permet une transmission par fibre optique à faibles pertes sur plus de 10 km avec des débits pouvant atteindre 10 Gbit/s. Les études portent notamment sur le développement d'un nouveau matériau dans la filière GaAs (le quaternaire InGaAsN) et la réalisation du premier VCSEL émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  sur substrat de GaAs arrive en 2001. En parallèle, d'autres matériaux actifs sont explorés (boîtes quantiques In(Ga)As/GaAs, puits quantiques d'InGaAs/GaAs très contraints). La filière InP permet également d'atteindre cette gamme, cependant elle reste difficile à maîtriser.

Avec l'avènement d'Internet, l'essor du multimédia et la diversification des services proposés aux professionnels et aux particuliers, les VCSEL émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  apparaissent donc comme de très bons candidats pour répondre à la demande de débit toujours plus élevé. Dans la perspective d'un réseau tout optique, récemment envisagé par deux fournisseurs d'accès Internet français, ces émetteurs bas coût pourraient participer à l'augmentation du débit directement disponible chez l'abonné, en remplaçant la terminaison des réseaux actuellement électrique par une connexion par fibre optique (technologie FTTH, Fiber To The Home).

L'objectif de ce travail de thèse consiste en la réalisation de VCSEL à diaphragme d'oxyde, sur substrat de GaAs et émettant dans la gamme à  $1.3 \mu\text{m}$  pour répondre aux standards des télécommunications



haut débit moyenne distance. L'étude repose notamment sur la comparaison de trois matériaux actifs différents, compatibles avec le substrat GaAs et assurant l'émission laser dans la gamme  $1.3 \mu\text{m}$ . Ce manuscrit s'articule en quatre chapitres.

Dans le chapitre d'introduction, nous nous attacherons tout d'abord au contexte économique et historique de l'étude. Les avantages du laser à cavité verticale et émission surfacique (VCSEL) pour les applications télécom et son assemblage dans les dispositifs de transmission seront présentés. Après avoir retracé l'historique de ce composant, nous aborderons les éléments critiques dans la conception d'une cavité laser verticale, notamment la structure quantique du matériau actif du laser, l'utilisation de miroirs de Bragg pour obtenir une réflectivité élevée et les avantages apportés par un confinement électro-optique latéral. Enfin, nous définirons les principales grandeurs électriques et optiques des VCSEL, caractéristiques de leur fonctionnement.

Le deuxième chapitre sera consacré à la technologie de fabrication du VCSEL oxydé émettant à  $1.3 \mu\text{m}$ . Nous verrons tout d'abord l'élaboration d'un matériau actif permettant au laser d'émettre dans la gamme  $1.3 \mu\text{m}$  à partir d'un substrat de GaAs. Trois matériaux actifs seront présentés : les puits quantiques d'InGaAs très contraints, les puits quantiques d'InGaAsN et les boîtes quantiques d'In(Ga)As. Puis nous détaillerons les éléments théoriques et techniques de la réalisation d'un confinement électro-optique par oxydation sélective humide. Enfin, nous explorerons les procédés développés pour deux configurations possibles d'injection des porteurs dans la structure, selon la nature du miroir de Bragg supérieur. Nous avons en effet mis au point un procédé permettant le dépôt d'un miroir supérieur à partir des matériaux diélectriques  $\text{HfO}_2$  et  $\text{SiO}_2$ . Nous avons également réalisé des lasers dont la structure est entièrement composée de matériaux semiconducteurs. Ces VCSEL ont été fabriqués à partir de structures épitaxiées au laboratoire ou provenant de l'extérieur. Nous étudierons ainsi des composants comportant les trois types des trois matériaux actifs évoqués précédemment. Les puits quantiques d'InGaAsN ont été développés au laboratoire tandis que les structures à puits d'InGaAs très contraints ont été épitaxiées par l'Institut Royal de Technologie de Stockholm et celles contenant des boîtes quantiques d'In(Ga)As proviennent de la société allemande NL Nanosemiconductor.

Dans un troisième chapitre, nous rassemblerons les caractéristiques électriques et optiques des VCSEL processés au laboratoire à partir d'un même masque photolithographique. Chaque type de VCSEL, différencié par son matériau actif, sera tout d'abord comparé à l'état de l'art. Puis nous réaliserons une analyse comparative des VCSEL afin de dégager des tendances. Au delà des caractéristiques laser différentes, cette analyse révélera notamment des différences significatives dans le comportement thermique de nos lasers. Nous insisterons en particulier sur le comportement modal largement dépendant de la température de fonctionnement pour les VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints.

La compréhension de ce comportement modal particulier fera l'objet du quatrième chapitre. Nous expliquerons tout d'abord le rôle du diaphragme d'oxyde dans ce phénomène grâce au modèle de la fibre optique à saut d'indice. Puis nous confronterons ce modèle aux caractéristiques expérimentales des modes transverses. Nous étudierons notamment leur répartition spatiale par microscopie optique en champ proche. Nous détaillerons la technique originale d'observation, élaborée par l'Université Technologique de Troyes, basée sur une sonde polymère en extrémité de fibre optique. Puis nous discuterons de la localisation spatiale des modes transverses des VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints à partir d'observations spectralement résolues.

Enfin nous concluerons sur les résultats obtenus et les prochaines étapes de développement des composants VCSEL émettant à  $1.3 \mu\text{m}$ .

# Chapitre 1

## Introduction

Ce premier chapitre constitue une introduction à l'étude des diodes laser à cavité verticale et à émission surfacique (ou VCSEL pour Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers) émettant à  $1.3 \mu\text{m}$ . La première partie est consacrée aux applications de télécommunications et datacom utilisant les VCSEL. C'est dans les réseaux locaux et les transmissions haut débit que les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  trouvent plus particulièrement leur place. L'intégration du VCSEL dans le transmetteur optique compact est également présentée. La seconde partie dresse un bref historique du composant puis, après quelques rappels sur le principe laser la structure du VCSEL est détaillée.

### 1.1 Le contexte des télécommunications optiques

L'avènement d'Internet a entraîné une augmentation considérable du nombre de liens entre les ordinateurs ainsi que la quantité et le débit des informations échangées. Les interconnexions optiques, plus rapides que les liens électroniques sont déjà largement utilisées pour les communications longue et courte distance, notamment pour le standard 1Gbit Ethernet, protocole de transmissions des données dans les réseaux locaux. Cependant les liens optiques sont pour l'instant plus onéreux que les solutions électroniques. L'intérêt des VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  réside dans la possibilité de réaliser des transmetteurs haut débit bas coût grâce à des techniques de production de masse issues de la microélectronique et à un packaging simplifié.

#### 1.1.1 La fenêtre $1.3 \mu\text{m}$ des télécommunications optiques

Trois longueurs d'onde sont exploitées dans les télécommunications optiques correspondant chacune à ce qu'on appelle une fenêtre des télécommunications. La première à  $850 \text{ nm}$  est un standard pour les transmissions par fibres optiques multimodes. Les deux autres fenêtres correspondent à des minima locaux du spectre d'atténuation des fibres optiques à base de silice (figure 1.1a)), respectivement situées à  $1310 \text{ nm}$  ( $0.5 \text{ dB/km}$ ) et  $1550 \text{ nm}$  ( $0.2 \text{ dB/km}$ ). Cette dernière fenêtre de très faible atténuation est dédiée aux transmissions longue distance. En effet, un signal se propageant dans une fibre optique à  $1550 \text{ nm}$  subira le moins d'atténuation. L'utilisation de cette fenêtre permet de diminuer le nombre de répéteurs sur la ligne de transmission, comme par exemple sur les lignes transatlantiques. La deuxième fenêtre des télécommunications à  $1310 \text{ nm}$  est utilisée pour la transmission moyenne distance et haut

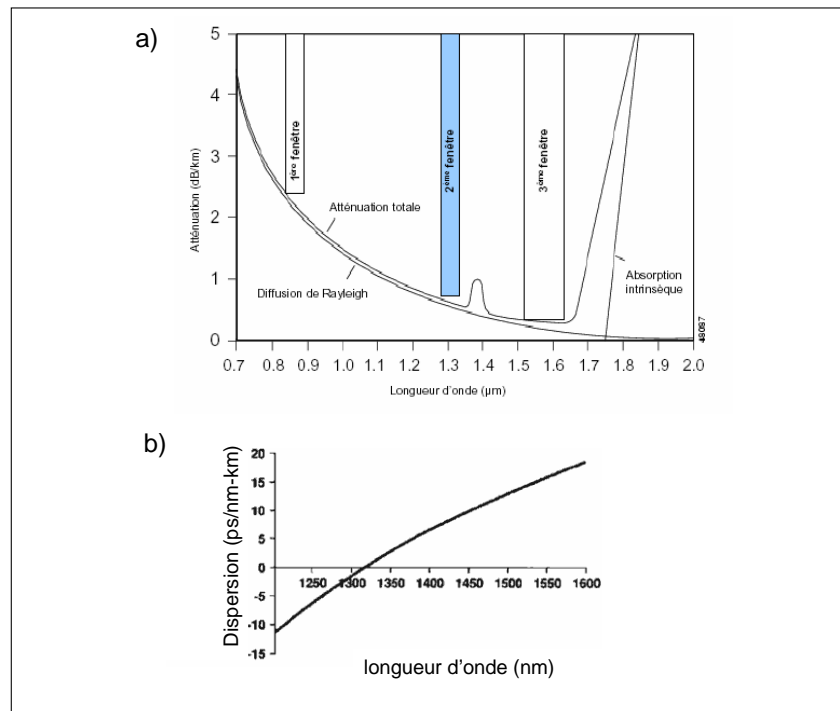


FIG. 1.1 – Spectre d'absorption a) [1] et de dispersion chromatique b) des fibres optiques en silice.

débit. En effet, le minimum de dispersion chromatique de la fibre optique en silice se situe à  $1.3 \mu\text{m}$  (figure 1.1b)). Or, la dispersion chromatique, responsable de l'élargissement de l'impulsion lumineuse, entraîne un chevauchement des bits du signal et par conséquent limite le taux de transmission de la ligne. Sur des distances de quelques kilomètres,  $1.3 \mu\text{m}$  est donc la longueur d'onde idéale pour la transmission haut débit. Elle est d'ailleurs la base du standard 10 GBit Ethernet, nécessitant une transmission à 10 GBit/s sur une dizaine de kilomètres.

### 1.1.2 Les avantages du VCSEL dans un marché concurrentiel

Les deux principaux concurrents du VCSEL sont les lasers émettant par la tranche : le Fabry-Pérot et le laser à contre-réaction répartie (DFB pour Distributed Feedback). Il s'agit de lasers classiques émettant par la tranche. Le DFB, de conception plus élaborée (réseau de Bragg, couche antireflet, changement de phase [2]) favorise l'un des modes laser et permet une émission monomode. Comme le laser ne représente que 5 à 10 % du prix du transmetteur, le VCSEL doit donc être beaucoup moins cher que ses concurrents ou présenter d'autres avantages. Si les lasers émettant par la tranche délivrent des puissances supérieures à celle des VCSEL, ces derniers présentent toutefois d'indéniables avantages. La seule différence d'orientation de l'émission confère au VCSEL une capacité d'intégration supérieure, couplée à la possibilité de tests sur tranche. Ces atouts rendent possible la production de masse, comme dans le domaine de la mi-

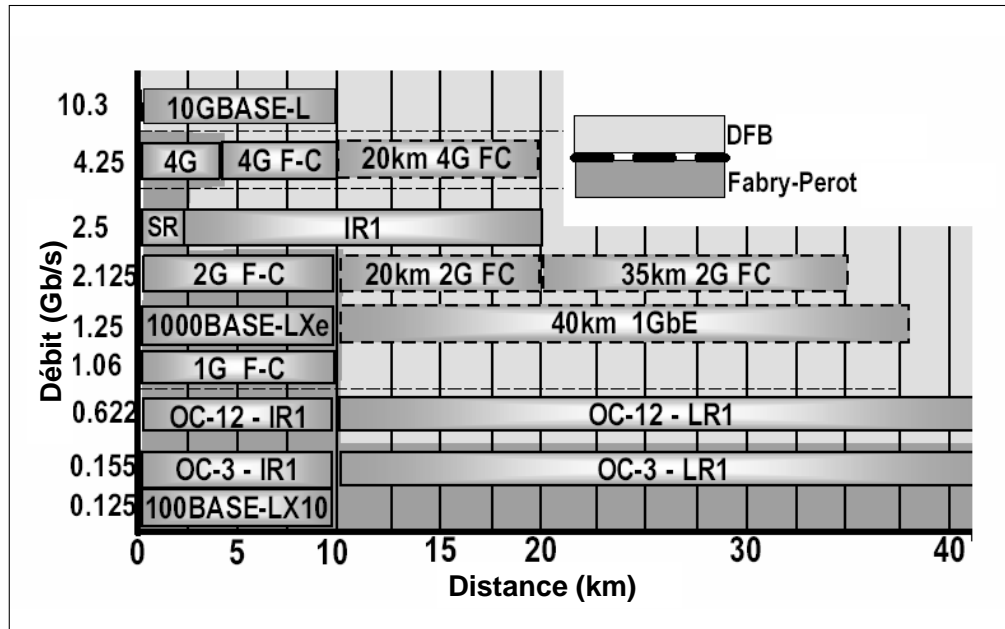


FIG. 1.2 – Répartition des standards en terme de débit et distances correspondant à des marchés potentiels pour les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  [4]. Les solutions actuelles (DFB ou Fabry-Pérot) sont précisées.

croélectronique, et diminuent donc considérablement le coût de fabrication du laser. De plus, le faisceau émis par un VCSEL n'est pas elliptique, comme celui émis par les lasers classiques, mais circulaire. Il assure donc un couplage efficace dans une fibre optique. Le packaging en est d'autant plus simplifié et donc moins coûteux.

En 2002, Infineon (dont l'activité VCSEL a été acquise par Alight) annonçait que les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  remplaceraient la majeure partie des dispositifs de transmission optique [3]. Mais cet optimisme précédait la récente chute des prix des diodes lasers classiques. La pénétration du marché des transmissions optiques par les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  est donc basée sur un subtil compromis entre les performances du dispositif et son prix par rapport à ses concurrents. Les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  peuvent présenter une émission monomode comme les DFB et sont à peine plus chers que les Fabry-Pérot. Les standards auxquels les VCSEL peuvent prétendre couvrent des distances de 300 m à 10 km pour des débits allant jusqu'à 10 Gbit/s (figure 1.2). Par exemple, la société Picolight Incorporated a choisi le standard 4Gbit/s Fiber-Channel (4G F-C en figure 1.2) pour entrer dans le marché en 2006 [4]. D'une part, ce débit correspond à la limite des performances des Fabry-Pérot et d'autre part les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  sont moins chers que les DFB, solutions actuelles de ce standard. Le standard 10GbEthernet (10GBASE-L en figure 1.2) correspond à un second marché clé pour les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  car il représente un volume considérable pour les VCSEL à  $1.3 \mu\text{m}$  de hautes performances. En effet, les offres grand public rassemblant la téléphonie sur IP,

Internet haut débit et la télévision haute définition actuellement proposées par les opérateurs, et bientôt la vision-conférence domestique, stimulent le développement des technologies FTTx (Fibre To The Home, Building...) apportant l'information par fibre optique chez le particulier.

Cette thèse a donc été menée dans le contexte d'une solution bas coût pour une transmission haut débit moyenne distance. A l'intérieur de ce cadre, notre étude s'est focalisée sur l'obtention d'un VCSEL, de préférence monomode, mais surtout émettant dans la gamme 1.26-1.31  $\mu\text{m}$  du standard des télécommunications optiques haut débit. Les performances du haut débit ne font pas partie des objectifs principaux de cette thèse mais constituent la prochaine étape de développement du composant au laboratoire.

### 1.1.3 Du VCSEL au système optique de transmission

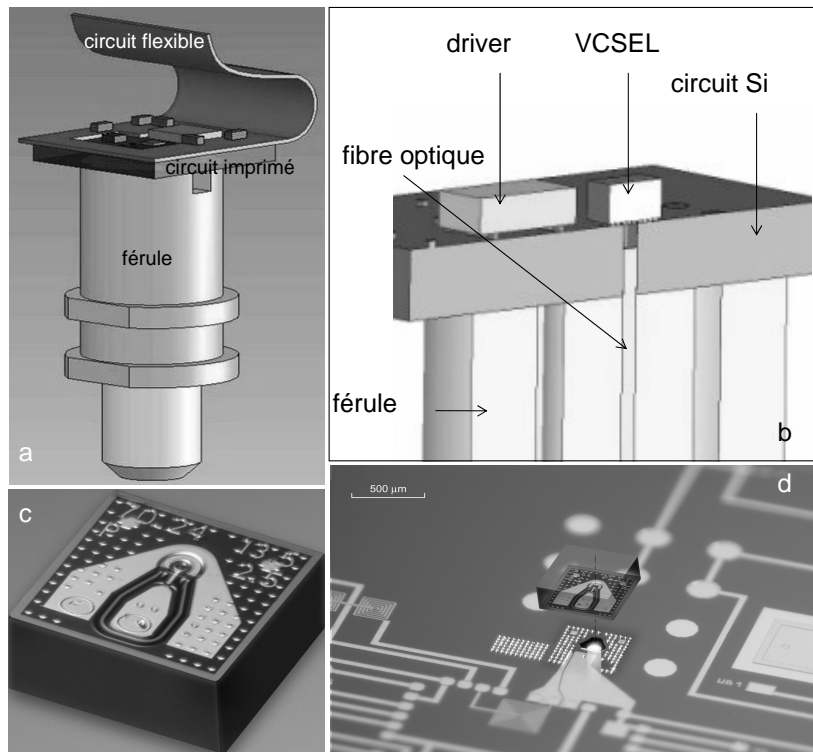


FIG. 1.3 – Assemblage d'un VCSEL dans un TOSA (Transmitter Optical Subassembly). a) schéma d'un TOSA avec la férule, le circuit imprimé et le circuit flexible, b) schéma en coupe d'un TOSA détaillant la position du driver, et l'alignement du VCSEL avec la fibre optique insérée dans la férule, c) un VCSEL découpé et prêt à être hybridé, d) vue d'artiste illustrant l'hybridation par billes d'indium du VCSEL sur le circuit silicium. (Réalisation Intexys Photonics-CEA/Leti [5])

Le VCSEL est intégré dans un TOSA (Transmitter Optical SubAssembly), qui assure la transmission du signal dans la fibre optique de la ligne. Les figures 1.3a) et 1.3b) présentent des schémas du TOSA développé par Intexys Photonics et le CEA-LETI [5]. Le couplage s'effectue en bout de fibre, sans système optique supplémentaire, de type microlentille. Des trous, gravés par gravure ionique réactive profonde



FIG. 1.4 – Transmetteur développé par le laboratoire commun CEA-LETI / Intexys Photonics

(DRIE, Deep Reactive Ion Etching) dans le substrat de silicium supportant la matrice de réseaux d'interconnexions, servent de guide pour amener chaque fibre optique en face d'un VCSEL (figure 1.3c)). Le VCSEL est aligné par rapport au centre du trou grâce à une technique d'hybridation par billes d'indium (figure 1.3d)). Il s'agit d'exploiter les propriétés mécaniques et électriques de l'indium, utilisé sous forme de billes, afin d'aligner et connecter les plots de contact [6, 7]. L'hybridation par billes d'indium permet l'alignement passif du VCSEL avec la fibre optique, c'est à dire que la position relative du VCSEL par rapport à la fibre optique n'est pas ajustée par un opérateur et que le laser n'est pas alimenté pour réaliser l'alignement. Cette technique permet de réaliser un alignement d'une précision de  $\pm 0.5\mu\text{m}$  qui assure un couplage efficace dans la fibre. Comme les VCSEL, les drivers, qui transforment le signal de consigne binaire en variation de courant alimentant le laser, sont hybridés sur le circuit imprimé. La matrice de réseaux d'interconnexions est alors découpée en puces unitaires et chaque puce est connectée à un circuit imprimé flexible. Ensuite la fibre, maintenue par sa fêrule, est clivée à une longueur adaptée à son positionnement dans le trou jusqu'à ce que la fêrule soit en contact avec le substrat en silicium. La dernière étape est celle de l'encapsulation du système. Le capot joue également le rôle de dissipateur thermique.

Ce procédé de fabrication collectif a l'avantage de produire un système très compact. Cette compacité raccourcit la longueur des lignes électriques et les rend compatibles avec le régime hautes fréquences. De plus, le faisceau circulaire et peu divergent émis par le VCSEL permet un couplage direct dans la fibre. On s'affranchit alors des systèmes de micro-lentilles. Au final, le TOSA ainsi réalisé est compatible avec le standard XMD (10Gbit Miniature Device), qui restreint la dimension du TOSA à  $13.8 \times 6 \times 6$  mm (figure 1.4).

## 1.2 Historique

La première démonstration d'un laser émettant par la surface date de 1979 [8]. Réalisé par l'équipe japonaise du professeur Iga, ce premier laser émet par la surface à  $1.18 \mu\text{m}$  à  $77\text{K}$ . Il contient un puits de GaInAsP dans une cavité d'InP et des miroirs métalliques à base d'or. Cinq ans plus tard, cette même équipe japonais réalise le premier laser à émission verticale sur substrat de GaAs [9]. Ce laser à base de miroirs métalliques émet à  $0.87 \mu\text{m}$  et possède un courant seuil de  $510 \text{ mA}$ . Le développement des miroirs de Bragg, qui offrent une réflectivité plus élevée que les miroirs métalliques, ont beaucoup amélioré les performances des lasers à cavité verticale [10]. Mais la principale avancée dans le développement des VCSEL apparaît avec la possibilité de réaliser un diaphragme d'oxyde d'AlGaAs pour confiner les porteurs et le champ optique. L'oxydation des alliages semiconducteurs contenant de l'aluminium en un oxyde stable est démontré par Dallesasse et Holonyak en 1990 [12]. Très rapidement, cet oxyde est intégré dans les structures lasers ruban. Puis en 1994, Huffaker [13] puis Choquette [14] l'utilisent dans des VCSEL à puits quantiques d'InGaAs pour atteindre les courants et tensions seuils les plus faibles de l'époque. Si les caractéristiques électriques sont ainsi améliorées, la longueur d'onde d'émission de ces composants se situe autour de  $0.9 \mu\text{m}$  et ne répond qu'au critère de la première fenêtre des télécommunications. La réalisation de VCSEL émettant à grande longueur d'onde pose de réelles difficultés technologiques, en particulier pour l'émission à  $1.3 \mu\text{m}$ . En effet, le seul matériau émettant au delà de  $1 \mu\text{m}$  disponible à l'époque est le quaternaire GaInAsP. Cependant, le faible gap qui existe entre l'InP et le GaInAsP entraîne un mauvais confinement des porteurs dans les puits. De plus, la différence d'indice de réfraction entre l'InP et le GaInAsP est très faible (0.25). Un nombre important de bicouches InP/GaInAsP est donc nécessaire pour réaliser un miroir de Bragg dont la réflectivité est supérieure à  $99.9 \%$ . Par contre, les miroirs de Bragg Al(Ga)As/GaAs présentent un meilleur contraste d'indice ainsi qu'une meilleure conductivité thermique et électrique que les miroirs à base d'InP. En 1996, Margalit et Babic tirent parti de ces avantages et présentent la réalisation d'un VCSEL à  $1.55 \mu\text{m}$  par *wafer fusion* de miroirs AlAs/GaAs sur une couche active InGaAsP/InP [11]. Toutefois, cette technique de report de couche semble être, à l'époque, une solution difficilement industrialisable. Dans la filière GaAs, l'épitaxie de structures complètes (couche active et miroirs de Bragg) pose le problème de la disponibilité d'un matériau actif compatible avec le GaAs et émettant efficacement à  $1.3 \mu\text{m}$ . Une partie de la solution pour cette filière est apportée par Kondow qui démontre en 1997 les propriétés du quaternaire InGaAsN pour l'émission à  $1.3 \mu\text{m}$  [15]. Un an plus tard, Hitachi réalise le premier VCSEL InGaAsN [16]. Mais ce composant n'émet qu'à  $1.18 \mu\text{m}$ . Il faut attendre 2001 pour voir la réalisation du premier VCSEL InGaAsN émettant dans la gamme  $1.3 \mu\text{m}$ , issu de la collaboration de Cielo Communications et du Sandia National Lab [17]. Ce composant répond aux normes des liens SONET OC-48<sup>1</sup> en terme de puissance et de longueur d'onde. En parallèle de l'InGaAsN, d'autres matériaux actifs sont également explorés. Le premier VCSEL à boîtes quantiques est réalisé en 1996 par Saito [18] et fonctionne à  $960 \text{ nm}$  à température ambiante et en régime continu. La collaboration de Ledentsov et de Lott aboutit en 2000 à un VCSEL à boîtes quantiques émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  en pulsé [19] (en continu en 2002) et à  $20^\circ\text{C}$ . Ces performances controversées à l'époque sont confirmées par nos résultats [20]. Récemment, l'Institut Royal de Technologie de Stockholm (KTH) a démontré l'émission laser dans la gamme  $1.3 \mu\text{m}$  à partir de VCSEL contenant des puits quantiques très contraints d'InGaAs [21]. Cependant, malgré la faisabilité reconnue des VCSEL émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  et l'annonce de

<sup>1</sup>SONET : il s'agit d'un standard international de communication par fibre optique très large bande. OC-nn pour Optical Carrier est une norme du standard SONET. Le nombre nn indique le débit, multiple de  $51.84 \text{ Mbps}$ . OC-48 correspond donc à une transmission optique à  $2.488 \text{ Gbps}$ .

leur commercialisation prochaine par certaines entreprises (Gorephotonics...), aucun composant VCSEL émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  et fonctionnant à haute fréquence n'est disponible sur le marché.

Le développement du matériau InGaAsN est initié au laboratoire par le programme européen OPTIVAN (OPTical Interconnect using VCSEL based on Arsenic and Nitrogen compounds 1998-2001). Le laboratoire a notamment en charge l'étude de la croissance d'InGaAsN en épitaxie par jet moléculaire. Un second projet européen POLA (Parallel Optical Link Activities 2001-2003) permet la mise en place d'équipements et le développement de procédés technologiques pour la réalisation de photodétecteurs RCE (Resonant Cavity Enhanced) à 980 nm au laboratoire. En 2003, la société Intexys Photonics, issue d'un essaimage du CEA, souhaite pénétrer le marché des liens haut débit moyenne distance. Un laboratoire commun entre Intexys Photonics et le CEA-Leti voit donc le jour. Les études menées dans le cadre de ce laboratoire commun concernent les techniques d'assemblage et de packaging pour la fabrication des sous ensembles optiques. En outre, une collaboration se met en place pour la réalisation technologique de VCSEL émettant à  $1.3 \mu\text{m}$ . Ces travaux sont principalement réalisés dans le cadre du programme RMNT OSA 131.

Le travail de thèse, présenté dans ce manuscrit, consiste donc à élaborer un procédé de fabrication de VCSEL à base de GaAs émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  (chapitre 2) et de valider la compatibilité des composants réalisés avec les standards des télécommunications optiques haut débit moyenne distance (chapitre 3), notamment en terme de longueur d'onde ( $1,26\text{-}1,31 \mu\text{m}$ ) et d'émission monomode (chapitre 4). En parallèle du développement du procédé de fabrication, cette étude repose également sur la comparaison des performances des composants obtenus à partir de trois matériaux actifs différents : les puits quantiques d'InGaAsN, les boîtes quantiques d'In(Ga)As et les puits quantiques d'InGaAs très contraints. La filière du quaternaire InGaAsN a été entièrement développée au laboratoire tandis que les deux autres voies ont été étudiées à partir de matériaux extérieurs. En effet, nous avons eu l'opportunité de réaliser des VCSEL à partir de structures contenant des boîtes quantiques d'In(Ga)As provenant de NL Nanosemiconductors (Allemagne) et à partir de structures comprenant des puits quantiques d'InGaAs très contraints, épitaxiées par KTH, l'Institut Royal de Technologie de Stockholm (Suède).

## 1.3 Laser à cavité verticale et à émission surfacique

### 1.3.1 Rappels sur le principe de fonctionnement du laser à semiconducteurs

Un LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations) est constitué d'une cavité optique résonante contenant un milieu amplificateur autour d'une longueur d'onde  $\lambda$  (figure 1.5). Le milieu amplificateur reçoit une énergie extérieure appelée énergie de pompe qui fait transiter une partie de ses électrons de l'état fondamental à un état excité. Lorsque le signal de pompe est suffisant, la densité de population de l'état excité est supérieure à celle de l'état fondamental et l'inversion de population est réalisée. Cette inversion de population peut être obtenue par pompage optique mais dans le cadre d'un composant industrialisable et pour la suite de l'étude, nous nous placerons dans le cas d'un laser pompé électriquement. La désexcitation des électrons se traduit par des recombinaisons radiatives, en premier lieu régies par l'émission spontanée puis amplifiées par l'émission stimulée. L'émission stimulée signifie qu'un photon reçu par le milieu vient stimuler la transition d'un électron excité vers son niveau fondamental. Cette transition génère un photon de même énergie et cohérent en phase. Ce phénomène d'amplification de lumière est assisté par les oscillations dans la cavité résonante. Les deux miroirs distants



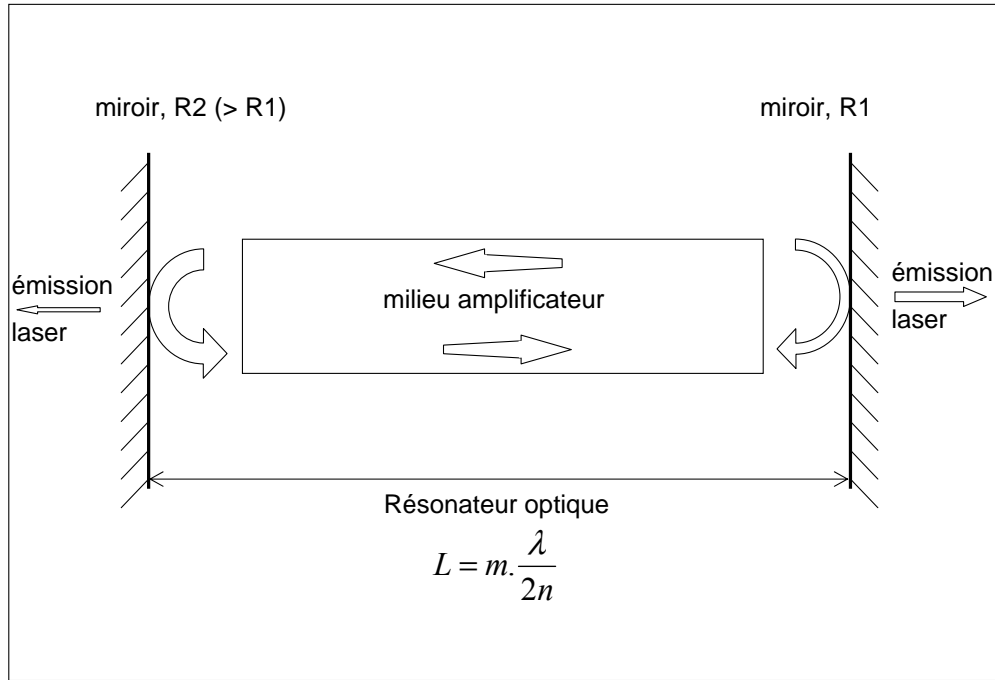


FIG. 1.5 – Schéma du principe du laser.

d'une longueur  $L$  assurent les allers et retours des photons dans le milieu amplificateur qui génèrent par émission stimulée des photons cohérents : c'est l'effet laser [22]. Cependant, l'effet laser est obtenu sous deux conditions, valables à la longueur d'onde  $\lambda$  d'émission du laser. La première condition concerne le gain du milieu amplificateur. Il doit compenser les pertes internes du matériau  $\alpha_i$  et les pertes du résonateur, liées aux réflectances  $R_1$  et  $R_2$  des miroirs. Il doit dépasser sa valeur seuil  $g_{th}$  définie par l'équation 1.1.

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \cdot \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (1.1)$$

La seconde condition laser repose sur la phase. L'aller-retour d'un photon dans la cavité doit introduire un déphasage multiple entier de  $2\pi$ . Cela signifie que la longueur  $L$  de la cavité doit être un multiple entier de  $\frac{\lambda}{2n}$ .

Dans le cas des lasers à semiconducteur, les transitions électroniques radiatives ont lieu entre les niveaux de la bande de conduction et les niveaux de la bande de valence. Ces deux bandes d'énergie sont des continua d'états séparés par une bande d'énergie interdite de largeur  $E_g$ , également appelé *gap* (figure 1.6). La longueur d'onde d'émission du laser correspond à une énergie proche du gap car c'est là que l'inversion de population est la plus marquée. A l'ordre zéro, on peut exprimer le gap  $E_g$  en fonction de la longueur d'onde d'émission  $\lambda$  selon la relation 1.2.

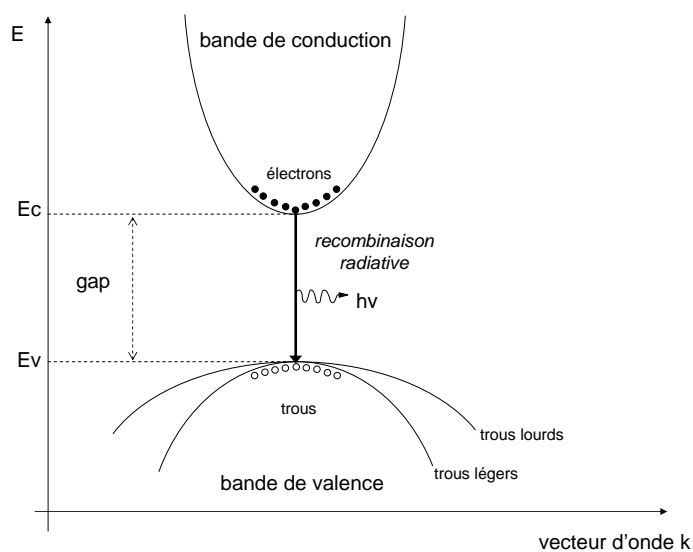


FIG. 1.6 – Schéma des bandes d'énergie d'un semiconducteur à gap direct dans l'espace réciproque.

$$E_g = \frac{h.c}{\lambda} \quad (1.2)$$

*Application numérique :*

Avec la constante de Planck  $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J.s} = 4.14 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$  et la vitesse de la lumière dans le vide  $c = 2.99 \times 10^{14} \mu\text{m.s}^{-1}$  :

$$E_g(\text{en eV}) \simeq \frac{1.24}{\lambda(\text{en } \mu\text{m})} \quad (1.3)$$

### 1.3.2 La structure d'un VCSEL

Les lasers à semiconducteurs les plus conventionnels (lasers ruban) émettent parallèlement au plan de croissance des couches de semiconducteurs. Les miroirs correspondent aux facettes clivées de l'échantillon (figure 1.7). La propagation de l'onde s'effectue dans le plan de la couche active et la réflectivité des facettes air/semiconducteur de l'ordre de 30% est suffisante pour obtenir l'effet laser. Dans le cas des VCSEL (figure 1.8), cette propagation a lieu perpendiculairement au plan des couches de semiconducteurs épitaxiées, donc dans un volume moindre de matériau à gain. En effet, pour un VCSEL, l'onde laser traverse l'épaisseur de couche active, c'est à dire quelques nanomètres, tandis qu'elles parcourent la longueur du laser ruban de l'ordre de  $500 \mu\text{m}$ . Pour compenser cette différence de volume actif, on augmente la réflectivité des miroirs, diminuant ainsi la valeur seuil du gain (relation 1.1). Les miroirs utilisés pour la réalisation de VCSEL sont des miroirs de Bragg ou miroirs distribués (DBR pour Distributed Bragg Reflectors). Il s'agit d'un empilement périodique de couches de deux matériaux différents, réalisant une alternance de faible et fort indice de réfraction. Ce type de miroir peut atteindre des réflectivités très

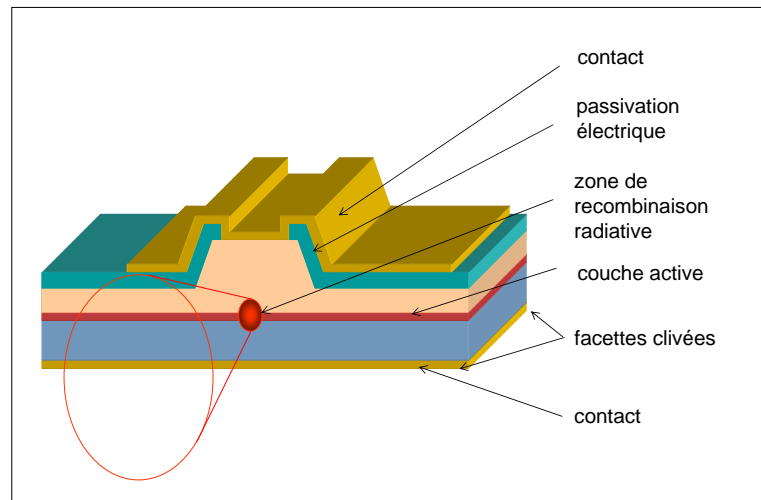


FIG. 1.7 – Schéma d'un laser ruban.

élevées, supérieures à 99.9%. La zone active située au centre de la cavité contient le matériau émetteur structuré en puits ou boîtes quantiques. Des contacts métalliques, par exemple déposés de part et d'autre des miroirs de Bragg, assurent l'injection électrique. Enfin, pour optimiser cette injection des porteurs, un diaphragme d'oxyde d'AlGaAs est réalisé. Située au dessus de la zone active, cette couche d'AlGaAs partiellement oxydée latéralement permet à la fois un confinement des porteurs en resserrant les lignes de champ (flèches de la figure 1.8) et un confinement optique en formant un guide d'onde par variation d'indice de réfraction. La conception du matériau actif, des miroirs de Bragg et du diaphragme d'oxyde est détaillée dans les paragraphes qui suivent.

### 1.3.2.1 Un matériau actif en structures quantiques

Dans les années 70, Alferov [23] a apporté la première amélioration des lasers à semiconducteurs en terme de courant de seuil : la double hétérostructure. Le diagramme énergétique et la variation de l'indice de réfraction d'une telle structure sont schématisés en figure 1.9a). Le matériau actif non dopé est pris en sandwich entre deux couches de confinement appelées *claddings*, l'une dopée n et l'autre p. Le gap de ces *claddings* est supérieur à l'énergie des photons générés par le matériau actif pour empêcher leur absorption et assurer ainsi le confinement du champ électromagnétique ( $E_{g2} > E_{g1}$ ). Polarisée en directe, la jonction pin apporte un maximum de porteurs dans la zone i et le confinement augmente la probabilité de recombinaison. Ce double confinement (photons et porteurs) entraîne un bon recouvrement entre le mode optique et la zone d'injection des porteurs. Le paramètre évaluant ce taux de recouvrement est

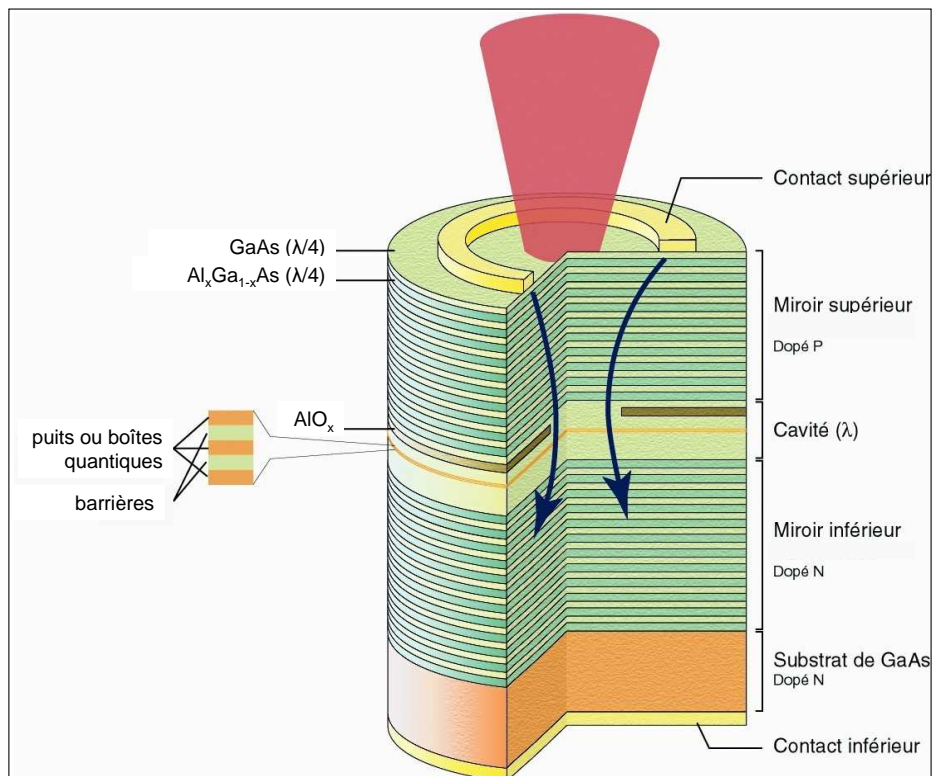


FIG. 1.8 – Schéma d'un VCSEL à contact top DBR.

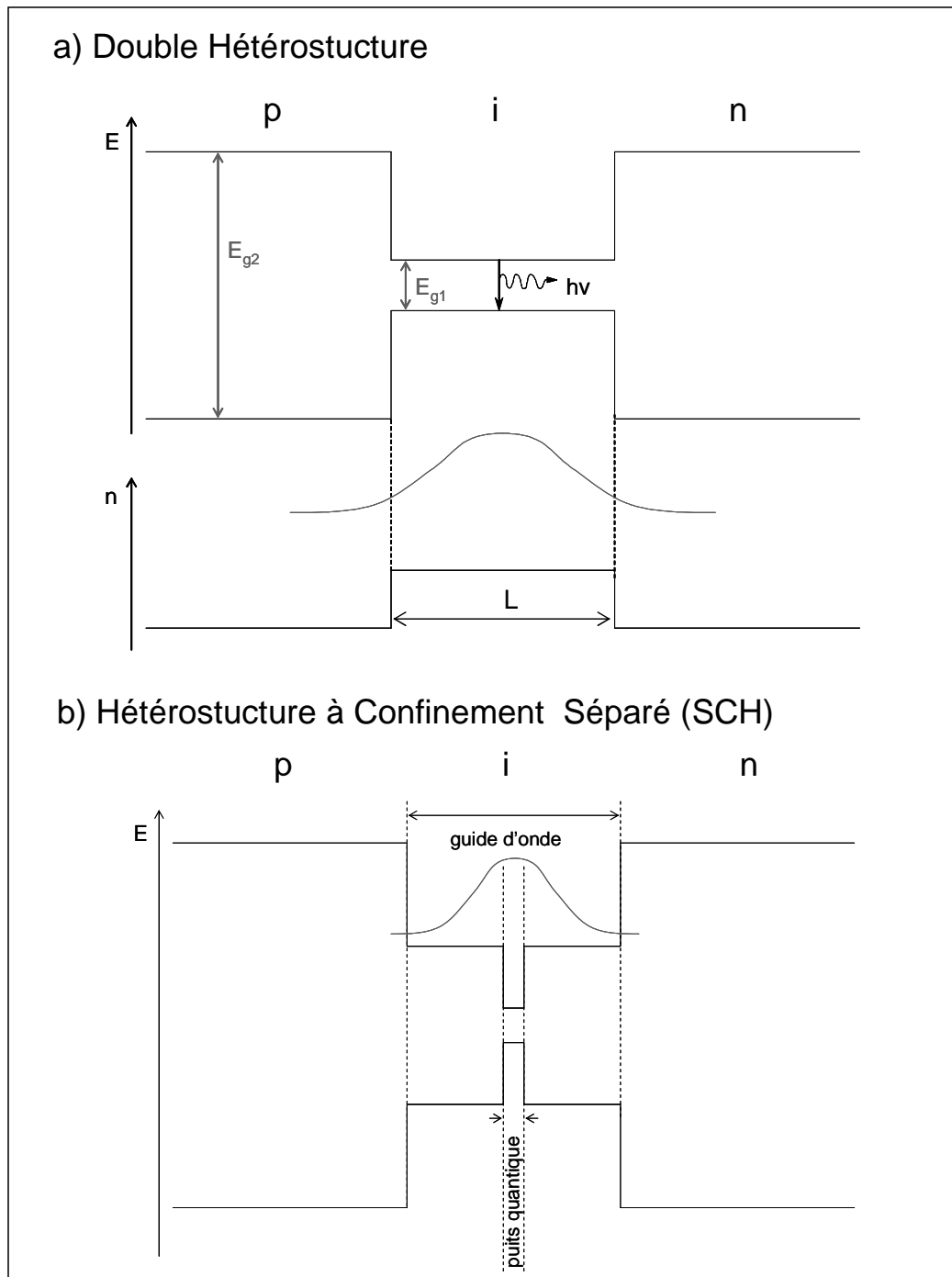


FIG. 1.9 – Schéma du diagramme d'énergie et de la variation de l'indice de réfraction d'une double hétérojonction a) et d'une hétérojonction à confinement séparé b).

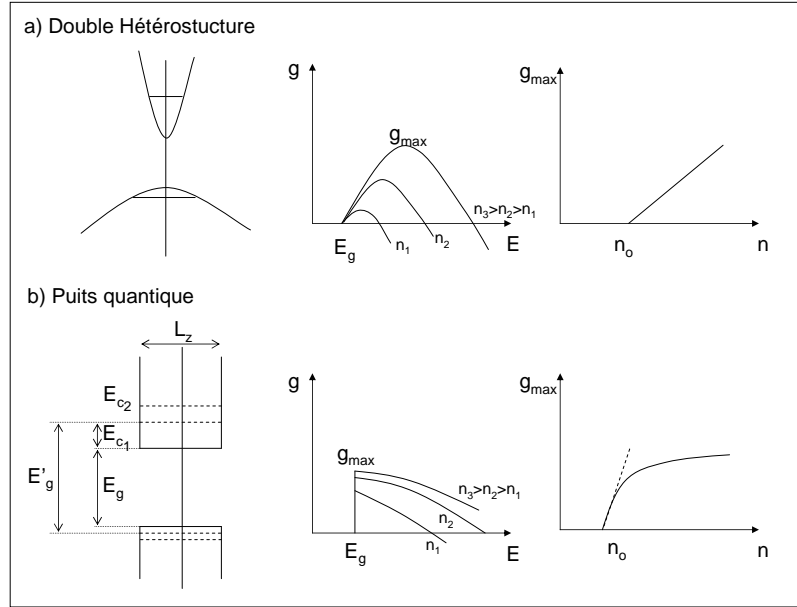


FIG. 1.10 – Schéma des niveaux d'énergie, courbe de répartition du gain en énergie  $g(E)$  et courbe du maximum du gain en fonction de la quantité de porteurs  $g(n)$  pour une double hétérostructure a) et pour un puits quantique b).

appelé le facteur de confinement [25], défini par 1.4.

$$\Gamma = \frac{\int_{-\frac{L_z}{2}}^{\frac{L_z}{2}} E^2(z) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(z) dz} \quad (1.4)$$

Cependant, pour ce type de structure, le maximum du gain n'est pas situé exactement au gap (figure 1.10a)) et donc une partie de l'inversion de population est inutile. L'utilisation d'un puits quantique permet d'amener le maximum du gain au gap (figure 1.10b)) et ainsi d'ajuster le nombre d'états utiles à l'inversion de population. Les laboratoires américains Bell ont été les premiers à démontrer la réduction du courant de seuil des lasers grâce à une structure contenant un puits quantique [24].

L'hétérojonction à confinement séparé (SCH pour Separated Confinement Heterojonction), décrite en figure 1.9b), permet d'optimiser à la fois le confinement des électrons et des photons [2]. Le puits quantique confinant les porteurs est centré dans un guide d'onde plus large, qui confine les photons. Le facteur de confinement peut être augmenté avec une structure SCH à multipuits quantiques. Dans ce cas et en première approximation, le facteur de confinement et donc le gain effectif est multiplié par le nombre de puits dans la structure [25]. En ce qui concerne les propriétés quantiques, elles proviennent de la très faible épaisseur du puits ( $L_z$ ). Dans la direction de croissance ( $z$ ), le mouvement des porteurs est confiné et les niveaux d'énergie sont discrétisés (niveau  $E_{c_n}$  en figure 1.10b)). Leur valeur dépend de l'épaisseur et de la profondeur du puits. Dans le modèle du puits quantique infini, qui donne une bonne approximation du premier niveau quantifié d'un puits quantique réel pas trop étroit, on a la relation 1.5

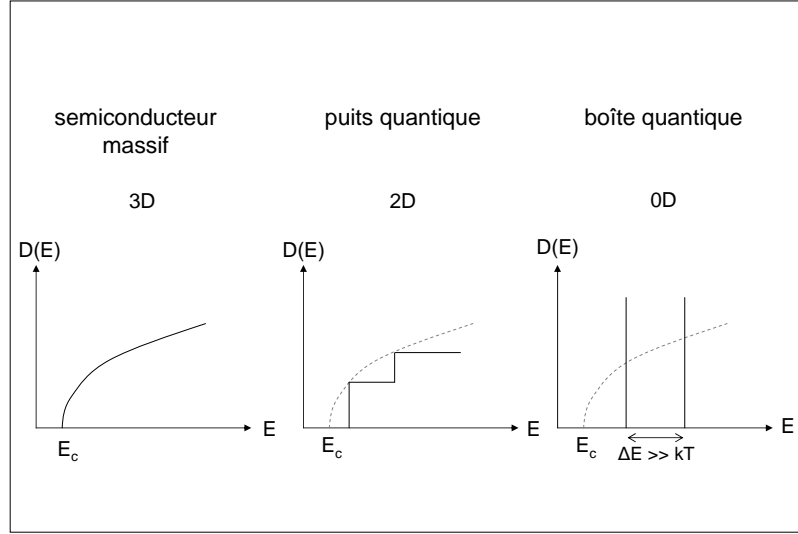


FIG. 1.11 – Densité d'états dans le cas d'un semiconducteur massif, d'un puits quantique et d'une boîte quantique.

[26].

$$E_{c1} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \quad (1.5)$$

avec  $m_e$  la masse effective de l'électron. Une équation similaire existe pour les trous et il en résulte que le gap effectif  $E'_g$  du semiconducteur dépend de l'épaisseur  $L_z$  du puits. On peut donc contrôler la longueur d'onde d'émission du laser en maîtrisant l'épaisseur du puits quantique.

