



HAL
open science

Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à $1,55 \mu\text{m}$

Christophe Levallois

► **To cite this version:**

Christophe Levallois. Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à $1,55 \mu\text{m}$. Physique Atomique [physics.atom-ph]. INSA de Rennes, 2006. Français. NNT : . tel-00489096

HAL Id: tel-00489096

<https://theses.hal.science/tel-00489096v1>

Submitted on 4 Jun 2010

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.

N° d'ordre : D 06 - 11

THESE

présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE RENNES

en vue de l'obtention du

DOCTORAT

Spécialité : Physique-Optoélectronique

par

Christophe LEVALLOIS

**Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et
multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm**

Soutenue le 12 Juillet 2006 devant le Jury composé de :

CAMPS Thierry	Maître de conférences, LAAS Toulouse	Rapporteur
TCHELNOKOV Alexei	Ingénieur, Responsable laboratoire LPS CEA-LETI Grenoble	Rapporteur
de BOUGRENET de la TOCNAYE Jean-Louis	Professeur, ENST Bretagne	Examineur
BERSETH Claude-Albert	Docteur-Ingénieur, BeamExpress Lausanne	Examineur
BOUCHOULE Sophie	Chargée de recherche CNRS, LPN Marcoussis	Examinatrice
LE CORRE Alain	Professeur, INSA Rennes	Directeur de thèse

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au sein du LENS de l'INSA de Rennes et en collaboration avec l'ENST de Bretagne. En tout premier lieu, mes remerciements s'adressent à mon directeur de thèse, Alain Le Corre, pour son encadrement, sa grande disponibilité et pour la confiance qu'il m'a accordé.

Je remercie l'équipe de l'ENST de Bretagne, constituée de Jean-Louis de Bougrenet de la Tocnaye, Laurent Dupont et Bertrand Caillaud, pour la collaboration fructueuse entre L'ENST et le LENS, ainsi que pour leur forte implication dans le projet du VCSEL accordable.

Je remercie également Slimane Loualiche, directeur du LENS, pour ses encouragements, ses conseils ainsi que pour l'intérêt qu'il a témoigné à suivre mes travaux.

J'exprime aussi toute ma reconnaissance à Thierry Camps et Alexei Tchelnokov d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail, Jean-Louis de Bougrenet de la Tocnaye d'avoir présidé le jury, et Sophie Bouchoule et Claude-Albert Berseth pour leur participation au jury.

J'exprime également toute ma gratitude aux nombreuses personnes du LENS qui m'ont apporté leur soutien et leurs compétences au cours de ce travail. Ainsi, je remercie spécialement: Françoise Thoumyre et Thomas Batte pour leur assistance lors des phases de report des structures VCSEL, Karine Tavernier pour m'avoir initié à l'utilisation du bâti de « sputtering », Olivier Dehaese et Tony Rohel pour les structures réalisées en épitaxie, Cyril Paranthoen pour ses conseils en matière de « techno », Hervé Folliot et Jacky Even pour leur aide précieuse en modélisation, ainsi que Christophe Labbé pour son assistance lors des mesures au FTIR.

Je remercie aussi Charles Cornet pour m'avoir associé à ses travaux de recherche et pour avoir contribué avec Ibrahim Alghoraibi à la bonne ambiance qui a régné dans le bureau pendant trois ans. Merci aussi à tous ceux avec qui j'ai partagé les pauses café, avec une mention spéciale à Philippe Caroff, Charles Cornet (encore lui...), Laurent Joulaud et Kiril Veselinov.

Merci à Véro, pour son soutien inconditionnel et ses encouragements dans les moments de doutes. Je remercie enfin mes parents et ceux de Véro pour être venus m'écouter, mais aussi pour le soutien qu'ils m'ont apporté pendant ces trois ans.

Chapitre I - Introduction générale

I.1 Contexte de l'étude	1
I.2 Objectif de la thèse	3
I.3 Présentation du manuscrit	4
Références du chapitre I	6

Chapitre II - Dispositifs à cavité verticale

II.1 Introduction	7
II.2 Principe de fonctionnement	8
II.2.1 Géométries des lasers à semiconducteur	8
II.2.2 Les miroirs de Bragg	9
II.2.2.a Les interférences constructives	10
II.2.2.b Expression de la réflectivité et de la bande passante	11
II.2.2.c Longueur de pénétration et influence de l'angle	12
II.2.3 Le résonateur Fabry-Perot distribué	13
II.2.3.a Introduction	13
II.2.3.b Modélisation du résonateur Fabry-Perot distribué	14
II.2.3.c Gain modal, facteur de confinement et gain net	15
II.2.3.d Paramètres de la cavité	17
II.2.4 Résolution des équations d'évolution	18
II.2.4.a Equations	18
II.2.4.b Définition de paramètres caractéristiques	20
II.2.5 Conclusion	21
II.3 Etat de l'art pour les VCSELs mono-longueur d'onde	23
II.3.1 Avantages des VCSELs	23
II.3.2 Bref historique du développement des VCSELs.	24
II.3.3 Le défi des VCSELs sur InP	25
II.3.4 La technique de fusion épitaxiale	28
II.3.5 Approche monolithique	29
II.3.6 Approche hybride	31
II.3.7 Conclusion	32
II.4 Etat de l'art pour les VCSELs multi-longueurs d'onde	34
II.4.1 Le démultiplexage en longueur d'onde	34
II.4.2 Laser accordable à émission par la tranche	35
II.4.2.a Le laser DBR (Distributed Bragg Reflector) accordable	35
II.4.2.b Le laser DFB (Distributed Feedback) accordable	35
II.4.2.c Les lasers accordables à effet Vernier	36
II.4.3 Les VCSELs accordables	38
II.4.3.a L'approche optique	38
II.4.3.b L'approche mécanique	39
II.4.4 Conclusion	42

II.5 Conclusion	43
Références du chapitre II	44

Chapitre III - Elaboration et caractérisation de miroirs de Bragg diélectriques

III.1 Introduction	49
III.2 Dépôt de diélectriques par pulvérisation cathodique	50
III.2.1 Principe de la pulvérisation cathodique	50
III.2.1.a Description générale	50
III.2.1.b Mécanisme de la pulvérisation cathodique RF	51
III.2.2 Description du bâti	52
III.2.2.a La pulvérisation cathodique au laboratoire	52
III.2.2.b Les conditions de dépôt	53
III.2.2.c Contrôle des vitesses de dépôt	53
III.2.2.d Homogénéité	55
III.3 Étude de couches massives	56
III.3.1 Etat de surface	56
III.3.2 Propriétés optiques des couches minces	57
III.3.2.a Principe de la mesure	58
III.3.2.b Indice de réfraction des matériaux	59
III.3.2.c Évaluation de l'absorption	61
III.4 Études de filtres et de miroirs	63
III.4.1 Réalisation et caractérisation de filtres Fabry-Perot	63
III.4.1.a Principe de la mesure	63
III.4.1.b Caractérisation de l'absorption des matériaux	64
III.4.2 Réalisation et caractérisation de miroirs de Bragg	66
III.4.2.a Etude en transmission	66
III.4.2.b Etude en réflexion	68
III.4.2.c Simulations des réflectivités intra-cavité	70
III.4.2.d Vieillissement et traitement thermiques	72
III.4.2.e Conductivités thermiques et propriétés électriques	74
III.4.2.f Conclusion	77
III.5 Conclusion	78
Références du chapitre III	79

Chapitre IV - Etude de VCSELS mono-longueur d'onde

IV.1 Introduction	81
IV.2 Conception et élaboration du VCSEL en EJM	82
IV.2.1 Les puits quantiques	82

Table des matières

IV.2.1.a Le système de matériaux utilisé	82
IV.2.1.b Caractérisations optiques des MPQs	83
IV.2.1.c Modélisation du gain matériau des PQs InGaAs/Q _{1,18}	84
IV.2.2 Conception et réalisation de la microcavité	86
IV.2.2.a Indice des matériaux quaternaires InGaAsP.	86
IV.2.2.b Indice de réfraction des métaux utilisés.	88
IV.2.2.c Description et paramètres des microcavités	89
IV.2.2.d Optimisation du facteur de confinement	90
IV.2.2.e Optimisation de l'absorption du faisceau pompe.	92
IV.2.2.f Conclusion.	95
IV.3 Réalisation de VCSELs reportés sur substrat hôte	96
IV.3.1 La brasure or-indium	96
IV.3.1.a Principe	96
IV.3.1.b Réalisation de tests	97
IV.3.2 Réalisation des demi-cavités	99
IV.3.2.a Procédé de fabrication	99
IV.3.2.b Caractérisations de la cavité reportée	101
IV.3.2.c Contrôle de la longueur d'onde d'émission	102
IV.4 Caractérisations des VCSELs mono-longueur d'onde	105
IV.4.1 Montage expérimental	105
IV.4.1.a Description	105
IV.4.1.b Mesure de la taille du spot de pompe	106
IV.4.2 Caractérisation en pompage optique impulsionnel	107
IV.4.2.a Première structure	108
IV.4.2.b Les structures reportées sur substrat Si	111
IV.4.3 Optimisation des structures	115
IV.4.3.a Optimisation de la résistance thermique	115
IV.4.3.b Optimisation du nombre de PQs	115
IV.4.3.c Autres optimisations	119
IV.4.4 Caractérisation en pompage optique continu	119
IV.4.4.a Réalisation des structures.	119
IV.4.4.b Caractérisation de la structure P2	120
IV.4.4.c Etude comparative P2, P4 et P6	121
IV.4.4.d Mesure de la résistance thermique de P2.	124
IV.4.4.e Perspectives pour les nouvelles structures	125
IV.4.5 Étude de la polarisation	127
IV.4.5.a Etude de VCSEL à PQs	127
IV.4.5.b Propriétés des fils quantiques (FQs)	128
IV.4.5.c Réalisation et caractérisation d'un VCSELs à FQs	131
IV.5 Conclusion	133
Références du chapitre IV	134

Chapitre V - Etude de VCSELs multi-longueurs d'onde

V.1 Introduction	137
V.2 Description du modulateur de phase à base de nano-PDLC	138
V.2.1 Principe de fonctionnement	138
V.2.2 Propriétés optiques du nano-PDLC	139
V.2.2.a Réalisation de cellules à base de nano-PDLC	139
V.2.2.b Indice et variation d'indice	141
V.2.2.c Étude de l'absorption	143
V.2.2.d Tension de commande et temps de commutation	145
V.3 Conception et réalisation du VCSEL.	146
V.3.1 Description de la structure	146
V.3.2 Modélisation de la structure	147
V.3.2.a Spectres de réflectivité et champ stationnaire	147
V.3.2.b Evaluation de la plage d'accordabilité	149
V.3.2.c Evaluation des puissances seuils du VCSEL	151
V.3.3 Réalisation technologique	153
V.4 Caractérisations	156
V.4.1 Caractérisations laser et accordabilité	156
V.4.1.a Caractérisations pour une polarisation nulle sur le nano-PDLC	156
V.4.1.b Accordabilité du VCSEL	157
V.4.2 Caractérisations complémentaires	160
V.4.2.a Vitesse de commutation	160
V.4.2.b Dépendance des pertes à la polarisation	163
V.4.3 Perspectives	164
V.4.3.a Optimisation des pertes et des tensions	164
V.4.3.b Vers les grandes plages d'accordabilité	164
V.5 Conclusion	166
<i>Références du chapitre V</i>	<i>167</i>

Conclusion générale

Annexes

A. Le formalisme matriciel pour l'étude des empilements multicouches	I
B. Le gain matériau	VIII
C. Description du simulateur	XVII
D. Moyens de réalisation et de caractérisation des échantillons	XIX
<i>Références des annexes</i>	<i>XXVI</i>

Glossaire des abréviations

- **AFM**: Atomic Force Microscopy
- **CL**: Cristal Liquide
- **DBR**: Distributed Bragg Reflector
- **DFB**: Distributed FeedBack
- **EJM**: Epitaxie par Jets Moléculaires
- **FFPSEL**: Fiber Fabry-Perot Surface Emitting Laser
- **FP**: Fabry-Perot
- **FTIR**: Fourier Transform InfraRed
- **FTTH**: Fiber To The Home
- **GCS-DBR**: Grating assisted co-directional Coupler with rear Sampled grating DBR
- **ISL**: Interval Spectral Libre
- **ITO**: Indium Tin Oxyde
- **LAN**: Local Area Network
- **MAN**: Metropolitan Area Network
- **MEMS**: Micro-Electro-Mechanical System
- **MOCVD**: Metallic-Organic Chemical Vapour Deposition
- **MPO**: Multi-Puits Quantiques
- **MEB**: Microscope Electronique à Balayage
- **nano-PDLC**: nano-Polymer Dispersed Liquid Crystal
- **PDL**: Polarization Dependent Loss
- **PIPS**: Polymerization-Induced Phase Separation
- **PON**: Passive Optical Network
- **PQ**: Puits Quantiques
- **sccm**: standard cubic centimeter per minute
- **SG-DBR**: Sampled Grating Distributed Bragg Reflector
- **SSG-DBR**: Super Structure Grating Distributed Bragg Reflector
- **SMSR**: Side Mode Suppression Ratio
- **VCSEL**: Vertical Cavity Surface Emitting Laser
- **WDM**: Wavelength Division Multiplexing

Chapitre I

Introduction générale

I.1 Contexte de l'étude

Durant les vingt dernières années, les lasers à semiconducteur ont connu un essor très important et ont investi de nombreux domaines. La vaste gamme de longueur d'onde émise par ces composants a donné naissance à une multitude d'applications. Aujourd'hui, les diodes lasers émettant dans le visible et le proche infra-rouge sont des composants arrivés à maturité et sont exploités dans de nombreux domaines, tels que les télécommunications par fibre optique, l'impression laser, les systèmes de lecture optique (lecture de code barre, CD, DVD). Ce succès commercial s'explique essentiellement par les faibles coûts de production, la réalisation de dispositifs très compacts, et les progrès des techniques de fabrication.

La recherche autour de ces composants vise maintenant à améliorer leurs performances ou à étendre la gamme spectrale de leur émission. La réduction des longueurs d'onde vers le bleu, voir l'ultraviolet, vise à accroître les capacités de stockage des supports optiques. A l'opposé, l'extension vers les longueurs d'onde du moyen infra-rouge a pour objectif la création de nouvelles applications telles que les télécommunications optiques en espace libre ou encore la détection de gaz polluants.

Pour la fenêtre spectrale réservée aux télécommunications par fibres optiques, les longueurs d'onde de 1,3 μm et 1,55 μm se sont imposées pour véhiculer l'information. La raison principale de ce choix réside dans les minima de dispersion et d'atténuation de la fibre optique en silice, respectivement obtenus à 1,3 μm et 1,55 μm . Ces composants ont été énormément développés selon une géométrie classique, où la lumière se propageant parallèlement à la surface est émise par la tranche. Ce type de laser a pris place sur les réseaux fibrés dans les années 1990 afin de satisfaire rapidement à la forte demande en terme de débit de transmission au niveau des télécommunications longue distance.

Aujourd'hui ce type de composant fait toujours l'objet de recherches intensives afin d'améliorer ces caractéristiques. En effet, les progrès des techniques de croissance épitaxiale ont permis la réalisation d'une nouvelle génération de lasers constitués de nanostructures particulières (boîtes ou fils quantiques). L'utilisation de ces structures dans les zones actives de ce type de lasers est prometteuse en vue de la réduction des courants de seuils et de la sensibilité à la température [Caroff 05]. Des améliorations concernant les caractéristiques dynamiques ont également été démontrées [Kim 04][Dagens 06].

Néanmoins, il subsiste pour ces lasers des inconvénients liés à la géométrie de leur structure conduisant à une grande longueur de cavité et à un faisceau de forme elliptique fortement divergent. Ces inconvénients majeurs le rendent peu compétitif pour les

applications de télécommunication nécessitant un déploiement massif de composants. En effet, l'extension à venir du réseau fibré au plus près de l'abonné (FTTH : *Fiber To The Home*) suscite la recherche et le développement de composants adaptés pour ces réseaux courtes et moyennes distances. Des composants, désignés par leur acronyme anglais VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*), se distinguent des lasers à émission par la tranche par une propagation de la lumière se faisant perpendiculairement à la surface. Cette approche intéressante leur confère de nombreux avantages et les rend attrayant pour les applications telles que les réseaux d'accès optiques très haut débit, les réseaux métropolitains (MAN: *Metropolitan Area Network*) ou encore les réseaux locaux (LAN: *Local Area Network*). Par rapport aux diodes lasers classiques, les VCSELs offrent l'avantage d'une simplification des procédures de test sur plaque et de montage, ainsi qu'un couplage efficace et aisé avec les fibres optiques (mode optique circulaire). Ces atouts entraînent une réduction substantielle de leur coût de fabrication.

Ce type de laser imaginé dès 1979, par une équipe japonaise du «Tokyo Institute of Technology» [Soda 79], a surtout connu un développement rapide dans les années 90 aux longueurs d'onde de 850 et 980 nm. Aujourd'hui, ces technologies basées sur le matériau GaAs sont devenues une réalité commerciale dans les applications datacoms et l'avènement des réseaux Gigabit Ethernet.

Pour les VCSELs émettant à 1,55 μm , la grande difficulté pour obtenir des miroirs de Bragg performants à partir de matériau de la filière InP a retardé considérablement le développement de ces composants. Ces difficultés ont donné lieu à une multitude d'approches technologiques [Iga 00] dont certaines sont complexes et n'apportent pas la réduction des coûts de fabrication tant espérée. C'est précisément dans ce contexte que s'inscrivent les travaux réalisés durant cette thèse, avec l'utilisation d'une approche particulière visant à s'affranchir des miroirs de Bragg constitués de matériaux de la filière InP.

Plus récemment, les VCSELs à 1,55 μm ont été dotés de nouvelles fonctions visant à accorder leur longueur d'onde d'émission [Harris 00] ou à stabiliser leur polarisation [Kuksenkov 97]. Le rôle des VCSELs est de s'insérer sur les réseaux multiplexés en longueur d'onde (WDM: *Wavelength Division Multiplexing*) afin d'exploiter pleinement la large bande passante des fibres optiques. Ce type de composant apporte les avantages déjà reconnus au VCSEL, mais y ajoute de nouveaux atouts. En effet, les coûts de maintenance et de gestion du réseau sont réduits en remplaçant les sources lasers mono-longueur d'onde par un composant unique. Ce type de VCSEL ouvre la voie vers une grande flexibilité du réseau avec des nouvelles possibilités en terme de routage de l'information et de reconfiguration du réseau à

distance. Dans une perspective de PON (*Passive Optical Network*) supportant des trafics haut débit (au-delà du Gbit/s) et symétriques, les VCSELS accordables permettent des fonctionnalités accrues soit lors de la configuration du réseau, soit dans une perspective d'aiguillage spectral de paquets ou de bursts optiques. Une autre perspective d'application est le déport radio sur fibre optique dans le réseau domestique et le réseau d'accès.

Dans le cas des VCSELS accordables, la plupart des composants ont été développés en se basant sur la technologie MEMS (*Micro-Electro-Mechanical System*) [Chang-Hasnain 00]. Cette solution intéressante souffre malgré tout d'une stabilité et d'une fiabilité peu assurées ainsi que de temps de commutation lents (≈ 1 ms). Une alternative a été proposée pendant ce travail de thèse, donnant lieu à un premier VCSEL accordable basé sur l'exploitation d'un matériau électro-optique placé au sein de la cavité du composant.

En ce qui concerne les problèmes d'instabilité de polarisation des VCSELS, diverses tentatives ont été envisagées au cours de ces dernières années [Okuno 03][Park 00]. Pour les VCSELS émettant à $1,55 \mu\text{m}$, nous suggérons une solution originale mettant en jeu des nanostructures quantiques particulières. Ces nanostructures sous forme d'îlots ou de fils, présentent également un grand intérêt pour améliorer les performances des lasers en terme de modulation et stabilité en température.

1.2 Objectif de la thèse

L'objectif de cette thèse est d'étudier et de réaliser des VCSELS fonctionnant à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ pour évaluer leurs diverses potentialités dans les réseaux de communication moyennes et courtes distances multiplexés en longueur d'onde.

Le premier objectif est le développement de VCSELS pompés optiquement fonctionnant en régime continu à température ambiante. Un des points clés est la réalisation de miroirs de Bragg efficaces. L'orientation choisie consiste à exploiter la forte différence d'indice entre le silicium amorphe (a-Si) et le nitrure de silicium (a-SiN_x) déposés par une méthode de dépôt simple et peu coûteuse (la pulvérisation cathodique). Ceci permet de remplacer avantageusement les miroirs de Bragg employant des matériaux de la filière InP, et de réduire les étapes de croissance en épitaxie par jets moléculaires (EJM).

La condition de réflectivité élevée n'est pas suffisante pour obtenir des VCSELS avec de bonnes performances. En effet, il est important de pouvoir réaliser un VCSEL présentant une résistance thermique compatible avec une émission continue à température ambiante. Pour cela, la fabrication du VCSEL nécessite la mise au point du procédé de report sur

substrat hôte permettant d'associer les deux miroirs de Bragg a-Si/a-SiN_x avec la zone active du composant tout en assurant de faibles résistances thermiques.

Le deuxième objectif concerne la démonstration de faisabilité d'un VCSEL accordable en longueur d'onde. L'accordabilité est obtenue par insertion d'une zone de phase intracavité permettant de moduler la longueur optique de la cavité via l'indice de réfraction. Nous proposons une approche originale en utilisant une couche de phase à base de cristal liquide. Cette approche exploite la biréfringence élevée des cristaux liquides nématiques (CL). Dans le cas d'un simple CL, la variation d'indice sous l'action d'un champ électrique, se produit dans une direction particulière et implique de contrôler la polarisation de l'émission laser. Cette solution impose au préalable de résoudre les problèmes d'instabilité de polarisation des VCSELs. Pour contourner ce problème nous avons privilégié l'utilisation d'un matériau électro-optique composite appelé nano-PDLC (*Polymer Dispersed Liquid Crystal*) procurant un déphasage indépendant de la polarisation du VCSEL.

Dans un premier temps, tous ces VCSELs sont pompés optiquement afin de simplifier la technologie employée et de s'affranchir des problèmes de résistances électriques des différentes structures. Après optimisation des composants, le pompage électrique pourra alors être envisagé.

I.3 Présentation du manuscrit

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres:

Le chapitre II fait le rappel des différences fondamentales entre les dispositifs à cavité verticale et ceux à émission par la tranche. Cette partie présente en détail, les principes de fonctionnement des microcavités VCSEL et les paramètres essentiels du résonateur Fabry-Perot (FP). Ceci est suivi par l'établissement de l'état de l'art des VCSELs fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Nous ferons également le rappel des différentes sources lasers semiconductrices munies d'un mécanisme d'accord en longueur d'onde.

Le chapitre III est consacré au développement des miroirs de Bragg diélectriques a-Si/a-SiN_x. Après avoir rappelé le principe de la méthode de dépôt, nous présenterons les propriétés optiques du a-Si et du a-SiN_x obtenues à l'aide de différentes méthodes de caractérisation. Nous poursuivrons avec les mesures expérimentales et les simulations menées sur les miroirs de Bragg diélectriques a-Si/a-SiN_x. Enfin, nous exposerons leurs potentialités

en terme de conceptions thermiques, et leurs compatibilités avec les processus de fabrication du VCSEL.

Le chapitre IV constitue la partie essentielle de ce travail de thèse. Cette partie traite du report des composants sur substrat silicium, de la conception et de la réalisation technologique de ces VCSELS, ainsi que des caractérisations lasers par pompage optique. Nous présenterons également les différentes optimisations qui ont conduit à l'obtention d'une émission laser en continu à température ambiante. Enfin, nous présenterons les études entreprises pour résoudre les problèmes d'instabilité de la polarisation des faisceaux émis par les VCSELS.

Le chapitre V est consacré au développement du VCSEL accordable. Les propriétés optiques et électriques du nano-PDLC, ainsi que ses potentialités sont présentées. Ces dernières font l'objet d'études en simulation afin d'évaluer les caractéristiques des VCSELS à base de nano-PDLC. Nous présentons ensuite la réalisation et les caractérisations obtenues à partir de ce composant. Enfin, nous discuterons de l'éventuelle extension de la plage d'accordabilité pour ce type de VCSEL.

Références du chapitre I

[Caroff 05] P. Caroff, C. Paranthoen, C. Platz, O. Dehaese, H. Folliot, N. Bertru, C. Labbé, R. Piron, E. Homeyer, A. Le Corre, and S. Loualiche

“High-gain and low-threshold InAs quantum-dot lasers on InP”

Appl. Phys. Lett., vol. 87, p. 243107, 2005.

[Chang-Hasnain 00] C.J. Chang-Hasnain

“Tunable VCSEL”

IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 6, p. 978-987, 2000.

[Dagens 06] B. Dagens, A. Martinez, J.G Provost, D. Make, O. Le Gouezigou, L. Ferlazzo, K. Merghem, A. Lemaitre, A. Ramdane, and B. Thedrez.

“High extinction ratio and high-temperature 2.5 Gb/s floor-free 1.3- μ m transmission with a directly modulated quantum dot laser”

IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, p. 589-591, 2006.

[Harris 00] J.S. Harris

“Tunable Long-Wavelength Vertical-Cavity Lasers: The Engine of Next Generation Optical Networks?”

IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 6, p. 1145-1160, 2000.

[Iga 00] K. Iga

“Surface emitting laser – Its birth and generation of new optoelectronics field”

IEEE J. on Select. Topics in Quant. Elec., vol. 6, p. 1201-1215, 2000.

[Kim 04] S.M. Kim, Y. Wang, M. Keever, and J.S. Harris

“High-frequency modulation characteristics of 1.3 μ m InGaAs quantum dot lasers”

IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, p. 377-379, 2004.

[Kuksenkov 97] D.V. Kuksenkov, and H. Temkin.

“Polarization Related Properties of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers”

IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 3, p. 390-395, 1997.

[Okuno 03] Y.L. Okuno, J. Geske, K.G. Gan, Y.J. Chiu, S.P. DenBaars and J.E. Bowers,

“1.3 μ m wavelength vertical cavity surface emitting laser fabricated by orientation-mismatched wafer bonding: A prospect for polarization control”

Appl. Phys. Lett., vol. 82, p. 2377-2379, 2003.

[Park 00] M.S. Park, B.T. Ahn, B.S. Yoo, H.Y. Chu, H.H. Park, and C.J. Chang-Hasnain

“Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers by electro-optic birefringence”

Appl. Phys. Lett., vol. 76, p. 813-815, 2000.

[Soda 79] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu.

“GaInAsP/InP surface emitting injection lasers”

Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, p. 2329-2330, 1979.

Chapitre II

Dispositifs à cavité verticale

II.1 Introduction

Comme nous l'avons signalé dans le chapitre d'introduction, les lasers que nous nous proposons de réaliser et d'étudier sont basés sur une géométrie particulière qui est celle de la cavité verticale avec une émission se faisant par la surface. Plus généralement, ce type de laser est désigné par son acronyme anglais VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*). Dans ce chapitre nous allons présenter et décrire ces VCSELS ainsi que les différents éléments qui les constituent. Nous montrerons quelles sont les différences entre ces lasers et leurs homologues, plus conventionnels, à émission par la tranche. Ceci permettra de mettre en évidence leurs intérêts et les modèles que l'on peut utiliser pour les modéliser et ainsi prévoir leurs caractéristiques.

Après avoir rappelé quels sont les avantages et les potentiels des ces VCSELS, nous dresserons l'historique de ce composant. Dans un premier temps, nous rappellerons quelques propriétés des matériaux de la filière InP afin de mettre en évidence les difficultés technologiques associées au développement des VCSELS émettant à 1,3 et 1,55 μm . Ensuite, au travers d'un état de l'art des VCSELS émettant à ces longueurs d'onde, nous nous attacherons à montrer que ces difficultés sont à l'origine d'une multitude d'approches technologiques pour réussir à développer des VCSELS aux longueurs d'onde des télécommunications optiques.

Nous proposerons également un second état de l'art qui est celui des lasers accordables. Ces composants particuliers présentent des avantages supplémentaires par rapport aux lasers dépourvus de contrôle en longueur d'onde. Nous verrons l'intérêt de ces lasers pour les réseaux de télécommunications optiques et détaillerons les différentes voies suivies pour développer ce type de lasers.

L'ensemble de ce chapitre permet donc de faire une description globale des VCSELS et notamment ceux fonctionnant à 1,3 et 1,55 μm avant de passer à la réalisation technologique et aux résultats expérimentaux qui seront décrits dans les chapitres suivants.

II.2 Principe de fonctionnement

Les structures à cavité verticale sont constituées d'un milieu actif, généralement des puits quantiques (PQs), placé entre deux miroirs de Bragg DBR (*Distributed Bragg Reflectors*). Leur particularité est de présenter une structure oscillante typiquement de quelques microns de longueur dans la direction verticale. Cette géométrie particulière leur confère de nombreux avantages et nous verrons un peu plus loin en quoi ces avantages sont intéressants pour des VCSELs fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Cependant, dans un premier temps, nous nous efforcerons de décrire de façon générale les VCSELs.

II.2.1 Géométries des lasers à semiconducteur

Comme nous venons de le rappeler la réalisation d'un laser nécessite de placer le milieu actif pouvant apporter du gain au sein d'une cavité optique. Le type de laser semiconducteur le plus répandu est la diode laser à guidage par l'indice. Dans cette configuration la cavité, parallèle au plan de croissance, est simplement formée par clivage de facettes, comme indiqué sur la figure II.1. Dans ce type de laser, la longueur du milieu actif est relativement grande (quelques centaines de microns). Le gain par passage est élevé, et la réflectivité d'environ 30% des facettes suffit pour obtenir l'effet laser. Le principal inconvénient de cette configuration réside dans la faible dimension de la surface émettrice (quelques centaines de nanomètres), qui induit une forte divergence du faisceau émis (30° environ dans la direction de croissance, et 10° environ dans le plan des couches). Le couplage du faisceau émis par ce type de laser dans une fibre optique est donc particulièrement délicat et peu efficace.

Une autre configuration, développée à la fin des années 70, notamment par une équipe japonaise du « Tokyo Institute of Technology » [Soda 79], consiste à former la cavité laser perpendiculairement au plan de croissance. Dans ce type de laser, le faisceau est émis par la surface du composant et le milieu actif à PQs est inséré dans une cavité dont l'épaisseur optique est de quelques longueurs d'onde. Avec une telle géométrie, la zone émettrice n'est plus limitée par la taille transverse du milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage, le faisceau émis par un VCSEL présente alors une divergence bien plus faible que celui d'une diode laser à émission par la tranche. Cependant, pour une telle configuration, l'épaisseur du milieu actif est faible (de l'ordre de la centaine de nanomètres), ce qui conduit à

une réduction du seuil mais également à un gain par passage beaucoup plus faible que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice. Il est donc nécessaire que les pertes optiques de la cavité soient faibles, et par conséquent que les miroirs employés présentent une très forte réflectivité (>99 %). Ces réflectivités peuvent être atteintes avec des miroirs de Bragg.

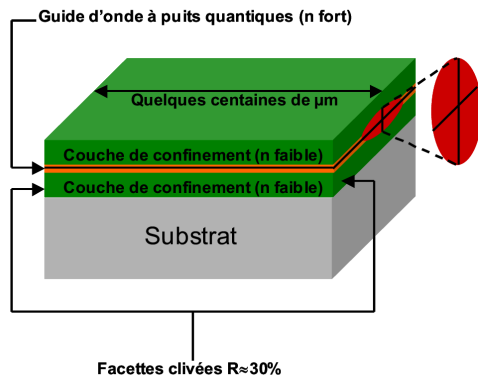


Figure II.1: Schéma d'une diode laser à semiconducteur à guidage par l'indice.

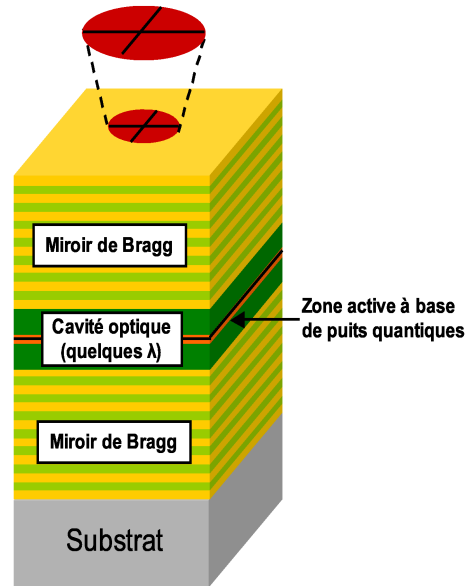


Figure II.2: Schéma de principe d'un laser semiconducteur à cavité verticale et à émission par la surface (VCSEL).

II.2.2 Les miroirs de Bragg

Comme nous venons de le voir la fabrication de VCSELs nécessite la réalisation de miroirs de Bragg performants pour que le seuil de la résonance soit atteint. En effet, le faible gain par passage dans la cavité transfère les contraintes sur le pouvoir réflecteur des miroirs qui doivent atteindre des valeurs élevées, typiquement 99,5%. Seuls, les miroirs de Bragg avec de faibles pertes internes, permettent d'atteindre de telles réflectivités. Ils présentent aussi l'avantage par rapport aux miroirs métalliques d'optimiser la réflectivité à une valeur souhaitée. Cependant, cette valeur est souvent limitée à des domaines spectraux et angulaires restreints. Par ailleurs, le principe de fonctionnement d'un miroir de Bragg, basé sur des interférences constructives et destructives, induit des phénomènes parasites tels que la pénétration de l'onde optique dans les couches qui le constituent. Nous aborderons plus en détails ces différents aspects du miroir de Bragg dans les paragraphes suivants.

II.2.2.a Les interférences constructives

Le principe du miroir de Bragg est basé sur la réalisation, à une longueur d'onde donnée, d'interférences constructives dans un milieu stratifié constitué alternativement d'un milieu de haut indice (n_1) et d'un milieu de bas indice (n_2). Pour cela les épaisseurs optiques de chacune des couches doivent être égales $\lambda_0/4$. L'unité élémentaire est appelée période et λ_0 est la longueur d'onde de résonance du miroir de Bragg dans le vide (les longueurs d'onde seront toujours données dans le vide). La figure II.3 présente schématiquement le principe de fonctionnement d'un tel miroir dans le cas de matériau non-absorbant.

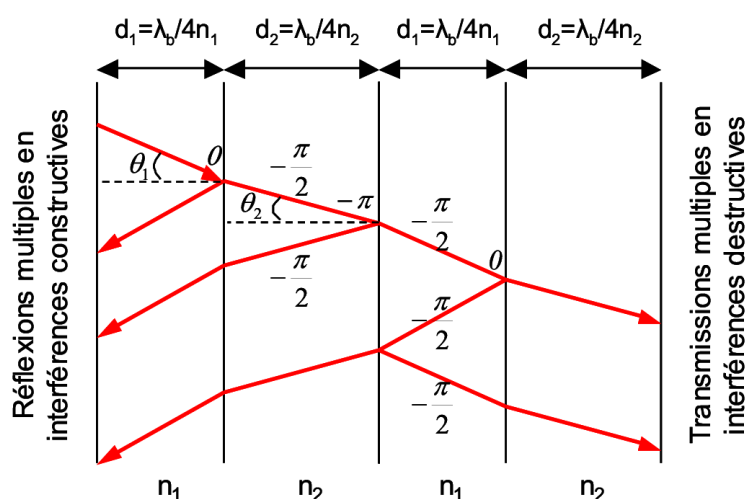


Figure II.3: Schéma du fonctionnement d'un miroir de Bragg. Les valeurs placées le long des rayons lumineux indiquent les déphasages introduits par la traversée de la couche et celles placées aux niveaux des interfaces représentent les déphasages introduits par la réflexion.

Le déphasage subi par le faisceau incident à chaque traversée d'une couche quart d'onde est donc de $-\pi/2$. Par ailleurs, à chaque interface la réflexion partielle introduit un déphasage de $-\pi$ lorsque l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice, et un déphasage nul dans le cas contraire. L'empilement de couches d'épaisseur optique quart d'onde engendre alors des interférences constructives en réflexion et destructives en transmission. Dans le cas d'une incidence normale, le pouvoir réflecteur à une interface est donnée par la relation:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (\text{II.1})$$

Il apparaît alors que la réflectivité d'un miroir de Bragg sera d'autant plus forte que le nombre d'interfaces sera important et que l'écart d'indice entre n_1 et n_2 sera plus élevé.

II.2.2.b Expression de la réflectivité et de la bande passante

Les interférences constructives conduisent à une réflectivité importante autour de la longueur d'onde de Bragg λ_0 . Le domaine spectral $\Delta\lambda$ de forte réflectivité du miroir de Bragg est appelé « stop-band ». Nous allons maintenant voir dans quelle mesure le contraste d'indice entre les matériaux utilisés, défini par $\Delta n = n_1 - n_2$, et le nombre de périodes utilisées influent sur les caractéristiques d'un miroir de Bragg. La réflectivité maximum R_{max} est celle correspondant à la longueur d'onde λ_0 et peut être exprimée de façon analytique par:

$$R_{max} = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right)^2 \quad \text{pour } N \text{ périodes et en incidence normale} \quad (\text{II.2})$$

Où n_s est l'indice du substrat et n_0 l'indice du milieu incident. Cette expression est valable uniquement dans le cas de matériaux non absorbants. Les pertes par absorption dans les matériaux du miroir conduisent à une diminution de sa réflectivité et donc de R_{max} . Cette expression montre néanmoins que le pouvoir réflecteur sera d'autant plus élevé que le nombre de périodes sera grand et que la différence d'indice Δn sera forte.

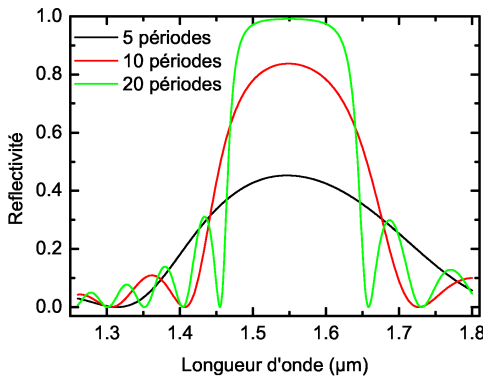


Figure II.4: Réflectivité simulée d'un miroir de Bragg GaAs/AlAs sur substrat GaAs pour un nombre de périodes variable et pour un milieu incident en GaAs.

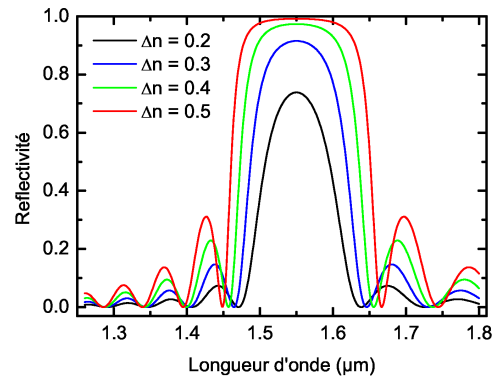


Figure II.5: Réflectivité simulée d'un miroir de Bragg fictif de 20 périodes pour différents contrastes d'indice et pour un milieu incident et un indice bas de 3.

Les figures II.4 et II.5 illustrent l'influence de ces deux paramètres. Un plus grand nombre de périodes a pour effet d'augmenter la réflectivité, cependant cela impose des temps plus longs de croissance ou de dépôt et une augmentation de la résistance série du composant dans le cas d'une injection électrique à travers le miroir. Cela engendre aussi une résistance thermique plus élevée défavorable à l'évacuation de la chaleur. Il est donc parfois plus intéressant d'essayer dans la mesure du possible d'augmenter la différence d'indice entre les deux matériaux. Ainsi, comme le souligne la figure II.5, pour un nombre de périodes donné la réflectivité obtenue est plus élevée si la différence d'indice est forte. Cette augmentation de la différence d'indice est aussi bénéfique pour l'élargissement du plateau de réflectivité maximale. Cette « stop-band » est caractérisée par sa largeur à mi-hauteur dont l'expression est donnée par [Macleod 86]:

$$\Delta\lambda = \frac{\frac{4\lambda_0}{\pi} \sin^{-1}\left(\frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1}\right)}{1 - \left(\frac{4\lambda_0}{\pi} \sin^{-1}\left(\frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1}\right)\right)^2} \quad (\text{II.3})$$

II.2.2.c Longueur de pénétration et influence de l'angle

Pour rendre compte de l'effet de pénétration de l'onde optique dans le miroir de Bragg fermant une cavité laser, on introduit une grandeur appelée longueur de pénétration notée $L_{pén}$. En effet, le fait que le miroir soit constitué de plusieurs couches donne lieu à une pénétration de l'énergie dans le miroir et à un délai à la réflexion qui s'ajoute au temps d'aller et retour dans la cavité [Babic 92]. La longueur de pénétration est définie comme étant la dérivée de la phase du miroir Φ par rapport au vecteur d'onde $k = 2\pi n/\lambda$ à la longueur d'onde de résonance du miroir [Wilmsen 99]:

$$L_{pén}(k) = \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial k} = \frac{\lambda^2}{4\pi n} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \quad (\text{II.4})$$

Il est important de tenir compte de cette pénétration de l'onde lorsque l'on veut accéder à la longueur réellement vue par l'onde dans une structure à cavité verticale pour estimer, par exemple, les caractéristiques dynamiques. Cette grandeur et toutes celles décrites auparavant sont données pour un angle d'incidence nul par rapport à la normale du miroir. Dans le cas du VCSEL, c'est exactement dans cette configuration que l'on se place. Néanmoins, il est important de noter que ces grandeurs sont susceptibles d'évoluer avec l'angle d'incidence. Pour un miroir dont les épaisseurs optiques de chacune des couches sont $n_1 d_1$ et $n_2 d_2$, la

longueur d'onde pour laquelle la réflectivité sera maximale est alors décalée et sera donnée par l'expression suivante:

$$n_1 d_1 \cos \theta_1 + n_2 d_2 \cos \theta_2 = \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{II.5})$$

Pour des indices et des épaisseurs de couche déterminées, la longueur d'onde λ_0 de fonctionnement du miroir va donc diminuer comme le cosinus de l'angle de la lumière dans la structure.

II.2.3 Le résonateur Fabry-Perot distribué

II.2.3.a Introduction

La cavité Fabry-pérot (FP) munie de miroirs plans est le système de référence pour les résonateurs optiques. Dans le cas d'un VCSEL, les miroirs de Bragg vont présenter un comportement différent des miroirs plans de par la pénétration de l'onde optique en leur sein. La figure II.6 donne la répartition de l'intensité du champ électrique dans les différentes couches repérées par leur indice pour une microcavité constituée de GaAs et d'AlAs.

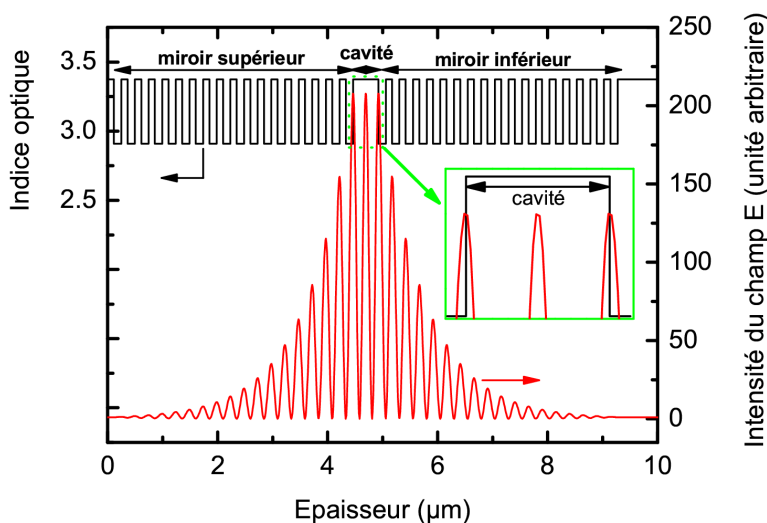


Figure II.6: Répartition du champ électrique et des indices à l'intérieur d'une structure comprenant une cavité d'épaisseur optique λ en GaAs et des miroirs de Bragg en GaAs et AlAs. Le substrat est à droite de la structure et l'air est à gauche.

Pour obtenir une résonance à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, l'épaisseur optique de la cavité doit être un multiple de la demi-longueur d'onde. Ici, nous avons choisi une cavité en GaAs d'épaisseur optique $\lambda = \lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$. Les miroirs de Bragg sont constitués d'AlAs et de GaAs. Ces deux miroirs de Bragg sont exactement centrés à la longueur d'onde de résonance de la cavité. Le calcul du champ stationnaire dans la structure se fait grâce au formalisme matriciel (cf. Annexe A) qui permet d'évaluer la valeur du champ électrique à chaque point de la cavité en discrétisant les différentes couches. La connaissance de la répartition du champ nous renseigne sur la position des ventres et des nœuds, ce qui s'avère très utile pour la conception du dispositif et en particulier pour positionner les PQs assurant le gain de la cavité aux ventres du champ. D'autre part, dans le cas des couches fortement dopées utilisées pour l'injection électrique il vaut mieux les placer sur des nœuds de champ pour limiter l'absorption par les porteurs libres. Ce calcul nous montre que le champ optique est maximum dans la cavité mais reste fort dans les couches des miroirs proches de celle-ci. Nous verrons dans le chapitre III que cette pénétration de l'onde stationnaire dans les miroirs de Bragg est d'autant plus faible que la différence d'indice entre les matériaux utilisés est forte.

II.2.3.b Modélisation du résonateur Fabry-Perot distribué

Nous allons modéliser le résonateur distribué avec un résonateur Fabry-Pérot classique [Ram 95]. Dans ce modèle schématisé sur la figure II.7, nous définissons une longueur effective de cavité pour tenir compte des longueurs de pénétration de l'onde dans les miroirs:

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{cav}} + L_{\text{pén1}} + L_{\text{pén2}} \quad (\text{II.6})$$

Où $L_{\text{péni}}$ et L_{cav} sont respectivement, la longueur de pénétration du miroir i (obtenue à partir de II.4) et la longueur de la cavité. Dans ce modèle, le miroir distribué est remplacé par une interface offrant une réflectivité identique au miroir de Bragg mais placé à une distance $L_{\text{péni}}$ de la cavité. Pour ce nouveau miroir, un déphasage adapté Φ'_i est introduit afin d'obtenir une phase de l'onde réfléchi identique au cas du miroir de Bragg.