Trois matériaux actifs différents sont présents dans les VCSEL étudiés : l'InGaAs, l'InGaAsN et l'InAs. Les deux premiers sont structurés en puits quantiques (hétérostructure à confinement séparé) alors que l'InAs est épitaxié sous forme de boîtes quantiques. Ces îlots nanométriques de matériau semiconducteur sont également utilisés comme structure active dans les lasers à semiconducteurs [27] car elles correspondent à la limite ultime de discrétisation des états. En effet, les dimensions nanométriques de la boîte quantique permettent un confinement tridimensionnel des porteurs. Dans le cas d'une boîte quantique idéale, il en résulte une densité d'états piquée (figure 1.11) et un gain concentré à une énergie bien définie. De plus, les niveaux d'énergie supérieurs au niveau fondamental sont difficilement peuplés thermiquement ( $\Delta E \gg kT$ , figure 1.11). L'inversion de population est alors obtenue encore plus aisément. Le courant de transparence des lasers à boîtes quantiques est donc plus faible et la variation du gain avec la densité de courant est plus élevée que pour des lasers à puits quantiques.

En réalité, les ensembles de boîtes quantiques ne présentent pas une densité d'état parfaitement piquée pour deux raisons. Tout d'abord, on constate un élargissement inhomogène dû aux fluctuations de taille de boîte à boîte. Aujourd'hui, pour des ensembles de boîtes quantiques d'In(Ga)As à l'état de l'art, cet élargissement inhomogène est de 17 à 20 meV. Cependant, il existe une limitation supplémentaire d'origine

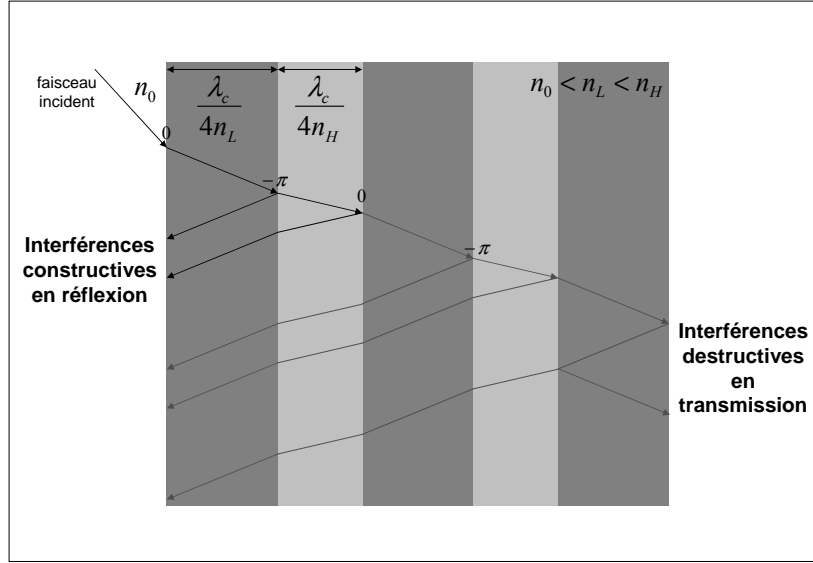


FIG. 1.12 – Schéma des réflexions et déphasages dans un miroir de Bragg (cas de l'air comme milieu incident).

intrinsèque. En effet, la largeur d'émission d'une boîte quantique à température ambiante est limitée par l'interaction électrons-phonons et en régime de forte excitation par les interactions électrons-électrons ([28, 29]). Les effets de l'interaction électrons-phonons sont particulièrement visibles lorsqu'on étudie une boîte quantique unique. A titre d'exemple, Matsuda *et al.* ont observé des largeurs de raies de 5 à 15 meV à température ambiante, contre quelques  $\mu\text{eV}$  dans les meilleurs cas à 4K ([30]). En ce qui concerne l'interaction électrons-électrons, Borri *et al.* ont mesuré un élargissement homogène pouvant aller jusqu'à 25 meV ([31, 32]). De ce fait, la densité d'états maximale (et donc le gain modal) associée à la transition fondamentale d'un plan de boîtes quantiques est environ dix fois plus faible que pour un puits quantique [33]. Cette densité d'états plus faible permet d'obtenir l'inversion de population pour une densité de courant très faible, mais limite le gain maximal disponible pour un plan de boîtes quantiques. Il faut donc de façon générale utiliser plusieurs plans de boîtes quantiques pour réaliser un laser performant.

### 1.3.2.2 Des miroirs de réflectivité élevée pour le résonateur

Pour permettre les oscillations laser, le matériau actif doit être placé dans un résonateur de type Fabry-Pérot. La longueur  $L$  du résonateur est déterminée par la distance séparant ses deux miroirs de réflectivité  $R_1$  et  $R_2$  (figure 1.5). Lorsque cette longueur  $L$  est de l'ordre de la longueur d'onde d'émission  $\lambda$ , comme dans le cas des VCSEL, on parle de microcavité dont la transmission est celle d'une cavité Fabry-Pérot [35] donnée par l'équation 1.6.

$$T = \frac{T_{max}}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi nL}{\lambda}\right)} \quad (1.6)$$



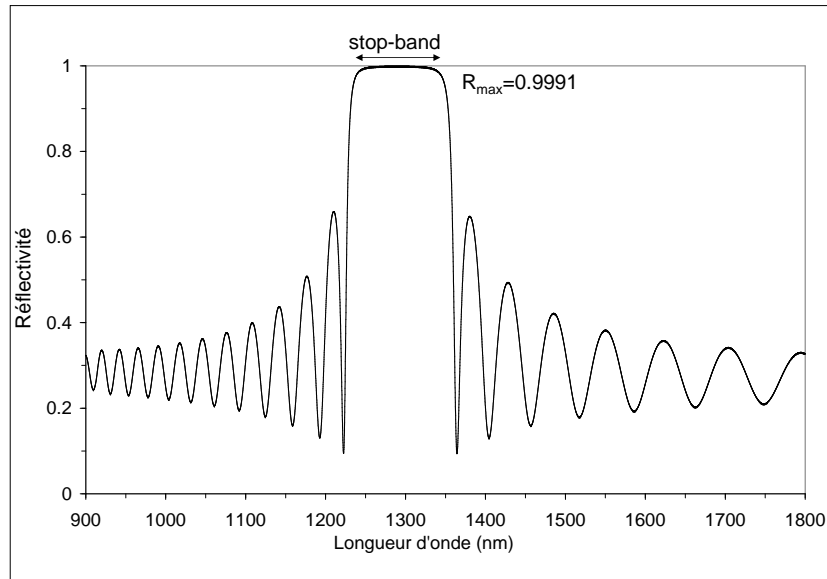


FIG. 1.13 – Spectre de réflectivité calculé d'un miroir de Bragg  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$  centré à 1290 nm et comportant 25 bicouches.

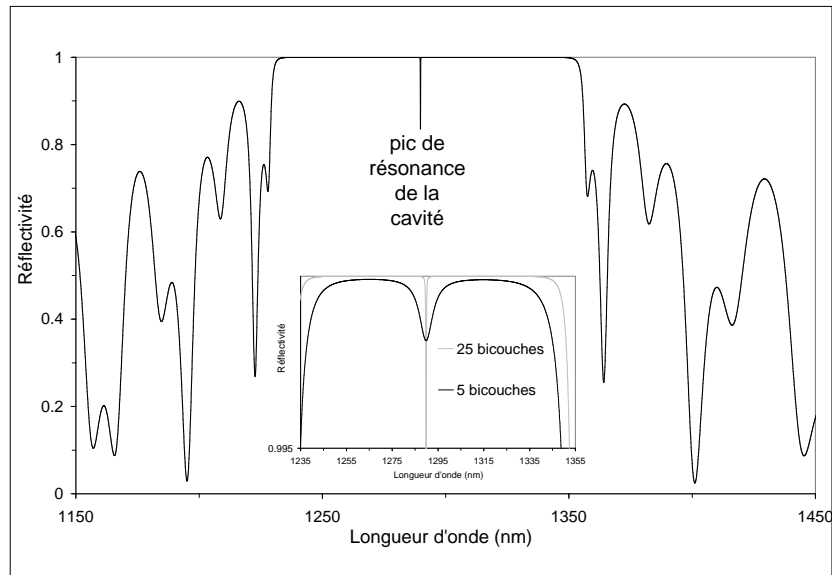


FIG. 1.14 – Spectre de réflectivité d'une structure VCSEL centrée à 1290 nm. Le miroir inférieur comporte 36 bicouches  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$  et le miroir supérieur 25 bicouches  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$ . Pour comparaison, le spectres de réflectivité pour un VCSEL avec un miroir supérieur de 5 bicouches  $\text{AlAs}/\text{GaAs}$  est donné en encart.

avec  $F = \frac{\pi\sqrt{R_1.R_2}}{(1-R_1.R_2)}$  la finesse du résonateur et  $n$  son indice de réfraction.

Dans les structures VCSEL, les miroirs utilisés sont deux miroirs de Bragg de part et d'autre de la cavité (figure 1.8). Un miroir de Bragg est un empilement périodique de couches minces dont la période est une bicouche constituée d'une couche de haut indice de réfraction ( $n_H$ ) et d'une couche de bas indice ( $n_L$ ). Chaque couche du miroir est une couche quart d'onde pour la longueur d'onde d'émission souhaitée : c'est la longueur d'onde de centrage du miroir ( $L_L = \frac{\lambda_c}{4n_L}$ ,  $L_H = \frac{\lambda_c}{4n_H}$ ). Le principe des réflexions dans un miroir de Bragg est schématisé en figure 1.12. On constate que les faisceaux réfléchis sont en phase, ils vont donc interférer de manière constructive. Un miroir de Bragg peut atteindre une réflectivité supérieure à 99%. On augmente ainsi le nombre d'oscillations dans la cavité afin de compenser le faible volume de matériau à gain traversé à chaque oscillation.

Une méthode matricielle, introduite en 1950 par Abélès [36], permet de calculer la réflectivité d'un empilement de  $n$  couches minces. Pour des épaisseurs, indices de réfraction et angle d'incidence connus autour de la longueur d'onde de centrage du miroir, la réflectivité du miroir peut être calculée. Le laboratoire a développé un logiciel, basé sur ce formalisme matriciel, capable de calculer la réflectivité d'un empilement et la répartition du champ électrique dans cet empilement. La figure 1.13 donne le spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$  de 25 bicouches et centré à 1290 nm. Ce spectre est typiquement composé d'oscillations de part et d'autre d'un plateau de réflectivité proche de 1, appelé *stop-band*. Le maximum de réflectivité d'un miroir placé entre un substrat et une autre couche de semiconducteur est donné par l'équation 1.7, où  $n_s$ ,  $n_c$ ,  $n_H$ ,  $n_L$  sont respectivement les indices de réfraction du substrat, de la cavité et des matériaux faible et fort indice du miroir à  $m$  bicouches (sous l'hypothèse de matériau sans pertes) :

$$R_{max} = \left| \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} \right|^2 \text{ avec } \alpha = \frac{n_s n_c}{n_H^2} \left( \frac{n_L}{n_H} \right)^{2m} \quad (1.7)$$

On constate que la valeur de la réflectivité peut être augmentée en ajoutant des bicouches. Cependant, multiplier le nombre  $m$  de bicouches allonge d'une part le temps d'épitaxie et d'autre part, augmente la résistance série du miroir, ainsi que les pertes optiques dues à l'absorption résiduelle du matériau ou encore la diffusion par les défauts d'interfaces. On peut également accroître la réflectivité en minimisant le rapport  $\frac{n_L}{n_H}$ , c'est à dire en choisissant un couple de matériaux apportant un important contraste d'indice. Le tableau 1.1 rassemble le contraste d'indice de réfraction et le nombre calculé de bicouches nécessaires pour atteindre 99.9% de réflectivité pour différents matériaux. Les semiconducteurs  $\text{InP}/\text{InGaAsP}$  et  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  ont été dans les premiers couples de matériaux semiconducteurs utilisés dans la réalisation de miroirs de Bragg pour les structures VCSEL en raison de leur accord de maille respectif avec l'InP et le GaAs. Le couple  $\text{GaAs}/\text{oxyde d'AlGaAs}$  (noté  $\text{AlO}_x$ ) a également été exploité pour son très faible rapport d'indice  $\frac{n_L}{n_H}$  [37]. Enfin, divers couples de diélectriques ont été utilisés ( $\text{Si}/\text{SiO}_2$ [38],  $\text{ZnSe}/\text{CaF}_2$ [39],  $\text{ZnSe}/\text{MgF}_2$ [40]). Pour notre étude, nous avons choisi d'utiliser pour la première fois le couple  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  en raison des faibles pertes optiques qu'il engendre. Les résultats du tableau 1.1 confirment que plus le rapport  $\frac{n_L}{n_H}$  est faible, plus le nombre de bicouches nécessaires pour atteindre une valeur donnée de réflectivité est réduit.

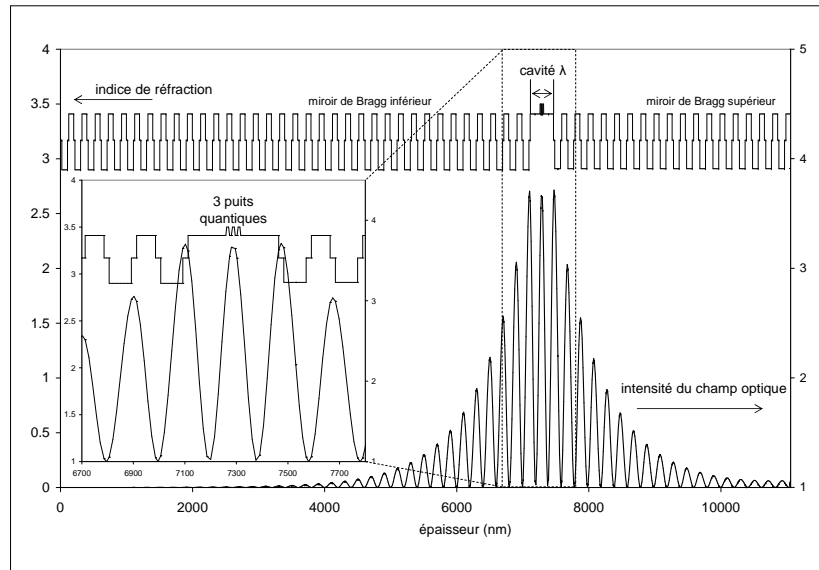


FIG. 1.15 – Répartition du champ électrique dans une structure VCSEL à cavité  $\lambda$ . On remarque une composition intermédiaire aux interfaces des miroirs qui permet de diminuer leur résistance série (détails au chapitre 2, paragraphe 2.3.3.2)

matériau bicouche	$\frac{n_L}{n_H}$	nombre de bicouches pour R=99.9%
InP/InGaAsP	0.908	39
GaAs/Al <sub>0.9</sub> Ga <sub>0.1</sub> As	0.866	31
GaAs/AlO <sub>x</sub>	0.469	5
HfO <sub>2</sub> /SiO <sub>2</sub>	0.790	15

TAB. 1.1 – Calcul du rapport d'indice et du nombre de bicouches nécessaire à l'obtention de 99.9% de réflectivité d'un miroir de Bragg pour différents couples de matériaux semiconducteurs ou diélectriques.

Dans le cas d'une structure VCSEL complète, deux miroirs de Bragg forment donc le résonateur de type Fabry-Pérot. Le miroir supérieur compte moins de bicouches afin de permettre l'émission laser face avant. Le spectre de réflectivité d'une structure VCSEL classique est donné en figure 1.14. Pour ce calcul, le miroir inférieur est composé de 36 bicouches et le miroir supérieur de 25 bicouches. Le spectre présente un minimum localisé de la réflectivité à 1290 nm, longueur d'onde  $\lambda_c$  de centrage de la structure. Il s'agit de la résonance de la cavité, également appelé *pic de cavité*, correspondant à la longueur d'onde d'émission théorique du VCSEL.

### 1.3.2.3 La localisation des puits

La figure 1.15 donne la répartition de la composante électrique du champ optique dans la structure d'un VCSEL possédant une cavité  $\lambda$ . Les oscillations du champ ont pour période  $\frac{\lambda}{2}$ . Chaque interface du miroir correspond donc alternativement à un maximum (ventre) ou à un minimum (noeud) du champ.

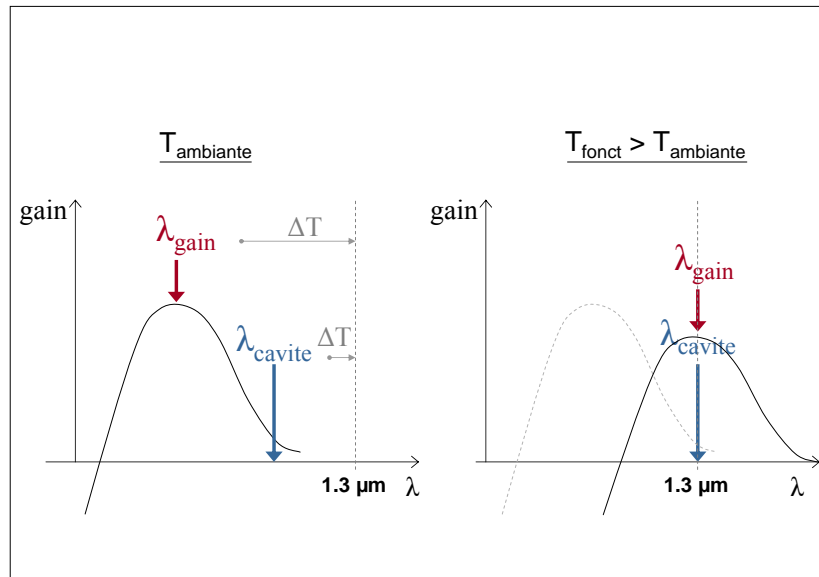


FIG. 1.16 – Schéma du spectre de gain et de la position relative du maximum de gain et du pic de résonance de la cavité, à température ambiante et à la température de fonctionnement du laser.

Maximum au centre et au bord de la cavité  $\lambda$ , l'enveloppe du champ décroît dans les miroirs de Bragg. De ce fait, on place la couche active au centre de la cavité  $\lambda$  afin de bénéficier du maximum de gain [41]. Deux ou trois puits quantiques ou plusieurs groupes de plans de boîtes quantiques sont généralement utilisés pour compenser un éventuel décentrage de la zone active. La densité de courant de seuil du laser est cependant dégradée puisque l'inversion de population dans plusieurs puits nécessite plus de porteurs. Par exemple, un VCSEL à un seul puits quantique d'InGaAs émettant à  $1.1 \mu\text{m}$ , récemment réalisé au laboratoire, a montré une densité de courant de seuil de  $312 \text{ A/cm}^2$  alors que les VCSEL réalisés à partir de la même structure mais contenant trois puits quantiques d'InGaAs présentent une densité de courant de seuil de  $1800 \text{ A/cm}^2$  [42]. Les VCSEL InGaAsN et InGaAs contraints étudiés contiennent respectivement trois et deux puits quantiques dans une cavité  $\lambda$ , tandis que les treize plans de boîtes de la structure VCSEL à boîtes quantiques d'In(Ga)As nécessitent une cavité  $2\lambda$  pour des raisons d'encombrement. Cela a pour conséquence de diminuer l'intervalle spectral libre du résonateur mais il reste suffisamment grand pour conserver le comportement modal longitudinal de notre microcavité (voir 1.3.3.2).

#### 1.3.2.4 Le rôle du désaccord spectral gain-cavité

L'effet laser dans un VCSEL ne sera obtenu que si le maximum du gain disponible est à proximité du pic de résonance de la cavité. Pour cela, il faut tenir compte de l'échauffement par effet Joule de la structure dû à l'injection électrique. Cet échauffement est évalué à environ une centaine de degrés Celsius. En effet, la température influence directement la longueur d'onde de la résonance et celle du maximum du gain. D'une part, la variation thermique des indices de réfraction [43] ainsi que la modification des épaisseurs par dilatation des couches (au second ordre) entraînent un décalage du pic de résonance de la

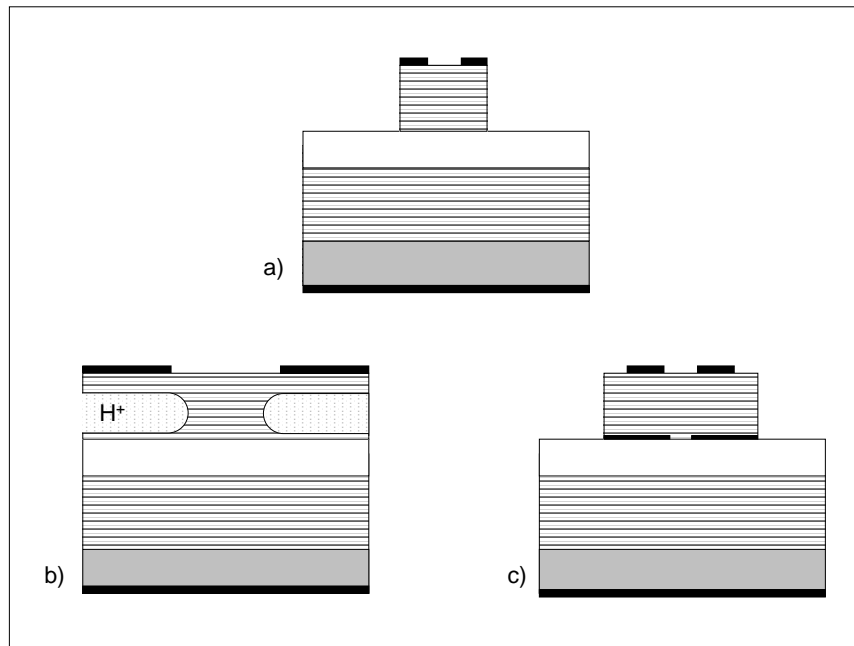


FIG. 1.17 – Schémas de différents types de confinement possibles : a) air post-VCSEL, b) VCSEL implanté et c) VCSEL oxydé.

cavité vers le rouge de  $0.08 \text{ nm/K}$  [45]. D'autre part, l'énergie de bande interdite varie avec la température [44]. Cela entraîne un décalage de la courbe de gain également vers les grandes longueurs d'onde, d'environ  $0.4 \text{ nm/K}$ . Lorsque la température augmente, le maximum du gain se décale donc vers le rouge et ce cinq fois plus rapidement que le pic de résonance. Si l'on veut qu'à sa température de fonctionnement le VCSEL émettent à  $1.3 \mu\text{m}$ , il faut, qu'à température ambiante, le pic de résonance soit positionné en deçà de cette longueur d'onde d'émission. De la même manière, le maximum de la courbe de gain doit se trouver en dessous du pic de résonance (figure 1.16). Pour cela, la cavité est centrée autour de  $1290 \text{ nm}$  et le matériau actif doit émettre autour de  $1260 \text{ nm}$  à température ambiante.

Ce décalage spectral entre le maximum du gain et le pic de résonance à température ambiante qui permet d'obtenir l'effet laser à la température de fonctionnement du VCSEL a été exploité pour atteindre une émission à  $1.3 \mu\text{m}$  en structure VCSEL avec des puits quantiques d'InGaAs qui émettent autour de  $1.2 \mu\text{m}$ . De la même façon que précédemment, le large décalage gain-cavité existant à température ambiante est réduit par l'échauffement des matériaux lors du fonctionnement en régime continu. La valeur importante du gain des puits d'InGaAs (par rapport aux puits quantiques d'InGaAsN) permet d'obtenir l'effet laser même si le maximum de gain n'est pas à proximité du pic de résonance. L'influence de la température sur le fonctionnement des VCSEL réalisés dans cette étude sera abordée plus en détail dans le troisième chapitre concernant la caractérisation électro-optique des VCSEL.

### 1.3.2.5 Un confinement latéral

L'objectif du confinement latéral dans un VCSEL est de confiner à la fois les porteurs et le champ optique généré afin d'améliorer les performances du VCSEL. Plusieurs techniques ont été développées pour réaliser le confinement latéral. La manière la plus simple techniquement d'obtenir ce confinement électro-optique est de former un pilier (figure 1.17a)) par gravure [46, 47]. Cependant les pertes optiques sur les flancs de gravure sont très élevées et la dissipation thermique est extrêmement limitée par les faibles dimensions du composant, ce qui dégrade ses performances. L'implantation ionique a ensuite été utilisée pour obtenir un confinement par guidage par le gain [48]. Il s'agit d'introduire des défauts cristallins par implantation d'ions ( $H^+$ ,  $O^+$ ,  $N^+$ , ou  $F^+$ ) localisée (figure 1.17b)). Les lignes de courant sont alors confinées dans la zone non implantée. Les inconvénients de cette deuxième technique sont d'une part les pertes optiques par diffraction et diffusion engendrées par les défauts cristallins et d'autre part le manque de confinement optique. Seul l'effet de lentille thermique, c'est à dire la modification du profil d'indice dans la direction transverse avec la température, assure un guidage par l'indice en régime continu. Cependant ce phénomène de guidage dû à l'effet Joule disparaît en régime pulsé. La mise au point de la technique d'oxydation sélective humide a donc été une avancée significative dans la technologie des VCSEL [49, 50, 51]. En oxydant latéralement partiellement une ou plusieurs couches du ou des miroirs de Bragg, on réalise un diaphragme permettant un confinement à la fois électrique et optique (figures 1.17c) et 1.18). En effet, l'oxyde d'Al(Ga)As obtenu par oxydation humide est un isolant électrique. Comme pour l'implantation ionique, les porteurs sont concentrés dans un volume plus faible de la région active. De plus, l'indice de réfraction de l'oxyde ( $n_{AlO_x} \simeq 1.6$ ) est presque deux fois plus faible que celui de l'Al(Ga)As. Un guidage verticale par l'indice est ainsi réalisé et assure un confinement du champ optique dans la zone non oxydée. Une modélisation du guide optique équivalent est décrite dans le quatrième chapitre.

Les performances des VCSEL ont été considérablement augmentées par l'introduction de la technique d'oxydation sélective humide [52]. Les résultats comparatifs des VCSEL oxydés et implantés de la figure 1.19 montrent par exemple une diminution de moitié de la densité de courant seuil et d'environ 5% de la tension seuil grâce à l'oxydation latérale. La puissance électrique qu'ils consomment s'en trouve largement diminuée et leur rendement amélioré.

Bien que les pertes optiques soit largement diminuées dans les VCSEL oxydés, elles ne sont pas nulles et proviennent de l'interaction entre le champ et le diaphragme d'oxyde. On peut toutefois réduire cette interaction en jouant sur l'épaisseur d'oxyde, la position de la couche oxydée ou le profil de l'oxyde. En effet, Thibeault *et al.* ont montré qu'avec une couche d'oxyde de 30 nm au lieu de 80 nm, le rendement différentiel quantique externe est légèrement meilleur et surtout ce rendement diminue très peu lorsque que le diamètre d'ouverture de l'oxyde décroît [52]. Choquette *et al.* montrent que l'on peut diminuer l'influence de la taille de l'ouverture sur les caractéristiques seuil en éloignant la couche de confinement de la cavité et en la plaçant à un ventre du champ dans le miroir [53]. Le confinement latéral des structures VCSEL de notre étude est réalisé par oxydation sélective humide d'une couche d'Al(Ga)As, située dans la première bicouche du miroir de Bragg supérieur. Cette étape critique du procédé de fabrication est décrite en détail dans le chapitre suivant concernant la technologie des VCSEL oxydés.

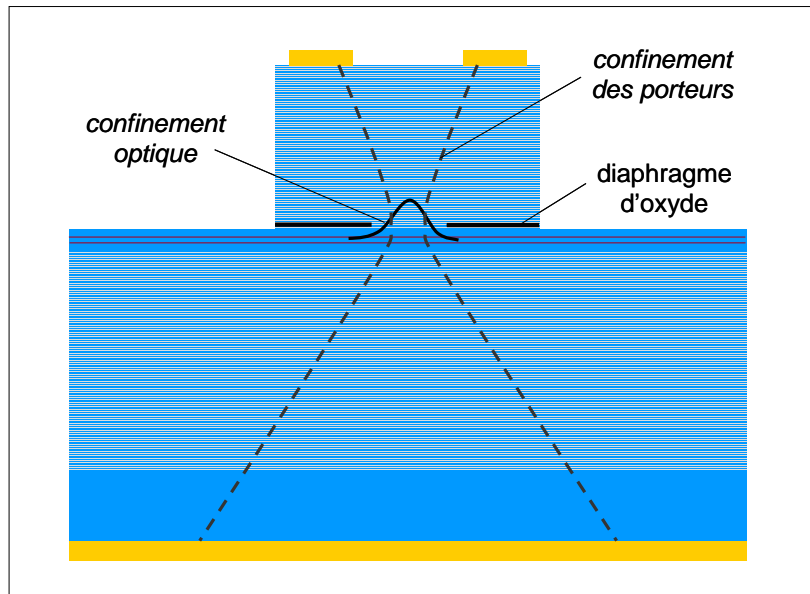


FIG. 1.18 – Schéma du confinement électrique et optique obtenu grâce à l'oxydation sélective humide d'une couche d'AlGaAs du miroir supérieur d'une structure VCSEL.

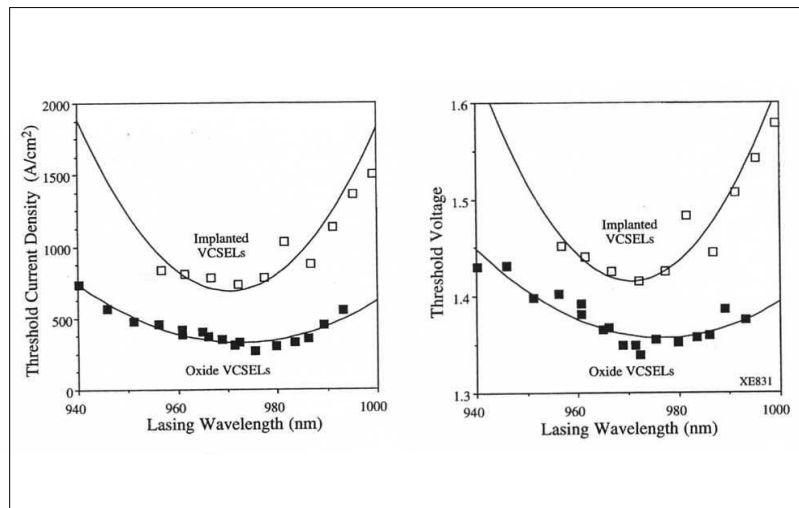
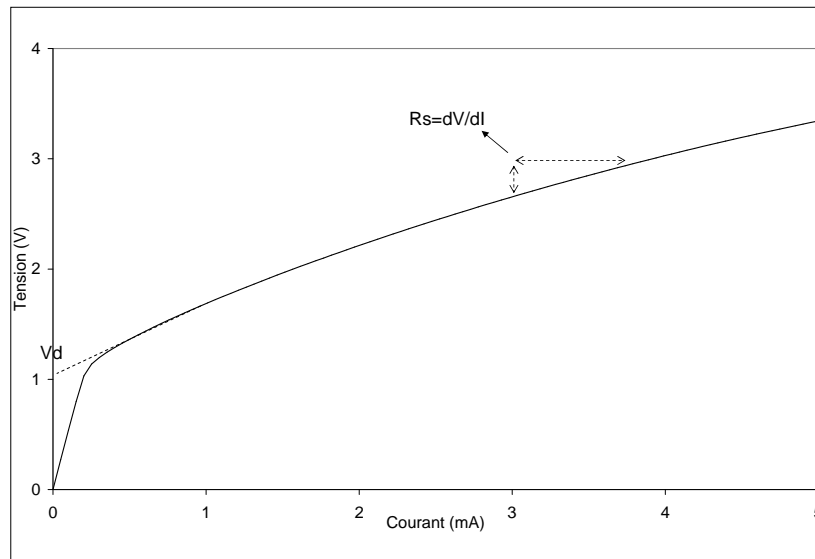


FIG. 1.19 – Comparaison des courants et tensions de seuil de VCSEL implantés et oxydés [52].

FIG. 1.20 – Caractéristique  $V(I)$  d'une VCSEL pompée électriquement.

### 1.3.3 Les principales caractéristiques d'un VCSEL

#### 1.3.3.1 La caractéristique PIV en fonctionnement continu

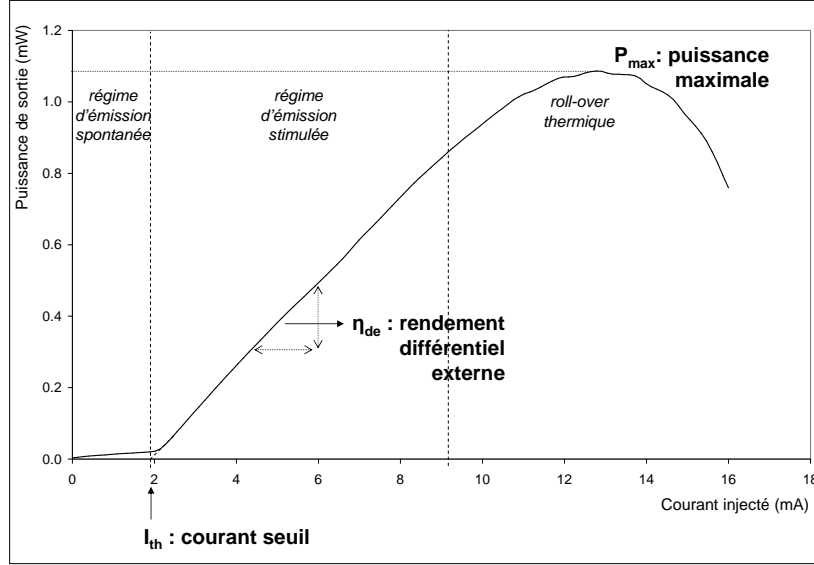
La relation courant-tension d'un VCSEL peut être approximée par celle d'une diode idéale (équation 1.8 [2]).

$$I = I_0 \left( \exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (1.8)$$

La figure 1.20 donne une caractéristique  $V(I)$  réelle d'un VCSEL. De cette caractéristique peuvent être déduits la tension seuil de la diode  $V_d$  et la résistance série  $R_s$  qui correspond à la pente  $\frac{dV}{dI}$ , calculée à une valeur du courant fixée. Dans la suite de l'étude, on ne prendra pas en compte la tension seuil  $V_d$  de la diode laser à cavité verticale mais la valeur de la tension de fonctionnement du VCSEL correspondant à la valeur du courant de seuil de la caractéristique  $P(I)$ . Cette tension de fonctionnement au seuil laser sera appelée par abus de langage tension seuil.

La caractéristique  $P(I)$  d'un laser donne la puissance optique émise en fonction du courant injecté dans le dispositif. L'allure typique de cette caractéristique (figure 1.21) est la même pour un VCSEL que pour un laser conventionnel. Elle présente les trois régimes de la diode laser. Le premier régime correspond au régime d'émission spontanée. Les photons sont émis par désexcitation radiative des électrons du matériau actif, précédemment excité par le signal de pompe. Le second régime correspond au régime laser. On note la présence d'un seuil, à partir duquel les photons sont essentiellement émis par émission stimulée. C'est-à-dire que le passage d'un photon dans le matériau actif génère un photon de même énergie et cohérent en phase. La puissance optique émise croît alors linéairement avec le signal de pompe. Dans le



FIG. 1.21 – Caractéristique  $P(I)$  d'un VCSEL pompé électriquement.

cas d'un laser pompé électriquement, la puissance peut être exprimée en fonction du courant injecté  $I$  et du courant seuil  $I_{th}$ , qui caractérise le seuil laser, par une relation affine du type 1.9 :

$$P = A.(I - I_{th}) \quad (1.9)$$

(avec  $A$  une constante multiplicative liée au rendement différentiel externe)

On définit également la densité de courant seuil, généralement notée  $J_{th}$  comme le rapport entre le courant seuil et la surface d'injection électrique. Pour un VCSEL oxydé à mesa circulaire, cette surface d'injection est délimitée par le diaphragme d'oxyde de rayon  $r$  et la densité de courant seuil est donnée par l'équation 1.10 :

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{\pi.r^2} \quad (1.10)$$

Le rendement différentiel externe  $\eta_{de}$ , défini par le rapport entre la puissance de sortie du laser et la quantité de porteurs injectés dans le laser, est proportionnelle à la pente  $\frac{dP}{dI}$  du régime stimulée selon l'équation suivante :

$$\eta_{de} = \frac{q\lambda}{h.c} \cdot \frac{dP}{dI}$$

avec la charge élémentaire  $q$ , la constante de Planck  $h$  et la vitesse de la lumière dans le vide  $c$ .

On peut alors donc exprimer la puissance optique émise par la relation 1.11.

$$P = \eta_{de} \frac{hc}{q\lambda} (I - I_{th}) \quad (1.11)$$

*Application numérique :*

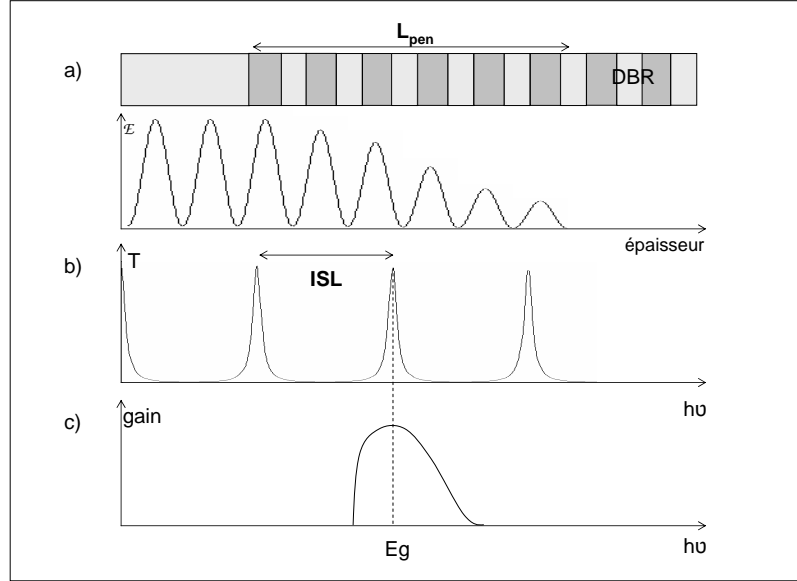


FIG. 1.22 – Répartition du champ électrique dans une demi-structure VCSEL (a), transmission d'une cavité VCSEL (b) et courbe de gain correspondante (c).

Avec  $P = 1mW$ ,  $h \simeq 6.63 \cdot 10^{-34} J.s$ ,  $c = 2.99 \cdot 10^8 m.s^{-1}$ ,  $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6} m$ ,  $q = 1.60 \cdot 10^{-19} C$ ,  $I = 5mA$ ,  $I_{th} = 1mA$ , le rendement différentiel externe est de  $0.26 W/A$ .

Le troisième régime de la caractéristique  $P(I)$  correspond à une rupture de la linéarité et à une chute de la puissance émise. On appelle ce phénomène le roll-over thermique. La forte injection provoque un échauffement par effet Joule qui entraîne un décalage entre le maximum du spectre du gain (appelé aussi pic de gain) et la résonance de la cavité (voir 1.3.2.4). À partir d'une certaine température de fonctionnement, qui dépend du detuning gain-cavité à température ambiante, la valeur du gain à la longueur d'onde de la résonance de la cavité diminue. Cela induit une réduction significative de la puissance optique émise par le VCSEL.

Dans le troisième chapitre, l'analyse et la comparaison des VCSEL réalisés reposera en grande partie sur la mesure de cette caractéristique  $P(I)$  et le calcul des paramètres  $I_{th}$ ,  $J_{th}$ ,  $\eta_{de}$  ainsi que de la puissance maximale émise  $P_{max}$ . Le comportement thermique de ces VCSEL y sera également abordé plus en détail.

### 1.3.3.2 Le comportement modal d'un VCSEL

Pour un résonateur Fabry-Pérot, comme un VCSEL, on définit l'intervalle spectral libre ( $ISL$ ) comme la différence de fréquence entre deux pics de résonance ou encore comme l'inverse de la période d'aller-retour dans la cavité. On a donc l'équation 1.12.

$$ISL = \frac{1}{\tau_{A-R}} = \frac{c}{2L} \quad (1.12)$$

Dans le cas d'un VCSEL, la longueur de la cavité n'est pas exactement la longueur  $L_{inter-DBR}$  séparant les miroirs car le champ électromagnétique pénètre légèrement dans chaque miroir de Bragg (figure 1.22a)) sur une distance  $L_{pen}$ , appelée longueur de pénétration. Le miroir de Bragg est alors équivalent à un miroir métallique situé à une distance  $L_{pen}$  de la zone active. La longueur effective de la cavité est donc donnée par l'équation 1.13.

$$L = L_{inter-DBR} + 2L_{pen} \quad (1.13)$$

La longueur d'onde du maximum de réflectivité du miroir de Bragg est appelée longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$ . Autour de cette longueur d'onde, la phase varie très peu autour de zéro. On peut donc calculer la longueur de pénétration de phase au voisinage  $\lambda_B$  selon l'équation 1.14 [2] :

$$L_{pen} = \frac{L_H + L_L}{4} \cdot \frac{n_H + n_L}{n_H - n_L} \quad (1.14)$$

Pour un miroir AlGaAs/GaAs centré à 1290 nm, la longueur de pénétration est d'environ 375 nm. Cette longueur de pénétration reste faible et à la différence d'un laser conventionnel, la longueur effective d'une cavité VCSEL est très courte, typiquement de l'ordre du micron. L'intervalle spectral libre est donc très supérieur à la largeur de la courbe de gain du matériau actif (figure 1.22c)). Par conséquent, une cavité VCSEL ne peut supporter qu'un seul mode d'oscillation longitudinal.

Par contre, le VCSEL peut fonctionner sur plusieurs modes transverses. Ces modes sont dus à la géométrie du guide d'onde formé par la cavité. Ils sont solutions des équations de Maxwell et dépendent des conditions aux limites essentiellement imposées par le diaphragme d'oxyde [54]. En première approximation, pour un VCSEL à mesa circulaire, les modes solutions sont identiques à ceux d'un guide d'onde de type fibre optique à saut d'indice et leur répartition spatiale est associée aux polynômes de Laguerre (figure 1.13). Le chapitre 4 est consacré à l'étude des modes transverses des VCSEL.

## 1.4 Conclusion du chapitre 1

Dans ce premier chapitre, les télécommunications haut débit dans les réseaux locaux ont été présentées comme contexte de cette étude des VCSEL à 1.3  $\mu\text{m}$ . Les performances des VCSEL à 1.3  $\mu\text{m}$  leur permettent de répondre à différents standards des transmissions optiques jusqu'à des distances de 40 km et des débits de 10 Gb/s. Parmi ces standards, le 10Gbit Long-Range Ethernet représente un marché de volume puisqu'il correspond au marché en développement des solutions technologiques FTTx. Cependant, les solutions concurrentes émettant par la tranche, de type Fabry-Pérot et DFB, sont déjà sur le marché. Les VCSEL à 1.3  $\mu\text{m}$  doivent donc rivaliser à la fois en terme de performances et de prix. L'atout économique principal des VCSEL reste l'utilisation de technologies issues de la microélectronique permettant la fabrication de masse ainsi que le test sur tranche et par conséquent l'obtention d'un transmetteur bas coût.

Depuis plus de vingt cinq ans, le développement des VCSEL s'effectue étape par étape. Les briques constituant ce composant complexe ont été successivement optimisées grâce aux avancées dans les techniques d'épitaxie et de fabrication. Le premier laser à émission surfacique est issu de la filière InP. Mais le développement des miroirs de Bragg a permis de mettre en avant les propriétés avantageuses des miroirs AlGaAs/GaAs pour la réalisation de laser à cavité verticale. Les puits quantiques d'InGaAsN, les boîtes quantiques d'In(Ga)As et les puits contraints d'InGaAs ont successivement apporté des solutions

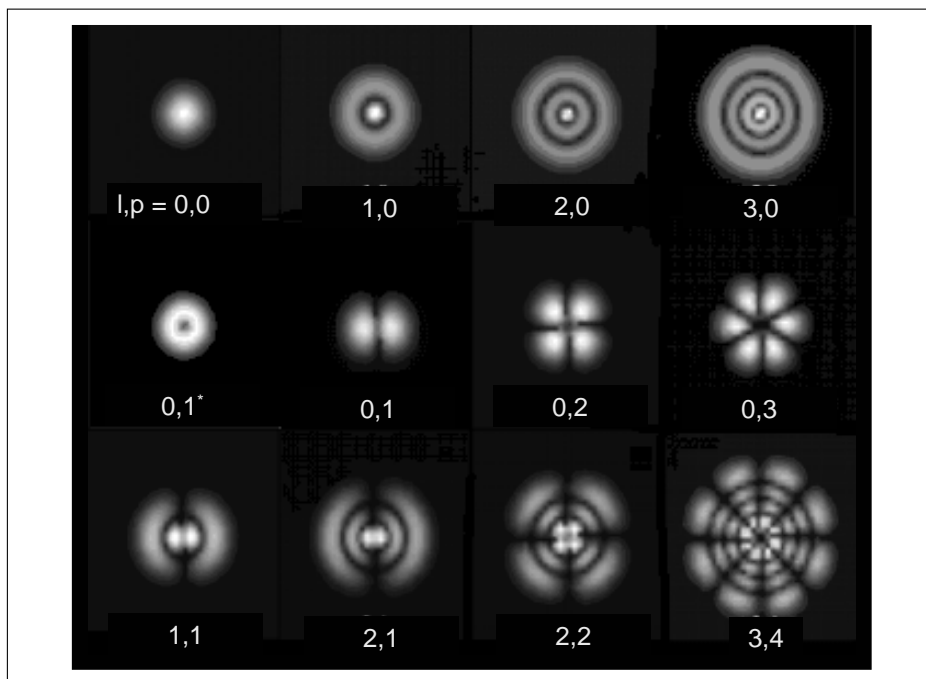


FIG. 1.23 – Modes de Laguerre d'ordre  $l$  et d'indice  $p$

au manque de matériau actif émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  dans la filière GaAs. Pour cette étude, des VCSEL ont été réalisés à partir de chacun de ces trois matériaux actifs.

Comme toute diode laser, le VCSEL est une jonction pin composée d'une cavité résonante et d'un milieu amplificateur. La cavité comporte deux miroirs de Bragg qui assurent les oscillations laser perpendiculairement au plan de croissance des couches. La zone active est centrée dans cette cavité. Le matériau émetteur est structuré en puits ou îlots quantiques afin d'augmenter le gain effectif du laser et diminuer son courant de seuil. De plus, la localisation judicieuse et précise des puits et plans de boîtes quantiques aux maxima du champ optique dans la cavité ainsi que le décalage négatif du maximum du gain par rapport à la résonance de la cavité permettent de bénéficier d'une valeur du gain proche du maximum disponible à la température de fonctionnement du laser. Les grandeurs caractéristiques du VCSEL telles que la densité de courant seuil, le rendement différentiel externe et la puissance maximale, ont été définies à partir de sa courbe  $P(I)$ . Leurs valeurs seront les principaux points de comparaison des VCSEL réalisés. Mais avant la présentation des caractéristiques de ces différents types de VCSEL fabriqués au laboratoire, les techniques de fabrication des composants feront l'objet du prochain chapitre.

# Bibliographie

- [1] David R. Goff, "Fiber Optic Reference Guide : A practical guide to the technology", Focal Press, 2ème édition, 1999.
- [2] L.A. Coldren, S.W. Corzine, "Diode lasers and Photonic Integrated Circuit", J. Wiley & Sons, New-York, 1995, 594p, (Wiley series in microwave and optical engineering).
- [3] N. Anscombe, "VCSELs go Long-Wave", Photonics Spectra, septembre 2003, p60-66.
- [4] J. Jewell, L. Graham, M. Crom, K. Maranowski, J. Smith, and T. Fanning, "1310 nm VCSELs in 1-10Gb/s commercial applications", Photonics West 2006 (OPTO 2006), San Jose (Ca), 21-26 janvier 2006.
- [5] S. Bernabé, R. Stevens, M. Volpert, R. Hamelin, C. Rossat, F. Berger, Lombard, C. Kopp, J. Berggren, P. Sundgren, M. Hammar, "Highly integrated VCSEL-based 10 Gb/s miniature optical subassembly", 55 th Electronic Components and Technology Conferences, Lake Buena Vista, 31 mai - 3 juin 2005.
- [6] H. Tsunetusugu, T. Hayashi, K. Katsura, M. Hosoya, N. Sato, J. Kukustsu, "Accurate, stable, high-speed interconnections using 20- to 30- $\mu$ m-diameter microsolder bumps", IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing Technology, Vol. 20, n°1 (1997), p76-82.
- [7] P. Castelein, J.M. Debono, M. Fendler, C. Louis, F. Marion, L. Mathieu, and M. Volpert, "Ultra fine pitch hybridization of large imaging detectors", Nuclear Science Symposium, Portland (USA), 19-25 octobre 2003 (Proceeding IEEE Vol. 5, p3518-21).
- [8] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 18, n°12 (1979), p 2329.
- [9] K. Iga, S. Ishikawa, S. Ohkouchi, and T. Nishimura, "Room-temperature pulsed oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser", Applied Physics Letters, Vol. 45, n°4 (1984), p348-50.
- [10] M. Ogura, W. Hsin, M-C. Wu, S. Wang, J. Whinnery, S.C. Wang, J.J. Yang, "Surface-emitting laser diode with vertical GaAs/AlGaAs quarter-wavelength multilayers and lateral buried heterostructure", Applied Physics Letters, Vol. 51, n°21 (1987), p1655-7.
- [11] N.M. Margalit, D.I. Babic, K. Streubel, R.P. Mirin, R.L. Naone, J.E. Bowers and E.L. Hu, "Submilliwatt long wavelength vertical cavity lasers", Electronics Letters, Vol. 32, n°18 (1996), p1675-7.
- [12] J.M. Dallesasse, N. Holonyak, Jr., A.R. Sugg, T.A. Richard, and N. El-Zein, "Hydrolysis oxidation of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-AlAs-GaAs quantum well heterostructures and superlattices", Applied Physics Letters, Vol. 57, n°26 (1990), p2844-46.
- [13] D.L. Huffaker, D.G. Deppe, and K. Kumar, "Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers", Applied Physics Letters, Vol. 65, n°1 (1994), p97-99.

- [14] K.D. Choquette, R.P. Schneider, Jr., K.L. Lear, and K.M. Geib, "Low threshold voltage vertical-cavity lasers fabricated by selective oxidation", *Electronics Letters*, Vol. 30, n°24 (1994), p2043-4.
- [15] M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki, and Y. Yazawa, "GaInNAs : a novel material for long wavelength semiconductor lasers", *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, n°3 (1997), p719-30.
- [16] M.C. Larson, M. Kondow, T. Kitatani, K. Nakahara, K. Tamura, H. Inoue, and K. Uomi, "GaInNAs-GaAs long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, n°2 (1998), p188-90.
- [17] A.W. Jackson, R.L. Naone, M.J. Dalberth, J.M. Smith, K.J. Malone, D.W. Kisker, J.F. Klem, K.D. Choquette, D.K. Serkland and K.M. Geib, "OC-48 capable InGaAsN vertical cavity lasers", *Electronics Letters*, Vol. 37, n°6 (2001), p355-6.
- [18] H. Saito, K. Nishi, I. Ogura, S. Sugou, and Y. Sugimoto, "Room temperature lasing operation of quantum-dot vertical-cavity surface-emitting laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 69, n°21 (1996), p3140-2.
- [19] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, B.V. Volovik, Zh.I. Alferov and D. Bimberg, "InAs-InGaAs quantum dot VCSELs on GaAs substrates emitting at 1.3  $\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, Vol. 36, n°16 (2000), p1384-5.
- [20] E. Pugeoise, Ph. Gilet, N. Dunoyer, Ph. Grosse, S. Poncet, L.Grenouillet, Ph. Duvaut, A. Chelnokov, R. Hamelin, C. Rossat, J-M. Gérard, «Long-wavelength continuous-wave quantum dot VCSEL on GaAs substrate», *European Conference on Integrated Optics 2005*, Grenoble, France, 6-8 avril 2005.
- [21] C. Asplund, P. Sundgren, S. Mogg, M. Hammar, U. Christiansson, V. Oscarsson, C. Runnstrm, E. Odling and J. Malmquist, "1260 nm InGaAs vertical-cavity lasers", *Electronics Letters*, Vol. 38, n°13 (2002), p635-6.
- [22] B.A. Saleh, M.C. Teich, "Fundamental of Photonics", J. Wiley & Sons, 1991, 966p.
- [23] Zh.I. Alferov, V.B. Khalfin, R.F. Kazarinov, *Sov. Phys. Solid State*, Vol. 8 (1967), p2480.
- [24] W.T. Tsang, "Extremely low threshold (AlGa) As modified multi-quantum well heterostructure lasers grown by molecular beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, Vol. 39, n°10 (1981), p786-8.
- [25] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Dunod, Paris, 5ème édition, 2001, 826p.
- [26] C. Weisbuch, B. Vinter, "Quantum semiconductor structures : fundamentals and applications", Academic Press, Inc, Boston, 1991, 252p.
- [27] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, "Quantum dot heterostructure", J. Wiley & Sons, Chichester, 2001, 328p.
- [28] J.M. Gérard, A. Lemaître, B. Legrand, A. Ponchet, B. Gayral, V. Thierry-Mieg, "Novel prospects for self-assembled InAs/GaAs quantum boxes", *Journal of Crystal Growth* 201/202 (1999), p1109-1116.
- [29] K. Nishi, H. Saito, S. Sugou, J.S. Lee, "A narrow photoluminescence linewidth of 21meV at 1.35  $\mu\text{m}$  from strain-reduced InAs quantum dots covered by  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  grown on GaAs subtrates", *Applied Physics Letters*, Vol. 74, n°8 (1999), p1111-3.
- [30] K. Matsuda, T. Saiki, H. Saito, K. Nishi, "Room temperature photoluminescence spectroscopy of self-assembled  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  single quantum dots by using highly sensitive near-field scanning optical microscope", *Applied Physics Letters*, Vol. 76, n°1 (2000), p73-75.

- [31] P. Borri, W. Langbein, J.M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, D. Bimberg, "Time-resolved four wave mixing in InAs/InGaAs quantum dot amplifiers under electrical injection" *Applied Physics Letters*, Vol. 76 (2000), p1380.
- [32] P. Borri, S. Schneider, W. Langbein, U. Woggon, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, Zh. I. Alferov, D. Ouyang, D. Bimberg, "Ultrafast carrier dynamics and dephasing in InAs quantum-dot amplifiers emitting near 1.3  $\mu\text{m}$  wavelength at room temperature", *Applied Physics Letters*, Vol. 79, n°16 (2001), p2633-5.
- [33] A. Fiore, "Quantum dots for optical applications", European Conference on Integrated Optics 2005, 6-8 avril 2005, Grenoble, France. Tutorial disponible sur <http://imowww.epfl.ch/qd/html/tutorials.htm>.
- [34] E. Rosencher, B. Vinter, "Optoélectronique", Dunod, Paris, 2ème édition, 2002, 621p (Sciences Sup).
- [35] M. Born, E. Wolf, "Principles of Optics", Pergamon Press, New York, 5th edition, 1975, 808p.
- [36] F. Abelès, "Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Applications aux couches minces." *Ann. Physique, Série 12*, n°5 (1950), p596-640 et 707-781.
- [37] M.H. Mac Dougal, G.M. Yang, A.E. Bond, C.-K. Lin, D. Tishinin, and P.D. Dapkus, "Electrically-pumped vertical-cavity lasers with AlxOy-GaAs reflectors", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, n°3 (1996), p310-12.
- [38] C. Lei, T. J. Rogers, D. G. Deppe, and B. G. Streetman, "InGaAs-GaAs quantum well vertical-cavity surface emitting laser using molecular beam epitaxy regrowth", *Applied Physics Letters*, Vol. 58, n°11 (1991), p1122-24.
- [39] C. Lei, T. J. Rogers, D. G. Deppe, and B. G. Streetman, "ZnSe/CaF2 quarter-wave Bragg reflector for the vertical-cavity surface-emitting laser", *Journal of Applied Physics*, Vol. 69, n°11 (1991), p7430-34.
- [40] D.L. Huffaker, L.A. Graham, H. Deng, and D.G. Deppe, "Sub-40  $\mu\text{A}$  continuous-wave lasing in an oxidized vertical-cavity surface-emitting laser with dielectric mirrors", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, n°8 (1996), p974-6.
- [41] S.W. Corzine, R.S. Geels, J.W. Scott, R.-H. Yan, and L.A. Coldren, "Design of Fabry-Perot surface-emitting laser with periodic gain structure", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, n° (1989), p1513-24.
- [42] L. Grenouillet, P. Duvaut, N. Olivier, P. Gilet, P. Grosse, S. Poncet, P. Philippe, E. Pugeoise, L. Fulbert, A. Chelnokov, "GaIn(N)As/GaAs VCSELs emitting in the 1.1-1.3  $\mu\text{m}$  range", *SPIE Workshop on Photonic Component for Broadband Communication*, 28-29 juin 2006, Stockholm (Suède).
- [43] .J. Talghader and J.S. Smith, "Thermal dependence of the refractive index of GaAs and AlAs measured using semiconductor multilayer optical cavities", *Applied Physics Letters*, Vol. 66, n°3 (1995), p335-7.
- [44] Z. Hang, D. Yan, F. H. Pollak, G.D. Pettit, J.M. Woodall, "Temperature dependence of the direct band gap of  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0.06$  and  $0.15$ )", *Physical Review B*, Vol. 44, n°19 (1991), p10546-10550.
- [45] D.W. Kisker, L.M.F. Chirovsky, R.L. Naone, J.M. Van Hove, J.M. Rossler, M Adamczyk, N. Wasinger, J.G. Beltran and D. Galt, "1.3  $\mu\text{m}$  VCSEL production issues", *Photonics West 2004, San Jose (Californie)*, *Proceeding SPIE 5364*, p146-157.



- [46] J. Jewell, A. Scherer, S.L. McCall, Y.H. Lee, S. Walker, J.P. Harbison, and L.T. Florez, "Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers", *Electronics Letters*, Vol. 25, n°17 (1989), p1123-4.
- [47] K.D. Choquette, G. Hasnain, Y.H. Wang, J.D. Wynn, R.S. Freund, A. Y. Cho, and R.E. Leibenguth, "GaAs vertical-cavity surface emitting lasers fabricated by reactive ion etching", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3, n°10 (1991), p859-62.
- [48] K. Tai, R.J. Fischer, K.W. Wang, S.N.G. Chu, and A.Y. Cho, "Use of implant isolation for fabrication of vertical-cavity surface-emitting laser diodes", *Electronics Letters*, Vol. 25, n° (1989), p1644-45.
- [49] D.L. Huffaker, D.G. Deppe, K. Kumar, and T.J. Roger, "Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 65, n°1 (1994), p97-99.
- [50] Y. Hayashi, T. Mulkaiharu, N. Hatori, N. Ohnoki, A. Matsutani, F. Koyama, and K. Iga, "Record low-threshold index guided InGaAs/GaAlAs vertical-cavity surface-emitting laser with a native oxide confinement structure", *Electronics Letters*, Vol. 31, n°7 (1995), p560-1.
- [51] K.D. Choquette, K.L.Lear, R.P. Shneider, Jr., M. Geib, J.J. Figiel, and R. Hull, "Fabrication and performance of selectively oxidized vertical-cavity lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, n°11 (1995), p1237-9.
- [52] B.J. Thibeault, E.R. Hegblom, P.D. Floyd, R. Naone, Y. Akulova and L.A. Coldren, "Reduced Optical Scattering Loss in Vertical-Cavity Laser Using a Thin (300Å) Oxide Aperture", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, n°5 (1996), 593-5.
- [53] K.D. Choquette, W.W. Chow, G.R. Hadley, H.Q. Hou and K.M. Geib, "Scalability of small-aperture selectively oxidized vertical cavity lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 70, n° 7 (1997), p 823-825.
- [54] A. Yariv, "Optical Electronics in Modern Communication", Oxford University Press, New York, 5th edition, 1997, 744p.

## Chapitre 2

# La technologie des VCSEL oxydés

L'objectif à atteindre est l'effet laser à  $1.3 \mu\text{m}$  dans une structure VCSEL sur substrat de GaAs. Ce deuxième chapitre présente les points clés de la réalisation de la structure : quels matériaux sont à la fois compatibles avec le GaAs et permettent l'émission à  $1.3 \mu\text{m}$ ? Comment réaliser un confinement latéral électro-optique par oxydation sélective humide? Enfin, l'utilisation de miroir supérieur diélectrique ou semiconducteur nous amène à la problématique de l'injection des porteurs dans la structure.

### 2.1 Emettre à $1.3 \mu\text{m}$ dans la filière GaAs

#### 2.1.1 Les matériaux émettant à $1.3 \mu\text{m}$ dans la filière GaAs

La figure 2.1 donne l'énergie de bande interdite de différentes alliages selon leur paramètre de maille. Lorsque le paramètre de maille du matériau à épitaxier est très proche de celui du matériau de départ la croissance est dite "pseudomorphique". C'est à dire que le paramètre de maille du matériau épitaxié s'accorde à celui du substrat dans le plan de croissance des couches. Cependant, lorsque le désaccord de maille est trop important, ou pour un désaccord plus faible, que l'épaisseur est supérieure à l'épaisseur critique, il se crée des contraintes qui se relaxent de manière plastique. Il se forme alors des dislocations et des défauts qui sont autant de sièges de recombinaisons non radiatives. L'épaisseur critique, en dessous de laquelle la croissance pseudomorphique est conservée, dépend de la valeur du désaccord de maille.

A l'aide du diagramme d'énergie de bande interdite de la figure 2.1, nous allons expliquer comment atteindre la gamme  $1.3 \mu\text{m}$  avec les alliages InGaAs/GaAs et InGaAsN/GaAs.

##### 2.1.1.1 Les puits quantiques d'InGaAs

La figure 2.1 montre que l'incorporation d'indium dans le GaAs entraîne une diminution de l'énergie de bande interdite de l'alliage InGaAs et donc une augmentation de la longueur d'onde d'émission. Cependant le désaccord de maille entre le GaAs et l'InAs est tel (7%) que la croissance d'InGaAs sur GaAs reste pseudomorphique seulement sur quelques nanomètres d'épaisseur donc pour des taux d'indium incorporé limités ( $< 40\%$  d'In). En effet, au delà de l'épaisseur critique, l'incorporation d'indium est limitée par la relaxation plastique des contraintes qui engendrent des dislocations et qui sont à l'origine de la dégradation de la puissance optique émise [1]. La croissance pseudomorphique permet de réaliser des puits d'InGaAs sur GaAs (figure 2.2), qui sont contraints en compression et émettent difficilement au

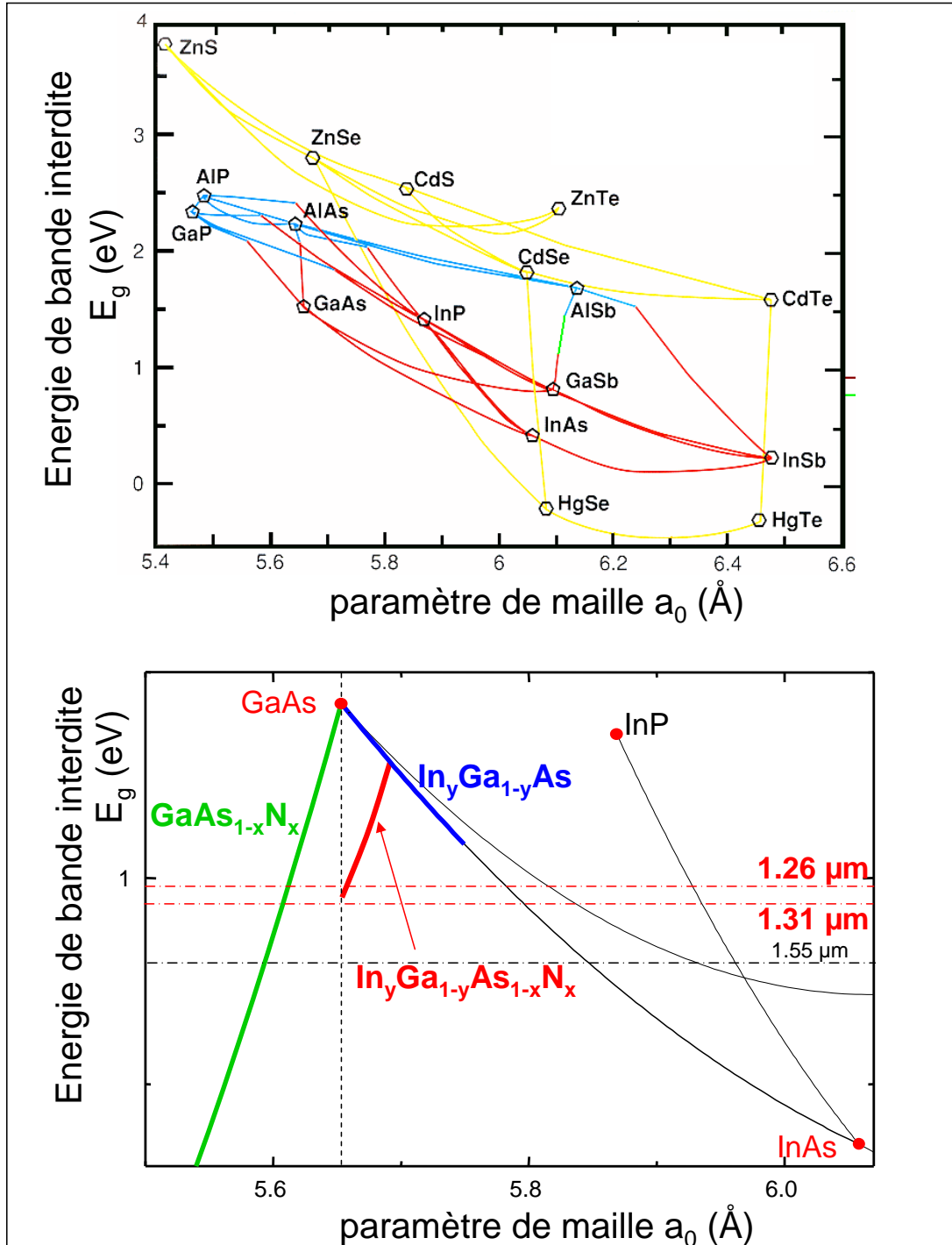


FIG. 2.1 – Diagramme de l'énergie de bande interdite de quelques semiconducteurs en fonction de leur paramètre de maille.

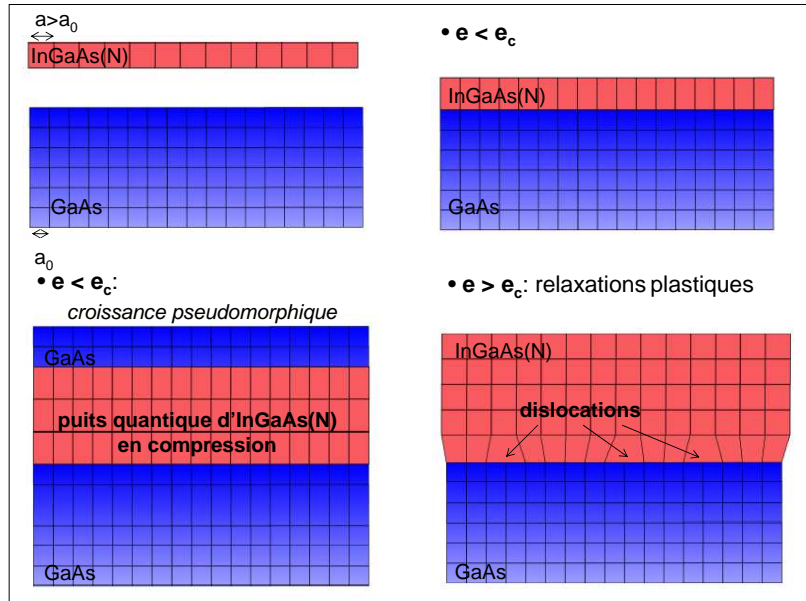


FIG. 2.2 – Schéma de la formation de puits quantique d'InGaAs(N) sur GaAs par croissance pseudomorphique et cas d'une croissance métamorphique.

delà de 1.2  $\mu\text{m}$ . Toutefois, sous certaines conditions de croissance, on peut augmenter le taux d'indium incorporé en conservant un régime de croissance bidimensionnel. En effet, en épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM [2]) à faible température de croissance, avec une vitesse de croissance élevée et un fort rapport V/III, l'Institut Royal de Technologie de Stockholm a poussé la photoluminescence des puits d'InGaAs fortement contraints jusqu'à 1.22  $\mu\text{m}$  [3].

### 2.1.1.2 Les puits quantiques d'InGaAsN

Afin d'augmenter la longueur d'onde d'émission des puits d'InGaAs, Kondow *et al.* [4] ont proposé d'incorporer conjointement dans le GaAs de l'indium et de l'azote. Pour la plupart des alliages ternaires, plus le paramètre de maille est faible, plus l'énergie de bande interdite est élevée. Dans le cas du GaNAs, la diminution du paramètre de maille s'accompagne d'une réduction de l'énergie de bande interdite. De plus, le gap de l'alliage ternaire GaNAs varie beaucoup avec le pourcentage d'azote qu'il contient (200 meV de variation de gap pour 2% d'azote). Ainsi, avec ce comportement atypique, l'incorporation d'un faible taux d'azote permet une forte augmentation de la longueur d'onde en conservant un paramètre de maille légèrement inférieur à celui du GaAs. L'ajout d'azote à l'InGaAs permet donc de placer la longueur d'onde d'émission dans la gamme 1.3  $\mu\text{m}$  mais aussi de diminuer le désaccord de maille avec le GaAs. En effet, le GaNAs est contraint en tension tandis que l'InGaAs est contraint en compression (figure 2.1). La compensation des contraintes permet d'obtenir un désaccord de maille acceptable pour une croissance pseudomorphique de l'InGaAsN sur GaAs (figure 2.2). On réalise ainsi des puits quantiques d'InGaAsN de 6 à 8 nm d'épaisseur (figure 2.3).

Cependant, le faible pourcentage d'azote incorporé doit être parfaitement maîtrisé car l'incorporation

d'azote à l'InGaAs entraîne une diminution du gain [5]. En effet, l'ajout d'azote à l'InGaAs entraîne une augmentation de la masse effective des électrons et donc un aplatissement de la bande de conduction. Il en résulte une augmentation de la densité d'états disponibles et donc un accroissement de la densité de porteurs à la transparence ( $N_{tr}$ ). L'inversion de population est alors atteinte pour une densité de porteurs plus élevée. C'est pourquoi les courants seuil des lasers à base d'InGaAsN sont plus élevés que ceux de leurs homologues à base d'InGaAs.

L'azote incorporé est l'azote atomique N, obtenu, dans le bâti d'épitaxie par jet moléculaire (EJM) du laboratoire, par décomposition d'azote gazeux ultra-pur par plasma radio-fréquence [7]. Le contrôle de la puissance du plasma et du débit d'azote permet de maîtriser la quantité d'azote incorporé pour atteindre les 1 à 3% désirés.

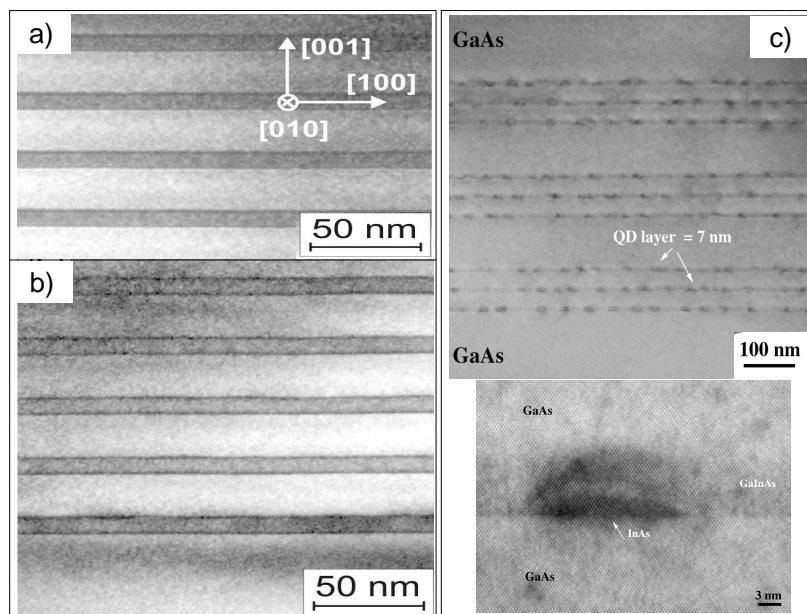


FIG. 2.3 – Image en microscopie électronique par transmission de puits quantiques d'InGaAs (a), de puits quantiques d'InGaAsN (b), d'un empilement de couches de boîtes quantiques dans une structure VCSEL et d'une des boîtes quantiques de cet empilement (c). Les mesures TEM a) et b) ont été réalisées par le Laboratoire de Microscopie Electronique de l'Université de Karlsruhe et les images c) par le LETI. Le contraste accentué sur l'image TEM des puits quantiques d'InGaAsN provient d'une concentration d'azote plus élevée à l'interface InGaAsN/GaAs [6].

### 2.1.1.3 Autre solution : les boîtes quantiques d'In(Ga)As

Un autre mode de croissance est observé pour la croissance d'In(Ga)As sur GaAs. Il s'agit du mode Stranski-Krastanov qui correspond à la formation de boîtes quantiques [8]. Lorsque l'épaisseur critique est dépassée, la croissance passe d'un régime bidimensionnel à un régime tridimensionnel par relaxation élastique des contraintes. Des îlots nanométriques de matériau épitaxié (boîtes quantiques) se forment sur la couche bidimensionnelle appelée couche de mouillage (figure 2.4).

Le gap de l'InAs est d'environ 0.5 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'émission d'environ

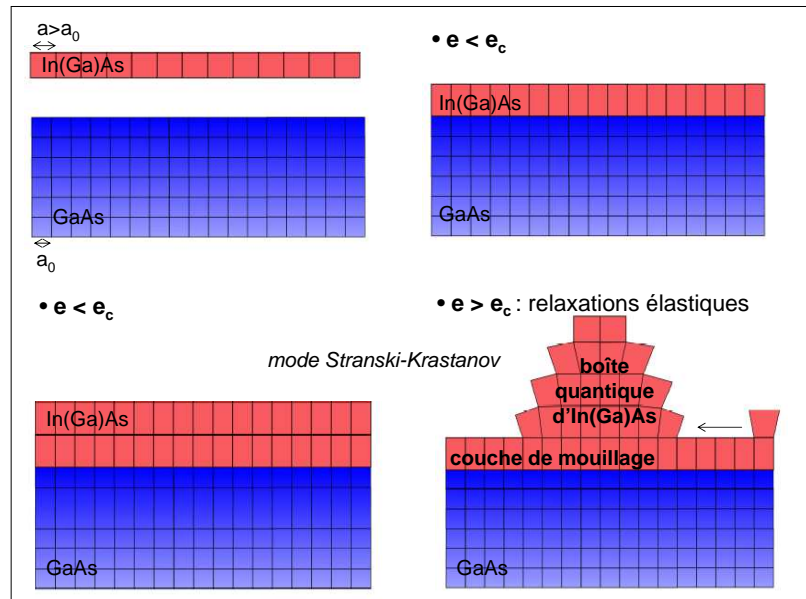


FIG. 2.4 – Schéma de formation des boîtes quantiques d'InAs/GaAs par la méthode Stranski-Krastanov.

2.48  $\mu\text{m}$ . Mais structuré en boîtes quantiques, ce matériau émet dans une gamme de longueur d'onde plus faible à cause du confinement quantique. La longueur d'onde d'émission des boîtes quantiques dépend de leur composition, de leur forme, de leur environnement et de leur taille. Pour augmenter la longueur d'onde d'émission, on peut par exemple augmenter la taille des boîtes. On atteint la gamme 1.3  $\mu\text{m}$  pour des tailles d'environ 50 nm de diamètre et de 10 nm de haut (mesure en microscopie à force atomique pour des boîtes quantiques non capées). Si la croissance de boîtes quantiques émettant autour de 1  $\mu\text{m}$  est bien maîtrisée, il est en revanche plus délicat d'atteindre 1.3  $\mu\text{m}$  [8] car l'augmentation de la taille des boîtes est limitée par la relaxation plastique des contraintes. Il faut de plus s'assurer d'une bonne homogénéité de taille des boîtes lors de la croissance.

Le point faible des boîtes quantiques réside dans la saturation rapide du gain. En effet, le niveau fondamental d'une boîte quantique ne possède que deux états disponibles. Si cela permet d'obtenir aisément l'inversion de population et donc l'effet laser à faible injection, le gain sature rapidement à forte injection. On peut repousser la saturation du gain en augmentant le nombre de boîtes. Le plus efficace est d'empiler plusieurs plans de boîtes quantiques denses (figure 2.3) avec un espacement suffisant entre les plans pour limiter les interactions. Par exemple, la structure VCSEL étudiée, épitaxiée par EJM par NL Nanosemiconductor, comporte treize plans de boîtes quantiques.

### 2.1.2 La caractérisation du matériau actif

Le laboratoire dispose d'un banc de photoluminescence pour la caractérisation du matériau actif. Cette méthode de spectroscopie est couramment utilisée pour caractériser les propriétés optiques des matériaux semiconducteurs [7]. Son principe repose sur la mesure des recombinaisons radiatives issues de l'excitation du matériau semiconducteur par un faisceau laser. Les photons excitateurs, d'énergie supérieure au gap

du semiconducteur, sont absorbés et créent une paire électron-trou. Après thermalisation, ces porteurs se recombinent soit de manière non radiative (Auger) ou bien de manière radiative avec émission de photons, c'est la photoluminescence. Le système mesure cette émission en fonction de la longueur d'onde. Cette méthode de caractérisation permet ainsi de connaître la gamme d'émission du matériau actif. Par exemple, la figure 2.5 présente des spectres de photoluminescence de puits quantiques d'InGaAsN, d'InGaAs et de boîtes quantiques d'InAs. Ces mesures confirment que l'InGaAs émet à plus faible longueur d'onde que les deux autres matériaux actifs. La photoluminescence de puits quantiques d'InGaAsN met également en évidence l'augmentation de la longueur d'onde au détriment de la puissance lumineuse lorsque le taux d'azote incorporé dans le puits quantique croît (figure 2.6) [7].

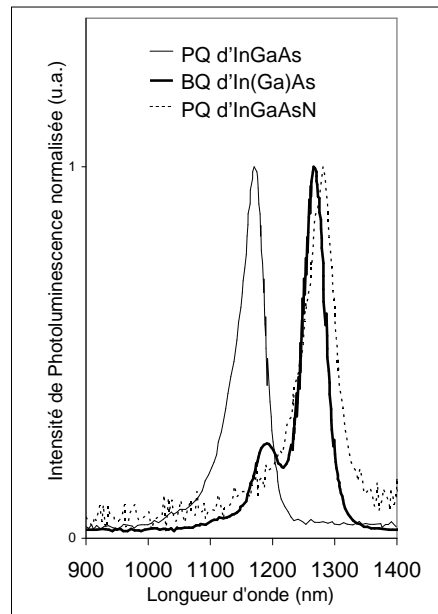


FIG. 2.5 – Comparaison des spectres normalisés de photoluminescence de puits quantiques d'InGaAs, d'InGaAsN et de boîtes quantiques d'In(Ga)As mesurés à 300K.

Le développement du matériau InGaAs(N) a été réalisé au laboratoire. Comme il est délicat de comparer les résultats de photoluminescence pour en déduire précisément les comportements laser, nous avons réalisé des lasers ruban. La fabrication de quelques échantillons de ces structures lasers test possède l'avantage d'être rapide par rapport aux structures VCSEL. Les structures test ont permis d'obtenir l'effet laser à partir de puits quantiques d'InGaAsN. La figure 2.7 donne la caractéristique  $P(I)$  et le spectre d'émission d'une de ces structures test. Ce laser ruban présente un courant de seuil de 0.7 A, soit une densité de courant de seuil de  $1.75 \text{ kA/cm}^2$ , et atteint 1315 nm en régime continu. Ce type de structure permet d'évaluer les pertes internes et le rendement quantique interne du matériau. La caractéristique  $P(I)$  donne la valeur du rendement différentiel externe  $\eta_d$  qui est relié aux pertes internes  $\alpha_i$  et au rendement interne  $\eta_i$  selon l'équation 2.1, où  $L$  est la longueur du laser et  $R_1, R_2$  les réflectivités des miroirs clivés (évaluées à 30%) [9].

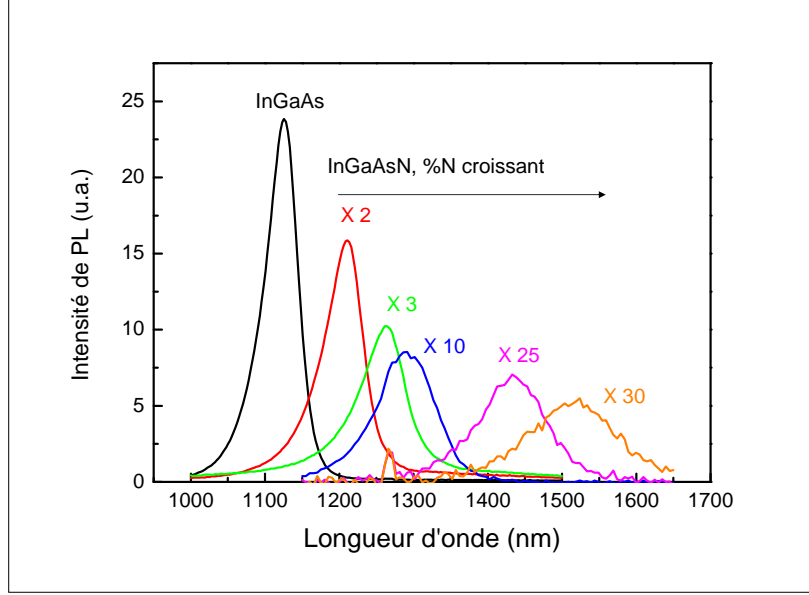


FIG. 2.6 – Photoluminescence de puits d'InGaAs(N) en fonction du taux d'azote incorporé [?].

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} + \frac{\alpha_i}{\eta_i} \frac{L}{\ln \frac{1}{R_1 R_2}} \quad (2.1)$$

En traçant la régression linéaire de  $\frac{1}{\eta_d}$  en fonction de  $L$ , mesurés pour différents lasers, on peut calculer le rendement interne avec l'ordonnée à l'origine et calculer les pertes internes à partir de la pente. Par exemple, les calculs ont été effectués pour des lasers ruban dont les puits ont été réalisés dans les mêmes conditions de croissance que ceux de la structure VCSEL 31290 (voir chapitre 3). Ces calculs ne permettent pas d'obtenir des valeurs significatives du rendement interne (112%) et des pertes internes ( $12.8\text{cm}^{-1}$ ). Si ces résultats sont proches de ceux de la littérature [9], ils restent très imprécis. En effet, l'inhomogénéité de croissance de l'InGaAsN dans notre bâti limite le nombre de lasers ruban comparables et cela dégrade la précision de nos calculs de  $\eta_i$  et  $\alpha_i$ . Néanmoins, l'obtention de l'effet laser au delà de 1300 nm (figure 2.7) en structure ruban est une première étape concluante de l'efficacité du matériau actif. Les lasers ruban et les VCSEL n'ont évidemment pas les mêmes caractéristiques électro-optiques mais les structures ruban peuvent permettre d'évaluer leur ordre de grandeur. Par exemple, d'après la littérature on peut s'attendre à une densité de courant de seuil de 2 à 10 fois plus élevée en structure VCSEL qu'en ruban [10, 11].

## 2.2 L'étape d'oxydation sélective humide

### 2.2.1 La chimie de l'oxydation sélective humide de l'AlGaAs

L'oxydation sélective humide s'effectue par réaction d'eau sous forme gazeuse avec la couche mince d'Al(Ga)As à haute température (autour de  $400^\circ\text{C}$ ). Le front d'oxyde progresse depuis le bord du mesa



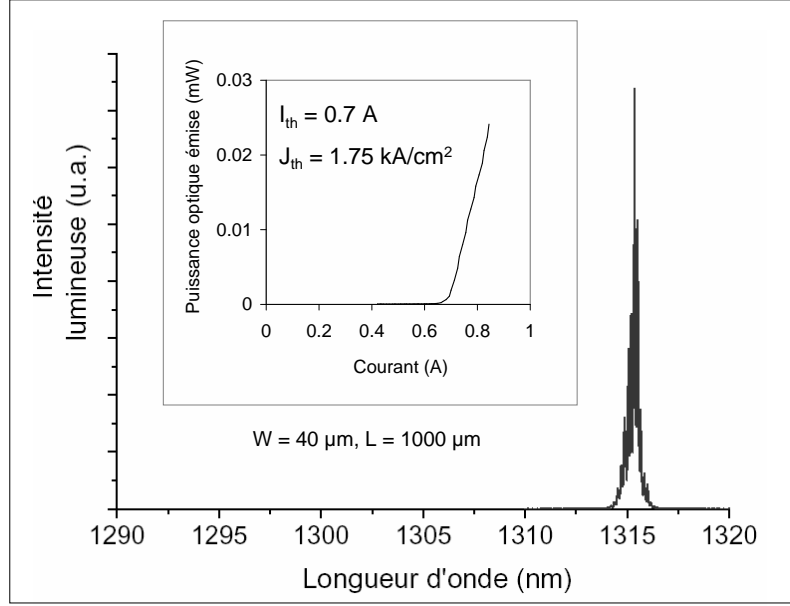
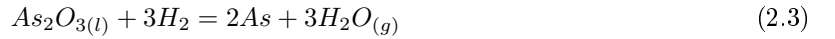
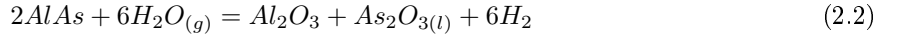


FIG. 2.7 – Spectre laser d'un laser ruban contenant trois puits quantique d'InGaAsN, de largeur  $W = 40 \mu\text{m}$  et de longueur  $L = 1000 \mu\text{m}$ . Caractéristique  $P(I)$  en encart.

vers le centre du mesa. On parlera donc d'oxydation latérale. Les équations chimiques mises en jeu dans cette réaction sont les suivantes [12] :



Le modèle de Deal-Grove utilisé pour la cinétique de l'oxydation du silicium permet également d'expliquer l'oxydation de l'Al(Ga)As [13]. La figure 2.8 schématise ce modèle cinétique. L'eau sous forme gazeuse réagit à la surface de la couche d'épaisseur  $e$  et forme l'oxyde AlOx. Le front d'oxyde se déplaçant vers le centre du mesa, l'eau doit diffuser à travers l'oxyde pour atteindre l'AlGaAs à oxyder. Le modèle prend donc en compte une composante de réaction au front d'oxyde  $k_{ox}$  et une composante de diffusion  $k_{diff}$ . La distance oxydée  $d_{ox}$  au temps  $t$  est alors donnée par la relation 2.5 :

$$\frac{d_{ox}^2}{k_{diff}} + \frac{d_{ox}}{k_{ox}} = t \quad (2.5)$$

Les phénomènes de diffusion et de réaction sont activés thermiquement et les constantes  $k$  dépendent d'une énergie d'activation  $E_a(e)$  selon l'équation 2.6 :

$$k = k_0(e) \cdot \exp\left(-\frac{E_a(e, x_{Al})}{k_B T}\right) \quad (2.6)$$

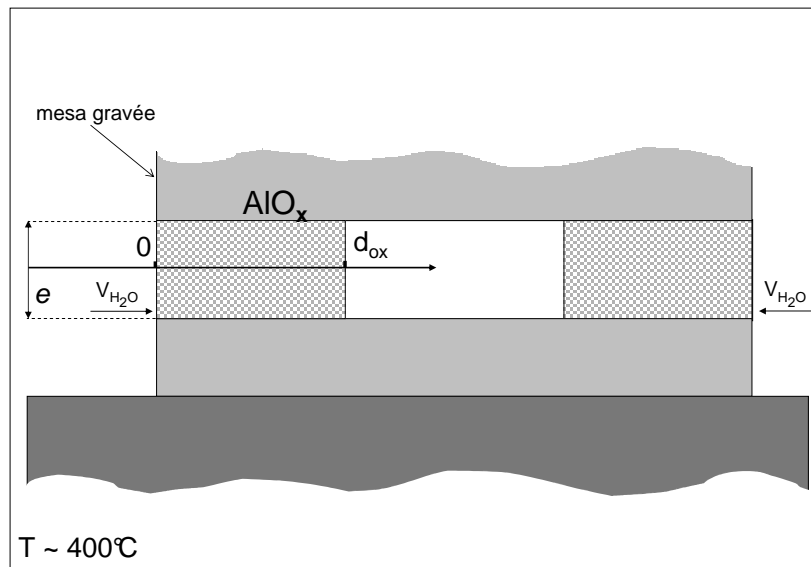


FIG. 2.8 – Schéma du modèle de cinétique de type Deal-Grove de l'oxydation de l'Al(Ga)As.

La température apparaît donc comme un premier facteur modifiant la cinétique de l'oxydation. La figure a) confirme que la vitesse d'oxydation augmente avec la température. Le procédé utilisé nécessite donc une grande stabilité thermique afin d'assurer sa reproductibilité.

La composition de la couche à oxyder est également un paramètre qui influence la réaction d'oxydation. La figure 2.9d) montre qu'une variation de la composition d'aluminium de 84% à 100% fait augmenter la vitesse d'oxydation de deux ordres de grandeur, tout autre paramètre fixé par ailleurs. La diminution significative de l'énergie d'activation lorsque la composition d'aluminium augmente est à l'origine de la sélectivité de l'oxydation [12]. Cette propriété de l'alliage AlGaAs est exploitée dans l'oxydation de la structure VCSEL. En effet, on peut concevoir la structure de telle manière que la couche de confinement latérale à oxyder contienne un taux d'aluminium plus élevé que les autres couches d'AlGaAs exposées afin d'assurer la sélectivité de la réaction. C'est le cas de nos VCSEL à contacts top DBR. On constate en effet sur l'image de la figure 2.10 que la couche de confinement d'un des VCSEL à PQ d'InGaAs très contraint, contenant 98% d'Al, est oxydée sur  $14 \mu\text{m}$  tandis que les couches d'AlGaAs du miroir supérieur à 90% d'Al sont oxydées sur seulement  $1 \mu\text{m}$ . Ces dernières ne nécessitent donc pas d'être passivées avant l'étape d'oxydation.

La vitesse d'oxydation dépend donc de paramètres techniques, tels la température d'oxydation, la température de l'eau, le flux du gaz vecteur (figure 2.9a) et b)), mais aussi de paramètres liés au matériau comme la composition ou l'épaisseur de la couche à oxyder (figure 2.9c) et d)). Toutefois, pour des durées d'oxydation inférieure à une heure, on peut considérer que la distance dépend linéairement de la durée d'oxydation (figure 2.9a)), si tous les autres paramètres sont fixés. Au laboratoire, le développement du procédé d'oxydation [14] a permis de stabiliser les paramètres techniques mais des calibrations sont

cependant nécessaires pour trouver le point de fonctionnement adapté à chaque structure VCSEL et obtenir le diamètre visé du diaphragme d'oxyde [15].

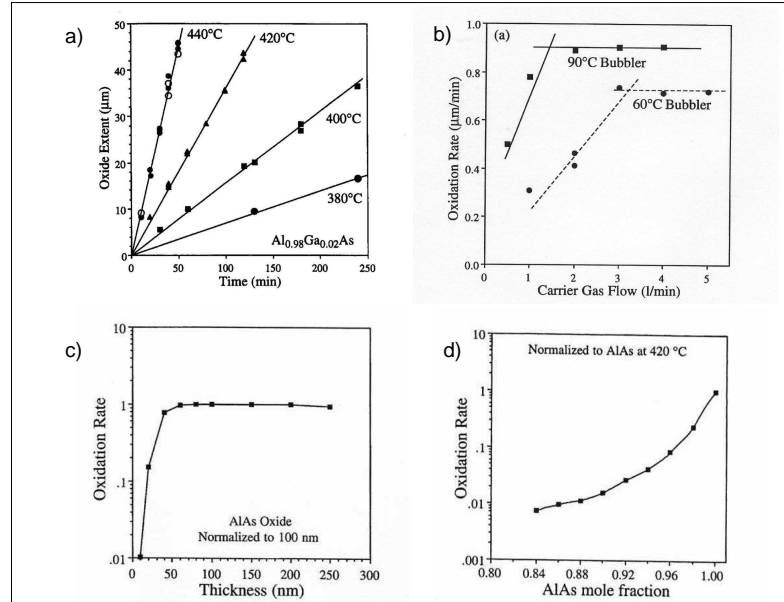


FIG. 2.9 – Influence de différents paramètres techniques (a) temps et température, b) température de l'eau et matériaux (c) fraction d'Al, d) épaisseur de la couche à oxyder) sur la distance oxydée ou la vitesse d'oxydation de l'Al(Ga)As [12].

### 2.2.2 La technique d'oxydation

Le four, schématisé en figure 2.11, est constitué d'une enceinte chauffée vers 400°C. Un ballon d'eau désionisée est chauffé afin de produire de la vapeur d'eau. Celle-ci est transportée dans l'enceinte du four par le gaz vecteur neutre (argon), dont le débit est maintenu constant par un mass-flow. L'échantillon à oxyder est placé sur une nacelle en quartz, à l'intérieur du four. Un thermocouple situé sous la nacelle et relié à une régulation de température permet d'assurer la stabilité thermique du procédé. La résistance de chauffage de l'enceinte peut être translatée afin de réaliser une trempe thermique en fin de process. Une vanne permet également de couper l'arrivée de la vapeur d'eau dans l'enceinte et de faire circuler de l'argon sec pour stopper la réaction d'oxydation.

La distance latérale oxydée et par conséquent le diamètre du diaphragme dépendent du couple durée-température de l'étape d'oxydation qui constitue le point de fonctionnement du procédé, toutes choses étant égales par ailleurs. La distance oxydée est ensuite observée et mesurée par microscopie optique infrarouge en transmission comme indiqué en figure 2.12. Un logiciel développé par Olympus (AnalysisIR) permet de mesurer le diamètre obtenu avec une précision d'environ 0.5 μm.

Nous avons observé expérimentalement qu'une fois la réaction stoppée (suppression de la vapeur d'eau et retour à la température ambiante), la reprise de l'oxydation est difficile voire impossible. Le diaphragme d'oxyde ne peut donc être réalisé qu'en une seule fois. La figure 2.13 donne le diamètre d'ouverture du

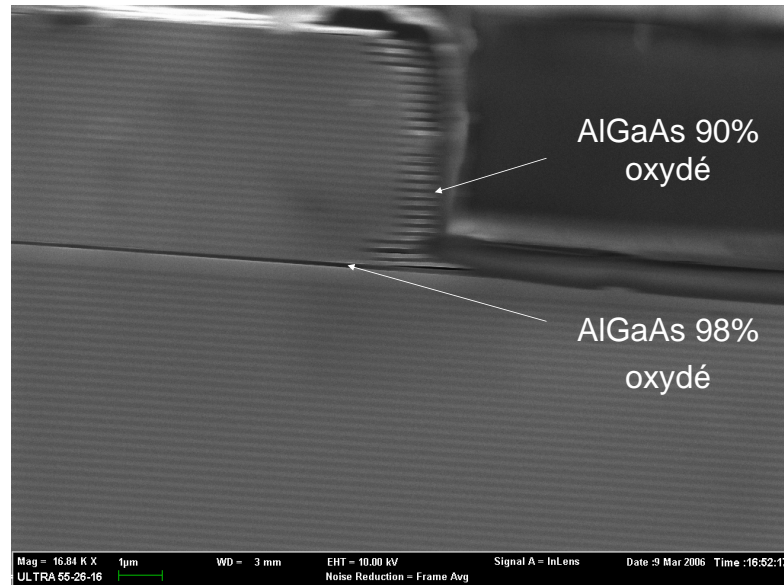


FIG. 2.10 – Image MEB d'une coupe de VCSEL oxydé illustrant la sélectivité de l'oxydation. Les couches d'AlGaAs à 90% d'Al du miroir supérieur sont oxydées sur une distance d'environ  $1\mu\text{m}$  tandis que la couche de confinement contenant 98% d'Al est oxydée sur  $14\mu\text{m}$ .

diaphragme en fonction du diamètre de la mesa pour la structure VCSEL 31015 et une plaque témoin 31016. Cette plaque témoin est constituée d'un buffer de GaAs sur lequel sont épitaxiées deux alternances Al(Ga)As/GaAs, similaires aux deux premières alternances du miroir supérieur de la structure VCSEL. Notamment, la première couche d'Al(Ga)As possède la même épaisseur et composition nominale que la couche de confinement latéral de la structure VCSEL. L'épaisseur et la composition nominales de la couche de confinement des plaques 31015 et 31016 sont de 99.8 nm et 100% d'Al. Les oxydations ont été réalisées à  $430^\circ\text{C}$  et pendant 13 et 16 minutes pour deux échantillons de la plaque de calibration et 13 minutes pour la structure VCSEL. Les courbes de la figure 2.13 montrent tout d'abord la variation linéaire du diamètre de l'ouverture en fonction du diamètre de la mesa. D'après les résultats concernant la plaque témoin 31016, on constate qu'à la température choisie une variation de 3 min entraîne une augmentation d'environ  $8\mu\text{m}$  de la distance oxydée. En comparant les résultats de l'oxydation de la structure VCSEL et de sa plaque témoin pour la même durée et la même température d'oxydation, on constate que les diamètres d'ouvertures obtenus diffèrent de presque  $12\mu\text{m}$ . Malgré toutes les précautions prises, la distance oxydée sur la plaque VCSEL 31015 est largement différente de celle de la plaque témoin 31016 qui devait être identique vis à vis des paramètres d'oxydation. On en déduit que la vitesse d'oxydation est sensible aux très faibles variations de composition et d'épaisseur dues aux dérives lors de la croissance. La recherche du point de fonctionnement ne peut donc pas être réalisée à partir d'une plaque témoin, issue d'une croissance théoriquement identique à celle de la structure VCSEL, mais à partir de morceaux de la plaque VCSEL elle-même. A température fixée, la variation linéaire de la distance oxydée en fonction de la durée d'oxydation permet d'évaluer la durée nécessaire à l'obtention du diamètre souhaité à partir

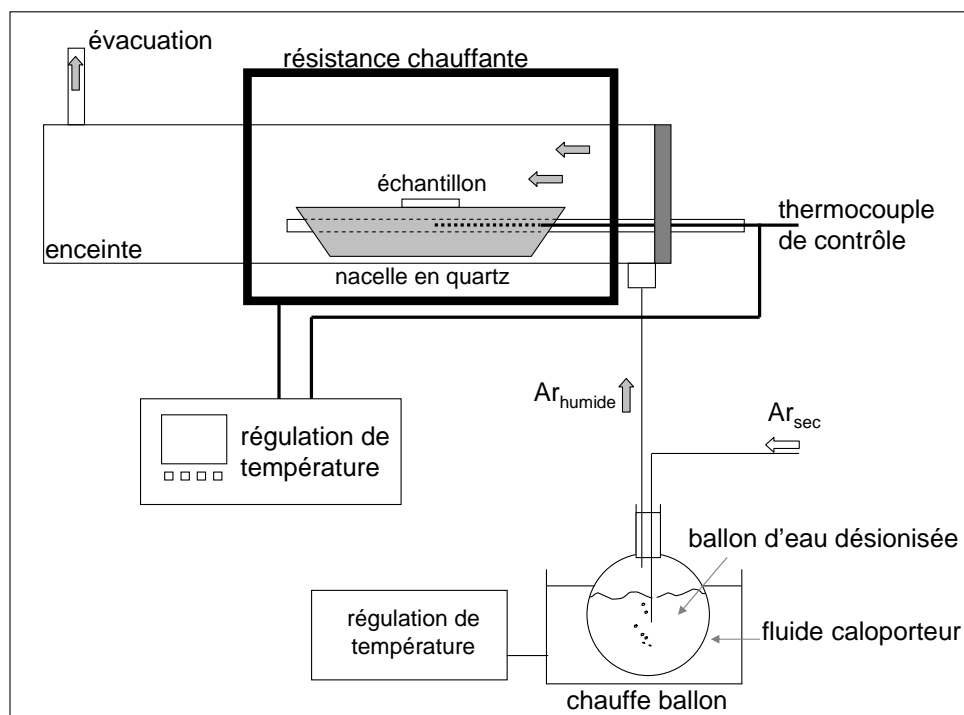


FIG. 2.11 – Schéma de principe du four d'oxydation sélective humide.

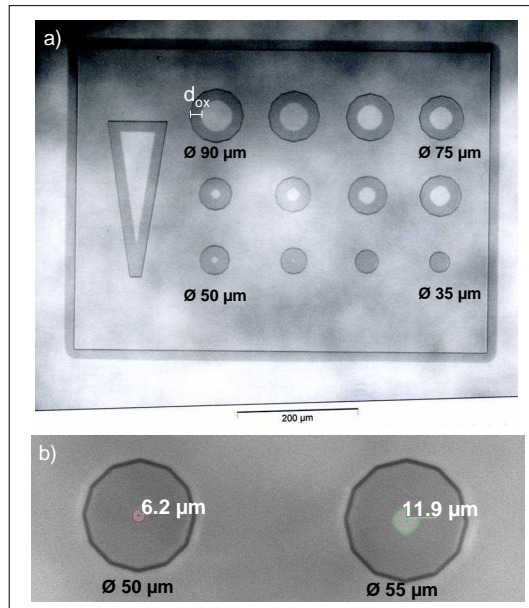


FIG. 2.12 – Images en microscopie optique infra-rouge en transmission de mesa de calibration oxydés par oxydation sélective humide. a) motifs de calibration b) mesure du diaphragme d'oxyde obtenu grâce au logiciel AnalysisIR développé par Olympus.