Pour les longueurs d'onde correspondantes au plateau de réflectivité maximale du miroir i , la variation de la phase en fonction du vecteur d'onde est quasi-linéaire, on peut donc écrire le développement limité au premier ordre suivant:

$$\phi_i = \phi_{0i} + (k - k_{0i}) \left. \frac{d\phi_i}{dk} \right|_{k_{0i}} \quad (\text{II.7})$$

Où Φ_{0i} est la valeur du déphasage à la longueur d'onde de Bragg λ_{0i} et $k_{0i} = 2\pi/\lambda_{0i}$. La variation de la phase Φ_i d'un miroir en fonction de la longueur d'onde peut être calculée à

partir du formalisme matriciel. A partir de l'expression II.4, nous pouvons écrire la variation de phase en fonction de $L_{péni}$:

$$\phi_i = \phi_{0i} + 2(k - k_{0i})L_{péni} \quad (\text{II.8})$$

Si l'on substitue le miroir de Bragg par un miroir plan (cf. Figure II.7), le déphasage associé Φ'_i s'écrit alors sous la forme:

$$\phi'_i = \phi_i - 2kL_{péni} = \phi_{0i} - 2k_{0i}L_{péni} \quad (\text{II.9})$$

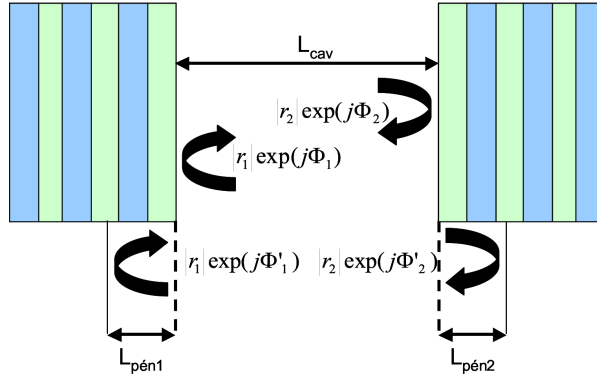


Figure II.7: Schéma de principe d'une cavité Fabry-Pérot distribuée et sa modélisation.

Le déphasage associé au miroir plan est ainsi constant. Il est cependant important de noter que cette approximation n'est valable que dans la zone du maximum de réflectivité du miroir, c'est à dire lorsque la variation de la phase par rapport à k reste linéaire.

II.2.3.c Gain modal, facteur de confinement et gain net

Nous avons vu que le champ stationnaire est périodique, il présente des maxima et des minima séparés par une distance $\Delta z = \lambda/2n_{cav}$ où n_{cav} est l'indice moyen de la cavité. Il apparaît donc nécessaire de placer préférentiellement les PQs périodiquement au niveau des ventres du champ [Corzine 89]. Pour quantifier l'adéquation spatiale entre le champ du mode optique considéré et les puits, on introduit le gain modal noté Γg_{mat} défini par la relation suivante [Wilmsen 99]:

$$\Gamma g_{mat} = \frac{n_{cav} \iiint g_{mat}(N, \lambda, \vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d\vec{r}}{\bar{n} \iiint |E(\vec{r})|^2 d\vec{r}} \quad (\text{II.10})$$

Où \bar{n} est l'indice effectif vue par le mode optique. Le gain matériau g_{mat} des PQs est fonction de la densité de porteur N , la longueur d'onde λ et la position \vec{r} à l'intérieur de la cavité ($\vec{r} = \vec{x} + \vec{y} + \vec{z}$). Le gain modal ainsi exprimé a pour effet de ramener le gain matériau à un gain moyen sur toute la cavité en pondérant par les variations spatiales du champ. Ceci montre que le gain modal correspond à une fraction du gain matériau dont la valeur est donnée par le facteur de confinement Γ .

Dans le cas de nos structures, nous considérons un pompage homogène de la zone active. Pour un type de PQ donné, le gain matériau aura donc une valeur uniforme pour l'ensemble des PQs placés dans une cavité. Dans ce cas, le gain modal ne dépend que de la position des PQs par rapport au champ stationnaire intra-cavité. L'expression du facteur de confinement Γ devient:

$$\Gamma = \frac{n_{cav} \iiint QW(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d\vec{r}}{\bar{n} \iiint |E(\vec{r})|^2 d\vec{r}} \quad (\text{II.11})$$

Où $QW(\vec{r})$ est une fonction qui vaut 1 dans le PQ et 0 ailleurs. En séparant les variables x , y et z , on obtient: $\Gamma = \Gamma_L \Gamma_T$. Le facteur de confinement peut ainsi se décomposer comme le produit du facteur de confinement longitudinal Γ_L (selon l'axe z) et du facteur de confinement transverse Γ_T (dans le plan orthogonal à z). Pour les lasers à cavité verticale, le facteur de confinement transverse est généralement pris égal à 1 car le champ du mode s'étend transversalement sur l'épaisseur du composant du fait du guidage optique. Nous associerons donc dans la suite le facteur de confinement au facteur de confinement longitudinal

Nous pouvons maintenant définir le gain net moyen de la cavité, noté g , exprimé par la relation (II.12) qui prend en compte l'absorption résiduelle des parties non actives et les pertes dues aux réflectivités des miroirs de Bragg qui sont inférieures à 100%.

$$g = \Gamma g_{mat} - \alpha - \alpha_m \quad (\text{II.12})$$

$$\alpha_m = \frac{1}{L_{eff}} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (\text{II.13})$$

Le coefficient représentant l'absorption linéique dans la cavité est noté α . De façon analogue au calcul du gain modal, α est calculé en tenant compte de la répartition de l'intensité du champ électrique stationnaire intra-cavité. Ce coefficient englobe les pertes dues à l'absorption résiduelle des matériaux utilisés dans la cavité ainsi que celles relatives à

l'absorption résiduelle dans les miroirs de Bragg sur la longueur de pénétration $L_{pén}$. Les pertes par transmission au travers des miroirs sont également réparties sur la longueur effective de la cavité en considérant une absorption linéique α_m dont l'expression est donnée par (II.13).

II.2.3.d Paramètres de la cavité

Comme nous venons de le voir, le cas de la cavité verticale distribuée peut-être assimilée à une cavité Fabry-Perot classique. Les deux miroirs de Bragg sont alors considérés comme des miroirs coplanaires de réflectivité R_1 et R_2 séparés par une distance L_{eff} . La figure II.8 illustre comment une onde plane se propageant à l'intérieur d'une telle cavité peut interférer de façon constructive ou destructive. Le résultat de ces interférences va alors donner naissance à des modes optiques stables où des modes optiques qui seront atténués. Pour des miroirs présentant des faibles niveaux de pertes, on peut alors considérer $T_1 = 1 - R_1$ et $T_2 = 1 - R_2$. La transmission au travers de la cavité Fabry-Perot résultant des réflexions multiples à l'intérieur de la cavité peut alors s'exprimer de la façon suivante [Wilmsen 99]:

$$T = \frac{T_1 T_2}{1 + R_1 R_2 - 2\sqrt{R_1 R_2} \cos\left(\frac{4\pi n_{cav} L_{eff} \nu}{c} + \phi'_1 + \phi'_2\right)} \quad (II.14)$$

Pour les fréquences particulières où la cavité se trouve en situation de résonance, le terme contenu dans le cosinus s'annule et la transmission est alors maximale:

$$T_{max} = \frac{T_1 T_2}{(1 + \sqrt{R_1 R_2})^2} \quad (II.15)$$

La figure II.9 représente les spectres de transmission ainsi obtenus et l'influence des réflectivités des miroirs sur l'allure de ces spectres. Dans le cas d'une microcavité, la longueur de la cavité est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de résonance. Il en résulte que l'intervalle spectral libre (ISL) entre deux modes résonants est relativement élevé. Cette grandeur caractéristique de la cavité peut s'exprimer de la façon suivante:

$$\nu_{ISL} = \frac{c}{2n_{cav} L_{eff}} \quad (II.16)$$

Cette valeur d'ISL est un avantage indéniable dans le cas des VCSELs. En effet, le gain des PQs généralement utilisés dans ces composants a une largeur spectrale plus faible que l'ISL et impose ainsi un fonctionnement monomode longitudinal.

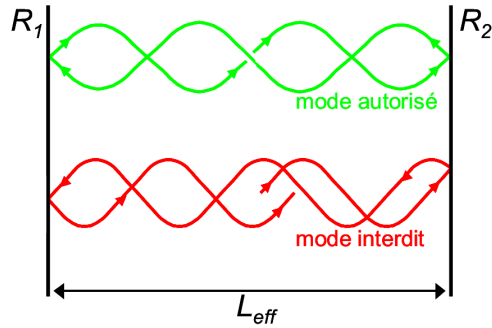


Figure II.8: Représentation schématique des modes optiques autorisés et interdits dans une cavité Fabry-Perot

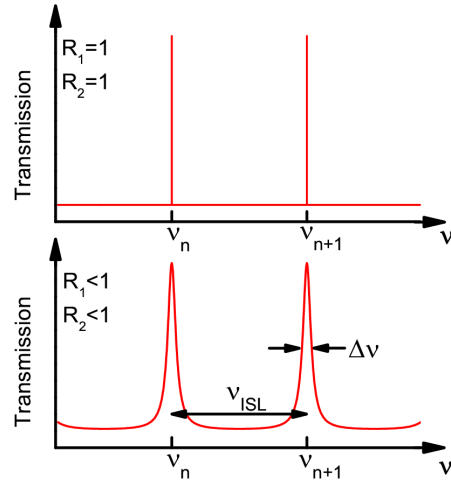


Figure II.9: Illustration schématique des spectres de transmission d'une cavité dans le cas de miroirs infiniment réfléchissant et de miroirs présentant des pertes.

L'autre paramètre important d'une cavité, illustré également par la figure II.9, est la largeur du pic de transmission. Dans le cas du VCSEL la largeur de la raie laser est liée à ce paramètre. L'expression analytique de cette largeur du pic de transmission $\Delta\nu$ peut être exprimée de la façon suivante [Shen 01]:

$$\Delta\nu = \frac{c \left[\alpha - \frac{1}{L_{eff}} \ln \sqrt{R_1 R_2} \right]}{2\pi n_{cav}} \quad (\text{II.17})$$

Où α est le coefficient d'absorption linéique, décrit au paragraphe précédent. Nous pouvons ainsi en déduire aisément l'expression du facteur de qualité Q couramment utilisé pour évaluer les performances d'une cavité. Cette quantité est défini comme étant le rapport de la fréquence de résonance sur la largeur de raie $\Delta\nu$.

II.2.4 Résolution des équations d'évolution

II.2.4.a Equations

Le fonctionnement du VCSEL, comme celui de toute diode laser, peut être modélisé par les deux équations couplées (II.18 et II.19) qui traduisent l'évolution de la densité de porteurs et celle de la densité de photons, dues aux mécanismes de génération et

recombinaison des porteurs, à l'émission stimulée et spontanée des photons et à leur échappement hors de la cavité.

La résolution des équations d'évolution est très complexe si aucune approximation n'est effectuée. Dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons avant tout au fonctionnement en régime statique. En choisissant certaines approximations et en introduisant des paramètres expérimentaux, nous pouvons simplifier leur résolution. Nous nous plaçons dans le cas d'un pompage optique de la structure et considérerons un dopage de la zone active suffisamment faible ($<10^{16} \text{ cm}^{-3}$) pour avoir l'égalité des densités de trous et d'électrons. Nous pouvons ainsi limiter l'étude à la densité d'électrons N . Au vu des dimensions de la zone active, nous négligeons les phénomènes de diffusion de porteurs et supposons homogène la densité de porteurs dans une section de la zone active. Nous nous plaçons dans le cas d'un comportement monomode transverse et longitudinal. Enfin, les équations ne porteront que sur la dimension longitudinale, l'axe z qui se trouve être la direction de croissance du composant. Ainsi, grâce à la conservation du flux de photons et de porteurs, nous obtenons les équations classiques couplant la densité de photons P et la densité de porteurs N [Wilmsen 99]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta P_{pompe}}{h\nu_{pompe} V_{act}} - \frac{N}{\tau_e} - g_{mat}(N, \lambda) v_g P \quad (\text{II.18})$$

$$\frac{dP}{dt} = \left[\Gamma g_{mat}(N, \lambda) v_g - \frac{1}{\tau_p} \right] P + \Gamma R_{sp} \quad (\text{II.19})$$

Les paramètres de ces équations sont définis dans le tableau suivant:

Paramètre	Définition du paramètre
Γ	facteur de confinement optique
λ	longueur d'onde de résonance de la cavité
$g_{mat}(N, \lambda)$	gain matériau de la zone active
v_g	vitesse de groupe de l'onde dans le matériau actif
τ_p	durée de vie des photons dans la cavité
R_{sp}	taux d'émission spontanée couplée dans le mode
P_{pompe}	puissance optique pompant le matériau actif
η	rendement de pompage
$h\nu_{pompe}$	énergie d'un photon du signal de pompe
V_{act}	volume de la zone active
τ_e	durée de vie des porteurs

Tableau II.1: Paramètres utilisés dans les équations d'évolution.

Nous considérons que les porteurs sont situés dans la zone active, de ce fait l'équation (II.18) est limitée à la longueur de celle-ci. L'équation (II.19) est valable sur toute la longueur de la cavité, puisque les photons émis sont présents dans toute la structure. On peut noter que dans la littérature, il existe une autre formulation des équations d'évolution dans laquelle l'équation (II.18) est ramenée à toute la cavité [Nugent 95].

II.2.4.b Définition de paramètres caractéristiques

Ces équations font intervenir un certain nombre de paramètres dont la plupart ont déjà été évoqués auparavant. Pour l'équation (II.18), le premier et le troisième terme du second membre sont respectivement le pompage de la zone active et la disparition des porteurs due à l'émission stimulée. Le second terme fait quant à lui intervenir la durée de vie des porteurs τ_e . Cette grandeur regroupe les pertes en porteurs dues à différents phénomènes physiques et peut s'exprimer de la manière suivante:

$$\frac{N}{\tau_e} = A_{nr}N + BN^2 + CN^3 \quad (\text{II.21})$$

Où A_{nr} , B et C sont respectivement les facteurs de recombinaisons non-radiatives, spontanées et Auger. Ces facteurs prennent ainsi en compte les phénomènes suivants:

- Recombinaisons non radiatives faisant intervenir des niveaux de piège dans le gap provenant d'impuretés, de défauts cristallins ou d'états de surface. Elles induisent un taux de recombinaison proportionnel à N .
- Recombinaisons radiatives spontanées faisant intervenir deux particules: un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence, d'où un taux en N^2 .
- Recombinaisons Auger où un électron en se recombinant avec un trou, au lieu d'émettre un photon, cède son énergie à un autre électron. Il se désexcite ensuite par échange d'énergie avec le réseau cristallin par le biais des phonons. Ce processus, faisant intervenir trois porteurs de charge, induit un taux en N^3 .

Pour les PQs en InGaAs utilisés pendant ce travail de thèse, nous avons utilisé les données bibliographiques [Mehdi 97]: $A_{nr} = 10^8 \text{ s}^{-1}$, $B = 2,5 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et $C = 9,4 \cdot 10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^{-1}$.

En ce qui concerne l'équation (II.19) le premier terme du second membre désigne le gain en photons du à l'émission stimulée. Nous avons ensuite un terme décrivant les pertes dues à l'absorption englobant les pertes linéiques et les pertes aux travers des deux miroirs.

Ces termes d'absorption exposés auparavant (cf. expression II.12 et II.13), sont regroupés sous forme d'un temps de vie des photons dans la cavité, noté τ_p :

$$\tau_p = \frac{1}{v_g [\alpha + \alpha_{m1} + \alpha_{m2}]} \quad (\text{II.22})$$

$$\alpha_{mi} = \frac{1}{L_{eff}} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_i}} \right) \quad (\text{II.23})$$

Où α_{mi} , défini par II.23, est le coefficient de pertes linéiques à travers le miroir i qui ne tient compte que des photons passant à travers celui-ci. Dans le cas des VCSELs, le temps de vie des photons est de l'ordre de quelques ps [Nugent 95]. Le troisième terme de l'équation (II.19) quantifie la part de l'émission spontanée qui est couplée dans le mode considéré. Ce terme traduit le fait que dans la part de recombinaison spontanée, il y a une fraction de photons qui vont être émis à la longueur d'onde du mode et qui vont se retrouver couplés au mode. Ce taux d'émission spontané peut s'exprimer de la manière suivante:

$$R_{SP} = \beta_{SP} B N^2 \quad (\text{II.23})$$

Pour un VCSEL fonctionnant à 1,55 μm , on a $\beta_{SP} \approx 10^{-4}$ [Nugent 95].

Ainsi, à partir de l'ensemble des paramètres il est possible de résoudre les équations d'évolution. Cependant, les solutions obtenues ne donnent pas directement accès à la puissance émise par le VCSEL. La puissance P_e du signal émis par le miroir i est proportionnelle à P et est donnée par la relation suivante:

$$P_e = P v_g h \nu L_{eff} \alpha_{mi} S \quad (\text{II.20})$$

Où $h\nu$ est l'énergie des photons du signal et S la section du mode optique. D'après cette expression, on peut remarquer que l'on aura le maximum de puissance émise par le miroir ayant la plus faible réflectivité.

II.2.5 Conclusion

Cette partie de chapitre a fait la description générale des lasers à semi-conducteur et celle plus particulière des lasers à micro-cavité. On a ainsi dressé au travers de cette partie les différences fondamentales entre les lasers à émission par la surface de type VCSEL et ceux émettant par la tranche. Ceci rappelle les points clés et le principe de fonctionnement des éléments qui constituent un VCSEL.

Chapitre II – Dispositifs à cavité verticale

Nous avons présenté les méthodes de détermination des paramètres importants de ces composants. Enfin, on rappelle quelles sont les valeurs des grandeurs physiques liées au système de matériaux que l'on a utilisé pour développer des VCSELs fonctionnant aux longueurs d'onde de 1,55 μm .

L'ensemble de ces paramètres matériau et des caractéristiques des micro-cavités a été utilisé dans les équations d'évolution afin de modéliser les seuils lasers et les puissances émises par les composants. Un organigramme décrivant la succession de toutes ces étapes de modélisation figure à la fin de ce manuscrit (cf. Annexe C).

II.3 Etat de l'art pour les VCSELS mono-longueur d'onde

II.3.1 Avantages des VCSELS

Par rapport aux lasers à émission par la tranche, les VCSELS se différencient par deux caractéristiques essentielles pour les applications en télécommunications optiques. La faible divergence d'émission et un excellent recouvrement entre les modes de la fibre et ceux du VCSEL conduisent à une grande efficacité de couplage avec les fibres optiques [Tai 90], autorisant un couplage passif. La faible longueur optique de la cavité de quelques λ , permet d'obtenir un ISL compatible avec une émission monomode longitudinal. Ces deux avantages intéressants ne sont cependant pas les seuls. Parmi les plus importants on trouve [Jewel 98][Iga 00]:

Avantages	
1	Grande efficacité de couplage avec les fibres optiques
2	Fonctionnement monomode longitudinal.
3	Réalisation des tests sur plaque directement sur le composant discret avant découpage et montage ce qui permet d'éliminer très tôt les composants défectueux et de réduire les coûts de mise en module.
4	Possibilité de réaliser des matrices de ces composants pour des applications d'interconnexions parallèles et de multiplexage en longueur d'onde.
5	Bas niveau de seuil laser induit par le faible volume de la couche active.
6	La résonance de la cavité imposant la longueur d'onde d'émission conduit à une relative insensibilité de ce paramètre avec la température.
7	Grande fréquence de modulation et grand rendement quantique.

Tableau II.2: Avantages liés à la fabrication et à la géométrie des VCSELS.

Toutes ces caractéristiques cumulées font de ce type d'émetteur un composant extrêmement attractif pour les applications optiques sur réseaux locaux (LAN: *Local Area Networks*) et métropolitains (MAN: *Metropolitan Area Networks*). Les coûts liés à leur production sont réduits comparativement aux lasers émettant par la tranche pour lesquels le couplage à une fibre optique et la mise en module restent délicats.

II.3.2 Bref historique du développement des VCSELs.

Le premier démonstrateur à cavité verticale a été présenté en 1979 par une équipe japonaise du «Tokyo Institute of Technology» [Soda 79]. Ce VCSEL, dont le milieu amplificateur était formé d'InGaAsP en accord de maille sur InP, présente à 1,3 μm une émission laser à la température de 77 K en régime d'injection impulsif. Le courant seuil était alors de 900 mA. Cette valeur élevée du courant de seuil est due à l'utilisation de miroirs métalliques fortement absorbants dans l'infrarouge et aussi l'absence de confinement pour l'injection du courant.

Quelques années plus tard, la même équipe a abouti à un VCSEL épitaxié sur substrat GaAs fonctionnant en continu à 77 K et en mode pulsé à température ambiante [Iga 87]. De nombreux travaux ont alors été reportés et ont conduit à un développement rapide des VCSELs sur GaAs fonctionnant aux courtes longueurs d'onde ($<1 \mu\text{m}$) [Geels 90][Choa 91-a]. Cet essor s'explique par la bonne maîtrise de la croissance des miroirs de Bragg de type GaAs/AlAs sur substrat GaAs et leurs bonnes propriétés optiques et thermiques. La production des VCSELs émettant à 850 nm a alors débuté dès la seconde moitié des années 90. Ces composants ont remplacé les diodes électroluminescentes dans les applications LAN telles que l'Ethernet Gigabit. Aujourd'hui, les très faibles courants de seuils (quelques dizaines de μA)[Huffaker 99] et des vitesses de modulation élevées (12,5 Gbits/s)[Mederer 01] montrent clairement que ce type de composant est mature.

Cependant, la dispersion de la fibre optique et sa forte absorption dans le proche infrarouge imposent un compromis entre le débit de transmission et la portée des LAN à haut débit. Ainsi, le développement de structures à 1,3 ou 1,55 μm est indispensable pour des applications sur réseaux locaux ultra-rapides, comme le 10 Gbit Ethernet. Malgré de nombreux travaux reportant de bonnes performances en utilisant des approches variées (cf. II.3.4 à II.3.6), le développement de VCSELs aux grandes longueurs d'onde (1,3 μm et 1,55 μm) a été beaucoup plus lent. En outre, les performances atteintes par ces composants restent

encore en deçà de ce qui est atteint par la filière GaAs pour un coût de production qui est généralement plus élevé.

II.3.3 Le défi des VCSELs sur InP

Les VCSELs destinés aux réseaux d'accès haut débit émettent à 1,3 μm ou 1,55 μm sont généralement épitaxiés sur substrat InP. Cependant, ces composants sont plus difficiles à réaliser que leurs homologues sur substrat GaAs. En effet, il existe peu de matériaux à forte différence d'indice permettant la fabrication de miroir de Bragg en accord de maille sur substrat InP. Cette caractéristique qui fait défaut à cette filière explique en partie le développement plus lent de ce type de VCSEL. Le tableau II.3 rappelle les systèmes de matériaux à l'accord de maille sur InP les plus couramment utilisés pour réaliser des miroirs de Bragg réfléchissant à 1,55 μm . Les différences d'indice et les propriétés thermiques des matériaux de cette filière peuvent ainsi être comparées au système de référence GaAs/AlAs.

Matériau ₁	Matériau ₂	n_1	κ_1	n_2	κ_2	Δn	Ref
GaAs	AlAs	3,38	0,44	2,91	0,91	0,47	a
InGaAsP _{1,44μm}	InP	3,46	0,042	3,17	0,68	0,29	a
InGaAlAs _{1,42μm}	InAlAs	3,5	0,045	3,21	0,045	0,29	b
InGaAlAs _{1,42μm}	InP	3,5	0,045	3,17	0,68	0,33	b
AlGaAsSb _{1,4μm}	AlAsSb	3,5	0,062	3,1	0,057	0,4	c

Tableau II.3: Indices de réfraction (n) à 1,55 μm et conductances thermiques (κ en $\text{W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) des matériaux utilisés pour les VCSELs de la filière InP. La première ligne rappelle les propriétés des matériaux GaAs/AlAs à 1,55 μm . Les notations a, b et c font respectivement appel aux références [Piprek 95], [Guden 96] et [Karim 01].

Le paramètre Δn correspond à la différence d'indice optique entre le couple de matériaux constituant le miroir. Comme nous l'avons déjà signalé, pour un nombre de paires donné, la réflectivité et la largeur de la « stop-band » d'un empilement de Bragg sont d'autant plus élevées que Δn est grand. De ce point de vue, le système AlGaAsSb/AlAsSb est le plus avantageux.

Malgré sa faible différence d'indice, le système InGaAsP/InP a été le premier système étudié [Choa 91-b] car il présente l'avantage de ne comporter aucun composé à base

d'aluminium, élément connu pour dégrader la qualité des couches épitaxiées si les conditions de croissance ne sont pas optimales.

Néanmoins, le système InGaAlAs/InAlAs a lui aussi été étudié [Choi 97] car il ne met en jeu qu'un élément V (As). Sa croissance reste alors envisageable puisqu'il est plus facile de contrôler les compositions d'éléments III pour le ternaire et le quaternaire. Cependant, la différence d'indice entre ces deux matériaux est identique au système InGaAsP/InP et la résistance thermique du miroir sera globalement plus élevée pour une même valeur de réflectivité. En effet, ce type d'empilement ne comporte que des matériaux ternaires et quaternaires connus pour leurs faibles conductances thermiques (cf. Tableau II.3).

Les empilements de type InGaAlAs/InP semblent plus intéressants, puisque la différence d'indice est légèrement supérieure aux deux systèmes précédents [Sagnes 01]. Cependant, ces empilements sont particulièrement difficiles à réaliser par MOCVD. L'interface entre ces deux matériaux est très instable à la température de croissance (proche de 700°C), et peut présenter des défauts structuraux nuisibles aux propriétés optiques des miroirs si les conditions de croissance, et en particulier le contrôle des flux résiduels d'As et de P ne sont pas soigneusement optimisés.

Seul le système AlGaAsSb/AlAsSb fait figure d'exception avec une différence d'indice légèrement plus faible que le système de référence GaAs/AlAs. Cependant, les matériaux à base d'antimoniures ont été longtemps peu employés et mal connus. Aujourd'hui, la croissance par MBE de ce type de miroir a progressé et une bonne maîtrise a été atteinte. Le contrôle difficile des compositions et les problèmes de démixtion de l'alliage à base d'As et de Sb rend malgré tout difficile la croissance de ce de miroir.

La figure II.10 représente la réflectivité simulée des miroirs de Bragg en fonction du nombre de paires utilisé pour l'ensemble de ces quatre couples de matériaux. A titre de comparaison, nous présentons également la courbe obtenue à partir des propriétés optiques du système GaAs/AlAs sur substrat de GaAs. Ces réflectivités sont calculées à partir du formalisme des matrices de transfert (cf. Annexe A). Ainsi, pour obtenir une réflectivité supérieure à 99,5%, il faut empiler plus de 40 périodes de InGaAsP/InP ou de InGaAlAs/InAlAs. Le système InGaAlAs/InP n'est pas beaucoup plus performant avec 35 périodes nécessaires pour atteindre cette même réflectivité. En revanche, la courbe relative au système AlGaAsSb/AlAsSb se rapproche très nettement du système GaAs/AlAs. Pour ce système 28 périodes (contre 23 pour GaAs/AlAs) sont suffisantes pour atteindre les 99,5% de réflectivité. Ainsi, à l'exception du système AlGaAsSb/AlAsSb, ces résultats montrent clairement que pour atteindre une réflectivité donnée un plus grand nombre de périodes sera

nécessaire sur InP. Le nombre de périodes à empiler étant plus important, ceci conduit à des miroirs plus épais et des temps de croissance plus longs. De plus les matériaux ternaires et quaternaires utilisés doivent avoir une composition parfaitement maîtrisée pendant toute la phase de croissance afin de conserver l'accord de maille sur toute l'épaisseur du miroir. Cette contrainte n'existe pas sur GaAs, puisque les matériaux utilisés sont des binaires dont les compositions et par conséquent leurs paramètres de maille ne peuvent pas varier pendant la phase de croissance (l'AlAs possède quasiment le même paramètre de maille que le GaAs).

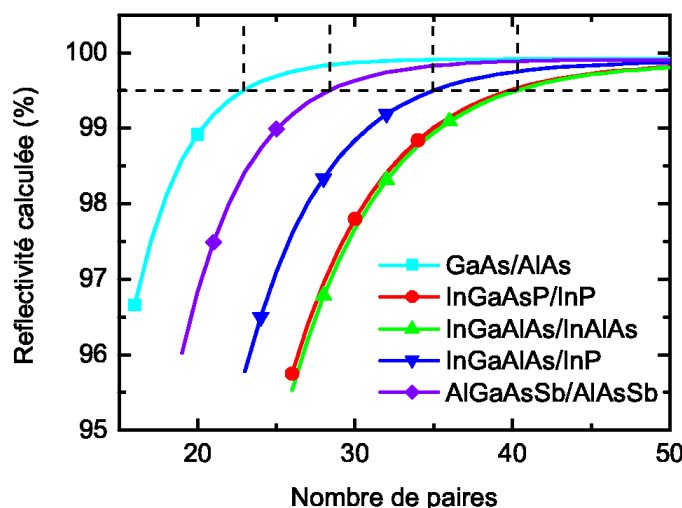


Figure II.10: Variation de la réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction du nombre de paires, pour 4 systèmes de matériaux en accord de maille sur InP et pour le système GaAs/AlAs sur substrat GaAs. Ces réflectivités ont été calculées en incidence normale, sans tenir compte de l'absorption et en considérant que le milieu incident est de l'InP.

Le second désavantage, lié à l'utilisation de matériaux ternaires et quaternaires, est indiqué par le tableau II.3. En effet, ces matériaux présentent des conductances thermiques en moyenne 10 à 20 fois plus faibles que les matériaux binaires GaAs et AlAs. Ainsi, cette propriété cumulée à l'épaisseur plus élevée des miroirs de Bragg sur InP entraîne une forte augmentation de la résistance thermique des composants. Cette mauvaise caractéristique a pour principale conséquence un fonctionnement en continu à température ambiante qui reste difficile à obtenir [Symonds 2004].

Hormis, ces difficultés de croissance et les propriétés optiques et thermiques des miroirs de Bragg sur InP qui restent inférieures au système de référence GaAs/AlAs, il est

important de rappeler un autre point critique pour les VCSELs émettant à 1,3 et 1,55 μm . En effet, les recombinaisons non-radiatives de type Auger sont plus élevées à ces longueurs d'onde qu'à 850 ou 980 nm. De plus, l'élévation de température et la mauvaise évacuation de la chaleur au travers des miroirs de Bragg de la filière InP ne fait qu'accentuer ce phénomène. Afin de surmonter l'ensemble de ces difficultés, différentes approches ont été utilisées pour améliorer les propriétés thermiques et optiques des VCSELs réalisés sur InP.

II.3.4 La technique de fusion épitaxiale

Les problèmes, abordés dans la partie précédente, expliquent le retard pris pour la fabrication des VCSELs à grandes longueurs d'onde. Cependant, les premiers résultats significatifs ont d'abord été obtenus à 1,3 μm en 1991 [Wada 91] et en 1993 [Baba 93] en associant une couche active d'InGaAsP/InP et deux miroirs diélectriques. En effet, Wada *et al* démontrent l'émission laser sous un pompage électrique impulsionnel à température ambiante et Baba *et al* atteignent une émission continue à une température de -57°C . En 1992, Tadokoro *et al* [Tadokoro 92] enregistrent la première émission laser impulsionnelle à 1,55 μm avec un composant pompé électriquement, formé d'un miroir InGaAsP/InP et d'un miroir diélectrique.

Bien que ces résultats enregistrés sur quelques années montrent une certaine progression, une approche alternative dite de « wafer fusion », ou fusion des substrats, a engendré une nette amélioration des caractéristiques lasers pour les VCSELs opérant à 1,3 μm et 1,55 μm . Cette technique consiste à faire croître séparément la zone active sur un substrat InP et les miroirs de Bragg GaAs/AlAs sur un substrat GaAs. Ce choix présente l'avantage d'allier une zone active à base de PQs permettant d'obtenir le gain à 1,3 ou à 1,55 μm et les caractéristiques intéressantes des miroirs de Bragg GaAs/AlAs. En pratique, la fusion épitaxiale se réalise par recuit sous forte pression. Cette approche a permis en 1995 aux chercheurs californiens de Santa Barbara de réaliser le premier VCSEL émettant à 1,55 μm en régime d'injection électrique continu [Babic 95] et d'atteindre une densité de courant de seuil record de $2,5 \text{ kA/cm}^2$.

Plus tard, cette technique de « wafer fusion », combiné avec l'utilisation de contacts intra-cavité, a permis d'atteindre des courants de seuil de l'ordre du mA à température ambiante et un fonctionnement des composants jusqu'à 105°C [Karim 01]. Afin de limiter l'absorption par les porteurs libres, l'ajout de jonctions tunnel a permis de nouvelles améliorations en réduisant au minimum les zones de type P. Ainsi, l'utilisation de cavités

optimisées et de jonctions tunnel a permis de fabriquer des composants fonctionnant à haute température avec d'excellentes performances. Jayaraman *et al* ont ainsi démontré le fonctionnement d'un VCSEL opérant à $1,3 \mu\text{m}$ jusqu'à 134°C [Jayaraman 03]. L'équipe suisse de l'EPFL à Lausanne a quant à elle réussi à obtenir une émission monomode pour des VCSELS fonctionnant à $1,55 \mu\text{m}$ avec des puissances de 4 mW à 20°C et 1,7 mW à 85°C [Mereuta 04].

L'ensemble de ces résultats démontre bien que l'utilisation des miroirs GaAs/AlAs et de zones actives épitaxiées sur InP sont des solutions efficaces pour aboutir à un bon fonctionnement des composants. Toutefois, l'utilisation de cette technique reste coûteuse car la fabrication du VCSEL demande l'emploi de deux substrats et la mise en place de procédés de fabrication complexes. De plus, il est nécessaire d'avoir un excellent contrôle des états de surfaces pour obtenir une très bonne qualité à l'interface entre les miroirs et la cavité. En effet, la « soudure » localisée au plus près de la zone active peut engendrer une chute de tension importante. L'ensemble de ces contraintes et de ces défauts fait que cette technique est inadaptée pour les applications industrielles bas coûts. Dès lors, de nombreuses équipes se sont orientées vers le développement de solutions monolithiques.

II.3.5 Approche monolithique

L'approche entièrement monolithique, consistant à utiliser deux miroirs de Bragg en accord de maille sur InP, a été développée plus récemment. Elle reste malgré tout difficile à mettre en œuvre lorsqu'on utilise les couples InP/InGaAsP, InGaAlAs/InAlAs ou InP/InGaAlAs comme matériaux pour les miroirs de Bragg. Malgré tout, une émission laser à $1.56 \mu\text{m}$ a été obtenue jusqu'à 55°C sous un pompage électrique impulsionnel pour un VCSEL constitué de deux miroirs de Bragg AlGaInAs/InAlAs [Sagnes 99].

Une autre solution, beaucoup plus efficace, est la réalisation de miroirs à base d'antimoniure. De part sa différence d'indice comparable au système GaAs/AlAs, le couple de matériaux AlGaAsSb/AlAsSb permet d'atteindre des réflectivités élevées avec un nombre de périodes raisonnable. Néanmoins, il subsiste le problème des conductivités thermiques qui reste faibles pour ce genre de matériaux (cf. Tableau II.3). Ce point peut être contourné en utilisant des contacts intra-cavité et d'épaisses couches de phase en InP à l'intérieur de la cavité pour permettre l'évacuation de la chaleur qui ne peut s'échapper par les miroirs de Bragg. La figure II.11 représente une vue schématique pour un tel VCSEL où la gravure latérale de la zone active autorise également un confinement pour les porteurs et le mode

optique. Pour un tel composant émettant à 1,55 μm , Nakagawa *et al* ont ainsi obtenu une émission laser jusqu'à 88°C avec une puissance d'un mW et un seuil inférieur au mA à 20°C [Nakagawa 01]. Plus récemment, Feezell *et al* ont montré que ces composants à base d'antimoniures sont des candidats potentiels pour développer des VCSELs fonctionnant à 1,55 μm , mais également à 1,3 μm [Feezell 05]. D'autres travaux ont aussi révélé le potentiel des matériaux à base d'antimoniures pour fabriquer des VCSELs à des longueurs d'onde au delà de 2 μm . L'équipe du CEM2 à Montpellier a ainsi réalisé un VCSEL pompé optiquement sur substrat GaSb constitué d'un miroir GaSb/AlAsSb et d'un miroir diélectrique [Ouvrard 05]. Cette approche est intéressante, mais aujourd'hui encore les matériaux à base d'antimoniures sont confrontés à des problèmes de reproductibilité de croissance.

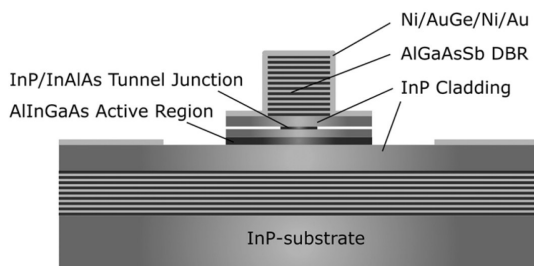


Figure II.11: Schéma de principe d'un VCSEL constitué de 2 miroirs de Bragg en AlGaAsSb/AlAsSb pompé électriquement via une jonction tunnel.

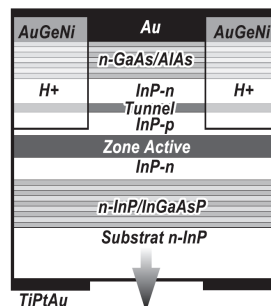


Figure II.12: Schéma de principe d'un VCSEL comprenant un miroir métamorphique GaAs/AlAs et une jonction tunnel.

D'autres approches entièrement monolithiques ont été étudiées. En 1999, Boucart *et al* proposent un VCSEL composé d'une zone active à PQ InGaAsP pris en sandwich entre un miroir inférieur InGaAsP/InP et un miroir supérieur métamorphique GaAs/AlAs [Boucart 99]. L'intérêt ici est d'exploiter au maximum les propriétés thermiques, optiques et électriques du miroir de Bragg binaire supérieur de type N. Cette structure, représentée sur la figure II.12, fonctionne en continu jusqu'à 47°C sous pompage électrique et émet une puissance d'un mW à 1,55 μm à température ambiante. Ce VCSEL utilise également les bienfaits de la jonction tunnel lui permettant d'atteindre le seuil laser à partir de 2,2 $\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Toutefois, ce type de VCSEL nécessite des étapes de fabrication assez lourdes et, de plus, il reste aujourd'hui une certaine ambiguïté au sujet de la fiabilité des miroirs métamorphiques, car les dislocations présentes dans le miroir peuvent se propager dans la zone active.

L'approche consistant à utiliser des miroirs de type InP/air s'avère intéressante. En effet, la grande différence d'indice entre l'InP et l'air procure de très haute réflectivité ($R > 99,5\%$) avec un empilement comprenant trois périodes uniquement. Ces hautes réflectivités

réduisent les pertes au travers des miroirs de Bragg et permettent d'atteindre le seuil avec des faibles puissances de pompage. Chitica *et al* démontrent ainsi en 2001, l'émission laser sous pompage optique continu à température ambiante pour un VCSEL constitué de deux miroirs de Bragg InP/air. Le seuil record de 370 W.cm^{-2} semble montrer tout l'intérêt de ce type de miroir [Chitica 01]. Cependant, la réalisation de tels miroirs nécessite des étapes technologiques supplémentaires consistant notamment en la gravure de couches sacrificielles permettant la réalisation des miroirs. De plus, tout comme pour les VCSELs constitués de miroir à base d'antimoniures, il est nécessaire d'utiliser des contacts intra-cavité et d'épaisses couches de phase d'InP localisé à l'intérieur de la cavité pour favoriser l'évacuation de la chaleur et ainsi contourner le problème de la faible conductivité thermique de l'air. Des structures utilisant ces particularités ont ainsi permis d'atteindre des températures de fonctionnement de 85°C pour des VCSELs émettant à $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ [Lin 03].

II.3.6 Approche hybride

D'autres équipes ont privilégié l'approche consistant à utiliser d'une part un miroir formé de couples de matériaux accordés en maille sur l'InP et d'autre part un miroir de Bragg constitué de matériaux diélectriques. Pour les VCSELs à grandes longueurs d'onde il peut être intéressant d'utiliser des miroirs de Bragg diélectriques à différence d'indice et conductivités thermiques élevés afin d'obtenir des miroirs de Bragg qui sont efficaces optiquement et thermiquement.

En utilisant un miroir de Bragg InGaAlAs/InAlAs et un miroir diélectrique (CaF_2/ZnS) complété par une couche d'or, l'équipe du « Walter Schottky Institute » à Munich et celle de la société VERTILAS ont réalisé un VCSEL monomode émettant à $1,55 \mu\text{m}$ en continu avec une puissance de $2,5 \text{ mW}$ [Ortsiefer 05]. Le pompage électrique de la zone active est aussi réalisé via une jonction tunnel et la faible résistance thermique du composant permet d'atteindre une température de fonctionnement maximum de 90°C . L'utilisation de matériaux diélectriques peut être aussi envisagée pour réaliser les deux miroirs du VCSEL. Il est alors nécessaire de reporter la structure sur un substrat hôte. Robbins *et al* se sont ainsi illustrés en réalisant des VCSELs constitués de deux miroirs diélectriques en $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ et des zones actives permettant une émission à $1,3$ ou $1,55 \mu\text{m}$ [Robbins 04]. Ces VCSELs monomodes (SMSR $> 30 \text{ dB}$) atteignent des puissances d'émission supérieures à 2 mW à température ambiante et fonctionnent jusqu'à 80°C . Le désavantage de ce type d'approche est

l'obligation de réaliser des contacts intra-cavité afin de pomper électriquement le composant, notamment lorsque les deux miroirs sont diélectriques.

II.3.7 Conclusion

Les VCSELs opérant à 1,3 et 1,55 μm ont suscité l'engouement de nombreux groupes de recherche. La solution entièrement monolithique utilisée sur GaAs pour les VCSELs à courtes longueurs d'onde est difficilement transposable pour les VCSELs épitaxiés sur InP. Dès lors, de nombreuses approches ont été reportées dans la littérature. Chacune de ces approches présente des avantages et des inconvénients. Le tableau II.4 répertorie ainsi les différentes techniques de fabrication et les performances qui leur sont associées.

Le tableau II.4 montre ainsi que les différentes voies suivies ont abouti à des composants atteignant de bonnes performances. L'utilisation de la jonction tunnel et de contacts électriques intra-cavité ont permis de palier aux problèmes des pertes par porteurs libres dans les miroirs de Bragg et de contourner les mauvaises conductances thermiques des ternaires et quaternaires de la filière InP. Pour les VCSELs pompés électriquement, les meilleurs courants de seuil se rapprochent du mA et sont parfois même inférieurs. Les températures de fonctionnement sont élevées et en accord avec les critères demandés par l'industrie des télécommunications. Enfin, les puissances optiques atteintes sont supérieures au mW, tout en conservant une émission monomode transverse. Néanmoins, certaines techniques, notamment la fusion épitaxiale, sont parfois complexes à mettre en œuvre, ce qui rend difficile le transfert des technologies pour une production de masse. Ainsi, il n'est pas aisé de savoir quelle est la technique la mieux adaptée pour un développement commercial. La filière GaAs exploitée plus récemment est effectivement attrayante. Des résultats récents ont été reportés à proximité de 1,3 μm en utilisant des PQs d'InGaAsN [Nishida 05] ou en procédant à la croissance de boîtes quantiques sur substrat GaAs [Chang 06]. Cependant, aujourd'hui étendre ces performances aux longueurs d'onde plus lointaines reste encore difficile. En ce qui concerne les PQs InGaAsN, la qualité des matériaux tend à se dégrader avec l'incorporation croissante de l'azote. Laurand *et al* ont malgré tout démontré qu'il était possible d'atteindre les longueurs d'onde de la bande C en incorporant de l'antimoine dans le quaternaire GaInNAs [Laurand 05]. Cependant, les performances atteintes restent encore médiocres et en deçà de ce qui est obtenu dans la filière InP.

Approche	Groupes - Référence	Miroirs	$\lambda(\mu\text{m})$	Performances
Wafer-Fusion	EPFL & Beam Express [Mereuta 04]	GaAs/AlAs	1,55	$T_{\text{max}} = 85^\circ\text{C} - \Phi = 7\mu\text{m}$ Monomode - SMSR > 30 dB $I_{\text{th}} = 1\text{mA} - P_{\text{max}} = 4,1\text{mW}$
	UC Santa Barbara [Jayaraman 03]	GaAs/AlAs	1,3	$T_{\text{max}} = 134^\circ\text{C} - \Phi = 8\mu\text{m}$ Monomode $I_{\text{th}} = 1\text{mA} - P_{\text{max}} = 2\text{mW}$
Métamorphique	Alcatel Research Group [Boucart 99]	GaAs/AlAs InP/InGaAsP	1,55	$T_{\text{max}} = 47^\circ\text{C} - \Phi = 35\mu\text{m}$ Multimode $I_{\text{th}} = 16,5\text{mA} - P_{\text{max}} = 1\text{mW}$
Antimoniures	UC Santa Barbara [Jayaraman 03]	AlGaAsSb/AlAsSb	1,55	$T_{\text{max}} = 88^\circ\text{C} - \Phi = 8\mu\text{m}$ Monomode $I_{\text{th}} = 1\text{mA} - P_{\text{max}} = 0,9\text{mW}$
InP / air	AGILENT Technologies [Lin 03]	InP/air	1,3	$T_{\text{max}} = 85^\circ\text{C} - \Phi = 6,3\mu\text{m}$ Monomode - SMSR > 30dB $I_{\text{th}} = 0,8\text{mA} - P_{\text{max}} = 1,6\text{mW}$
			1,55	$T_{\text{max}} = 85^\circ\text{C} - \Phi = 5,7\mu\text{m}$ Monomode - SMSR > 50dB $I_{\text{th}} = 0,7\text{mA} - P_{\text{max}} = 1\text{mW}$
Hybride	WSI & VERTILAS [Ortsiefer 05]	InGaAlAs/InAlAs CaF ₂ /ZnS	1,55	$T_{\text{max}} = 90^\circ\text{C} - \Phi = 5\mu\text{m}$ Monomode – SMSR > 50 dB $I_{\text{th}} = 1\text{mA} - P_{\text{max}} = 2\text{mW}$
Hybride + Report sur substrat Si	AGILENT Technologies [Robbins 04]	SiO ₂ /TiO ₂	1,3	$T_{\text{max}} = 80^\circ\text{C} - \Phi = 7\mu\text{m}$ Monomode – SMSR > 30 dB $I_{\text{th}} = 0,7\text{mA} - P_{\text{max}} = 2,4\text{mW}$
			1,55	$T_{\text{max}} = 80^\circ\text{C} - \Phi = 7\mu\text{m}$ Monomode – SMSR > 30 dB $I_{\text{th}} = 1,6\text{mA} - P_{\text{max}} = 2,7\text{mW}$
Filière GaAs	VIE Project – Epson Corp. [Nishida 05]	GaAs/AlAs	1,26	$T_{\text{max}} = ? - \Phi = 8\mu\text{m}$ Multimode $I_{\text{th}} = 5,1\text{mA} - P_{\text{max}} = 4,2\text{mW}$

Tableau II.4: Les principales approches technologiques et groupes de recherches travaillant sur les VCSELs à 1,3 μm ou à 1,55 μm pompés en continu et électriquement. Les seuils, les puissances maximum, ainsi que les taux de suppression de mode latéraux (SMSR) sont donnés à température ambiante.