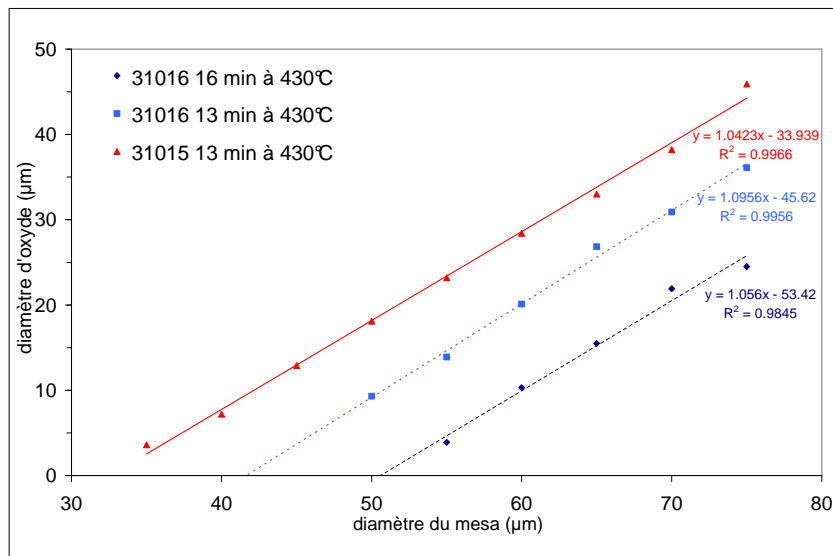


FIG. 2.13 – Diamètres du diaphragme d'oxyde pour la structure VCSEL 31015 et sa plaque de calibration 31016.

de deux étapes de calibrations. Les points de fonctionnement et les diamètres de diaphragme d'oxyde obtenus pour les structures VCSEL étudiées sont données dans le tableau 2.1.

structure	30976	31290	31314	DO 188	M60B
matériau actif	puits quantiques InGaAsN	puits quantiques InGaAsN	puits quantiques InGaAsN	boîtes quantiques In(Ga)As	puits quantiques InGaAs contraint
matériau de la couche à oxyder	AlAs	AlAs	AlAs	AlAs	Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As
épaisseur de la couche à oxyder	88.8 nm	40 nm	40 nm	12 nm	40 nm
durée de l'oxydation	27'30"	7'15"	15'	16'	26'
température (°C)	440°C	390°C	390°C	400°C	440°C
distance oxydée (μm)	26 μm	9.5 μm	12.5 μm	12 μm	14 μm
diamètre des mesa	75 μm	30 à 40 μm	30 à 40 μm	30 à 40 μm	30 à 40 μm

TAB. 2.1 – Point de fonctionnement et diamètre d'oxyde obtenu pour les VCSEL étudiés : 30976 à contact intra-DBR et miroir supérieur diélectrique et 31290, 31314, DO188 et M60B à contact top DBR et miroirs semiconducteurs.

Remarque : Dans la suite du manuscrit on utilisera l'expression 'diamètre d'oxyde' pour parler du diamètre du diaphragme d'oxyde.

## 2.3 La problématique de l'injection des porteurs

Au chapitre précédent, la description des miroirs de Bragg d'un VCSEL a montré que les miroirs semiconducteurs AlGaAs/GaAs et les miroirs diélectriques HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> permettaient d'atteindre des réflectivités théoriques supérieures à 99.9 % pour 31 et 15 bicouches, respectivement. Nous avons utilisé ces deux types de miroirs de Bragg pour réaliser le miroir supérieur de VCSEL à puits d'InGaAsN. Les miroirs diélectriques HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> ont été choisis pour les faibles pertes optiques qu'ils occasionnent mais leur propriété d'isolant électrique impose une configuration en double mesa (figure 2.14a)), dans laquelle les contacts électriques sont au plus près de la zone active ; on parle de contacts intra-DBR. Cette configuration nécessite la présence de couches de contact fortement dopées à proximité de la zone émettrice. Or la présence de dopants dégrade la puissance optique émise par absorption par les porteurs libres et transitions intrabandes. Pour le couple AlGaAs/GaAs, leur nature semiconductrice permet l'injection des porteurs à travers les miroirs. La réalisation d'une configuration en un mesa avec des contacts électriques de part et d'autre des miroirs de Bragg est donc possible. On parle alors de contacts top DBR (figure 2.14b)). Mais dans ce cas, les porteurs doivent traverser un empilement de couche de semiconducteurs dont la résistivité totale est liée à la résistivité de chaque couche et surtout à la résistance de chaque hétérojonction. On discutera de l'ingénierie des bandes en 2.3.2.2 et du dopage en 2.3.2.3 qui permettent de favoriser le passage des porteurs à travers l'empilement par effet tunnel et effet thermoionique et ainsi de

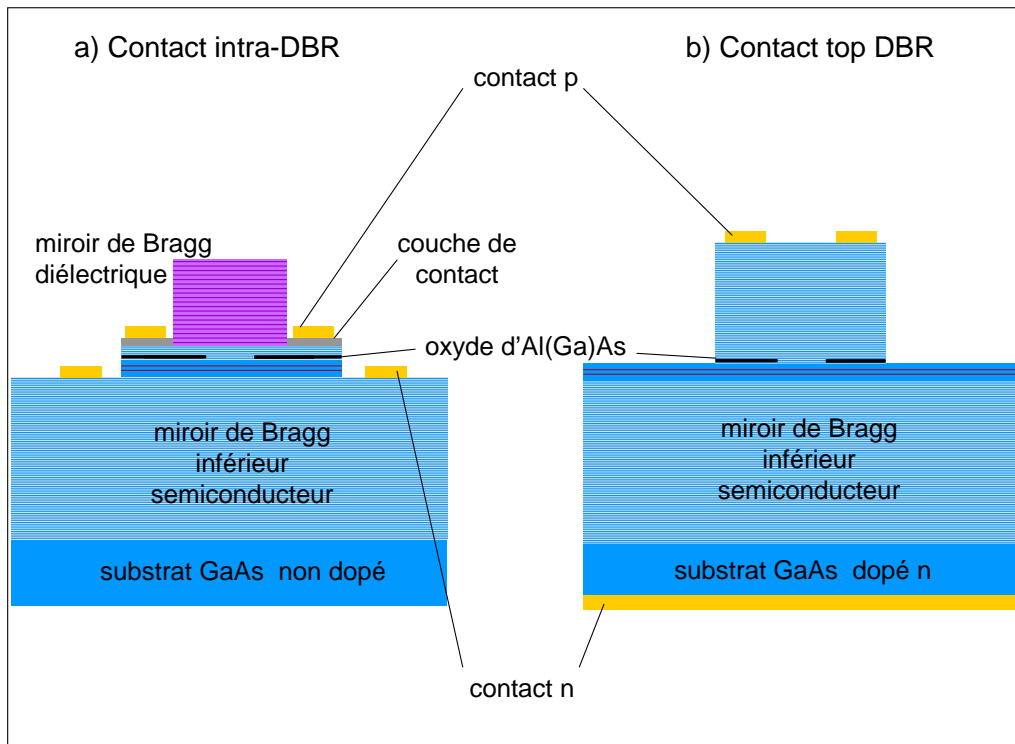


FIG. 2.14 – Schéma des deux configurations VCSEL étudiées : a) contact intra-DBR et miroir supérieur diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ , b) contact top DBR et miroir supérieur semiconducteur AlGaAs/GaAs



limiter la résistance série des empilements. Toutefois, comme pour la configuration contacts intra-DBR, la présence de dopants est néfaste pour l'émission lumineuse. L'injection efficace des porteurs relève donc de compromis sur le dopage. Ces compromis sont d'autant plus délicats pour les VCSEL à grandes longueurs d'onde (1.3-1.55  $\mu\text{m}$ ) que le coefficient d'absorption par les porteurs libres varie en  $\lambda^3$  [17, 18]. Les deux configurations d'injection des porteurs, contacts intra-DBR et contacts top DBR, ont été développées en parallèle au laboratoire et pour chacune d'elles un procédé de fabrication a été mis au point. Les paragraphes suivants décrivent les solutions technologiques trouvées pour répondre à la problématique de l'injection électrique dans le cas d'un miroir supérieur diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  puis pour un miroir supérieur semiconducteur  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ .

### 2.3.1 Miroirs diélectrique et contacts intra-DBR

#### 2.3.1.1 Structure et process

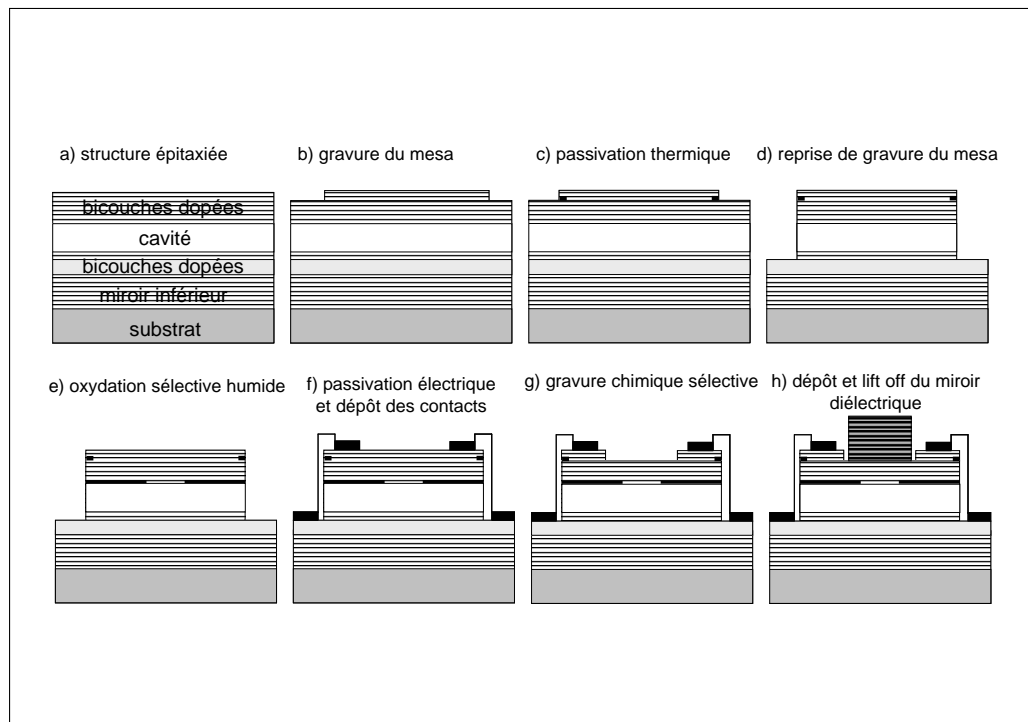


FIG. 2.15 – Les principales étapes de fabrication des VCSEL oxydés en configuration contacts intra-DBR.

La structure étudiée pour la configuration contact intra-DBR est la structure VCSEL 30976, épitaxiée par EJM au laboratoire (figure 2.15a)). Elle comporte un miroir inférieur  $\text{AlAs}/\text{GaAs}$ , uniquement dopé n au silicium sur les deux bicouches les plus proches de la zone active, une cavité  $\lambda$  contenant trois puits quantiques d' $\text{InGaAsN}$  et, au dessus de cette cavité, trois bicouches  $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$  dopées p au béryllium. La bicouche la plus proche de la zone active contient une couche d' $\text{AlAs}$  pour le confinement

latéral. Les deux bicouches dopées n à  $1.10^{18}$  et p à  $2.10^{19}$  (dans le GaAs) de part et d'autre de la cavité constituent les couches de contact sur lesquelles vont être déposés les contacts métalliques n et p. Ce niveau de dopage élevé permet de réaliser un bon contact électrique. Pour éviter que le faisceau laser ne traverse cette bicouche, ce qui induirait de fortes pertes optiques par absorption, une étape de gravure humide a donc été introduite avant le dépôt du miroir afin de retirer localement (sur le trajet du faisceau laser) cette bicouche surdopée. Cette structure ne possède pas de miroir supérieur épitaxié mais recevra un miroir diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  en fin de process. Sa structure est détaillée en Annexe A.

Un premier jeu de masques de photolithographie (F14 VCSEL2) a été conçu afin de fabriquer des VCSEL de 50, 75 et 85  $\mu\text{m}$  de diamètre dans la configuration contact top-DBR. En ajoutant deux niveaux de masque, il permet de réaliser des VCSEL à contact intra-DBR et miroir supérieur diélectrique. Le procédé de fabrication suivant est illustré en figure 2.15.

- b) Les couches de contact p sont tout d'abord gravées par plasma pour former une mesa et dégager une première couche d'AlAs.
- c) Cette couche d'AlAs permettant l'arrêt sélectif de la gravure du GaAs surdopé ne doit pas être oxydée par l'étape d'oxydation sélective humide suivante. Une étape de passivation a donc été développée. L'échantillon subit un recuit rapide à 440°C pendant 20s sous flux d'azote. Ce recuit forme une fine épaisseur d'oxyde d'AlAs, suffisante pour bloquer la future oxydation latérale humide de cette couche.
- d) La gravure de la mesa est ensuite reprise jusqu'à dégager la couche d'AlAs de confinement latéral.
- e) Cette couche est partiellement oxydée par voie humide dans un four dédié comme décrit au paragraphe 2.2. Pour la structure 30976, des diaphragmes d'oxyde de 23  $\mu\text{m}$  de diamètre sont obtenues sur les mesas de 75  $\mu\text{m}$ .
- f) Une couche de passivation électrique en nitrure de silicium est ensuite déposée. Ce nitrure est ouvert localement pour permettre le dépôt des contacts métalliques (TiPtAu) n et p par évaporation sous vide par faisceau d'électron. Les contacts déposés subissent un recuit thermique rapide (80s à 385°C).
- g) La passivation est ouverte une nouvelle fois pour effectuer la gravure sélective humide de la bicouche surdopée. On grave tout d'abord sélectivement le GaAs sur l'AlAs avec une solution de  $\text{NH}_4\text{OH} - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$  puis l'AlAs sur le GaAs avec de l'acide chlorhydrique dilué ([19] et rapport interne).
- h) Ensuite le miroir diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  est déposé par évaporation sous vide. Enfin, le retrait local de l'empilement diélectrique par lift off permet l'accès aux plots de contact électrique.

La figure 2.16 présente des photographies réalisés lors de la fabrication des VCSEL 30976. On constate que le diaphragme d'oxyde est visible au microscope optique (figure 2.16a, b) et c)) à travers les quelques bicouches de contacts. On peut également noter que la progression des fronts d'oxyde semble avoir reporté la forme en dodécagone de la mesa au niveau du diaphragme d'oxyde. Cet élément de conception sera amélioré dans le second masque réalisé afin d'obtenir un diaphragme d'oxyde plus circulaire (voir 2.3.2.1).

### 2.3.1.2 Dépôt du miroir diélectrique

Le nombre de bicouches  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  est préalablement calculé (équation 1.7) de manière à ce que la réflectivité de l'empilement diélectrique soit légèrement inférieure à celui du miroir de Bragg semiconducteur inférieur mais suffisamment élevée pour assurer un bon facteur de qualité de la cavité. Les indices des diélectriques  $\text{HfO}_2$  et  $\text{SiO}_2$  sont données par la loi de Cauchy (2.7, 2.8, 2.9).

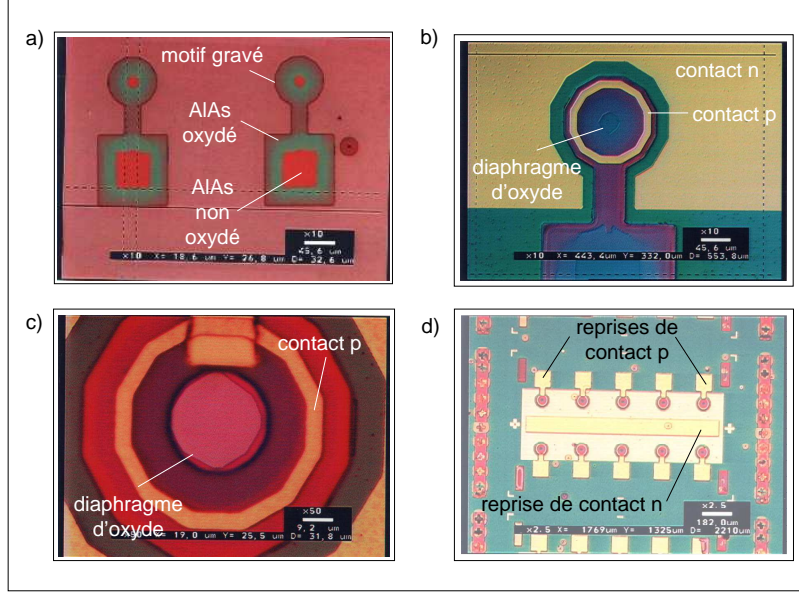


FIG. 2.16 – Image MEB a) et de microscopie optique b), c), d) du VCSEL InGaAsN avec miroir supérieur  $HfO_2/SiO_2$  (structure 30976).

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad (2.7)$$

$$n_{HfO_2} = 1.844 + \frac{9218}{\lambda^2} \quad (2.8)$$

$$n_{SiO_2} = 1.458 + \frac{5202}{\lambda^2} \quad (2.9)$$

La dernière couche épitaxiée est le GaAs pour limiter l'oxydation et surtout obtenir un bon contact électrique grâce au faible gap du GaAs. L'alternance d'indice impose donc le dépôt du diélectrique d'indice le plus faible,  $SiO_2$ , sur GaAs, le semiconducteur d'indice le plus élevé. Cependant de précédents tests ont montré une meilleure adhérence du  $HfO_2$  sur le GaAs que le  $SiO_2$ . Le compromis est trouvé en déposant une première couche de  $HfO_2$  d'épaisseur optique  $\frac{\lambda}{2}$ . Cette couche d'indice plus élevé est alors sans effet pour le miroir et assure une bonne adhérence.

Pour la structure VCSEL 30976, un empilement diélectrique  $HfO_2/SiO_2$  d'une couche  $\frac{\lambda}{2}$  de  $HfO_2$  puis de douze bicouches  $SiO_2/HfO_2$  a été déposé par évaporation sous vide. Ce nombre de bicouches a été choisi afin d'atteindre une réflectivité théorique de 99.74% pour le miroir supérieur car le miroir inférieur semiconducteur possède une réflectivité calculée de 99.94%. La mesure de réflectivité de l'empilement complet de la structure VCSEL en fin de process nécessite une mesure de microréflectivité, équipement dont on ne dispose pas au laboratoire. Cette mesure a donc été réalisée sur le même miroir diélectrique  $HfO_2/SiO_2$  déposé sur une plaque témoin (figure 2.17). On constate que la réflectivité dépasse 99 % entre 1189 et 1286 nm pour une longueur d'onde de centrage nominale de 1254 nm.

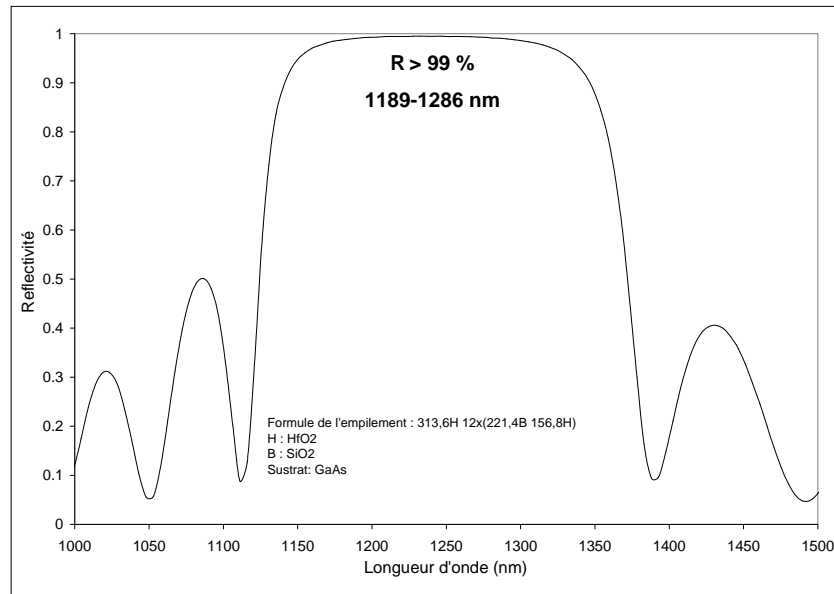


FIG. 2.17 – Mesure de réflectivité, à partir d'une plaque témoin, du miroir diélectrique HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> du VCSEL 30976.

### 2.3.1.3 Premier résultat : électroluminescence de l'InGaAsN en structure VCSEL

Le dépôt du miroir diélectrique par évaporation sous vide sur la demi-structure VCSEL 30976 a permis d'obtenir un premier résultat d'électroluminescence de l'InGaAsN en cavité verticale. La figure 2.18 donne les résultats de caractérisation d'un VCSEL 30976 contenant trois puits d'InGaAsN. La courbe  $V(I)$  montre une résistance série élevée pour une configuration contact p intra-DBR (850  $\Omega$  à 2 mA). La puissance émise reste de l'ordre du nanowatt et l'effet laser n'est pas atteint. Les mesures de réflectivité sans le miroir supérieur et de photoluminescence (figure 2.19) des puits ont révélé qu'à température ambiante le détuning gain-cavité, nécessaire à l'effet laser (section 1.3.2.4), est quasiment nul. L'échauffement Joule dû à l'injection de courant désaligne le gain et le pic de résonance dans le sens qui diminue le niveau de gain disponible à la longueur d'onde la cavité.

Toutefois, le miroir HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> réalisé par évaporation sous vide souffre d'une mauvaise tenue mécanique. L'arrachement du dépôt diélectrique par une bande adhésive (test du scotch) a montré une adhérence insuffisante. De plus, le dépôt par évaporation sous vide produit des miroirs de bonne qualité optique mais les matériaux déposés sont relativement poreux. Ils peuvent alors piéger de l'eau qui engendre des contraintes mécaniques dans l'empilement. Il en résulte que ces miroirs se détériorent lorsque la température dépasse 120°C ou à de faible pression, comme par exemple dans un évaporateur sous vide. Ce comportement étant incompatible avec les étapes d'hybridation, nous avons opté pour le dépôt par pulvérisation par faisceau d'ions.

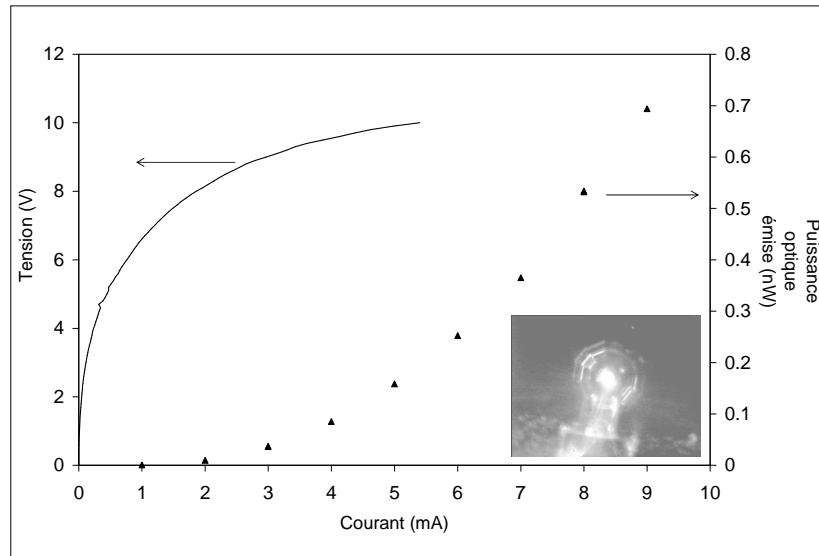


FIG. 2.18 – Caractérisation électro-optique d'un VCSEL 30976 de  $75 \mu\text{m}$  de diamètre de mesa et de  $23 \mu\text{m}$  de diamètre de diaphragme d'oxyde, contenant trois puits d'InGaAsN et un miroir supérieur diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ . a) Caractéristique PIV et b) Spectre d'électroluminescence et de réflectivité calculée. La photographie est une image en microscopie infrarouge de l'émission du VCSEL à 3 mA.

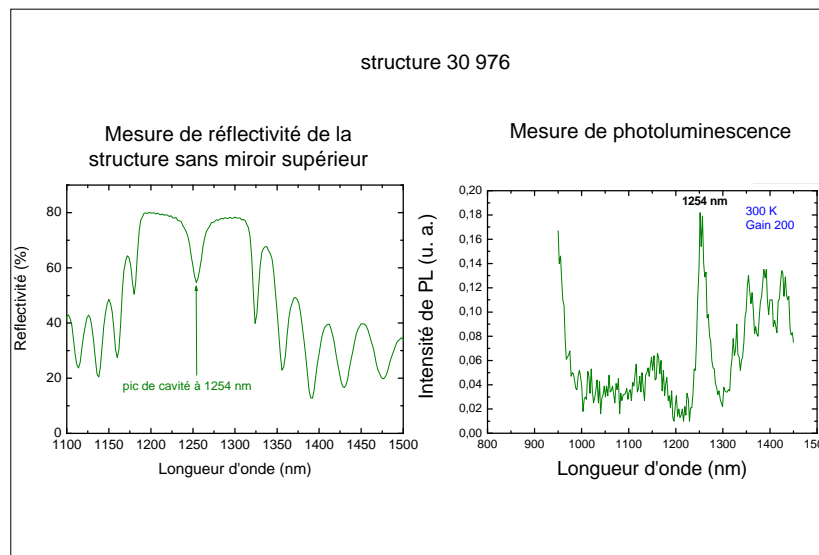


FIG. 2.19 – Spectre de réflectivité de la demi-structure VCSEL 30976 et photoluminescence des puits d'InGaAsN épitaxiés dans un échantillon témoin, similaire à ceux de la structure 30976.

#### 2.3.1.4 Dépôt par pulvérisation par faisceau d'ions

Nous avons tout d'abord essayé une technique mixte de dépôt : évaporation sous vide puis dépôt par faisceau d'ions (IBS, *Ions Beam Sputtering*) pour les dernières couches du miroir. L'IBS permet un dépôt beaucoup plus dense des matériaux. Moins poreuses, les couches déposées par IBS viennent encapsuler l'empilement déposé par évaporation sous vide dans le but de limiter leur détérioration. Cependant cet essai s'est révélé infructueux avec l'éclatement de l'empilement (figure 2.20a)) dû à l'importante différence de contrainte mécanique entre les deux types de dépôts. Le dépôt par évaporation sous vide a donc été abandonné et le dépôt IBS a été utilisé dans la suite de l'étude.



FIG. 2.20 – a) photographie du dépôt mixte évaporation sous vide-IBS. Les contraintes mécaniques ont causé l'éclatement du miroir. b) image en microscopie optique du dépôt IBS après lift off au niveau des plots de contact.

L'empilement de diélectrique est déposé par IBS sur un masque de résine permettant un lift off d'une partie du dépôt afin d'accéder aux plots de contact électrique p. Le miroir diélectrique déposé, qui comporte 15 bicouches  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ , correspond à une épaisseur d'environ  $5.4 \mu\text{m}$ . Le procédé de lift off nécessite donc une épaisseur de résine supérieure à  $5.4 \mu\text{m}$ . L'étalement d'une épaisseur de résine de  $9 \mu\text{m}$  a donc été développé au laboratoire à partir d'une résine classiquement utilisée pour des étalements d'environ  $4 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Cependant, le dépôt de matériaux diélectriques denses sur une telle épaisseur et sur la surface entière de la plaque engendre des contraintes mécaniques trop importantes. Comme dans le cas du dépôt mixte, on constate une délamination du miroir à la sortie du bâti de dépôt. Après lift off,

une épaisseur importante du miroir s'est détaché (figure 2.20b)). Nous avons donc procédé à un second essai de lift off qui consiste à retirer une large partie du dépôt et ne laisser le diélectrique qu'au niveau des mesas. Le dépôt du diélectrique sur le semiconducteur est donc localisé. Ce test, mené sur une structure mécanique, a été concluant. Malgré la présence de flancs verticaux de diélectrique déposé sur la paroi de la résine au delà de la périphérie de certaines mesas (figure 2.21 c) et d)), l'empilement diélectrique adhère à la mesa et apparaît plat au niveau de la zone d'émission (figure 2.21). La réflectivité de cet empilement, mesurée sur un dépôt pleine plaque sur une plaque témoin de GaAs et donnée en figure 2.22, présente un palier de haute réflectivité, ou *stop band*, centré autour de 1275 nm. Le maximum de réflectivité apparaît très proche de 1.

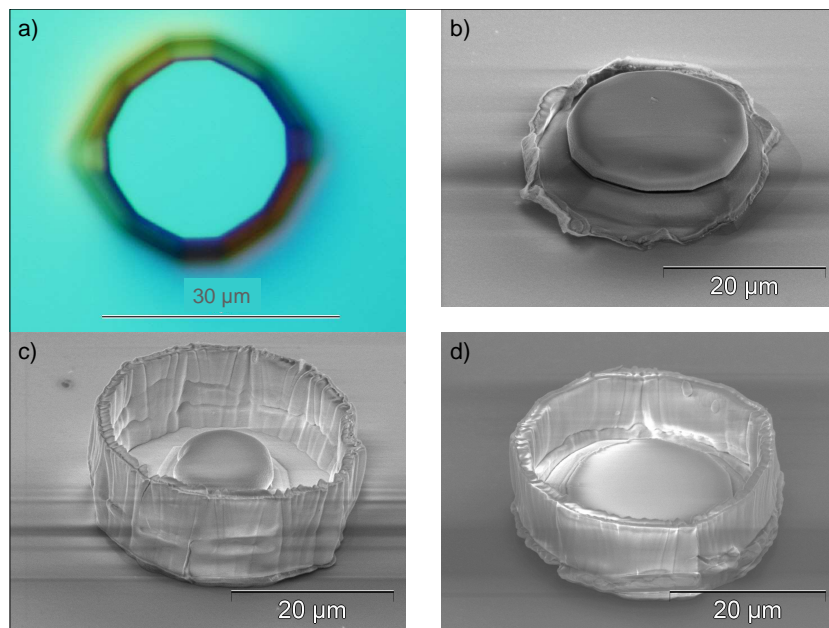


FIG. 2.21 – a) images en microscopie optique d'un dépôt local de miroir diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  après lift off (vue du dessus), b), c), d) images en microscopie électronique à balayage de dépôt localisé de miroir diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  après lift off .

La faisabilité mécanique d'un dépôt de miroir diélectrique sur la mesa d'un VCSEL en configuration contact intra-DBR a été démontrée mais il reste délicat à maîtriser. Nous nous sommes donc concentrés sur les VCSEL monolithiques à miroirs AlGaAs/GaAs. Cependant, la configuration 'contact top-DBR' nécessite un dopage précis et élevé de la structure que le dopage béryllium, dont nous disposions jusque là, ne peut pas offrir. L'installation du dopage p à base de carbone dans notre bâti de croissance nous a permis de disposer d'un dopant p, dont la diffusion et la ségrégation sont moins importants que pour le béryllium [20] et d'atteindre des niveaux de dopage dans la gamme  $5.10^{19} - 1.10^{20}$ .

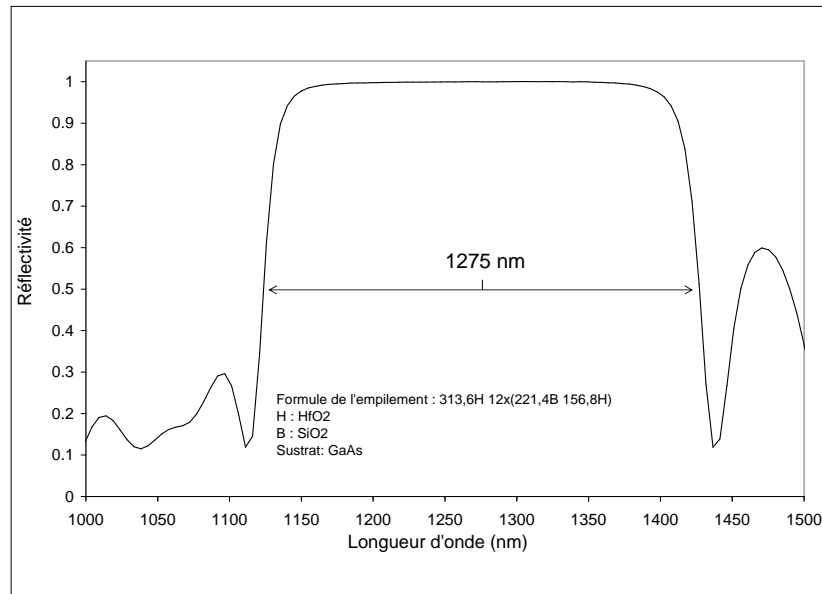


FIG. 2.22 – Mesure de réflectivité, à partir d'une plaque témoin, du miroir diélectrique HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> déposé par IBS.

## 2.3.2 Miroirs semiconducteurs et contacts top DBR

### 2.3.2.1 Structure et process

Les structures VCSEL réalisées pour une configuration contacts top-DBR sont épitaxiées sur un substrat de GaAs dopé n et contiennent deux miroirs de Bragg AlGaAs/GaAs entièrement dopés. Différents types de structure ont été processés dans cette configuration à partir du même jeu de masques de photolithographie.

D'une part des structures VCSEL tests émettant à 1.1  $\mu\text{m}$  :

- Structure VCSEL à un ou trois puits d'InGaAs épitaxiées par EJM et processées au laboratoire.

D'autre part, des structures VCSEL émettant à 1.3  $\mu\text{m}$  :

- Structure VCSEL à trois puits quantiques d'InGaAsN épitaxiée par EJM et processée au laboratoire.
- Structure VCSEL à deux puits quantiques d'InGaAs fortement contraints, épitaxiée par EPVOM à l'Institut Royal de Technologie de Stockholm et processée au laboratoire.
- Structure VCSEL à treize plans de boîtes quantiques d'In(Ga)As, épitaxiées par EJM par NL Nanosemiconductor GmbH et processées au laboratoire.

Ces structures émettant à 1.3  $\mu\text{m}$  sont détaillées en Annexe B. Un masque (SINGLET 131), différent de celui utilisé pour la configuration contacts intra-DBR, a été réalisé en collaboration avec la société Intexys Photonics pour fabriquer des VCSEL à contacts top DBR. Tout d'abord, la géométrie des contacts a été rendue compatible avec le régime haute fréquence (figure 2.24). Puis, le dodécagone délimitant le méso dans le premier masque a été remplacé par un polygone à 48 côtés afin d'obtenir un diaphragme d'oxyde



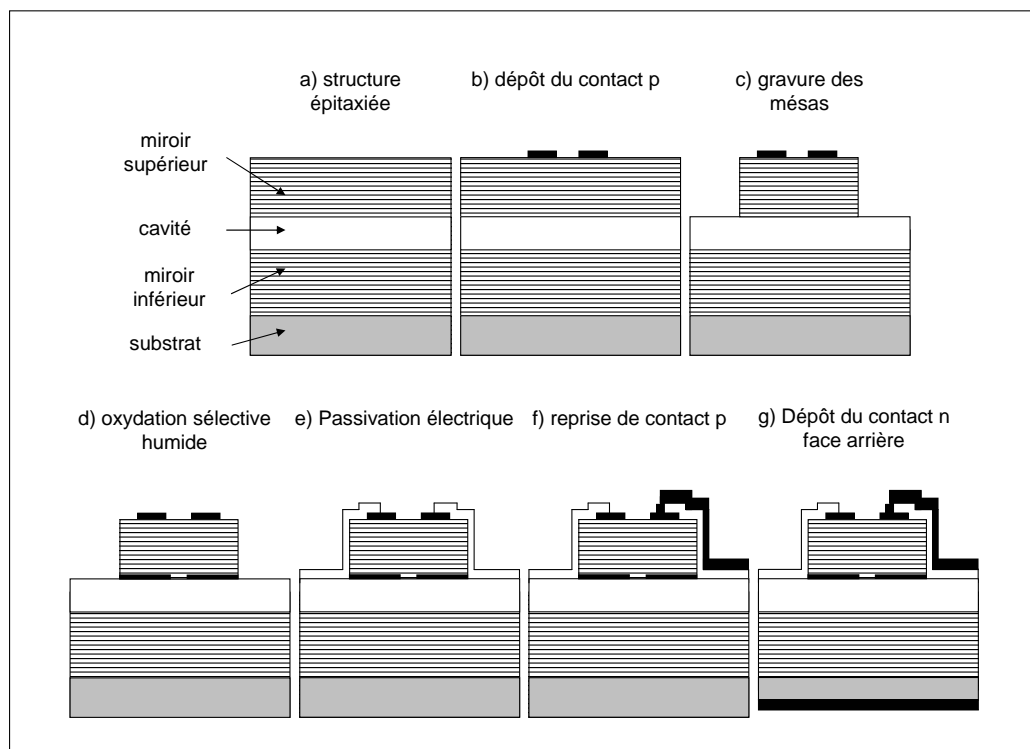


FIG. 2.23 – Les principales étapes de fabrication des VCSEL oxydés en configuration contacts top DBR.

plus circulaire. Enfin, les diamètres des mesas varient de 30 à 40  $\mu\text{m}$  par pas de 2  $\mu\text{m}$  afin d'obtenir en une étape d'oxydation différentes tailles d'ouverture d'oxyde.

La figure 2.23 schématise l'enchaînement des principales étapes de fabrication des VCSEL oxydés à contact top DBR.

- a) Tout d'abord, la surface de la plaque est désoxydée.
- b) La première étape correspond au dépôt de l'anneau du contact p par lift off. Le dépôt métallique TiPtAu est réalisé sous vide par évaporation par faisceau d'électrons.
- c) La définition des mesas par gravure ionique réactive constitue la seconde étape de fabrication. L'ensemble du miroir supérieur, d'environ 5  $\mu\text{m}$  de haut, est gravé. Pour cette première gravure, un masque dur de nitrure de silicium est utilisé. On réalise ainsi des mesa circulaires de 30 à 40  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'épaisseur gravée est contrôlée in situ par suivi interférométrique. La gravure est alors stoppée précisément dans la couche de GaAs la plus proche de la zone active. La gravure sèche est suivie d'une gravure humide permettant de dégager la couche d'AlGaAs à oxyder, sans mettre à jour le matériau actif.
- d) Cette couche d'AlGaAs, contenant un pourcentage élevé d'aluminium, est partiellement oxydée latéralement. Les plus petites ouvertures obtenues sont de 2  $\mu\text{m}$  de diamètre.
- e) Une couche de passivation électrique en nitrure de silicium est ensuite déposée.
- f) Après l'ouverture localisée de la couche de passivation, on réalise la reprise du contact p en déposant de large plots de contact par pulvérisation cathodique et lift off.
- g) La face arrière du substrat est ensuite gravée chimiquement pour diminuer la résistance électrique, puis reçoit le dépôt pleine plaque du contact n par évaporation sous vide. Enfin, la plaque subit un traitement thermique rapide pour le recuit des contacts (80s à 385°C).

### 2.3.2.2 Barrières de potentiel aux interfaces

Dans la configuration contacts top DBR, les porteurs doivent traverser les miroirs et par conséquent franchir une barrière de potentiel à chacune des interfaces AlGaAs/GaAs et GaAs/AlGaAs. Ces barrières contribuent à la résistance série du miroir, qui est plus élevée que celle d'un miroir de type n car la masse effective des trous est supérieure à celle des électrons et donc leur mobilité nettement inférieure à celle des électrons. Dans la suite de cette section, nous allons donc nous attacher au cas des miroirs p.

Si l'interface abrupte entre chaque couche du miroir participe à sa bonne réflectivité, elle introduit une barrière de potentiel qui ne peut être franchie par les porteurs qu'au prix d'une polarisation élevée de l'hétérojonction. Pour favoriser le passage des porteurs par effet tunnel ou émission thermoionique, la largeur et la hauteur de cette barrière peuvent être réduite en modifiant la composition à l'interface. Les structures étudiées comportent deux types de modification de composition aux interfaces :

- la marche de composition

Les couches de GaAs et de AlGaAs sont séparées par une couche d'AlGaAs de composition intermédiaire de quelques nanomètres d'épaisseur. Les structures à PQ d'InGaAsN comportent une marche de composition d' $\text{Al}_{0,41}\text{Ga}_{0,59}\text{As}$  de 10 nm.

- la gradualité linéaire de composition

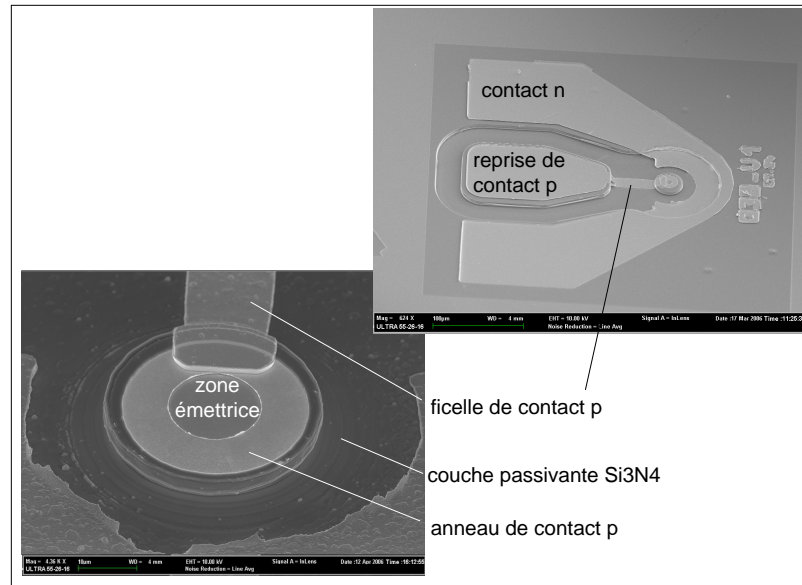


FIG. 2.24 – Image MEB d'un VCSEL à PQ d'InGaAsN réalisé avec le masque SINGLET 131 (vue du dessus).

La composition d'aluminium passe continûment et linéairement de 0 à 90% à l'interface GaAs/AlGaAs et de 90% à 0% pour l'interface AlGaAs/GaAs. Les structures à PQ d'InGaAs très contraints et à BQ d'In(Ga)As contiennent ce type de couche graduelle linéaire.

Le logiciel BLAZE, commercialisé par la société SILVACO, permet de calculer de nombreuses propriétés d'hétérostructures et en particulier de tracer leur diagramme de bandes. La figure 2.25 donne la bande de valence d'hétérojonctions à interfaces abruptes, à marches de composition et à interfaces graduelles linéaires calculée avec ce logiciel. L'interface abrupte  $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}/\text{GaAs}$  constitue une barrière de potentiel d'environ 0.3 eV. Ce qui correspondrait à une chute de potentiel d'environ 9V pour un miroir d'une trentaine de paires. On constate que la marche de composition modifie la bande de valence en introduisant deux barrières de potentiel de 0.17 et 0.15 eV qui sont plus facilement traversées par les trous qu'une seule barrière deux fois plus haute. Enfin, la gradualité linéaire forme également deux barrières de potentiel mais abaisse considérablement leur hauteur (0.03 et 0.05 eV). Ainsi la conduction des trous est augmentée et la résistance série du miroir largement diminuée. Il en est de même pour les électrons.

### 2.3.2.3 Etude du dopage et $\delta$ -dopage

Le dopage p est réalisé à l'aide du carbone. Ce dernier permet un dopage à des niveaux élevés (quelques  $10^{20}$ ) tout en conservant une bonne qualité du matériau et possède un très faible coefficient de diffusion atomique par rapport au béryllium. Le dopage p du miroir supérieur est particulièrement délicat. En effet, le niveau de dopage doit être plus important que pour un miroir de type n mais il faut tenir compte des pertes optiques par absorption par les porteurs libres puisque l'émission laser se fait à travers le miroir supérieur. La solution est de limiter l'interaction entre les photons et les dopants en localisant

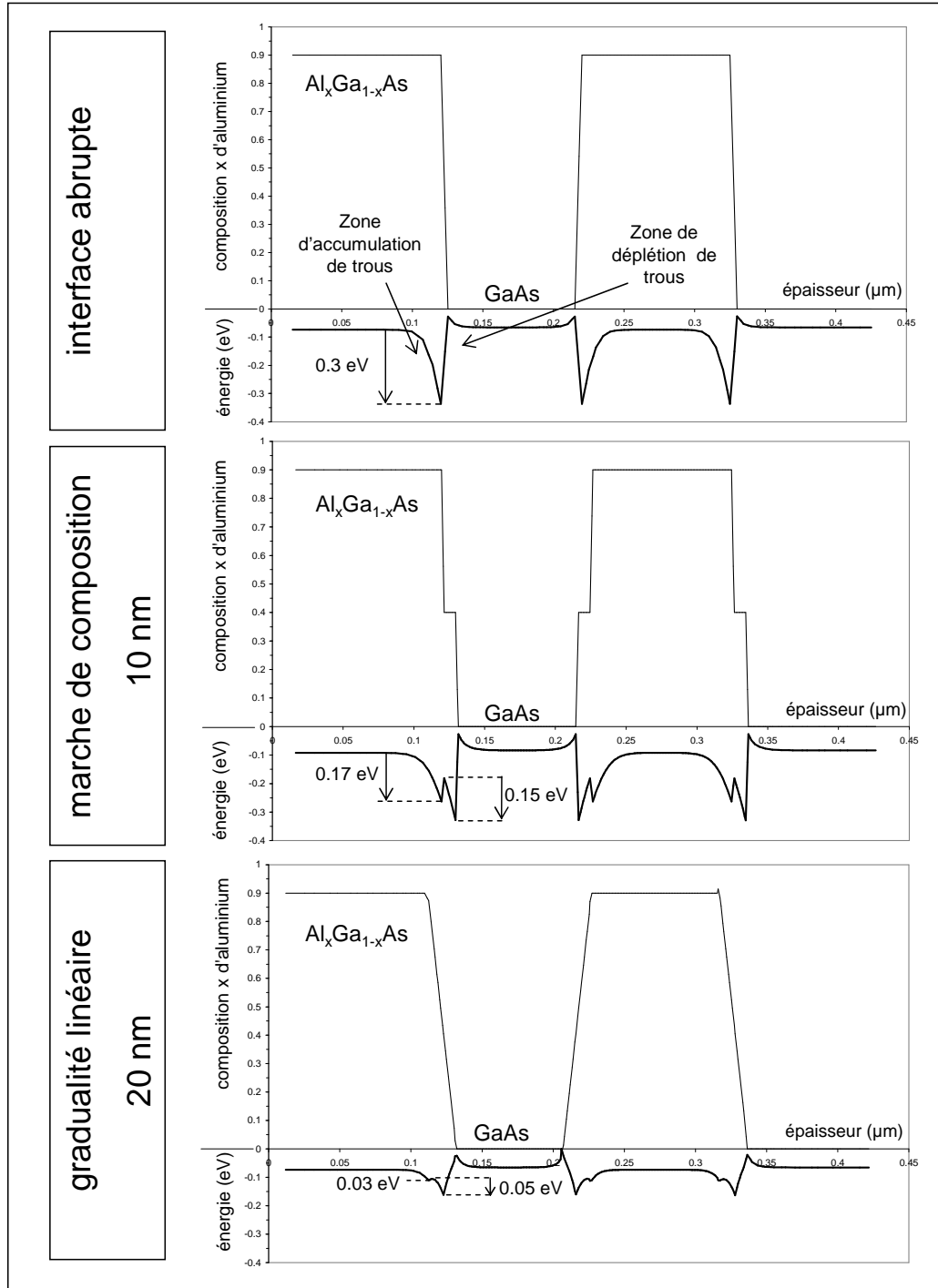


FIG. 2.25 – Composition et bande de valence de deux bicouches GaAs/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub> pour trois types d'interfaces : a) hétérojonction abrupte, b) marche de composition de 10 nm d'Al<sub>0.45</sub>Ga<sub>0.55</sub>, c) composition graduelle linéaire sur 20 nm. Les couches de GaAs et d'AlGaAs sont uniformément dopées p à 1.10<sup>18</sup>.

ces derniers à un minimum du champ optique. On utilise alors le  $\delta$ -dopage qui consiste à incorporer les dopants sur une très faible épaisseur, idéalement une monocouche atomique. On peut alors diminuer le niveau de dopage uniforme et abaisser les barrières aux interfaces grâce au  $\delta$ -dopage [21].

Une étude comparative sur le dopage de structures VCSEL de test contenant des puits d'InGaAs a été menée au laboratoire. Trois structures dopées différemment ont été épitaxiées puis processées :

1. Structure dite “à faible pertes optiques”. Le niveau de dopage est faible afin de limiter l'absorption par les porteurs libres et de minimiser les pertes  $\alpha_i$  (équation 1.1). Le  $\delta$ -dopage n'est présent qu'aux interfaces correspondant à un noeud du champ optique et le dopage uniforme est faible à proximité de la zone active ( $5.10^{17} cm^{-3}$ ).
2. Structure dite “à faible résistance électrique”. Le dopage est plus élevé afin de diminuer la résistance série du miroir et faciliter le transport des porteurs jusqu'à la couche active. Cette structure est dopée uniformément à  $1.10^{18} cm^{-3}$  et le  $\delta$ -dopage est localisé à chaque interface, c'est à dire aux noeuds et ventres du champ optique.
3. Structure “intermédiaire”. Elle est un compromis entre les deux structures précédentes. Les couches proches de la zone active sont faiblement dopées ( $5.10^{17} cm^{-3}$ ) tandis que les couches sous le contact électrique sont légèrement surdopée ( $2 - 3.10^{18} cm^{-3}$ ). De plus, le  $\delta$ -dopage est situé à chaque interface.

structure	1 “faibles pertes optiques”	2 “faible résistance électrique”	3 “intermédiaire”
position du $\delta$ -dopage	noeuds du champ optique	noeuds et ventres du champ optique	noeuds et ventres du champ optique
dopage du GaAs dans les alternances 1 à 5 ( $cm^{-3}$ )	$5.10^{17}$	$1.10^{18}$	$5.10^{17}$
dopage du GaAs dans les alternances 6 à 10 ( $cm^{-3}$ )	$1.10^{18}$	$1.10^{18}$	$1.10^{18}$
dopage du GaAs dans les alternances restantes ( $cm^{-3}$ )	$2 - 3.10^{18}$	$1.10^{18}$	$2 - 3.10^{18}$
densité de courant de seuil ( $kA/cm^{-2}$ )	1.8	2.9	1.2
résistance série entre 4 et 5V, à 20°C ( $\Omega$ )	108	93	73
tension au seuil (V)	2.4	2.0	1.4
puissance maximum émise (mW)	1.25	0.23	1.24
rendement différentiel externe (W/A)	0.14	0.035	0.10

TAB. 2.2 – Niveaux de dopage et principales caractéristiques électro-optiques des VCSEL à PQ d'InGaAs épitaxiés et réalisés au laboratoire [22].