II.4 Etat de l'art pour les VCSELS multi-longueurs d'onde

Le développement important des réseaux de télécommunication à haut débit multiplexés en longueur d'onde a motivé la recherche et le développement des lasers accordables. La naissance de structures et de modes de fonctionnement très variés ont découlé de ces recherches. La première catégorisation qui peut être faite est celle de la géométrie utilisée pour fabriquer ces lasers. On peut ainsi distinguer deux grandes familles de lasers accordables: les lasers à émission par la tranche et ceux à cavités verticales émettant par la surface. Cependant, avant de présenter ces deux types de composants nous allons rappeler brièvement l'intérêt des réseaux multiplexés en longueur d'onde qui justifie le développement de ces sources accordables en longueur d'onde.

II.4.1 Le démultiplexage en longueur d'onde

La fibre optique et la mise en place de composants performants ont permis un accroissement important des débits de transmission. Ces besoins grandissants en débits ont pendant longtemps été comblés par l'évolution des fréquences de modulation des composants d'extrémités. Aujourd'hui, il semble intéressant de se tourner vers le multiplexage en longueur d'onde (WDM: *Wavelength Division Multiplexing*) pour augmenter encore plus la capacité de transmission. Cela permet d'utiliser plus efficacement la très large bande passante offerte par les fibres optiques. La figure II.13 illustre ce principe et montre comment plusieurs longueurs d'ondes envoyées dans une fibre peuvent former des canaux d'information indépendants. La capacité de transmission du système est le produit du débit d'un canal par le nombre de longueurs d'onde utilisé. La longueur d'onde peut devenir alors un nouveau paramètre pour les réseaux à fibre optiques. Elle offre de nouvelles possibilités, notamment celle du routage de l'information et/ou de la reconfiguration de réseaux au cours du temps.

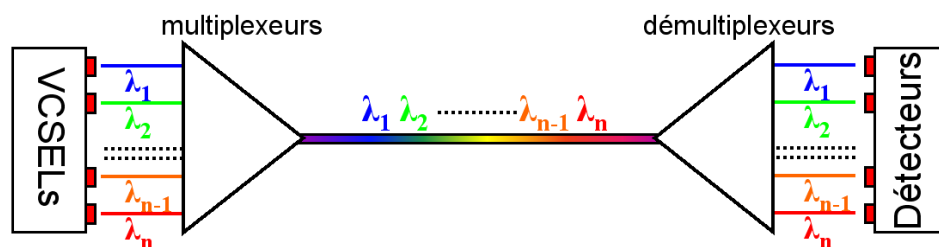


Figure II.13: Schéma de principe du démultiplexage en longueur d'onde.

De plus, le remplacement d'une série de composants émettant à des longueurs d'ondes différentes par un composant unique susceptible de couvrir une large bande de longueur d'onde simplifie à la fois la gestion des protocoles et la maintenance, en réduisant les temps d'accès et de reconfiguration. Ainsi, les composants accordables en longueur d'onde apportent aux réseaux de fibres optiques la flexibilité nécessaire à la réduction des coûts et à l'augmentation des débits.

II.4.2 Laser accordable à émission par la tranche

Les lasers accordables à émission par la tranche ont été les premiers développés. Il restent actuellement les plus connus et, certainement de ce fait, les plus employés. Plusieurs technologies ont émergé, et nous ferons ici un bref rappel des différentes structures qui peuvent être employées, l'étude de ces composants n'étant pas l'objectif de ce travail. Néanmoins, il est intéressant de pouvoir comparer les performances de tels lasers avec celles obtenues par leurs homologues à émission par la surface.

II.4.2.a Le laser DBR (Distributed Bragg Reflector) accordable

Les lasers accordables à émission par la tranche sont des composants multi-sections. Dans le cas du laser DBR, on retrouve une zone active, permettant d'obtenir le gain, et une zone passive où est localisée un réseau de Bragg. L'injection de courant à travers cette zone va engendrer une modification des indices constituant le réseau et par conséquent un déplacement spectral du filtre de Bragg. La finesse de ce filtre étant élevée, les conditions de résonance pour le laser seront alors changées et un mode Fabry-Perot différent sera sélectionné. L'évolution de la longueur d'onde en fonction du paramètre de Bragg se fait donc de manière discontinue. Cependant, l'insertion d'une zone de phase entre la zone active et le miroir de Bragg peut palier ce problème, afin d'obtenir une accordabilité quasi-continue. Cette approche autorise une accordabilité qui avoisine les 15 nm [Signoret 04] et les temps de commutations sont de l'ordre de la ns [Harris 00]. Cette plage d'accordabilité est limitée par l'échauffement du réseau de Bragg et non par la largeur de la courbe de gain.

II.4.2.b Le laser DFB (Distributed Feedback) accordable

Dans le cas d'un laser DFB, le réseau de Bragg est cette fois-ci distribué le long de la zone active du composant. La longueur d'onde d'oscillation, imposée par le réseau de Bragg,

est modifiée également en procédant à une variation d'indice des matériaux constituant le réseau. Cette variation s'obtient soit par l'injection d'un courant, soit par une variation de la température. Les plages d'accordabilité sont limitées et semblables à celles obtenues avec un laser DBR, et les temps de commutation sont de l'ordre de la ns par voie électronique et supérieure à la ms par voir thermique [Harris 00].

II.4.2.c Les lasers accordables à effet Vernier

Comme nous venons de le voir, les deux premières structures présentes des limitations de plages d'accordabilité. Nous allons nous intéresser maintenant à des composants plus complexes qui ont pour but d'étendre cette plage. L'une des ces structures est le laser SG-DBR (*Sampled Grating Distributed Bragg Reflector*) représenté ici par la figure II.14:

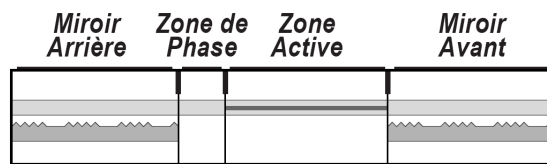


Figure II.14: Structure d'un laser SG-DBR à 4 sections.

Dans ce cas, deux miroirs de Bragg à pas variables sont placés de part et d'autre de la zone active du laser. Chaque miroir présente un spectre de réflectivité. Le laser émet à la longueur d'onde qui correspond à la superposition de deux pics de réflectivité (effet Vernier). L'accordabilité est obtenue en décalant en longueur d'onde les spectres de réflectivité des miroirs de Bragg. Ce décalage est obtenu en utilisant le même principe que pour le laser DBR. L'inconvénient principal de ce type de structure est la variation importante de l'intensité émise. Ce problème est essentiellement dû à la variation des maxima des pics de réflectivité des miroirs en fonction de la longueur d'onde choisie.

Pour éviter cet inconvénient, des lasers SSG-DBR (*Super Structure Grating Distributed Bragg Reflector*) sont munis de deux miroirs de Bragg constitués d'empilements où le pas du réseaux utilisé est variable. Les pics de réflectivité sont ici plus uniformes et conduisent à une réduction des fluctuations de l'intensité émise. Pour ces deux types de lasers des plages discontinues de 40 à 50 nm peuvent être atteintes et le temps de commutation en longueur d'onde est de l'ordre de la ns [Harris 00].

Un autre exemple de laser exploitant l'effet Vernier est le laser GCS-DBR (*Grating assisted co-directional Coupler with rear Sampled grating DBR*). Ce composant est représenté par la figure II.15:

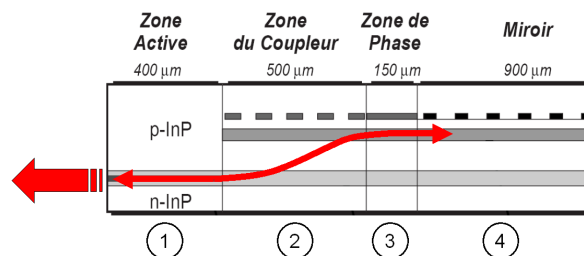


Figure II.15: Schéma de principe des quatre sections d'un laser GCS-DBR.

Ici, la longueur d'onde de la lumière issue de la zone de active (section 1) est sélectionnée par le coupleur vertical (section 2). La valeur du courant dans le coupleur sélectionne un des pics de réflectivité créée par le miroir de Bragg constituant la quatrième section de ce laser. La zone de phase (section 3) permet d'accorder la phase pour maximiser le taux de réjection des modes latéraux. Ce système est très performant en terme de plage d'accordabilité puisque Rigole *et al* se sont illustrés en reportant une plage d'accordabilité supérieure à 100 nm [Rigole 95]. Les temps de commutations sont également de l'ordre de la ns pour ce type de composant [Harris 00]. Cependant, ces structures demandent un processus de fabrication encore plus lourd que les lasers SG-DBR et SSG-DBR, puisque pas moins de cinq étapes d'épitaxie sont nécessaires [Signoret 04]. Ainsi, les composants exploitant l'effet Vernier s'illustrent par des performances impressionnantes en terme de plage d'accordabilité et comblent les limitations des lasers DBR ou DFB. Cependant, leur niveau de complexité est très élevé et ils restent très coûteux à réaliser et difficilement manufacturables.

Le dernier exemple de laser à utiliser l'effet Vernier est le laser accordable à cavité externe. L'intérêt majeur de ce type de structure par rapport à celles décrites précédemment est sa simplicité d'utilisation. Ce type de laser est généralement constitué d'une diode à émission par la tranche couplé avec une seconde section servant de zone de phase. L'approche d'une fibre optique comprenant un réseau de Bragg échantillonné et le contrôle de l'injection de courant dans la zone de phase permet alors d'obtenir l'accordabilité. Les résultats obtenus montrent une accordabilité par paliers sur 15 nm, avec un taux de rejection des modes latéraux supérieures à 40 dB [Bergonzo 03]. Toutefois, la stabilité de ce courant d'injection

ainsi que les conditions thermiques d'utilisation de la cavité externe doivent être parfaitement maîtrisées, afin d'éviter tout saut de mode chaotique.

II.4.3 Les VCSELS accordables

Le laser accordable à cavité vertical s'avère être une solution attirante, puisqu'il exploite les avantages qui sont liés à l'utilisation d'une micro-cavité et l'intérêt de l'émission surfacique. Ainsi, tout comme son homologue dépourvu d'accordabilité, il est de petite dimension, plus simple à réaliser et pour un coût plus faible que les lasers accordables à émission par la tranche. Les faibles dimensions de la cavité permettent d'obtenir une émission monomode longitudinale, voir transverse, ce qui lui permet d'avoir un accord en longueur d'onde sans saut de mode. Sa cavité verticale et son émission par la surface lui procurent un haut degré d'intégration. De plus, selon les approches utilisées il présente des plages d'accordabilité comparables à celles obtenues par les lasers à émission par la tranche. Enfin, la méthode commune utilisée par l'ensemble des VCSELS accordables consiste à faire varier continûment l'épaisseur optique de sa cavité Fabry-Perot. Cette technique cumulée avec l'émission monomode longitudinale procure une accordabilité continue du composant sans saut de mode.

II.4.3.a L'approche optique

Dans l'approche optique, l'accordabilité en longueur d'onde du VCSEL est obtenue par la variation d'indice d'une couche passive ou active placée au sein de la cavité. Cette approche a été utilisée en 1994 pour réaliser l'un des tous premiers VCSELS accordables par Fan *et al* de l'université de Californie [Fan 94]. L'accordabilité de 10,1 nm à $\lambda = 950$ nm est obtenue en exploitent le phénomène de variation de l'indice de réfraction avec la température. Cependant, l'inertie du processus électrothermique conduit a des temps de commutation lent (quelques ms).

Le même phénomène physique est mis en jeu avec le contrôle de la température d'un des deux miroirs via un courant qui le traverse. Une plage d'accordabilité réduite de 2 nm à 970 nm a ainsi été démontrée par Wipiejewski *et al* avec une dynamique d'accord proche de la μ s [Wipiejewski 93].

Une autre approche, également basée sur le principe d'une variation d'indice au sein de la cavité du VCSEL, consiste à appliquer un champ électrique sur une couche d'un matériau électro-optique. Dans le cas d'un multi-puits quantique (MPQ), l'estimation de la

plage d'accordabilité en exploitant l'effet Stark, est de 15 nm [Yokouchi 90], mais il semble qu'aucune démonstration basée sur ce principe n'ait été réalisée.

Une voie intéressante consiste à exploiter la biréfringence élevée des cristaux liquides ($\Delta n = 0.2$). Cette solution a fait l'objet d'un brevet et la plage prévue est de l'ordre d'une trentaine de nm [Dutta 94]. Hélas, ici encore il semble que ces performances n'ont pas été concrétisées.

Enfin, la dernière approche, étudiée dans ce travail, met en jeu un matériau électro-optique particulier. Ce matériau composite appelé nano-PDLC (*nano-Polymer Dispersed Liquid Crystal*) a permis d'obtenir une première accordabilité de 10 nm autour de 1,55 μm avec des temps de commutation de quelques dizaines de μs [Levallois 06]. Cette solution semble être une alternative prometteuse puisque ce composant est robuste et de faible complexité. De plus, il offre des temps de commutations plus rapides que les solutions mécaniques que nous allons aborder maintenant.

II.4.3.b L'approche mécanique

Les progrès, enregistrés il y a quelques années, autour des MEMS (*Micro-Electro-Mechanical Systems*) ont engendré dès 1994 une certaine motivation pour développer des VCSELs accordables basés sur cette technologie [Chang-Hasnain 00]. Outre les aspects technologiques qui ont permis le développement de ce composant, l'engouement pour cette méthode d'accord peut s'expliquer aussi par le fait qu'il est possible d'atteindre des plages d'accordabilité élevées. De façon générale, cette méthode consiste à utiliser un miroir mobile capable de moduler mécaniquement la longueur de la cavité résonante. Dans un premier temps, ce miroir a été obtenu en gravant une couche sacrificielle de semiconducteur au sein de la cavité du VCSEL. L'attaque de cette couche laisse alors un miroir flexible suspendu au dessus de la cavité. L'application d'un champ électrique par le biais d'électrodes déposées sur la cavité et sur le miroir flexible permet via des forces électrostatiques, de déplacer le miroir par rapport à la zone active et ainsi engendrer la modulation de la longueur de la cavité.

Le premier dispositif exploitant ce phénomène a été développé par Chang-Hasnain en 1995 et il est représenté par la figure II.16. Ce composant présente une accordabilité de 15 nm autour de 980 nm [Wu 95]. En effet, la maturité des procédés de fabrication des VCSELs aux courtes longueurs d'onde fait que les premiers VCSELs ont d'abord été développés sur substrat GaAs. Suivi de près par l'équipe d'Harris à Stanford, un deuxième dispositif est proposé en 1996, où cette fois-ci, le miroir est remplacé par une membrane en GaAs

maintenue au-dessus de la zone active par 4 bras et sur laquelle est déposé un miroir diélectrique $\text{SiN}_x\text{H}_y/\text{Au}$. Ce composant, représenté par la figure II.17, atteint alors également une plage d'accordabilité de 15 nm [Larson 96]. Depuis des améliorations ont été apportées et des plages d'accordabilité de 32 nm ont été atteintes à 980 nm [Li 98] et les temps pour commuter entre deux longueurs d'onde espacées de 4 nm sont proches de 200 μs [Yuen 01].

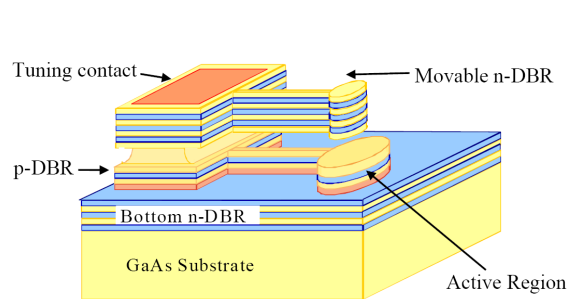


Figure II.16: Schéma de principe d'un MEMS-VCSEL développé par l'équipe de Chang-Hasnain

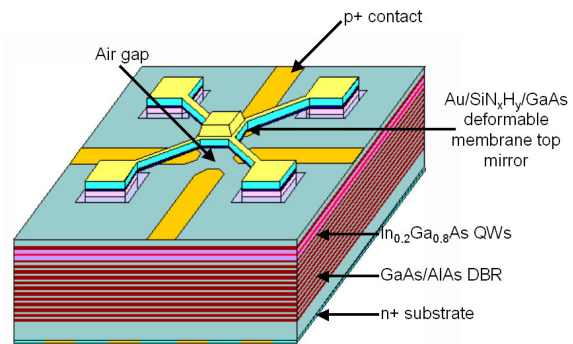


Figure II.17: Schéma de principe d'un MEMS-VCSEL développé par l'équipe d'Harris à Stanford

Ces résultats ont suscité l'engouement de différents laboratoires avec l'objectif de développer ce type de composant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. En 1999, Vakhshoori *et al* démontrent une accordabilité de 50 nm pour un VCSEL pompé optiquement et émettant à 1,55 μm . Depuis d'autres techniques, permettant de réaliser des miroirs où des membranes mobiles, ont fait leur apparition. Celles-ci visent à exploiter la différence entre les coefficients d'expansion thermiques du GaAs et de l'AlGaAs pour déplacer le miroir de Bragg GaAs/AlGaAs et ainsi moduler l'épaisseur de la cavité d'air de façon électrothermique. Un tel VCSEL est représenté par la figure II.18, où la membrane supérieure peut se déformer par l'expansion thermique des matériaux GaAs et AlGaAs lors du passage d'un courant via les deux électrodes représentées sur le schéma.

Des résultats récents ont ainsi montré qu'il l'était possible d'atteindre une accordabilité de 60 nm [Maute 06]. Cette technique offre l'avantage, par rapport aux solutions électromécaniques, de réduire les tensions de commande et d'obtenir un plus grand déplacement du miroir, donc une plus grande accordabilité [Amano 03]. En contrepartie, le processus utilisé, faisant appel à un effet électrothermique, le temps nécessaire aux changements des longueurs d'onde augmente. Les temps de commutation mesurés pour de tels VCSELs sont de l'ordre de la ms [Riemenschneider 04].

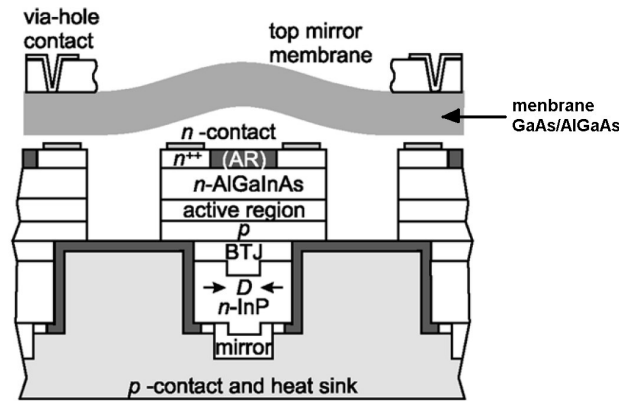


Figure II.18: Schéma de principe d'un MEMS-VCSEL exploitant l'effet électrothermique des matériaux GaAs/AlGaAs pour accorder la cavité.

Les nombreux travaux menés autour des VCSELs accordables à base de MEMS ont donc fait beaucoup progresser ce type de laser accordable. Ce système est intéressant, car la complexité liée à la réalisation technologique du miroir suspendu reste modérée et les performances en terme de plage d'accordabilité et de caractéristiques laser sont plutôt élevées. Cependant, ce type de structure peut être fragile et sujette à des variations de performances au cours de son vieillissement. Enfin les temps de commutations sont encore à optimiser, les MEMS-VCSEL les plus rapides étant ceux où le contrôle en longueur d'onde est effectué par voie électromécanique. Cependant, ce type de VCSEL semble présenter des tensions de commandes qui restent élevées.

Toujours en utilisant une approche mécanique, d'autres possibilités pour accorder la longueur d'onde de structures verticale ont été envisagées. Une voie intéressante est celle de Hsu *et al* qui ont fait la démonstration d'un laser FFPSEL (*Fiber Fabry-Perot Surface Emitting Laser*). Là encore il s'agit de moduler la longueur de la cavité mais en utilisant cette fois-ci un miroir de Bragg déposé sur une fibre optique. Cette fibre est ensuite approchée d'une demi-cavité en semiconducteur grâce à un montage mécanique piézoélectrique de précision. Une version à 1,3 μm pompée optiquement a permis d'atteindre une plage d'accordabilité de 40 nm avec une largeur de raie de 260 Mhz et 25 dB de taux de réjection des modes latéraux [Hsu 98]. Cependant, la complexité de l'alignement optique et l'encombrement du montage piézoélectrique font de ce laser un composant coûteux et difficilement intégrable. Enfin le contrôle d'un tel montage implique des vitesses d'accordabilité de plusieurs ms.

II.4.4 Conclusion

La présentation des lasers accordables, à émission par la tranche ou la surface, a permis de voir les différences fondamentales qui séparent ces deux types de lasers. Les structures complexes utilisant l'effet Vernier sont des structures intéressantes par rapport à leurs performances: grande plage d'accordabilité et temps de commutation très courts. Cependant, il n'est pas du tout envisageable de déployer ces composants aux coûts élevés au niveau des réseaux locaux ou encore métropolitains. Leur éventuelle utilisation peut être étudiée uniquement dans le cas des transmissions longues distances, où pour le moment, les lasers DFB mono-longueur d'onde constituent la majeure partie des sources installées.

En ce qui concerne les réseaux métropolitains, seuls les DFB ou les VCSELs accordables peuvent être envisagés [Huff 01]. Ainsi, les VCSELs et leurs faibles coûts peuvent éventuellement s'imposer dans l'avenir pour ce type de réseau. L'approche qui a suscité de nombreux travaux et amené le VCSEL accordable à des niveaux de performances élevés est celle consistant à moduler mécaniquement la longueur de la cavité. Cette approche permet d'obtenir de grandes plages d'accordabilité et d'exploiter pleinement les nombreux avantages du laser à cavité verticale par rapport au laser à émission par la tranche.

Néanmoins, afin de pouvoir obtenir des fonctions de routage ou de reconfiguration rapide des réseaux WDM, des temps de commutation très courts doivent être atteints. Aujourd'hui l'industrie des télécommunications demande que ces temps soit de quelques dizaines de ns, voir de la ns. Aucun VCSEL accordable à ce jour ne peut proposer de telles performances. Ainsi, la solution à base de nano-PDLC étudiée dans le cadre de cette thèse s'inscrit dans cette volonté de réduire les temps de commutation de la longueur d'onde et d'utiliser une technologie plus robuste par rapport aux solutions de type MEMS-VCSEL.

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les dispositifs à cavité verticale au travers de leurs principes de fonctionnement et d'un état de l'art en ce qui concerne ceux émettant à 1,3 μm et 1,55 μm .

La première partie, consistant à décrire ce type de lasers, a permis de mettre en évidence les points clés et les différences fondamentales qu'il existe entre les VCSELs et les lasers plus conventionnels à émission par la tranche. Les modèles présentés, ont permis de déterminer et d'évaluer les propriétés optiques des VCSELs développés pendant ce travail de thèse afin d'optimiser les phases de technologie et les caractéristiques de fonctionnement de nos composants.

L'état de l'art des structures VCSELs mono-longueur d'onde nous a permis de voir quelles étaient les solutions technologiques qui ont été retenues pour pallier les caractéristiques thermiques et optiques peu intéressantes des matériaux de la filière InP. Cette étape nécessaire a alors motivé des décisions technologiques et des choix de développement en fonction des moyens qui nous étaient offerts.

Le second état de l'art a passé en revue les différents types de lasers accordables et a situé le contexte de ce travail de thèse. Cet état de l'art montre les difficultés technologiques rencontrées pour développer ce type de composant suivant les différentes approches utilisées. Cela nous a permis également d'entrevoir le potentiel et le rôle important que peuvent jouer ces composants dans les systèmes de communications optiques locaux ou métropolitains.

Nous allons maintenant présenter le développement de miroirs de Bragg qui est la première étape capitale pour maîtriser la fabrication des VCSELs. En effet, les performances du composant sont fortement dépendantes des caractéristiques optiques et thermiques des miroirs de Bragg. Ainsi, il sera présenté dans le chapitre suivant, la technique de réalisation employée, les caractéristiques des matériaux utilisées et les performances atteintes des miroirs de Bragg diélectriques.

Références du chapitre II

- [Amano 03] T. Amano, F. Koyama, T. Hino, M. Arai, and A. Mastutani
“Design and Fabrication of GaAs–GaAlAs Micromachined Tunable Filter With Thermal Strain Control”
IEEE J. of Lightwave Technol., vol. 21, p. 596-601, 2003.
- [Baba 93] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, and K. Iga.
“Near Room-temperature continuous-wave lasing characteristics of GaInAsP/InP Surface Emitting laser”
Electron. Lett., vol. 29, p. 913-915, 1993.
- [Babic 92] D. Babic, and S.W. Corzine.
“Analytic Expression for the reflection delay, penetration depth, and absorbance of quarter-wave dielectric mirrors”
IEEE J. Quant. Elec., vol. 28, p. 514-524, 1992.
- [Babic 95] D.I. Babic, K. Streubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, J.E. Bowers, E.L. Hu, D.E. Mars, L. Yang, and K. Carey.
“Room-temperature continuous-wave operation of 1.54- μm Vertical-Cavity Lasers”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, p. 1225-1227, 1995.
- [Bergonzo 03] A. Bergonzo, J. Jacquet, D. De Gaudemaris, J. Landreau, A. Plais, A. Vuong, H. Sillard, T. Fillion, O. Durand, H. Krol, A. Accard, and I. Riant.
“Widely vernier tunable external cavity laser including a sampled fiber bragg grating with digital wavelength selection”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 15, p. 1144-1146, 2003.
- [Boucart 99] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouché, E. Derouin, J.C. Remy, J. Bonnet-Gamard, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, and J. Jacquet.
“Metamorphic DBR and Tunnel-Junction Injection: a CW RT Monolithic Long-wavelength VCSEL”
IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 5, p. 520-529, 1999.
- [Chang 06] 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 μm With Sidemode Suppression Ratio Over 30 dB”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, p. 847-849, 2006.
- [Chang-Hasnain 00] C.J. Chang-Hasnain
“Tunable VCSEL”
IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 6, p. 978-987, 2000.
- [Chitica 01] N. Chitica, and M. Strassner
“Room-temperature operation of photopumped monolithic InP vertical-cavity laser with two air-gap Bragg reflectors”
Appl. Phys. Lett., vol. 78, p. 3935-3937, 2001.
- [Choi 91-a] F.S. Choa, Y.H. Lee, T.L. Koch, C.A. Burrus, B. Tell, J.L. Jewel, and R.E. Leibenguth
“High-speed modulation of vertical cavity surface emitting lasers”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 3, p. 697-699, 1991.
- [Choi 91-b] F.S. Choa, K. Tai, W.T. Tsang, and S.N.G. Chu
“High reflectivity 1.55 μm InP/InGaAsP Bragg mirror grown by chemical beam epitaxy”
Appl. Phys. Lett., vol. 59, p. 2820-2822, 1991.

Chapitre II – Références

- [Choi 97] S.W. Choi, H.M. Park
“Highly Reflective 1.55 μm $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}/\text{In}_{1-z}\text{Al}_z\text{As}$ Quaternary Bragg Mirrors Grown by MOCVD”
Japanese Jour. of Appl. Phys., vol. 36, p. L740-L742, 1997.
- [Corzine 89] S. W. Corzine, R. S. Geels, J. W. Scott, R.-H. Yan, and L. A. Coldren
“Design of Fabry-Pérot Surface-Emitting Lasers with a Periodic Gain Structure”
IEEE J. Quant. Elec., vol. 25, p. 1513-1524, 1989.
- [Dutta 94] N. K. Dutta, D. Vakhshoori
“Article comprising a tunable semiconductor laser”
US patent n°5301201, 1994.
- [Fan 94] L. Fan, M.C. Wu, H.C. Lee, and P. Grodzinski
“10.1nm range continuous wavelength-tunable vertical-cavity surface-emitting lasers”
Electron. Lett., vol. 30, p. 1409-1410, 1994.
- [Feezell 05] D. Feezell, D.A. Buell, and L.A. Coldren
“InP-Based 1.3–1.6- μm VCSELs With Selectively Etched Tunnel-Junction Apertures on a Wavelength Flexible Platform”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 17, p. 2017-2019, 2005.
- [Geels 90] R.S. Geels, and L.A. Coldren
“Submilliamp threshold vertical cavity laser diodes”
Appl. Phys. Lett., vol. 57, pp. 1605-1607, 1990.
- [Guden 96] M. Guden, and J. Piprek
“Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength”
Modeling Simul. Mater. Sci. Eng., vol. 4, p. 349-357, 1996.
- [Harris 00] J.S. Harris
“Tunable Long-Wavelength Vertical-Cavity Lasers: The Engine of Next Generation Optical Networks?”
IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 6, p. 1145-1160, 2000.
- [Hsu 98] K. Hsu, C. M. Miller, D. Babic, D. Houg, and A. Taylor
“Continuously tunable photopumped 1.3- μm fiber Fabry-Pérot Surface-Emitting lasers”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, p. 1199-1201, 1998.
- [Huff 01] L. Huff and C. Mulrooney
“Tunable lasers offer network flexibility”
Compound semiconductor, p. 59-60, Sept 2001.
- [Huffaker 99] D.L. Huffaker and D.G. Deppe
“Intracavity Contacts for Low-Threshold Oxide-Confined VCSEL”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, p. 934–936, 1999.
- [Iga 87] K. Iga, S. Kinoshita, and F. Koyama.
“Microcavity GaAlAs/GaAs Surface-Emitting Laser with $I_{\text{Th}} = 6 \text{ mA}$ ”
Electron. Lett., vol. 23, p. 134–136, 1987.
- [Iga 00] K. Iga
“Surface emitting laser – Its birth and generation of new optoelectronics field”
IEEE J. on Select. Topics. in Quant. Elec., vol. 6, p. 1201-1215, 2000.
- [Jayaraman 03] V. Jayaraman, M. Mehta, A.W. Jackson, S. Wu, Y. Okuno, J. Piprek, and J.E. Bowers
“High-Power 1320-nm Wafer-Bonded VCSELs With Tunnel Junctions”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 15, p. 1495-1498, 2003.

Chapitre II – Références

- [Jewell 98] J. L. Jewell, P. D. Dapkus, W.-J. Choi *et al*
“Multiple-Long-Wavelength VCSEL arrays for low-cost WDM”
Proceedings of the SPIE, The International Society For Optical Engineering, vol. 3234, p. 140-145, 1995.
- [Karim 01] A. Karim, J. Piprek, P. Abraham, D. Lofgreen, Y.J. Chiu, and J.E. Bowers
“1.55- μm Vertical-Cavity Laser Arrays for Wavelength-Division Multiplexing”
IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 7, p. 178-183, 2001.
- [Larson 96] M.C. Larson, and Jr J.S. Harris
“Wide and continuous wavelength tuning in a vertical-cavity surface-emitting laser using a micromachined deformable-membrane mirror”
Appl. Phys. Lett., vol. 68, pp.891-893, 1996.
- [Laurand 05] N. Laurand, S. Calvez, H.D. Sun, M.D. Dawson, J.A. Gupta, and G.C. Aers
“C-band emission from GaInNAsSb VCSEL on GaAs”
Electron. Lett., vol. 42, p.29-30, 2005.
- [Levallois 06] C. Levallois, B. Caillaud, J.L. de Bougrenet de la Tocnaye, L. Dupont, A. Le Corre, H. Folliot, O. Dehaese, and S. Loualiche
“Long-wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser using an electro-optic index modulator with 10-nm tuning range”
accepted for publication in Appl. Phys. Lett., 2006.
- [Li 98] Y.M. Li, W. Yuen, G.S. Li, C.J. Chang-Hasnain
“Top-emitting micromechanical VCSEL with a 31.6-nm tuning range”
IEEE Photon. technol lett., vol. 10, p. 18-20, 1998.
- [Lin 03] C.K. Lin, D.P. Bour, J. Zhu, W.H. Perez, M.H. Leary, A. Tandon, S.W. Corzine, and M.R.T. Tan
“High Temperature CW operation of 1.3 and 1.55 μm VCSELs with InP/Air-Gap DBRs”
IEEE. J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 9, p. 1415-1421, 2003.
- [Maute 06] M. Maute, B. Kögel, G. Böhm, P. Meissner, and M.C. Amann
“MEMS-Tunable 1.55- μm VCSEL With Extended Tuning Range Incorporating a BTJ”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, p. 688-690, 2006.
- [Macleod 86] Macleod, H.A.
“Thin-film optical filters (second edition)”
Bristol: Hilger Ltd, 1986.
- [Mederer 01] F. Mederer, I. Ecker, J. Joos, M. Kicherer, H.J. Unold, K.J. Ebeling, M. Grabherr, R. Jäger, R. King, and D. Wiedenmann
“High performance selectively oxidized VCSELs and arrays for parallel high-speed optical interconnects”
IEEE Transactions on Advanced Packaging, vol. 24, p. 442-449, 2001.
- [Mehdi 97] M. Asghari, I. White and R. Penty
“Wavelength conversion using SOA”
J. of Ligth. Techno., vol. 15, p. 1181-1190, 1997.
- [Mereuta 04] A. Mereuta, A. Syrbu, V. Iakovlev, A. Rudra, A. Caliman, G. Suruceanu, C.A. Berseth, E. Deichsel, E. Kapon
“1.5 μm VCSEL structure optimization for high-power and high-temperature operation”
Journal of Crystal Growth, vol. 272, p.520-525, 2004.
- [Nakagawa 01] S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J.K. Kim, D.A. Buell, H. Kroemer, and L.A. Coldren
“1.55- μm InP-Lattice-Matched VCSELs With AlGaAsSb-AlAsSb DBR”
IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 7, p. 224-230, 2001.

Chapitre II – Références

- [Nishida 05] T. Nishida, M. Takaya, S. Kakinuma, T. Kaneko
“4.2 mW GaInNAs long-wavelength VCSEL grown by MOCVD”
IEEE J. on Select. Topics in Quant. Electron., vol. 11, p. 958-961, 2005.
- [Nugent 95] D.G.H. Nugent, R.G.S. Plumb *et al*
“Self Pulsations in Vertical Cavity Surface Emitting Laser”
Elect. Lett., vol. 31, p. 43-45, 1995.
- [Ortsiefer 05] M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, G. Böhm, J. Roskopf, R. Shau, E. Rönneberg, W. Hofmann, and M.C. Amann
“2.5-mW Single-Mode Operation of 1.55- μ m Buried Tunnel Junction VCSELs”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 17, p. 1596-1599, 2005.
- [Ouvrard 05] A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty, and D. Romanini
“Single-frequency tunable Sb-based VCSELs emitting at 2.3 μ m”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 17, p. 2020-2022, 2005.
- [Piprek 95] J. Piprek, H. Wenzel, H.-J. Wünsche, D. Braun and F. Henneberger
“Modeling light vs. current characteristics of long-wavelength VCSELs with various DBR materials”
Proceedings of the SPIE, The International Society For Optical Engineering, vol. 2399, p. 605-616, 1995.
- [Ram 95] R.J. Ram, D. I. Babic, R. A. York, and J. E. Bowers
“Spontaneous Emission in Microcavities with Distributed Mirrors”
IEEE J. Quant. Elec., vol. 31, p. 399-410, 1995.
- [Riemenschneider 04] F. Riemenschneider, M. Maute, H. Halbritter, G. Boehm, M.C. Amann, and P. Meissner
“Continuously tunable long-wavelength MEMS-VCSEL with over 40nm tuning range”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, p. 2212-2114, 2004.
- [Rigole 95] P.J. Rigole, S. Nilsson, L. Backbom, T. Klinga, J. Wallin, B. Stalnacke, E. Berglind, and B. Stoltz.
“114-nm Wavelength Tuning Range of a Vertical Grating Assisted Codirectional Coupler Laser with a Super Structure Grating Distributed Bragg Reflector”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 7, p. 697-699, 1995.
- [Robbins 04] V.M. Robbins, S.D. Lester, D. Bour, J.N. Miller and Françoise Mertz
“High-Power single-mode 1330 and 1550nm VCSELs bonded to silicon substrates”
Proceedings of the SPIE, The International Society For Optical Engineering, vol. 5349, p. 366-374, 2004.
- [Sagnes 99] I. Sagnes, G. Le Roux, P. Legay, C. Kazmierski, J.F. Palmier, and J.P. Debray
“MOCVD growth assessment of the first all-monolithic 1.56 VCSEL with GaInAlAs/InP system”
Proceeding of the 11th International Conference on InP Related Materials, p. 539-542, 1999.
- [Sagnes 01] I. Sagnes, G. Le Roux, C. Mériadec, A. Meurata, G. Saint-Girons, and M. Bensoussan
“MOCVD InP/AlGaInAs distributed Bragg reflector for 1.55 μ m VCSELs”
Electon. Lett., vol. 37, p. 500-501, 2001.
- [Shen 01] J.L. Shen, C.Y. Chang, H.C. Liu, W.C. Chou, Y.F. Chen, T. Jung, and M.C. Wu
“Reflectivity and photoluminescence studies in Bragg reflectors with absorbing layers”
Semicond. Sci. Technol., vol. 16, p.548-552, 2001.
- [Signoret 04] P. Signoret
“Etude des Lasers à Semiconducteur au Second Ordre: Bruit d’Amplitude - Bruit de Fréquence”
Habilitation à Diriger des Recherches, Université Montpellier II, 2004.
- [Soda 79] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu.
“GaInAsP/InP surface emitting injection lasers”
Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, p. 2329-2330, 1979.

Chapitre II – Références

[Symonds 2004] C. Symonds, I. Sagnes, J.-L. Oudar, S. Bouchoule, A. Garnache, J. Berggren, and M. Strassner
“Room temperature Continuous-wave lasing operation of monolithically grown 1.55 μm vertical external cavity surface emitting laser”

Optics Comm., vol. 230, p.419-423, 2004.

[Tadokoro 92] T. Tadokoro, H. Okamoto, Y. Kohama, T. Kawakami, T. Kurokawa
“Room-temperature Pulsed Operation of 1.5 μm InGaAsP/InP VCSEL”

IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, p. 409-411, 1992.

[Tai 90] K. Tai, G. Hasnain, J.D. Wynn *et al*

“90% coupling of top surface emitting GaAs/AlGaAs QW laser output into 8 μm diameter core silica fiber”

Electron. Lett., vol. 26, p.1628-1629, 1990.

[Vakhshoori 99] D. Vakhshoori, P. Tayebati, C.C. Lu, M. Azimi, P. Wang, J.H. Zhou and E. Canoglu

“2mW cw singlemode operation of a tunable 1550 nm vertical Cavity Surface emitting laser with 50nm tuning range”

Electron. Lett., vol. 35, p. 900-901, 1999.

[Wada 91] H. Wada, D.I. Babic, D.L. Crawford, T.E. Reynolds, J.J. Dudley, J.E. Bowers, E.L. Hu, J.L. Merz, B.I. Miller, U. Koren, and M.G. Young.

“Low-threshold, high-temperature pulsed operation of InGaAsP/InP VCSEL”

IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 3, p. 977-979, 1991.

[Wilmsen 99] C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren

“Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization”

Cambridge University Press, 1999.

[Wipiejewski 93] T. Wipiejewski, K. Panzlaff, E. Zeeb, and K.J. Ebeling

“Tunable extremely low threshold vertical-cavity laser diode”

IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 5, p. 889-892, 1993.

[Wu 95] M.S. Wu, E.C. Vail, G.S. Li, W. Yuen, and C.J. Chang-Hasnain

“Tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser”

Electron. Lett., vol. 31, p. 1671-1672, 1995.

[Yokouchi 90] N. Yokouchi, F. Koyama, K. Iga

“Estimation of tunable wavelength range in surface emitting laser using intra-cavity quantum-well tuner”

The Transactions of the IECE, vol. E73, p. 1473-1475, 1990.

[Yuen 01] W. Yuen, G.S. Li, R.F. Nabiev, M. Jansen, D. Davis, C.J. Chang-Hasnain

“Electrically-pumped directly-modulated tunable VCSEL for metro DWDM applications”

IEEE proceeding - Laser and Electro-Optic Society, vol. 1, p. 70-71, 2001.

Chapitre III

Elaboration et caractérisation de miroirs
de Bragg diélectriques

III.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédant que la réalisation d'un miroir de Bragg, de haute réflectivité et de conductivité thermique élevée, est un point clé pour la réalisation de VCSELs fonctionnant à 1,55 μm . Les caractéristiques optiques et thermiques étant peu intéressantes pour les miroirs de Bragg constitués de matériaux de la filière InP, nous nous sommes naturellement orientés vers les matériaux diélectriques à sauts d'indice élevés. La première étape de ce travail de thèse a donc été l'obtention de miroirs de Bragg performants en utilisant des matériaux diélectriques déposés par pulvérisation cathodique.

Ce chapitre est consacré à la description de la technique employée pour déposer ces matériaux. Il sera également présenté les propriétés optiques de ces matériaux, déposés sous forme de couches massives, à l'aide de plusieurs techniques de caractérisations. L'utilisation de la AFM (microscopie à force atomique) et du FTIR (Spectroscopie à transformées de Fourier) ont permis d'évaluer respectivement l'état de surface et les caractéristiques optiques de nos matériaux diélectriques. Le développement d'outils de simulation qui se basent sur le formalisme des matrices de transfert a été utile afin de simuler les spectres de réflectivité ou de transmission obtenus au FTIR et ainsi en déduire les constantes optiques de nos matériaux.

Ces mêmes outils de simulations et de caractérisations ont été utilisés également dans le cas de filtres Fabry-Perot ou de miroirs de Bragg. Ces différents empilements de couches déposées sur substrat de verre, ont été modélisés et caractérisés optiquement afin d'évaluer l'intérêt de ces matériaux diélectriques pour la réalisation de miroirs de Bragg. Enfin, l'étude du comportement de ces couches diélectriques, au cours du temps et lors de traitements thermiques, a été réalisée afin d'évaluer leurs aptitudes à pouvoir être intégrées dans un composant tel que le VCSEL.

III.2 Dépôt de diélectriques par pulvérisation cathodique

En 1852 Grove, et plus tard Plucker, montrent que l'établissement d'une décharge électrique entre deux électrodes conductrices placées dans une enceinte où règne une pression réduite de gaz inerte, entraîne l'apparition à l'anode d'une couche mince du composé constituant l'électrode antagoniste. Ce n'est que cent ans plus tard que ce principe de pulvérisation cathodique a été repris pour être étudié et développé pour la production de films minces.

La technique de pulvérisation cathodique est moins performante que les procédés CVD au niveau des vitesses de dépôt, mais incontestablement, elle est plus simple à mettre en oeuvre et elle permet le dépôt de nombreux matériaux solides à température ambiante, notamment des matériaux difficiles à évaporer. Aujourd'hui, la pulvérisation cathodique est une technique de dépôt couramment utilisée en recherche et dans l'industrie. Elle a donné lieu à de nombreuses publications pour diverses applications [Ternon 03][Gamo 96] notamment, la réalisation de miroirs de Bragg à base de matériaux diélectriques [Fargue 99][Convertino 97].

III.2.1 Principe de la pulvérisation cathodique

III.2.1.a Description générale

Le matériau à déposer, appelé matériau cible, est introduit dans l'enceinte à vide, sous forme d'une plaque de quelques millimètres d'épaisseur. Cette cible est fixée sur une électrode refroidie (la cathode) qu'on porte à une tension négative de quelques kV. Une deuxième électrode (l'anode) est disposée parallèlement à la cible, le plus souvent à une distance de quelques centimètres, et sert de porte substrat. Cette électrode est généralement maintenue à la masse. Si la pression résiduelle dans l'enceinte est voisine de quelques Pa, le champ électrique, créé entre les deux électrodes, provoque l'ionisation du gaz résiduel. Cette ionisation apparaît sous forme d'un nuage luminescent, localisé entre les deux électrodes. Au même moment, un courant électrique s'établit entre les deux électrodes. Le gaz résiduel devenu conducteur, contient des électrons, attirés par l'anode et des ions positifs attirés par la cible (cathode) ce qui provoque la pulvérisation du matériau. Ainsi, nous obtenons un dépôt sur la surface d'un échantillon placé devant la cible.

III.2.1.b Mécanisme de la pulvérisation cathodique RF

Dans le cas de la pulvérisation cathodique radio-fréquence (RF), le plasma est amorcé par une tension alternative d'une fréquence de quelques MHz. En raison de la grande mobilité des électrons, par rapport à celle des ions à la fréquence utilisée, la caractéristique courant-tension du plasma est similaire à celle d'une diode. Il s'ensuit que la charge globale accumulée sur une période de la tension RF est non nulle. Il apparaît alors sur la cathode (cible) une tension continue négative V_{DC} , appelée « tension d'autopolarisation ». Cette tension V_{DC} se superpose à la tension radiofréquence et va être responsable de l'accélération des ions vers la cible (cf. Figure III.1). L'éjection d'atomes provenant de la cible est un effet purement mécanique dû aux chocs des ions sur le matériau que l'on veut déposer. Il est transféré aux atomes du matériau une énergie mécanique par cession de la quantité de mouvement de la particule incidente. Comme l'indique la figure III.1, les particules généralement utilisées sont des ions d'argon Ar^+ qui disposent d'une masse élevée permettant d'avoir une quantité de mouvement importante.

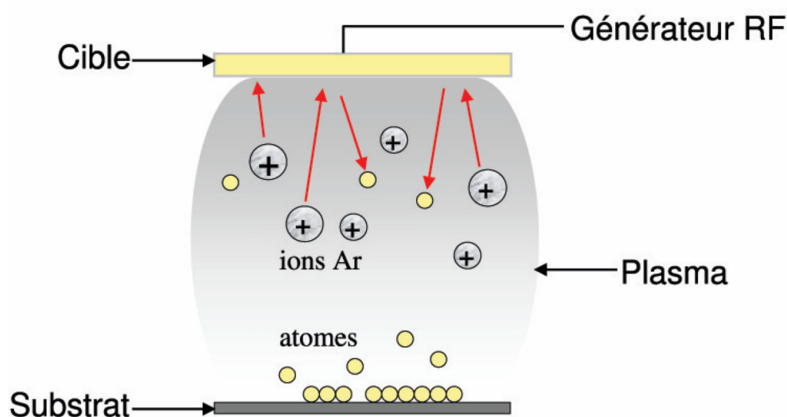


Figure III.1: Schéma de principe de la pulvérisation cathodique.

Dans le domaine des faibles pressions utilisées, le libre parcours moyen est du même ordre de grandeur que la distance séparant les électrodes. Ceci permet à une fraction importante des atomes éjectés d'atteindre le substrat sans rencontrer les molécules du gaz résiduel. La couche mince croît alors par accumulation de ces atomes à une vitesse qui dépend du rendement de pulvérisation. Ce rendement qui correspond aux nombres d'atomes éjectés par particule incidente, est fonction de la pression et de la tension utilisées. Ce rendement dépend également de la nature du matériau cible, de son état de surface ainsi que de l'angle d'incidence des ions arrivant sur la cible.