Les trois composants obtenus lasent mais présentent des caractéristiques différentes (à diamètre d'oxyde égal). Ces résultats sont rassemblés dans le tableau 2.2. D'une part, la structure 1, faiblement dopée afin de limiter les pertes optiques par absorption par les porteurs libres, délivre en effet une puissance

optique maximale beaucoup plus élevée que pour la structure 2, aux niveaux de dopage plus importants. Et d'autre part, la résistance série de la structure 2, dont le niveau de dopage élevé facilite le passage des porteurs, est plus faible que celle de la structure 1. Cependant, la diminution de la résistance série se fait largement au détriment de la puissance puisque la structure 2 n'émet plus que 0.23 mW au maximum, contre les 1.25 mW de la structure 1, et ce pour une diminution de seulement 14% de la résistance série. Finalement, le dopage de la structure intermédiaire 3 donne un très bon compromis puisque la tension au seuil est abaissée de 42% par rapport à la structure 1, pour une puissance émise égale. La répartition et les niveaux de dopage de cette structure 3 sera donc utilisée pour les structures à PQ d'InGaAsN épitaxiée au laboratoire. Toutefois, considérant la perte de gain des PQ d'InGaAsN avec l'introduction d'azote, par rapport aux PQ d'InGaAs, la structure 1 favorisant la puissance optique émise sera également testée pour nos VCSEL à PQ d'InGaAsN. Le dopage de la structure à PQ d'InGaAs très contraints est proche de la structure intermédiaire 3 décrite ci-dessus. Le  $\delta$ -dopage est toutefois nuancé par un niveau deux fois plus faible aux ventres qu'au noeuds du champ optique.

## 2.4 Conclusion du chapitre 2

Ce deuxième chapitre a traité de la technologie des VCSEL oxydés, de la conception de la structure planaire au procédé de fabrication du composant. Après la description succincte de la croissance et la caractérisation des puits quantiques d'InGaAs(N) et boîtes quantiques d'In(Ga)As qui permettent l'émission à 1.3  $\mu\text{m}$ , nous avons détaillé l'étape d'oxydation sélective humide du miroir supérieur, assurant le confinement électro-optique latéral. Cette étape critique du procédé de fabrication permet la réalisation d'un diaphragme réduisant la dimension transverse de la cavité. Ainsi les performances du VCSEL sont améliorées. Constitué d'oxyde d'Al(Ga)As isolant, ce diaphragme confine les porteurs dans un faible volume actif. De plus, l'oxyde d'Al(Ga)As possède un indice de réfraction presque deux fois plus faible que l'Al(Ga)As. Le confinement optique est alors réalisé par guidage par l'indice. Ensuite, l'étude parallèle de miroirs supérieurs diélectriques et semiconducteurs nous a amenés à étudier deux configurations distinctes d'injection électrique. Un premier procédé de fabrication a été développé afin de réaliser des VCSEL à contacts intra-DBR et miroir supérieur diélectrique  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ . L'électroluminescence des puits quantiques d'InGaAsN en cavité verticale a été obtenue avec cette configuration. Nous avons également montré que le dépôt par pulvérisation par faisceau d'ion permet de réaliser des miroirs  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  de haute réflectivité, centré à la longueur d'onde nominale. De plus, ces miroirs possèdent une meilleure adhérence que ceux déposés par évaporation sous vide. Puis des VCSEL avec des miroirs semiconducteurs et des contacts top-DBR ont été fabriqués à partir de structures épitaxiées au laboratoire (puits quantiques d'InGaAs et d'InGaAsN) ou bien à l'extérieur (puits quantiques d'InGaAs très contraints et boîtes quantiques d'In(Ga)As). Ces structures ont nécessité un dopage précis et modulé afin d'établir un compromis entre une injection efficace des porteurs et les pertes par absorption par les porteurs libres. Notre étude comparative, réalisée à partir de structures VCSEL tests à base de puits d'InGaAs, a démontré que le meilleur compromis est obtenu avec des niveaux de dopage faibles près de la zone active et un  $\delta$ -dopage à chaque interface.

Trois types de VCSEL, différenciés par la nature de leur matériau actif, ont donc été fabriqués selon la configuration 'contacts top-DBR et miroirs semiconducteurs' et à partir du même masque de photolithographie. Le chapitre suivant est consacré à leur caractérisation électro-optique.

# Bibliographie

- [1] H.-P. D. Yang, "Characteristics of MOCVD- and MBE-grown InGa(N)As VCSELs", *Semiconductors Science and Technology*, Vol. 20 (2005), p834-9.
- [2] G.B. Stringfellow, "Organometallic Vapor-Phase Epitaxy, theory and practice", 2ème édition, Academic Press, San Diego.
- [3] Marcks von Würtemberg, "fabrication and performance of 1.3  $\mu\text{m}$  vertical-cavity surface-emitting lasers with InGaAs quantum well active region grown on GaAs substrates", *Proceeding of SPIE*, Vol. 5453 (2004).
- [4] M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki, and Y. Yazawa, "GaInNAs : a novel material for long wavelength semiconductor lasers", *IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, n°3 (1997), p719-730.
- [5] A. Thränhardt, I. Kuznetsova, C. Schlichenmaier, S.W. Koch, L. Shterengas, G. Belenky, J.-Y. Yeh, L.J. Mawst, N. Tansu, J. Hader, J.V. Moloney, W.W. Chow, "Nitrogen incorporation effect on gain properties of GaInNAs lasers : experiment and theory", *Applied Physics Letters*, Vol. 86, 201117-1-3 (2005).
- [6] D. Litvinov, D. Gerthsen, A. Rosenauer, M. Hetterich, A. Grau, Ph. Gilet, L. Grenouillet, "Determination of the nitrogen distribution in InGaNAs/GaAs quantum wells by transmission electron microscopy", *Applied Physics Letters*, Vol. 85, n°17 (2004), p3743-5.
- [7] Laurent Grenouillet, "Spectroscopie optique de nouveaux matériaux de base de (Ga,In)(N,As) pour la réalisation de composants à cavité verticale émettant à 1.3 $\mu\text{m}$  sur substrat de GaAs", thèse de doctorat, INSA Lyon (2001).
- [8] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, "Quantum dot heterostructures", J. Wiley & Sons, Chichester, 1999, 328p.
- [9] L.A. Coldren, S.W. Corzine, "Diode lasers and Photonic Integrated Circuit", J. Wiley & Sons, New-York, 1995, 594p, (Wiley series in microwave and optical engineering).
- [10] G. Steinle, H. Riechert and A. Yu. Ergorov, "Monolithic VCSEL with InGaAsN active region emitting at 1.28  $\mu\text{m}$  and CW output power exceeding 500  $\mu\text{W}$  at room temperature", *Electronics Letters*, Vol. 37, n°2 (2001), p93-95.
- [11] M. Pessa, C.S. Peng, T. Jouhti, E.-M. Pavelescu, W. Li, S. Karirinne, H. Liu, O. Okhotnikov, "Long-wavelength nitride lasers on GaAs", *Microelectronic Engineering*, Vol. 69 (2003), p195-207.
- [12] K.D. Choquette, K.M. Geib, C.I. Ashby, R.D. Twesten, O. Blum, H.Q. Hou, D.M. Follstaedt, B. E. Hammons, D. Mathes, and R. Hull, "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs Alloys", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, n°3 (1997).

- [13] M. Ochiai, G.E. Giudice, H. Temkin, J.W. Scott, and T.M. Cockerill, "Kinetics of thermal oxidation of AlAs in water vapor", *Applied Physics Letters*, Vol. 68, n°14 (1996), p1898-1900.
- [14] N. Dunoyer, "Détermination des paramètres critiques de l'oxydation latérale d'AlAs dans une structure VCSEL", rapport de stage DUT (2001), CEA-LETI / Département Optronique.
- [15] W. Nakwaski, M. Wasiak, P. Mackowiack, W. Bedyk, M. Osinski, A. Passaseo, V. Tasco, M.T. Todaro, M. De Vittorio, R. Joray, J.X. Chen, R.P. Stanley, and A. Fiore, "Oxidation kinetics of AlAs and (AlGa)As layers in GaAs-based diode laser structures : comparative analysis of available experimental data", *Semiconductors Science and Technology*, Vol. 19 (2004), p333-341.
- [16] S. Kohmoto, H. Nakamura, S. Nishikawa, and K. Asakawa, "Three-dimensional site control of self-organized InAs quantum dots by in situ scanning probe-assisted nanolithography and molecular beam epitaxy", *Journal of Vacuum Science Technology B*, Vol. 20, n°3 (2002), p762-5.
- [17] D. I. Babic, "Double-fused long-wavelength vertical-cavity lasers", thèse de doctorat, Université de Santa Barbara, 1995.
- [18] J.I. Pankove, "Optical processes in semiconductors", Dover Publications, New York (1971).
- [19] M. Köhler, "Etching in Microsystem Technology", Wiley-VCH, Weinheim (1999).
- [20] R.F. Kopf, E.F. Schubert, S.W. Downey, A.B. Emerson, "N- and P-type dopant profiles in distributed Bragg reflector structures and their effect on resistance", *Applied Physics Letters*, Vol. 61, n°15 (1992), p1820-22.
- [21] K. Kojima, R.A. Morgan, T. Mullanly, G.D. Guth, M.W. Focht, R.E. Leibenguth and M.T. Asom, "Reduction of p-doped mirror electrical resistance of GaAs/AlGaAs vertical-cavity surface emitting lasers by delta-doping", *Electronics Letters*, Vol. 29, n°20 (1993), p1771-2.
- [22] L. Grenouillet, P. Duvaut, N. Olivier, P. Gilet, P. Grosse, S. Poncet, P. Philippe, E. Pugeoise, L. Fulbert, A. Chelnokov, "GaIn(N)As/GaAs VCSELs emitting in the 1.1-1.3  $\mu\text{m}$  range", SPIE Workshop on Photonic Component for Braodband Communication, 28-29 juin 2006, Stockholm (Suède).





## Chapitre 3

# Caractérisation électro-optique des VCSEL à puits et boîtes quantiques réalisés

Ce troisième chapitre présente les résultats de caractérisations électro-optiques des trois types de VCSEL réalisés : VCSEL à puits quantiques d'InGaAsN, à boîtes quantiques d'In(Ga)As et à puits quantiques d'InGaAs très contraints. Ces VCSEL lasent-ils dans la gamme  $1.3 \mu\text{m}$  ? Après la description du banc de mesure, les caractéristiques en régime continu de chaque VCSEL sont confrontées à l'état de l'art. Puis une analyse comparative est menée sur les trois types de VCSEL réalisés. On compare tout d'abord trois VCSEL de matériaux actifs différents mais de même diamètre d'oxyde. Leur comportement en fonction de la variation de diamètre actif est ensuite étudié. Enfin le comportement thermique de chaque type de VCSEL est abordé.

### 3.1 Les outils de caractérisation des VCSEL en régime continu

Un banc a été mis au point pour effectuer des mesures optiques et électriques afin de déduire les paramètres caractéristiques des VCSEL comme la longueur d'onde d'émission, la puissance émise, le courant seuil, le rendement différentiel externe, etc... Dédié à la caractérisation des VCSEL, ce montage est basé sur un microscope optique classique. Il contient un système d'injection électrique pour alimenter les VCSEL, un détecteur, un monochromateur pour la mesure spectrale et un système de régulation thermique pour l'étude en température des lasers.

La figure 3.1 représente les principaux éléments constitutifs du banc de mesure en régime continu :

- Un microscope Orthoplan constitue l'élément de base du banc de mesure. Son plateau réglable en hauteur supporte les pointes de test et un module à effet Peltier, sur lequel est positionné la plaque VCSEL. Son barillet porte trois objectifs 2.5x (Numerical Aperture=0.07), 10x (NA=0.25) et 50x (NA=0.50), permettant la visualisation du VCSEL et des pointes de test, ainsi qu'une sphère intégrante de un pouce qui collecte la lumière émise par le VCSEL. Cette sphère intègre spatialement la puissance optique émise. Après de multiples réflexions à l'intérieur de la sphère, une fraction de la puissance totale est récupérée par un orifice où se situe un détecteur. La fraction de puissance reçue

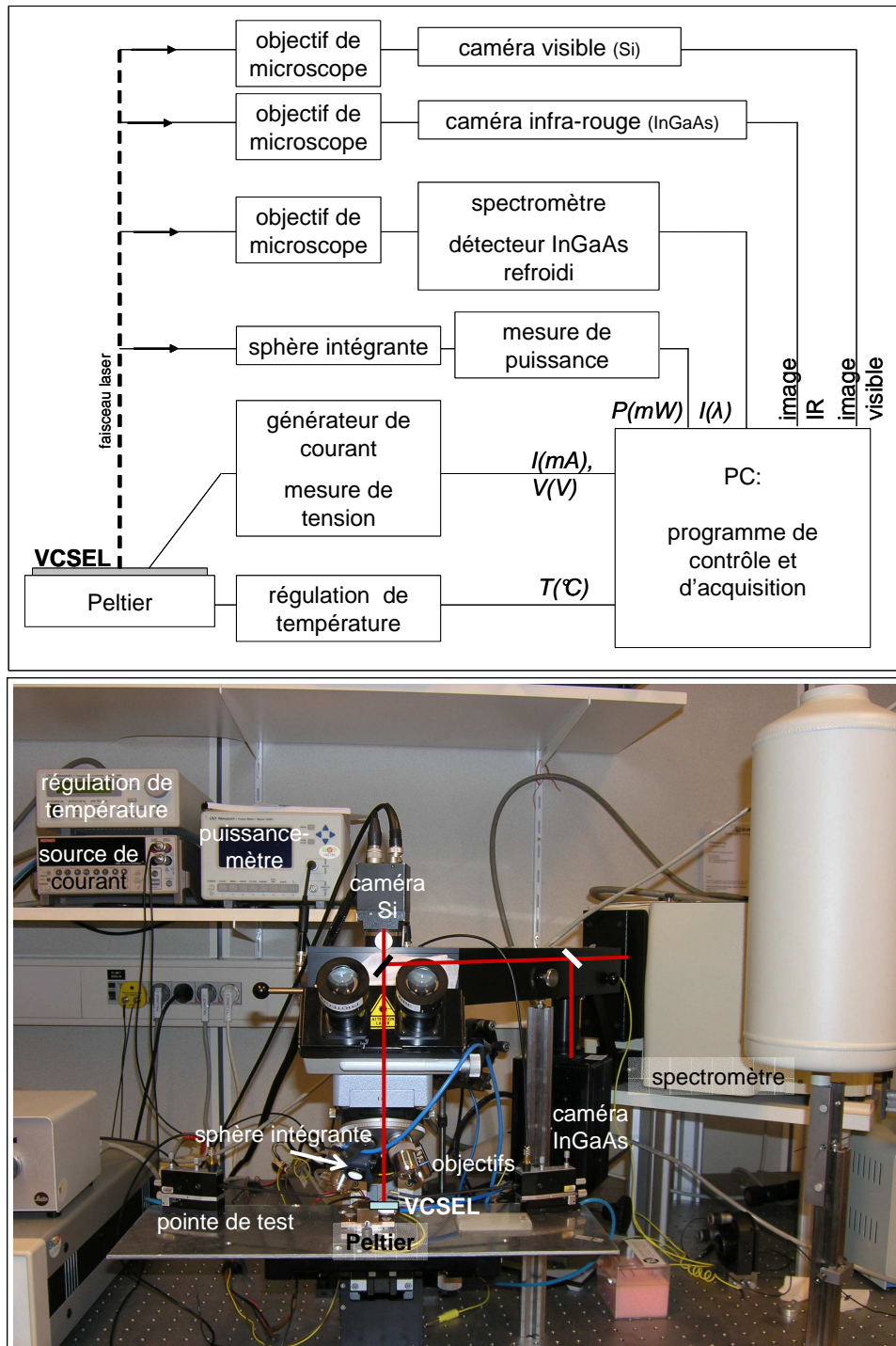


FIG. 3.1 – Schéma et photographie du banc de caractérisation électro-optique continu des VCSEL

par le détecteur est proportionnelle au rapport de la surface de l'orifice sur la surface totale de la sphère. La puissance totale reçue par la sphère peut être calculée à partir de ce rapport de surfaces et du facteur multiplicateur de la sphère, facteur lié à la réflectance de son revêtement interne. Le détecteur utilisé est une photodiode germanium Newport 818 IG, assurant la détection de quelques picowatts à 2W et sur la gamme spectrale 800 à 1650 nm. La mesure est ensuite effectuée par un mesureur de puissance Newport 1930C. L'ensemble de la chaîne a été calibrée à 1300 nm selon la procédure qualité du laboratoire. La mesure donne donc une valeur absolue de la puissance optique émise par les VCSEL avec une incertitude de 10%.

- Une source Keithley 2420 est utilisée en source de courant et en mesureur de tension pour alimenter les VCSEL. Elle permet ainsi de tracer la caractéristique  $V(I)$ . Elle alimente les VCSEL via les pointes de test dans une large gamme de courant, adaptée au fonctionnement des VCSEL.
- Un spectromètre à réseau Jobin-Yvon HR460 permet des mesures de spectre rapides grâce à une barrette de photodiodes InGaAs refroidie à l'azote liquide. Dans notre dispositif, le faisceau laser est collecté à travers un objectif de microscope puis collimaté par une lentille avant d'arriver sur la fente du spectromètre. Un réseau de 900 traits/mm est utilisé pour décomposer le faisceau.
- Une caméra infra-rouge Sensor Unlimited SU320 permet d'imager l'émission laser. Pour cela, un miroir escamotable, situé avant l'entrée du spectromètre, renvoie le faisceau laser collimaté sur la caméra, contenant une matrice de 320x240 pixels.
- Un contrôleur de température Newport 3040 est utilisé pour commander la température d'un module à effet Peltier supportant l'échantillon. Ce module permet des variations de température de 0°C à 60 °C. Toutefois, les mesures ont été limitées à 10°C au minimum pour limiter la dégradation du composant due à la condensation à la surface de l'échantillon.

L'alimentation des VCSEL, la détection, la régulation en température et le monochromateur sont pilotés grâce à des programmes développés sous environnement Labview (National Instruments). On réalise ainsi des mesures automatiques de caractéristiques puissance-courant et tension-courant (caractéristique PIV) en fonction de la température. Un autre logiciel permet de visualiser et traiter les images de la caméra infra-rouge.

## 3.2 Les résultats de caractérisation à température ambiante et en régime continu

Le tableau 3.1 rappelle les principaux éléments des trois structures VCSEL étudiées : les deux structures VCSEL 31290 et 31314 à puits quantiques (PQ) d'InGaAsN, la structure DO188 à boîtes quantiques (BQ) d'In(Ga)As et la structure à PQ d'InGaAs très contraints M60B. Il rassemble également les principales caractéristiques de ces VCSEL fabriqués à partir du même masque au laboratoire (figure 3.2). Pour chaque paramètre, on donne la gamme de valeur obtenue pour l'ouverture d'oxyde.

Il est à noter que les mesures rassemblées dans cette section ont été réalisées avec une température de module Peltier régulée à 20°C.

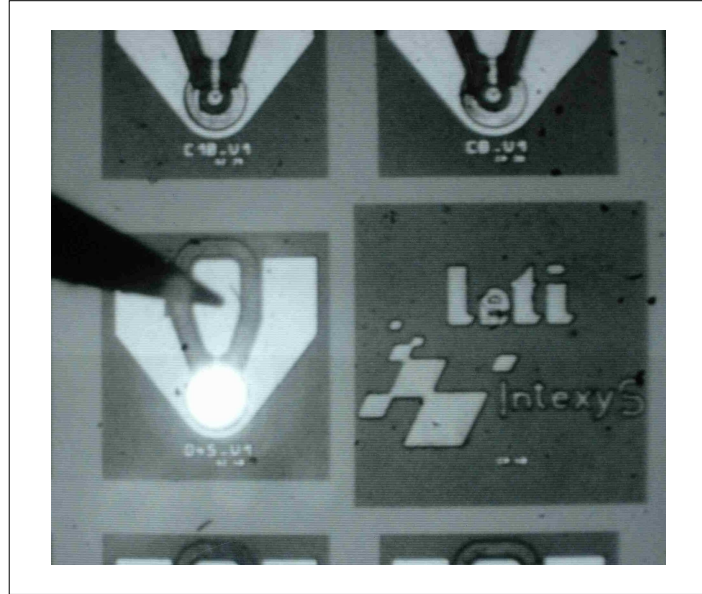


FIG. 3.2 – Images en microscopie optique de VCSEL à puits quantiques d’InGaAsN entièrement réalisés au laboratoire, en collaboration avec Intexys Photonics.

matériau actif	3 PQ InGaAsN	3 PQ InGaAsN	13 plans de BQ In(Ga)As	2 PQ InGaAs contraints
n° échantillon	31290	31314	DO188	M60B
technique de croissance	EJM	EJM	EJM	EPVOM
cavité	cavité $\lambda$	cavité $\lambda$	cavité $2\lambda$	cavité $\lambda$
miroir inférieur	35.5	35.5	33	36
miroir supérieur	29	29	27	26
interfaces	marche de composition (10 nm)	marche de composition (10 nm)	gradualité linéaire (20 nm)	gradualité linéaire (20 nm)
dopage n	Si	Si	Si	Si
dopage p	C	C	C	Zn,C
diamètre d’oxyde ( $\mu\text{m}$ )	2-6	5-9	6-16	4-12
$\lambda$ (nm)	1240-1250	1280-1285	1271-1276	1260-1275 (1300)
$P_{max}$ (mW)	0.06-0.42	0.04-0.095	0.08-0.59	0.5-1.77 (0.35)
$I_{th}$ (mA)	1.1-4.3	2.7-17.4	0.6-3.2	1.1-4.2 (5.6)
$J_{th}$ (kA/cm <sup>2</sup> )	3.8-8.7	11.3-13.7	1.58-1.98	3.3-8.8 (11)
$V_{th}$ (V)	6.7-7.4	3.4-4.3	2.4-3	2.9-3.4 (3.8)
$R_s$ ( $\Omega$ ) à $2xI_{th}$	210-954	107-427	300-700	125-617 (170)
$\eta_{de}$ (W/A)	0.04-0.07	0.02-0.025	0.03-0.05	0.11-0.15 (0.1)

TAB. 3.1 – Principales caractéristiques des trois structures VCSEL étudiées.

### 3.2.1 Les VCSEL à PQ d'InGaAsN

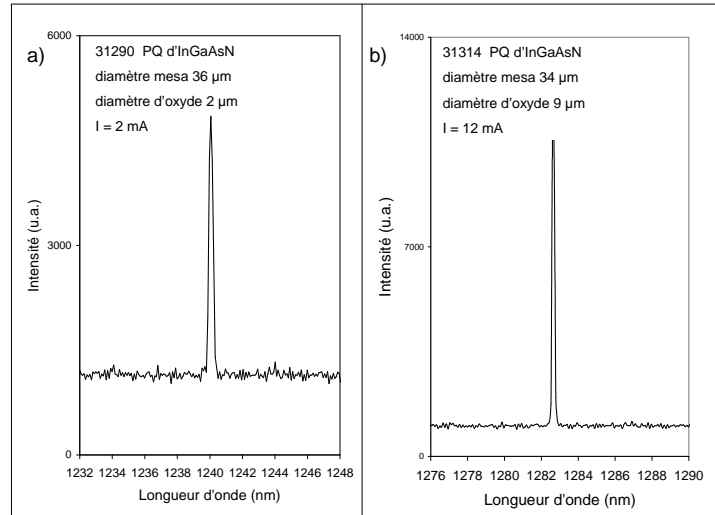


FIG. 3.4 – Spectre d'émission de VCSEL à PQ d'InGaAsN : a) spectre à 2mA d'un VCSEL (structure 31290) de 2  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde, b) spectre à 12mA d'un VCSEL (structure 31314) de 9  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde. Ces spectres ont été mesurés à 20°C.

La croissance du matériau actif InGaAsN a été développée au laboratoire. L'effet laser a d'abord été obtenu en structure ruban autour de 1300 nm (chapitre 2, 2.1.3). Le développement des VCSEL à base d'InGaAsN s'est fait en deux temps. Tout d'abord l'obtention de l'effet laser en cavité verticale avec la structure 31290 puis l'augmentation de la longueur d'onde d'émission vers 1.3  $\mu\text{m}$  avec la structure 31314.

La répartition du dopage de la structure 31290 correspond à une structure à "faible perte optique" décrite dans le deuxième chapitre. La puissance optique maximum obtenue pour un diamètre d'oxyde de 2  $\mu\text{m}$  est de 0.06 mW (figure 3.5) et atteint 0.42 mW pour des ouvertures d'oxyde de 6  $\mu\text{m}$ . Avec un courant de seuil de 1.1 mA, la densité de courant de seuil du VCSEL de 2  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde est de 8.7 kA/cm<sup>2</sup>. Avec des courants de seuil de l'ordre du milliampère et des tensions de seuil d'environ 5V, les caractéristiques électro-optiques du VCSEL ont été dégradées (figure 3.6). Toutefois la longueur d'onde d'émission reste courte, autour de 1240 nm (figure 3.4a)).

Dans une deuxième structure à PQ d'InGaAsN, nommée 31314 et dont le niveau de dopage assure un compromis entre la résistance série et les pertes optiques (structure type 3 du chapitre 2), on s'est attaché à augmenter la longueur d'onde du matériau actif. La figure 3.4b) montre que la longueur d'onde d'émission a été rapprochée de 1.3  $\mu\text{m}$  avec une émission autour de 1283 nm pour un diamètre d'oxyde de 9  $\mu\text{m}$ . De plus, l'émission reste monomode quel que soit le courant d'injection. Cependant, certaines caractéristiques électro-optiques du VCSEL ont été dégradées (figure 3.6). Pour un diamètre d'oxyde d'environ 6  $\mu\text{m}$ , si le courant de seuil est équivalent, la puissance optique maximum est cinq fois plus faible que pour la structure 31290 et le rendement différentiel externe est divisé par deux. La différence de dopage entre les deux structures réside dans la position du  $\delta$ -dopage. Présent à chaque interface dans la structure 31314, il peut être responsable de la perte de puissance par absorption. Par contre, il permet



de diminuer la tension de fonctionnement au seuil et la résistance série de moitié. Toutefois, la différence de puissance entre les VCSEL 31290 et 31314 provient plus probablement d'une perte de gain conséquent à l'augmentation de la longueur d'onde d'émission des PQ de la structure 31314. En effet, l'incorporation accrue d'indium dégrade les propriétés optiques du matériau.

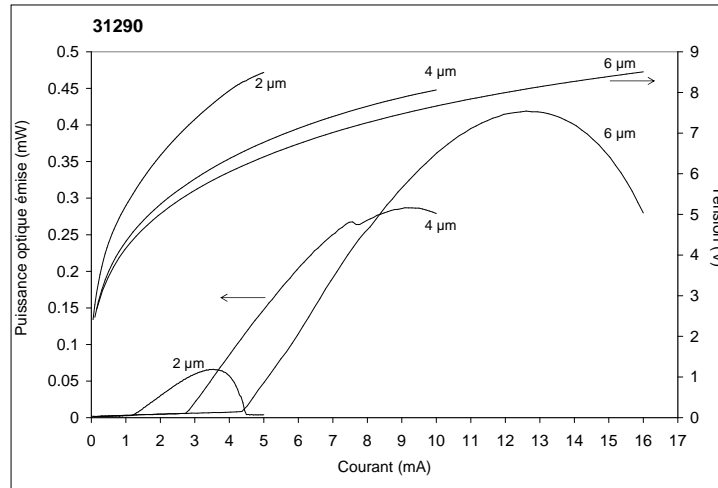


FIG. 3.5 – Caractéristique PIV en régime continu du VCSEL 31290 à puits quantiques d'InGaAsN dont les diamètres d'oxyde varient de 2 à 6  $\mu\text{m}$ .

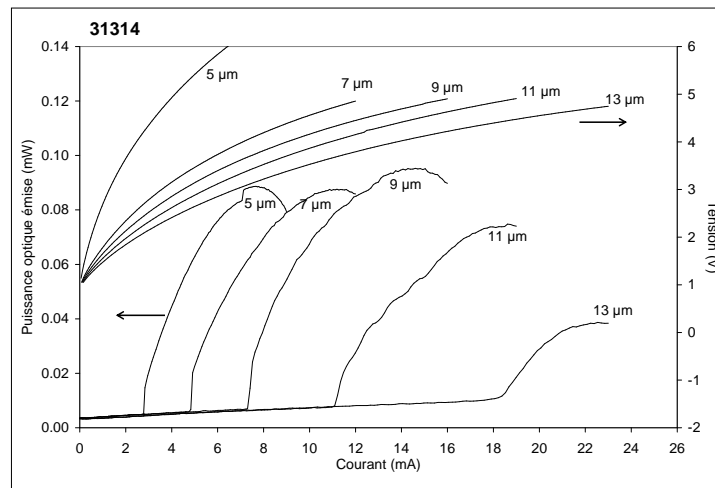


FIG. 3.6 – Caractéristique PIV en régime continu de VCSEL 31314 à puits quantiques d'InGaAsN dont les diamètres d'oxyde varient de 5 à 13  $\mu\text{m}$ .



### 3.2.2 Les VCSEL à BQ d'In(Ga)As

Nous sommes le deuxième groupe à confirmer la réalisation de VCSEL émettant dans la gamme 1.3  $\mu\text{m}$  à partir de structures contenant des BQ d'In(Ga)As épitaxiées par EJM (NL Nanosemiconductor). Nos VCSEL DO188 à BQ d'In(Ga)As émettent à des longueurs d'onde autour de 1275 nm (figure 3.7). Ce résultat correspond à l'état de l'art actuel car si les premières publications concernant les VCSEL à BQ d'In(Ga)As, émettant dans la gamme 1.3  $\mu\text{m}$ , ne mentionnent pas précisément la longueur d'onde d'émission, les articles récents présentent une émission dans la gamme 1275-1280 nm [15, 16, 17]. Ces derniers résultats sont issus de structures dont la croissance a été réalisée par NL Nanosemiconductor, tout comme nos VCSEL.

L'émission d'un laser est qualifiée de monomode si le spectre ne comporte qu'un seul pic d'émission. Toutefois lorsque le spectre comporte plusieurs pics, on considère également l'émission comme monomode si le rapport de suppression des pics secondaires (SMSR Side Mode Suppression Ratio), défini par l'équation 3.1, est supérieur à 30 dB.

$$SMSR_i = 10. \log \left( \frac{\text{Intensité du pic principal}}{\text{Intensité du pic } i} \right) \quad (3.1)$$

Pour une meilleure lisibilité, l'intensité de nos spectres est donnée en échelle linéaire. La figure 3.7 donne le spectre d'émission de deux VCSEL à BQ d'In(Ga)As, de diaphragme d'oxyde de 6 et 10  $\mu\text{m}$ . Ces spectres sont mesurés à différents courants. On constate que le pic laser le plus intense se situe à 1274 nm pour 6  $\mu\text{m}$  de diamètre et vers 1276 nm pour 10  $\mu\text{m}$  d'ouverture. L'émission est monomode pour un diamètre de 6  $\mu\text{m}$ . Pour une ouverture de 10  $\mu\text{m}$ , l'émission devient rapidement multimode au dessus du seuil avec un SMSR de l'ordre de 8dB. Le décalage spectral d'environ 0.5 nm/mA correspond à un décalage thermique par effet Joule. L'influence de la température sur les caractéristiques des structures étudiées est abordée en section 3.3.3.

Les caractéristiques PIV de VCSEL à BQ dont les diamètres d'oxyde varient de 6 à 16  $\mu\text{m}$  sont données en figure 3.8. Malgré des résistances série élevées (de 300 à 700  $\Omega$ ), les tensions au seuil de 2.4 à 3 V et les courants de seuil de 0.6 à 3.2 mA sont les plus faibles obtenus parmi les trois types de structures de cette étude. Ces derniers correspondent à des densités de courant de seuil entre 1.5 et 2 kA/cm<sup>2</sup>, très bien situées dans l'état de l'art (figure 3.9). Seul le rendement différentiel externe est largement en deçà des résultats publiés jusqu'ici. Les oscillations visibles sur les courbes P(I) sont probablement dues à des sauts de modes. La puissance optique maximum atteint 0.48 mW pour un VCSEL de 16  $\mu\text{m}$ . Il est à noter que la puissance de 1.7 mW démontrée par l'Université de Berlin [15] correspond à un VCSEL de large ouverture (25  $\mu\text{m}$ ), contenant quatre plans de boîtes de plus que notre structure DO188 et dont l'émission est très largement multimode. Dans le cas d'une émission quasi-monomode, des contacts top-DBR et des ouvertures inférieures à 10  $\mu\text{m}$ , la puissance délivrée par les VCSEL DO188 est à l'état de l'art.

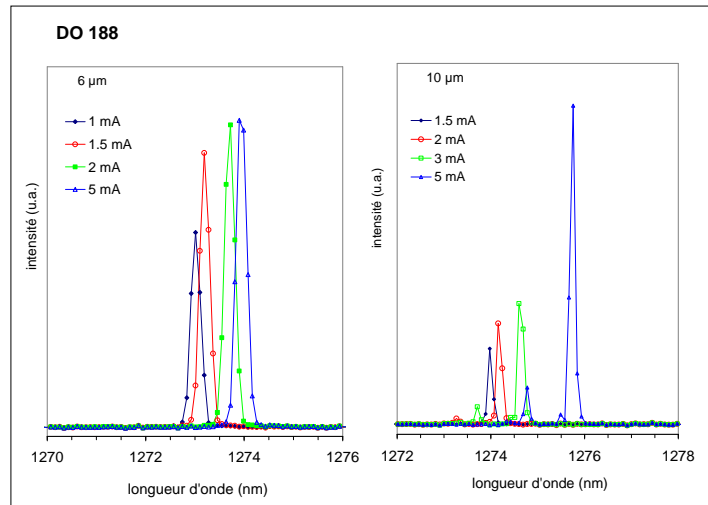


FIG. 3.7 – Spectre en courant, en régime continu, de VCSEL à boîtes quantiques d'InAs de diamètre d'oxyde de 6 µm et 10 µm.

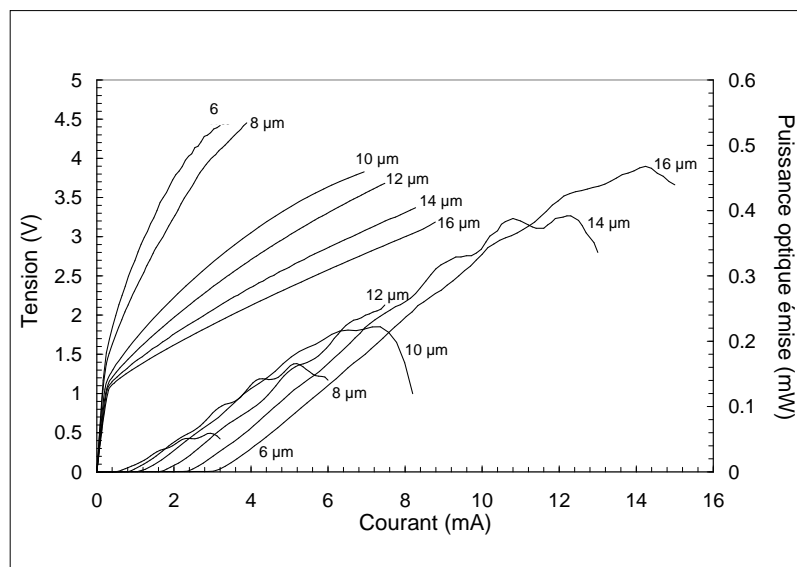


FIG. 3.8 – Caractéristique PIV en régime continu de VCSEL à boîtes quantiques d'InAs dont les diamètres d'oxyde varient de 6 à 16 µm.

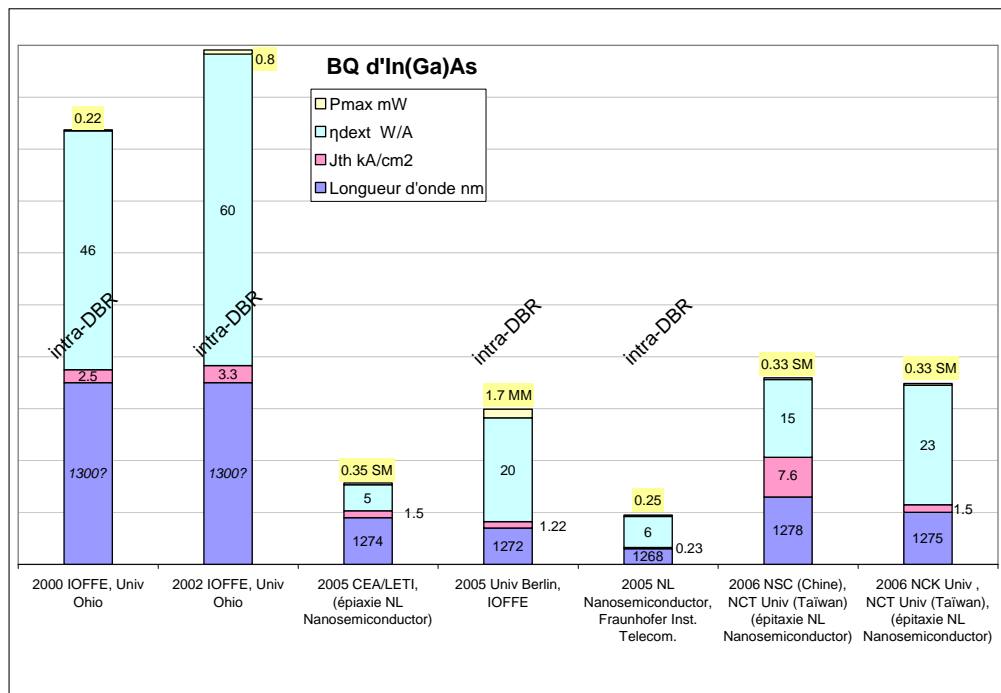


FIG. 3.9 – Etat de l’art des VCSEL à BQ d’In(Ga)As émettant au delà de 1260 nm ([11]-[14], [16, 17]).

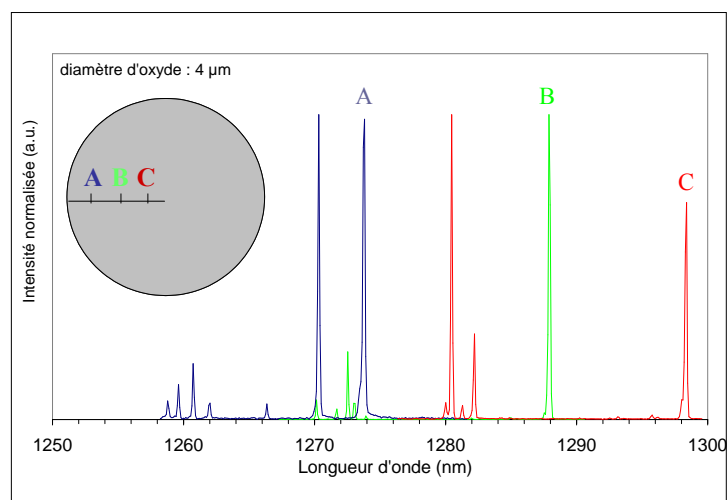


FIG. 3.10 – Spectres d’émission de trois VCSEL à PQ d’InGaAs très contraints, de diamètre d’oxyde de 4 μm. La localisation de chaque VCSEL est reportée sur le schéma de la plaque épitaxiée en encart.

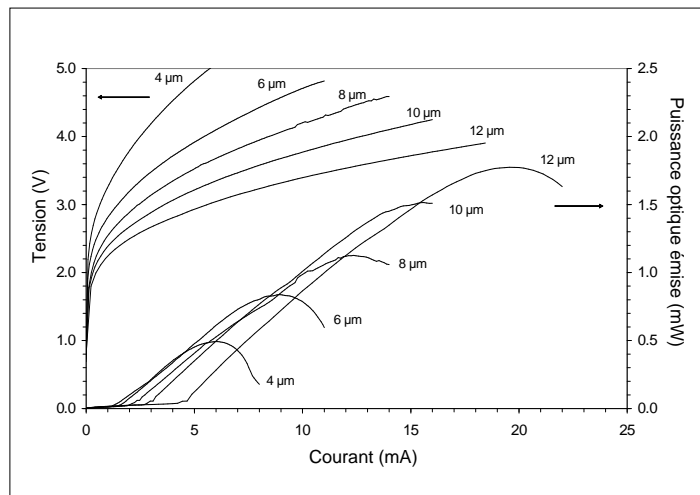


FIG. 3.11 – Caractéristique PIV en régime continu de VCSEL à puits d'InGaAs très contraints et dont les diamètres d'oxyde varient de 4 à 12  $\mu\text{m}$ .

### 3.2.3 Les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints

L'échantillon des structures à PQ d'InGaAs très contraints présente une large variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la position du VCSEL par rapport au centre de la plaque épitaxiée. L'inhomogénéité de cette grandeur sur l'échantillon est probablement due à une inhomogénéité de croissance (EPVOM) au niveau des épaisseurs des couches de la structure. La résonance de la cavité est alors différente selon la position du VCSEL sur la plaque. La figure 3.10 donne les spectres de VCSEL de même diamètre mais localisés en des points différents de l'échantillon M60B. On constate que le pic le plus intense est situé à 1270 nm au bord de la plaque et atteint 1300 nm pour un VCSEL plus proche du centre de la plaque. Le VCSEL en position C (figure 3.10) présente une émission à 1300.2 nm pour un courant de 9 mA.

La figure 3.11 présente la caractéristique PIV de VCSEL à puits d'InGaAs très contraints localisés autour du point A. Les diamètres d'oxyde varient de 4 à 12  $\mu\text{m}$  pour des mesa de 32 à 40  $\mu\text{m}$  de diamètre. La puissance maximum émise varie de 0.5 à 1.77 mW. La densité de courant seuil minimum est atteinte pour un diamètre d'oxyde de 10  $\mu\text{m}$  et vaut 3.3 kA/cm<sup>2</sup>. La tension au seuil varie de 2.9 à 3.4 V. A un courant double du courant seuil, la résistance série différentielle est de 84 $\Omega$  pour 12  $\mu\text{m}$  d'ouverture d'oxyde et de 430 $\Omega$  pour 4  $\mu\text{m}$ . On constate (figure 3.12) que ces valeurs sont à l'état de l'art pour une émission multimode. L'émission monomode démontrée par KTH est obtenue par dépôt d'un anneau de silice qui introduit des pertes optiques au niveau des modes d'ordre supérieur [18, 19]. Le courant nécessaire à l'apparition du mode fondamental est donc supérieur au courant de seuil ; ce qui explique les densités de courant seuil supérieures à 9 kA/cm<sup>2</sup> obtenues par KTH et Zarlink.

Le spectre et la caractéristique P(I) du VCSEL de 4  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde du point C sont représentés en figure 3.13. Si la longueur d'onde est largement supérieure pour les composants du centre de la plaque, les valeurs seuil sont également plus élevées. En effet, le courant de seuil de ce laser est de 5.6 mA

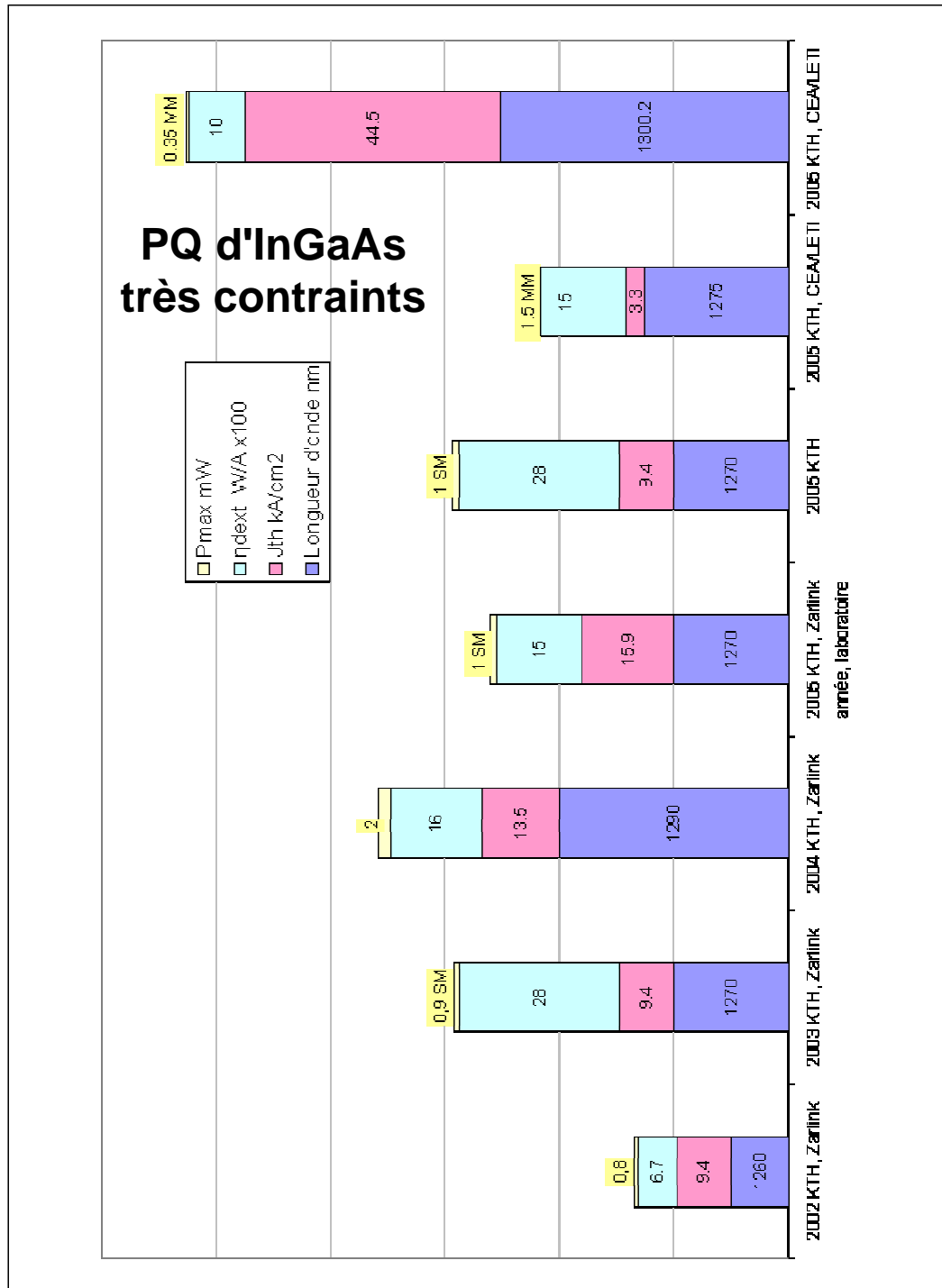


FIG. 3.12 – Etat de l’art des VCSEL à PQ d’InGaAs très contraints émettant au delà de 1260 nm ([?]-[20]). Ces résultats sont obtenus à partir de structures toutes épitaxiées par KTH.

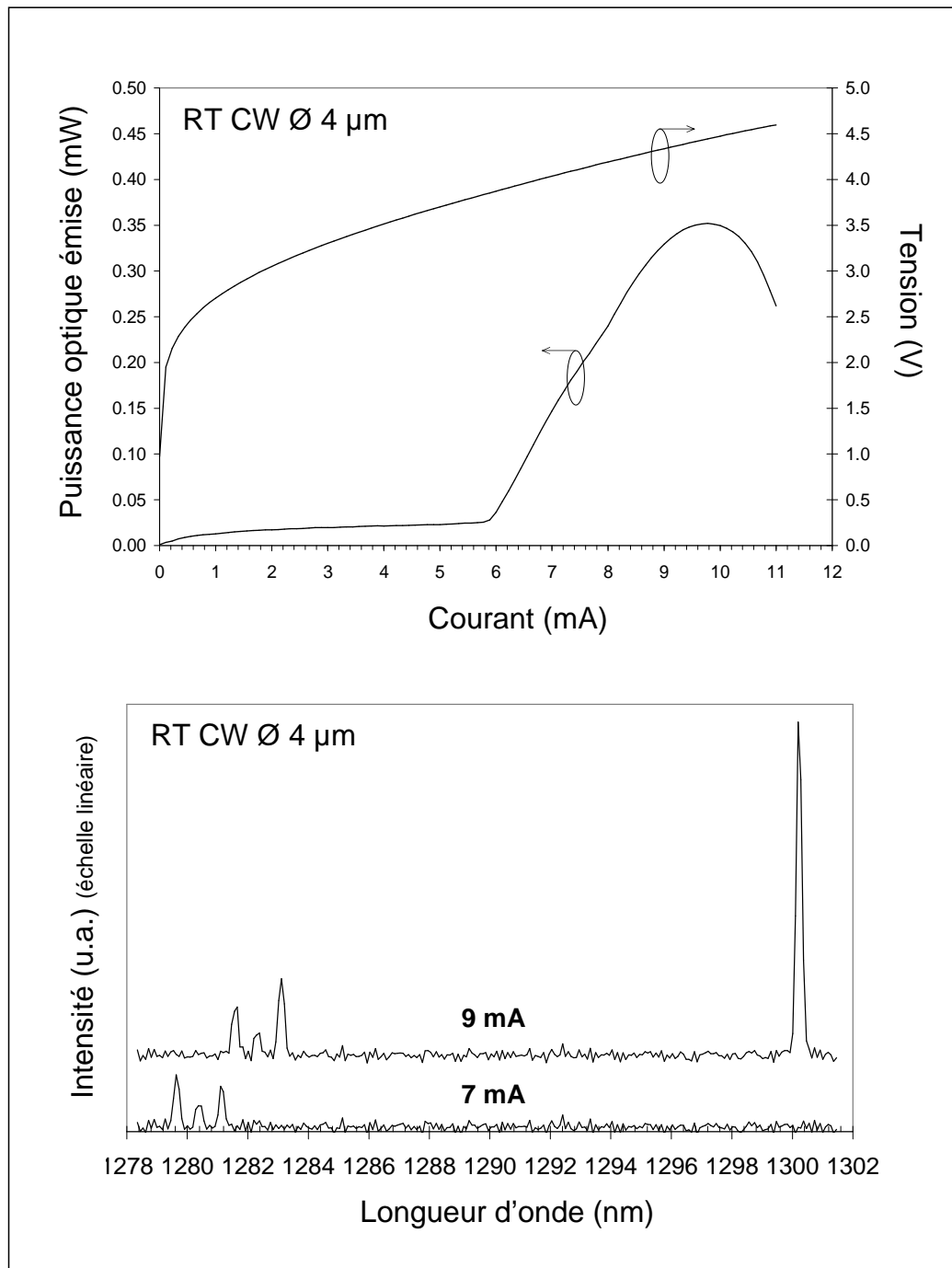


FIG. 3.13 – Caractéristique PIV et spectre laser en régime continu d'un VCSEL à deux puits d'InGaAs très contraints et de diamètre d'oxyde de 4 μm

et la tension au seuil est de 3.8 V. Ce VCSEL affiche toutefois, pour cette longueur d'onde, de meilleures performances électro-optiques [20] que les VCSEL précédemment réalisés avec le même type de matériau actif par d'autres groupes [21]. On atteint une longueur d'onde de 1300 nm pour la première fois avec des PQ d'InGaAs très contraints, un diamètre d'oxyde de 4  $\mu\text{m}$ , à température ambiante et avec une injection de courant inférieure à 10 mA.