III.2.2 Description du bâti

III.2.2.a La pulvérisation cathodique au laboratoire

Le bâti de pulvérisation cathodique du laboratoire est placé à l'intérieur d'une salle blanche. Ce système, de marque Leybold, dispose de quatre cibles de 3 pouces de diamètre et de trois porte-substrats (cf. Figure III.2). Le système de pompage est constitué d'une pompe primaire et d'une pompe turbomoléculaire permettant d'atteindre un vide limite de 10^{-7} Torr. Les dépôts sont réalisés en mettant en vis-à-vis un porte-substrat fixe sur lequel repose l'échantillon avec une cible mobile contenant le matériau que l'on souhaite déposer. Afin de maintenir une pression constante pendant les dépôts, les flux gazeux sont contrôlés par l'intermédiaire de débitmètres massiques. Les énergies élevées, avec lesquelles sont éjectés les atomes de la cible, conduisent à un échauffement du substrat lors de longues phases de dépôt. Pour atténuer cet échauffement et obtenir des couches homogènes, il est possible de refroidir les porte-substrats par une circulation d'eau.

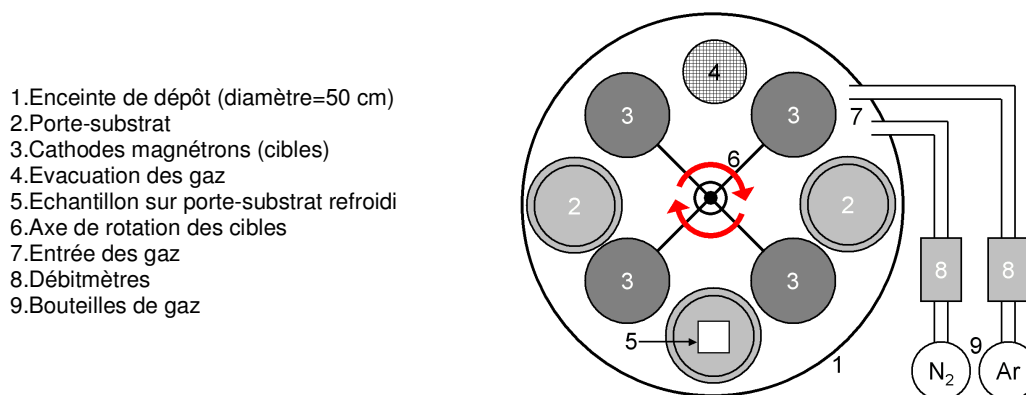


Figure III.2: Vue de dessus schématique du bâti utilisé au laboratoire.

Le bâti est muni d'aimants placés au voisinage des cathodes. La présence de ces aimants permet d'obtenir une pulvérisation magnétron qui se caractérise par un degré d'ionisation élevé. En effet, les électrons possèdent un mouvement cycloïdal autour des lignes de champ, augmentant alors le taux de collisions entre ces électrons et les molécules d'argon. Le rendement de pulvérisation et l'homogénéité des dépôts s'en trouvent fortement améliorés. La réalisation d'un miroir de Bragg fait appel à deux matériaux diélectriques a-Si (silicium amorphe) et a-SiN_x (nitrure de silicium) dont la différence d'indice doit être la plus élevée possible. L'utilisation d'un gaz actif, comme l'azote, permet de passer d'une pulvérisation cathodique simple, pour le dépôt de a-Si, à une pulvérisation cathodique réactive, pour le a-

SiN_x. Dans ce cas, l'atmosphère du plasma devient réactive et le gaz additionnel (N) va réagir avec le matériau pulvérisé (Si) pour former le composé a-SiN_x.

III.2.2.b Les conditions de dépôt

Les vitesses de dépôt ainsi que les caractéristiques optiques des couches minces dépendent de plusieurs paramètres. La pression dans l'enceinte, les tensions d'accélération et la composition du plasma ont une influence sur la vitesse et la nature du dépôt. Les couches de silicium et de nitrure de silicium élaborées par pulvérisation cathodique doivent être homogènes. Ceci implique que l'on doit obtenir une même épaisseur et une même composition de dépôt sur toute la surface de l'échantillon. Enfin, il faut s'assurer que les caractéristiques obtenues sont reproductibles.

Ainsi, la maîtrise des matériaux a nécessité une étude sur l'influence des conditions de dépôts. Les paramètres variables utilisés lors de cette étude sont: la pression, la composition du plasma et la tension d'accélération. Le a-Si est obtenu à partir d'un plasma neutre constitué uniquement d'argon. Le a-SiN_x est réalisé quant à lui à partir d'un plasma réactif constitué d'argon et d'un gaz appelé «forming gas». Ce gaz est un mélange de 90% d'N₂ et de 10% d'H₂. L'ensemble des conditions de dépôt est résumé dans le tableau suivant, où les flux d'argon et de « forming gas » sont exprimés en sccm (standard cubic centimeter per minute).

	Pression (Torr)	V _{DC} (Volt)	Température du substrat (°C)	Flux (sccm)	
				Ar	forming gas
a-Si	1,5·10 ⁻²	300	10°C	144	0
a-SiN _x	1,0·10 ⁻²	300	10°C	78	22

Tableau III.1: Conditions de dépôt utilisées

III.2.2.c Contrôle des vitesses de dépôt

La vitesse de dépôt est un paramètre important qui est principalement relié à la pression dans l'enceinte, à la tension V_{DC} et à la température de substrat [Abdesselem 06]. Des vitesses de dépôt élevées peuvent rendre difficile le bon contrôle des épaisseurs des couches et engendrer un matériau inhomogène et de mauvaise qualité. Nous avons utilisé une vitesse de dépôt relativement faible afin d'avoir une bonne maîtrise des épaisseurs, condition nécessaire pour la réalisation d'un miroir de Bragg efficace. Cependant, les vitesses de dépôt ne doivent pas non plus être trop lentes, afin d'éviter un processus de fabrication trop long du

miroir de Bragg. En considérant le système de pulvérisation cathodique dont on dispose, des temps de dépôt peuvent être déterminés à la seconde près. Or, pour obtenir une réflectivité optimale à la longueur d'onde de résonance du miroir de Bragg, il est nécessaire d'avoir un contrôle sur les épaisseurs de 1% à 2% près. Ceci se traduit dans notre cas par des vitesses qui doivent d'être inférieures à $60 \text{ nm}\cdot\text{min}^{-1}$, pour pouvoir assurer un contrôle sur les épaisseurs à quelques nm près.

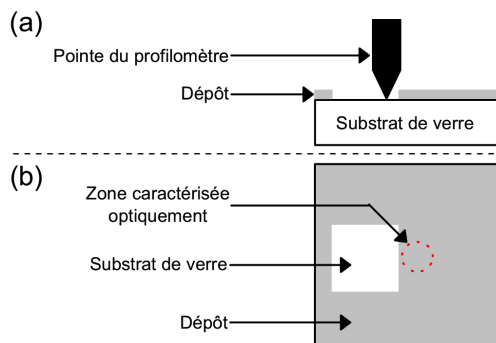


Figure III.3: Schéma de principe de la mesure d'épaisseur d'une couche mince au profilomètre après une étape de lithographie ((a): vue de côté, (b): vue de dessus)

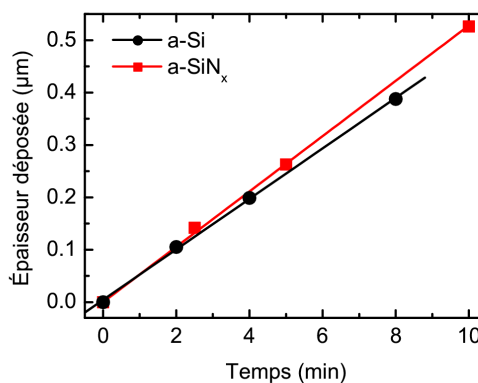


Figure III.4: Épaisseurs de a-Si et a-SiN_x déposées en fonction de temps

Ne disposant pas de contrôle « in-situ » pour mesurer l'épaisseur des couches déposées, nous réalisons pour chaque échantillon étudié une lithographie afin d'obtenir une marche permettant de mesurer l'épaisseur des dépôts. La figure III.3 représente le principe de mesure de l'épaisseur des couches déposées à l'aide d'un profilomètre. Le motif obtenu permet de déterminer les épaisseurs des dépôts au centre de l'échantillon et autorise aussi une caractérisation optique au plus près de la mesure de l'épaisseur. Ainsi, ceci permet de récupérer une grandeur physique nécessaire à la détermination des constantes optiques de nos matériaux.

Pour les conditions de dépôt répertoriées dans le tableau III.1, les épaisseurs déposées en fonction du temps sont représentées sur la figure III.4. Ces deux droites, quasi-parallèles entre-elles, indiquent que les vitesses de dépôt pour le a-Si et le a-SiN_x sont similaires. La mesure des pentes donne une vitesse de $49 \text{ nm}\cdot\text{min}^{-1}$ pour a-Si et $53 \text{ nm}\cdot\text{min}^{-1}$ pour a-SiN_x. Ces vitesses de dépôt sont donc compatibles avec la fabrication d'un miroir de Bragg dans des

temps raisonnables. Nous avons vérifié par ailleurs, une bonne reproductibilité de la vitesse et un bon contrôle des épaisseurs, pour des conditions de dépôt identiques.

III.2.2.d Homogénéité

Au même titre que le bon contrôle des épaisseurs, l'homogénéité de celles-ci, sur la surface des échantillons, est un paramètre important. En effet, une inhomogénéité trop élevée des épaisseurs des matériaux peut conduire à une variation de réflectivité sur la surface de notre miroir de Bragg. Cette variation de réflectivité doit rester faible, si l'on souhaite obtenir des VCSELs avec des performances homogènes sur l'ensemble de la surface des échantillons.

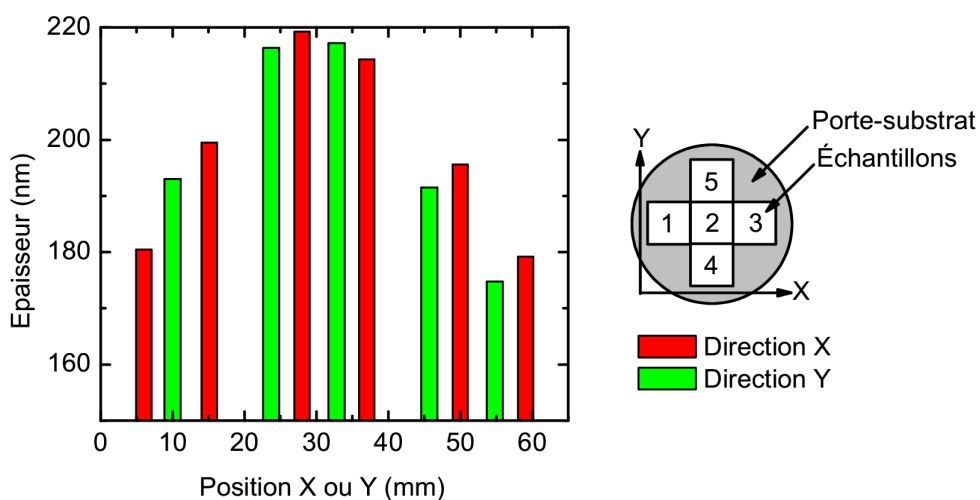


Figure III.5: Variation des épaisseurs déposées relevée selon les deux directions représentées par le schéma.

L'évaluation de l'homogénéité des épaisseurs déposées a donc été réalisée en plaçant plusieurs échantillons sur le porte-substrat et en mesurant l'épaisseur du dépôt en plusieurs points (cf. Figure III.5) de chacun de ces échantillons. On constate que l'épaisseur du dépôt varie peu ($\pm 1\%$) sur un même échantillon (18 mm x 18 mm), lorsqu'il est centré sur le porte-substrat. En revanche dès que l'on sort de cette zone, l'épaisseur déposée diminue. La variation est alors supérieure à 10%. La réalisation d'un miroir de Bragg de réflectivité homogène peut donc être envisagée pour des surfaces proches de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ en utilisant la zone centrale du porte-substrat. Ce résultat est satisfaisant et reste compatible avec la réalisation d'échantillons VCSEL dont les surfaces à traiter seront toujours inférieures à 4 cm^2 (cf. Chapitre IV et V).

III.3 Étude de couches massives

L'étude préalable des caractéristiques structurales et optiques des diélectriques (a-Si, a-SiN_x) sous forme de couches massives est une étape nécessaire pour la mise au point de miroirs de Bragg. Les couches massives obtenues par pulvérisation cathodique ont été observées en microscopie électronique à balayage (MEB) et microscopie à force atomique (AFM). Les caractérisations optiques ont consisté à étudier la transmission des couches à l'aide d'un FTIR afin de déterminer les indices optiques réels et d'évaluer les coefficients d'absorption. Nous nous attacherons dans cette partie à présenter une synthèse des résultats obtenus et à montrer que les matériaux utilisés sont compatibles avec la réalisation d'un miroir de Bragg efficace.

III.3.1 Etat de surface

La qualité des interfaces entre les matériaux dans le miroir de Bragg est un paramètre critique. En effet, un des facteurs de perte identifié dans les miroirs de Bragg est la diffusion par la rugosité aux interfaces. Des dépôts de a-SiN_x et de a-Si ont été analysés par MEB et par AFM afin d'évaluer la qualité et quantifier la rugosité de nos matériaux. La caractérisation au MEB d'une couche de a-Si, déposée sur un substrat de silicium (cf. Figure III.6), montre ainsi clairement une morphologie de surface de bonne qualité avec une texture homogène ne présentant aucun défaut.

D'autres dépôts de a-Si et a-SiN_x ont été réalisés sur des substrat d'InP afin de caractériser la surface de nos matériaux par AFM. Le choix d'un tel substrat pour ces dépôts a permis de se placer dans une configuration identique à la celle utilisée lors de la réalisation d'un miroir de Bragg sur une cavité VCSEL épitaxiée sur InP. Les épaisseurs de a-Si et a-SiN_x sont respectivement de 100 et 210 nm et sont identiques aux épaisseurs utilisées dans le miroir de Bragg. Les images présentées dans la figure III.7 correspondent à des surfaces de a-Si et de a-SiN_x de 1 μm². Les graphiques associés à ces images représentent la distribution des amplitudes de la rugosité pour chacune des surfaces étudiées. La rugosité est évaluée à partir de la demi-largeur à mi-hauteur pour chacune des distributions. Les rugosités moyennes sont de 1,1 nm pour le silicium et de 1,6 nm pour le nitrure de silicium. Ces valeurs de rugosité sont en accord avec celles observées pour ce type de matériaux élaborés avec la même technique de dépôt [Hurley 03][Guruvenket 05]. La longueur d'onde de résonance de 1,55 μm des miroirs de Bragg est largement supérieure à la rugosité moyenne obtenue.

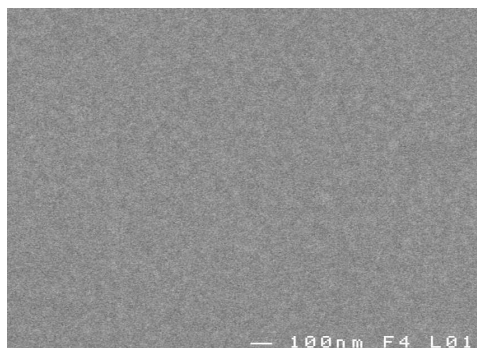


Figure III.6: Image MEB de la surface d'un dépôt de a-Si sur substrat de silicium.

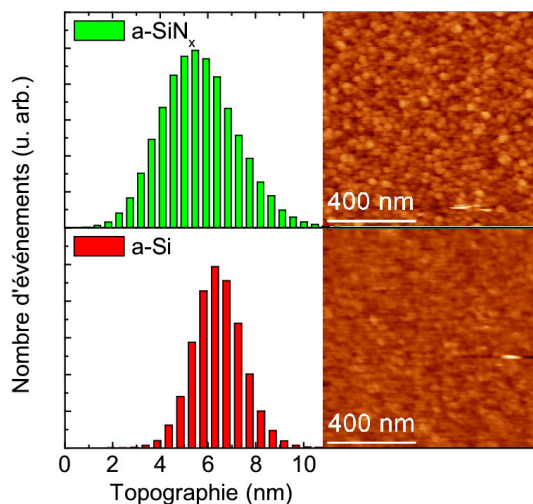


Figure III.7: Distribution de la topographie et images relevées à l'AFM pour des dépôts de a-Si et a-SiNx d'épaisseurs optiques égales à celles utilisées dans le miroir de Bragg.

Ainsi, si l'on considère que l'on a une distribution gaussienne des hauteurs de rugosité et que la hauteur moyenne de rugosité σ est faible devant la longueur d'onde de travail λ , la diminution de la réflectivité R_S due à la diffusion à cette interface peut s'exprimer de la manière suivante [Shin 98]:

$$R_S = R_0 \exp \left[- \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (\text{III.1})$$

Où R_0 est la réflectivité de l'interface idéale. Nous pouvons également introduire ce terme de rugosité d'interface dans le calcul des matrices de transfert (cf. Annexe A). Toutefois, cette expression indique clairement que R_S est très proche de R_0 pour des valeurs de rugosité proches d'un nm. Nous considérons donc que les pertes par diffusion optiques, dues à la rugosité des interfaces, sont négligeables et nous n'en tiendrons pas compte dans la modélisation des miroirs de Bragg.

III.3.2 Propriétés optiques des couches minces

La caractérisation optique des matériaux massifs a été réalisée à partir de simples couches minces. Les mesures réalisées ont permis d'extraire les indices de réfraction et les coefficients d'absorption optique de nos matériaux qui sont des paramètres essentiels pour la réalisation d'un miroir de Bragg.

III.3.2.a Principe de la mesure

La caractérisation optique des couches massives a été effectuée à l'aide d'un spectromètre FTIR (cf. Annexe D). Cette technique permet d'obtenir un spectre en transmission sous incidence normale dans une gamme spectrale allant de 0,9 à 1,9 μm . Les couches massives sont déposées sur des substrats de verre d'indice optique 1,52 et de transmission proche de 92%. L'objectif de cette mesure consiste à obtenir un spectre de transmission modulé en amplitude. En effet, les réflexions multiples, dues aux interfaces couche/substrat et couche/air, vont engendrer la présence de maxima et de minima de transmission dans le spectre (cf. Figure III.8 et III.9)

La simulation de la transmission, à l'aide du formalisme des matrices de transfert, permet ainsi d'approcher la courbe expérimentale et d'en déduire les caractéristiques optiques du matériau. Les paramètres nécessaires à cette simulation sont rappelés par la figure III.8 où les inconnues sont l'indice de réfraction réel (n) et le coefficient d'extinction (k) relié à l'absorption optique du matériau. L'épaisseur de la couche est obtenue par la méthode décrite précédemment (cf. Figure III.3). La zone caractérisée en transmission optique présente une surface faible (disque de 5 mm de diamètre), il est donc considéré dans la modélisation que l'épaisseur est homogène.

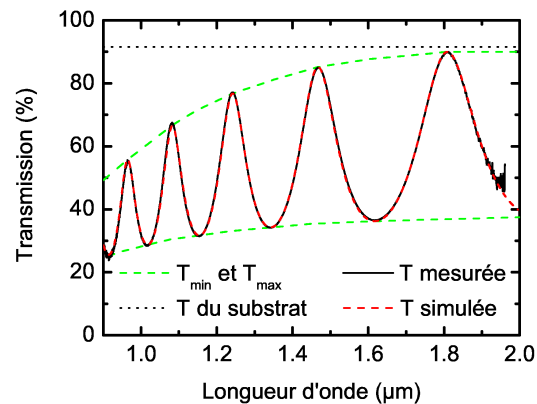
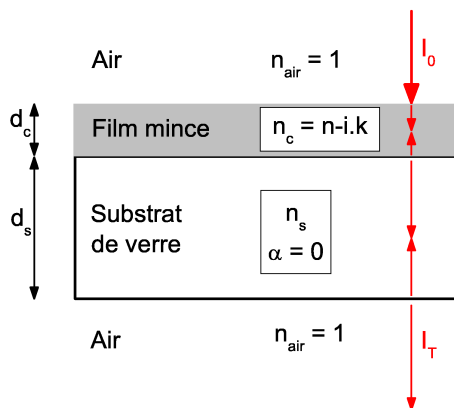


Figure III.8: Vue schématique d'un échantillon caractérisé en transmission et paramètres utilisés dans la modélisation de la mesure.

Figure III.9: Spectre de transmission simulé et mesuré au FTIR pour une couche de 980 nm de a-Si sur un substrat de verre ($T_{\text{sub}} = 92\%$).

La figure III.9 représente le spectre obtenu pour une couche de a-Si de 980 nm d'épaisseur. Les épaisseurs utilisées pour réaliser de telles mesures sont donc nettement plus importantes que celles nécessaires à la réalisation du miroir de Bragg. En effet, il est

important de déposer des couches d'épaisseur élevées pour obtenir plusieurs maxima et minima de transmission et ainsi en déduire les valeurs d'indice et d'absorption en plusieurs points du spectre. Cependant, malgré le refroidissement du porte-substrat, un dépôt trop long peut conduire à un échauffement du substrat et engendrer une couche inhomogène et des propriétés optiques différentes de celles d'une couche mince. Cette contrainte nous a obligé à faire des dépôts fractionnés pour réaliser des couches massives d'épaisseurs élevées.

La détermination du couple $n(\lambda)$ et $k(\lambda)$ se fait par des approches successives afin de converger au mieux vers la solution qui présente le meilleur accord possible avec la courbe de transmission expérimentale. Cela consiste à faire coïncider progressivement tous les maxima et minima de transmission observés avec la courbe modélisée. La valeur de l'indice de réfraction joue sur la périodicité et l'amplitude entre les maxima et les minima de transmission. La valeur de l'absorption optique influence la position des « enveloppes » de transmission. La figure III.9 représente le résultat final où on remarque que la prise en compte de la variation de l'indice et de l'absorption avec la longueur d'onde permet d'obtenir un accord parfait entre la simulation et l'expérience.

III.3.2.b Indice de réfraction des matériaux

Les caractérisations optiques en transmission ont permis d'extraire l'indice de réfraction et l'absorption optique des matériaux diélectriques. Les premières mesures ont été consacrées à la variation d'indice en fonction de l'incorporation d'azote dans la couche déposée. En effet, l'utilisation d'un plasma d'Argon pur permet de déposer du silicium amorphe et l'introduction d'un plasma réactif constitué d'un mélange d'Argon et de « forming gas » engendre la formation d'une couche plus ou moins riche en azote. L'étude a donc consisté à mesurer l'indice et l'absorption du matériau pour différentes pressions partielles d'azote tout en maintenant une pression totale à 10^{-2} Torr. La figure III.10 illustre la variation de l'indice de réfraction à $1,55 \mu\text{m}$ obtenue en fonction du flux de « forming gas ». Ainsi, en ajustant le paramètre de débit du « forming gas » il est possible de faire varier l'indice de réfraction de 3,73 pour un plasma entièrement constitué d'Ar à 1,83 pour un plasma réactif où le ratio N_2/Ar est maximal. La valeur de 3,73 pour l'indice de réfraction du silicium amorphe est conforme aux valeurs reportées dans la littérature [Richards 04][Hubler 79]. Cette valeur est élevée et supérieure à l'indice de réfraction du silicium cristallin ($3,5$ à $1,55 \mu\text{m}$). La valeur de l'indice de réfraction diminue rapidement avec le flux de « forming gaz » pour se stabiliser au delà de 10 sccm. L'indice minimum obtenu de 1,83 est légèrement inférieur à

l'indice du Si₃N₄ stœchiométrique de 1,9 à 1,55 μm [Piprek 95]. Cette valeur d'indice peut être expliquée par la présence d'oxygène et d'hydrogène contenus dans le plasma, qui sont probablement incorporés dans le matériau. La différence maximale qui peut être atteinte entre nos deux matériaux diélectriques a-Si et a-SiN_x est donc de Δn ≈ 1,9, soit une différence d'indice plus de 4 fois supérieure à celle obtenue entre AlAs et GaAs.

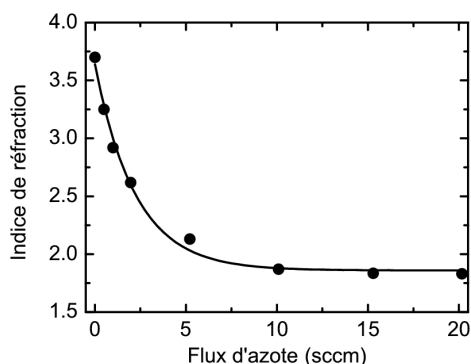


Figure III.10: Variation de l'indice de réfraction à 1,55 μm en fonction du flux d'azote utilisé.

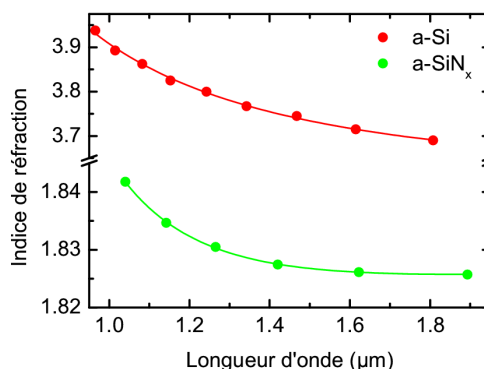


Figure III.11: Indice de réfraction obtenu en fonction de la longueur d'onde pour le a-Si et le a-SiN_x.

La dispersion de l'indice de réfraction a été étudiée pour les deux matériaux a-Si et a-SiN_x (cf. Figure III.11). La variation d'indice peut être décrite par une loi de type Cauchy:

$$n = n_0 + \frac{n_1}{\lambda^2} \quad (\text{III.2})$$

Cette loi généralement utilisée pour décrire la dispersion de l'indice dans les diélectriques a permis de rendre compte de la variation de l'indice en fonction de la longueur d'onde uniquement pour le a-Si. Un terme supplémentaire, de type n_2/λ^4 a été ajouté, afin de décrire au mieux la courbe expérimentale dans le cas du a-SiN_x. Les valeurs des coefficients utilisés (n_1 et n_2) sont reportées dans le tableau III.2.

	n_0	n_1	n_2
a-Si	3,595	0,313	0
a-SiN _x	1,829	-2,17·10 ⁻²	3,865·10 ⁻²

Tableau III.2: Coefficients utilisés pour décrire la dispersion de l'indice de réfraction des matériaux diélectriques.

III.3.2.c Évaluation de l'absorption

Hormis la diffusion par la rugosité aux interfaces, que l'on a évoqué précédemment, d'autres effets physiques peuvent être responsables des pertes optiques des matériaux dans leurs zones de transparence. Pour les matériaux semiconducteurs dopés, on observe toujours des pertes par absorption, dues aux porteurs libres [Wilmsen 99]. Cependant, dans notre cas, la cible de silicium utilisée en pulvérisation cathodique est non-dopée, seul un dopage résiduel est probablement présent. En toute rigueur pour un tel matériau aucune absorption n'est possible en deçà de l'énergie du gap (E_g).

Pour du silicium amorphe, Martin *et al* ont montré que $E_g = 1,4$ eV [Martin 83]. Cependant, ce matériau amorphe présente dans la bande interdite des états localisés dus aux défauts caractéristiques. Ces états sont ceux engendrés par le désordre structural sous la forme de deux queues de bandes exponentielles de conduction et de valence (queues d'Urbach) et des états profonds dus aux liaisons pendantes du silicium. La présence de défauts extrinsèques peut également induire une absorption. Ainsi, les spectres montrent généralement une «queue» d'absorption plus ou moins étendue vers les basses énergies. Cette absorption dans la zone de transparence dépend fortement de la technique et des conditions de dépôt employées. La répercussion de la «queue» d'absorption sur la zone de haut pouvoir réflecteur d'un miroir de Bragg peut être critique si l'absorption s'étend assez loin vers les basses énergies et s'approche de la longueur d'onde de résonance du miroir de Bragg.

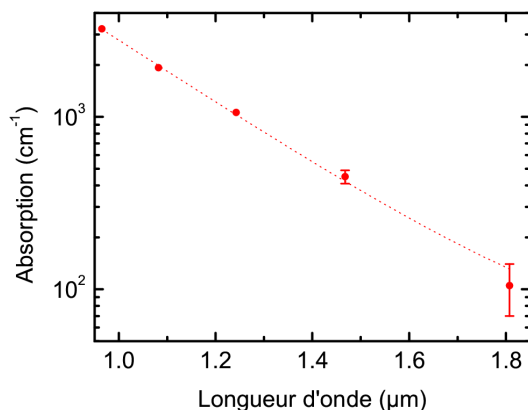


Figure III.12: Spectre d'absorption obtenu à partir de la transmission optique d'une couche de 980 nm de a-Si.

L'absorption des matériaux diélectriques a été évaluée à partir des mesures en transmission optique. En effet, l'allure du spectre de transmission est sensible à l'absorption du matériau étudié. Dans le cas du silicium amorphe, la diminution de l'amplitude des maxima de transmissions par rapport à la transmission du substrat de verre, démontre bien la présence d'une absorption résiduelle (cf. Figure III.9). L'évaluation de l'absorption résiduelle pour le a-SiN_x s'est révélée très difficile en raison de sa faible valeur et de la trop faible sensibilité de la méthode de mesure. Nous pouvons juste avancer que cette valeur semble inférieure à 50 cm⁻¹. Ce résultat est malgré tout conforme pour ce type de matériau, connu pour être peu absorbant dans l'infrarouge. En effet, Yao *et al* [Yao 06] ont montré que le a-SiN_x, déposé en pulvérisation cathodique a un gap qui dépend des conditions de dépôt, avec des valeurs en énergie qui se situent dans le visible où l'ultraviolet.

En ce qui concerne le silicium amorphe, La figure III.12 représente le spectre obtenu pour une couche de 980 nm de a-Si. L'allure générale du spectre nous montre que la décroissance de l'absorption a plutôt une allure d'exponentielle qui diminue lentement vers les grandes longueurs d'ondes. A proximité de 1,55 μm, nous estimons que cette valeur d'absorption résiduelle est proche de 300 cm⁻¹. Nous avons pu vérifier que cette valeur élevée de l'absorption, pouvait être réduite si l'on introduit un faible pourcentage d'hydrogène dans le plasma. Cependant les tests réalisés ont montré une mauvaise adhérence des couches sur le substrat, ainsi que des vitesses de dépôt élevées et peu reproductibles. D'autres solutions peuvent être employées pour réduire l'absorption résiduelle à 1,55 μm dans le silicium amorphe. En effet, Richards *et al* [Richards 04] ont montré que du silicium amorphe, déposé en pulvérisation cathodique à une température voisine de 350 °C, présente des absorptions de quelques dizaines de cm⁻¹ à 1,55 μm. Toutefois, à ces températures, le dépôt a tendance à cristalliser. Ne disposant pas de système de chauffage dans notre bâti nous avons utilisé les conditions présentées dans le tableau III.1 afin d'atteindre rapidement l'objectif de réalisation d'un miroir de Bragg.

Les valeurs d'absorption, extraites des spectres de transmission optique de couches massives, sont peu précises et indiquent plutôt l'ordre de grandeur de l'absorption résiduelle à 1,55 μm. Nous verrons dans la partie suivante comment nous avons déterminé, avec précision, ces valeurs d'absorption résiduelle afin de modéliser au mieux les miroirs de Bragg a-Si/a-SiN_x.

III.4 Études de filtres et de miroirs

Cette partie est consacrée à l'étude de miroirs de Bragg et de filtres Fabry-Perot constitués de silicium et nitrure de silicium déposés par pulvérisation cathodique. Les caractérisations optiques ont consisté à faire des mesures en transmission et réflexion à l'aide de notre FTIR. Nous présenterons également les avantages, et les inconvénients, liés à l'utilisation de ces matériaux dans le cadre plus concret du VCSEL.

III.4.1 Réalisation et caractérisation de filtres Fabry-Perot

III.4.1.a Principe de la mesure

L'incertitude élevée, des mesures d'absorption résiduelle de nos matériaux diélectriques, lorsqu'ils sont étudiés sous forme de couches massives, nous a conduit à mettre au point une autre méthode de mesure. Cette technique est basée sur la forte influence de l'absorption des matériaux sur la transmission d'un filtre Fabry-Perot (FP) à la résonance. La figure III.13 représente une vue schématique d'un premier filtre constitué d'une cavité en a-SiN_x, d'une épaisseur optique de $\lambda/2$. Cette couche est insérée entre deux miroirs de Bragg de deux périodes et demi en a-Si/a-SiN_x.

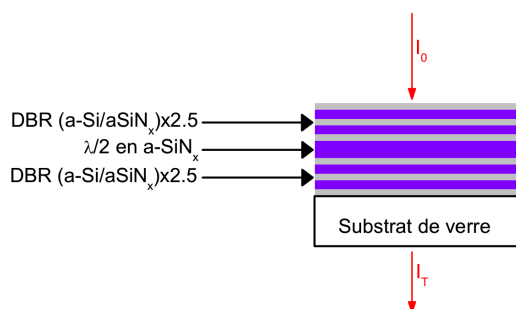


Figure III.13: Représentation schématique d'un filtre Fabry-Perot constitué d'une cavité de a-SiN_x d'épaisseur optique $\lambda/2$.

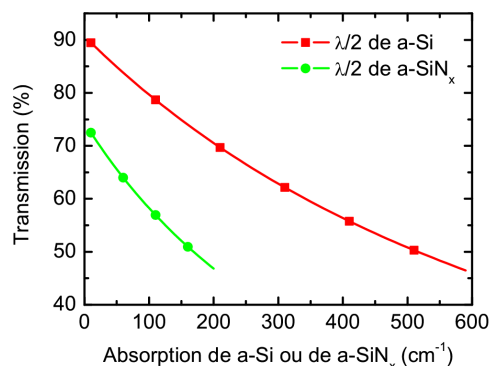


Figure III.14: Variation simulée de la transmission des deux filtres Fabry-Perot étudiés en fonction de l'absorption des matériaux.

Un deuxième filtre a été réalisé en utilisant a-Si comme matériau diélectrique inséré entre deux miroirs de Bragg de trois périodes et demi en a-SiN_x/a-Si. Ces designs particuliers sont le résultat de modélisations qui ont mis en évidence la possibilité de mesurer des

absorptions résiduelles faibles avec une bonne précision. En effet, la simulation de ces structures démontre une importante variation de la transmission à la résonance en fonction de l'absorption résiduelle du matériau (cf. Figure III.14). La courbe relative à la cavité en a-SiN_x, présentée sur la figure III.14, montre la variation de la transmission d'un tel filtre en fonction du coefficient d'absorption du a-SiN_x, pour une absorption de a-Si fixée à 300 cm⁻¹. La seconde courbe représente la variation de la transmission obtenue, pour le second filtre en fonction de l'absorption dans a-Si, pour une absorption nulle dans a-SiN_x. Nous allons maintenant préciser comment l'étude de ces deux filtres FP nous a permis d'extraire les valeurs d'absorption de nos matériaux diélectriques.

III.4.1.b Caractérisation de l'absorption des matériaux

L'évaluation des absorptions résiduelles des deux matériaux diélectriques implique donc la réalisation de deux échantillons, afin d'obtenir deux spectres de transmission au FTIR. La détermination par simulation des coefficients d'absorption à 1,55 μm a consisté ensuite à faire varier conjointement l'absorption de a-Si et de a-SiN_x afin d'obtenir un accord entre les deux spectres mesurés et les deux spectres simulés. Le coefficient d'absorption de a-SiN_x a varié entre 0 et 40 cm⁻¹ et celui de a-Si entre 200 et 600 cm⁻¹. Pour chaque itération, l'accord est évalué en calculant la moyenne des écarts absolus entre les valeurs de transmission simulées et observées à la résonance.

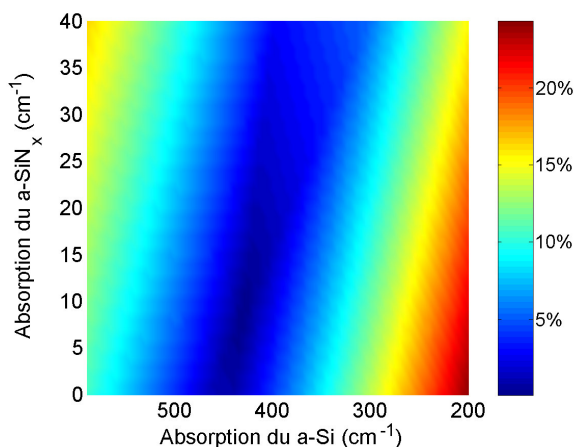


Figure III.15: Erreur relative entre la transmission simulée et observée pour les deux filtres étudiés en fonction de l'absorption résiduelle de a-Si et celle de a-SiN_x.

La figure III.15, représente les écarts entre théorie et expérience en utilisant une échelle de couleurs en fonction de l'absorption des matériaux diélectriques. Les points de

couleurs bleu foncés correspondent à un accord quasi-parfait (écart < 1%). Les coordonnées de ces points nous donnent des absorptions proches de 10 cm^{-1} pour a-SiN_x et de 420 cm^{-1} pour a-Si. Pour ces valeurs d'absorption, les spectres simulés et mesurés pour les deux types de filtres sont présentés sur la figure III.16 et montrent effectivement un très bon accord. Bien que les longueurs d'onde de résonance des deux filtres ne coïncident pas ($\Delta\lambda = 49 \text{ nm}$), nous pouvons supposer que l'absorption résiduelle varie peu autour de $1,55 \mu\text{m}$. Les coefficients d'absorption seront donc considérés constants dans les simulations de transmission et de réflexion des miroirs de Bragg sur le domaine spectral allant de $1,5$ à $1,6 \mu\text{m}$.

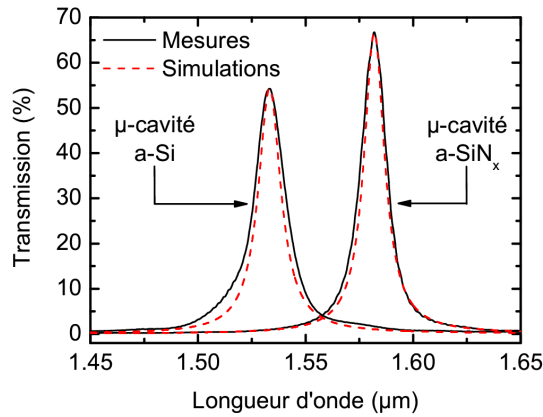


Figure III.16: Spectres simulés et mesurés pour les deux filtres étudiés et composés d'une cavité en a-Si ou en a-SiN_x d'épaisseur optique égale à $\lambda/2$.

Les largeurs à mi-hauteur des pics de transmissions sont eux aussi en bon accord avec les valeurs obtenues en simulation. Le facteur de qualité qui mesure la finesse de résonance d'une cavité peut s'exprimer de la façon suivante [Shen 01]:

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{2\pi n_c \nu}{c \left[\alpha - \frac{1}{L_{eff}} \ln \sqrt{R_1 R_2} \right]} \quad (\text{III.2})$$

Où ν est la fréquence de résonance de la cavité et $\Delta\nu$ la largeur à mi-hauteur du pic de transmission. Les termes α , n_c et L_{eff} correspondent respectivement à l'absorption moyenne, l'indice moyen de la cavité, et la longueur effective de la cavité. A partir des courbes expérimentales, nous déduisons les facteurs de qualité $Q = 93$ et $Q = 114$ pour les filtres constitués respectivement d'une cavité en a-Si et en a-SiN_x. L'expression III.2 nous permet de remonter au produit des réflectivités ($R_1 R_2$) des deux miroirs constituant chaque filtre FP. La

longueur effective prend en compte les longueurs de pénétration dans les miroirs de Bragg. Les valeurs de α et n_c sont déterminées à partir de la modélisation du champ stationnaire intracavité et la prise en compte des propriétés optiques des matériaux. Les valeurs expérimentales du produit R_1R_2 ainsi que les réflectivités théoriques des miroirs qui constituent les deux types de filtres FP, sont reportées dans le tableau III.3.

	Cavité en a-Si			Cavité en a-SiN _x		
	R_1	R_2	$\sqrt{R_1R_2}$	R_1	R_2	$\sqrt{R_1R_2}$
Théorie	0,949	0,965	0,957	0,964	0,948	0,956
Mesure	-	-	0,954	-	-	0,952

Tableau III.3: Réflectivités et produits de réflectivité expérimentaux et théoriques des miroirs pour chacun des filtres étudiés.

Les produits de réflectivité théoriques et expérimentaux sont relativement proches l'un de l'autre, que ce soit pour la cavité en a-Si ou celle en a-SiN_x. Cependant, le produit de réflectivité expérimentale ne nous permet pas de remonter à la réflectivité de chacun des miroirs. En effet, les filtres présentent, aux extrémités, des interfaces différentes: diélectrique/air et diélectrique substrat. Cette asymétrie implique des réflectivités différentes pour chacun des miroirs comme le montrent les valeurs théoriques de R_1 et R_2 .

III.4.2 Réalisation et caractérisation de miroirs de Bragg

III.4.2.a Etude en transmission

Les miroirs de Bragg diélectriques déposés sur substrat de verre ont été analysés en transmission de façon analogue aux filtres et aux couches massives présentés auparavant. Cette caractérisation permet de s'affranchir d'un échantillon de référence, généralement nécessaire lorsqu'on cherche à faire une mesure en réflectivité par FTIR. De plus, contrairement à la mesure en réflexion, notre FTIR offre une sensibilité élevée en transmission permettant de mesurer des valeurs inférieures à 0,1%. Enfin, dans le cas de matériaux peu absorbants, cette mesure permet d'extraire la réflectivité de l'échantillon étudié en considérant que la somme de la transmittivité et de la réflectivité est égale à un. Cependant, au vu des absorptions résiduelles présentées précédemment, notamment en ce qui concerne le a-Si, cette relation n'est pas vérifiée dans le cas de nos miroirs de Bragg. Malgré

L'impossibilité de remonter à cette réflectivité, la mesure de transmission permet de s'assurer du bon centrage du miroir et de vérifier les propriétés optiques des matériaux. En effet, une différence d'indice entre les deux matériaux diélectriques plus faible que celle attendue ($\Delta n \approx 1,9$) se traduira par une largeur de « stop-band » plus faible que celle observée en simulation.

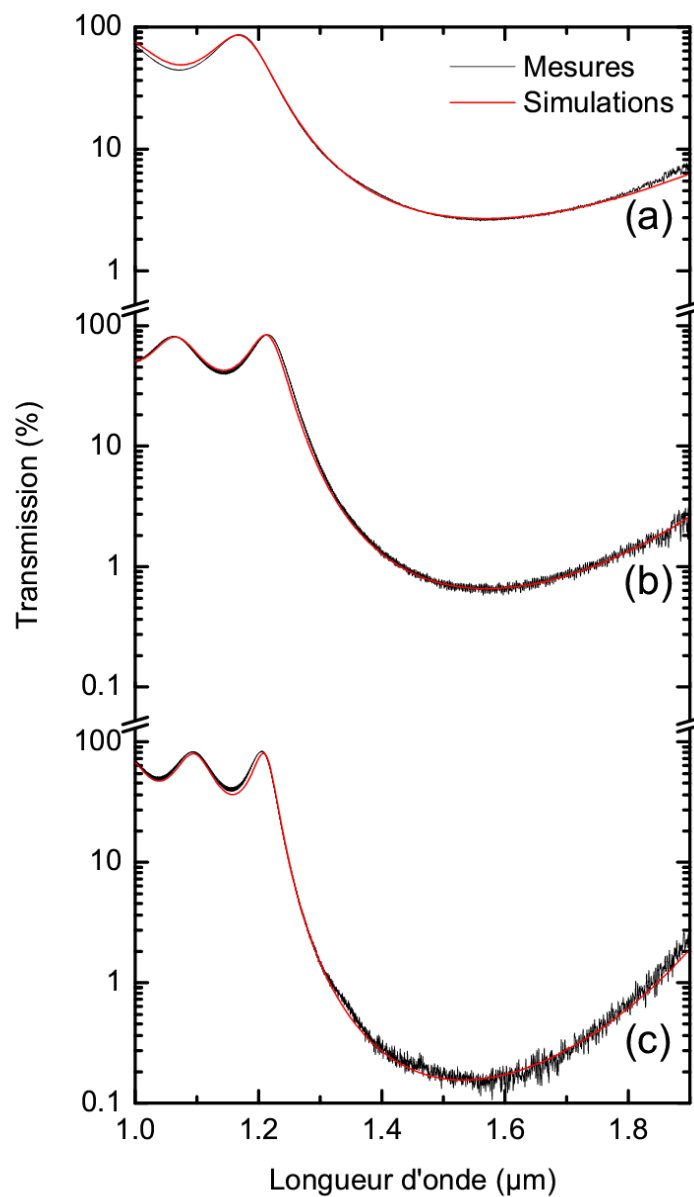


Figure III.17: Spectres de transmission optique simulés et mesurés par FTIR pour des miroirs de Bragg de 2,5 périodes (a), 3,5 périodes (b) et 4,5 périodes (c) de $a\text{-Si}/a\text{-SiN}_x$ déposés sur substrat de verre.

Ainsi, le contrôle systématique du miroir de Bragg en transmission a été entrepris avant de procéder au dépôt réel sur une zone active de VCSEL. La figure III.17 représente les spectres en transmission de miroir de 2,5, 3,5 et 4,5 périodes de a-Si/a-SiN_x déposées sur substrat de verre. L'étude de nos différents miroirs montre une transmission optique qui diminue de 2,6% à 0,2% lorsque le nombre de périodes utilisées dans le miroir de Bragg augmente de 2,5 à 4,5. Pour l'ensemble de ces miroirs, un très bon accord a été obtenu entre la transmission simulée et celle enregistrée au FTIR. Ce résultat valide donc les propriétés optiques de nos matériaux diélectriques et démontre la bonne reproductibilité de ces propriétés au cours des différents dépôts.

III.4.2.b Etude en réflexion

Les miroirs de Bragg diélectriques ont aussi été caractérisés en réflectivité par FTIR en comparant leur pouvoir réflecteur à celui d'un substrat de silicium recouvert d'une couche d'or déposée au canon à électron. La configuration expérimentale de notre FTIR impose de faire la mesure avec un angle d'incidence de 27°. Ceci a pour effet de faire translater l'ensemble du spectre obtenu vers les courtes longueurs d'onde. La longueur d'onde de résonance du miroir de Bragg se trouve donc décalée par rapport à une mesure en incidence normale. Ce décalage peut être évalué à l'aide de la relation suivante [Shin 01]:

$$\lambda_{\theta} = \lambda_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sin \theta}{n_e} \right)^2} \quad (\text{III.3})$$

Où, λ_0 et λ_{θ} sont respectivement les longueurs d'onde de résonance en incidence normale et pour un angle d'incidence θ . La variable n_e correspond à l'indice de réfraction effectif d'une période de matériaux diélectriques et est obtenue à partir de [Wilmsen 99]:

$$n_e = 2 \left(\frac{1}{n_H} + \frac{1}{n_L} \right)^{-1} \quad (\text{III.4})$$

En utilisant les indices de réfraction n_H et n_L des matériaux diélectriques à 1,55 μm ainsi que l'angle d'incidence de 27°, on obtient alors un décalage voisin d'une quinzaine de nanomètres. Les figures III.18 et III.19 représentent le spectre mesuré et simulé en tenant compte de cet angle d'incidence. Nous obtenons également ici un bon accord entre les deux spectres. En considérant une réflectivité du miroir d'or proche de 98% obtenue à partir des indices optiques de l'Au (cf. IV.2.2.b), nous en déduisons pour le miroir de Bragg, une réflectivité proche de 99,5%, légèrement inférieure à la valeur théorique. La largeur de la « stop-band » est définie par la largeur à mi-hauteur de la bande passante de notre miroir.