### 3.3 Analyse comparative en fonction de la nature du matériau actif

#### 3.3.1 Comparaison à diamètre d'oxyde identique

Afin de comparer les performances des trois types de VCSEL réalisés, nous avons rassemblé dans le tableau 3.2 les caractéristiques obtenues pour des diamètres d'oxyde très proches : 9  $\mu\text{m}$  pour les PQ d'InGaAsN de l'échantillon 31314 et 10  $\mu\text{m}$  pour les BQ d'In(Ga)As et PQ d'InGaAs très contraints. Notons toutefois qu'à diamètre d'oxyde équivalents, les diamètres des mesas ne sont pas identiques en raison des difficultés de calibration de l'oxydation sélective humide pour trois structures provenant de croissances différentes.

matériau actif	PQ InGaAsN	BQ In(Ga)As	PQ InGaAs contraints
n° échantillon	31314	DO188	M60B
diamètre du mesa ( $\mu\text{m}$ )	34	34	38
$\lambda(\text{nm})$	1284 (à $2xI_{th}$ )	1276 (à $4xI_{th}$ )	1275 (à $4xI_{th}$ )
$P_{max}$ (mW)	0.095	0.22	1.51
$I_{th}$ (mA)	7.2	1.22	2.6
$J_{th}$ (kA/cm <sup>2</sup> )	11.3	1.5	3.3
$V_{th}$ (V)	3.6	1.8	2.8
$R_s$ ( $\Omega$ ) à $2xI_{th}$	107	450	203
$\eta_{de}$ (W/A)	0.02	0.04	0.14

TAB. 3.2 – Comparaison des caractéristiques des trois types de VCSEL pour un diamètre d'oxyde de 10  $\mu\text{m}$ .

Pour les VCSEL de 9 et 10  $\mu\text{m}$  d'ouverture d'oxyde comparés dans le tableau 3.2, on constate tout d'abord que les PQ d'InGaAsN permettent d'atteindre une longueur d'onde plus élevée. Toutefois, ils sont moins performants en terme de courant de seuil, de puissance maximum atteinte et de rendement différentiel externe.

Le minimum de courant (1.22 mA) et tension seuil (1.8 V) sont obtenus avec les VCSEL à BQ d'In(Ga)As. Le faible courant de seuil est caractéristique des lasers à boîtes quantiques (chapitre 1, 1.2.2.1). Les VCSEL à PQ d'InGaAsN et d'InGaAs très contraints possèdent en comparaison des courants de seuil plus élevés, de 2.6 et 7.2 mA respectivement. Cependant, le rendement différentiel externe obtenu avec les boîtes quantiques reste inférieur à 0.05 W/A.

Avec un courant de seuil de 2.6 mA, les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints délivrent une puissance optique supérieure au milliwatt avec le meilleur rendement différentiel externe des trois VCSEL étudiés. Cette puissance plus élevée est due d'une part au nombre moins important de bicouches du miroir supé-

rieur, qui diminue les pertes optiques, et d'autre part au gain du matériau actif. En effet, le maximum du gain de l'InGaAs est supérieur à celui de l'InGaAsN, dégradé par la présence des atomes d'azote (chapitre 2, figure 2.6) et au gain des BQ limité par la saturation à forte injection. De plus, les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints ont montré qu'ils peuvent atteindre 1300 nm avec une dégradation légère des caractéristiques électriques. Le point à améliorer sur ces composants reste le caractère largement multimode transverse de l'émission. Cet aspect est abordé dans le chapitre suivant avec l'étude des modes transverses dans un VCSEL et plus précisément le comportement modal particulier des VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints réalisés. Toutefois, comme nous l'avons indiqué au paragraphe précédent, l'émission monomode a déjà été obtenue à partir de ce genre de structure par KTH et Zarlink en introduisant des pertes optiques pour les modes d'ordre élevé.

### 3.3.2 L'influence du diamètre d'oxyde

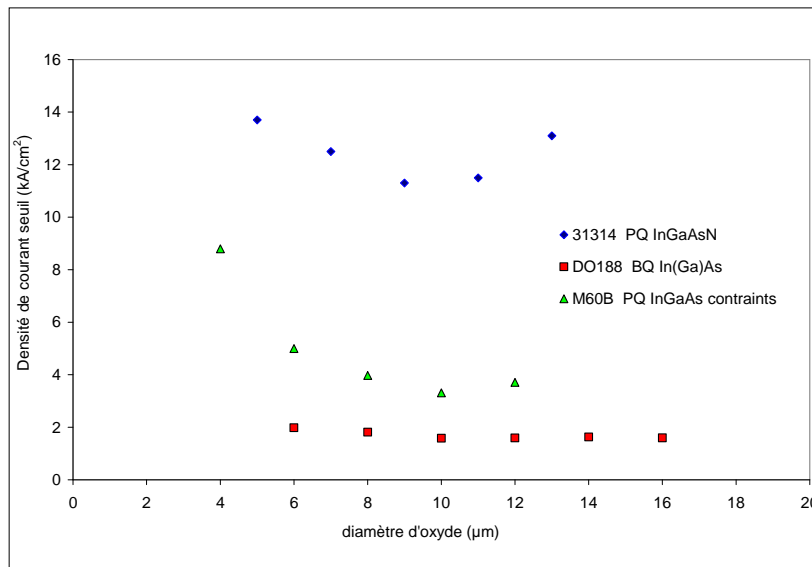


FIG. 3.14 – Variation de la densité de courant seuil en fonction du diamètre d'oxyde correspondant aux caractéristiques P(I) des figures 3.6, 3.8, 3.11.

Le masque utilisé nous a permis de réaliser des mesas de diamètre de 30 à 40  $\mu\text{m}$ . Des diamètres d'oxyde différents ont donc été réalisés afin d'étudier l'influence de ce paramètre sur les caractéristiques des lasers. Les figures 3.6, 3.8 et 3.11 présentent les caractéristiques PIV en fonction du diamètre d'oxyde pour des VCSEL à PQ d'InGaAsN, à BQ d'In(Ga)As et à PQ d'InGaAs très contraints, respectivement. On constate que quel que soit le matériau actif utilisé, le courant de seuil diminue lorsque le diamètre d'oxyde décroît. Par contre, si l'on raisonne en terme de densité de courant de seuil, les trois types de lasers présentent un minimum pour un diamètre d'oxyde d'environ 10  $\mu\text{m}$  (figure 3.14). Au delà de ce diamètre optimum, la densité de courant de seuil augmente. Cela est dû à l'injection non uniforme des porteurs, caractéristique des contacts en anneau et d'autant plus accentuée que la surface active est



grande. En dessous de  $10\ \mu\text{m}$ , les pertes par diffraction s'accroissent, augmentant le courant minimum nécessaire à l'effet laser. Toutefois, on constate que la densité de courant de seuil des VCSEL contenant des BQ d'In(Ga)As sont nettement moins sensibles à la variation du diamètre d'oxyde que celle des lasers à base de PQ.

Les caractéristiques spectrales des VCSEL ne sont pas influencées de la même manière par la taille de l'ouverture d'oxyde selon le matériau actif. On constate que pour les VCSEL à PQ d'InGaAsN (figure 3.15) et à BQ d'In(Ga)As (figure 3.16), une variation de  $4\ \mu\text{m}$  sur le diamètre d'oxyde entraîne un décalage d'environ  $4\ \text{nm}$  sur la longueur d'onde d'émission. Ce décalage peut s'expliquer par l'inhomogénéité de croissance et donc dépend de la position du VCSEL sur la plaque. De plus, il faut noter que ces spectres ne sont pas mesurés au même courant d'injection. le décalage gain-cavité dû à l'échauffement Joule peut également intervenir (voir 3.3.3). Par contre, pour les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints, la longueur d'onde d'émission dépend plus largement du diamètre d'oxyde (figure 3.17). Pour un même courant d'injection de  $7\ \text{mA}$ , on trouve un décalage inattendu d'une vingtaine de nanomètre entre le VCSEL de  $6\ \mu\text{m}$  et celui de  $10\ \mu\text{m}$  d'ouverture. D'après Chong [22], l'injection annulaire du courant favorise le gain modal des ordres élevés. Cela pourrait en partie expliquer les courtes longueurs d'onde mesurées pour les plus grands diamètres d'oxyde ( $10\ \mu\text{m}$  et  $20\ \mu\text{m}$ ). Mais pourquoi ce phénomène n'est pas observé pour les VCSEL à PQ d'InGaAsN et à BQ d'In(Ga)As? Et comment expliquer le décalage d'environ  $20\ \text{nm}$  que l'on retrouve entre les modes d'ordre les plus élevés et les modes les plus petits des VCSEL de  $4$  et  $6\ \mu\text{m}$  d'ouverture?

Dans la suite, nous retrouvons également ce décalage spectral d'une vingtaine de nanomètres lorsque la température varie. On peut rapprocher l'influence du diamètre d'oxyde et celle de la température en considérant que pour un même courant d'injection, l'échauffement par effet Joule sera moins important pour les diaphragmes d'oxyde les plus grands. Les phénomènes thermiques qui modifient le fonctionnement des VCSEL sont expliqués dans la dernière partie de ce chapitre. Par contre, l'explication du décalage spectral observé pour les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints fait l'objet du quatrième chapitre, consacré à l'étude des modes transverses.

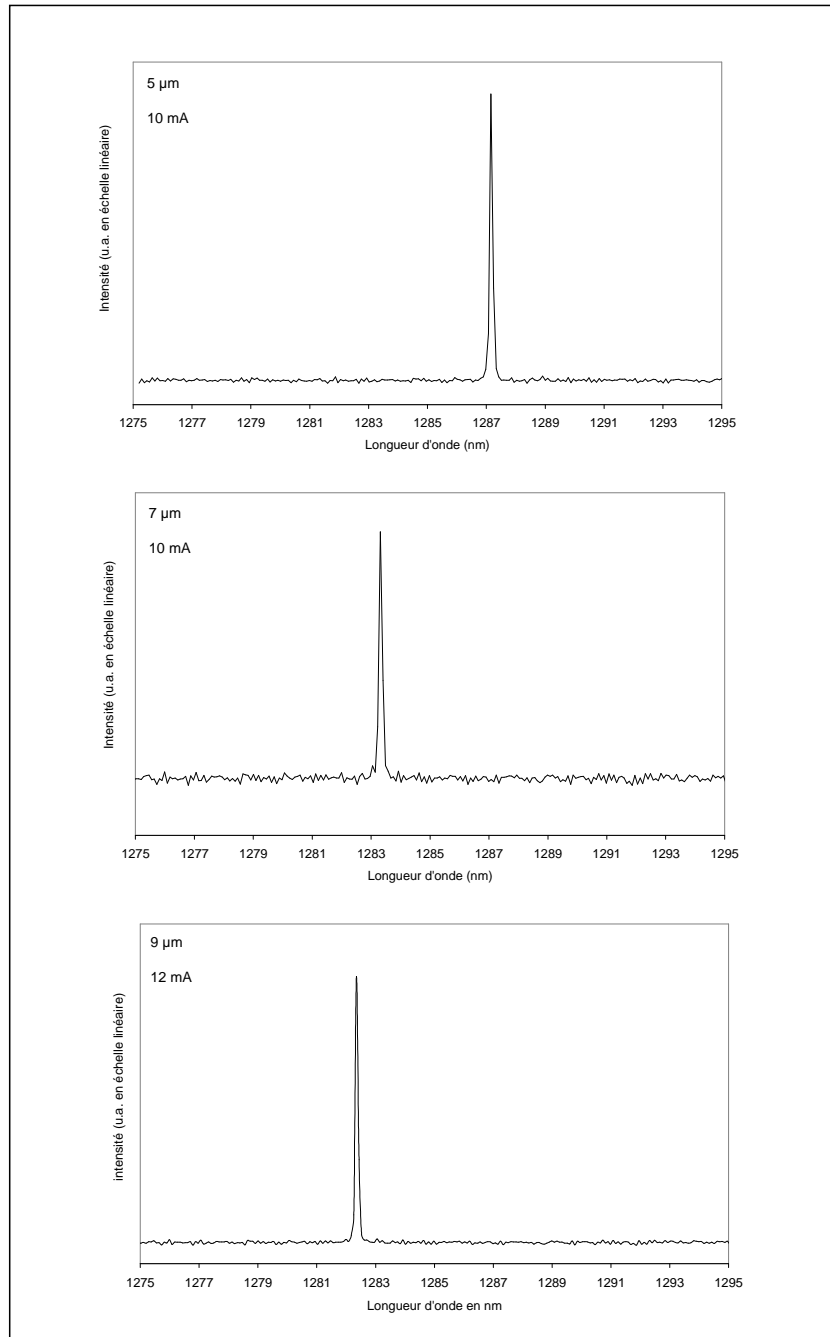


FIG. 3.15 – Spectres en régime continu de VCSEL à PQ d'InGaAsN 31314, de diamètre d'oxyde de 5  $\mu\text{m}$ , 7  $\mu\text{m}$  et 9  $\mu\text{m}$ .

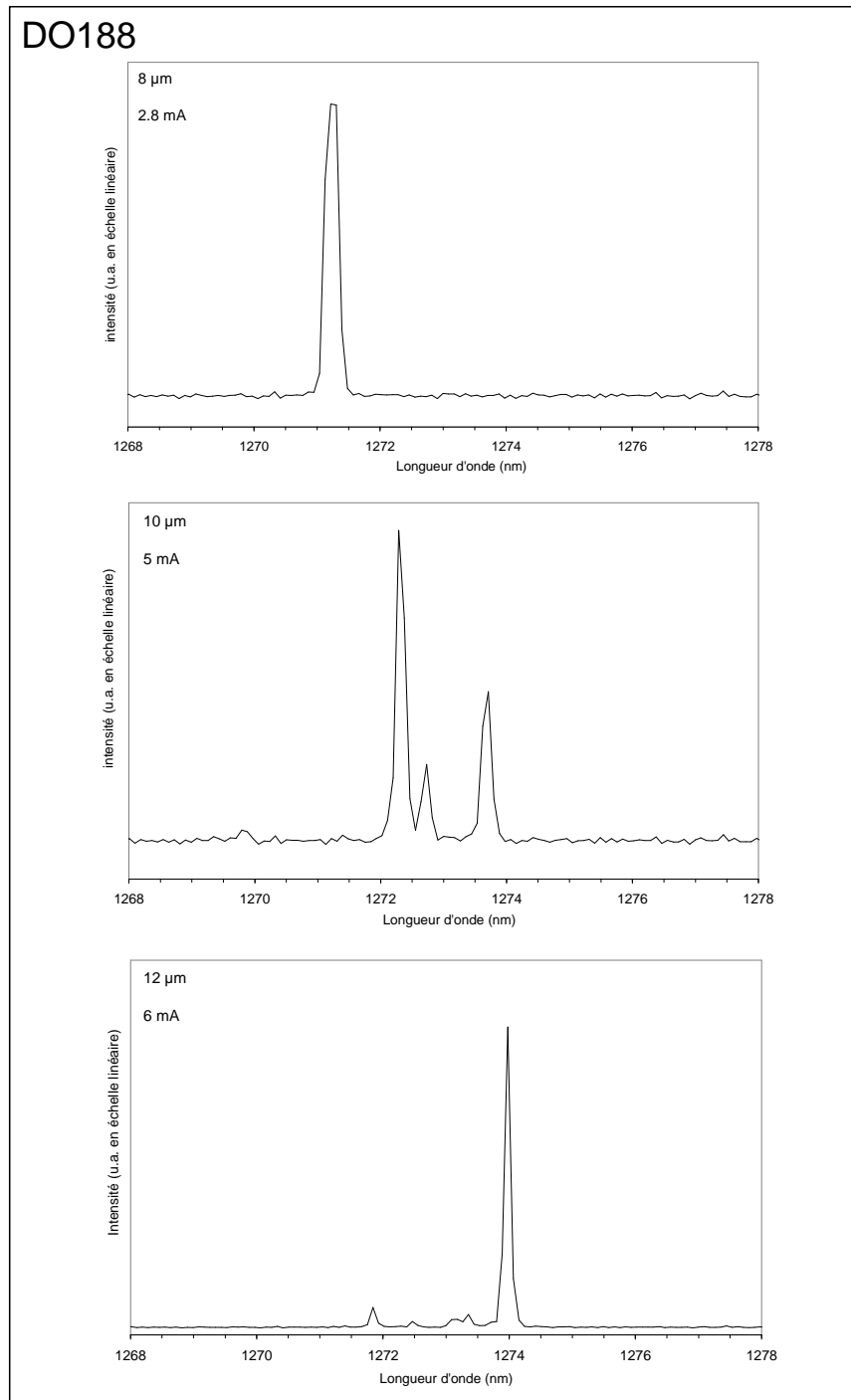


FIG. 3.16 – Spectres en régime continu de VCSEL à BQ d'In(Ga)As DO188, de diamètre d'oxyde de 5  $\mu\text{m}$ , 7  $\mu\text{m}$  et 9  $\mu\text{m}$ .

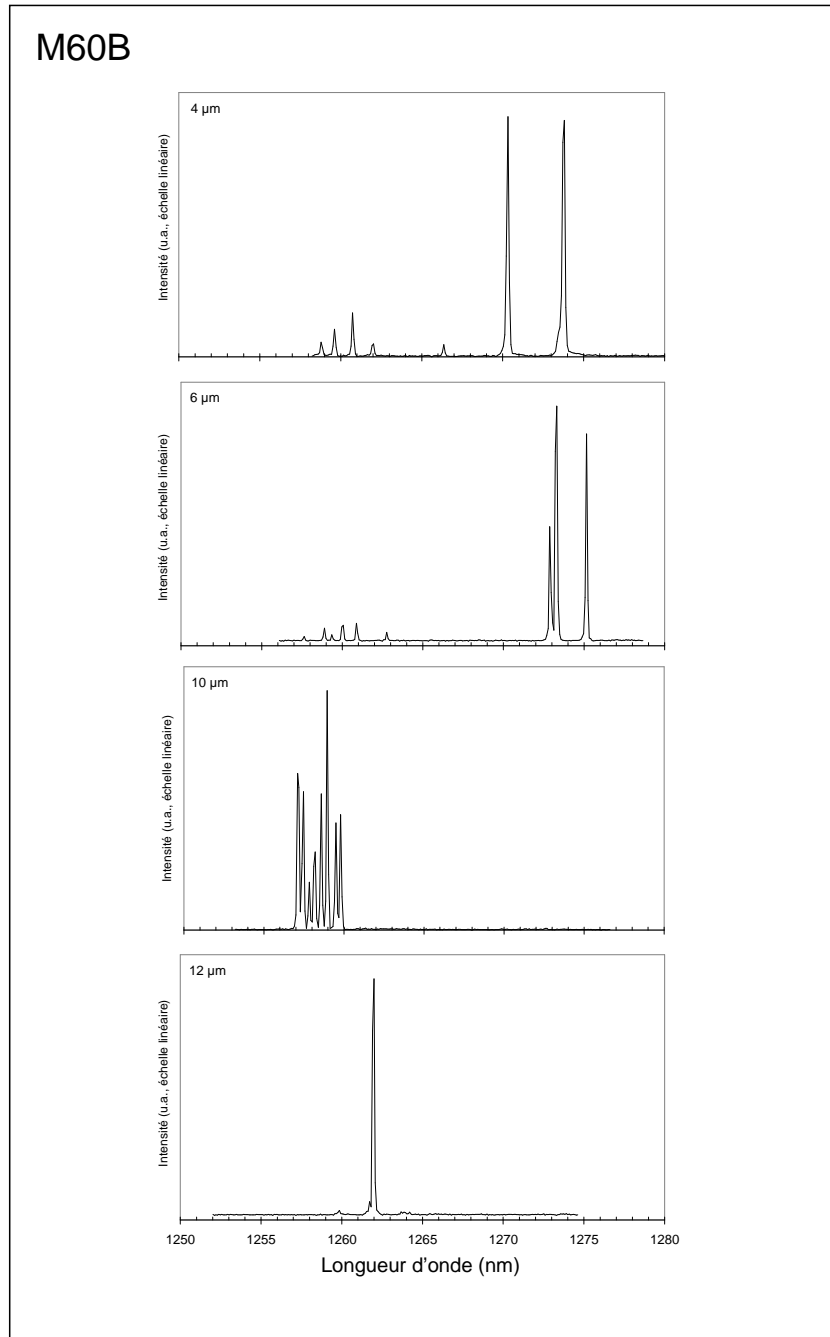


FIG. 3.17 – Spectres en régime continu (à 7 mA) de VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints, de diamètre d'oxyde de 4  $\mu\text{m}$ , 6  $\mu\text{m}$ , 10  $\mu\text{m}$  et 12  $\mu\text{m}$  (Ces VCSEL sont en position A sur la plaque).

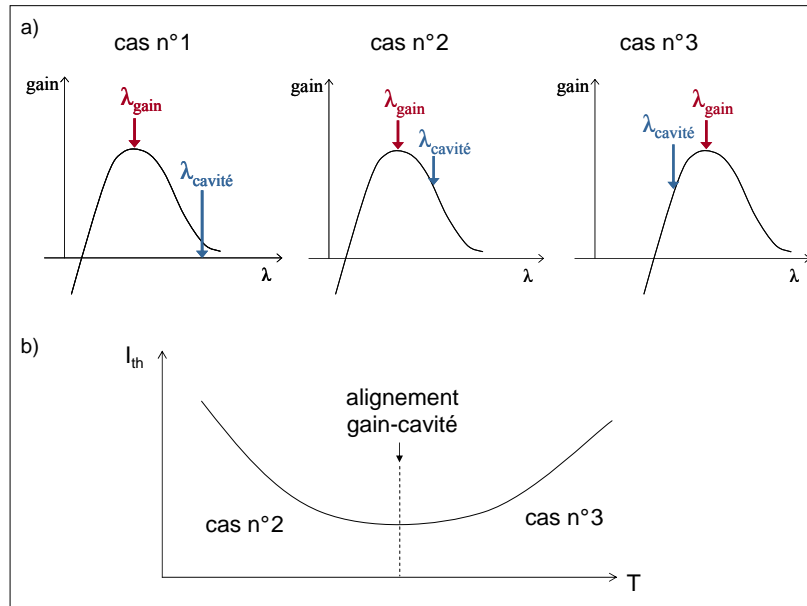


FIG. 3.18 – Schéma de la répartition spectrale du gain et positions relatives possibles du maximum de la courbe de gain et de la résonance de la cavité. On suppose ici que la valeur du gain n'est pas dégradée par l'augmentation de la température.

### 3.3.3 L'influence de la température

Contrairement à un laser ruban, la longueur d'onde d'émission d'un VCSEL est déterminée par la résonance de la cavité qui ne correspond pas au maximum de la courbe de gain à température ambiante. Supposons dans un premier temps que la valeur maximale du gain ne soit pas dégradée par l'augmentation de température. A température ambiante, la position relative de la courbe de gain et de résonance de la cavité doit être celle du cas n°1 de la figure 3.18a). Ce désalignement volontaire à température ambiante améliore les performances du composant à la température de fonctionnement. En effet, lorsque la température augmente, la courbe de gain et la résonance de la cavité se déplacent vers les grandes longueurs d'onde. Comme le décalage thermique de la courbe de gain est plus important, on se trouve dans la configuration du cas n°2. Lorsque l'alignement gain-cavité est obtenu, le laser fonctionne avec le maximum de gain disponible à la température de fonctionnement. A température de fonctionnement fixée, les performances du laser sont alors théoriquement les meilleures et en particulier, le courant seuil atteint sa valeur minimum. Si la température continue d'augmenter, la position relative gain-cavité devient celle du cas n°3 pour laquelle la valeur du gain à la résonance tend à diminuer. Les caractéristiques du VCSEL sont alors dégradées. On en déduit la variation du courant de seuil en fonction de la température schématisée en figure 3.18b).

Dans le cas des VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints, le décalage entre le pic de gain et la résonance de la cavité à température ambiante est beaucoup plus élevé que pour les VCSEL à PQ d'InGaAsN ou à BQ d'In(Ga)As. En effet, à température ambiante, le pic de photoluminescence des puits quantiques est situé vers 1220 nm tandis que le pic de cavité est mesuré à 1290 nm au centre de la plaque épitaxiée. Le

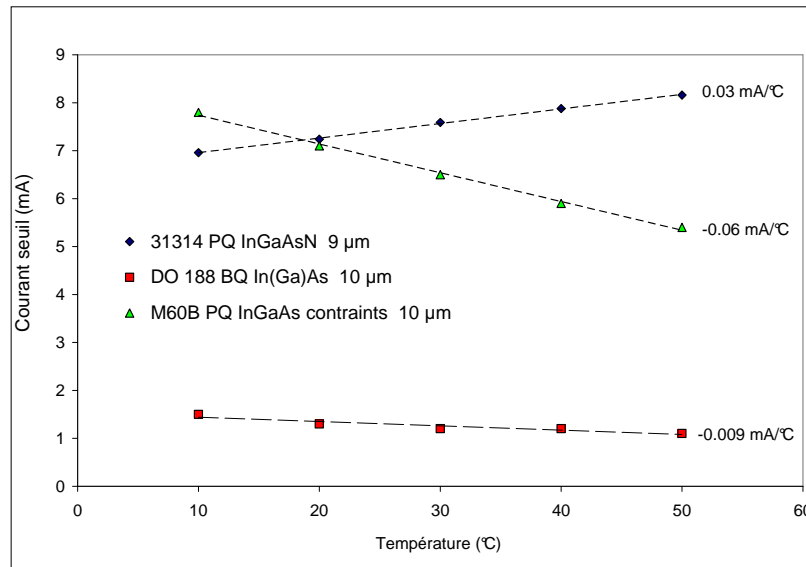


FIG. 3.19 – Comparaison de la variation du courant seuil en régime continu en fonction de la température pour les trois types de VCSEL réalisés.

but est de profiter de l'échauffement par effet Joule dû à l'injection de courant pour amener un gain élevé à la longueur d'onde de la cavité (cas n°2) et permettre ainsi une émission à  $1.3 \mu\text{m}$ . Toutefois, il faut noter qu'à densité de porteur fixée, la valeur maximale du gain n'est pas constant avec la température. L'échauffement s'accompagne d'une dégradation du gain. Le fonctionnement à haute température tend donc à diminuer les performances optiques du matériau actif. Dans le cas des PQ d'InGaAs très contraints, le detuning gain-cavité à température est tellement important que cette dégradation doit être prise en compte. La conséquence est que le minimum du courant de seuil n'est pas atteint lorsque le maximum du gain est aligné avec le pic de résonance mais lorsque la valeur du gain est optimale [23].

Cette section aborde la variation des caractéristiques électro-optiques des VCSEL réalisés en fonction de la température. Pour cela, les courbes PIV et les spectres sont mesurés en fonction de la température d'un module Peltier sur lequel reposent les composants testés. Les mesures ont tout d'abord été effectuées en régime continu. La température du composant, qui n'est pas directement mesurable, est dans ce cas due d'une part à la température imposée par le Peltier et d'autre part à l'échauffement Joule provenant de l'injection électrique. Les résultats seront donnés en fonction de la température du module Peltier. Le module Peltier dont on dispose permet une variation de température de  $10^\circ\text{C}$  à  $50^\circ\text{C}$ . Si cette gamme de température ne recouvre pas entièrement la norme des télécommunications ( $-40^\circ\text{C}$  à  $+80^\circ\text{C}$ ), elle permet d'obtenir la tendance et de comprendre l'influence de la température sur chaque type de laser.

Les trois types de VCSEL étudiés ne présentent pas le même comportement en fonction de la température à laquelle ils fonctionnent. Par exemple, leur courant seuil n'est pas modifié de la même façon lorsque la température augmente, comme on peut le voir en figure 3.19. On constate une dégradation du courant de seuil de  $+0.03 \text{ mA}/^\circ\text{C}$  pour les VCSEL à PQ d'InGaAsN lorsque la température augmente,

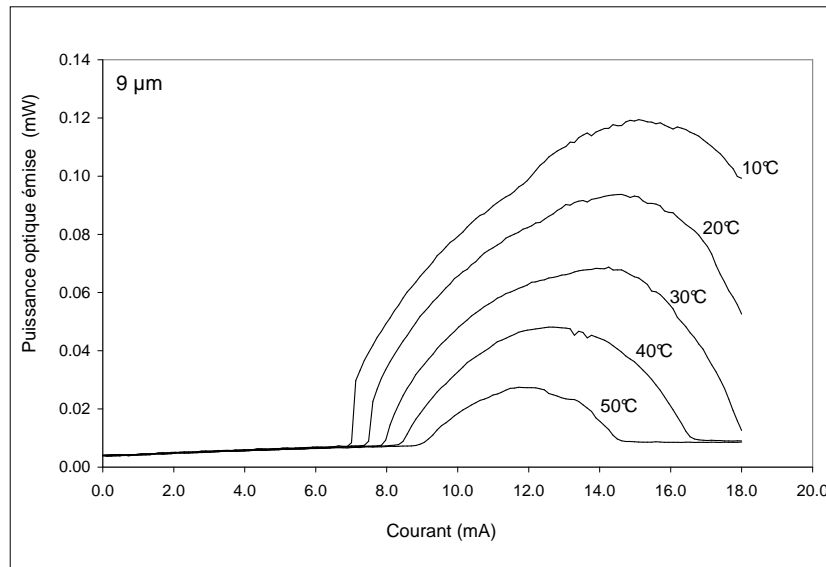


FIG. 3.20 – Caractéristique P(I) d'un VCSEL à PQ d'InGaAsN de diamètre d'oxyde de 9 µm à différentes températures.

tandis que celui des VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints diminue de façon significative ( $-0.06 \text{ mA}/^\circ\text{C}$ ) sur la même gamme de température. La variation de  $-0.009 \text{ mA}/^\circ\text{C}$  du courant de seuil des VCSEL à BQ confirme leur faible sensibilité thermique par rapport aux VCSEL à PQ.

### 3.3.3.1 Le detuning insuffisant des VCSEL à puits quantiques d'InGaAsN

D'après la figure 3.20, l'augmentation de la température dans la gamme 10-50°C dégrade les propriétés du VCSEL à PQ d'InGaAsN de 9 µm de diamètre testé car son courant seuil augmente entre 10°C et 50°C. Cela s'explique par un detuning gain-cavité trop faible pour un fonctionnement dans la gamme de température de caractérisation de nos lasers. En effet, pour ces VCSEL à PQ d'InGaAsN, la résonance de cavité visée est de 1290 nm mais la mesure de réflectivité montre un centrage à 1280 nm. Le VCSEL se trouve donc rapidement dans le cas n°3 lorsque la température augmente.

### 3.3.3.2 La stabilité thermique des VCSEL à boîtes quantiques

En accord avec la stabilité thermiques théorique des lasers à BQ (chapitre 1, 1.2.2.1), nos VCSEL à BQ d'In(Ga)As présentent une très faible variation du courant de seuil avec la température ( $-0.009 \text{ mA}/^\circ\text{C}$  en figure 3.19). Cette caractéristique provient de la nature même du matériau actif. Le confinement des boîtes quantiques confère aux lasers un grande stabilité thermique du courant de seuil. En effet, la discrétisation des niveaux d'énergie conduit à une insensibilité à la température tant que la séparation des niveaux d'énergie est supérieure à l'agitation thermique. Ainsi, tant que l'élévation de température ne correspond pas à une énergie suffisante pour permettre la transition de l'état fondamental aux états excités, le courant de seuil reste théoriquement constant. Au contraire, dans un puits quantique, une

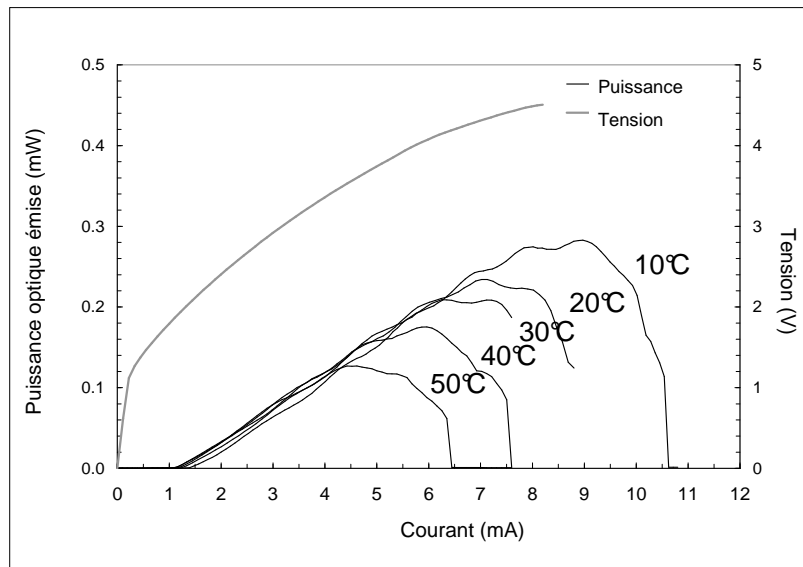


FIG. 3.21 – Caractéristique P(I) d'un VCSEL à BQ d'In(Ga)As de diamètre d'oxyde de  $10 \mu\text{m}$  à différentes températures.

élévation de température conduit toujours à une redistribution thermique plus importante des porteurs au sein des bandes d'états permis. L'inversion de population est alors atteinte à plus forte injection.

### 3.3.3.3 Le cas particulier des VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints

Le premier effet du très large detuning gain-cavité à température ambiante caractéristique de ces VCSEL est visible sur la figure 3.22. Cette figure présente la caractéristique P(I) d'un VCSEL de  $8 \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde pour des températures variant de  $10^\circ\text{C}$  à  $50^\circ\text{C}$ . On constate une diminution significative du courant de seuil lorsque la température augmente sur cette gamme de température. A température ambiante, la position relative du maximum du gain et de la résonance de la cavité est celle du cas n°1 de la figure 3.18a). Lorsque la température augmente, la situation évolue vers le cas n°2. La longueur d'onde de la résonance correspond alors à une valeur de gain plus élevée. L'effet laser est donc atteint à une injection plus faible et les valeurs seuil du laser sont donc abaissées.

Nous avons souhaité nous affranchir de l'échauffement par effet Joule en caractérisant les VCSEL en régime impulsionnel. La caractéristique puissance-courant de nos VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints, alimentés par des pulses de courant de 100ns à 100 kHz, ne présente pas un seuil laser bien marqué, même en augmentant la température du module Peltier jusqu'à  $70^\circ\text{C}$ . Ce comportement en régime impulsionnel nous laisse penser que, dans la gamme de température utilisée, l'échauffement par effet Joule joue un rôle primordial pour l'obtention de l'effet laser dans ces structures.

Notons que dans le cas des VCSEL à BQ d'In(Ga)As, sur la gamme de température  $20\text{-}50^\circ\text{C}$ , la différence très faible du courant de seuil en régime continu et en régime pulsé (figure 3.24) semble confirmer l'insensibilité thermique des boîtes quantiques. Il serait toutefois nécessaire de confronter ces résultats à



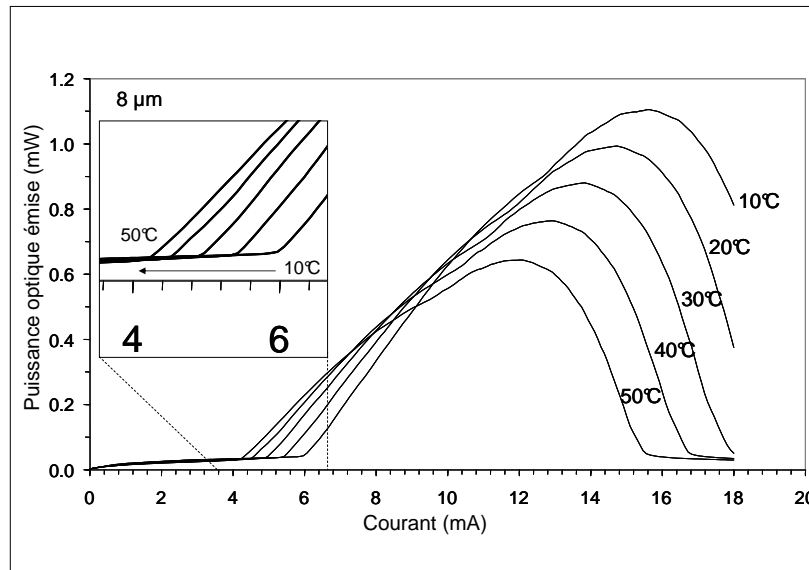


FIG. 3.22 – Caractéristique P(I) d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de diamètre d'oxyde de 8  $\mu\text{m}$  à différentes températures.

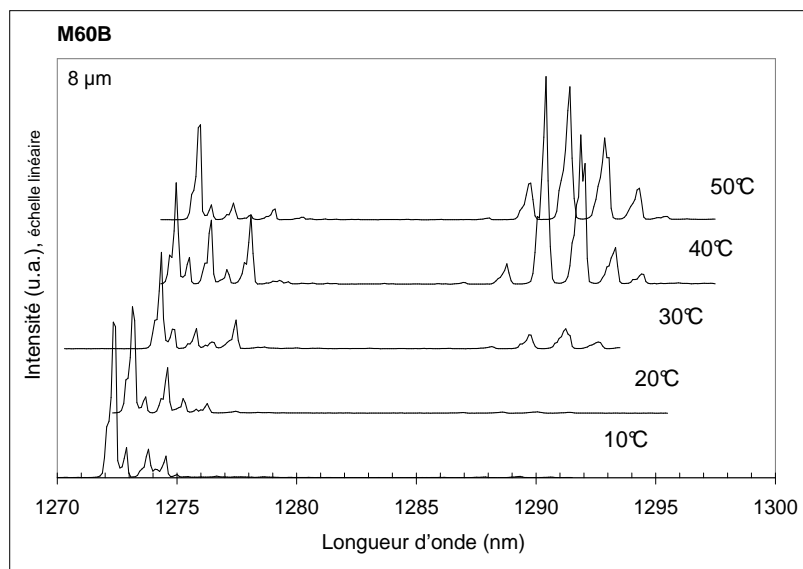


FIG. 3.23 – Spectres d'un VCSEL à deux puits d'InGaAs très contraints et de diamètre d'oxyde de 8  $\mu\text{m}$ . Ces spectres ont été mesurés en régime continu et à différentes températures (de 10°C à 50°C).

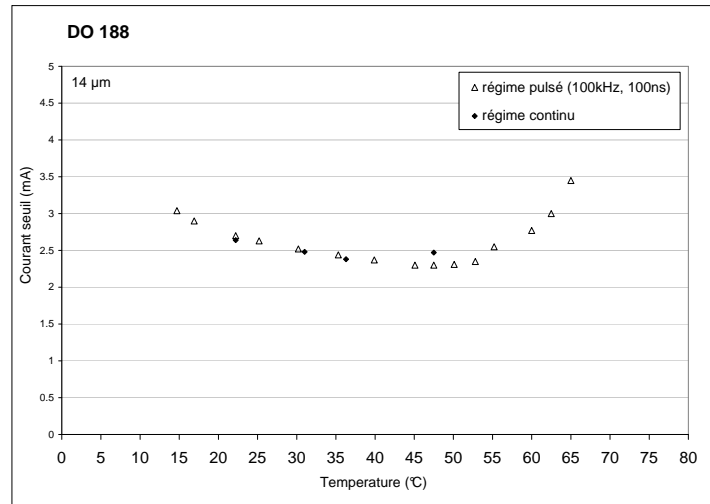


FIG. 3.24 – Variation thermique du courant de seuil en régime continu et en régime pulsé pour nos VCSEL à BQ d’In(Ga)As.

la variation thermique du courant de seuil d’un laser à puits quantiques d’InGaAsN en régime pulsé et en régime continu.

Le large décalage gain-cavité a également un effet sur le comportement modal du VCSEL à PQ d’InGaAs très contraints. La figure 3.23 présente les spectres enregistrés à différentes températures du module Peltier pour un VCSEL à PQ d’InGaAs très contraints de diamètre d’oxyde de  $8 \mu\text{m}$ . On constate, selon la température, la coexistence de deux groupes de modes lasers largement séparés spectralement. A  $20^\circ\text{C}$ , les pics d’émission se situent vers  $1273 \text{ nm}$ . A partir de  $30^\circ\text{C}$ , on constate l’apparition d’un second groupe de pic laser vers  $1290 \text{ nm}$ . De plus, l’apparition soudaine des pics à  $1290 \text{ nm}$  et le faible SMSR ( $3\text{dB}$  entre les pics les plus intenses de chaque groupe à  $40^\circ\text{C}$ ) entre chaque groupe témoignent d’une forte compétition entre ces deux types de modes. Cette coexistence de deux groupes de modes laser distincts est observée pour les autres diamètres d’oxyde. Le dernier chapitre, consacré à ces modes transverses particuliers, expliquera comment la présence du diaphragme d’oxyde corrélée au spectre du gain favorise ces modes aux longueurs d’onde plus courtes que la résonance de la cavité. La compréhension de leur origine permettrait de les éliminer au profit d’une émission monomode la plus proche de  $1300 \text{ nm}$ .

### 3.4 Conclusion du chapitre 3

Le premier objectif de cette étude était d’obtenir un effet laser en cavité verticale dans la gamme  $1.3 \mu\text{m}$ , soit au delà de  $1.26 \mu\text{m}$  pour la compatibilité avec les standards des télécommunications. Les trois types de VCSEL réalisés et étudiés au laboratoire atteignent cette gamme de longueur d’onde. Un VCSEL à PQ d’InGaAs très contraints de  $2 \mu\text{m}$  de diamètre d’oxyde dépasse même  $1300 \text{ nm}$ .

En ce qui concerne la longueur d’onde, la densité de courant de seuil et la puissance maximum émise, les VCSEL à BQ d’In(Ga)As sont à l’état de l’art pour la configuration top-DBR. Les VCSEL à PQ

d'InGaAs très contraints présentent de très bonnes performances malgré leur émission multimode. La filière InGaAsN entièrement développée au laboratoire est en cours progression avec l'obtention d'une émission VCSEL à 1287 nm pour un diamètre d'oxyde de 5  $\mu\text{m}$ . De plus, l'amélioration du matériau actif en terme de gain et de la structure au niveau du dopage permettra d'augmenter les performances de ces VCSEL, dont les courants de seuil reste élevés.

Les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints ont montré la meilleure puissance optique maximale et le meilleur rendement différentiel externe des trois types de VCSEL caractérisés. Toutefois, le large detuning négatif gain-cavité leur confère un comportement en température bien spécifique qui met en évidence l'apparition de deux groupes de modes ; l'un à des longueurs d'onde beaucoup plus faibles que celle de la résonance de la cavité. L'étude de ces modes transverses d'ordres élevés, dont l'origine est liée au diaphragme d'oxyde et au large detuning gain-cavité, fait l'objet du prochain chapitre.

# Bibliographie

- [1] A.W. Jackson, R.L. Naone, M.J. Dalberth, J.M. Smith, K.J. Malone, D.W. Kisker, J.F. Klem, K.D. Choquette, D.K. Serkland and K.M. Geib, 'OC-48 capable InGaAsN vertical cavity lasers', *Electronics Letters*, Vol. 37, n°6 (2001), p355-6.
- [2] A. Ramakrishnan, G. Steinle, D. Supper, C. Degen, G. Ebbinghaus, "Electrically pumped 10 Gbit/s MOVPE-grown monolithioc 1.3  $\mu\text{m}$  VCSEL with GaInNAs active region", *Electronics Letters*, Vol. 38, n°7 (2002), p322-323.
- [3] T. Takeuchi, Y.-L. Chang, M. Leary, A. Tandon, H.-C. Luan, D. Bour, S. Corzine, R. Twist, M. Tan, "1.3  $\mu\text{m}$  InGaAsN vertical cavity surface emitting lasers grown by MOCVD", *Electronics Letters*, Vol. 38, n°23 (2001), p1438-40.
- [4] J. Vukusic, P. Modh, A. Larsson, M.Hammar, S. Mogg, U. Christiansson, V. Oscarsson, E. Ödling, J. Malmquist, M. Ghisoni, P. Gong, E. Griffiths, A. Joel, "MOVPE-grown GaInNAs VCSELs at 1.3  $\mu\text{m}$  with conventional mirror design approach", *Electronics Letters*, Vol. 39, n°8 (2003), p662-664.
- [5] A. Yue, K. Shen, R. Wang, J. Shi, "Low threshold current 1.3  $\mu\text{m}$  GaInNAs VCSELs grown by MOVPE", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, n°3 (2004), p717-9.
- [6] T. Nishida, M. Takaya, S. Kakinuma, T. Kaneko, T. Shimoda, "4.2 mW GaInNAs long-wavelength VCSEL grown by metalorganic chemical vapor deposition", *Conference Digest 2004 IEEE 19th International Semiconductor Laser Conference*, p73-74.
- [7] C.-L. Tsai, C.-W. Hu, F.-M. Lee, F.-Y. Cheng, M.-C. Wu, S.-C. Ko, W.-J. Ho, "High-performance SiO<sub>x</sub> planarized GaInNAs VCSELs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 52, n°5 (2005), p1033-6.
- [8] M. Yamada, T. Anan, H. Hatakeyama, K. Tokutome, N. Suzuki, T. Nakamura, K. Nishi, "Low-threshold operation of 1.34  $\mu\text{m}$  GaInNAs VCSEL grown by MOVPE", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, n°5 (2005), p950-2.
- [9] H-P.D. Yang, C. Lu, R. Hsiao, C. Chiou, C. Lee, C. Huang, H. Yu, C. Wang, K. Lin, N. A. Maleev, A.R. Kovsh, C. Sung, C. Lai, J. Wang, J. Cheng, T. Lee, J.Y. Chi, "Characteristics of MOCVD- and MBE-grown InGa(N)As VCSELs", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 20 (2005), p834-839.
- [10] M. Yamada, T. Anan, H. Hatakeyama, K. Tokutome, N. Suzuki, M. Nido, M. Tsuji, K. Nishi, T. Nakamura, "1.3  $\mu\text{m}$  GaInNAs VCSELs for 40-Gb/s CWDM systems", *IEEE LEOS 2005*, 23-27 oct 2005, Sydney (Australie).
- [11] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, B.V. Volovik, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, "InAs-InGaAs quantum dot VCSELs on GaAs substrates emitting at 1.3  $\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters* Vol. 36, n°16 (2000), p1384-5.

- [12] N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, Zh. I. Alferov, J.A. Lott, "Quantum dots for VCSEL applications at  $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ", *Physica E*, Vol. 13 (2002), p871-875.
- [13] E. Pougéoise, Ph. Gilet, N. Dunoyer, Ph. Grosse, S. Poncet, L. Grenouillet, Ph. Duvaut, A. Chelnokov, J.-M. Gérard, R. Hamelin, C. Rossat, "Gallium arsenide second-window quantum dot VCSEL", 32nd International Symposium on Compound Semiconductors, Rust (Allemagne), 18-22 sept. 2005.
- [14] C; Möller, S.S. Mikhlin, A.V. Kozhukhov, I.L. Krestnikov, D.A. Livshits, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, H.J. Hensel, W.D. Molzow, R. Gibis, D. Schmidt, A. Paraskevopoulos, "Ultralow threshold long-wavelength single-mode quantum dot VCSEL on GaAs substrates", ECOC 2005, 25-29 septembre 2005, Glasgow (Ecosse), Proceeding Vol. 2, p305-6.
- [15] M. Laemlin, G. Fiol, M. Kuntz, F. Hopfer, A. Mutig, N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, C. Schubert, A. Jacob, A. Umbach, and D. Bimberg, "Quantum dot based photonic devices at  $1.3 \mu\text{m}$  : direct modulation, mode-locking, VCSELs and SOAs", 32nd International Symposium on Compound Semiconductors, Rust (Allemagne), 18-22 sept. 2005.
- [16] H.C. Yu, J.S. Wang, Y.K. Su, S.J. Chang, F.I. Lai, Y.H. Chang, H.C. Kuo, C.P. Sung, H.P.D. Yang, K.F. Lin, J.M. Wang, J.Y. Chi, R.S. Hsiao, and S. Mikhlin, "1.3  $\mu\text{m}$  InAs-InGaAs quantum dot vertical-cavity surface emitting laser with fully doped DBRs grown by MBE", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, N°2 (2006), p418-420.
- [17] Y.H. Chang, P.C. Peng, W.K. Tsai, G. Lin, F.I. Lai, R.S. Hsiao, H.P. Yang, H.C. Yu, K.F. Lin, J.Y. Chi, S.C. Wang, and H.C. Kuo, "Single-mode monolithic quantum dot VCSEL in  $1.3 \mu\text{m}$  with sidemode suppression ratio over 30dB", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, N°7 (2006), p847-849.
- [18] R. Marcks Von Würtemberg, P. Sundgren, J. Berggren, M. Hammar, M. Ghisoni, V. Oscarsson, E. Ödler, J. Malmquist, "Fabrication and performance of  $1.3 \mu\text{m}$  vertical cavity surface emitting lasers with InGaAs quantum well active region grown on GaAs substrates", *Photonics Europe 2004*, Strasbourg (France), 27-29 avril 2004, Proceeding SPIE n°5453.
- [19] M. Chacinski, R. Schatz, O. Kjebon, M. Hammar, R. Marcks Von Würtemberg, S. Mogg, P. Sundgren, J. Berggren "Single-mode  $1.27 \mu\text{m}$  InGaAs vertical cavity surface-emitting lasers with temperature-tolerant modulation characteristics", *Applied Physics Letters*, Vol. 86 (2005), 211109.
- [20] E. Pougéoise, Ph. Gilet, Ph. Grosse, S. Poncet, A. Chelnokov, J.-M. Gérard, G. Bourgeois, R. Stevens, R. Hamelin, M. Hammar, J. Berggren and P. Sundgren, "Strained InGaAs quantum well vertical cavity surface emitting lasers emitting at  $1.3 \mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, Vol. 42, n°10 (2006), p.584-6.
- [21] P. Sundgren, R. Marcks Von Würtemberg, J. Berggren, M. Hammar, M. Ghisoni, V. Oscarsson, E. Ödler, J. Malmquist, "High-performance  $1.3 \mu\text{m}$  InGaAs vertical cavity surface emitting lasers", *Electronics Letters*, Vol. 39, n°15 (2003), p1128-9.
- [22] J. Sarma and C.H. Chong, "Mode spectrum and mode selection in cylindrical surface emitting lasers", *European Laser Workshop*, Postdam, Germany (1992).
- [23] S. Mogg, N. Chitica, U. Christianson, R. Schatz, P. Sundgren, C. Asplund, M. Hammar, "Temperature sensitivity of the threshold current of long-wavelength InGaAs/GaAs VCSELs with large gain-cavity detuning", *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 40, n°5 (2004).