Hélas, la fréquence de coupure du détecteur Germanium empêche une mesure directe et précise de cette caractéristique du miroir. La simulation de la réflectivité, réalisée au delà de la fréquence de coupure du détecteur, permet d'estimer la « stop-band » en considérant que les indices de réfractions et les coefficients d'absorptions sont constants au delà de 1,9 μm . La figure III.18 illustre ce résultat et montre que la « stop-band » du miroir est supérieure à 800 nm. La figure III.19 représente un agrandissement de ce spectre autour des valeurs de hautes réflectivités et indique une réflectivité supérieure à 99% sur une gamme spectrale allant de 1,35 μm à 1,7 μm .

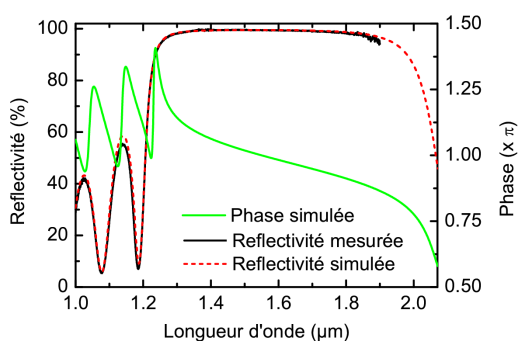


Figure III.18: Réflectivité simulée et mesurée pour un miroir de 4,5 paires de a-Si/a-SiN_x pour un angle d'incidence de 27°. La phase simulée d'un tel miroir est représentée pour une incidence normale.

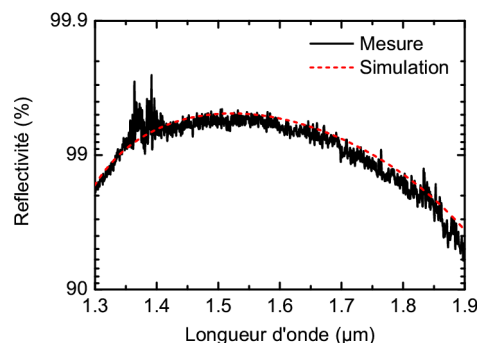


Figure III.19: Réflectivité simulée et mesurée du miroir de 4,5 périodes de a-Si/a-SiN_x dans la gamme spectrale présentant le maximum de réflectivité.

Une autre caractéristique importante d'un miroir de Bragg est la longueur de pénétration de l'onde optique. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, plus la différence d'indice est élevée, plus le nombre de périodes nécessaires à l'obtention d'une haute réflectivité est limité et plus la longueur de pénétration en sera réduite. Cette dernière est obtenue à partir de la dérivée de la phase du miroir. La figure III.18 représente l'évolution de la phase en fonction de la longueur d'onde pour le miroir de Bragg de 4,5 périodes. La variation quasi-linéaire de la courbe dans le domaine des hautes réflectivités, nous indique une longueur de pénétration à peu près constante dans cette zone spectrale avec une valeur de $L_{pén} = 136$ nm au voisinage de 1,55 μm . Cette courte pénétration de l'onde dans le miroir de Bragg et les faibles épaisseurs des couches de a-Si (100 nm) utilisées, contribuent à l'obtention de hautes réflectivités malgré l'absorption résiduelle du silicium de 420 cm^{-1} .

III.4.2.c Simulations des réflectivités intra-cavité

➤ Choix du type d'empilement

Lorsqu'on mesure les réflectivités des miroirs de Bragg déposés sur substrat de verre, la configuration impose comme milieu incident l'air. Cependant, dans le cas du VCSEL, les réflectivités des miroirs sont celles que l'on obtient en se plaçant à l'intérieur de la cavité, c'est-à-dire pour un milieu incident dont l'indice de réfraction est proche de celui de l'InP. Pour évaluer les caractéristiques des miroirs dans ce cas particulier, il est nécessaire de les simuler à partir des paramètres des matériaux diélectriques ou d'utiliser des méthodes de mesures indirectes (cf. III.4.1.b). La figure III.20 représente l'évolution des réflectivités simulées à 1,55 μm en fonction du nombre de périodes déposées pour différents types de milieux incidents (air ou InP) et pour différentes interfaces à la première réflexion de l'onde incidente (milieu incident/a-Si ou milieu incident/a-SiN_x).

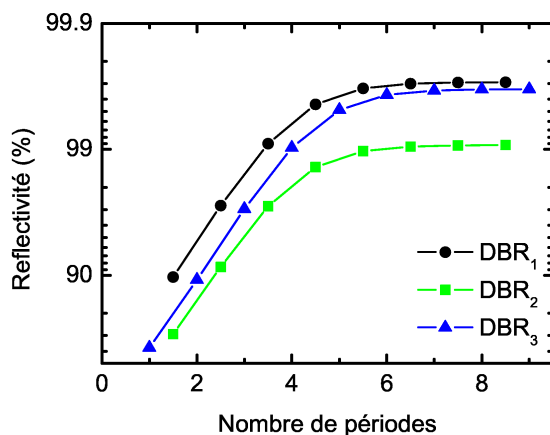


Figure III.20: Evolution de la réflectivité en fonction du nombre de périodes déposées pour différents milieux incidents (DBR₁: air, DBR₂ et DBR₃: InP) et pour différentes interfaces entre le milieu incident et la 1^{ère} couche (DBR₁ et DBR₂: milieu incident/a-Si, DBR₃: milieu incident/a-SiN_x).

On remarque que la réflectivité la plus élevée est obtenue pour la configuration que l'on a étudiée jusqu'à présent, c'est-à-dire lorsque le milieu incident est de l'air et que le nombre de couches déposées est impaire. En effet, le milieu incident étant de l'air, le saut d'indice le plus élevé que l'on puisse obtenir, lors de la réflexion de l'onde incidente sur la première interface, sera avec le a-Si. Pour les mêmes raisons, le substrat de verre ayant un indice de réfraction proche de 1,5, il est préférable que la première couche déposée sur ce type de substrat soit du a-Si. Dans ce cas, on obtient alors une réflectivité qui augmente rapidement

en fonction du nombre de périodes et qui sature à partir de 5,5 périodes à une valeur comprise entre 99,6% et 99,7% (cf. Figure III.19 - DBR₁).

En revanche, si on utilise ce type d'empilement de couches, dans le cas d'un milieu incident en InP (DBR₂), la réflectivité sature alors à une valeur de 99%. Ceci s'explique principalement par le fait que la différence d'indice de réfraction entre le a-Si et l'InP ($\Delta n_{a-Si/InP} \approx 0,56$) est beaucoup plus petite qu'entre le a-Si et l'air ($\Delta n_{a-Si/air} \approx 2,74$). De plus, le a-Si présente une absorption résiduelle non-négligeable, il est donc préférable de le placer le plus loin possible de la cavité du VCSEL. Si on dépose une première couche de a-SiN_x pour obtenir une première interface du type InP/a-SiN_x, et qu'on termine par une couche de a-Si, afin de réaliser des miroirs (DBR₃) avec un nombre de périodes paire, on atteint une réflectivité proche de celle du miroir DBR₁. Ici, la saturation de la réflectivité se produit à partir de 6 périodes déposées, et atteint une valeur proche de 99,6%. Nous utiliserons donc ce type d'empilement pour la réalisation de nos VCSELS.

➤ Tolérance sur les épaisseurs

L'étude en simulation pour un tel miroir, constitué de 5 périodes, permet en théorie d'atteindre les 99,5% de réflectivité recherchée à 1,55 μm . Pour approcher cette valeur de réflectivité, il est nécessaire de maîtriser les épaisseurs des couches de a-Si et a-SiN_x. La figure III.21 illustre la variation de la réflectivité à 1,55 μm , calculée en faisant varier les épaisseurs des couches déposées autour de leurs valeurs nominales ($\lambda/4n$). L'intersection de la surface de réflectivité avec le plan horizontal $R = 99,5\%$ définissent un contour elliptique qui délimite les valeurs d'épaisseurs de a-Si et a-SiN_x compatibles avec une réflectivité supérieure ou égale à 99,5%. La figure III.22 présente ce même contour où l'espace des solutions pour l'inégalité $R \geq 99,5\%$ est clairement identifié.

On remarque ainsi que si l'épaisseur de a-Si est trop faible, elle peut-être compensée par une épaisseur de a-SiN_x plus importante, et inversement. Le point représentant les coordonnées optimales donne une réflectivité théorique de $R = 99,52\%$, indiquant que la variation de la réflectivité est faible dans ce domaine. Cependant, ce point ne correspond pas tout à fait à des épaisseurs optiques d'un quart de longueur d'onde pour les couches de a-Si ou de a-SiN_x prévues par la théorie. Ceci peut s'expliquer par le fait que la légère réduction des épaisseurs de a-Si, en compensant par une augmentation de celles de a-SiN_x, permet de réduire très faiblement l'effet de l'absorption globale dans le miroir de Bragg. Le rectangle, à l'intérieur du contour elliptique, indique pour chaque couche, les tolérances sur le contrôle des épaisseurs pour assurer une réflectivité supérieure à 99,5%. On obtient respectivement une

épaisseur de $101,4 \text{ nm} \pm 3 \text{ nm}$ et $223,8 \text{ nm} \pm 9 \text{ nm}$ pour les couches de a-Si et a-SiN_x. Ceci correspond à une variation d'épaisseur de $\pm 3\%$ autour des épaisseurs optimales. Cette exigence est réalisable sachant que les vitesses de dépôt sont inférieures à 1 nm par seconde et qu'on contrôle les temps de dépôt à la seconde près.

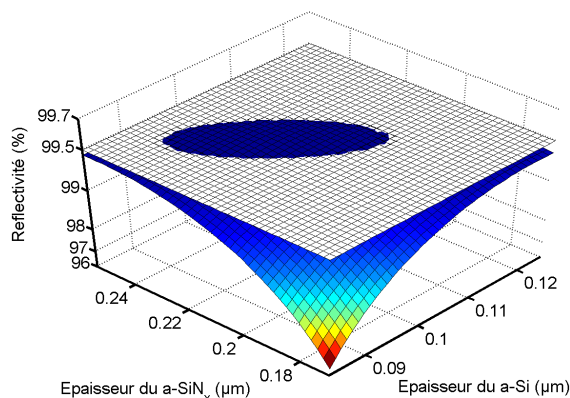


Fig III.21: Réflectivité vue de l'InP pour un miroir de 5 périodes de a-SiN_x/a-Si en fonction de l'épaisseur des couches utilisées. La zone elliptique représente l'intersection entre la réflectivité calculée et le plan R=99,5%.

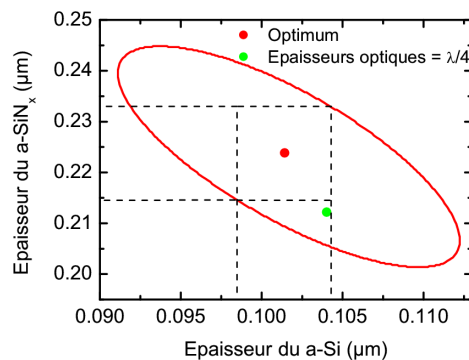


Fig III.22: Contour représentant l'intersection entre la réflectivité calculée et le plan R=99,5%. Tous les points à l'intérieur du contour ont des coordonnées indiquant des épaisseurs permettant d'obtenir R ≥ 99,5%.

III.4.2.d Vieillissement et traitement thermiques

La conservation des bonnes propriétés optiques des matériaux amorphes et des miroirs de Bragg au cours du temps ou lors du processus de fabrication du VCSEL est une caractéristique importante. Une instabilité de ces propriétés conduirait à une dégradation et une dérive des performances des composants. On a donc cherché à vérifier la stabilité des matériaux lors de phases de traitement thermique ou de stockage à l'air ambiant. Les spectres de transmission optiques de couches massives, après un stockage de plusieurs mois, ne présentent aucune modification. Le traitement thermique des couches n'entraîne pas non plus de perturbation (250°C pendant 30 min sous N₂). Cependant, le recuit des couches a-Si donne lieu à une modification du spectre de transmission qui peut être relié à une réduction de l'absorption résiduelle. En effet, la position en longueur d'onde et l'écart entre chaque minimum et maximum du spectre de transmission restent inchangés, et tend à montrer que l'indice de réfraction n'a pas évolué. En revanche, les valeurs T_{min} et T_{max} sont supérieures à celles mesurées avant recuit et semblent indiquer une évolution de l'absorption. Afin de quantifier la réduction de l'absorption du a-Si lors du recuit, on a caractérisé le filtre Fabry-

Perot constitué d'une cavité de a-SiN_x étudiée précédemment. On a soumis ce filtre au même type de recuit que celui utilisé pour les couches massives (250°C pendant 30 minutes sous balayage d'azote). Une augmentation du maximum de transmission de 67% (cf. Figure III.16) à 73% (cf. Figure III.23) confirme l'influence du recuit. Chacun des spectres mesuré et simulé après recuit est représenté sur la figure III.23. L'accord entre les deux spectres est obtenu en réduisant l'absorption du a-Si de 420 cm⁻¹ à 280 cm⁻¹. Cependant, le facteur de qualité de la cavité reste inchangé (Q = 113) signifiant que les réflectivités des miroirs ne sont pas améliorées. Cette observation peut être le résultat d'une légère interdiffusion aux interfaces a-Si/a-SiN_x annulant ainsi le bénéfice apporté par la réduction de l'absorption du a-Si.

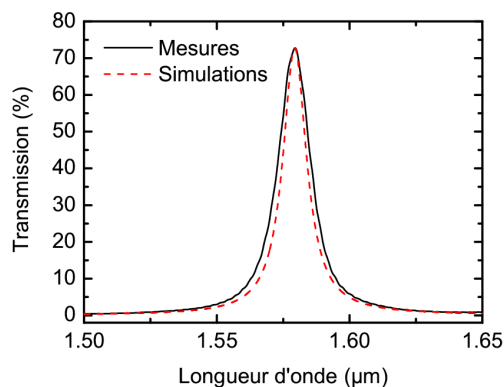


Figure III.23: Spectre de transmission optique du filtre constitué d'une cavité en a-SiN_x après un recuit à 250°C sous balayage d'azote.

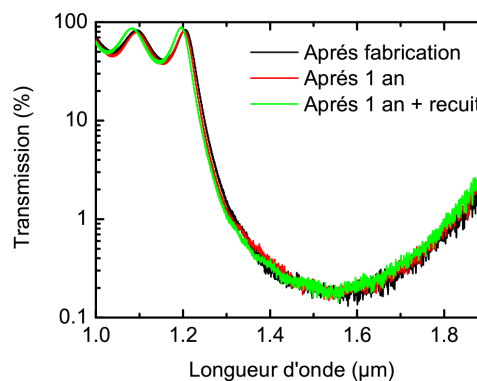


Figure III.24: Spectres de transmission optique d'un miroir de Bragg de 4,5 périodes de a-Si/a-SiN_x après fabrication, vieillissement et recuit.

Pour compléter cette étude, le miroir de 4,5 périodes déposé sur substrat de verre, a été soumis à un vieillissement d'un an puis à un recuit identique. La figure III.24 représente les différents spectres enregistrés à la sortie du bâti, après un an de vieillissement, et après un recuit. La comparaison des spectres montre clairement que le vieillissement n'a pas d'incidence sur les propriétés du miroir de Bragg. Pour le recuit effectué après stockage, un faible décalage du spectre vers les courtes longueurs d'onde est seulement perceptible. Ceci peut être attribué à une légère évolution des épaisseurs optiques des couches du miroir. Cependant, le contraste d'indice semble malgré tout préservé puisque la largeur de bande spectrale, correspondant à une transmission inférieure à 1%, reste inchangé au cours des différents traitements ($\Delta\lambda \approx 515$ nm).

L'ensemble de ces tests semble donc indiquer une bonne conservation des propriétés optiques des matériaux au cours du temps. Le stockage à l'air ambiant a montré que nos

couches diélectriques présentent une assez bonne insensibilité à l'oxygène et à l'humidité de l'air. Les tests de recuit ne semblent entraîner qu'une légère évolution de leurs caractéristiques optiques, notamment en ce qui concerne le a-Si qui voit son absorption résiduelle réduite. Cet effet, plutôt positif, est conforme aux résultats reportés par Richards *et al* [Richards 04] qui montrent qu'une augmentation de la température du dépôt de silicium amorphe conduit à une diminution de l'absorption résiduelle à 1,55 μm .

III.4.2.e Conductivités thermiques et propriétés électriques

➤ Evaluations des résistances thermiques

Les propriétés thermiques des matériaux qui composent le miroir de Bragg sont des paramètres importants pour un fonctionnement du VCSEL en régime continu. Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, la capacité du composant à évacuer la chaleur est déterminante sur les seuils et la puissance émise par celui-ci. La mesure des conductivités thermiques de nos matériaux nécessite la mise en place de technique comme la modulation AC [Riou 97] ou encore la méthode 3ω [Lee 97]. Ne disposant pas de ces méthodes de mesure au laboratoire, nous nous sommes basés sur les valeurs reportées dans la littérature afin de faire une évaluation de la résistance thermique de nos miroirs. A partir des données optiques, nous avons déterminé le nombre de périodes nécessaire pour atteindre une réflectivité de 99% en tenant compte de la l'absorption résiduelle des matériaux. Cette réflectivité correspond au miroir de fond de cavité et un milieu incident en InP. La détermination de ce nombre de périodes a ainsi permis de comparer les différentes résistances thermiques pour une réflectivité donnée. Ces résistances thermiques ont été calculées à partir de l'expression détaillée par Karim *et al* [Karim 00]:

$$R_{th} = \frac{d}{S \cdot \kappa_{eff}} \quad (\text{III.5})$$

Où d et S sont respectivement l'épaisseur et la surface du miroir considéré, et κ_{eff} la conductivité thermique effective du couple de matériaux mis en jeu. Les valeurs obtenues sont données dans le tableau III.4 pour le système de référence GaAs/AlAs, les matériaux de la filière InP, et aussi pour différents matériaux diélectriques. La majorité des données concernant les propriétés optiques et thermiques ont été extraites de l'article [Piprek 95]. Les constantes optiques de a-Si et a-SiN_x correspondent aux valeurs déterminées précédemment. La conductivité thermique du a-SiN_x n'étant pas reportée dans la littérature, nous avons choisi les propriétés thermiques du Si₃N₄ dont la composition chimique est proche de a-SiN_x.

Matériaux du DBR	Matériaux 1			Matériau 2			N pour $R=99\%$	R_{th} [K/W]	Ref
	n_1	κ_1 [W/cm/K]	$\frac{dn_1}{dT}$ [10^{-4}K^{-1}]	n_2	κ_2 [W/cm/K]	$\frac{dn_2}{dT}$ [10^{-4}K^{-1}]			
GaAs/AlAs	3,38	0,44	4	2,91	0,91	1	21	75,1	a
InGaAsP _{1,44μm} /InP	3,46	0,042	7	3,17	0,68	3	35	219	a
AlGaAsSb _{1,4μm} /AlAsSb	3,5	0,062	-	3,1	0,057	-	25	993	b
AlInGaAs _{1,42μm} /AlInAs	3,5	0,045	-	3,21	0,045	-	35	1800	c
a-Si/SiO ₂	3,73	0,026	1	1,44	0,012	0,1	4	938	a
a-Si/Al ₂ O ₃	3,73	0,026	1	1,74	0,36	-	5	64	a
a-Si/Si ₃ N ₄	3,73	0,026	1	1,83	0,16	-	5	136	a
TiO ₂ /SiO ₂	2,44	0,089	-	1,44	0,012	0,1	6	633	a

Tableau III.4: Propriétés optiques et thermiques de différents systèmes de miroirs de Bragg pour les VCSELs à 1,55 μm. Les résistances thermiques (R_{th}) sont données pour une réflectivité de 99% et une surface égale à 1000 μm². Les notations a, b et c font respectivement appel aux références [Piprek 95], [Karim 00] et [Guden 96].

Le tableau III.4 montre clairement que les faibles conductivités thermiques et différences d'indice des matériaux épitaxiés sur InP engendrent des résistances thermiques élevées pour ce type de miroir. Malgré tout, le système InGaAsP/InP s'avère être le meilleur pour cette filière, car l'utilisation d'un matériau binaire permet de limiter la résistance thermique par rapport aux miroirs de Bragg constitués uniquement d'alliages ternaires et quaternaires. Les résistances thermiques les plus faibles sont obtenues pour le système GaAs/AlAs ainsi que pour certains miroirs de Bragg diélectriques. Les matériaux diélectriques de façon générale présentent de faibles conductivités thermiques, cependant, le nombre de périodes limité dans ce type de miroir permet d'avoir des résistances thermiques plus petites que la majorité des miroirs de la filière InP. De plus, de façon identique au système InGaAsP/InP, l'association d'un matériau de faible conductivité thermique avec un matériau présentant une assez bonne conductivité thermique permet de réduire efficacement la résistance globale des miroirs. On peut alors remarquer que les systèmes a-Si/Al₂O₃ ou a-Si/Si₃N₄ ont des valeurs de résistances thermiques nettement plus faibles que a-Si/SiO₂ ou SiO₂/TiO₂. Ils ont également des résistances thermiques plus faibles que l'ensemble des miroirs de Bragg présentés pour la filière InP. Ainsi, si on considère que la conductivité thermique du a-SiN_x est sensiblement égale à celle du Si₃N₄ stœchiométrique, on a un miroir

de Bragg a-Si/a-SiN_x dont la résistance thermique est comparable à celle du système GaAs/AlAs.

➤ Propriétés électriques

Une autre caractéristique importante pour les matériaux utilisés dans les miroirs de Bragg, c'est leur aptitude à pouvoir recevoir des dopants. Les matériaux de la filière GaAs ou InP sont des semiconducteurs et l'ajout de dopants permet d'injecter des porteurs électriquement au travers des miroirs de Bragg. Cependant, ce dopage doit rester raisonnable afin de ne pas augmenter l'absorption due aux porteurs libres et réduire les réflectivités des miroirs de Bragg. En ce qui nous concerne, les matériaux a-Si et a-SiN_x sont considérés comme des diélectriques. L'injection de porteurs aux travers de tels matériaux n'est donc pas envisageable. Ainsi, la réalisation de VCSEL avec des miroirs de Bragg en a-Si et a-SiN_x nécessite l'utilisation de contacts intra-cavité pour le pompage électrique. Des caractérisations électriques ont malgré tout été menées afin de déterminer les constantes diélectriques de nos matériaux. De façon analogue à l'étude de l'évolution de l'indice de réfraction en fonction du débit d'azote utilisé (cf. Figure III.10), nous avons cherché également à quantifier l'influence de l'azote sur les constantes diélectriques des matériaux. La réalisation d'une tri-couche comprenant un dépôt de a-SiN_x pris en sandwich par deux électrodes d'or a permis de caractériser électriquement le a-SiN_x. Un banc de mesure, utilisant des tensions de fréquences voisines du MHz, a été utilisé afin d'évaluer les capacités et ainsi en déduire les constantes diélectriques relatives des matériaux à partir de l'expression suivante:

$$\epsilon_r = \frac{C}{\epsilon_0 S} d \quad \text{(III.6)}$$

Où C est la capacité, ϵ_r la permittivité diélectrique relative et ϵ_0 celle du vide. S et d représentent respectivement la surface et l'épaisseur de la couche diélectrique.

La figure III.25 représente l'évolution de la constante diélectrique obtenue en fonction du flux d'azote utilisé. On observe donc une diminution de la constante diélectrique lorsque la la couche diélectrique s'enrichit en azote. Nous avons pu observer la même tendance lors de l'étude de l'indice de réfraction en fonction du flux d'azote. Il n'a pas été possible de mesurer les valeurs de capacité ou des tensions de claquage du a-Si. En effet, la résistivité élevée du a-Si est malgré tout insuffisante pour considérer le a-Si comme un véritable isolant. Le dopage résiduel de ce matériau est probablement la cause de ce comportement. Les tensions de claquage ont été obtenues pour les matériaux élaborés avec des flux d'azote supérieurs à 5 sccm. Ces tensions de claquage comprises entre 2 MV/cm et 4 MV/cm révèlent que le a-SiN_x

est un isolant de bonne qualité. Ces tensions restent, malgré tout, inférieures aux tensions de claquage d'une dizaine de MV/cm du Si_3N_4 stœchiométrique [Ma 98].

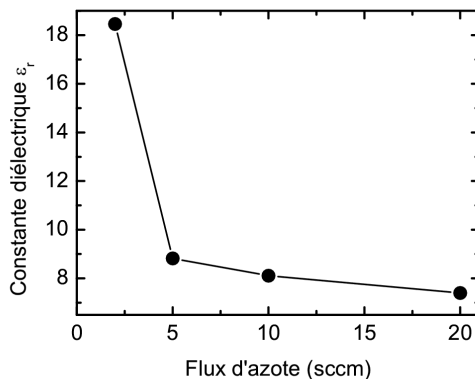


Figure III.25: Variation de la permittivité diélectrique relative du $\alpha\text{-SiN}_x$ en fonction du flux d'azote utilisé.

III.4.2.f Conclusion

Des miroirs de Bragg diélectriques déposés sur substrat de verre ont été caractérisés optiquement par FTIR. Leurs études en transmission ont révélé un bon accord entre la transmission optique mesurée et celle attendue. Ce résultat montre clairement la validité des constantes optiques obtenues précédemment et la bonne reproductibilité des caractéristiques de ces matériaux au cours des dépôts. La caractérisation en réflexion indique une réflectivité élevée, proche de 99,5%, avec une largeur de bande spectrale à -3 dB supérieure à 800 nm. Ainsi, malgré l'absorption résiduelle du $\alpha\text{-Si}$ qui reste élevée, et les conductivités thermiques des matériaux diélectriques généralement plus faibles que le système de référence GaAs/AlAs, ces matériaux ont montré leur compatibilité pour l'obtention de miroirs de Bragg performants. Enfin, la conservation des propriétés optiques de ces matériaux, au cours de temps ou lors de traitements thermiques, a démontré la fiabilité de ces miroirs et leur compatibilité avec les processus de fabrication de VCSELs.

III.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les propriétés optiques du a-Si et du a-SiN_x ainsi que la méthode de dépôt employée pour ces matériaux. On a ainsi montré que la pulvérisation cathodique utilisée est une technique de dépôt simple à mettre en œuvre permettant d'obtenir des couches d'épaisseurs homogènes et contrôlées.

Les caractérisations structurales et optiques des couches massives ont permis d'évaluer la qualité des matériaux déposés. Les faibles rugosités et la différence d'indice élevé ($\Delta n \approx 1,9$) font du a-Si et du a-SiN_x de bons candidats pour un miroir de Bragg à haute réflectivité. Le développement d'outil de simulation, la réalisation et la caractérisation de filtres Fabry-Perot ont permis également de déterminer avec précision l'absorption résiduelle de nos matériaux.

Ainsi, malgré la présence d'une absorption résiduelle pour le a-Si à 1,55 μm , la différence d'indice élevée entre nos matériaux implique une faible longueur de pénétration de l'onde incidente dans le miroir. Cet avantage, combiné avec les faibles épaisseurs de a-Si utilisées dans le miroir de Bragg, contribue à atteindre une haute réflectivité, voisine de 99,5%, avec une largeur de bande spectrale à -3dB supérieure à 800 nm.

Il est important de noter aussi que ces caractérisations, effectuées tout au long du travail de thèse en parallèle avec la fabrication et la caractérisation de VCSELs, constituent une étape indispensable pour l'amélioration progressive du fonctionnement des composants. Nous allons maintenant aborder la fabrication et la caractérisation des VCSELs utilisant ces miroirs de Bragg diélectriques à l'aide de la technique de report sur substrat de silicium.

Références du chapitre III

- [Abdeselem 06] S. Abdeselem, M.S. Aida, N. Attaf, A. Ouahab
"Growth mechanism of sputtered amorphous silicon thin films"
Physica B., vol. 373, p.31-41, 2006.
- [Convertino 97] A. Convertino, A. Valentini, P. V. Giugno, R. Cingolani
"Infrared distributed Bragg reflectors based on amorphous SiC/SiO₂ heterostructures"
Appl. Phys. Lett., vol. 70, p.2799-2800, 1997.
- [Fargue 99] M. de la Fargue and M. Missous
"Design and fabrication of SiO₂/TiO₂ dielectric Bragg reflectors by RF sputtering: application to near infrared InGaAs/GaAs/AlGaAs VCSEL"
7th IEEE International Symposium on High Performance Electron Devices for Microwave and Optoelectronic Applications, p. 176-181, 1999.
- [Gamo 96] H. Gamo, S. Kanuamaru, and J. Itoh
"Amorphous-Silicon-on-Glass Field Emitter Arrays"
IEEE Electron. Device. Lett., vol. 17, p. 261-263, 1996.
- [Guden 96] M. Guden, and J. Piprek
"Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength"
Modeling Simul. Mater. Sci. Eng., vol. 4, p. 349-357, 1996.
- [Guruvenket 05] S. Guruvenket, J. Ghatak, P.V. Satyam, and G. Mohan Rao
"Characterization of bias magnetron-sputtered silicon nitride films"
Thin Solid Films, vol. 478, p.256-260, 2005.
- [Hubler 79] G. K. Hubler, C. N. Waddell, W. G. Spitzer, J. E. Fredrickson, S. Prussin, and R. G. Wilson
"High-fluence implantations of silicon: Layer thickness and refractive indices"
J. Appl. Phys., vol. 50, 3294-3303, 1979.
- [Hurley 03] R.E. Hurley, and H.S. Gamble
"Thin film sputtered silicon for silicon wafer bonding applications"
Vacuum, vol. 70, p.131-140, 2003.
- [Karim 00] A. Karim, S. Björilin, J. Piprek, J.E. Bowers
"Long-Wavelength Vertical-Cavity Lasers and Amplifiers"
IEEE J. on Select. Topics in Quantum Electron., Vol. 6, p.1244-1253, 2000.
- [Lee 97] S.M. Lee, and D.G. Cahill
"Heat transport in thin dielectric films"
J. Appl. Phys., vol. 81, p.2590-2595, 1997.
- [Ma 98] T.P. Ma
"Making Silicon Nitride Film a Viable Gate Dielectric"
IEEE Trans. on Electron. Devices, vol. 45, p. 680-690, 1998.
- [Martin 83] P.J. Martin, R.P. Netterfield and W.G. Sainty, and D.R. McKenzie
"Optical properties of thin amorphous silicon and amorphous hydrogenated silicon films produced by ion beam techniques"
Thin solid Films, vol. 100, p. 141-148, 1983.

Chapitre III – Références

- [Piprek 95] J.Piprek, H.Wenzel, H.-J.Wünsche, D.Braun and F.Henneberger
“Modeling light vs. current characteristics of long-wavelength VCSELs with various DBR materials”
Proceedings of the SPIE, The International Society For Optical Engineering, vol. 2399, p. 605-616, 1995.
- [Richards 04] B.S. Richards, A. Lambertz, A.B. Sproul
“Determination of the optical properties of non-uniformly thick non-hydrogenated sputtered silicon thin films on glass”
Thin Solid Films, vol. 460, p.247-255, 2004.
- [Riou 97] O. Riou, P. Gandit, M. Charalamobous, and J. Chaussy
“A very sensitive microcalorimetry technique for measuring specific heat of Mg single crystals”
Rev. Sci. Instrum., vol. 68, p.1501-1509, 1997.
- [Shen 01] J.L. Shen, C.Y. Chang, H.C. Liu, W.C. Chou, Y.F. Chen, T. Jung, and M.C. Wu
“Reflectivity and photoluminescence studies in Bragg reflectors with absorbing layers”
Semicond. Sci. Technol., vol. 16, p.548-552, 2001.
- [Shin 98] H.E. Shin, Y.G. Ju, H.W. Song, D.S. Song, I.Y. Han, J.H. Ser, H.Y. Ryu, and Y.H. Lee
“High-finesse Al_xO_y/AlGaAs nonabsorbing optical cavity”
Appl. Phys. Lett., vol. 72, p.2205-2206, 1998.
- [Ternon 03] C. Ternon, F. Gourbilleau, R. Rizk, and C. Dufour
“Si/SiO₂ multilayers: synthesis by reactive magnetron sputtering and photoluminescence emission”
Physica E., vol. 16, p. 517-522, 2003.
- [Wilmsen 99] C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren
“Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers : Design, Fabrication, Characterization”
Cambridge University Press, 1999.
- [Yao 06] Zh.Q. Yao, P. Yang, N. Huang, H. sun, G.J. Wan, Y.X. Leng, J. Wang, J.Y. Chen
“Fabrication and surface characterization of pulsed reactive closed-field unbalanced magnetron sputtered amorphous silicon nitride films”
Surface & Coatings Technol., vol. 200, p.4144-4151, 2006.

Chapitre IV

Etude de VCSELS mono-longueur d'onde

IV.1 Introduction

Dans le chapitre précédant, nous avons présenté la réalisation et les caractérisations relatives aux miroirs de Bragg diélectriques a-Si/a-SiN_x. Nous allons voir maintenant comment ces miroirs de Bragg ont été employés pour former une microcavité laser émettant à 1,55 μm. Dans ce chapitre, nous nous attacherons à expliquer les choix matériaux qui ont été effectués et à décrire les zones actives réalisées en épitaxie par jets moléculaires (EJM).

Avant de passer à la réalisation du composant, il est important de prévoir et d’optimiser certains paramètres de ces zones actives en se basant sur des outils de modélisation. Les résultats de ces simulations seront exposés et permettront de justifier les designs des zones actives employés.

La phase de fabrication est naturellement suivie de celle de caractérisation. Après une rapide description du banc de pompage optique, nous aborderons ces caractérisations et nous verrons comment les optimisations progressives ont permis d’atteindre une émission laser en régime continu.

Au cours de ces caractérisations, nous avons analysé en particulier la polarisation de l’émission laser des VCSELs. Ainsi, nous proposons en fin de chapitre une approche originale pour remédier aux problèmes d’instabilité de la polarisation émise.

IV.2 Conception et élaboration du VCSEL en EJM

Pendant, ce travail de thèse, nous avons utilisé l’épitanie par jets moléculaires (EJM) (cf. Annexe D) pour réaliser la croissance d’hétérostructures nécessaires à la fabrication de nos VCSELs. En général, la zone de gain insérée dans les cavités est constituée de puits quantiques (PQs). Dans ce paragraphe, nous expliquerons la conception de la zone active du VCSEL, optimisée pour le pompage optique.

IV.2.1 Les puits quantiques

IV.2.1.a Le système de matériaux utilisé

Les PQs réalisés au laboratoire sont constitués d’un couple de matériaux puits-barrière accordé sur le substrat InP orienté (001). Le choix des PQs de notre structure est déterminé par la longueur d’onde d’émission visée. Travaillant autour de 1,55 μm , nous avons choisi un PQ en $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ de gap égal à 0,745 eV, accordé en maille sur InP, et inséré entre des barrières d’InP ou d’InGaAsP. Ce dernier est un alliage quaternaire également accordé en maille sur InP dont la composition est la suivante: $\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}_{0,435}\text{P}_{0,565}$. Le gap se situe à 1,05 eV (soit une longueur d’onde de 1,18 μm) et sera noté $Q_{1,18}$ dans la suite de ce manuscrit. Les schémas de bande de ces deux types de multi-puits quantiques (MPQs) sont représentés sur la figure IV.1:

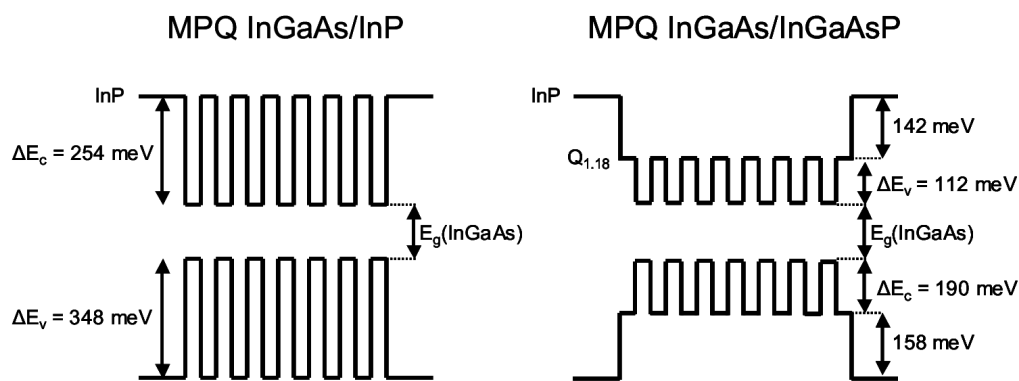


Figure IV.1: Schémas de bandes d’hétérostructures à température ambiante de 7 PQs, comprenant des puits InGaAs et des barrières d’InP ou de $Q_{1,18}$ ($\text{In}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}_{0,435}\text{P}_{0,565}$).

Les MPQs, constitués de barrières d’InP, présentent un meilleur confinement des porteurs que dans le cas de barrières en $Q_{1,18}$, cependant ce type de MPQ n’est pas adapté au pompage optique à $\lambda = 1064$ nm. En effet, l’InP est transparent à cette longueur d’onde et l’absorption est limitée uniquement aux PQs. En revanche, le $Q_{1,18}$ est un matériau qui participe à l’absorption de la pompe à 1064 nm. Il permet ainsi d’augmenter le rendement d’absorption des structures et de réduire les seuils laser. Nous avons donc fait le choix d’utiliser les PQs InGaAs/ $Q_{1,18}$ pour réaliser nos VCSELs pompés optiquement.

IV.2.1.b Caractérisations optiques des MPQs

Les propriétés optiques des MPQs InGaAs/ $Q_{1,18}$ ont été caractérisées par photoluminescence (PL) et transmission optique (FTIR).

La figure IV.2 représente le spectre de photoluminescence (PL) de 7 PQs d’InGaAs/ $Q_{1,18}$ excités par un laser émettant à 647 nm (cf. Annexe D) dont le faisceau est focalisé sur la surface de l’échantillon avec une densité de puissance de 100 W.cm^{-2} . La demi-largeur à mi-hauteur coté basse énergie est de 13 meV.

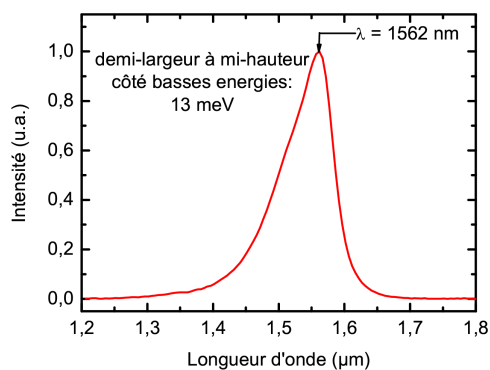


Figure IV.2: Spectre de PL à température ambiante de 7 PQs d’InGaAs/ $Q_{1,18}$ pour une excitation de 100 W.cm^{-2} à $\lambda = 647$ nm.

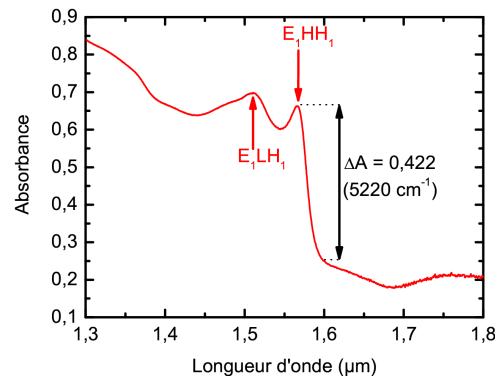


Figure IV.3: Spectre d’absorbance à température ambiante d’une couche active comprenant 110 PQs InGaAs(8,5 nm)/ $Q_{1,18}$ (10 nm).

Le même type de structure a été analysé en absorption par transmission optique à l’aide d’un FTIR (cf. Annexe D). Le spectre représenté par la figure IV.3 est déduit en comparant le spectre enregistré avec celui d’un substrat d’InP vierge. La différence d’absorbance au niveau du pic excitonique donne un coefficient d’absorption de 5220 cm^{-1} pour la transition fondamentale.

Nous avons vérifié l’homogénéité en longueur d’onde d’émission des zones actives de VCSELs en sondant la luminescence en plusieurs points de l’échantillon (1/4 de plaque de diamètre de 2 pouces). La figure IV.4 représente les différents spectres de PL d’une zone active de VCSEL, avant son insertion dans la microcavité.

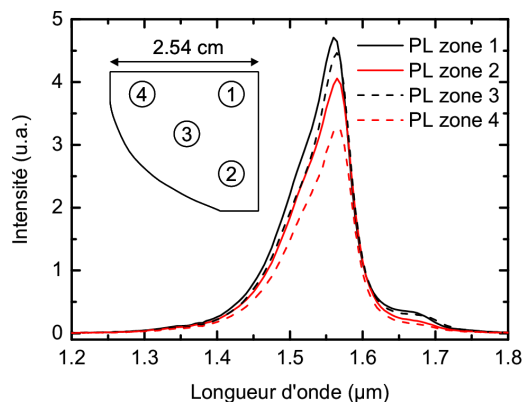


Figure IV.4: Spectres de PL à température ambiante d’une zone active de VCSEL constituée de 21 PQs InGaAs/Q_{1,18} pour une excitation de 100 W.cm⁻² à $\lambda = 647$ nm. La caractérisation a été réalisée en 4 points de l’échantillon dont la superficie est égale à un quart de wafer de 2 pouces de diamètre.

La première observation est la variation d’intensité de PL en fonction de la zone sondée. Cependant, ces écarts sont probablement dus à une variation des conditions de pompage ou de collecte de la lumière lorsqu’on déplace l’échantillon. Ainsi, il est délicat d’attribuer entièrement ces variations d’intensité à une inhomogénéité de luminescence des PQs. En revanche, l’ensemble des spectres présente un maximum du pic de PL entre 1560 nm et 1565 nm. Ceci indique que la variation d’épaisseur des PQs au travers de l’échantillon reste faible (<2,5%). Le léger épaulement au voisinage de 1530 nm est probablement la signature de la transition E₁LH₁ entre les premiers niveaux d’électrons et de trous légers. Enfin, le second épaulement, localisé vers 1670 nm, correspond à la luminescence de la couche InGaAs servant de couche d’arrêt lors du retrait du substrat d’InP par gravure chimique.

IV.2.1.c Modélisation du gain matériau des PQs InGaAs/Q_{1,18}

Le modèle du calcul de gain des PQs est décrit dans l’annexe B. Celui-ci nécessite la connaissance de paramètres physiques caractérisant les puits et les porteurs. Nous avons obtenu ces paramètres grâce à un logiciel développé à l’INSA de Rennes par H. Folliot et

J. Even permettant le calcul des bandes et des fonctions d’ondes associées aux porteurs dans un PQ.

L’émission autour de 1,55 μm impose l’utilisation de puits d’InGaAs de 8 nm de large séparés par des barrières de 10 nm d’épaisseur pour éviter le couplage entre les PQs. Les valeurs des paramètres physiques fournies par ce programme sont résumées dans les tableaux suivants. Le tableau IV.1 donne la valeur des énergies en centre de zone pour les premiers niveaux des électrons et des trous ainsi que leurs masses effectives associées.

	Energie (meV)	Masse effective (en m_0)
Niveau d’électron 1 (E_1)	40	0,0404
Niveau d’électron 2 (E_2)	132	0,0480
Niveau d’électron 3 (E_3)	170	0,0549
Niveau de trous lourds 1 (HH_1)	-11,5	0,0587
Niveau de trous lourds 2 (HH_2)	-42,5	0,165
Niveau de trous légers 1 (LH_1)	-52,5	0,065
Niveau de trous lourds 3 (HH_3)	-96	0,070

Tableau IV.1: Premiers niveaux d’énergie des électrons et des trous ainsi que leurs masses effectives dans le plan, pour des puits d’InGaAs/ $Q_{1,18}$, exprimées en fonction de la masse de l’électron au repos (m_0).

On peut noter que les masses effectives des électrons dans les différentes bandes de conduction sont proches. Les niveaux d’énergie des électrons et des trous sont respectivement référencés par rapport au bas de la bande de conduction et au haut de la bande de valence de l’InGaAs massif. Le tableau IV.2 donne, quant à lui, les valeurs du recouvrement des fonctions d’onde pour les différentes transitions possibles.

	HH_1	HH_2	LH_1	HH_3
E_1	0,94 (0,7965eV)	0 (0,8275eV)	0,6 (0,8375eV)	0,185 (0,881eV)
E_2	0 (0,8885eV)	0,63 (0,9195eV)	0 (0,9275eV)	0 (0,973eV)

Tableau IV.2: Recouvrements des fonctions enveloppes des premières transitions optiques interbandes et leurs énergies pour les puits étudiés.

Nous ne nous occuperons pas des bandes correspondant à des énergies supérieures car elles donnent lieu à des transitions qui ne peuvent être atteintes par les niveaux de pompage

que nous allons considérer. Pour la même raison, nous ne nous occuperons pas des transitions entre E_3 et les autres bandes.

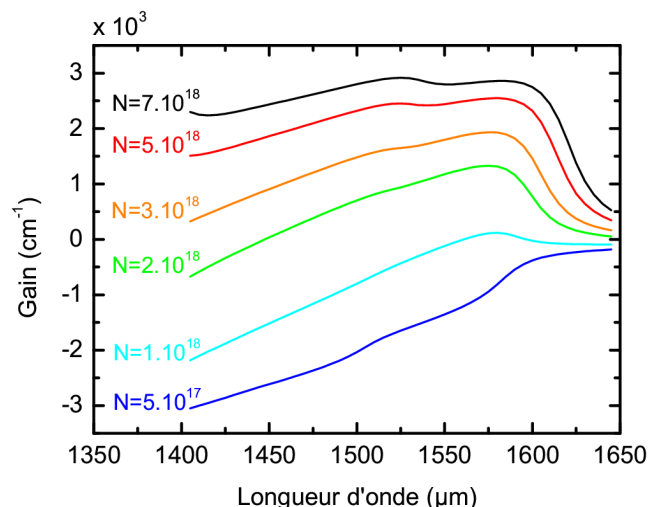


Figure IV.5: Gain en TE d'un puits de $Q_{1,18}/\text{InGaAs}/Q_{1,18}$ de 8nm d'épaisseur en fonction de la longueur d'onde pour des densités de porteurs allant de $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à $7.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (le gain donné correspond uniquement à l'épaisseur du PQ en InGaAs).

La figure IV.5 représente le spectre du gain des PQs pour différentes densités de porteurs correspondant à différents niveaux de pompage. Les spectres sont limités à une fenêtre de longueur d’onde entre 1400 nm et 1650 nm qui est suffisante pour les simulations du comportement de nos composants avec des temps de calcul raisonnables. Nous remarquons, qu’à faible pompage (10^{18} cm^{-3}), seul le pic associé à la transition $E_1\text{HH}_1$ est présent sur la courbe. En augmentant le pompage, le pic associé à la transition $E_1\text{LH}_1$ apparaît et finit par dépasser le pic relatif à la transition $E_1\text{HH}_1$ lorsqu’on atteint des densités de porteurs élevées ($7.10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

IV.2.2 Conception et réalisation de la microcavité

IV.2.2.a Indice des matériaux quaternaires InGaAsP.

Le gain matériau n’est pas le seul paramètre à prendre en compte lors de la conception des VCSELs. Les paramètres tels que la longueur d’onde de résonance où encore l’intervalle spectral libre (ISL) sont aussi des grandeurs qui caractérisent une cavité VCSEL. Pour accéder à ces paramètres intrinsèques du composant, il est nécessaire de simuler les propriétés

optiques de nos structures. Comme nous l’avons vu dans le chapitre précédent, nous utilisons le formalisme des matrices de transfert (cf. Annexe A) qui nécessite de connaître les indices de réfraction et les coefficients d’absorption des matériaux en fonction de la longueur d’onde.

L’indice des matériaux III-V est obtenu en utilisant le modèle d’Adachi [Adachi 89]. Dans ce modèle, les fonctions diélectriques réelles et imaginaires sont obtenues en prenant en compte les transitions optiques aux points critiques importants de la structure de bande (E_0 , $E_0+\Delta_0$, E_1 , $E_1+\Delta_1$, E'_0 , E_2) et en supposant les bandes paraboliques. Les paramètres nécessaires au calcul de la densité d’états joints et des forces d’oscillateurs des transitions dans les matériaux quaternaires, sont approchés par des lois binomiales et permettent d’obtenir la partie imaginaire de la constante diélectrique ϵ'' . La partie réelle de la constante diélectrique ϵ' est ensuite calculée à l’aide des relations de Kramers-Krönig dont il existe des solutions analytiques.

La contribution des transitions indirectes n’est prise en compte dans ce modèle, que pour la partie imaginaire de la constante diélectrique. Nous avons légèrement modifié ce modèle qui ne prenait pas en compte l’évolution de la constante ϵ'_∞ avec la composition. Nous avons utilisé pour ceci une interpolation linéaire.

Nous obtenons ensuite l’indice n et le coefficient d’absorption linéique α grâce aux relations:

$$n = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\epsilon' + \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} \right)} \quad (\text{IV.1})$$

$$\alpha = \frac{2\pi k}{n\lambda}, \quad \text{avec} \quad k = \sqrt{\frac{1}{2} \left(\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon' \right)} \quad (\text{IV.2})$$

Ce modèle donne un accord parfait à 1,55 μm pour l’indice réel n avec les mesures expérimentales par ellipsométrie pour l’InP, InGaAs et le $\text{Q}_{1,18}$ non dopés. $n(\text{InP}) = 3,16$, $n(\text{Q}_{1,18}) = 3,32$ et $n(\text{InGaAs}) = 3,52$ [Folliot 99]. La figure IV.6 donne l’indice réel n de ces trois matériaux en fonction de la longueur d’onde. Les pics sur ces spectres d’indice correspondent aux points critiques importants de la structure de bande.

La figure IV.7 donne les spectres d’absorption de l’InP, du $\text{Q}_{1,18}$ et de l’InGaAs. Pour les valeurs absorption en dessous du gap ($\lambda > \lambda_{\text{gap}}$), ce modèle donne des valeurs excessives qui conduisent à des absorptions trop importantes (1000 cm^{-1}). Nous avons choisi de modéliser l’absorption en dessous du gap avec une exponentielle décroissante tendant asymptotiquement vers la valeur d’absorption résiduelle du matériau considéré. Ces fonctions exponentielles sont choisies pour être continues avec les fonctions décrites par le modèle d’Adachi à $\lambda = \lambda_{\text{gap}}$ (cf. insert Figure IV.7).

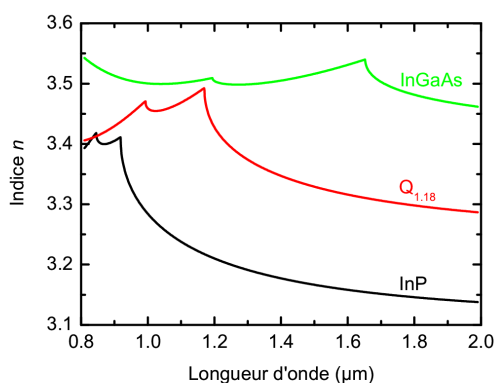


Figure IV.6: Spectres de l'indice réel de l'InP, du $Q_{1,18}$ et de l'InGaAs en accord de maille sur InP.

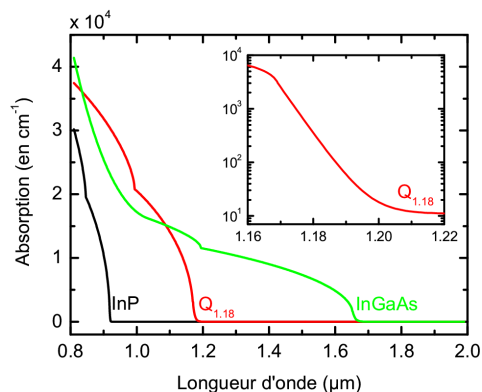


Figure IV.7: Spectres de l'absorption de l'InP, du $Q_{1,18}$ et de l'InGaAs en accord de maille sur InP.

IV.2.2.b Indice de réfraction des métaux utilisés.

Certaines structures VCSELs développées durant cette thèse comportent des couches métalliques de titane et d'or qui permettent de faire le report du composant sur un substrat hôte. Ces couches métalliques sont placées en dehors de la cavité et ont donc peu d'influence sur le spectre de réflectivité des structures pour les longueurs d'onde réfléchies par les miroirs de Bragg a-Si/a-SiN_x. En dehors de cette gamme spectrale, et notamment à la longueur de pompe, les couches métalliques peuvent jouer un rôle sur le pouvoir réflecteur de la structure. Dans l'objectif de se rapprocher au mieux des spectres de réflectivité expérimentaux, nous avons introduit dans nos modèles la dépendance en longueur d'onde des indices de réfraction réels et imaginaires du titane et de l'or (cf. Figures IV.8 et IV.9).

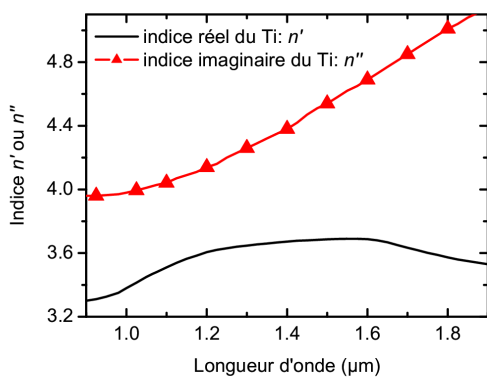


Figure IV.8: Spectres des indices du titane.

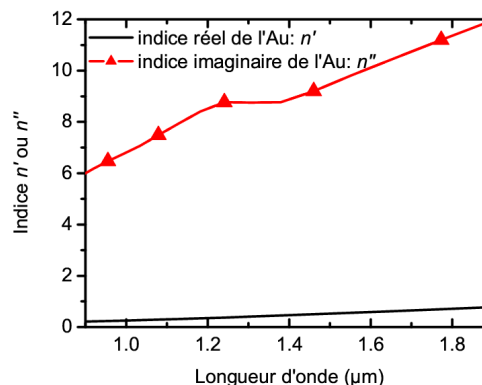


Figure IV.9: Spectres des indices de l'or.

Nous avons reconstruit ces spectres à partir de données bibliographiques donnant l’évolution de l’indice du titane [Johnson 74][Luxpop] et de l’or [Ordal 83] avec la longueur d’onde.

IV.2.2.c Description et paramètres des microcavités

Les résultats de modélisation présentés dans les paragraphes suivants ont été obtenues à partir de la microcavité décrite sur la figure IV.10. Il s’agit d’une cavité d’épaisseur optique 2λ et de deux miroirs de Bragg diélectriques a-Si/a-SiN_x de 6 paires. La réflectivité théorique vue de l’intérieur de la cavité est proche de 99,6% pour chaque miroir. La zone active du composant est constituée de 3 MPQs comprenant chacun 2 PQs. Cette structure VCSEL est reportée sur un substrat de Si à l’aide d’une brasure métallique mettant en jeu l’alliage AuIn₂. La description du processus technologique permettant d’obtenir une telle structure sera abordée plus tard.

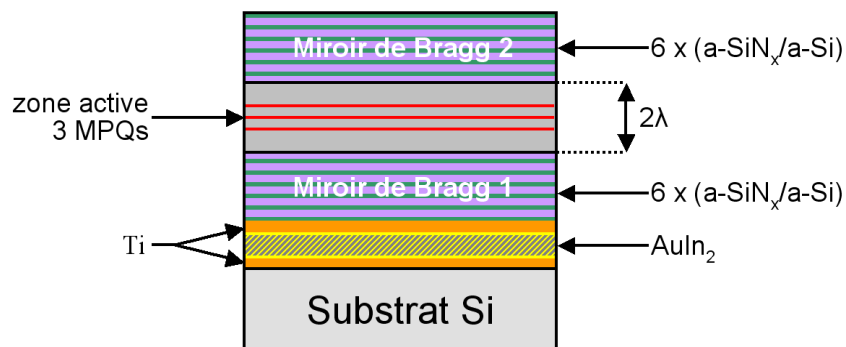


Figure IV.10: Représentation schématique d’un VCSEL reporté sur substrat Si

Disposant, maintenant des propriétés optiques des matériaux de la cavité et de celles des miroirs de Bragg diélectriques (cf. Chapitre III), il est possible d’obtenir les spectres de réflectivité des VCSELs en utilisant le formalisme des matrices de transfert. Une caractéristique fondamentale est la résonance de la cavité qui impose la longueur d’onde d’émission laser du VCSEL. Pour atteindre un seuil laser optimum, il est indispensable d’accorder la cavité, c’est à dire d’ajuster la longueur d’onde de résonance et le maximum du gain matériau des MPQs.

La figure IV.11 donne le spectre de réflectivité pour la structure présentée sur la figure IV.10. Le spectre de réflectivité laisse apparaître plusieurs pics de résonance situés dans le plateau de réflectivité maximale. Ces pics de résonance sont espacés par un ISL largement

inférieur à la largeur spectrale du gain matériau, assurant ainsi un fonctionnement monomode longitudinal du VCSEL.

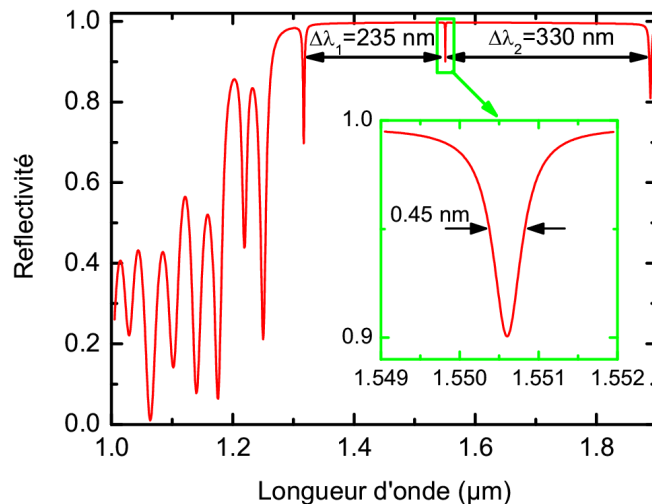


Figure IV.11: Spectre de réflectivité simulé pour un VCSEL comprenant une cavité d'épaisseur optique 2λ contenant 6 PQs. Cette cavité est prise en sandwich par deux miroirs de Bragg a-Si/a-SiN_x de 6 périodes chacun.

Le spectre a été calculé en considérant une densité de porteurs au delà du seuil de transparence à 1,55 μm et en incluant l’absorption résiduelle des différents matériaux de la cavité. L’absorption du a-Si présent dans les miroirs de Bragg ($\alpha_{a-Si} = 400 \text{ cm}^{-1}$), mais également dans l’InP et le Q_{1,18} ($\alpha_{InP} = \alpha_{Q1,18} = 10 \text{ cm}^{-1}$) sont les principales sources d’absorption à la longueur d’onde de résonance. Cette absorption résiduelle est amplifiée par les fortes réflectivités des miroirs de Bragg et contribue à réduire le facteur de qualité de la cavité (cf. formule III.3). Néanmoins, comme l’illustre l’agrandissement de la figure IV.11, la sélectivité d’un tel filtre reste élevée avec une largeur à mi-hauteur pour le pic de résonance de 0,45 nm.

IV.2.2.d Optimisation du facteur de confinement

La cavité décrite précédemment contient 6 PQs répartis en 3 MPQs. Chaque MPQ doit être positionné judicieusement à l’intérieur de la cavité pour renforcer le couplage onde lumineuse/matériau actif à la résonance. L’étude du champ électrique stationnaire intra-cavité s’avère alors indispensable pour positionner les PQs sur les ventres de ce champ et ainsi

maximiser le gain modal (cf. II.2.3.c). Ceci peut-être réalisé en ajustant les épaisseurs des couches d’InP qui permettent un confinement des porteurs dans les MPQs.

La simulation du champ stationnaire intra-cavité est représentée sur la figure IV.12. La localisation des MPQs et des premières couches diélectriques des miroirs de Bragg sont indiquées sur la figure.

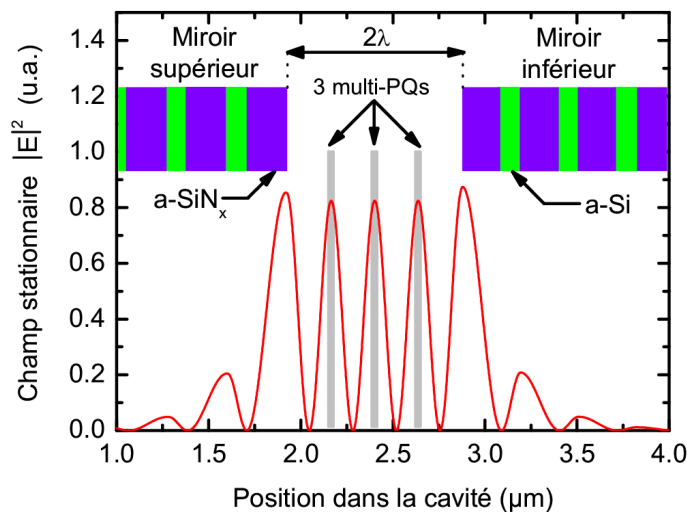


Figure IV.12: Représentation du champ électrique stationnaire intra-cavité à la longueur d’onde de résonance pour un VCSEL comprenant une cavité d’épaisseur optique 2λ et deux miroirs de Bragg $a\text{-SiN}_x/a\text{-Si}$ de 6 périodes chacun. La zone active du composant compte 3 MPQs avec 2 PQs $\text{InGaAs}/\text{Q}_{1,18}$ par MPQ.

A partir de l’expression II.11, nous en déduisons le facteur de confinement longitudinal Γ_L . Pour une telle structure ce facteur de confinement est maximisé à la fois par le placement des PQs au niveau des ventres du champ stationnaire mais aussi par la courte pénétration de l’onde optique stationnaire dans les miroirs de Bragg diélectrique. En effet, comme on peut le voir sur la figure IV.12, la différence d’indice élevée ($\Delta n = 1,9$) engendre une faible longueur de pénétration dans les miroirs ($L_{pén} = 200$ nm) et concentre la majeure partie du champ stationnaire à l’intérieur de la cavité 2λ .

L’optimisation de ce facteur de confinement implique de bien maîtriser les épaisseurs de chaque couche épitaxiée. L’homogénéité et la reproductibilité des couches épitaxiées obtenues à partir du bâti EJM d’ancienne génération dont nous disposons, sont insuffisantes pour assurer un très bon contrôle du facteur de confinement. Nous avons évalué par simulation l’influence d’une variation d’épaisseur sur le facteur de confinement longitudinal

Γ_L . Nous avons introduit une erreur relative constante à l’ensemble des couches épitaxiées, à l’exception de la dernière couche d’InP dont l’épaisseur a été calculée pour maintenir la résonance de la cavité à 1,55 μm .

La figure IV.13 représente le résultat de cette simulation et révèle la variation de Γ_L pour un écart positif ou négatif de quelques pourcents sur les épaisseurs des couches épitaxiées.

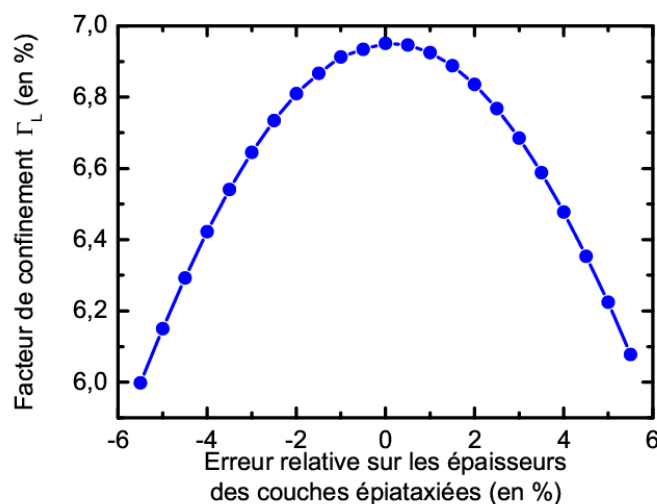


Figure IV.13: Evolution du facteur de confinement en fonction de l’erreur relative sur les épaisseurs des couches épitaxiées. La résonance de la cavité est maintenue à 1,55 μm en ajustant l’épaisseur de la couche d’InP se trouvant entre le miroir supérieur et la zone active.

L’allure parabolique de la courbe nous indique que le contrôle du facteur de confinement implique un faible écart ($\pm 1\%$) sur les épaisseurs des différentes couches. Dès que les variations d’épaisseur dépassent 2%, Γ_L diminue rapidement rendant le couplage entre les PQs et le champ stationnaire intra-cavité moins efficace.

Afin d’avoir l’écart le plus petit possible avec les épaisseurs nominales, nous avons porté une attention particulière aux calibrations des vitesses de croissance de l’InP et du $\text{Q}_{1,18}$ en réalisant des empilements caractérisés par diffraction de rayons X.

IV.2.2.e Optimisation de l’absorption du faisceau pompe.

Comme nous l’avons vu précédemment, l’utilisation de MPQs InGaAs/ $\text{Q}_{1,18}$ permet d’augmenter l’absorption du faisceau de pompe ($\lambda = 1064 \text{ nm}$). Dans l’objectif de maximiser l’absorption à cette longueur d’onde, il est possible d’accroître les épaisseurs des couches de

$Q_{1,18}$ de part et d’autre de chaque MPQs. Le dessin d’une telle structure est représenté par la figure IV.14:

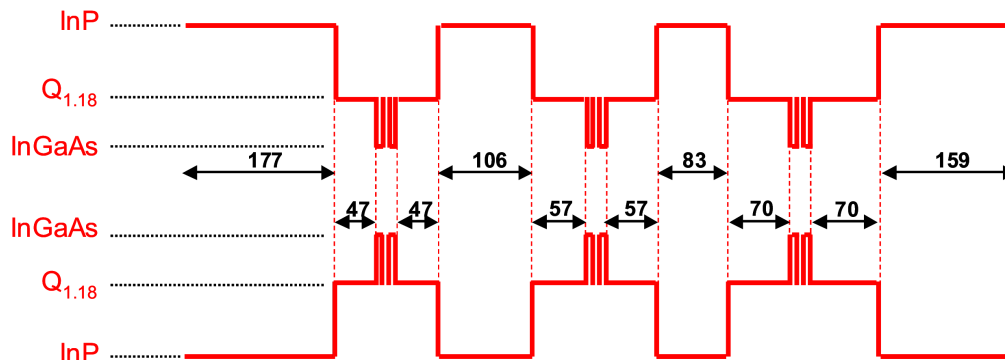


Figure IV.14: Schéma de bandes d’une zone active de VCSEL optimisée pour la pompe optique à 1064 nm. Les cotations sont données en nm.

Les couches d’InP de part et d’autre de chaque zone de MPQs assurent un confinement des porteurs photo-générés au voisinage des MPQs. La présence des couches d’InP de forte conductance thermique favorise par ailleurs l’évacuation de la chaleur lors du pompage.

Le faisceau de pompe est absorbé dans les couches de $Q_{1,18}$ et son intensité décroît exponentiellement. Pour obtenir un pompage uniforme de la cavité, c’est-à-dire une densité de porteur constante sur l’ensemble des MPQs, nous avons choisi de placer un nombre constant de puits par MPQ et d’accroître l’épaisseur des couches de $Q_{1,18}$ au fur et à mesure que l’on avance dans la structure. La distribution du gain devient alors constante dans la cavité, et les performances atteintes par ce type de VCSELS sont alors améliorées [Geske 04].

La décroissance exponentielle de l’intensité du faisceau dans la structure peut être une première approche pour évaluer les épaisseurs des couches de $Q_{1,18}$. Cependant, cette approximation suppose que la cavité n’introduit pas d’interférences à la longueur d’onde de pompe. Dans notre cas, malgré une réflexion réduite des miroirs de Bragg à la longueur d’onde de pompe, nous avons pris en compte la modulation de l’intensité du faisceau de pompe dans la structure.

L’absorption des couches de $Q_{1,18}$ entourant chaque zone de PQs a été déterminée à partir du modèle d’Adachi décrivant l’indice et l’absorption des matériaux quaternaires GaInAsP massifs (cf. IV.2.2.a). A la longueur d’onde de pompe ($\lambda = 1064$ nm) Le coefficient

d’absorption est $\alpha_{pompe}(Q_{1,18}) = 17000 \text{ cm}^{-1}$. En ce qui concerne l’absorption dans les PQs, nous avons opté pour un coefficient effectif pour la barrière et le puits avec $\alpha_{pompe}(PQ) = 20000 \text{ cm}^{-1}$ [Folliot 99]. A partir de ces paramètres nous avons estimé la proportion de la pompe absorbée dans la zone active, au niveau de chaque MPQ. La figure IV.15 illustre schématiquement la distribution de l’intensité du faisceau de pompe à travers la structure comprenant la zone active donnée en figure IV.14:

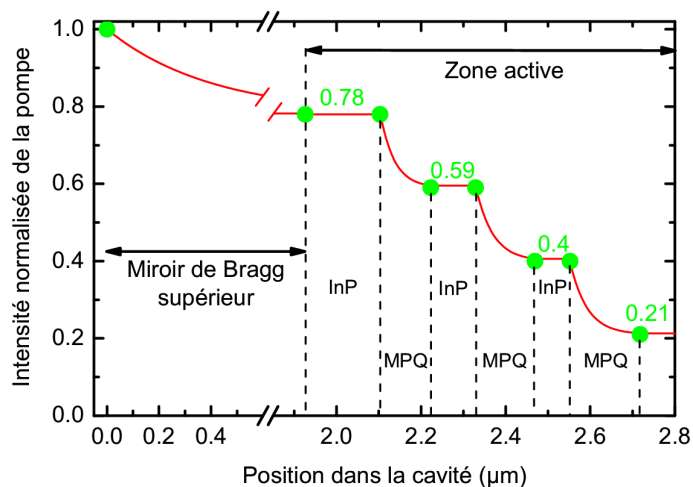


Figure IV.15: Représentation du profil d’intensité du faisceau de pompe dans le miroir de Bragg supérieur et la zone active du VCSEL.

Ce profil d’intensité nous indique que près de 57% de la puissance incidente est absorbée dans la zone active du composant. Ce taux d’absorption serait plus élevé dans le cas d’un miroir de Bragg contenant des matériaux transparents à la longueur d’onde de pompe. En effet, le a-Si présent dans le miroir de Bragg supérieur entraîne une absorption de la pompe non négligeable avec un coefficient d’absorption proche de 3000 cm^{-1} à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ (cf. III.3.2.c). La figure IV.15 indique que 22% de l’intensité incidente est absorbée par ce miroir qui compte six périodes de a-Si/a-SiN_x, soit une épaisseur totale de a-Si de 600 nm. Les épaisseurs variables des couches de Q_{1,18} jouent par ailleurs leur rôle en distribuant équitablement les porteurs photogénérés. Nous obtenons 19% de la puissance incidente absorbée dans chaque zone de MPQ.

Nous pouvons évaluer la puissance minimale théorique pour laquelle la transparence des PQs sera atteinte. En se basant sur l’équation II.18, en régime statique nous avons:

$$P_0 = \frac{h\nu_{pompe} VN}{\eta\tau_e} \quad (IV.3)$$

Où V est le volume de matériau actif, N la densité de porteurs à la transparence et τ_e leur durée de vie. A partir des courbes de gain matériau (cf. Figure IV.5) et de l’expression II.21, nous avons respectivement $N = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $\tau_e = 5 \text{ ns}$. En considérant une surface pompée de $10 \mu\text{m}$ de diamètre et le rendement de pompage de 57% , la puissance de pompe au seuil de transparence est $P_0 \approx 300 \mu\text{W}$. Ce résultat, certes théorique, permet cependant de montrer l’intérêt d’une telle structure en pompage optique.

IV.2.2.f Conclusion.

L’ensemble des VCSELS étudiés pendant cette thèse présentent des zones actives similaires à celles décrites dans ce paragraphe. L’étape préalable à la réalisation du VCSEL, a compris une étude d’optimisation de la structure pour obtenir un fonctionnement optimal du composant en pompage optique. Cette optimisation comprend également des phases de calibration du bâti d’EJM pour maîtriser la longueur d’onde d’émission des PQs et les épaisseurs des différents matériaux qui constituent la cavité. Comme nous venons de le voir, ces contrôles permettent de maximiser la valeur du facteur de confinement longitudinal et l’absorption du faisceau de pompe.

IV.3 Réalisation de VCSELs reportés sur substrat hôte

Suite à l’étape d’épitanie de la zone active et du dépôt du premier miroir de Bragg diélectrique, les structures obtenues sont reportées sur un substrat hôte afin de réaliser le retrait du substrat et le dépôt du second miroir de Bragg. Dans cette partie nous allons présenter cette étape technologique en commençant par la description du principe du report.

IV.3.1 La brasure or-indium

IV.3.1.a Principe

Le substrat d’InP d’une épaisseur d’environ 350 μm , assure la rigidité de l’ensemble de la structure. Pour conserver l’intégrité de la structure épitanie de faible épaisseur (quelques μm), le report sur substrat hôte est réalisé avant le retrait du substrat d’InP.

Une technique assez simple de report sur un substrat hôte est le collage en utilisant de la résine ou de la paraffine. Cependant, ce type de matériau présente des conductances thermiques insuffisantes pour le fonctionnement en continu du composant. Par conséquent, nous avons choisi de reporter nos structures sur un substrat de silicium en utilisant un alliage métallique. En effet, cette technique offre l’avantage d’exploiter les bonnes propriétés thermiques de ces matériaux ainsi que le faible coût des substrats Si. Les brasures à base d’alliages métalliques binaires sont souvent utilisées pour reporter des structures dédiées à la microélectronique ou l’optoélectronique [Yao 01][Lin 02]. La contrainte de cette technique de report est que la température utilisée pour former l’alliage doit être compatible avec la stabilité des matériaux employés. En effet, des températures faibles sont nécessaires pour éviter toute détérioration du miroir de Bragg, dont les tests de stabilité ont été menés jusqu’à une température de 250°C (cf. III.4.2.c). L’alliage Au-In répond à cette demande puisque le diagramme de phase de ce système (cf. Figure IV.15) nous indique que la température de fusion de l’indium est de 157°C.

La formation de l’alliage Au-In est le résultat de l’interdiffusion des atomes d’or et d’indium. Le diagramme de phase, présenté en figure IV.16, montre que l’intermétallique AuIn_2 est le premier composé stœchiométrique qui peut se former. Les mécanismes de formation de l’alliage final restent cependant plus complexes [Lee 93]. En effet, si nous considérons un bicouche métallique comprenant de l’or et de l’indium porté à une température supérieure à 157°C, l’indium va fondre et mouiller la couche d’or pour former un alliage

AuIn₂ par interdiffusion entre les phases liquide/solide. A plus haute température (T>200°C), l’indium en fusion rompt la fine couche d’AuIn₂ pour former un mélange liquide/solide. L’interdiffusion peut alors se poursuivre et favorise le développement de grains AuIn₂ au dépend de la phase riche In. A la fin du processus, nous obtenons une phase solide essentiellement composée d’AuIn₂. Il semble que ce processus soit suivi par une diffusion à l’état solide et permette d’obtenir un alliage final composé d’AuIn₂ et d’AuIn [Lee 93]. Le processus de fabrication de l’alliage est alors complètement terminé, et sa température de fusion sera alors beaucoup plus élevée que celle nécessaire à sa formation. Comme le montre le diagramme de phase de la figure IV.16, la température d’eutectique de l’AuIn₂ est de 540,7°C.

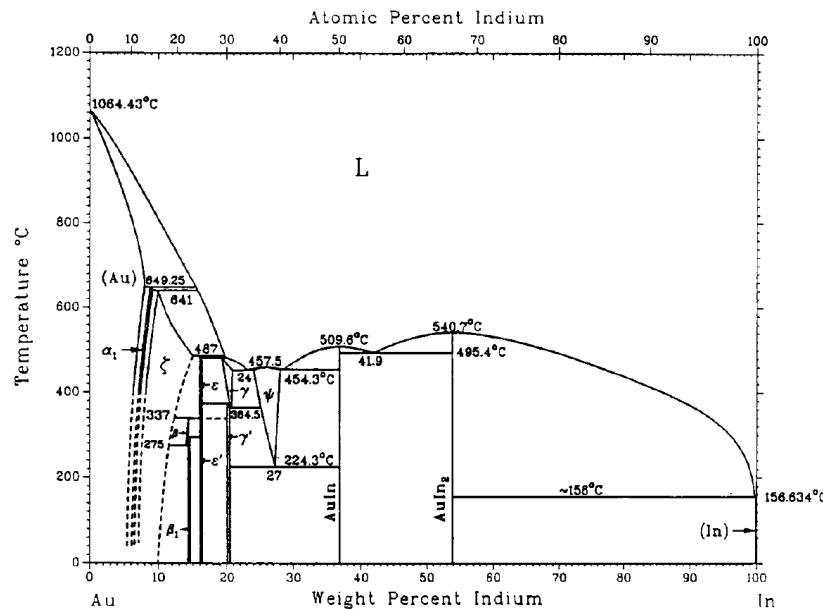


Figure IV.16: Diagramme de phase du système or-indium

IV.3.1.b Réalisation de tests

Les premiers tests réalisés pour valider ce processus de brasure ont consisté à reporter sur un substrat de silicium des couches épaisses d’InP épitaxiées. La structure épitaxiée comprend une couche d’InGaAs servant de couche d’arrêt et la couche d’InP d’une épaisseur proche de 3 μm. Sur le substrat de silicium et sur la structure à reporter, on dépose, successivement une couche de titane de 50 nm, une couche d’or de 500 nm et une couche d’indium. La couche de titane joue le double rôle de couche d’accroche pour l’or et de barrière de diffusion. Pour assurer la formation d’un alliage uniforme et stable composé

essentiellement d’AuIn₂, l’épaisseur d’indium doit respecter des proportions en poids comprises entre 40% et 50%. Ceci entraîne une condition à respecter sur l’épaisseur d’indium (E_{In}) à déposer par rapport à l’épaisseur d’or (E_{Au}) [Souverain 99]:

$$1,8 \cdot E_{Au} \leq E_{In} \leq 2,6 \cdot E_{Au} \quad (IV.4)$$

Le dépôt des couches de titane et d’or est réalisé à l’aide d’un canon à électron. La couche d’indium est déposée au moyen d’un évaporateur à effet Joule. L’épaisseur d’indium, estimée à partir de la quantité de matériau placée dans le creuset, est proche de 2 μm . Les échantillons sont stockés dans une enceinte sous vide pour réduire au maximum l’oxydation de la couche d’Indium. La mise en contact de l’échantillon et du substrat de silicium permettant de former le multicouche Ti-Au-In-Au-Ti, est effectuée sous une hotte à flux laminaire pour éviter d’insérer des poussières à l’interface In/Au. L’ensemble est placé dans un boîtier en graphite afin d’exercer une pression. L’ensemble de ce système est représenté sur la figure IV.17:

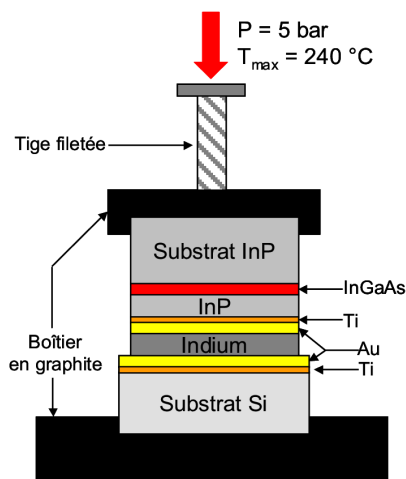


Figure IV.17: Schéma du montage expérimental utilisé pour appliquer la pression mécanique lors du report.

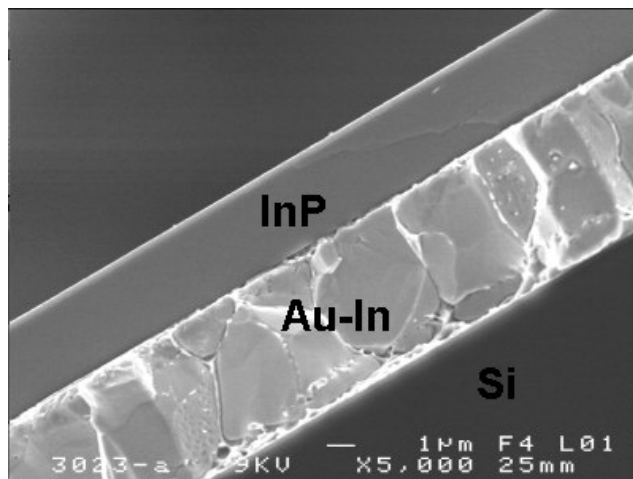


Figure IV.18: Image MEB d'un échantillon clivé après report d'une couche d'InP sur substrat Si. Image obtenue après retrait du substrat d'InP et gravure de la couche d'arrêt.

Pour éviter tout déplacement des substrats lors de la phase de serrage, le boîtier en graphite est muni de renforcements dont la taille est identique aux échantillons traités (cf. Figure IV.17). La tige filetée, représentée sur le schéma, est vissée progressivement à l'aide d'une clé dynamométrique permettant d'avoir une pression reproductible au cours des différents reports. La pression imposée par cette vis s'exerce par l'intermédiaire du couvercle en graphite. Il est difficile d'exercer une pression mécanique uniforme sur une très grande

surface, nous avons donc limité la taille de nos reports à 1 cm^2 . En considérant cette surface, la pression exercée a été évaluée à 5 kg.cm^{-2} .

L’ensemble de ce système est ensuite placé à l’intérieur d’une étuve où règne une température de 240°C . La stabilité mécanique du graphite sous ces fortes contraintes thermiques assure une pression constante pendant la phase de montée en température des échantillons. L’évolution de la température est suivie à l’aide d’une sonde de platine placée au sein du boîtier en graphite. L’inertie thermique de notre assemblage demande 11 minutes pour atteindre 200°C . Ce temps est celui à partir duquel nous faisons un décompte de 20 minutes avant de stopper le chauffage de l’étuve. La température maximale atteinte lors du traitement est alors légèrement inférieure à 240°C . L’isolation thermique de l’étuve permet ensuite un refroidissement lent jusqu’à 40°C (6 heures) pour éviter tout choc thermique pouvant entraîner une dégradation de la structure reportée. Le report de la structure étant maintenant achevé, il convient d’éliminer le substrat d’InP et la couche d’arrêt en InGaAs (cf. IV.3.2.a). La figure IV.18 représente une observation MEB par la tranche de la couche d’InP reportée sur substrat Si, après ces différentes phases de gravure. L’image MEB révèle que les interfaces entre les différents matériaux sont planes et bien définies. La couche d’InP ne montre pas de défaut et l’alliage métallique AuIn_2 se présente sous forme de gros grains homogènes. Aux joints de grains, les zones claires de faibles épaisseurs correspondent certainement à un alliage riche In.

IV.3.2 Réalisation des demi-cavités

IV.3.2.a Procédé de fabrication

L’approche utilisée pour reporter des demi-cavités sur substrat Si est identique à celle des échantillons tests. Nous allons simplement rappeler ici l’ensemble des processus et détailler les étapes qui ne l’ont pas encore été. La figure IV.19 présente l’enchaînement de ces différentes étapes technologiques en partant de l’étape d’épitaxie jusqu’à l’obtention du composant final.

Après la phase d’épitaxie (1), et la réalisation du premier miroir de Bragg $\text{a-SiN}_x/\text{a-Si}$ (2), on réalise le dépôt des couches métalliques (3) de Ti-Au sur le substrat Si et Ti-Au-In sur l’échantillon à reporter. La brasure Au-In est obtenue par la mise en contact des deux substrats et un recuit jusqu’à 240°C (4).

Dans l’étape suivante (5) on procède à l’enduction du contour de l’échantillon avec de la résine epoxy. Ceci a pour objet de protéger les couches de la zone active d’une éventuelle

gravure latérale lors de l’attaque chimique du substrat d’InP et de la couche d’arrêt en InGaAs. Préalablement à cette phase de gravure, nous réduisons l’épaisseur du substrat par un polissage mécanique (6) jusqu’à une épaisseur approximative de 80 μm . Cette abrasion mécanique induit de fortes contraintes d’arrachement pour la couche d’alliage métallique. Le succès de cette étape donne ainsi une première indication sur la tenue de la brasure AuIn et la qualité du report. Le retrait complet du substrat (7) est ensuite achevé en procédant à l’attaque chimique à l’aide d’une solution d’HCl et de H_3PO_4 dans les proportions volumiques 2:1. Ce type de solution présente une forte vitesse d’attaque pour l’InP (5 à 7 $\mu\text{m}/\text{min}$) nécessitant approximativement 15 min pour atteindre la couche d’arrêt. La faible vitesse d’attaque d’InGaAs par rapport à celle d’InP permet d’avoir une sélectivité de gravure élevée (>200) entre les deux matériaux. Cette forte sélectivité est exploitée pour contrôler la fin de l’attaque du substrat. Cette étape se poursuit par la gravure de la couche d’arrêt en InGaAs à l’aide d’un mélange d’ H_3PO_4 , d’ H_2O_2 et H_2O dans les proportions volumiques 1:1:8.

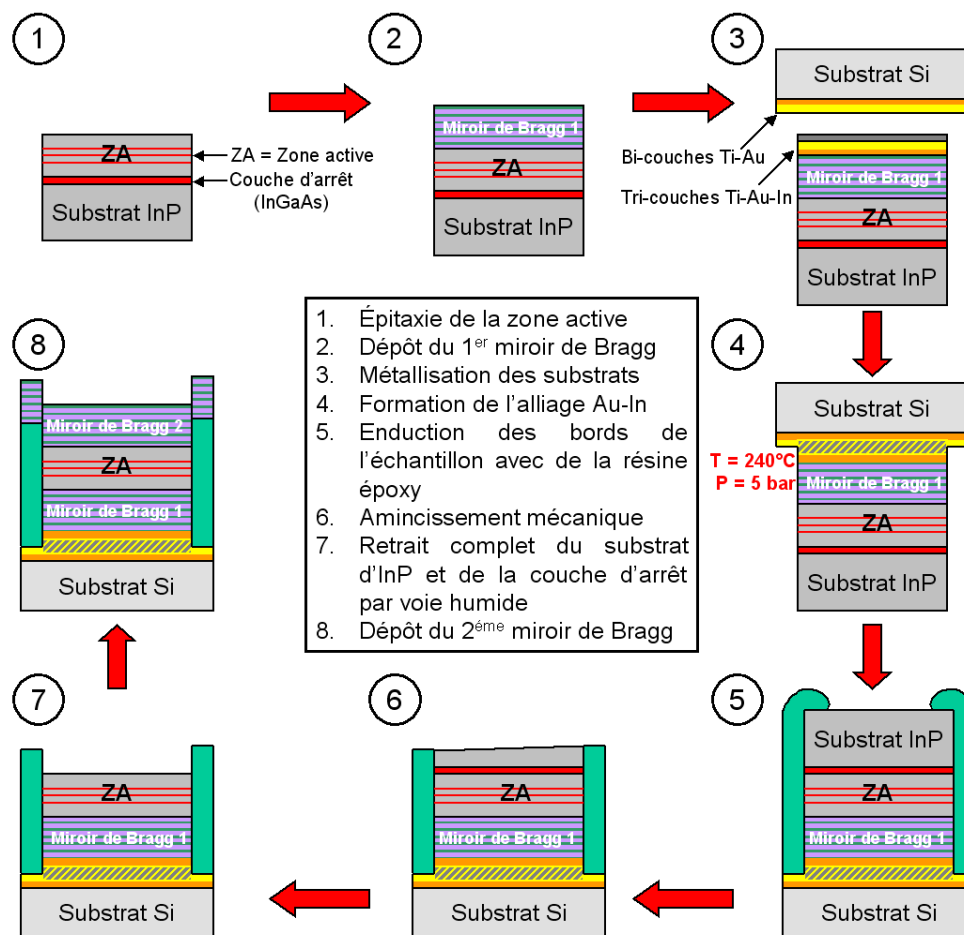


Figure IV.19: Schéma de synthèse décrivant l’enchaînement des étapes technologiques nécessaires à la réalisation du VCSEL.

La dernière étape (8) correspond au dépôt du second miroir pour aboutir au composant final. Avant de procéder à cette étape, un contrôle optique de la demi-cavité est effectué par photoluminescence et/ou par une mesure de réflectivité au FTIR. Ce contrôle détermine si un ajustement spectral du mode résonnant avec le maximum de gain des MPQs InGaAs/Q_{1,18} est à réaliser.

IV.3.2.b Caractérisations de la cavité reportée

La caractérisation de la réflectivité pour la demi-cavité reportée sur substrat Si permet de déterminer les longueurs d’onde de résonance de celle-ci. La figure IV.20 représente le spectre expérimental et simulé pour une demi-cavité. Ici, les spectres représentés correspondent à une demi-cavité comprenant un miroir de Bragg a-Si/a-SiN_x de 6 périodes et une zone active comprenant 3 MPQs composés chacun de 2 PQs. Les modes résonants localisés dans la bande de réflectivité maximale du miroir de Bragg sont au nombre de trois et sont espacés par un ISL moyen de 165 nm. La luminescence émise par cette cavité nous renseigne sur la position de ces modes situés dans la gamme spectrale d’émission des PQs. Le spectre de PL représenté par la figure IV.20 a été obtenu par pompage optique continu à 1,064 μm. Le léger décalage entre les modes observés en PL et ceux obtenus en réflectivité au FTIR provient de l’angle d’incidence de 27° utilisé pour la mesure de la réflectivité.

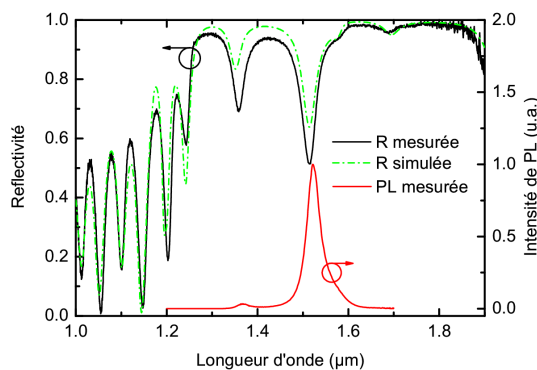


Figure IV.20: Spectre calculé et mesuré de la réflectivité d’une demi-cavité pour un angle de 27°. Le spectre de PL pour cette même cavité est également représenté.

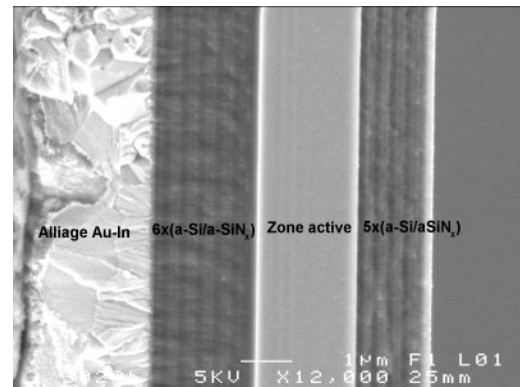


Figure IV.21: Image MEB d’un VCSEL observé selon la tranche après clivage de son substrat Si.

En tenant compte de cet angle d’incidence dans nos simulations, il est possible d’atteindre un bon accord entre la mesure expérimentale et le spectre simulé. La simulation de la demi-cavité en incidence normale présente alors un bon accord entre la résonance de la

demi-cavité et la longueur d’onde déduite du spectre de PL. Ces observations permettent également de vérifier que les propriétés optiques de la demi-cavité n’ont pas évolué pendant les différents processus technologiques et notamment lors du traitement thermique pour former l’alliage AuIn₂.

La figure IV.21 représente une image par la tranche du VCSEL après clivage. Cette image permet de distinguer nettement la zone active constituée de 3 MPQs ainsi que les différentes couches formant les deux miroirs de Bragg. De façon analogue aux échantillons tests, l’alliage métallique semble être homogène et sa formation n’engendre pas de dégradations des différentes couches reportées.

IV.3.2.c Contrôle de la longueur d’onde d’émission

L’ensemble des couches semiconductrices réalisées en EJM ont des épaisseurs qui peuvent légèrement varier par rapport à celles visées. Ceci peut conduire à une longueur de cavité du VCSEL différente de celle prévue et donc un mode de résonance décalé par rapport au maximum de gain des PQs.

La figure IV.20 illustre ce décalage, avec une émission de la demi-cavité centrée à 1520 nm alors que la luminescence des PQs avant leur mise en cavité présentait un maximum à 1575 nm. Ce décalage est illustré également sur le spectre de réflectivité par un épaulement localisé à proximité de 1600 nm. Ce léger épaulement est révélateur du désaccord entre l’émission des PQs et la résonance de la demi-cavité. Ceci peut être reproduit en simulation en considérant que le pic d’absorption excitonique est centré à 1575 nm. Ce désaccord spectral est principalement dû à la couche d’InP de surface, dont l’épaisseur a été intentionnellement surestimée pour pouvoir ajuster la longueur d’onde de résonance ultérieurement.