## Chapitre 4

# Etude des modes transverses

La transmission haut débit requiert une émission monomode. Or si le VCSEL est, par construction, un laser monomode longitudinal, il peut être largement multimode transverse, en particulier les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints caractérisés dans le chapitre précédent. Cependant, ces VCSEL présentent un comportement spectral inhabituel : deux groupes de plusieurs modes séparés d'une quinzaine de nanomètres. Ce chapitre dédié aux modes transverses présente tout d'abord leur modélisation dans le cas d'un VCSEL oxydé. Puis le cas bien particulier des puits quantiques d'InGaAs très contraints est abordé. On explique les deux groupes de modes par l'existence de modes 'dits' d'oxyde caractéristiques des VCSEL oxydés contenant des PQ d'InGaAs. Enfin, la localisation de ces modes est discutée à partir d'observations de leur répartition spatiale en microscopie en champ proche optique.

### 4.1 Modélisation des modes transverses des VCSEL oxydés

#### 4.1.1 Modèle de la fibre optique à saut d'indice

##### 4.1.1.1 description du modèle

Le modèle de la fibre optique à saut d'indice appliqué au VCSEL oxydé constitue une première approximation. Ce modèle établit une analogie entre le VCSEL et un guide d'onde dont le coeur correspond à la région non oxydée, au centre du VCSEL (figure 4.1). La région contenant la zone oxydée constitue la gaine du guide d'onde équivalent. L'oxydation partielle d'une des couches d'AlGaAs du miroir supérieur diminue sensiblement l'indice de réfraction de cette couche. En effet, d'après la littérature l'indice de réfraction de l'oxyde d'AlGaAs est d'environ 1.6. Cela entraîne une diminution de l'indice de réfraction moyen de l'empilement dans la région oxydée et par conséquent, un phénomène de guidage par l'indice.

Pour construire le modèle du guide équivalent, les indices équivalents du coeur et de la gaine doivent être calculés. Le calcul de ces indices a été introduit par Hadley [1]. L'indice  $n_1$  du coeur du guide est tout d'abord calculé en moyennant, sur l'ensemble de la structure, la constante diélectrique pondérée par la l'intensité du champ optique normalisée :

$$n_1 = \sqrt{\frac{\int \varepsilon(z) |E(z)|^2 dz}{\int |E(z)|^2 dz}} \quad (4.1)$$

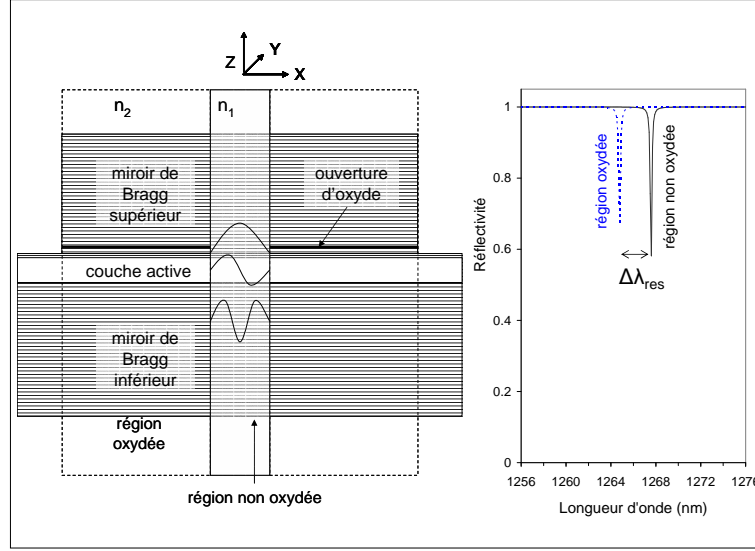


FIG. 4.1 – Schéma du modèle de la fibre optique à saut d'indice appliqué au VCSEL

Ensuite, l'indice de la gaine est déduite de  $n_1$ . La différence d'indice de réfraction entre l'AlGaAs et son oxyde entraîne une réduction de longueur de cavité dans la région oxydée. La résonance Fabry-Perot de cette région périphérique est donc décalée vers les plus courtes longueurs d'onde de  $\Delta\lambda_{res}$ , comme le montre la figure 4.1. Hadley démontre que ce décalage  $\Delta\lambda_{res}$  de pic de résonance détermine la variation  $\Delta n_{ox} = n_1 - n_2$  d'indice entre la région non oxydée et la région oxydée :

$$\frac{\Delta n_{ox}}{n_1} = \frac{\Delta\lambda_{res}}{\lambda_{res}} \quad (4.2)$$

Dans cette relation  $\lambda_{res}$  correspond au pic de résonance de la cavité centrale. Le décalage de longueur d'onde  $\Delta\lambda_{res}$  dépend de l'épaisseur de la couche d'oxyde et de l'indice de réfraction de l'oxyde d'AlGaAs.

Finalement, la valeur de l'indice est donc donnée par la relation suivante :

$$n_2 = n_1 \left( 1 - \frac{\Delta\lambda_{res}}{\lambda_{res}} \right) \quad (4.3)$$

Dans le cadre d'une première approximation, le VCSEL oxydé sera donc modélisé par une fibre à saut d'indice dont le diamètre du coeur est celui du diaphragme d'oxyde et dont les indices peuvent être calculés avec les équations 4.1 et 4.3.

#### 4.1.1.2 Les modes transverses solutions

L'analogie décrite dans le paragraphe précédent permet d'assimiler les modes transverses d'un VCSEL oxydé aux modes guidés par une fibre optique à saut d'indice équivalente. Dans ces structures guidantes circulaires dont le rayon du coeur est  $a$ , le champ électrique se calcule à partir des équations de Maxwell et s'exprime grâce à la fonction de Bessel de première espèce ordinaire  $J_n$  et à la fonction de Bessel de

première espèce modifiée  $K_n$ [2]. Le couple d'équations 4.4-4.5 donne l'expression du champ électrique dans le repère  $(r, \varphi, z)$ , pour une propagation du faisceau laser dans la direction  $z$  :

$$E = E_l \cos(l\varphi) \cdot \exp(-ik_z z) \cdot \frac{J_l(k_T r)}{J_l(k_T a)} \text{ pour } r \leq a \quad (4.4)$$

$$E = E_l \cos(l\varphi) \cdot \exp(-ik_z z) \cdot \frac{K_l(-|k_T| r)}{K_l(-|k_T| a)} \text{ pour } r > a \quad (4.5)$$

Dans cette expression,  $k_T$  est le vecteur d'onde transverse ; c'est à dire la composante du vecteur d'onde du mode  $k_l$  dans le plan des couches épitaxiées. Si on note  $k_z$  la composante de  $k_l$  dans la direction de propagation du faisceau, alors on a :

$$k_l^2 = k_z^2 + k_T^2 \quad (4.6)$$

Pour une fibre optique à saut d'indice de guidage faible, c'est à dire dont les indices vérifient la relation 4.7 [3], les modes solutions sont les modes  $LP_{l,m}$  (Linearly Polarized).

$$\frac{1}{2} \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2} = \delta \ll 1 \quad (4.7)$$

Les entiers  $l$  et  $m$  sont les ordres azimutal et radial du mode, qui correspondent au nombre de noeuds d'intensité suivant  $\varphi$  et  $r$ , respectivement. Les répartitions spatiales de ces modes sont très proches de celles des modes Laguerre-Gauss (chapitre 1). Dans le cas des VCSEL oxydés à PQ d'InGaAs très contraint, le rapport  $\delta$  de la relation 4.7 est d'environ 0.01 (voir paragraphe 4.2.3), donc largement inférieure à 1. C'est pourquoi la famille de mode  $LP_{l,m}$  (figure 4.2) est généralement utilisée pour modéliser les modes transverses des VCSEL [4, 5].

## 4.2 Les modes transverses dans les VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints

### 4.2.1 Modes de cavité et modes d'oxyde

#### 4.2.1.1 Définition des modes d'oxyde

Le terme 'mode d'oxyde' a été donné par K. Choquette *et al.* [6] aux modes indésirables observés dans l'émission de VCSEL oxydés à puits quantiques d'InGaAs émettant à 980 nm. Ces modes indésirables lasent à une longueur d'onde plus courte que la résonance de la cavité. Choquette montre que cette longueur d'onde correspond à la résonance de la structure oxydée, qui réalisent une cavité oscillante pour une longueur d'onde décalée de  $\Delta\lambda_{res}$  (défini au 4.1.1.1) vers les courtes longueurs d'onde. Nous avons discuté au chapitre 3 de la position relative du maximum du gain par rapport au pic de résonance de la cavité. Par construction, à température ambiante, le maximum du gain se trouve à une longueur d'onde plus faible que celle de la résonance. Le gain disponible à la longueur d'onde des modes d'oxyde est donc important et ce d'autant plus que l'injection électrique est faible (faible échauffement par effet Joule). Les modes d'oxyde sont en effet observés à faible injection électrique [6] et lorsque l'injection augmente, le mode fondamental est prédominant. Dans le cas de nos VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints, les modes d'oxyde pourraient être largement favorisés par le large detuning gain-cavité. Il faut toutefois expliquer



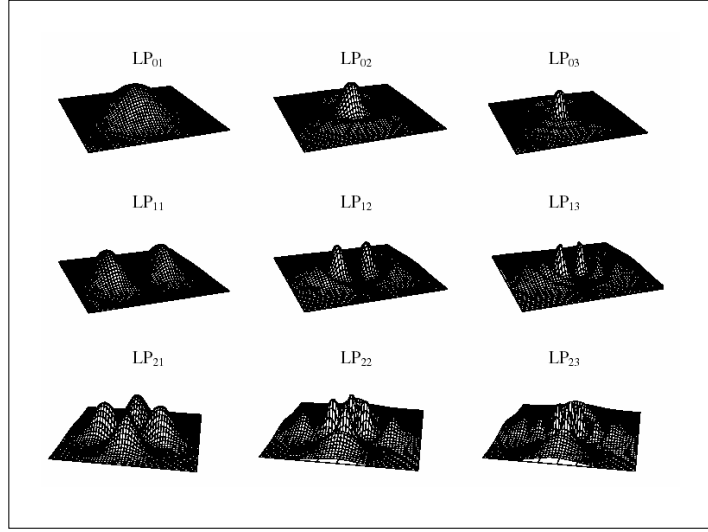


FIG. 4.2 – Profil d'intensité en deux dimensions de quelques modes  $LP_{l,m}$ [5].

le décalage de 15 nm entre les deux groupes de modes observés au chapitre 3. Pour les VCSEL à PQ d'InGaAsN et les VCSEL à BQ, le detuning est beaucoup plus faible. Si la valeur du gain aux longueurs d'onde des modes d'oxyde est suffisante, la compétition entre les modes d'oxyde et les modes de cavité peut apparaître à faible injection. Il est probable que les modes d'oxyde existent dans ces structures mais qu'un décalage spectral beaucoup plus faible entre les deux groupes de modes ne permette pas de les distinguer. Toutefois, d'après les résultats du chapitre 3, il semble que le mode fondamental soit prédominant dès le seuil.

Le calcul du pic de résonance de la cavité planaire oxydée qui permet d'évaluer la longueur d'onde d'émission des modes d'oxyde constitue une approximation. En effet, il s'agit du calcul du mode longitudinal de la cavité oxydée alors que les modes d'oxyde, qui s'étendent à l'intérieur du diaphragme d'oxyde, sont des modes guidés par la structure non oxydée. Choquette les localise à la périphérie du diaphragme d'oxyde, région où la densité de porteurs est la plus importante, surtout à faible injection pour une injection non uniforme favorisée par la forme annulaire du contact p. L'étude du spectre et du diagramme angulaire d'émission vont tout d'abord nous permettre de confirmer l'attribution des modes de courte longueur d'onde à des modes d'oxyde. Puis nous aborderons la question de leur localisation spatiale dans une dernière partie consacrée aux observations en champ proche optique.

#### 4.2.1.2 Cas de nos VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints

D'après cette définition, nous avons voulu vérifier si les pics de courtes longueurs d'onde observés sur les spectres des VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints pouvaient être attribués à des modes d'oxyde (figure 4.3). Cependant le décalage  $\Delta\lambda_{res}$  de résonance calculé pour la structure M60B, contenant une couche de confinement prévue de 40 nm contenant de l'AlGaAs à 98%, et un indice de réfraction de l'oxyde

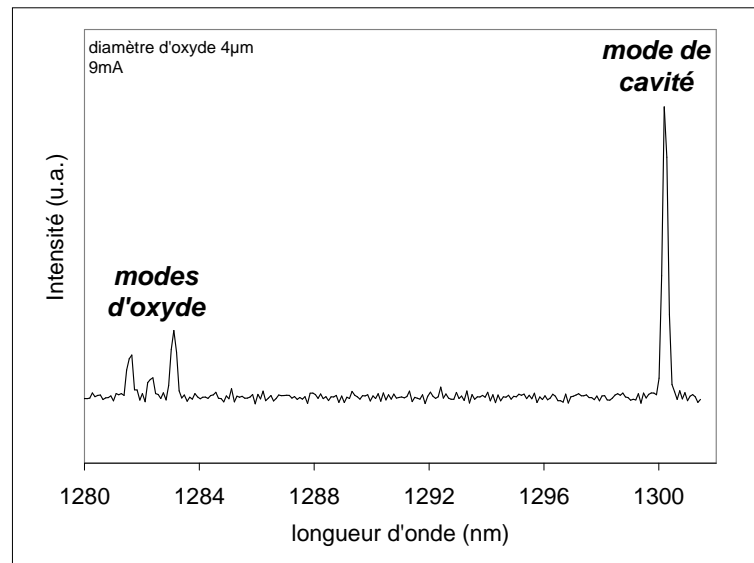
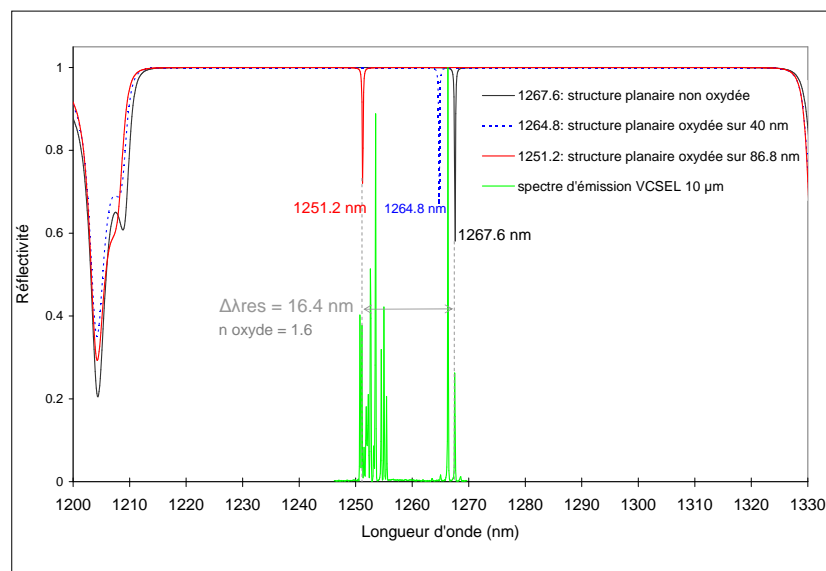


FIG. 4.3 – Modes d'oxyde et modes de cavité d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints.

FIG. 4.4 – Calcul des pics de résonance de structure la structure M60B planaire non oxydée, oxydée sur 40 nm d'épaisseur et sur 86.8 nm et spectre d'émission laser d'un VCSEL de 10  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde.

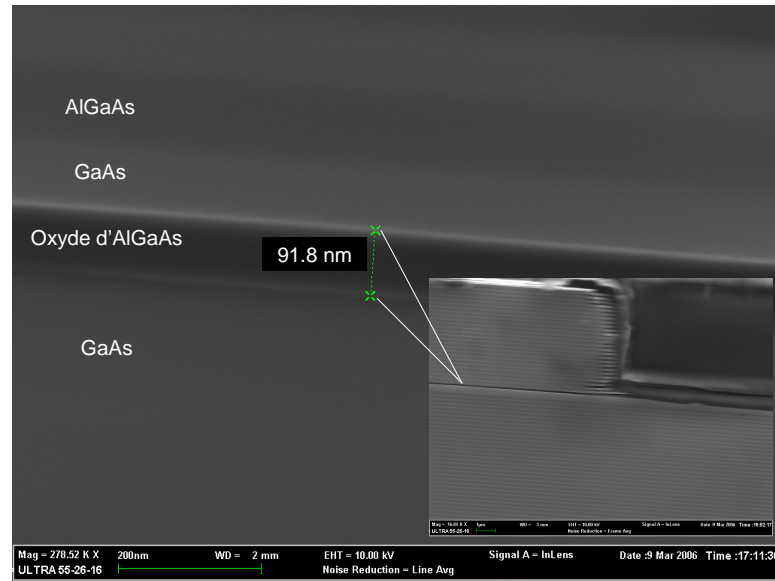


FIG. 4.5 – Image en microscopie électronique à balayage d'une coupe d'un VCSEL M60B oxydé.

de 1.6, est de 2.8 nm (figure 4.4). Ce décalage ne peut expliquer la quinzaine de nanomètres d'écart entre les deux groupes de pics qui apparaissent sur le spectre d'émission en figure 4.3 et 4.4. L'épaisseur d'oxyde apparaît donc comme l'un des paramètres de calcul à vérifier. L'observation en microscopie électronique à balayage a révélé que l'épaisseur d'oxyde est plus importante que celle attendue. En effet, la couche de 46.8 nm d'AlGaAs à 87.5% d'Al, adjacente à la couche d'AlGaAs à 98%, a également été oxydée, comme le montre la figure 4.5. Le calcul du décalage  $\Delta\lambda_{res}$  pour une épaisseur de 86.8 nm d'oxyde donne 16.4 nm, décalage qui correspond à la distance entre le mode de cavité de plus grande longueur d'onde et le mode d'oxyde de plus faible longueur d'onde du spectre d'émission d'un VCSEL de  $10\ \mu\text{m}$  (figure 4.4). L'oxydation des couches adjacentes à la couche de confinement d'une structure VCSEL a été récemment publiée [7]. Les auteurs présentent l'oxydation conjointe de la couche de confinement en AlAs et de ses couches adjacentes d'AlGaAs à 89% d'Al et l'attribuent à une extension verticale de l'oxydation.

#### 4.2.2 La forte divergence des modes d'oxyde

Il a été montré que chaque mode transverse est défini par la composante transverse  $k_T$  de son vecteur d'onde (4.4, 4.5), dont la direction correspond à la direction de propagation du mode. A chaque mode correspond donc un angle d'émission par rapport à la normale de la surface qui sera d'autant plus élevé que la composante transverse  $k_T$  sera importante. Des diagrammes angulaires d'émission ont donc été établis pour évaluer l'influence des modes d'oxyde sur l'angle d'émission du VCSEL. Après la description succincte du banc de mesure, les diagrammes d'émission d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints sont étudiés.

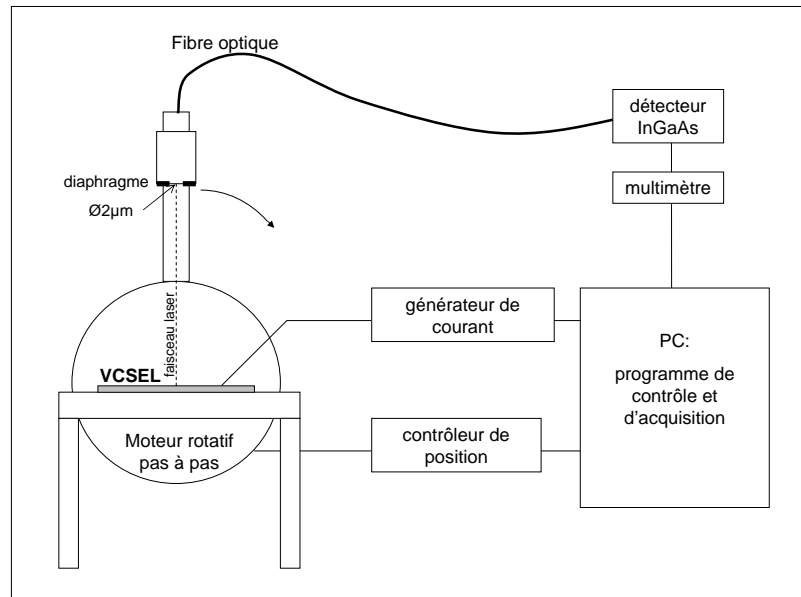


FIG. 4.6 – Schéma du banc de mesure angulaire de la puissance émise.

#### 4.2.2.1 Description du banc de mesure

Le but est de mesurer la répartition angulaire de la puissance émise à différents courants correspondant à différents modes optiques précédemment observés à la caméra InGaAs, afin de corrélérer la répartition spatiale et la divergence des modes optiques. Sur la figure 4.6 sont schématisés les éléments du banc de mesure d'indicatrice d'émission :

- Une binoculaire amovible permet d'identifier le VCSEL et de poser les pointes de test.
- Une alimentation Newport 8000 délivre le courant continu au VCSEL dans la gamme 0-3A mais limite la tension à 5V.
- Une fibre optique multimode est installée au dessus du laser afin de collecter la lumière émise. Installée sur un bras mobile, elle peut prendre toutes les positions angulaires de  $-90^\circ$  à  $+90^\circ$  autour de l'échantillon grâce à un moteur pas à pas, avec un pas de  $1^\circ$ .
- Un photodétecteur InGaAs placé à l'autre bout de la fibre optique reçoit la puissance émise et un multimètre Keithley 196 quantifie cette puissance en volts. La mesure de puissance est donc relative mais permet d'obtenir le diagramme d'émission du VCSEL.

Ce banc est piloté par des programmes Labview permettant de tracer l'indicatrice d'émission sur la gamme angulaire demandée et pour différents courants d'alimentation.

#### 4.2.2.2 Diagramme d'émission

La figure 4.7 présente les diagrammes d'émission d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de  $10\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde enregistrés à 7 et 11 mA et son spectre d'émission correspondant. A 7 mA, le spectre montre des pics d'oxyde autour de 1258 nm et le diagramme d'émission correspondant révèle

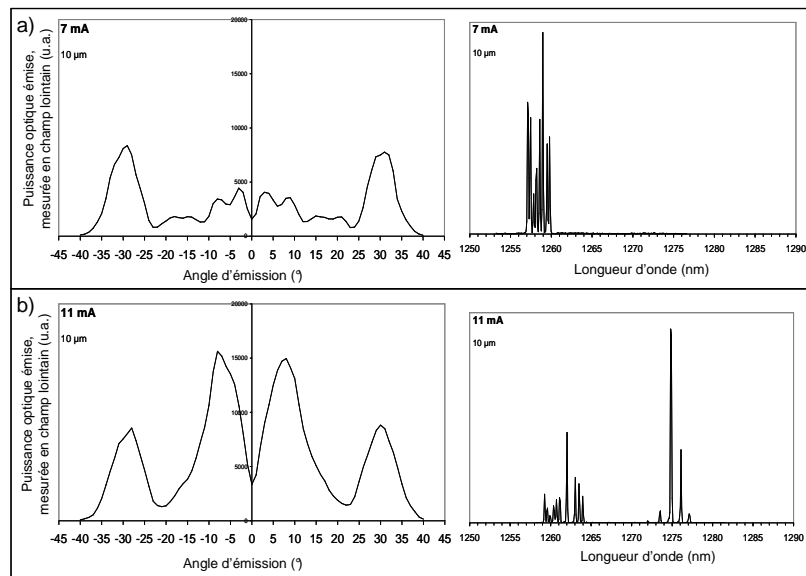


FIG. 4.7 – Diagrammes d'émission angulaire d'un VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints de diamètre d'oxyde de  $10 \mu\text{m}$ . a) diagramme d'émission mesuré à 7 mA et spectre laser correspondant, b) diagramme d'émission mesuré à 11 mA et spectre laser correspondant. (N.B. : les échelles d'intensité pour les spectres à 7 et 11 mA sont différentes.)

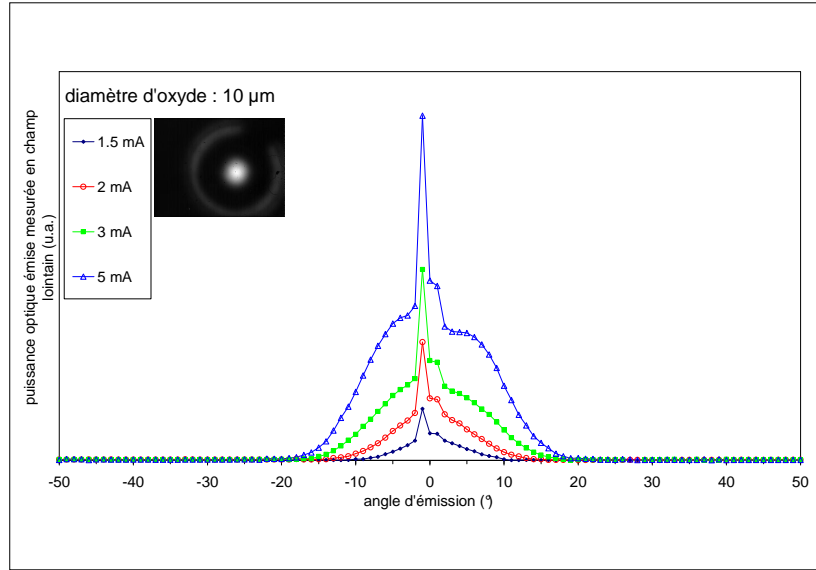


FIG. 4.8 – Diagrammes d'émission angulaire d'un VCSEL à BQ d'In(Ga)As de diamètre d'oxyde de  $10 \mu\text{m}$ . L'image infra-rouge de l'émission est donné en encart. Le cercle lumineux moins intense à la périphérie correspond aux réflexions sur l'anneau métallique du contact p.

que le maximum d'intensité se trouve autour de  $30^\circ$  d'angle d'émission. Tandis qu'à  $11 \text{ mA}$ , on retrouve une partie de la puissance émise autour de  $30^\circ$  mais les pics les plus intenses du spectre sont ceux des modes de cavité à  $1275 \text{ nm}$  et dont l'apparition est corrélée à un maximum d'intensité d'émission à  $10^\circ$  d'angle, proche valeur classique de l'angle d'émission maximum des lasers à cavité verticale. On en déduit que les modes d'oxyde sont caractérisés par une composante transverse du vecteur d'onde  $k_T$  très élevée qui se traduit pas un angle d'émission important [8], de l'ordre de  $30^\circ$  dans le cas du VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de  $10 \mu\text{m}$  d'ouverture étudié. Pour comparaison, la figure 4.8 donne le diagramme d'émission d'un VCSEL à BQ d'In(Ga)As également de  $10 \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde mais monomode. On constate une émission très faiblement divergente avec un maximum d'intensité émis à la normale, ce qui est conforme au diagramme angulaire d'émission attendu pour le mode fondamental d'un VCSEL. Les modes d'oxyde pénalisent donc l'émission du VCSEL au niveau de la longueur d'onde, puisqu'ils lasent largement en deçà de la longueur d'onde de résonance, mais également font perdre l'un des atouts principaux du VCSEL, la faible divergence du faisceau émis qui facilite le couplage dans une fibre optique.

Pour expliquer cette forte divergence, j'ai calculé la longueur d'onde du pic de résonance de la structure VCSEL planaire M60B non oxydée en fonction de l'angle  $a$  d'un rayon lumineux à l'interface air-empilement. Pour cela, j'ai utilisé la méthode matriciel d'Abelès et fixé l'indice de réfraction de l'oxyde d'AlGaAs à 1.6. La figure 4.9 présente les spectres de réflectivité calculés pour  $a = [0^\circ; 10^\circ; 20^\circ; 30^\circ]$  ainsi que le spectre d'émission du VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de  $10 \mu\text{m}$  d'ouverture de la figure 4.7. Ces résultats de calculs confirment que la longueur d'onde du mode d'oxyde le plus intense du spectre d'émission correspond à un angle d'émission de  $30^\circ$ . De même, les angles de  $0^\circ$  et  $10^\circ$  correspondent res-

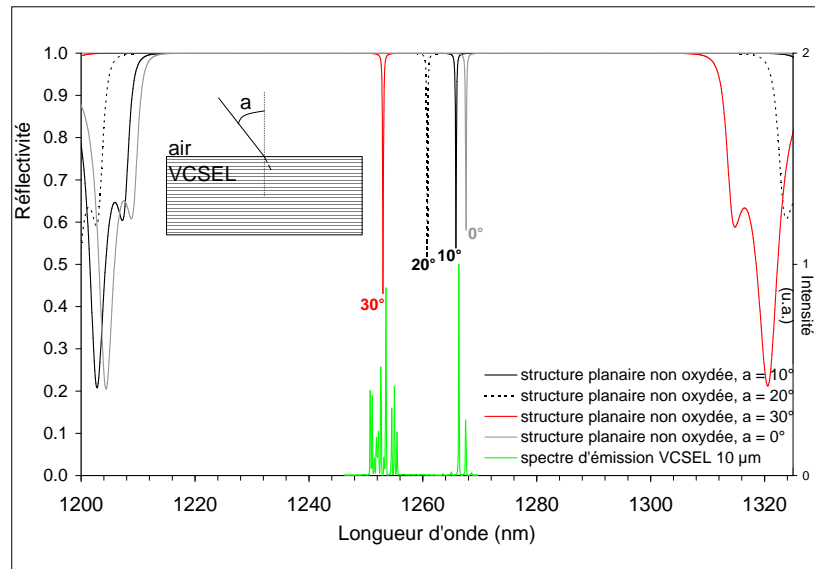


FIG. 4.9 – Calcul des pics de résonance de la structure M60B planaire non oxydée pour des angles de propagation de  $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  et  $30^\circ$  et spectre d'émission du même VCSEL de  $10\ \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde que la figure 4.7.

pectivement au mode fondamental de la cavité et au mode de cavité le plus intense de spectre d'émission. Il a été vu précédemment que la longueur d'onde d'émission des modes d'oxyde est déterminée par l'indice et l'épaisseur de la couche d'oxyde d'Al(Ga)As. Le pic de résonance de la cavité formée par la région oxydée constitue une bonne approximation de cette longueur d'onde d'émission. Or, dans le cas de notre structure M60B, la longueur d'onde des modes d'oxyde correspond à la longueur d'onde d'émission de la cavité non oxydée pour un angle d'émission d'autant plus élevé que la longueur d'onde du mode est courte (figure 4.9). La cavité formée par la région oxydée du VCSEL ainsi qu'une valeur du gain élevée aux courtes longueur d'onde donne naissance aux modes d'oxyde. La seule manière pour ces modes d'être émis par la cavité de la région non oxydée est donc d'être divergent. Mais cette explication implique que les modes d'oxyde ne soient pas strictement localisés au niveau de la région oxydée mais qu'au moins une partie de leur répartition spatiale se situe dans la cavité non oxydée. Cette supposition va être confirmée par la suite de l'étude qui aborde la répartition spatiale des modes d'oxyde et des modes de cavité. Les simulations et les observations détaillées dans les sections suivantes pourront également permettre de localiser les modes d'oxyde dans le but de les éliminer au profit des modes de cavité, qui émettent au plus près de  $1300\ \text{nm}$  et avec une faible divergence.

### 4.2.3 Simulations de la répartition spatiale de modes

#### 4.2.3.1 Méthode de calcul du solveur de mode

Pour calculer les modes transverses solutions avec les paramètres géométriques et physiques des VCSEL réalisés, un logiciel de calcul 2D a été utilisé. Il s'agit du module électromagnétique d'un solveur

de mode commercial (Femlab de Comsol). Les paramètres physiques du guide équivalent à nos VCSEL oxydés à PQ d'InGaAs très contraints ont été transposés dans le modèle de la fibre optique à saut d'indice prédéfini de Femlab [9]. Dans ce modèle, le logiciel résout une équation aux valeurs propres 4.8 dérivée de l'équation d'Helmutz.

$$\nabla \times \left( \frac{1}{n^2} \nabla \times \mathbf{H} \right) - k_0^2 \mathbf{H} = \mathbf{0} \quad (4.8)$$

$$\text{avec } \mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}(x, y) \exp j(\omega t - \beta z)$$

La longueur d'onde liée à  $\omega$  est un paramètre du calcul qui correspond à la longueur d'onde se propageant dans le guide équivalent. Les valeurs propres recherchées sont les indices effectifs des modes solutions définis par l'équation 4.9.

$$n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} \quad (4.9)$$

Ainsi le logiciel permet d'effectuer le calcul des modes hybrides TE-TM se propageant verticalement et de visualiser la répartition spatiale du mode dans le plan transverse. Dans le cas d'une structure faiblement guidante, les modes  $LP_{l,m}$  sont une bonne approximation des modes hybrides TE-TM [3].

#### 4.2.3.2 Modes supportés par un VCSEL oxydé de 6 $\mu\text{m}$ de diamètre d'oxyde

Les indices du coeur ( $n = 3.1882$ ) et de la gaine ( $n = 3.1467$ ) du guide équivalent ont été calculés avec les équations 4.1 et 4.3. L'inégalité 4.7 est donc vérifiée : la structure étudiée est faiblement guidante. La simulation à une longueur d'onde de propagation de 1267.6 nm (résonance de la cavité calculée, figure 4.1) donne 23 modes guidés par la structure, c'est à dire possédant des indices effectifs compris entre l'indice du coeur et l'indice de la gaine du guide équivalent. La répartition spatiale et l'indice d'un mode est représenté en figure 4.10. On retrouve bien des modes du type  $LP_{l,m}$ . Si on simule maintenant la propagation dans la structure à la longueur d'onde de la résonance des modes d'oxyde (1251.2 nm, figure 4.1), on obtient 27 modes guidés. La figure 4.11 montre qu'on retrouve les mêmes types  $LP_{l,m}$  qu'à 1267.6 nm. Toutefois, à la longueur d'onde de résonance des modes d'oxyde, on obtient également la famille  $LP_{5,1}$ . A la longueur d'onde de résonance des modes d'oxyde, les modes guidés par la structure peuvent donc atteindre des modes d'ordre plus élevés.

Le solveur de mode calcule les modes théoriquement supportés par un guide équivalent à nos VCSEL. Mais quels modes sont réellement émis par nos lasers ? Leur répartition spatiale est-elle celle des modes  $LP_{l,m}$  ? Quelle est la différence de répartition spatiale entre les modes d'oxyde et les modes de cavité ? Nous allons répondre à ces questions dans la dernière partie de cette étude consacrée à l'observation de la répartition spatiale des modes en microscopie en champ proche.



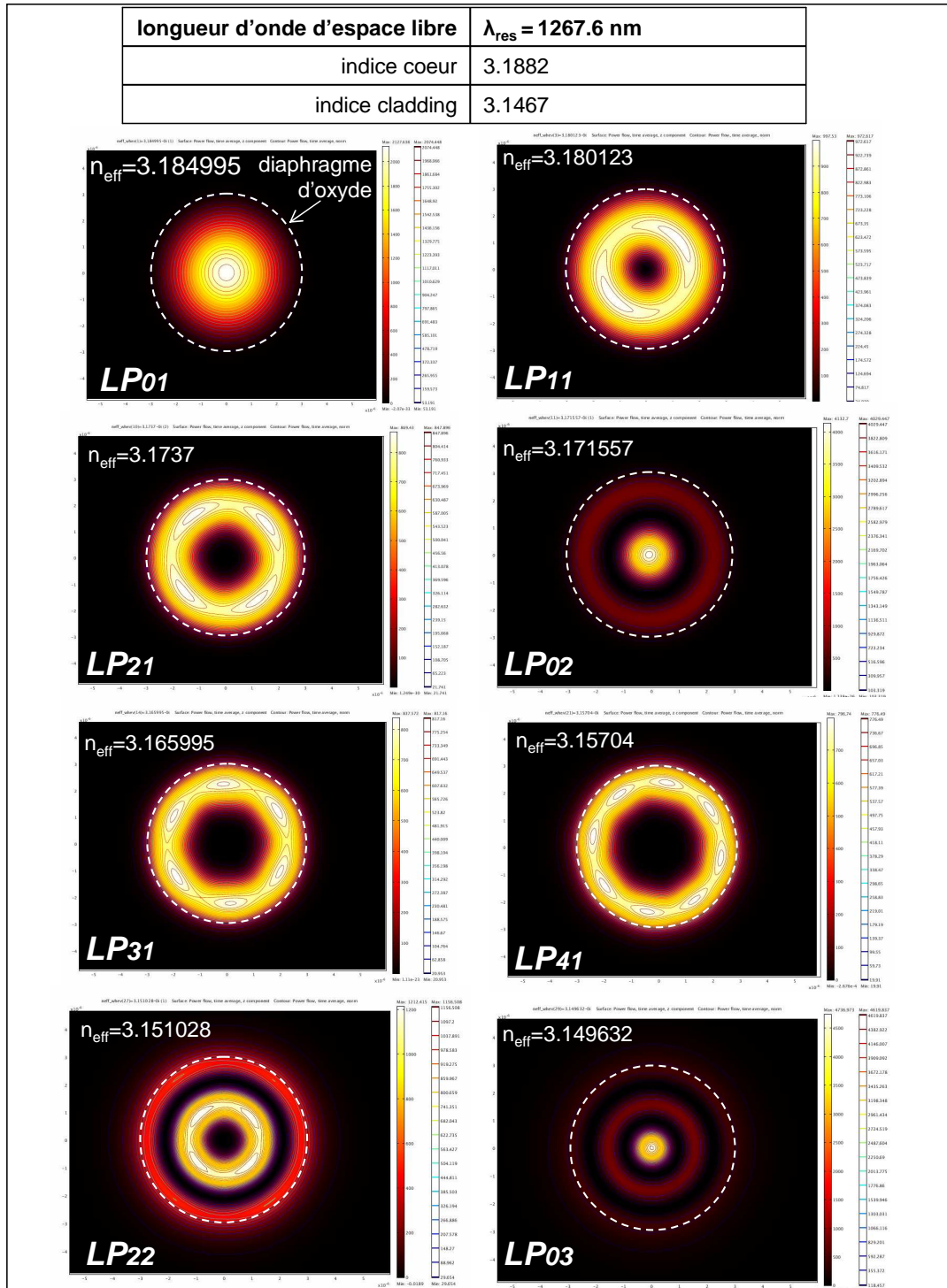


FIG. 4.10 – Résultats des calculs du solveur de mode pour un VCSEL de  $34 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $6 \mu\text{m}$  d'ouverture d'oxyde. La longueur d'onde de calcul est celle de la résonance de la cavité.

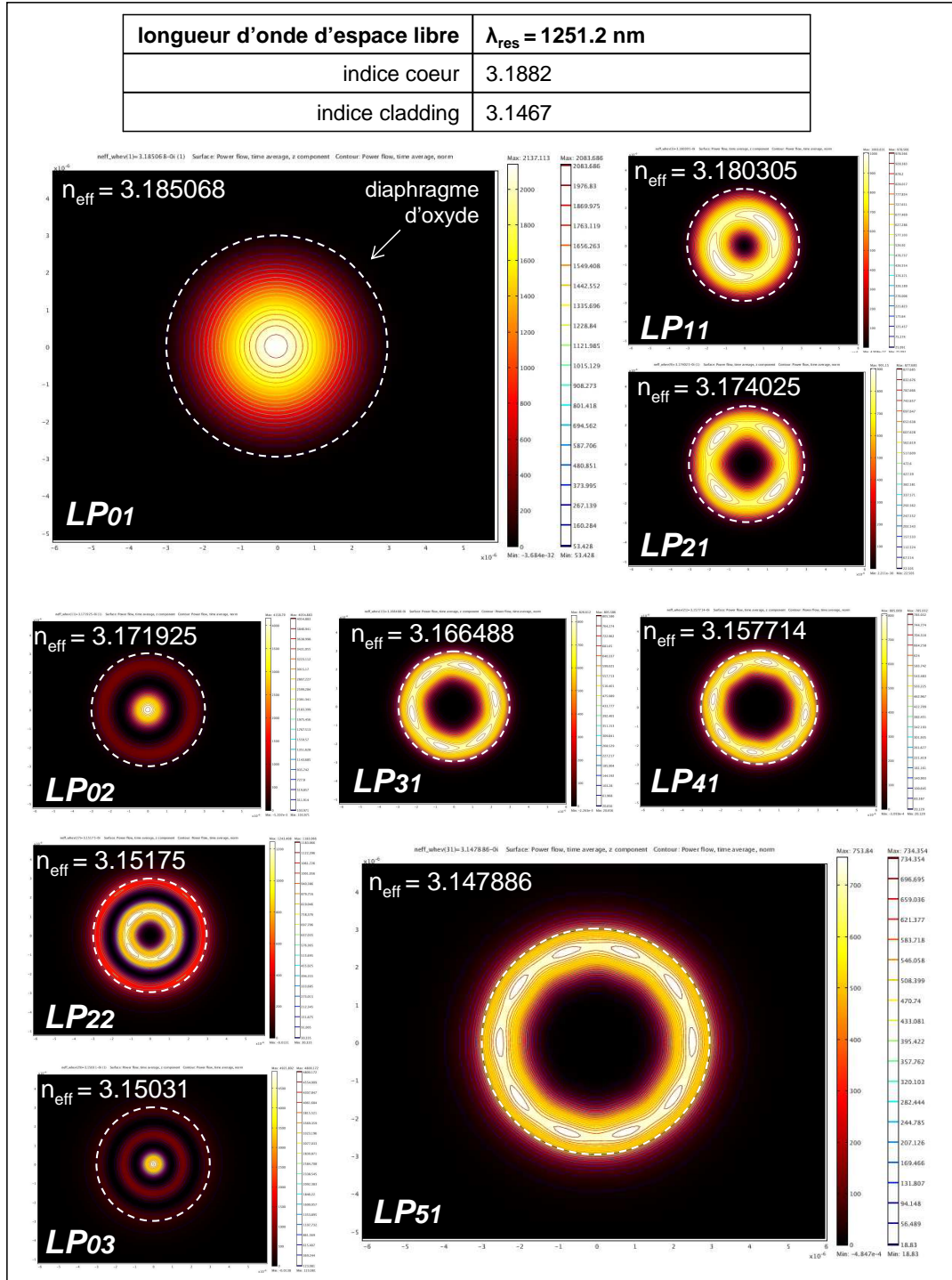


FIG. 4.11 – Résultats des calculs du solveur de mode pour un VCSEL de  $34 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $6 \mu\text{m}$  d'ouverture d'oxyde. la longueur d'onde de calcul est celle de la résonance de la région oxydée.

## 4.3 Observation de la répartition spatiale des modes

### 4.3.1 Microscopie optique classique

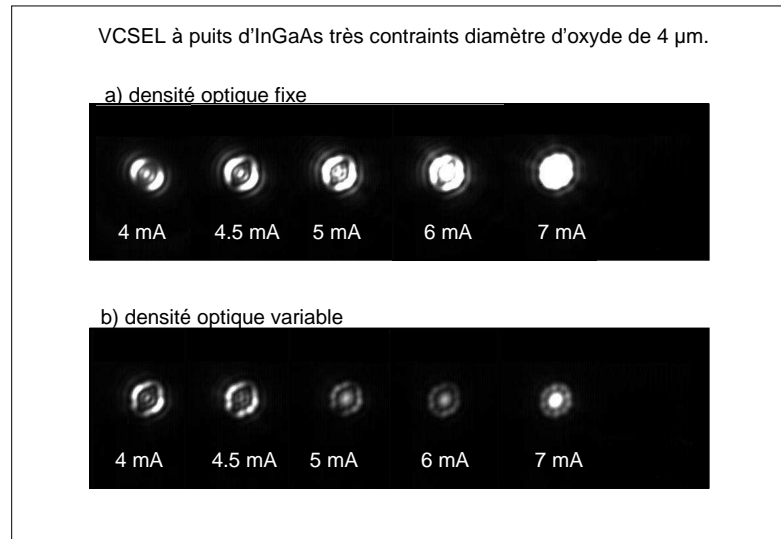


FIG. 4.12 – Image en microscopie optique classique de l’émission d’un VCSEL à puits d’InGaAs très contraints de diamètre d’oxyde de  $4\mu\text{m}$ . Les images ont été enregistrées pour différents courants injectés.

Le banc de caractérisation en régime continu décrit dans la première section permet d’imager le champ proche. Cette observation nécessite un réglage de la focalisation afin de se placer au waist du faisceau laser. Pour cela on recherche l’image la plus petite. La figure 4.12 donne les images de l’émission d’un VCSEL à PQ d’InGaAs très contraints de diamètre d’oxyde de  $4\mu\text{m}$ . Malgré l’utilisation d’un objectif  $\times 50$  d’une ouverture numérique de 0.5, le grandissement est insuffisant. De plus, l’établissement d’une échelle de l’image observée reste délicat. En effet, la dispersion chromatique de l’optique présente dans le microscope ne permet pas d’imager le mode émis en infra-rouge dans le même plan qu’un détail visible du composant dont on connaît la dimension, l’anneau de contact par exemple. Pour ces deux raisons, nous avons été amenés à utiliser un dispositif d’observation en champ proche.

### 4.3.2 Microscopie en champ proche

Afin d’aller plus en avant dans la localisation des modes transverses des VCSEL et en particulier des modes d’oxyde des VCSEL à PQ d’InGaAs très contraints, l’émission de nos lasers a été observée en champ proche optique en collaboration avec le Laboratoire de Nanotechnologie et d’Instrumentation Optique de l’Université Technologique de Troyes. De récents résultats présentent la pertinence de l’utilisation de dispositifs de microscopie en champ proche SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy) pour cartographier les modes transverses de VCSEL implantés [10, 11] ou oxydés [12, 13] mais émettant à

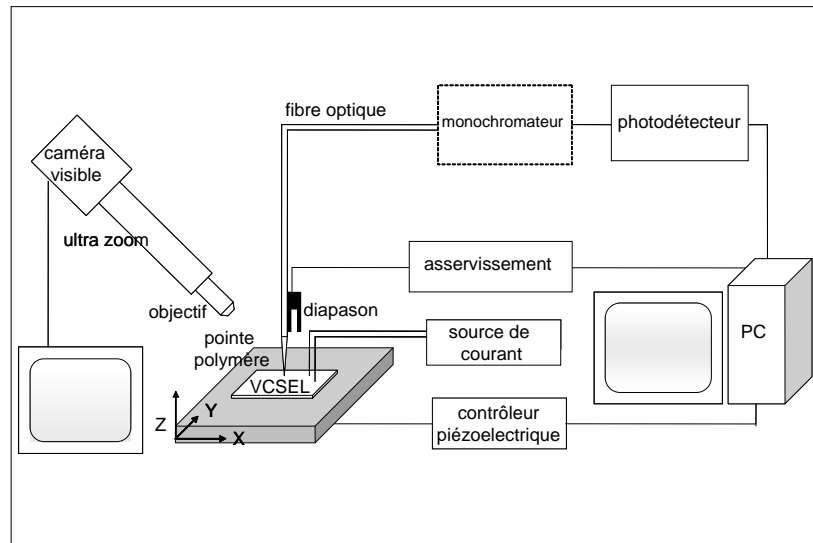


FIG. 4.13 – Schéma d'un SNOM (Scanning Near-field Optical Microscope).

850 nm. De plus, les sondes fibrées utilisées dans cette étude sont issues d'une technologie particulière développée par l'Université Technologique de Troyes.

#### 4.3.2.1 Description du dispositif

Le dispositif de microscopie en champ proche est basé sur un système de type AFM (figure 4.13). Des céramiques piézoélectriques permettent de déplacer l'échantillon dans les trois directions de l'espace avec une précision nanométrique en dessous d'une sonde. La distance entre l'échantillon et la sonde est réglée par un système shear-force [14, 15]. La fibre optique supportant la sonde est collée sur un diapason oscillant, dont la résonance est modifiée par un ensemble de forces mécaniques à la proximité d'une surface. Cet asservissement permet à la sonde soit de scanner la surface à hauteur constante, soit de suivre sa topologie. La sonde couple le signal dans une fibre optique qui renvoie le signal à un photodétecteur infrarouge (matrice unitaire germanium Newport 818 IG). Ce système permet donc d'obtenir deux images : l'image topographique et l'image optique de l'aire scannée par la sonde.

La sonde est une pointe polymère située à l'extrémité d'une fibre optique de  $9\ \mu\text{m}$  de coeur (figure 4.14). Cette pointe micrométrique est fabriquée à partir d'un polymère photosensible. La solution contenant ce polymère est déposée au bout d'une fibre optique. Puis un éclairage provenant de la fibre optique elle-même produit la photopolymérisation qui donne naissance à la pointe de quelques  $20\ \mu\text{m}$  de long [16]. Le rayon de courbure de la pointe obtenue dépend du temps d'exposition et de la puissance de l'éclairage et varie de  $3\ \mu\text{m}$  à  $200\ \text{nm}$  (figure 4.14a)). Ce genre de pointe a déjà permis de coupler le faisceau laser issu d'une diode laser de type ruban avec un taux de couplage de 80% [17].

La microscopie en champ proche est couramment utilisé pour la détection d'une partie des ondes évanescentes diffractées par l'objet observé. Ces ondes de très faible intensité transportent des informations

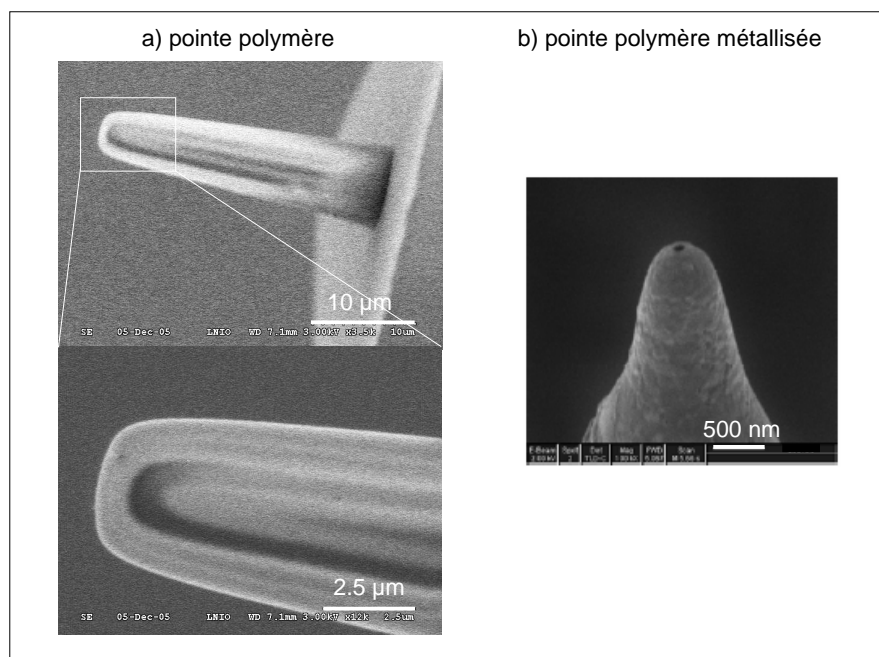


FIG. 4.14 – Image en microscopie électronique à balayage : a) une pointe polymère de 200 nm de rayon de courbure à l'extrémité d'une fibre optique, b) pointe polymère métallisée avec une ouverture de 50 nm réalisée au FIB (Focus Ion Beam).