Dans une première approche, ce décalage spectral peut être compensé en jouant sur les épaisseurs des couches de la première paire du second miroir de Bragg. Cependant, cette solution ne permet de compenser que de faibles décalages spectraux (≈ 10 nm) et a tendance à modifier la réflectivité finale du miroir de Bragg supérieur. Il est préférable de contrôler la longueur d’onde de résonance en diminuant progressivement l’épaisseur d’InP et en procédant à des contrôles optiques réguliers. La gravure par voie humide en utilisant une solution composée d’H₃PO₄ et de H₂O₂ (1:1) permet de graver l’InP avec une cinétique lente et de contrôler précisément l’accord de la cavité.

La figure IV.22 illustre les contrôles optiques effectués en réflexion au FTIR où nous avons enregistré l’évolution des spectres de réflectivité en fonction de l’épaisseur d’InP gravé. Pour chacun de ces spectres, un bon accord est obtenu entre le calcul et la mesure en utilisant comme paramètre d’ajustement l’épaisseur de la couche superficielle d’InP. La vitesse d’attaque de la solution chimique utilisée a été déduite de ces caractérisations, et vaut approximativement 15 nm/min. Cette valeur reste assez reproductible tant que le mélange utilisé est renouvelé périodiquement.

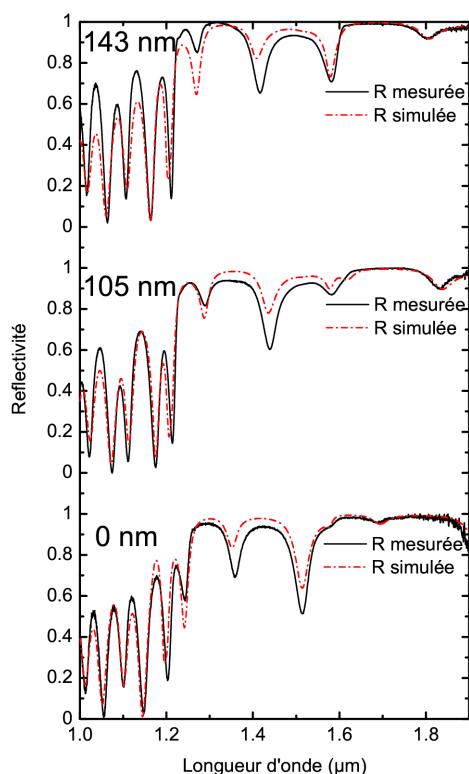


Figure IV.22: Spectres de réflectivité calculés et mesurés au FTIR de la demi-cavité. Les valeurs indiquées en nm correspondent aux épaisseurs cumulées d’InP gravées.

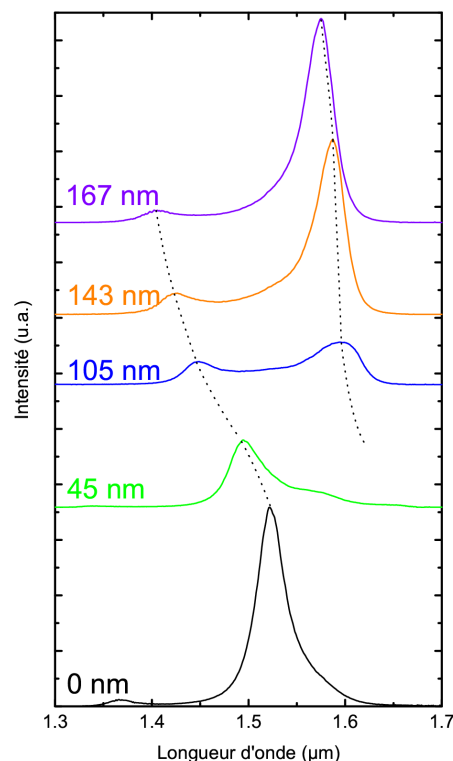


Figure IV.23: PL émise par la demi-cavité en fonction de l’épaisseur d’InP gravée. La puissance de pompe à 1064 nm est maintenue constante à 5 kW.cm^{-2} .

Pour cette demi-cavité, la longueur d’onde de résonance de la demi-cavité au cours des étapes de gravure a été également caractérisée à l’aide de mesures en PL. Lors de ces caractérisations successives, nous nous sommes placés dans des conditions de pompage similaires à celles utilisées pour faire fonctionner un VCSEL en régime continu (quelques kW.cm^{-2}). Ceci permet de tenir compte des déplacements spectraux du mode de résonance et de la luminescence des PQs avec l’excitation et l’élévation en température de la zone active.

Les spectres de PL pour la demi-cavité sont présentés sur la figure IV.23. Les valeurs indiquées à proximité de chaque spectre correspondent à l’épaisseur cumulée d’InP gravée.

L’ensemble de ces spectres met en évidence un déplacement des modes de résonance de la cavité. La résonance, initialement située à 1520 nm, se décale vers les courtes longueurs d’onde. Le gain plus faible des PQs dans cette gamme spectrale, engendre alors une atténuation de l’intensité de luminescence. Après une centaine de nm gravé, un mode résonant à 1600 nm apparaît. Les phases de gravure suivantes conduisent au décalage de ce nouveau mode de résonance vers le maximum de gain des PQs. Ce déplacement s’accompagne alors d’une augmentation de l’intensité de PL qui passe par un maximum signifiant que l’accord entre la résonance de la cavité et l’émission des MPQs est optimum.

IV.4 Caractérisations des VCSELs mono-longueur d’onde

Après l’accord de la demi-cavité, la fabrication du VCSEL se termine par le dépôt d’un second miroir de Bragg. Les caractérisations des VCSELs sous pompage optique continu et impulsionnel ont été réalisées sur le même montage expérimental. Cette partie est consacrée aux résultats obtenus pour différents types de VCSELs ainsi qu’aux améliorations progressives qui ont été enregistrées au cours du temps. Enfin, nous présenterons les nouvelles orientations et les perspectives d’amélioration suivies.

IV.4.1 Montage expérimental

IV.4.1.a Description

Le montage expérimental utilisé pour la caractérisation sous pompage optique a été réalisé au début de ce travail de thèse. La figure IV.24 représente la configuration générale du montage:

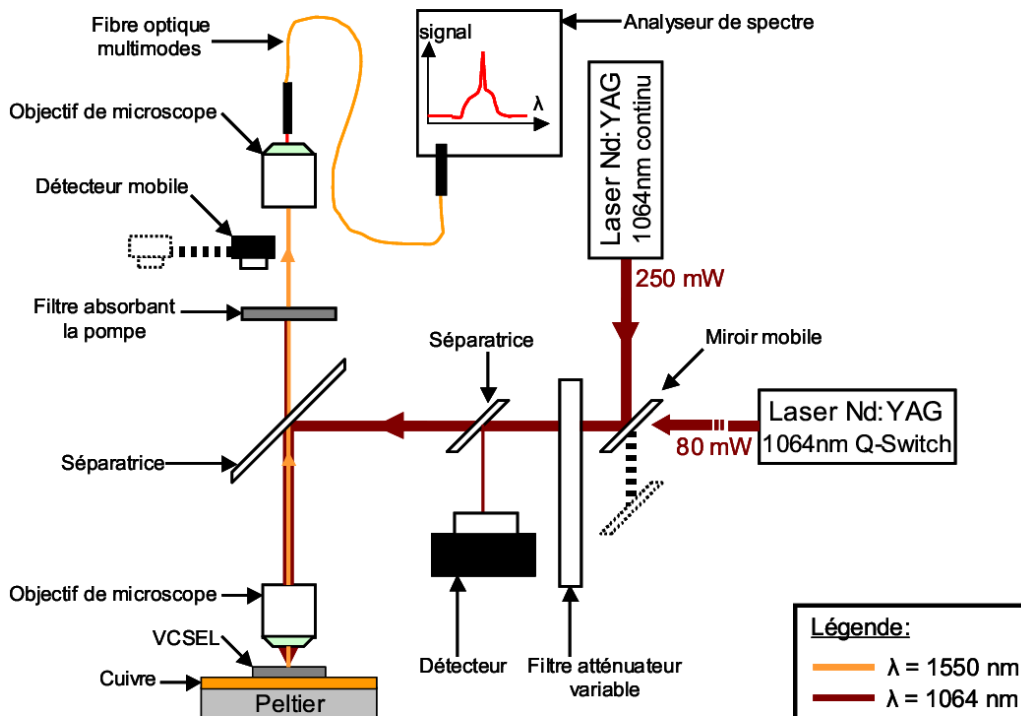


Figure IV.24: Schéma du montage pour le pompage optique.

Le pompage optique est assuré par des lasers Nd:YAG fonctionnant à $\lambda = 1064$ nm en régime impulsionnel et continu. Le premier est un Q-Switch, qui fournit des impulsions d’1 ns avec un taux de répétition de 6,6 kHz. La puissance moyenne délivrée par ce laser est de 80 mW, ce qui conduit à des puissances crêtes élevées de plusieurs kW. Le second laser de pompe fonctionne en régime continu et la puissance mesurée de sortie est de 250 mW. Le passage d’un laser à l’autre se fait aisément en déplaçant le miroir mobile représenté sur la figure IV.23. Au-delà de ce miroir, le chemin optique suivi par les deux faisceaux est identique.

Le passage du faisceau à travers une série d’atténuateurs, symbolisée ici par un filtre unique, permet le contrôle des puissances injectées. Une fraction de 10% de la puissance est ensuite prélevée à l’aide d’une première séparatrice afin de déterminer l’intensité incidente sur le VCSEL. La seconde séparatrice réfléchit près de 95% du signal à 1064 nm et oriente le faisceau vers un objectif de microscope. Ce dernier focalise la puissance sur la surface de notre composant et en collecte le signal émis. La séparatrice étant transparente à 1,55 μm , il est possible de récupérer le signal pour l’injecter dans une fibre optique. Enfin, le signal collecté est envoyé vers un analyseur de spectre dont la gamme spectrale s’étend de 900 à 1700 nm avec une résolution de 0,1 nm.

IV.4.1.b Mesure de la taille du spot de pompe

Un des paramètres importants du banc de caractérisation est la taille du spot de pompe. En effet, la taille de notre composant est définie par la surface d’impact du faisceau de pompe sur l’échantillon. Cette surface doit être connue afin d’évaluer les densités de puissances au seuil et doit être assez faible pour obtenir un fonctionnement monomode transverse. La taille du spot dépend principalement de la focale de l’objectif utilisé et de la divergence du faisceau de pompe.

Nous avons utilisé un objectif avec une ouverture numérique élevée (0.8) afin de collecter le maximum du signal émis par les VCSELS. Nous avons ensuite cherché à évaluer la taille minimum du spot en faisant des mesures en plusieurs points derrière l’objectif. Ces mesures ont consisté à relever la variation de l’intensité de la pompe lorsqu’on masque progressivement le faisceau en plaçant une lame de rasoir sur son trajet. Cette méthode a été répétée deux fois en utilisant deux directions de déplacement perpendiculaires entre-elles. Ceci a permis de vérifier que la forme du spot était circulaire pour les deux lasers de pompes.

L’allure du faisceau derrière l’objectif a ainsi été reconstituée, et le profil d’intensité obtenu est proche d’une gaussienne (cf. Figure IV.25):

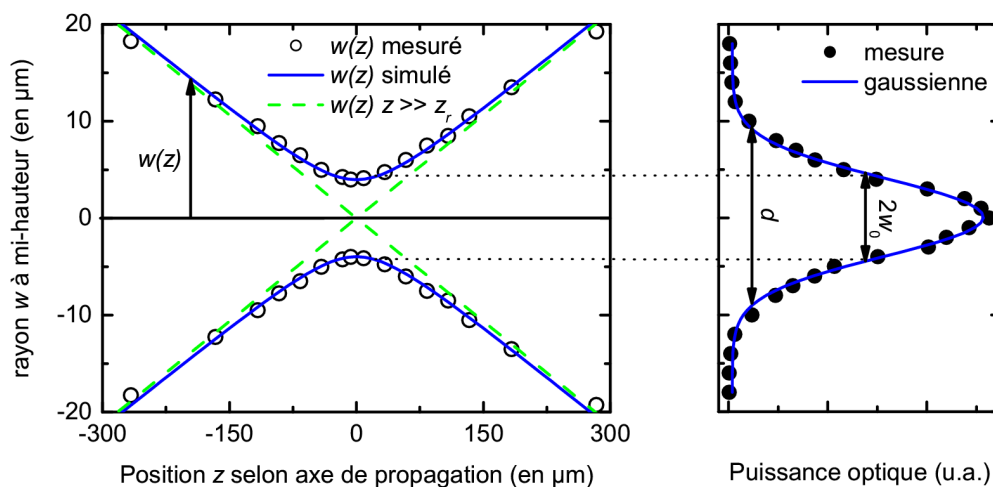


Figure IV.25: Evolution de la taille du faisceau de pompe du laser pulsé en fonction de la position suivant l’axe de propagation et après traversée de l’objectif. $w(z)$ correspond au rayon du spot en prenant comme critère la demi-largeur à mi-hauteur de la gaussienne.

Les caractéristiques du faisceau ont été déterminées en reproduisant l’évolution de la largeur à mi-hauteur du profil gaussien w en fonction de z en utilisant:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad (\text{IV.5})$$

Dans cette expression, w_0 est le waist du faisceau et z_r la distance de Rayleigh. L’étude des faisceaux provenant du laser pulsé et continu a donné des caractéristiques qui sont similaires avec $2w_0 = 8 \mu\text{m}$. Cependant, le critère qui est généralement choisi pour calculer les densités optiques est celui du diamètre d du faisceau à $1/e^2$. Dans ce cas, le diamètre du spot est double ($d = 16 \mu\text{m}$) et la surface minimale observée à la focale de l’objectif, est de $200 \mu\text{m}^2$.

IV.4.2 Caractérisation en pompage optique impulsionnel

Au cours de ce travail de thèse, de nombreuses structures ont été étudiées. Nous présenterons uniquement dans ce manuscrit les résultats concernant les plus significatives d’entre elles. Dans ce paragraphe, l’ensemble des structures a montré une émission laser à

température ambiante en régime d’injection impulsionnelle. Les fortes puissances crêtes délivrées par le laser de pompe impulsionnel permettent d’atteindre une émission laser, même pour les VCSELS qui présentent des seuils élevés. Ceci s’explique par l’utilisation d’impulsions énergétiques de courtes durées qui ont l’avantage d’induire un faible échauffement des structures par rapport à un pompage continu.

Après avoir décrit le banc de pompage optique utilisé, nous présentons les résultats des caractérisations laser obtenues par pompage optique. Ces caractérisations laser par excitation impulsionnelle se sont révélées très utiles pour analyser les différents types de structures et mettre en évidence les problèmes liés à chacune d’entre-elles. Ceci nous a permis d’apporter des améliorations pour atteindre le pompage continu.

IV.4.2.a Première structure

Dans un premier temps, le manque de maturité du processus de report sur substrat Si, nous a contraint à utiliser des demi-cavités entièrement réalisées en épitaxie. Ceci a consisté à reproduire des structures équivalentes à celles développées pendant la thèse de Vivien Verbrugge [Verbrugge 03].

Ce type de demi-cavité comprend un miroir de Bragg en semiconducteur et une zone active similaire à celle décrite au paragraphe IV.2.2.c. Les MPQs sont au nombre de trois et chaque MPQ compte 7 PQs InGaAs/Q_{1,18}. La zone active a également été optimisée pour une absorption efficace du faisceau de pompe à 980 nm et 1064 nm. Le Bragg semiconducteur est constitué de 40 périodes d’InP et du quaternaire In_{0,628}Ga_{0,372}As_{0,8}P_{0,2} dont le gap se situe à $\lambda_g = 1,45 \mu\text{m}$ (Q_{1,45}). Un tel empilement conduit à une réflectivité théorique intra-cavité de 99%. La combinaison de cette structure avec un miroir de Bragg a-Si/a-SiN_x de 5 périodes et demi a permis de réaliser un premier VCSEL.

L’échantillon a été caractérisé par pompage impulsionnel en plusieurs points et les seuils ont été déterminés en relevant la puissance émise (P_e) en fonction de la puissance de pompe incidente (P_p). La figue IV.26 représente une caractéristique typique $P_e(P_p)$ ainsi qu’un spectre laser associé à une puissance de pompe de 3,5 μW . L’émission laser se produit à une longueur d’onde de 1517 nm et la largeur de la raie est voisine de 0,9 nm pour des puissances de pompe inférieures à 1,5 fois la puissance seuil.

La valeur du seuil est estimée en relevant la puissance à partir de laquelle on enregistre une émission laser. En dessous du seuil et dans le cas d’une excitation impulsionnelle, la

puissance moyenne de l’émission spontanée est trop faible pour être détectée avec l’analyseur de spectre.

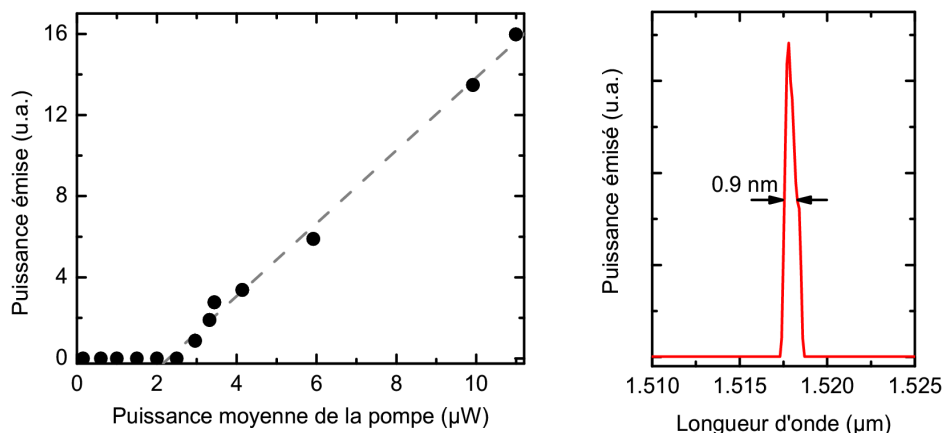


Figure IV.26: Puissance optique émise (en unité arbitraire) en fonction de la puissance moyenne de la pompe. Le spectre d’émission laser correspond à une puissance incidente de 3,5 µW.

Nous obtenons, pour cette structure, une puissance moyenne de pompe au seuil qui vaut approximativement $P_{moy} = 3 \mu\text{W}$. Une telle puissance moyenne conduit à une puissance crête élevée de $P_c = 450 \text{ mW}$. Cependant, comme nous l’avons déjà vu au paragraphe IV.2.2.e, seule une partie de cette puissance est réellement absorbée par la zone active et peut participer à la création de porteurs dans les PQs. Dans le cas présent, nous avons une partie de la pompe qui est absorbée par les miroirs de Bragg et notamment par celui en semiconducteur contenant le $Q_{1,45}$. D’après le modèle d’Adachi [Adachi 89], l’absorption de ce matériau à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ est de 21000 cm^{-1} . La répartition de l’absorption de la pompe calculée à partir de nos simulations nous indique que 55% de l’intensité de pompe transmise dans la structure participe à la création de porteurs dans la zone active. Ainsi, en prenant en compte ce paramètre, et la réflectivité de l’échantillon mesurée en incidence quasi-normale (40%), nous en déduisons que la puissance crête absorbée par les PQs au seuil est approximativement de 150 mW. Ceci conduit à une densité optique au seuil proche de $D_{seuil} = 75 \text{ kW.cm}^{-2}$. Cette densité de puissance au seuil est très élevée et peut être ramenée à une densité de puissance par PQ en supposant un pompage uniforme. Nous avons alors $D_{seuil} = 3,6 \text{ kW.cm}^{-2}/\text{PQ}$.

Ce seuil élevé par rapport aux valeurs reportées dans la littérature, comprises entre une centaine et quelques centaines de $\text{W.cm}^{-2}/\text{PQ}$ [Kinoshita 04][Symonds 04-a], peut être relié à plusieurs origines. Nous pouvons en citer ici quelques-unes comme les pertes optiques au

travers des miroirs de Bragg, les pertes par absorption dans les parties non-actives de la cavité, le désaccord entre la résonance de la cavité et le maximum du gain des PQs. On peut essayer de préciser les parts respectives de chacune de ces origines pour justifier la valeur de ce seuil.

➤ Décalage entre l’émission laser (λ_L) et la longueur d’onde de Bragg (λ_B)

Le décalage entre la longueur d’onde d’émission du VCSEL par rapport à la valeur visée peut expliquer partiellement la valeur du seuil obtenue. L’analyse de la demi-cavité au FTIR a permis d’obtenir les spectres de réflectivités de celle-ci (cf. Figure IV.27) sous un angle d’incidence de 27° . L’accord entre la mesure et la simulation est atteint en considérant que la longueur d’onde de Bragg (λ_B) du miroir semiconducteur est de 1545 nm sous une incidence normale. Ceci illustre donc un décalage spectral entre λ_B et l’émission laser du VCSEL ($\lambda_L = 1518$ nm) reliée à la résonance de la cavité. Pour cette longueur d’onde (λ_L), la réflectivité intra-cavité attendue du miroir semiconducteur est seulement de 97%. A partir de l’expression II.13, nous déduisons que cette réduction de la réflectivité correspond à un doublement des pertes optiques au travers des miroirs.

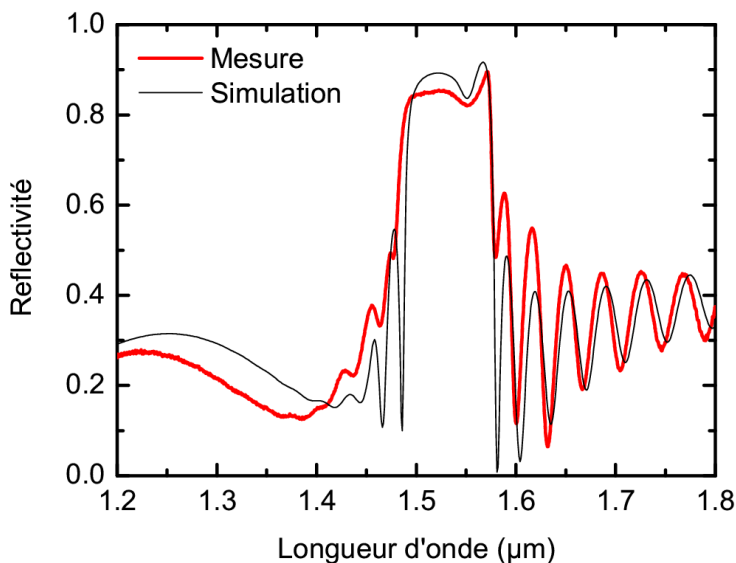


Figure IV.27: Spectres de réflectivité expérimental et simulé de la demi-cavité composée d’un Bragg semiconducteur et d’une zone active comprenant 21 PQs. La mesure comme la simulation ont été réalisées avec un angle d’incidence de 27° .

➤ Décalage entre λ_L et la position du maximum de gain des PQs (λ_{PQ})

Pour garantir un bon fonctionnement du VCSEL et des faibles puissances de pompe au seuil, il faut que la résonance de la cavité, λ_L , soit en accord avec λ_{PQ} , la position spectrale du maximum de gain des PQs. La longueur d’onde ($\lambda_{PQ} = 1550 \text{ nm}$) est déterminée à partir du spectre expérimental de la figure IV.27 où le front d’absorption du pic excitonique entraîne une diminution de la réflectivité maximale de la structure. On constate un désaccord important entre le maximum du gain (λ_{PQ}) et la résonance λ_L , ce qui impose d’injecter beaucoup plus de porteurs pour atteindre le seuil.

Ainsi, les facteurs probablement prédominants pour justifier ce seuil élevé sont le mauvais ajustement spectral du mode de résonance de la cavité (λ_L) avec le maximum de gain des PQs et celui de réflectivité du miroir de Bragg semiconductor. Un autre facteur, intervenant dans une moindre mesure, est le miroir de Bragg diélectrique non optimisé pour limiter les pertes optiques au sein de la cavité. En effet, la couche de a-Si intra-cavité conduit à une saturation de la réflectivité à 99% à partir de 5,5 paires déposés. De plus, une telle configuration entraîne une augmentation des pertes linéiques dans la cavité par rapport à un miroir de Bragg supérieur comprenant une première couche en a-SiN_x (cf. III.4.2.c).

IV.4.2.b Les structures reportées sur substrat Si

Dans un premier temps, les premières structures munies d’un double miroir diélectrique a-Si/a-SiN_x n’ont pas apporté de résultats plus intéressants que ceux présentés auparavant. Les premières structures fabriquées avec ce processus technologique étaient constituées de zones actives d’une épaisseur optique de $3\lambda/2$, soit 700 nm. Pour des structures aussi minces, nous avons constaté qu’après le retrait du substrat d’InP les surfaces obtenues étaient non homogènes et comptaient de nombreux défauts. Ceci a conduit à des caractéristiques lasers médiocres et non reproductibles à la surface de l’échantillon.

Ce problème a été résolu en utilisant des structures plus épaisses et en prenant particulièrement soin de l’état de surface des échantillons avant collage. Une de ces structures est inspirée des VCSELs développés Kinoshita *et al* [Kinoshita 04], et consiste à réaliser un premier miroir de Bragg hybride. A la suite de la croissance de la zone active, un premier de miroir de Bragg Q_{1,45}/InP de 4,5 périodes est réalisé. Ce miroir est ensuite complété par un miroir de Bragg diélectrique a-SiN_x/a-Si de 4 périodes afin d’atteindre une réflectivité suffisante. Ce choix particulier a pour objectif de rigidifier la structure lors des phases de report et de retrait de substrat. Ce miroir hybride offre aussi l’avantage d’éloigner les couches

de a-Si des zones où le champ stationnaire est intense afin de minimiser les pertes par absorption dans ce matériau. La même précaution a été prise pour le miroir de Bragg supérieur où cette fois-ci, le dépôt a débuté par une couche de a-SiN_x présentant une faible absorption. Cette structure complète est représentée sur la figure IV.28.

La zone active est constituée de 4 MPQs comprenant chacun 5 PQs InGaAs/Q_{1,18}. De façon identique à la structure précédente, la zone active a été optimisée pour le pompage optique. Le miroir de Bragg diélectrique supérieur est formé de 5 périodes de a-SiN_x/a-Si permettant d’atteindre une réflectivité intra-cavité de 99,5%. Le miroir de Bragg de fond de cavité est donc un miroir hybride constitué d’un empilement de Q_{1,45}/InP et de a-SiN_x/a-Si. Sur ce miroir, une couche de titane a été préalablement déposée avant les couches d’Au et d’In, nécessaires au report sur substrat Si. Le spectre de réflectivité théorique d’un tel miroir est représenté sur la figure IV.29:

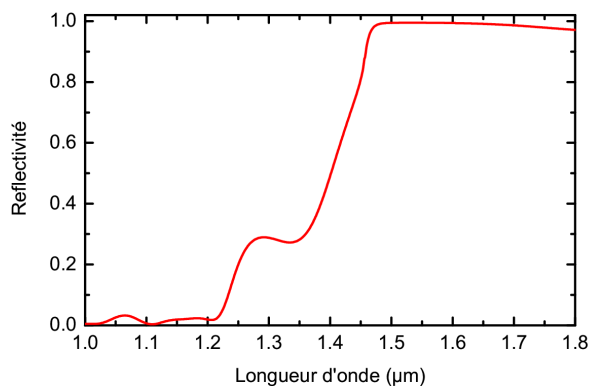
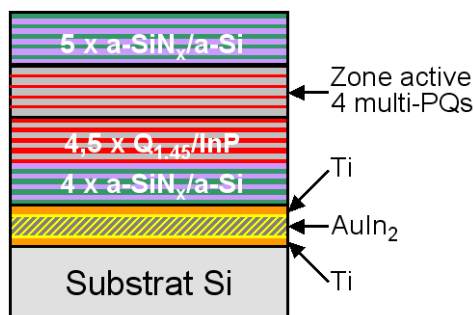


Figure IV.28: VCSEL reporté sur substrat Si muni d’un miroir de fond de cavité hybride.

Figure IV.29: Spectre de réflectivité théorique du miroir de Bragg hybride.

Les couches diélectriques ont des épaisseurs optiques $\lambda/4n$ à l’exception de la dernière couche de a-Si. Cette dernière se distingue par une épaisseur de 170 nm afin de prendre en compte l’indice complexe du titane et de réaliser l’adaptation en phase avec la couche de titane. La seconde particularité de ce miroir est la réduction de la largeur spectrale du plateau de réflectivité du côté des courtes longueurs d’onde. En effet, à ces longueurs d’onde, la réflectivité est fortement réduite à cause de l’absorption du Q_{1,45}. La réflectivité à 1,55 µm reste par ailleurs élevée avec $R_{max} \approx 99,5\%$.

Ce VCSEL a tout d’abord été caractérisé en pompage optique impulsionnel. Le signal émis par ce composant, en fonction de la puissance moyenne de la pompe, est représenté sur

la figure IV.30. L’insert de cette figure présente le spectre laser enregistré pour une puissance de pompe correspondant à deux fois le seuil. La largeur à mi-hauteur mesurée est de 0,3 nm. La puissance moyenne de pompage au seuil est estimée à 1,7 μW . En prenant en compte la réflectivité de l’échantillon à 1064 nm et le taux de pompage de la zone active, la puissance crête absorbée par la celle-ci est proche de 100 mW. Ceci conduit à une densité puissance au seuil de $50 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$, soit $2,5 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}/\text{PQ}$.

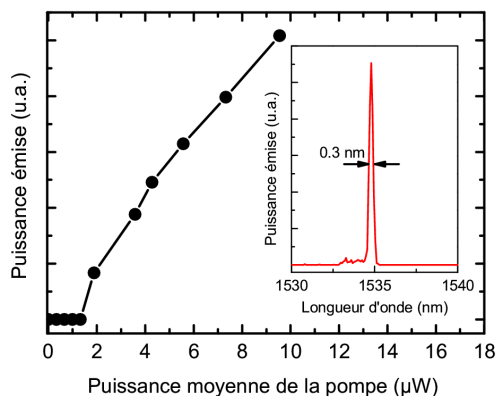


Figure IV.30: Signal émis par le VCSEL en fonction de la puissance de pompe. Le spectre laser représenté est obtenu pour une puissance de 3,5 μW .

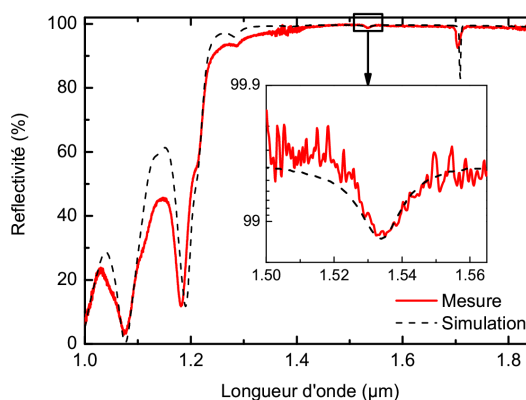


Figure IV.31: Réflectivité simulée et mesurée pour la structure VCSEL étudiée et pour un angle d’incidence de 27° . L’insert présente un agrandissement des spectres entre 1,5 et 1,56 μm .

On peut donc noter une amélioration de la puissance de pompe au seuil par rapport à la structure composée d’une demi-cavité épitaxiée, cependant cette valeur reste élevée. La réflectivité du miroir supérieur a été vérifiée en procédant à une mesure au FTIR. La figure IV.31 montre un bon accord entre les spectres de réflectivité mesuré et simulé pour cette structure VCSEL. D’après l’agrandissement du spectre entre 1,5 et 1,56 μm , la réflectivité enregistrée au voisinage du mode de résonance est conforme à la valeur attendue. La longueur d’onde de résonance se situe à 1535 nm pour une incidence de 27° (cf. Figure IV.31). A partir des simulations de réflectivité sous incidence normale, nous déduisons que le mode résonnant se situe à 1542 nm (cf. Figure IV.32). Cette valeur est en désaccord avec la longueur d’onde d’émission laser du VCSEL observée sur la figure IV.30. Ce décalage peut s’expliquer par la forte puissance injectée qui suppose une concentration de porteur élevée susceptible de modifier l’indice de la zone active et donc de décaler la longueur d’onde de résonance de la cavité. Ceci est confirmé par le spectre de PL obtenu par pompage continu du VCSEL. Ce spectre, représenté sur figure IV.32, indique une position pour le maximum de PL en accord

avec le mode de résonance repéré sur le spectre de réflectivité. L’ensemble des modes autorisés par la cavité est également repéré sur le spectre de PL et permet de déduire l’ISL de la cavité. L’ISL entre le mode principal et le mode le plus proche est de 140 nm.

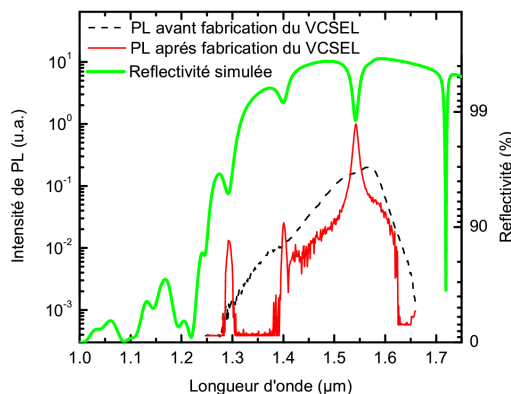


Figure IV.32: Spectres de PL et de réflectivité respectivement mesurés et simulés dans le cas de la structure étudiée.

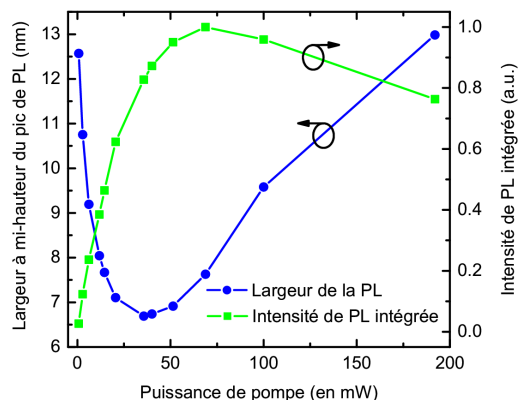


Figure IV.33: Evolution de la largeur à mi-hauteur de la PL et de l’intensité émise par la structure étudiée en fonction de la puissance de pompe.

Ces caractérisations optiques complémentaires ne permettent pas de justifier la puissance de seuil élevée. Une hypothèse non vérifiable par nos moyens d’analyse est le mauvais positionnement des PQs par rapport au ventre de champ stationnaire qui pourrait entraîner une diminution du gain modal. Toutefois, un facteur qui peut être également mis en avant est le décalage spectral entre le mode de résonance de la cavité et le maximum de gain des MPQs. En effet, on peut noter sur la figure IV.31 un décalage de 20 nm entre la luminescence des MPQs avant leur mise en cavité et celle observée sur le VCSEL.

Malgré ce seuil élevé nous avons caractérisé le VCSEL en pompage optique continu. La figure IV.33 représente l’évolution de la largeur à mi-hauteur de la PL ainsi que l’intensité intégrée de celle-ci en fonction de la puissance de pompe. On observe une diminution de la largeur de la PL à faible excitation qui devient minimum (6,5 nm) pour une puissance de 30 mW, puis augmente à forte puissance. Ce comportement qui s’accompagne par une saturation puis par une diminution de la puissance émise peut s’expliquer par une élévation de la température à forte puissance de pompe. Ceci tend à montrer que les pertes dans la cavité sont trop importantes et que l’émission laser en régime continu nécessite une puissance telle que l’échauffement de la structure est inévitable. Nous proposerons dans la suite des structures optimisées pour réduire les pertes optiques et améliorer l’évacuation de la chaleur.

IV.4.3 Optimisation des structures

Après la maîtrise du processus technologique de report, nous nous sommes attachés à optimiser les structures afin de réduire les puissances optiques de pompe au seuil. Cette étape a été nécessaire car l’estimation des seuils pour les VCSELs précédemment étudiés, nous a conduit à des valeurs trop élevées pour envisager un fonctionnement en pompage optique continu.

Les optimisations concernent l’amélioration des propriétés thermiques, la recherche du nombre optimal de PQ à utiliser, la réduction des pertes optiques et le contrôle précis de la longueur d’onde d’émission des VCSELs. L’ensemble de ces optimisations est décrit plus en détail dans les paragraphes suivants.

IV.4.3.a Optimisation de la résistance thermique

Les nouvelles zones actives se différencient de celles utilisées jusqu’à présent par une épaisse couche InP intra-cavité. La forte conductivité thermique de l’InP par rapport aux alliages constituant le VCSEL (cf. Tableau III.4) favorise l’évacuation de la chaleur induite lors du pompage du VCSEL. Robbins *et al* ont démontré que l’introduction d’une couche épaisse d’InP (quelques μm) à l’intérieur de la cavité VCSEL permet d’améliorer la résistance thermique et d’obtenir un fonctionnement en continu jusqu’à 80°C [Robbins 04]. Cependant, il faut s’assurer que l’épaisseur additionnelle permet de conserver un ISL suffisant et compatible avec une émission monomode longitudinale. Ici, l’épaisseur de cette couche a été limitée à un μm , ce qui porte l’épaisseur optique totale des cavités à $3,5\lambda$ procurant à ces dernières un ISL de 170 nm.

Le second avantage lié à l’utilisation de la couche d’InP, est la suppression du miroir hybride de fond de cavité utilisé dans le composant précédent. En effet, l’épaisseur de cette couche d’InP additionnelle rend notre structure suffisamment épaisse et rigide pour réaliser le report sur substrat Si dans de bonnes conditions. Ainsi, le remplacement de ce miroir de Bragg par un miroir a-SiN_x/a-Si de 6 périodes d’une épaisseur plus faible contribue aussi à la réduction de la résistance thermique.

IV.4.3.b Optimisation du nombre de PQs

Les zones actives de VCSEL présentées jusqu’à maintenant, sont composées d’un grand nombre de PQs. Dans l’objectif du VCSEL accordable pompé optiquement ce nombre de PQs est justifié car il apporte un gain matériau élevé capable de compenser les pertes

optiques plus élevées. De plus, dans le cas du pompage optique, il est plus facile d’obtenir une distribution homogène de porteurs sur un grand nombre de PQs que par voie électrique. Cependant, dans le cas d’un fonctionnement en régime continu l’objectif est de réduire le seuil afin de limiter l’échauffement des structures. Kinoshita *et al* ont étudié l’influence du nombre de PQs sur la valeur des seuils pour un VCSEL pompé optiquement [Kinoshita 04]. Ils ont ainsi montré que pour un niveau de pertes optiques donné, il existe un nombre de PQs optimal permettant d’atteindre un seuil minimal (cf. Figure IV.34).

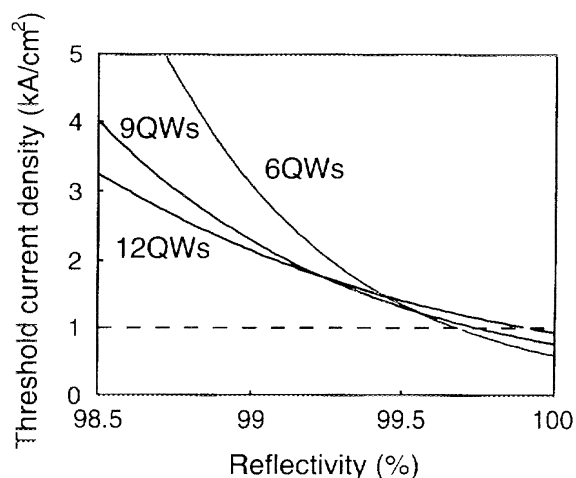


Figure IV.34: Densités de courant de seuil en fonction de la réflectivités moyenne des deux miroirs du VCSEL et pour une zone active comprenant un nombre de PQs variable [Kinoshita 04].

Dans le cas de fortes réflectivités des miroirs et de faibles pertes optiques, une faible quantité de PQs est synonyme de seuil optimal. A l’inverse, lorsque les réflectivités des miroirs diminuent l’augmentation du seuil est rapide pour les VCSELs comprenant un petit nombre de PQs. L’obtention de seuils faibles s’avère alors plus facile pour des structures comprenant un grand nombre de PQs.

Nous avons donc essayé d’évaluer l’influence du nombre de PQs sur les caractéristiques des VCSELs. Chaque VCSEL est constitué d’un double miroir de Bragg a-SiN_x/a-Si de 6 périodes, d’une cavité optimisée pour le pompage optique et d’une couche d’InP de 1 μm. La zone active contient 3 MPQs centrés sur les maxima de champ stationnaire afin d’optimiser le gain modal du VCSEL. Le paramètre variable dans cette simulation a été le nombre de PQs par MPQ variant de un à six. Les grandeurs physiques relatives au PQs InGaAs/Q_{1,18} (cf. II.2.4) restent inchangées pour les différentes cavités, et les paramètres optiques déduits des simulations sont regroupés dans le tableau suivant:

Paramètres	
R du miroir inférieur	99,5%
R du miroir supérieur	99,6%
Coefficient correspondant aux pertes miroirs	22 cm ⁻¹
Coefficient de pertes linéiques	11 cm ⁻¹
Longueur effective de cavité	2,045 μm
Facteur de recombinaisons non radiatives A_{NR}	10 ⁸ s ⁻¹
Facteur de recombinaisons radiatives B	2,5.10 ⁻¹⁷ m ³ s ⁻¹
Facteur de recombinaisons Auger C	9,5.10 ⁻⁴¹ m ⁶ s ⁻¹
Taux d’émission spontanée dans le mode β_{SP}	10 ⁻⁴
Vitesse de groupe dans le milieu actif	8,9.10 ⁷ m.s ⁻¹
Surface du composant	200 μm ²
Longueur d’onde de résonance	1550 nm

Tableau IV.3: Valeurs des paramètres dans la simulation.

Les valeurs fournies par ce tableau sont valables pour l’ensemble des cavités étudiées. Seul le facteur de confinement est dépendant du nombre de PQs placés dans la zone active. La figure IV.35 présente l’augmentation de ce facteur avec le nombre de PQs par MPQ. Au delà de 5 PQs, nous observons une sous linéarité due à un positionnement non centré de certains PQs avec les ventres de champ stationnaire.

A partir de l’ensemble des paramètres indiqués dans le tableau IV.3 et des courbes de gain matériau des PQs InGaAs/Q_{1,18}, nous avons résolu les équations d’évolution en régime statique afin d’obtenir l’évolution de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe absorbée par la zone active.

Par souci de clarté, la figure IV.36 présente uniquement les caractéristiques relatives aux cavités comprenant 2, 4 et 6 PQs par MPQ. La représentation du seuil en fonction du nombre de PQs par MPQ est représenté en insert pour l’ensemble des cavités étudiées. Le résultat obtenu montre que l’augmentation du facteur de confinement avec le nombre de PQs ne conduit pas systématiquement à une réduction du seuil. En effet, un grand nombre de PQs nécessite un niveau de pompage plus élevé pour atteindre le gain nécessaire à une émission laser. A l’inverse, un PQ unique par ventre de champ stationnaire implique un gain modal trop faible et présente un seuil comparable à une cavité comptant 6 PQs par MPQ. Dans notre cas nous pouvons déduire de la figure IV.36, que le nombre de PQs optimal est de 2 par MPQ.

Pour un tel nombre de PQ, Il semble également que la puissance émise soit optimale. Cependant, cette information doit être considérée avec précaution, car nous avons raisonné ici

en terme de puissance absorbée dans la zone active. Or, pour une zone active comprenant plus de PQs, l’absorption du faisceau de pompe est plus efficace et peut conduire à une puissance émise plus élevée en raisonnant en terme de puissance incidente.

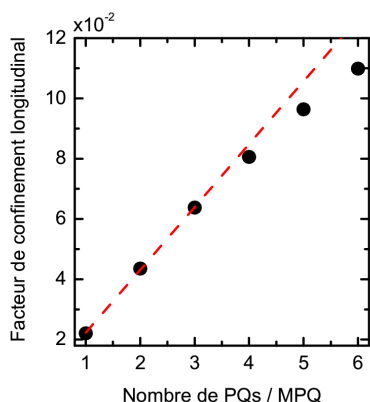


Figure IV.35: Évolution du facteur de confinement longitudinal en fonction du nombre de PQs par MPQ.

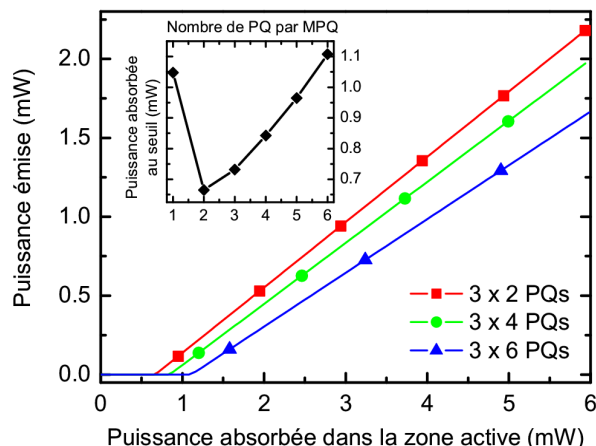


Figure IV.36: Modélisation des puissances émises par le miroir supérieur des VCSELS en fonction de la puissance absorbée et du nombre de PQs dans leurs zones actives. L’insert présente l’évolution du seuil en fonction du nombre de PQs par MPQ.

La non prise en compte de certains paramètres, comme l’augmentation de la température induite par le pompage en continu, implique que les caractéristiques expérimentales et simulées diffèrent. En effet, malgré l’amélioration des résistances thermiques, l’échauffement de la zone active conduit à la diminution et au décalage spectral du gain par rapport à la longueur d’onde de résonance de la cavité. Ceci a pour conséquence des seuils plus élevés et des puissances émises plus faibles que ceux prévus par la modélisation.

De plus, conformément aux résultats obtenus par Kinoshita *et al* [Kinoshita 04], l’augmentation du niveau des pertes optiques, en réduisant la réflectivité des miroirs de Bragg ou en introduisant une absorption intra-cavité supplémentaire, conduira à un nombre optimal de PQs supérieur à deux par MPQ pour obtenir un seuil minimal. Ainsi, une sous-estimation des pertes optiques des cavités peut amener à des résultats expérimentaux qui ne suivent pas la tendance prévue par la simulation. C’est pourquoi nous avons fait le choix de réaliser les structures comprenant 2, 4 et 6 PQs par MPQ afin de déterminer expérimentalement le nombre de PQs idéal.

IV.4.3.c Autres optimisations

Différentes procédures ont été mises en place pour assurer un bon accord de la cavité. Cet accord implique un ajustement spectral de la longueur d’onde de résonance de la cavité (λ_C) avec celle du maximum de réflexion (λ_B) et du maximum des gain des PQs (λ_{PQ}).