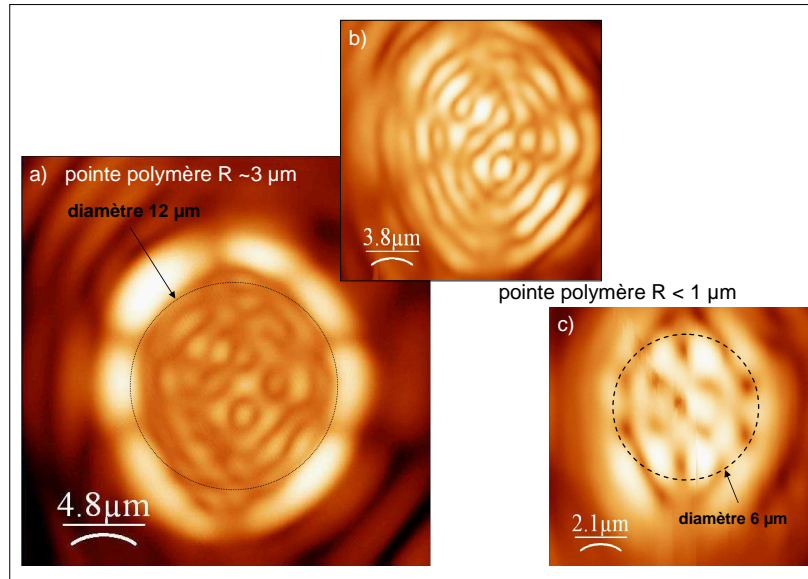


FIG. 4.15 – Images optiques de modes d'oxyde de VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints obtenue à 150-200 nm au dessus de la surface avec des pointes polymères non métallisées : a) VCSEL de 12  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde à 7.5 mA avec une pointe polymère de 3  $\mu\text{m}$  de diamètre, b) même VCSEL qu'en a) avec une pointe polymère de moins de 1  $\mu\text{m}$  de diamètre, c) VCSEL de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde à 3 mA avec une pointe polymère de moins de 1  $\mu\text{m}$  de diamètre. Un cercle discontinu de 12 ou 6  $\mu\text{m}$  de diamètre a été arbitrairement centré sur les images pour mettre en évidence la dimension du diamètre d'oxyde du VCSEL.

sur les hautes fréquences spatiales puisqu'elles n'existent qu'à proximité de la surface de l'objet, à une distance de l'ordre de la longueur d'onde d'observation. Les dispositifs SNOM détectent en général les ondes évanescentes provenant d'une propagation perpendiculaire à la sonde. Dans le cas d'observation de l'émission d'un VCSEL, la lumière à coupler est le faisceau laser qui se propage en direction de la sonde. La puissance couplée est donc beaucoup plus importante que lors de la détection d'ondes évanescentes. Si cet aspect semble faciliter la récupération du signal, il nous a amené à nous poser des questions sur des couplages parasites lors nos premières observations.

#### 4.3.2.2 Premières observations pour la localisation des modes d'oxyde

Les premières observations des modes d'oxyde ont été réalisées à l'aide de pointes polymères de grand diamètre de courbure (3  $\mu\text{m}$ ). La pointe polymère est approchée à l'aide d'un élément piézoélectrique à environ 150-200 nm de la surface sans asservissement contrôlant la hauteur de la pointe. Cette observation exploratoire nous a permis d'imager les modes d'oxyde émis par un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de 12  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde. L'image optique en figure 4.15a) montre un maximum d'intensité au niveau du diaphragme d'oxyde et confirme la localisation périphérique des modes d'oxyde donné par Choquette *et al.*. Une structuration complexe de plus faible intensité est toutefois visible au centre du VCSEL. En comparant les images 4.15a) et b), on voit aisément qu'une pointe polymère plus fine (< 1  $\mu\text{m}$  de diamètre)

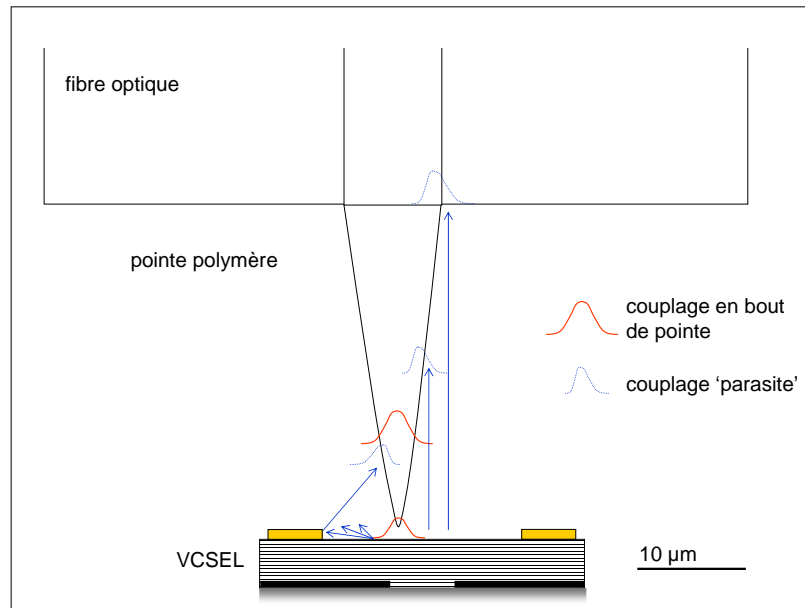


FIG. 4.16 – Schéma des couplages dits 'parasites' possibles dans une pointe polymère.

permet d'augmenter la résolution. L'observation avec cette même pointe fine d'un VCSEL de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde met en évidence des lobes au centre de la zone émettrice. Pour les faibles diamètres d'oxyde ( $< 10 \mu\text{m}$ ), la localisation strictement périphérique des modes d'oxyde est donc discutable.

La structuration centrale provient-elle de l'émission du VCSEL couplé en bout de pointe ou bien de couplage 'parasites' sur les bords de la pointe ou dans la fibre, schématisé sur la figure 4.16? Pour s'affranchir des problème de couplage parasite, nous avons décidé d'utiliser une pointe métallisée avec une ouverture de  $50 \text{ nm}$  (figure 4.14b)).

#### 4.3.2.3 Observation SNOM de VCSEL monomodes

Afin de tester l'utilisation des pointes métallisées, nous nous sommes tout d'abord affranchis des questions de modes transverses en observant des VCSEL monomodes. Ainsi, deux VCSEL à BQ d'In(Ga)As monomodes ont fait l'objet d'observation SNOM avec une pointe métallisée à ouverture de  $50 \text{ nm}$ . Pour réaliser cette ouverture, la pointe et l'extrémité de la fibre sont d'abord métallisés avec un dépôt d'aluminium puis une ouverture circulaire est faite au bout de la pointe dans la couche de métal à l'aide d'un faisceau d'ion focalisé (FIB Focused Ion Beam) (figure 4.14b)). Nous avons confirmé la perte de résolution lorsqu'on éloigne la pointe de la surface. La figure 4.17 présente les images optiques d'un VCSEL à BQ d'In(Ga)As de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde enregistrées à différentes hauteurs de la pointe : en contact, à  $50 \text{ nm}$ , à  $200 \text{ nm}$ , à  $400 \text{ nm}$  et  $1.4 \mu\text{m}$  au dessus de la surface. Pour une meilleure lisibilité, des contours d'iso-intensité ont été tracés. On constate que les deux lobes visibles en contact et à  $50 \text{ nm}$  au dessus de la surface ne sont plus distincts lorsque la distance pointe-surface augmente.

L'utilisation d'une pointe polymère métallisée à ouverture semble donc donner une très bonne résolution. Cependant, la structuration complexe observée en figure 4.15 peut provenir de la superposition des



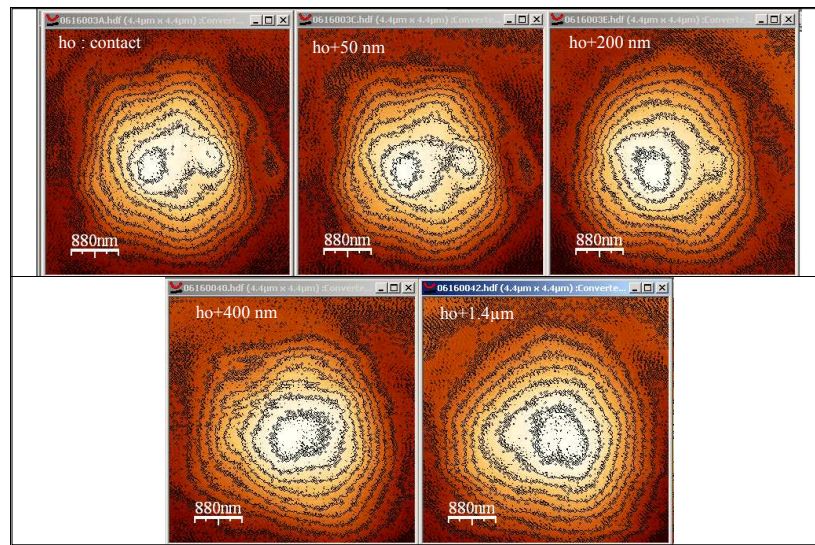


FIG. 4.17 – Images optiques SNOM de l'émission d'un VCSEL à BQ d'In(Ga)As monomode, à un courant fixé à 2 mA et pour différentes hauteurs  $h$  de la pointe au dessus de la surface du VCSEL

modes coexistants au même courant. Dans le but d'observer séparément la répartition spatiale de *chaque mode*, des mesures de *spectroscopie* en champ proche ont donc été menées sur le même VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre.

### 4.3.3 Spectroscopie en champ proche

Pour un VCSEL multimode, l'image obtenue est un mélange des répartitions spatiales de chacun des modes présents dans le spectre d'émission. Par exemple, les images optiques SNOM (figure 4.18) d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de diamètre d'oxyde de 6  $\mu\text{m}$ , présentant des modes d'oxyde et/ou des modes de cavité selon le courant injecté, ont été enregistrés pour trois courants différents. Malgré une très bonne résolution de la structuration du mode au centre du diaphragme, ces observations ne permettent pas de mettre en évidence l'apparition du mode de cavité à 5 mA, ni de distinguer les modes de cavité et les modes d'oxyde. Nous avons donc réalisé des observations en champ proche résolues spectralement. Le but de ces observations est de filtrer spectralement le signal recueilli par la sonde afin de séparer les répartitions spatiales de chaque mode. Pour cela, un monochromateur reçoit le signal provenant de la sonde. Positionné à une longueur d'onde connue d'un des modes du spectre, il renvoie le signal filtré au détecteur. L'image du mode sélectionné par filtrage est alors enregistrée. Nous avons réalisé cette mesure sur un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de diamètre d'oxyde de 6  $\mu\text{m}$  présentant des modes d'oxyde et des modes de cavité. Les images optiques SNOM résolues spectralement sont représentées en figures 4.19, 4.20 et 4.21 pour trois courants différents (4 mA, 5 mA et 6 mA). Il faut noter que bien que les VCSEL émettent une puissance totale de l'ordre du milliwatt, l'ouverture de 50 nm ne couple qu'une très faible partie de ce signal contrairement au couplage obtenu avec une pointe polymère non



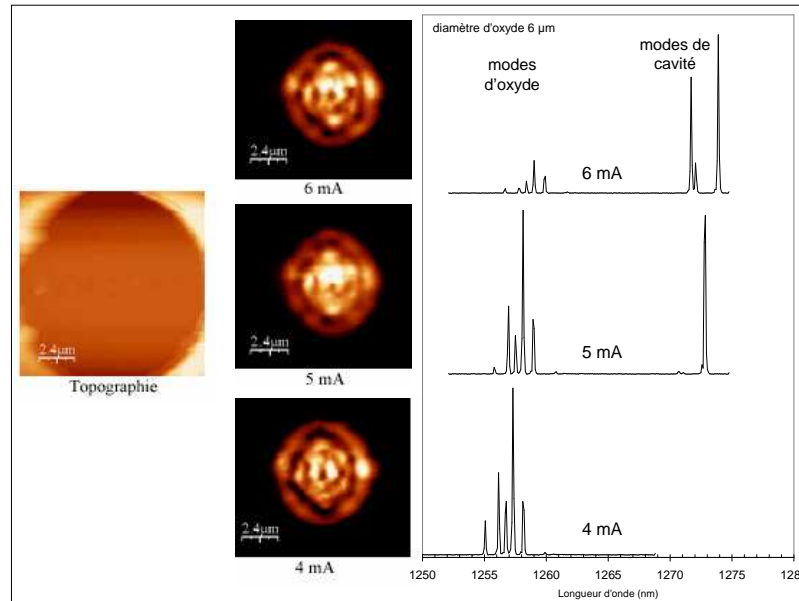


FIG. 4.18 – Images topographique, images optiques SNOM et spectres d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de diamètre d'oxyde de 6  $\mu\text{m}$  enregistrés à différents courants.

métallisée (80% de couplage avec un laser ruban). La puissance filtrée à la sortie du monochromateur est alors encore moins importante. C'est pourquoi les pics les moins intenses du spectre d'émission n'ont pas pu faire l'objet d'une image en champ proche (par exemple les modes d'oxyde peu intense à 6 mA).

À la vue des images des figures 4.19, 4.20 et 4.21, on peut tout d'abord constater que, pour un diaphragme d'oxyde de 6  $\mu\text{m}$ , les modes d'oxyde ne sont pas uniquement localisés à la périphérie du diaphragme d'oxyde. On remarque que les modes d'oxyde (a, b, c, d, e, f, g, h et j en figures 4.19, 4.20 et 4.21) possèdent une structuration en nombreux lobes également présents au centre du diaphragme. Par exemple, on distingue six et douze lobes, respectivement, sur les modes d'oxyde c et d, tandis que les modes de cavité k et l ne comptent que deux et un lobes. La qualité des images nous permet d'identifier les modes observés à certains modes  $LP_{l,m}$  suivant le nombre de noeuds au niveau azimutal et radial. Les identifications les plus évidentes sont données dans le tableau 4.1. Les modes de cavité, observés à 5 et 6 mA, correspondent aux modes dont les indices effectifs, calculés par le modèle de la fibre optique, sont les plus élevés. Par exemple, les modes i et l, présents respectivement à 5 et 6 mA, sont identifiés au mode fondamental  $LP_{0,1}$ . D'après les simulations (4.2.3), la longueur d'onde des modes d'oxyde semblait favoriser les modes d'ordre azimutal élevé ( $l=6,8,10$ ) et d'ordre radial faible ( $m=1$ ). Cependant, les modes d'oxyde observés possèdent des ordres plus élevés que ceux du calcul, en particulier l'ordre radial  $m$ .

Le modèle utilisé par le solveur de mode pour le calcul des modes supportés par une structure VCSEL oxydée semble incomplet car certains modes d'oxydes observés en haute résolution ne font pas partie des solutions du calcul. Si les simulations en deux dimensions effectuées dans cette étude prennent en compte les paramètres géométriques ainsi que les indices des matériaux, elles mettent de côté des effets non négligeables dans le fonctionnement d'un VCSEL. Il faudrait en particulier tenir compte de l'injection

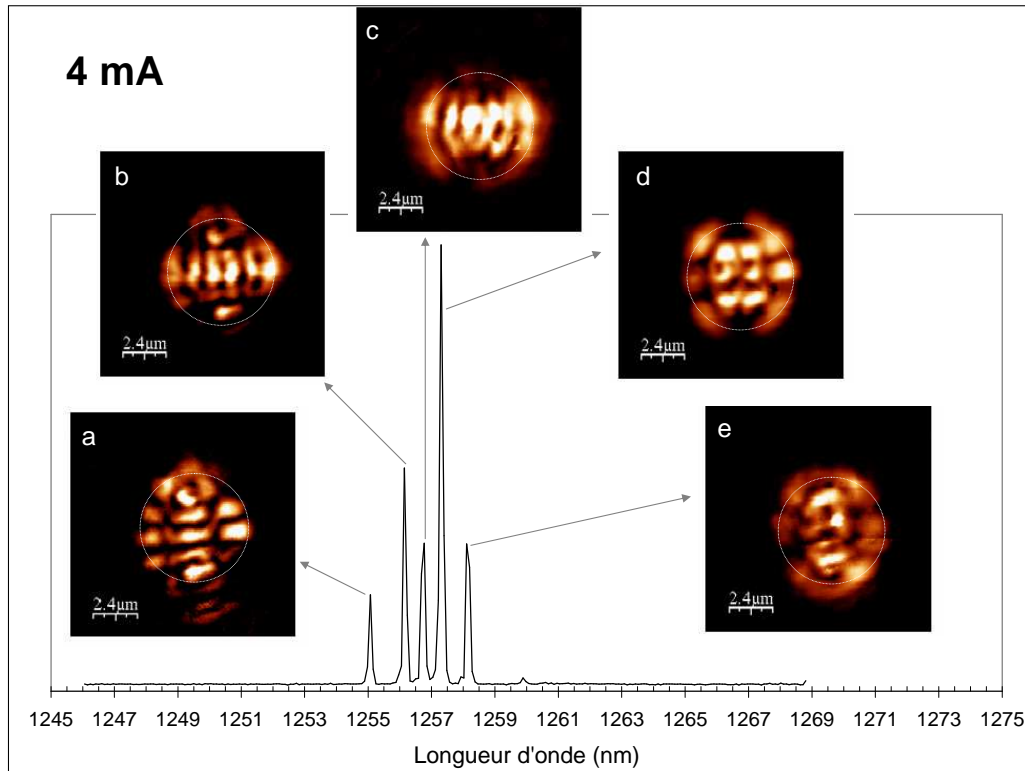


FIG. 4.19 – Spectre d'émission à 4 mA d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde et images SNOM résolues spectralement correspondantes. Un cercle discontinu de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre a été arbitrairement centré sur les images pour mettre en évidence la dimension du diamètre d'oxyde du VCSEL.

non uniforme des porteurs dû au confinement et accentuée par la géométrie annulaire du contact [18], ainsi que des effets thermiques associés, comme la modification thermique des indices de réfraction dans la structure. Des modèles relativement complets du fonctionnement des VCSEL ont été élaborés [19, 20], modèles dans lesquels les interactions thermo-électro-optiques sont présentes. Ces modèles pourraient permettre de mieux comprendre la sélection des modes transverses dans nos VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints.

	images optiques SNOM	mode $LP_{l,m}$
mode de cavité	i,l	$LP_{0,1}$
	k	$LP_{1,1}$
modes d'oxyde	d,g	$LP_{2,4}$
	c,f	$LP_{1,4}$

TAB. 4.1 – Identification de quelques modes d'oxyde et des modes de cavité du VCSEL, à PQ d'InGaAs très contraints et de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde, étudiés par microscopie en champ proche spectralement résolue.

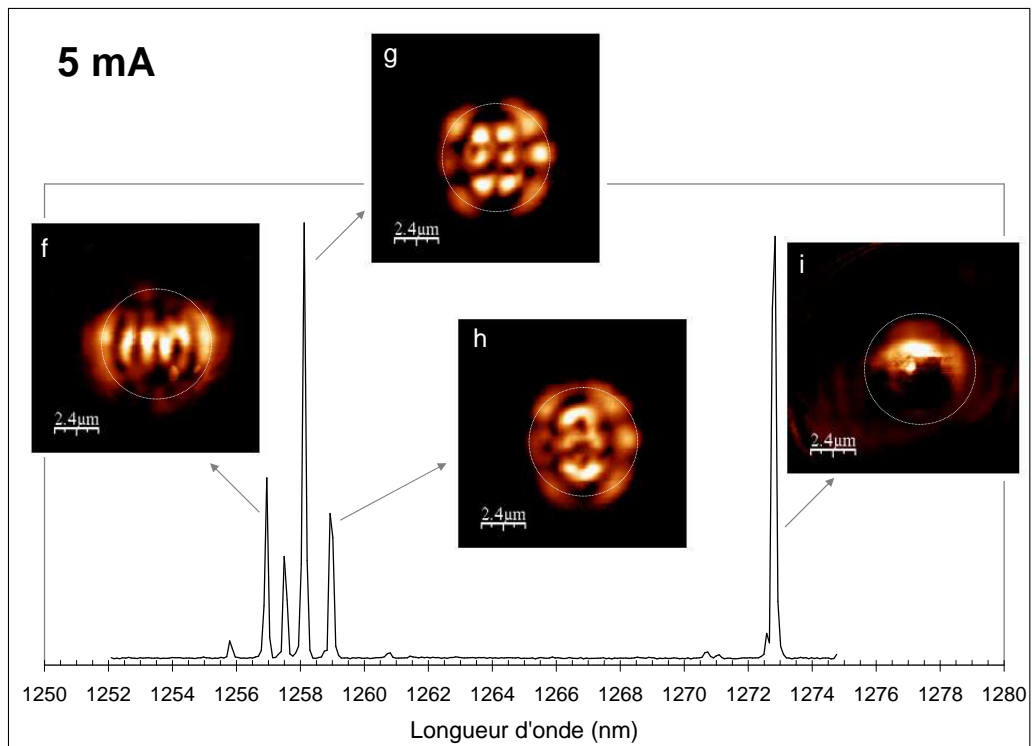


FIG. 4.20 – Spectre d'émission à 5 mA d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde et images SNOM résolues spectralement correspondantes. Un cercle discontinu de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre a été arbitrairement centré sur les images pour mettre en évidence la dimension du diamètre d'oxyde du VCSEL.

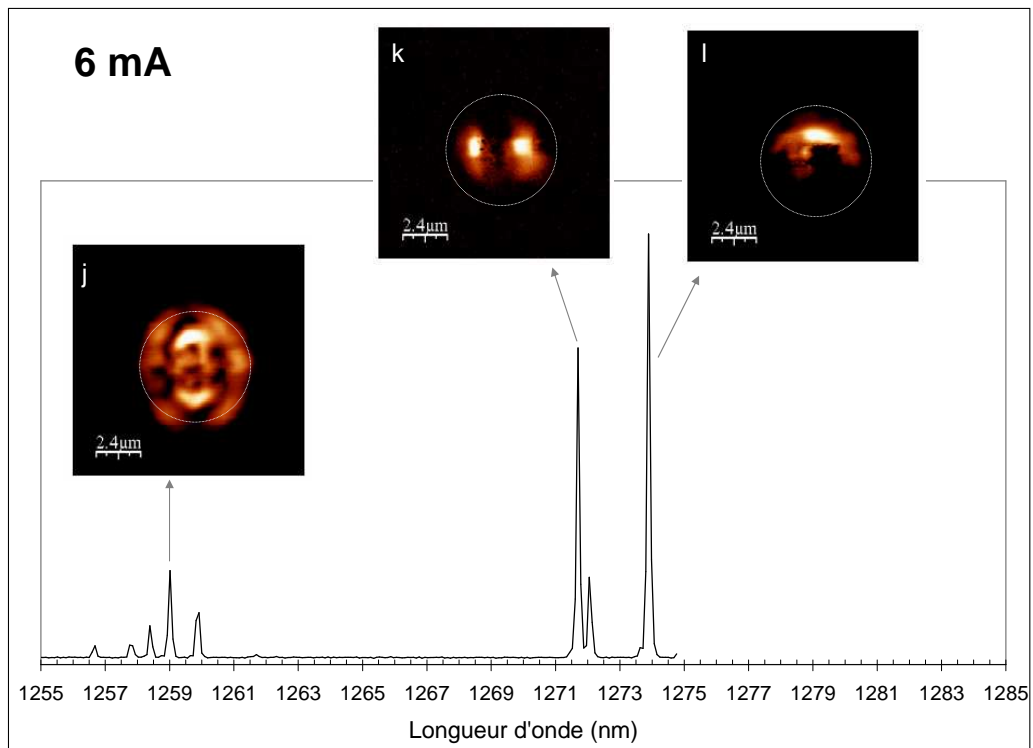


FIG. 4.21 – Spectre d'émission à 6 mA d'un VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde et images SNOM résolues spectralement correspondantes. Un cercle discontinu de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre a été arbitrairement centré sur les images pour mettre en évidence la dimension du diamètre d'oxyde du VCSEL.

## 4.4 Conclusion du Chapitre 4

Pour comprendre l'origine des modes transverses dans les lasers à cavité verticale, nous avons décrit le modèle de l'indice effectif de Hadley qui prend en compte le décalage des résonances entre la cavité non oxydée, qui donne naissance aux modes de cavité, et l'empilement oxydé. La résonance de ce dernier est plus ou moins décalée vers le bleu par rapport à la longueur d'onde de la cavité selon l'épaisseur de la couche d'oxyde. Dans nos VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints, une épaisseur d'oxyde de 86,8 nm entraîne un décalage de résonance de 16 nm environ. Au niveau du spectre d'émission de ces VCSEL, on retrouve ce décalage de longueur d'onde entre les deux groupes de modes mis en évidence au chapitre précédent. Le groupe de pics présents à faible longueur d'onde correspond aux modes d'oxyde qui, favorisés par le gain élevé de l'InGaAs à ces longueurs d'onde, lasent en premier à faible injection. Puis les modes de cavité lasent lorsque le maximum de la courbe de gain est déplacée par échauffement (effet Joule ou module Peltier) au plus près de la résonance de la cavité.

Si les modes d'oxyde pénalisent l'émission du VCSEL en décalant la longueur d'onde vers le bleu et retardent l'apparition des modes de cavité, nous avons également montré qu'ils correspondaient à une forte divergence du faisceau émis, de l'ordre de 30° pour nos composants. Décrits comme des modes périphériques de la zone émettrice par Choquette *et al.*, ils sont révélés comme tels par l'observation microscopique de VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de 12  $\mu\text{m}$  diamètre d'oxyde. Cependant, nos observations en champ proche résolues spectralement ont montré que la répartition des modes d'oxyde ne se limite pas à la périphérie du diaphragme d'oxyde, en particulier pour les diaphragmes d'oxyde plus petits. En effet, les VCSEL à PQ d'InGaAs très contraints de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde présentent pour les modes d'oxyde une structuration centrale multi-lobes identifiable aux modes  $LP_{l,m}$  d'ordre élevé. Des simulations basées sur le modèle de la fibre optique à saut d'indice ont été réalisées pour calculer la répartition spatiale des modes guidés par une structure équivalente à un VCSEL de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre d'oxyde. Ces calculs ont montré qu'à la longueur d'onde des modes d'oxyde, le guide équivalent peut supporter des modes d'ordres plus élevés qu'à la longueur d'onde de résonance de la cavité. Si ce résultat correspond à la tendance observée, les simulations ne permettent pas de trouver exactement les modes d'oxyde d'ordres  $l,m$  élevés (notamment l'ordre radial) expérimentaux. Le modèle à deux dimensions utilisé est en effet très simple et néglige notamment l'inhomogénéité de l'injection électrique. Les modèles thermo-électro-optiques développés pour les structures VCSEL seraient certainement plus adaptés pour le calcul de la répartition spatiale des modes d'oxyde.

# Bibliographie

- [1] G. R. Hadley, “ Effective index model for vertical cavity surface emitting lasers”, *Optics Letters*, Vol.20, n°13 (1995), p1483-5.
- [2] A. Yariv, “Optical Electronics in Modern Communication”, 5ème édition, Oxford University Press (1997).
- [3] Matthias Streiff, “Opto-electro-thermal VCSEL device simulation”, Hartung Gorre Verlag Konstanz, Series in Microelectronics, Vol. 142.
- [4] P.V. Mena, J.J. Morikuni, S.-M. Kang, A.V. Harton, K.W. Wyatt, “A comprehensive circuit-level model of vertical-cavity surface-emitting lasers”, *Journal of Lightwave technology*, Vol. 17, n°12 (1999), p2612-2632.
- [5] W. Nakwaski, P. Mackowiak, Wasiak, R.P. Sarzala, T. Czyszanowski, “Higher-order transverse modes in possible nitride VCSELs”, *Physical Status Solidi (c)*, Vol. 0, n°1 (2002) , p48-51.
- [6] K.D. Choquette, K.L. Lear, R.P. Schneider, Jr., K.M. Geib, “Cavity characteristics of selectively oxidized vertical-cavity lasers”, *Applied Physics Letters*, Vol. 66, n°25 (1995), p3413-5.
- [7] S.J. Chang, H.C. Yu, Y.K. Su, I.L. Chen, T.D. Lee, C.M. Lu, C.H. Chiou, Z.H. Lee, H.P. Yang, C.P. Sung, “Highly strained InGaAs oxide confined VCSELs emitting in 1.25  $\mu\text{m}$ ”, *Materials Science and Engineering B121* (2005), p60-63.
- [8] Marcel Brunner, “Design and characterization of single and dual cavity oxide-apertured VCSEL”, Thèse de doctorat, EPFL (2000).
- [9] La description de ce modèle est disponible sur <http://www.comsol.fr/showroom/gallery/145.php>.
- [10] K.J. Knopp, D.H. Christensen, G.Vander Rhodes, J.M. Pomeroy, B.B. Goldberg, M.Selim Ünlü, “Spatio-spectral mapping of multimode vertical cavity surface emitting lasers”, *J. of Lightwave Technology*, Vol. 17, n°8 (1999), p1429-35.
- [11] W.C. Bradford, J.D. Beach, R.T. Collins, D.W. Kisker, and D. Galt, “Spatially resolved derivative spectroscopy of vertical-cavity surface-emitting lasers using near-field scanning optical microscopy”, *Applied Physics Letters*, Vol. 80, n°6 (2002), p929-31.
- [12] A. Sharma, J.M. Yarrison-Rice, H.E. Jackson, K.D. Choquette, “Near-field spectroscopic characterization of a 10  $\mu\text{m}$  aperture selectively oxidized vertical cavity surface emitting laser”, *J. of Applied Physics*, Vol. 92, n°11 (2002), p6837-44.
- [13] N.H. Lu, C.Y. Chen, C.S. Lin, W.C. Liu, D.P. Tsai, “Imaging near-field transverse modes of vertical-cavity surface-emitting lasers by near-field scanning optical microscopy”, 4th Asia-Pacific International Conference on Near-field Optics, 13-16 octobre 2003, Hualien (Taiwan).

- [14] E. Betzig, P.L. Finn, J.S. Weiner, "Combined shear force and near-field scanning optical microscopy", *Applied Physics Letters*, Vol. 60, n°20 (1992).
- [15] P.K. Wei, W.S. Fann, "the probe dynamics under shear force in near -field scanning optical microscopy", *Journal of Applied Physics*, Vol. 83, n°7 (1998), p3461-8.
- [16] R. Bachelot, C. Ecoffet, D. Deloeil, P. Royer, and D.J. Lougnot, "Integration of micrometer-sized polymer elements at the end of optical fibers by free-radical photopolymerization", *Applied Optics*, Vol. 40, n°32 (2001), p 5860-71.
- [17] R. Bachelot, A. Fares, R. Fikri, D. Barchiesi, G. Lerondel, and P. Royer, "Coupling semiconductor lasers into a single-mode optical fibers by using of tips grown by photopolymerization", *Optics Letters*, Vol. 29, n°17 (2004), p1971-3.
- [18] X. Li, W. Pan, B. Luo, D. Ma, G. Deng, "Theoretical analysis of multi-transverse mode characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers", *Semiconductor Science Technology*, Vol. 20 (2005), p505-513.
- [19] M. Streiff, A. Witzig, M. Pfeiffer, P. Royo, W. Fichtner, "A comprehensive VCSEL device simulator", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, n°3 (2003), p879-891.
- [20] J. Piprek, "Optoelectronics devices : advanced simulation and analysis", Springer (2004).

# Conclusion Générale

L'objectif de ce travail était de concevoir et fabriquer des VCSEL à diaphragme d'oxyde à base de GaAs et émettant au voisinage de  $1.3 \mu\text{m}$ . Cette étude nous a amenés à comparer des composants contenant des matériaux actifs différents.

Le chapitre 1 a présenté le contexte économique et historique de l'étude. Vingt-quatre ans après le premier laser à émission verticale et malgré des performances satisfaisantes, il n'existait pas, lorsque cette thèse a débuté, de composants VCSEL émettant à  $1.3 \mu\text{m}$  commercialisés.

Dans le chapitre 2, nous avons détaillé les étapes technologiques de fabrication du composant dans le but de mettre au point un procédé industrialisable et compatible avec les étapes d'hybridation du composant. Nous avons tout d'abord rapidement expliqué que la maîtrise des paramètres de croissance de puits quantiques d'InGaAs(N) et de boîtes quantiques d'In(Ga)As permettait d'obtenir un matériau actif émettant autour de  $1.3 \mu\text{m}$ . Puis nous avons expliqué la théorie de l'oxydation sélective humide de l'Al(Ga)As et détaillé les paramètres qui influencent la cinétique de la réaction. En particulier, la température doit être stabilisée tout le long de la réaction. Nous avons également montré que la vitesse d'oxydation était sensible à de très faibles variations d'épaisseur et de composition de la couche à oxyder. Cette étape d'oxydation ne pouvant être réalisée qu'en une seule fois, au moins deux calibrations à partir de morceaux de la plaque sont nécessaires. Toutefois, il serait possible de s'affranchir des étapes de calibration, qui pénalisent le procédé en terme d'industrialisation, grâce à un système de contrôle in situ de la distance oxydée. Toujours avec l'idée de rendre le procédé compatible avec les exigences industrielles, nous avons voulu diminuer le temps de croissance élevé des structures VCSEL en réalisant le miroir supérieur par dépôt d'un miroir de Bragg diélectrique. Nous avons choisi d'utiliser, pour la première fois en structure VCSEL, le couple  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  car ces matériaux engendrent de très faibles pertes optiques. De plus, la différence d'indice entre ces matériaux permet d'obtenir un miroir de Bragg de réflectivité supérieure à 99% avec moins d'une douzaine de bicouches. L'adhérence d'un miroir  $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ , déposé par pulvérisation par faisceau d'ions et localisé aux niveaux de chaque mesa par procédé lift-off, a été établie de manière qualitative. Des tests supplémentaires seraient toutefois nécessaires pour évaluer la fiabilité d'un tel dépôt.

La complexité de la mise en oeuvre des dépôts de miroirs diélectriques nous a cependant amenés à nous concentrer sur les structures VCSEL entièrement semiconductrices. Nous avons ainsi fabriqué des VCSEL à partir de structures contenant des puits quantiques d'InGaAsN (épitaxie CEA-LETI), des puits d'InGaAs très contraints (épitaxie Université de Stockholm KTH) et des boîtes quantiques d'In(Ga)As (épitaxie NL Nanosemiconductor). La configuration d'injection électrique par des contacts de part et d'autre des miroirs a été choisie afin de simplifier le procédé technologique. Néanmoins ce choix a nécessité une étude approfondie du dopage de la structure pour assurer une injection efficace des



porteurs. Un niveau de dopage faible au plus près de la cavité et un  $\delta$ -dopage à chaque interface s'est révélé être un bon compromis pour une bonne injection des porteurs (faible résistance série des miroirs) tout en limitant les pertes optiques par absorption par les porteurs libres.

Les trois types de VCSEL que nous avons réalisés émettent dans la gamme 1,26-1,31  $\mu\text{m}$  du standard des télécommunications optiques. Néanmoins, ils ne possèdent pas les mêmes caractéristiques électro-optiques. Les VCSEL à boîtes quantiques sont loin des concurrents émettant par la tranche en terme de puissance délivrée mais présentent une stabilité thermique indéniable. Avec l'InGaAsN, nos VCSEL émettent au-delà de 1280 nm. Cependant, le seuil, le rendement et la puissance optique émise sont à améliorer pour égaler l'état de l'art. Il faut toutefois être conscient que le développement du quaternaire InGaAsN reste très complexe. Si les propriétés intrinsèques de l'InGaAs ne permettent pas d'espérer une longueur d'onde d'émission largement supérieure à 1,3  $\mu\text{m}$ , les VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints semblent être de très bons candidats pour la deuxième fenêtre des télécommunications. En particulier, leur puissance d'émission est supérieure au milliwatt. De plus, ils mettent en oeuvre des équipements et des technologies très proches de ceux utilisés pour les VCSEL à 850 nm, produits en grande quantité.

Dans le chapitre 4, nous nous sommes penchés sur l'émission multimode particulière de ces VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints. On observe une compétition importante entre deux groupes de modes distincts d'une quinzaine de nanomètres. Le modèle de Hadley nous a permis d'identifier les modes de plus courtes longueurs d'onde à des modes d'oxyde. Ces modes sont en compétition avec les modes de la cavité car ils sont favorisés par la valeur importante du gain de l'InGaAs aux longueurs d'onde plus faibles que la résonance de la cavité. Nous avons également montré que le décalage de quinze nanomètres entre les deux groupes de modes s'explique par une couche de confinement deux fois plus épaisse que celle attendue. La composition en aluminium de la couche d'AlGaAs adjacente à la couche de confinement, apparemment trop élevée, a permis la propagation verticale du front d'oxyde. La mesure du diagramme d'émission de nos VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints a montré que les modes d'oxyde sont caractérisés par une forte divergence. En effet, pour nos structures, la résonance des modes d'oxyde coïncide avec les longueurs d'onde de la cavité calculées pour une émission sous un angle d'environ  $30^\circ$ . Les modes d'oxyde seraient donc d'autant plus divergents que la couche d'oxyde serait épaisse. Nous nous sommes ensuite attachés à la répartition spatiale de ces modes. Localiser des modes d'oxyde nous permet d'envisager des solutions technologiques afin de supprimer ces modes transverses d'ordres élevés qui pénalisent à la fois la longueur d'onde d'émission et la divergence du faisceau des VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints. Grâce à des pointes polymères métallisées en extrémité de fibre optique, nous avons observé l'émission de nos VCSEL en champ proche optique en collaboration avec l'Université Technologique de Troyes. Les observations résolues en longueur d'onde ont montré que les modes émis par les VCSEL sont identifiables aux modes linéairement polarisés LP<sub>lm</sub> (famille de modes se propageant dans un guide optique faiblement guidant). En particulier, les modes d'oxyde correspondent à des modes d'ordres  $l$  et  $m$  élevés. Ces observations à haute résolution spatiale ont mis en évidence que, dans le cas d'un VCSEL de faible ouverture, la répartition spatiale des modes d'oxyde ne se limite pas à la périphérie du diaphragme d'oxyde et que l'ordre radial  $m$  est important.

Néanmoins, nous pouvons conclure que les caractéristiques électro-optiques de ces VCSEL constituent une première étape très encourageante dans la réalisation d'un transmetteur optique pour les réseaux haut débit et moyenne distance. Dans le futur, un certain nombre de caractéristiques restent à valider : le fonctionnement à hautes fréquences et l'émission monomode. Notamment dans le cas des VCSEL à puits

quantiques d'InGaAs très contraints, il faut s'assurer que le fonctionnement haute fréquence permet un échauffement suffisant pour décaler la courbe de gain et obtenir l'effet laser. Les premiers résultats de l'Université de Stockholm sur le fonctionnement de ces VCSEL à 10GHz<sup>2</sup> semblent prometteurs. Pour obtenir une émission monomode à partir de ces VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints, l'Université de Stockholm a opté pour l'introduction de pertes optiques au niveau des modes d'oxyde à l'aide d'un anneau de silice<sup>3</sup>. Des études de microstructuration du miroir supérieur pour l'obtention d'une émission monomode à 850 nm ont été publiées récemment. Par exemple, SONY a proposé une microstructuration en triangle<sup>4</sup> qui engendre également des pertes optiques pour les modes indésirables. L'équipe coréenne du KAIST<sup>5</sup> et l'équipe du professeur Choquette<sup>6</sup> ont travaillé sur la sélectivité des modes émis par des VCSEL à 850 nm à l'aide de cristaux photoniques. Dans le cadre du projet européen MOSEL (MONomode Surface Emitting Laser), une étude vient de débiter au laboratoire sur les motifs de microstructurations (réseau de pertes et cristaux photoniques) ainsi que leur faisabilité technologique dans le but d'obtenir des VCSEL monomodes émettant à 1.3  $\mu\text{m}$  à partir de puits quantiques d'InGaAs très contraints.

Depuis la démonstration de l'émission de l'InGaAsN à 1.3  $\mu\text{m}$  par Kondow et al, les VCSEL émettant à grandes longueurs d'onde semblent très prometteurs. Cependant, leur développement a pris plus de temps que ce que la communauté avait espéré. Malgré une faisabilité prouvée et une diversification des matériaux actifs possibles, le VCSEL à 1.3  $\mu\text{m}$  reste un exemple de technologie avantageuse qui rencontre beaucoup de difficultés à pénétrer le marché des télécommunications optiques.

---

<sup>2</sup>M. Chacinski, O. Kjebon, R. Schatz, R. Marcks von Würtemberg, P. Sundgren, J. Berggren, M. Hammar, "1.3 $\mu\text{m}$  InGaAs VCSELS : influence of the large gain-cavity detuning on the modulation and static performance", accepté pour publication, Applied Physics Letters.

<sup>3</sup>R. Marcks Von Würtemberg, P. Sundgren, J. Berggren, M. Hammar, M. Ghisoni, V. Oscarsson, E. Ödling, J. Malmquist, "Fabrication and performance of 1.3  $\mu\text{m}$  vertical cavity surface emitting lasers with InGaAs quantum well active region grown on GaAs substrates", Photonics Europe 2004, Strasbourg (France), 27-29 avril 2004, Proceeding SPIE n°5453.

<sup>4</sup>A. Fukurawa, S. Sasaki, M. Hoshi, A. Matsuzono, K. Moritoh, Toshihiko, "High-power single-mode cavity vertical-cavity surface-emitting lasers with triangular holey structure", Applied Physics Letters, Vol. 85, n°22 (2004).

<sup>5</sup>D.S. Song, S.H. Kim, H.G. Park, C.K. Kim, and Y.H. Lee, "Single fundamental mode photonic crystal vertical cavity surface emitting lasers", Applied Physics Letters, Vol.80, n°21 (2002), p3901-3.

<sup>6</sup>N. Yokouchi, A.J. Danner, and K.D. Choquette, "Two-dimensional photonic crystal confined vertical-cavity surface-emitting lasers", J. Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 9, n°5 (2002), p.1439-1445.



## Annexe A

# La structure épitaxiale VCSEL 30976

La structure VCSEL 30976 épitaxiée au laboratoire par EJM et processée en configuration contact intra-DBR est décrite dans le tableau A.1.

	matériau	dopage
	GaAs	Be
couche pour arrêt sélectif	AlAs	Be
	GaAs	Be
	$\text{Al}_{0.417}\text{Ga}_{0.583}\text{As}$	Be
	GaAs	Be
	$\text{Al}_{0.417}\text{Ga}_{0.583}\text{As}$	Be
couche de confinement latéral	AlAs	Be
	$\text{Al}_{0.417}\text{Ga}_{0.583}\text{As}$	Be
	GaAs	non dopé
	GaAsN	non dopé
puits quantique	InGaAsN	non dopé
	GaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
	GaAsN	non dopé
puits quantique	InGaAsN	non dopé
	GaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
	GaAsN	non dopé
puits quantique	InGaAsN	non dopé
	GaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
	$\text{Al}_{0.417}\text{Ga}_{0.583}\text{As}$	Si
	GaAs	Si
	$\text{Al}_{0.417}\text{Ga}_{0.583}\text{As}$	Si
couche de contact	GaAs	Si
	AlAs	non dopé
26x miroir de Bragg inférieur	GaAs	non dopé
	AlAs	non dopé
substrat	GaAs	non dopé

TAB. A.1 – Structure VCSEL 30976

## Annexe B

# Les structures VCSEL contacts top-DBR

Deux structures VCSEL à puits quantiques d'InGaAsN épitaxiées au laboratoire par EJM ont été processées en configuration contacts top-DBR. Elles sont détaillées dans les tableaux B.1 et B.2. La structure 31290 comporte un  $\delta$ -dopage aux noeuds du champ optique tandis que la structure 31314 comporte un  $\delta$ -dopage aux noeuds et aux ventres du champ optique.

La structure VCSEL M60B contenant des puits quantiques d'InGaAs très contraints épitaxiée par l'Institut Royal de Technology de Stockholm est décrite dans le tableau B.3.

Le tableau B.4 décrit l'empilement de la structure VCSEL DO188 contenant des boîtes quantiques d'In(Ga)As épitaxiée par NL Nanosemiconductor.

	matériau	dopage
	GaAs	C
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	C
28 x	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	C
	$\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$	C
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	C
	GaAs	C
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	C
	$\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$	C
couche de confinement latéral	AlAs	C
	$\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$	C
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	C
	GaAs	non dopé
puits quantique à 1215-1230 nm	InGaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
puits quantique à 1215-1230 nm	InGaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
puits quantique à 1215-1230 nm	InGaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
	GaAs	Si
35 x	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	Si
	$\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$	Si
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	Si
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	Si
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	Si
	GaAs	Si
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	Si
	$\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$	Si
	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	Si
substrat	GaAs	Si

TAB. B.1 – Structure VCSEL 31290

	matériau	dopage
	GaAs	C
28 x	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	C
	Al <sub>0.92</sub> Ga <sub>0.08</sub> As	C
	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	C
	GaAs	C
	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	C
couche de confinement latéral	AlAs	C
	Al <sub>0.92</sub> Ga <sub>0.08</sub> As	C
	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	C
	GaAs	non dopé
puits quantique à 1250 nm	InGaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
puits quantique à 1250 nm	InGaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
puits quantique à 1250 nm	InGaAsN	non dopé
	GaAs	non dopé
	GaAs	Si
	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	Si
	Al <sub>0.92</sub> Ga <sub>0.08</sub> As	Si
	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	Si
35 x	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	Si
	GaAs	Si
	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	Si
	Al <sub>0.92</sub> Ga <sub>0.08</sub> As	Si
	Al <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	Si
substrat	GaAs	Si

TAB. B.2 – Structure 31314



	matériau	dopage
	GaAs	Zn
25 x	GaAs	Zn et C
miroir de Bragg supérieur		
gradualité linéaire	$Al_xGa_{1-x}As$	
	$Al_{0.875}Ga_{0.225}As$	
gradualité linéaire	$Al_xGa_{1-x}As$	
	GaAs	Zn
gradualité linéaire	$Al_xGa_{1-x}As$	Zn et C
couche de confinement latéral	$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$	
	$Al_{0.875}Ga_{0.225}As$	
gradualité linéaire	$Al_xGa_{1-x}As$	
	GaAs	Zn
	GaAs	non dopé
puits quantique	InGaAs	non dopé
	GaAs	non dopé
puits quantique	InGaAs	non dopé
	GaAs	non dopé
36 x	GaAs	Si
miroir de Bragg inférieur		
gradualité linéaire	$Al_xGa_{1-x}As$	Si
	$Al_{0.875}Ga_{0.225}As$	Si
gradualité linéaire	$Al_xGa_{1-x}As$	Si
substrat	GaAs	Si

TAB. B.3 – Structure M60B

	matériau	dopage
	GaAs	C
25 x	GaAs	C
gradualité linéaire	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	C
	$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$	C
gradualité linéaire	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	C
	GaAs	C
gradualité linéaire	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	C
	$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$	C
couche de confinement latéral	AlAs	C
	$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$	C
gradualité linéaire	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	C
cavité $2\lambda$	13 plans de BQ $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$	non dopé
33 x	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	Si
gradualité linéaire	$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$	Si
gradualité linéaire	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	Si
	GaAs	Si
substrat	GaAs	Si

TAB. B.4 – Structure DO 188

## Résumé

Ce travail, consacré à la conception, la réalisation et la caractérisation de VCSEL à diaphragme d'oxyde sur substrat GaAs, a pour objectif d'obtenir un composant émettant à  $1.3 \mu\text{m}$ , longueur d'onde d'intérêt pour les transmissions optiques haut débit et moyenne distance. Après l'introduction du contexte économique et historique de l'étude, nous abordons les points clés de la conception du VCSEL : matériau actif, dopage des miroirs, oxydation latérale. Nous avons fabriqué et caractérisé des VCSEL à partir de trois matériaux actifs différents : des puits quantiques d'InGaAsN/GaAs, des puits quantiques d'InGaAs/GaAs fortement contraints et des boîtes quantiques d'In(Ga)As/GaAs. Leurs caractérisations électro-optiques confirment que la longueur d'onde d'émission des composants réalisés est supérieure à 1270 nm et atteint 1300 nm dans le cas de puits d'InGaAs très contraints. Ces lasers présentent également des courants seuil de l'ordre du milliampère et des puissances optiques de quelques centaines de microwatts pour les puits quantiques d'InGaAsN et les boîtes quantiques d'In(Ga)As, et jusqu'à 1.77 mW pour les puits quantiques d'InGaAs contraints. À de rares exceptions près, l'émission laser devient multimode transverse lorsque l'on augmente le courant injecté. En particulier, les VCSEL à puits quantiques d'InGaAs très contraints présentent un comportement modal spécifique avec des modes d'oxyde inattendus. L'étude de ces modes nous amène notamment à observer leur répartition spatiale par microscopie en champ proche spectralement résolue. La compréhension de l'origine des modes transverses dans une cavité VCSEL constitue un premier pas vers leur suppression en vue d'une émission monomode compatible avec les standards des télécommunications optiques.

*Mots clés* : Interconnexions optiques, lasers à cavité verticale et émission surfacique, deuxième fenêtre des télécommunications optiques, oxydation sélective humide, modes transverses, microscopie optique en champ proche spectralement résolue.

## Abstract

This work deals with the design, the fabrication and the characterization of oxidized VCSELs on GaAs substrate. The aim of this study is to reach  $1.3 \mu\text{m}$  for short range high rate transmission applications. After describing the economical and historical context, we focus on the key points of VCSEL design : active material, doping of the Bragg reflectors, selective wet oxidation. We have realised and characterized VCSELs based on three different active materials : InGaAsN quantum wells, highly strained InGaAs quantum wells and In(Ga)As quantum dots. Their characterization revealed that their emission wavelength exceeds 1270 nm and achieves 1300 nm for the highly strained InGaAs quantum wells. These lasers exhibit milliamps range threshold current and optical power of several hundreds of microwatts for InGaAsN quantum wells and In(Ga)As quantum dots, and deliver up to 1.77 mW for highly strained InGaAs quantum wells. Except some rare components, lasing emission becomes transverse multimode as the injected current increases. Especially highly strained InGaAs quantum well VCSELs present a specific modal behavior and display unexpected oxide modes. To study these transverse modes we observe their spatial distribution by spectrally-resolved optical near-field microscopy. Understanding the origin of transverse modes in VCSEL is a first step toward their suppression in order to reach singlemode emission, compatible with the optical telecommunication standards.

*Keywords* : Optical interconnects, vertical-cavity surface-emitting lasers, second telecommunication window, selective wet oxidation, transverse modes, spectrally-resolved optical near-field microscopy.