Ces conditions se traduisent par la double égalité: $\lambda_C = \lambda_B = \lambda_{PQ}$. L’ajustement précis entre λ_{PQ} et λ_C s’obtient par la méthode d’accord des cavités décrite en IV.3.2.c. La seconde égalité $\lambda_B = \lambda_{PQ}$ a été respectée en procédant systématiquement à une calibration pour assurer un bon contrôle des épaisseurs des couches diélectriques. Enfin, pour atteindre la réflectivité maximale des miroirs diélectriques le nombre de périodes a été fixé à six (cf. III.4.2.c).

IV.4.4 Caractérisation en pompage optique continu

IV.4.4.a Réalisation des structures.

Nous avons ainsi procédé à la croissance de trois structures en faisant varier le nombre de PQs au sein de chaque zone active. Une représentation schématique des ces cavités est faite sur la figure IV.37. Par souci de clarté nous présentons uniquement les épaisseurs relatives à la structure formée de 3 x 2 PQs. Les structures constituées de 3 x 2, 3 x 4 et 3 x 6 PQs seront respectivement désignées par P2, P4 et P6 dans la suite de ce chapitre. Afin d’optimiser le pompage optique de chacune d’entre-elles, les épaisseurs d’InP et de $Q_{1,18}$ entourant chaque zone de PQs ont été adaptées. Ces zones actives ont ensuite suivi le processus technologique décrit au paragraphe IV.3.2.

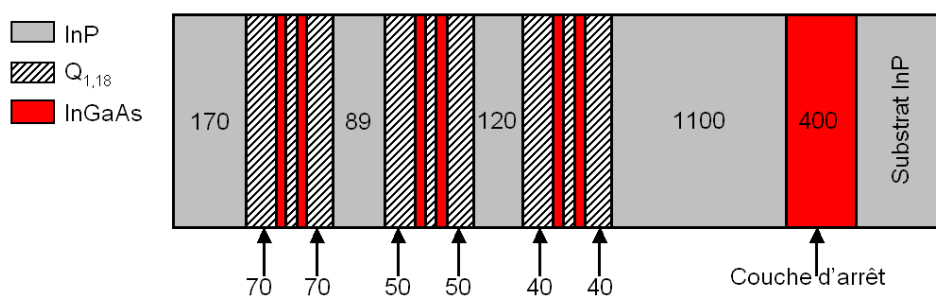


Figure IV.37: Schéma de la structure P2 épitaxiée. Les valeurs indiquées précisent les épaisseurs des différentes couches en nm.

Les VCSELS étudiés ont été collés à la laque d’argent sur une plaque de cuivre en contact avec un module Peltier (cf. Figure IV.24). La régulation en température est effectuée à l’aide d’une sonde de platine collée à proximité de l’échantillon.

IV.4.4.b Caractérisation de la structure P2

L’ensemble des structures a montré une émission laser en pompage continu dont deux (P2 et P4) à température ambiante. Nous détaillerons dans un premier temps les caractéristiques laser de la structure P2 qui s’est révélée la plus performante. La figure IV.38 donne l’évolution de la puissance optique émise par le composant en fonction de la puissance de pompe incidente pour différentes températures de fonctionnement. Le VCSEL présente une émission laser en régime continu jusqu’à une température de 35°C.

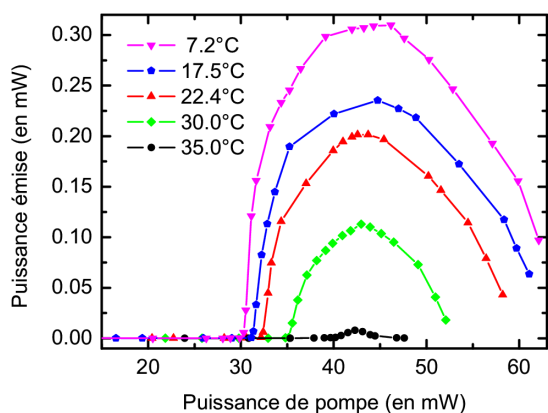


Figure IV.38: Puissance moyenne émise, corrigée des pertes induites par le montage, en fonction de la puissance de pompe incidente, pour différentes températures du Peltier.

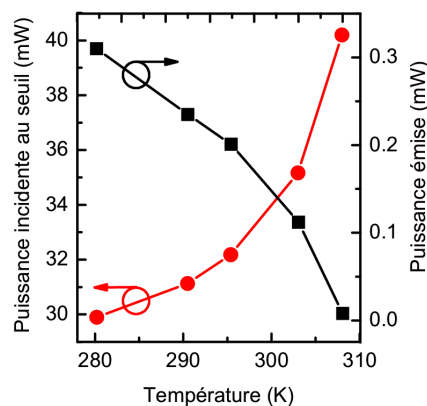


Figure IV.39: Puissance incidente au seuil et puissance maximale émise par le composant en fonction de la température.

A partir des caractéristiques de la figure IV.38, nous avons déduit l’évolution de la puissance de pompe incidente au seuil et de la puissance maximale émise en fonction de la température du Peltier (cf. Figure IV.39). On observe une puissance de pompe au seuil qui varie de 30 à 40 mW en fonction de la température. La puissance de pompe corrigée par la réflectivité de l’échantillon (40%) et l’efficacité d’absorption du faisceau de pompe (56%) donne alors une densité de puissance au seuil de $5,4 \text{ kW.cm}^{-2}$ (soit $900 \text{ W.cm}^{-2}/\text{PQ}$) à température ambiante. Une nette amélioration est à noter par rapport aux densités annoncées précédemment en pompage optique impulsif. Les valeurs maximales de puissances émises à 7,2 et 22,4 °C sont respectivement de 300 et 200 μW pour une puissance de pompe de 45 mW. Au-delà de cette puissance, l’échauffement devient trop élevé et conduit à un écroulement de l’émission laser.

Les spectres d’émission laser à température ambiante, et l’évolution de la largeur de la raie à -3 dB en fonction de la puissance de pompe, sont représentés respectivement sur les

figures IV.40 et IV.41. Ces deux figures illustrent le décalage spectral de la raie laser qui évolue entre 1575 et 1580 nm en fonction de la puissance de pompe. Ce phénomène, provient de l’échauffement de la structure entraînant une modification des conditions de résonance de la cavité. Les spectres lasers présentés montrent que pour toute la gamme de puissance de pompe utilisée, un taux de suppression des modes latéraux de 30 dB est maintenu. La variation de la largeur de raie à -3 dB, indique qu’au-delà du seuil la valeur obtenue est constante et légèrement inférieure à 0,3 nm (cf. Figure IV.41) La valeur minimale de 0,25 nm est obtenue pour une puissance de pompe de 35 mW. Cependant, la faible résolution du spectromètre (0,1 nm) ne permet pas d’avoir accès à la véritable largeur de raie.

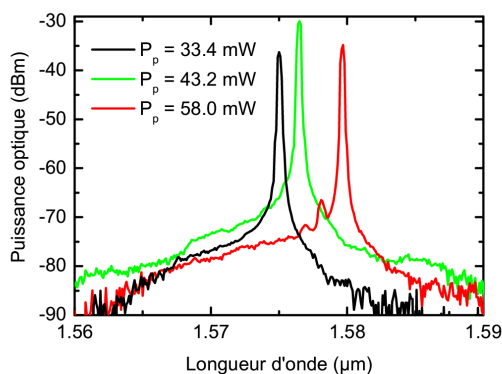


Figure IV.40: Spectres d’émission laser pour différentes puissances de pompe à 21°C.

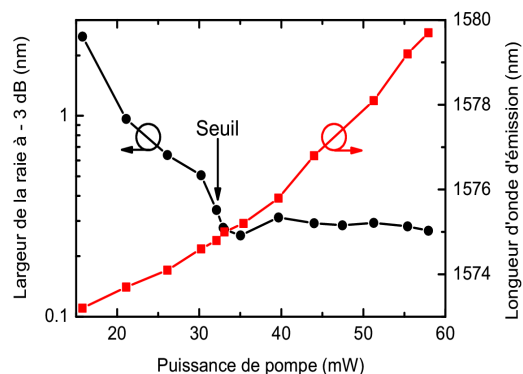


Figure IV.41: Longueur d’onde et largeur à -3 dB de la raie laser en fonction de la puissance de pompe.

IV.4.4.c Etude comparative P2, P4 et P6

La première structure P2 présente une réflectivité de 40% à la longueur d’onde de pompe ($\lambda = 1064$ nm). Sur les structures P4 et P6 nous avons cherché à minimiser cette réflectivité afin de réduire les puissances de pompe incidentes. Les épaisseurs des couches a-Si et a-SiN_x de la dernière période du miroir supérieur ont été modifiées à cet effet. La technique adoptée est de maintenir une épaisseur optique globale pour cette période de $\lambda/2$ en respectant l’égalité suivante:

$$n_1 e_1 + n_2 e_2 = \frac{\lambda}{2} \quad (\text{IV.6})$$

Où n_i et e_i sont respectivement les indices à 1,55 μm et les épaisseurs des couches de a-Si et de a-SiN_x. Les simulations de réflectivité des structures P4 et P6 montrent que pour un couple d’épaisseur (e_1, e_2), nous obtenons un minimum de réflexion à 1064 nm sans modifier

la réflectivité à 1,55 μm . Ce résultat est illustré par la figure IV.38 où sont représentés à titre de comparaison, les spectres de réflectivité simulé et expérimental de la structure P4 avec le miroir optimisé comprenant une dernière période a-Si/a-SiN_x d’épaisseurs respectives 184 et 121 nm.

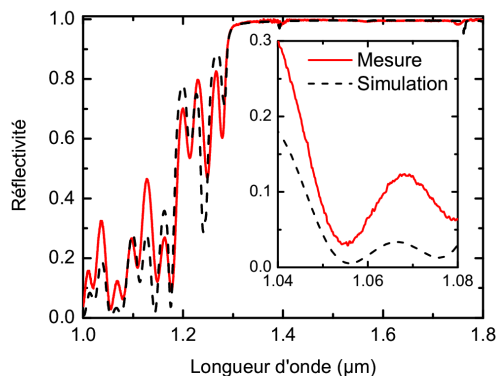


Figure IV.42: Spectre de réflectivité de la structure P4. L’insert représente un agrandissement du spectre autour de 1064 nm.

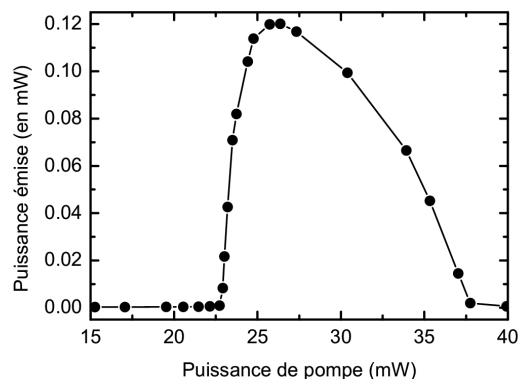


Figure IV.43: Puissance moyenne émise par la structure P4 en fonction de la puissance incidente de la pompe à 21°C.

L’insert de la figure IV.42, montre un agrandissement du spectre autour de 1064 nm. La réflectivité obtenue expérimentalement à 1064 nm est légèrement supérieure à celle attendue. Néanmoins, sa valeur a été fortement réduite à moins de 10 %. Ainsi, les seuils relevés pour les structures P4 et P6 correspondent à des puissances optiques incidentes plus faibles par rapport à P2. La figure IV.43 représente la puissance optique émise pour la structure P4 en fonction de la puissance de pompe incidente à température ambiante. Nous observons que la puissance incidente au seuil est de 22,7 mW contre 32 mW pour la structure P2. Cependant, malgré la réflectivité plus faible et l’absorption plus efficace de la structure P4 à 1064 nm, la densité de puissance absorbée au seuil est plus élevée (6,8 kW.cm⁻²). A cette température, la puissance maximale émise (120 μW) est également plus faible que pour la structure P2. En revanche, pour la température minimale de 7,2°C les puissances atteintes par ces deux structures sont similaires.

Le tableau IV.4 regroupe les différentes caractéristiques enregistrées pour les structures étudiées. La structure P6 n’ayant pas fonctionné à température ambiante, nous avons comparé les différentes caractéristiques laser pour une même température de 7,2°C:

Caractéristiques	Structure P2	Structure P4	Structure P6
Température maximum de fonctionnement	35°C	30°C	10°C
Puissance seuil à 7,2°C	5,1 kW.cm ⁻²	6,4 kW.cm ⁻²	8,8 kW.cm ⁻²
Puissance maximale émise à 7,2°C	310 μW	330 μW	40 μW
Largeur de raie laser à -3 dB	0,25 nm	0,25 nm	0,28 nm
Taux de suppression des modes latéraux	> 30 dB	> 30 dB	> 30 dB
Réflexivité de la structure à 1064 nm	40%	8%	8%
Fraction de la puissance absorbée dans la zone active	56%	65%	68%

Tableau IV.4: Caractéristiques des VCSELS fonctionnant en continu.

Le tableau révèle que les caractéristiques spectrales sont similaires pour l’ensemble des structures étudiées. La largeur de raie est inférieure à 0,3 nm et les taux de suppression des modes latéraux sont maintenus à plus de 30 dB. En revanche, on peut remarquer que la puissance de pompe au seuil est meilleure lorsque le nombre de PQs est réduit. Ceci semble être conforme à la tendance prévue par la modélisation (cf. Figure IV.36). Cette augmentation des seuils avec le nombre de PQs est également défavorable pour les températures maximales de fonctionnement. En effet, les seuils plus élevés impliquent un échauffement supplémentaire de la zone active qui limite d’autant la température de fonctionnement. En revanche, les seuils et les puissances émises mesurés sur ces structures indiquent un écart important avec la modélisation. Cet écart peut être dû à la non prise en compte des effets thermiques dans notre modèle et éventuellement à une sous évaluation des pertes optiques.

Pour la structure P2, La valeur de puissance absorbée au seuil est équivalente à celles généralement reportées dans la littérature (quelques kW.cm⁻²) [Kinoshita 04][Symonds 04-a]. Cependant, elle reste supérieure aux très faibles densités (400 W.cm⁻²) obtenues par Chitica *et al* sur un VCSEL pompé optiquement présentant un très bas niveau de pertes [Chitica 01]. Enfin, d’autres structures sont toujours en cours de réalisation pour essayer de réduire à nouveau les puissances seuils. Ces optimisations seront présentées dans le paragraphe IV.4.3.e.

IV.4.4.d Mesure de la résistance thermique de P2.

Comme nous l’avons vu précédemment, la dissipation de la chaleur est une propriété importante des VCSELs. Elle est caractérisée par la résistance thermique. Cette dernière détermine l’aptitude du composant à évacuer la chaleur et à fonctionner à des températures élevées. Nous avons cherché à évaluer cette caractéristique en utilisant une méthode simple à mettre en œuvre [Rui Pu 99]. Le décalage en longueur d’onde en fonction à la fois de la température et de la puissance dissipée par le composant permet d’évaluer la résistance thermique des VCSELs. Les figures IV.44 et IV.45 donnent ces évolutions dans le cas de la structure P2.

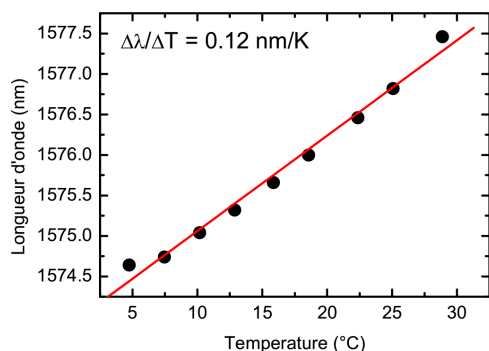


Figure IV.44: Variation de la longueur d’onde d’émission en fonction de la température du substrat dans le cas de la structure P2.

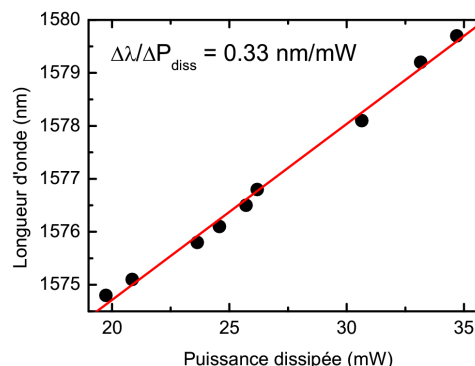


Figure IV.45: Variation de la longueur d’onde d’émission en fonction de la puissance dissipée par le composant dans le cas de structure P2.

La puissance dissipée est évaluée en retranchant au faisceau de pompe incident les puissances réfléchies et émises respectivement à 1064 et 1550 nm. L’évolution de la longueur d’onde avec la température du substrat est réalisée à un niveau de pompage constant, permettant d’être proche de la puissance maximale émise par le VCSEL. La variation linéaire de la longueur d’onde avec la puissance dissipée et la température du substrat permettent d’extraire les pentes des deux droites (cf. Figures IV.44 et IV.45) et d’en déduire la résistance thermique (R_{th}) d’après l’expression suivante [Rui Pu 99]:

$$R_{th} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta P_{diss}} \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right)^{-1} \quad (IV.7)$$

D’après les variations observées, nous déduisons $R_{th} = 2750$ K/W à température ambiante pour une surface délimitée par le faisceau de pompe ($200 \mu\text{m}^2$). Cette résistance thermique s’avère plus élevée que pour des VCSELs munis de miroirs du Bragg GaAs/AlAs,

mais reste malgré tout comparable aux résistances thermiques relevées sur ce type de composant [Riu Pu 99][Syrbu 04]. Cependant, l’optimisation de cette caractéristique reste envisageable et est en cours d’étude.

IV.4.4.e Perspectives pour les nouvelles structures

L’étude expérimentale et théorique de plusieurs structures avec un nombre de PQs variable a montré qu’il existe un nombre idéal de PQs pour un fonctionnement optimal des VCSELs. La technique d’accord employée pour positionner précisément le maximum de gain des PQs en accord avec la résonance de la cavité a permis également d’améliorer les puissances optiques au seuil. La réduction de la résistance thermique des VCSELs, grâce à l’ajout d’une épaisse couche d’InP dans la cavité, a également été bénéfique à l’obtention de l’émission laser sous pompage optique en régime continu.

De nouvelles structures sont en cours de réalisation afin de poursuivre l’amélioration des caractéristiques des VCSELs. L’amélioration de la résistance thermique consiste à remplacer le miroir de Bragg diélectrique de 6 périodes, placé en fond de cavité, par un miroir hybride d’épaisseur réduite. En associant un miroir de Bragg de 3 périodes a-SiN_x/a-Si et une couche d’or, il est possible de conserver un niveau de réflectivité élevé tout en réduisant la résistance thermique du miroir [Symonds 04-b]. Cette optimisation peut également s’accompagner d’une couche d’InP intra-cavité d’épaisseur plus élevée que celle utilisée dans le cas des structures P2, P4 et P6. Une couche d’épaisseur de 3 μm resterait compatible avec un fonctionnement monomode longitudinal [Robbins 04].

Une réduction des seuils peut également être envisagée en procédant à la croissance de PQs contraints. Cependant, la phase de retrait du substrat l’InP peut être une étape critique pour ce type de PQs. Ainsi, pour éviter la relaxation des matériaux épitaxiés, il serait préférable d’utiliser ces PQs avec une compensation de la contrainte dans les barrières de quaternaire. Ces PQs contraints, également utilisés dans les lasers à émission par la tranche, ont permis une réduction importante des courants de seuils [Miller 91]. Ces améliorations sont dues à la modification de la structure de bande, induite par les contraintes, qui augmente le gain matériaux et diminue la probabilité des transitions de type Auger.

La dernière optimisation concerne l’injection électrique des porteurs dans la zone active. Le pompage électrique du VCSEL comprenant deux miroirs diélectriques nécessite la réalisation des contacts électriques intra-cavité [Robbins 04]. La mise au point des étapes technologiques est en cours d’élaboration au laboratoire. Cette optimisation permettra

Chapitre IV – Etude de VCSELS mono-longueur d’onde

d’obtenir des VCSELS beaucoup plus intégrables et de passer à des caractérisations dynamiques en modulation électrique.

IV.4.5 Étude de la polarisation

Dans le chapitre II, nous avons évoqué les différents avantages des lasers de type VCSEL par rapport à leurs homologues à émission par la tranche. Néanmoins, la géométrie circulaire de ces composants et les propriétés d’émission des PQs ont également certains inconvénients. L’un d’entre eux, concerne la fréquente instabilité de leur polarisation. Dans cette partie, après avoir rappelé en quoi consistent ces instabilités, nous présenterons la solution envisagée pour y remédier.

IV.4.5.a Etude de VCSEL à PQs

Les structures fonctionnant en régime continu ont fait l’objet de caractérisation des propriétés de polarisation de l’émission. Nous présentons ici le cas de la structure VCSEL P4 qui a fait l’objet d’une étude approfondie. Le principe de cette caractérisation a consisté à placer un polariseur devant l’objectif qui focalise le signal émis sur l’entrée de la fibre optique (cf. Figure IV.24). Nous avons déterminé les orientations du polariseur permettant de collecter un maximum et un minimum de signal. Ces positions sont repérées par rapport à l’axe propre du polariseur et sont exprimées en degrés. La figure IV.46 représente les spectres lasers enregistrés pour différentes zones de l’échantillon. Les spectres en trait continu et en pointillé correspondent respectivement à une orientation du polariseur de 0° et 90° par rapport à son axe propre:

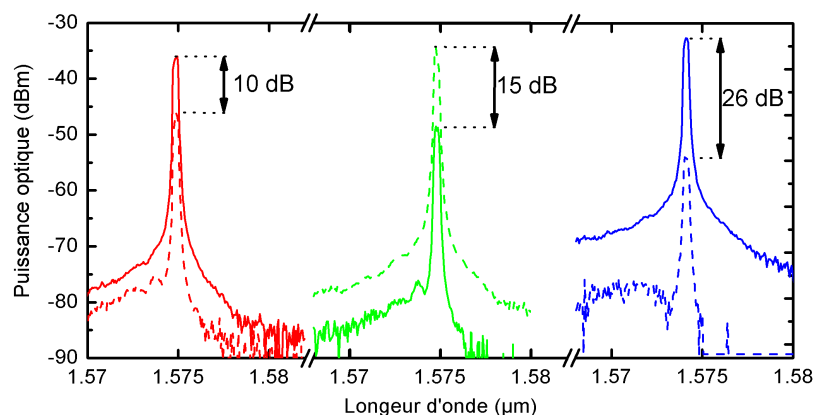


Figure IV.46: Spectres d’émission laser de la structure P4 obtenus à partir de 3 zones différentes de l’échantillon. Les spectres en trait continu et pointillé correspondent respectivement à une orientation de 0° et 90° par rapport à l’axe propre du polariseur.

Les taux d’extinction indiqués sur les spectres laser ont été obtenues en se plaçant à un niveau de pompage proche de celui du seuil. Les différents spectres montrent que les VCSELS sont polarisés linéairement. Cependant, cette polarisation est plus ou moins marquée (10 à 26 dB). En outre, il apparaît qu’une orientation de 0° du polariseur permet d’atténuer ou de maximiser le signal émis par le VCSEL selon la zone caractérisée. Cette observation montre clairement qu’il existe deux polarisations possibles du VCSEL. Il est connu que ces polarisations correspondent généralement à des directions cristallographiques particulières de la zone active [Martin-Regalado 97]. Dans notre cas, ce résultat est vérifié puisque les orientations de 0 et 90° du polariseur correspondent aux directions de clivage du substrat d’InP qui sont [1-10] et [110].

Cette instabilité de la polarisation est imputée à la géométrie cylindrique de la cavité ainsi qu’à l’isotropie du gain dans le plan de croissance et des pertes optiques du VCSEL. Plusieurs types de solutions ont été étudiés pour résoudre ce problème. Des composants munis de mesas non-circulaires peuvent apporter une première réponse [Unold 02]. Cependant, ceci peut donner lieu à un mode optique, dont le couplage avec une fibre optique sera moins efficace. D’autres solutions consistent à introduire une anisotropie des pertes optiques en utilisant, par exemple, un matériau biréfringent dans l’un des deux miroirs de Bragg [Mukaihara 94][Park 00]. Cependant, ce type d’approche nécessite des matériaux particuliers et complexifie généralement le processus de fabrication des VCSELS. Il peut être plus avantageux d’agir sur le gain optique. Des travaux ont montré que des PQs contraints, épitaxiés sur un cristal de surface asymétrique (311)A ou (311)B, peuvent également être une solution et apporter une anisotropie du gain suffisante pour fixer une polarisation [Uenohara 99][Okuno 03].

Peu de travaux ont été reportés concernant les VCSELS émettant à 1,3 et 1,55 μm . Dans notre cas, l’approche de l’anisotropie du gain optique a été privilégiée en remplaçant les PQs utilisés jusqu’à présent, par des fils quantiques (FQs). Nous décrirons les propriétés de ces structures particulières dans le paragraphe suivant.

IV.4.5.b Propriétés des fils quantiques (FQs)

➤ Propriétés structurales

Les FQs sont réalisés par EJM. La formation d’îlots quantiques (IQs) ou de FQs d’InAs est basée sur le mode de croissance Stranski-Krastanov induit par la relaxation élastique d’une couche fortement contrainte. Dans notre cas, l’utilisation des substrats InP

orientés (001) et des conditions de croissance spécifiques [Caroff 05], conduit à la formation de nanostructures auto-organisées d’InAs sous forme de fils. La caractérisation par microscopie à force atomique (AFM) a mis en évidence une orientation préférentielle des FQs selon une direction cristallographique particulière. La figure IV.47 représente une caractérisation AFM du dernier plan de FQs InAs/ $Q_{1,18}$ d’un échantillon non recouvert:

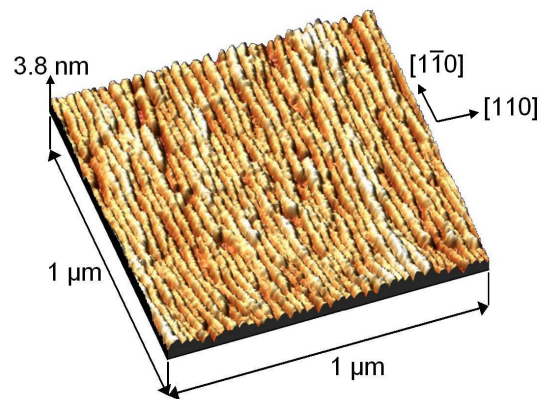


Figure IV.47: Image AFM de FQs InAs réalisés en EJM sur substrat InP (001).

Cet échantillon comprend quatre autres plans de FQs sous-jacents. L’image obtenue par AFM montre que les nanostructures sont beaucoup plus étirées dans la direction [1-10] que dans la direction [110]. Pour chacune de ces directions, les dimensions moyennes relevées sont de 500 nm et 22 nm. La hauteur mesurée selon la direction de croissance est comprise entre 2 et 2,5 nm. L’organisation et la géométrie particulière des FQs procurent à ces structures des propriétés d’émission intéressantes au voisinage de 1,5 µm.

➤ Spectroscopie des FQs en photoluminescence

Nous avons étudié ces propriétés en photoluminescence (PL). Les échantillons dédiés à ce type de caractérisation se différencient de ceux utilisés pour l’AFM par le recouvrement du dernier plan avec des couches de $Q_{1,18}$ et d’InP. La figure IV.48 présente les spectres de PL de plusieurs échantillons pour une excitation laser de 100 W.cm^{-2} à $\lambda = 647 \text{ nm}$. Ces échantillons sont constitués d’un nombre de plans variables, espacés les uns des autres par une couche de $Q_{1,18}$ de 35 nm d’épaisseur. Les spectres obtenus sont respectivement centrés à 1450 , 1465 et 1485 nm pour des échantillons constitués de un, trois et six plans de FQs. Ce décalage spectral s’accompagne également d’une réduction de la largeur à mi-hauteur lorsque le nombre de plans augmente. Les propriétés d’émission ont donc tendance à évoluer avec

l’empilement. Les analyses AFM sur un seul plan montrent des îlots d’InAs avec une anisotropie peu marquée. L’anisotropie a ensuite tendance à s’amplifier au cours de l’empilement pour aboutir à des FQs allongés à partir du 3^{ème} plan. Ainsi, le décalage de la PL vers les grandes longueurs d’onde correspond à une variation de l’énergie de confinement des porteurs qui peut être reliée au changement de morphologie des nanostructures sur les premiers plans.

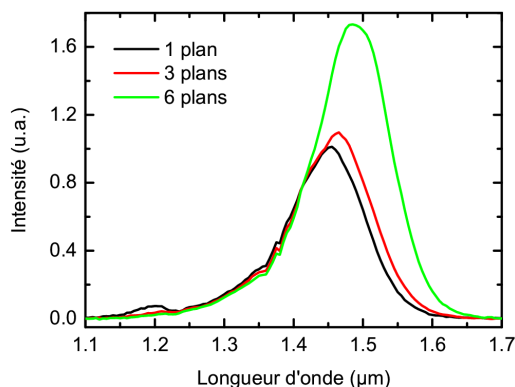


Figure IV.48: Spectres de PL d’échantillons constitués de un, trois et six plans de FQs réalisés sur substrat d’InP (001).

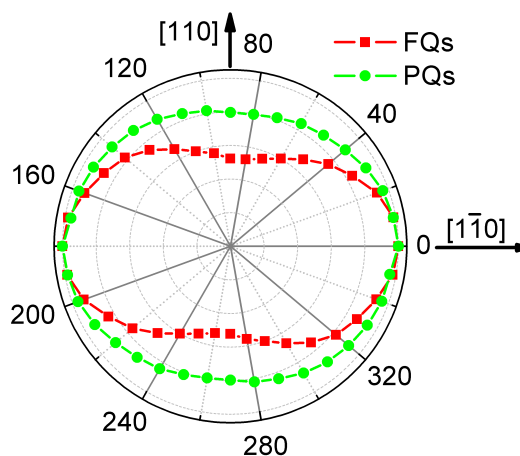


Figure IV.49: Taux de polarisation de la PL intégrée émise par des PQs et des FQs. Les intensités sont normalisées par rapport à la direction [1-10].

Malgré cette inhomogénéité des structures au cours de l’empilement, l’émission des FQs se situe dans une gamme spectrale intéressante pour des applications de type VCSEL à 1,55 μm. De plus, leur croissance sur substrat InP (001) les rend compatibles avec les processus de fabrication employés.

Avant de les introduire dans une microcavité, nous avons cherché à évaluer si l’anisotropie de leurs gains était supérieure à celle des PQs InGaAs/Q_{1,18}. Pour cela nous avons caractérisé par PL la polarisation de l’émission spontanée de deux structures constituées respectivement de 6 plans de FQs et de 7 PQs InGaAs/Q_{1,18}. Le faisceau de pompe ($\lambda = 647$ nm) étant modulé par un hacheur, nous avons utilisé une détection synchrone pour réduire le bruit. La luminescence émise est collectée par une lentille derrière laquelle se trouvent un polariseur, une lame quart-onde et un détecteur. La lame quart-onde rend circulaire toute polarisation en sa sortie et permet ainsi de s’affranchir d’une éventuelle sensibilité à la polarisation du détecteur.

La figure IV.49 donne la représentation polaire du taux de polarisation obtenu dans le cas des PQs et de FQs. La normalisation des intensités de PL et les orientations du polariseur sont prises par rapport à l’axe [1-10]. Ce résultat montre que l’émission spontanée provenant des FQs comme des PQs présente une intensité plus élevée dans la direction [1-10] par rapport à [110]. Cependant, dans le cas des FQs, l’anisotropie est nettement plus marquée avec un rendement de luminescence deux fois plus élevé dans la directions [1-10] que dans la direction [110]. Pour les PQs cette même anisotropie n’est que d’un facteur 1,25. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus par Hjiri *et al* dans le cas de FQs InAs sur InAlAs [Hjiri 03]. L’anisotropie du gain dans le cas des FQs étant favorable à la réalisation de VCSEL stabilisé en polarisation, nous avons procédé à la mise en cavité de ces nanostructures quantiques.

IV.4.5.c Réalisation et caractérisation d’un VCSELS à FQs

La structure utilisée pour réaliser le VCSEL à FQs est similaire à la structure P2, détaillée dans ce chapitre (cf. Figure IV.37). Nous avons placé neuf plans de FQs à l’intérieur de la cavité en les répartissant par groupe de trois par ventre de champ stationnaire. De façon analogue aux structures à PQs, les épaisseurs des barrières de $Q_{1,18}$ entourant chaque zone de FQs ont été optimisées afin de distribuer équitablement les porteurs sur chaque groupe de FQs. Cette structure a ensuite été soumise aux mêmes procédés de fabrication que les VCSELS fonctionnant en régime continu. Enfin, les deux miroirs de Bragg a-SiN_x/a-Si de 6 périodes chacun ont été centrés à 1530 nm afin d’être en accord avec le mode de résonance de la cavité et le maximum de luminescence des FQs.

Hélas, la caractérisation du VCSEL sous pompage optique continu ou impulsionnel n’a pas permis d’obtenir une émission laser. La figure IV.50 présente le spectre d’émission spontanée, enregistré sous un pompage optique de 10 mW à $\lambda = 1064$ nm. La présence d’un second pic à 1365 nm nous indique la position d’un second mode de résonance espacé de 165 nm avec celui situé à 1530 nm. L’insert de la figure IV.50 présente les deux spectres de PL obtenus pour des orientations du polariseur correspondant aux deux directions de clivage du substrat d’InP. Nous obtenons un rendement de luminescence selon l’axe [1-10] 2,2 fois plus élevé que pour l’orientation [110]. Ce résultat est conforme à ce que nous avons obtenu précédemment dans le cas de structures non insérées dans une cavité (cf. Figure IV.49). Cependant, l’absence d’émission laser laisse penser que le gain optique obtenu sur ce composant est plus faible que celui de la structure P2. La première raison à cela est la dispersion en taille qui peut conduire à une réduction du gain matériau par rapport au PQs. Un

autre argument, relié à la faible dimension des FQs mais aussi à l’espacement entre plans, est la diminution du facteur de confinement par rapport à la structure P2. Ces deux paramètres agissent sur le gain modal et le rendent probablement trop faible pour pouvoir compenser les pertes optiques du VCSEL.

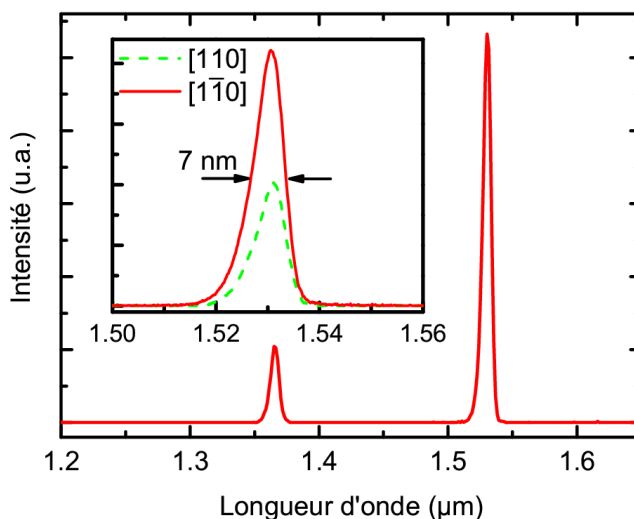


Figure IV.50: Spectre d’émission spontanée du VCSEL constitué de FQs. L’insert représente les spectres de PL obtenus en orientant successivement l’axe propre du polariseur selon la direction [110] et [1-10].

Pour résoudre ce problème, deux approches sont en cours d’étude. La première consiste à augmenter la quantité de FQs en réduisant la couche de $Q_{1,18}$ qui sépare chaque plan. Il serait alors possible de placer un plus grand nombre de plans par ventre du champ stationnaire. La seconde solution consiste en la réalisation d’une zone active hybride comprenant des PQs, qui assure un gain élevé, et des plans de FQs contribuant à une anisotropie du gain de la zone active. Cette anisotropie pourrait alors être suffisante pour bloquer la polarisation selon un axe cristallographique.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la conception, la réalisation et les caractérisations des VCSELs munis de miroirs a-SiN_x/a-Si reportés sur substrat Si. Nous avons tout d’abord décrit les zones actives employées et les optimisations de celles-ci pour le pompage optique. A l’aide d’outils de simulation, nous avons évalué les propriétés optiques des microcavités.

La présentation des structures employées a ensuite laissé place à la description des processus technologiques nécessaires à la réalisation des VCSELs. Cette partie a montré en particulier le mécanisme de collage mis en jeu pour reporter les structures sur substrat Si. Les différentes caractérisations au MEB ont permis de s’assurer du bon déroulement de ce processus de fabrication. Les mesures optiques en FTIR ou en PL des demi-cavités ont révélé la nécessité de procéder à un ajustement de la longueur de la cavité par attaque chimique pour accorder précisément le maximum de gain des PQs avec la résonance de la cavité.

Nous avons ensuite présenté les caractérisations lasers des VCSELs sous un pompage optique pulsé. Les résultats ainsi obtenus ont conduit à un travail d’optimisation afin de réduire les puissances optiques au seuil et les résistances thermiques des composants. Ce travail a consisté en particulier, à déterminer en modélisation et expérimentalement le nombre de PQs à placer au sein des zones actives, afin d’obtenir des performances laser optimales. Les composants ainsi réalisés ont montré une émission laser en continue, et jusqu’à 35°C pour l’une des structures étudiées. Ces résultats encourageants ont permis de valider notre processus de fabrication, ainsi que la fiabilité et la bonne qualité des miroirs de Bragg a-SiN_x/a-Si.

Les caractérisations complémentaires des VCSELs ont permis d’évaluer la résistance thermique des composants et d’analyser l’état de leur polarisation. Lors de ces dernières mesures, il a été mis en évidence des problèmes d’instabilité de la polarisation émise, caractéristique des VCSELs à base de PQs. Nous avons alors proposé une approche originale dans le but de résoudre ce problème en utilisant une zone active présentant une anisotropie de gain dans une direction cristallographique particulière. Ceci a fait l’objet d’un premier composant qui reste à améliorer pour atteindre l’objectif d’un VCSEL présentant une polarisation stable.

Références du chapitre IV

- [Adachi 89] S. Adachi
“Optical Properties of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ Alloys”
Phys. Rev. B, vol. 39, p. 12612-12621, 1989.
- [Caroff 05] P. Caroff
“Croissance de boîtes quantiques InAs/InP (113B) pour des applications en télécommunications optiques”
Thèse de Doctorat, INSA Rennes, 2005.
- [Chitica 01] N. Chitica, and M. Strassner
“Room-temperature operation of photopumped monolithic InP vertical-cavity laser with two air-gap Bragg reflectors”
Appl. Phys. Lett., vol. 78, p. 3935-3937, 2001.
- [Folliot 99] H. Folliot
“Etude de l’effet Stark dans les puits quantiques GaInAs(P)/InP. Application à la déflexion holographique de faisceaux optiques autour de $1,55\mu\text{m}$ ”
Thèse de Doctorat, INSA Rennes, 1999.
- [Geske 04] J. Geske, K.G. Gan, Y.L. Okuno, J. Piprek, and J.E. Bowers
“VCSEL Active Regions for Enhanced Performance With Optical Pumping”
IEEE J. of Quant. Electron., vol. 40, p. 1155-1162, 2004.
- [Hjiri 03] M. Hjiri, F. Hassen, H. Maaref, B. Salem, G. Bremond, O. Marty, J. Brault, and M. Gendry
“Optical properties of self-organized InAs nanostructures grown on InAlAs/InP(001)”
Physica E, vol. 17, p. 180–182, 2003.
- [Johnson 74] P.B. Johnson and R.W. Christy
“Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd”
Phys. Rev. B, vol. 9, p. 5056-5070, 1974.
- [Kinoshita 04] J. Kinoshita, T. Miyamoto, U. Onishi, and F. Koyama
“Characterization of Single-Wavelength Optically Pumped GaInAsP/InP VCSEL with Dielectric Mirrors”
Japanese. Jour. of Appl. Phys., vol. 43, p. 5928-5932, 2004.
- [Lee 93] C.C. Lee, C.Y. Chen, and G. Matijasevic
“Au-In Bonding Below the Eutectic Temperature”
IEEE Trans. on Compon., Hybrids, Manuf. Technol., vol. 16, p. 311-316, 1993.
- [Lin 02] H.C. Lin, W.H. Wang, K.L. Chang, K.C. Hsieh, and K.Y. Cheng
“Metallic wafer bonding for the fabrication of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers”
J. of Appl. Phys., vol.92, p. 4132-43134, 2002.
- [Luxpop] <http://www.luxpop.com/>
- [Martin-Regalado 97] J. Martin-Regalado, F. Prati, M. San Miguel, and N.B. Abraham
“Polarization Properties of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers”
IEEE J. of Quant. Electron., vol. 33, p. 765-783, 1997
- [Miller 91] B.I. Miller, U. Koren, M.G. Young, and M.D. Chien
“Strain-compensated strained-layer superlattices for $1.5\ \mu\text{m}$ wavelength lasers”
Appl. Phys. Lett., vol. 58, p. 1952-1954, 1994.

Chapitre IV - Références

- [Mukaihara 94] T. Mukaihara, N. Ohnoki, Y. Hayashi, F. Koyama, and K. Iga
“Polarization Control of Vertical-cavity Surface-Emitting Lasers by a Birefringent Metal/Semiconductor Polarizer Terminating a Distributed Bragg Reflector”
IEEE Proceeding, - 14th International Semiconductor Laser Conference, p. 183-184, 1994.
- [Okuno 03] Y.L. Okuno, J. Geske, K.G. Gan, Y.J. Chiu, S.P. DenBaars and J.E. Bowers,
“1.3 μm wavelength vertical cavity surface emitting laser fabricated by orientation-mismatched wafer bonding: A prospect for polarization control”
Appl. Phys. Lett., vol. 82, p. 2377-2379, 2003.
- [Ordal 83] M.A. Ordal, L.L. Long, R.J. Bell, S.E. Bell, R.W. Alexander, and C.A. Ward
“Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared”
Appl. Opt. , vol. 22, p. 1099-1119, 1983.
- [Park 00] M.S. Park, B.T. Ahn, B.S. Yoo, H.Y. Chu, H.H. Park, and C.J. Chang-Hasnain
“Polarization control of vertical-cavity surface-emitting lasers by electro-optic birefringence”
Appl. Phys. Lett., vol. 76, p. 813-815, 2000.
- [Robbins 04] V.M. Robbins, S.D. Lester, D. Bour, J.N. Miller, and Françoise Mertz
“High-power single-mode 1330 and 1550 nm VCSELs bonded to silicon substrates”
Proceedings of the SPIE, The International Society For Optical Engineering, vol. 5349, p. 366-374, 2004.
- [Rui Pu 99] Rui Pu, C.W. Wilmsen, K.M. Geib, and K.D. Choquette
“Thermal Resistance of VCSEL’s Bonded to Integrated Circuits”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, p.1554-1556, 1999.
- [Souverain 99] P. Souverain
“Optimisation du comportement électrothermique des transistors bipolaires à hétérojonction HF de puissance”
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, ED d’électronique de Toulouse, 1999.
- [Symonds 04-a] C. Symonds, I. Sagnes, J.-L. Oudar, S. Bouchoule, A. Garnache, J. Berggren, and M. Strassner
“Room temperature Continuous-wave lasing operation of monolithically grown 1.55 μm vertical external cavity surface emitting laser”
Optics Comm., vol. 230, p.419-423, 2004.
- [Symonds 04-b] C. Symonds, J. Dion, I. Sagnes, M. Dainese, M. Strassner, L. Leroy, and J.L. Oudar
“High performance 1.55 μm vertical external cavity surface emitting laser with broadband integrated dielectric-metal mirror”
Electron. Lett., Vol. 40, p. 734-735, 2004
- [Syrbu 04] A. Syrbu, A. Mircea, A. Mereuta, A. Caliman, C.A. Berseth, G. Suruceanu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra, and E. Kapon.
“1.5-mW Single-Mode Operation of Wafer-Fused 1550-nm VCSELs”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, p. 1230-1232, 2004.
- [Uenohara 99] H. Uenohara, K. Tateno, T. Kagawa, Y. Ohiso, H. Tsuda, T. Kurokawa, and C. Amano
“Polarization-Controlled 850-nm-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Grown on (311)B Substrates by Metal–Organic Chemical Vapor Deposition”
IEEE J. of Select. Topics in Quant. Electron., vol. 5, p. 537-545, 1999.
- [Unold 02] H.J. Unold, M.C. Riedl, R. Michalzik, K.J. Ebeling
“Polarisation control in VCSELs by elliptic surface etching”
Electron. Lett., vol. 38, p. 77-78, 2002.

Chapitre IV - Références

[Verbrugge 03] V. Verbrugge

“Étude de dispositifs optiques à micro-cavité verticale pour l'utilisation dans un module multi-longueur d'onde”

Thèse de doctorat, INSA Rennes, 2003

[Yao 01] D.J. Yao, G. Chen, and C.J. Kim

“Low Temperature Eutectic Bonding for in-Plane Type Micro Thermoelectric Cooler”

Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, p. 1-4, 2001.

Chapitre V

Etude de VCSELs multi-longueurs d'onde

V.1 Introduction

Après avoir présenté les VCSELs mono-longueur d’onde reportés sur substrat Si, nous allons nous intéresser au cas du VCSEL accordable. L’approche utilisée consiste à introduire un matériau baptisé nano-PDLC (*Polymer Dispersed Liquid Crystal*) à l’intérieur de la cavité du VCSEL procurant une variation d’indice lorsqu’il est soumis à un champ électrique.

Ce matériau électro-optique a fait l’objet de caractérisations afin d’évaluer l’amplitude de sa variation d’indice et son niveau de pertes optiques à 1,55 μm . Nous présenterons également le processus de fabrication de ce matériau, et l’intégration de celui-ci dans le cas de la réalisation du VCSEL accordable.

Préalablement à la réalisation du composant, nous indiquerons les études qui ont été effectuées en simulation afin de déterminer le design de la structure et ses potentiels en terme de plage d’accordabilité.

Enfin, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus à partir d’un premier prototype, ainsi que les caractérisations complémentaires effectuées afin d’évaluer la dynamique d’accord du composant.

V.2 Description du modulateur de phase à base de nano-PDLC

Au chapitre II, nous avons vu que la variation de la longueur optique d’une microcavité permet l’accord en longueur d’onde de celle-ci. Les deux approches possibles consistent à faire varier, soit l’indice d’un matériau, soit l’épaisseur d’une couche d’air. Dans notre cas, nous avons retenu la solution originale consistant en la modulation de l’indice d’une couche de nano-PDLC intra-cavité. Dans ce paragraphe nous allons décrire le principe de fonctionnement de ce matériau ainsi que ses propriétés optiques.

V.2.1 Principe de fonctionnement

Le composé nano-PDLC est constitué d’une suspension de gouttelettes de cristal liquide (CL) dispersées dans du polymère [Matsumoto 97]. Dans notre cas, le CL utilisé est dans sa phase nématique et se présente sous forme de molécules allongées possédant une orientation aléatoire. Les axes du CL d’une gouttelette sont déterminés par les interactions polymère/CL aux frontières de la gouttelette. Ils varient ainsi aléatoirement d’une gouttelette à l’autre en l’absence de champ électrique appliqué. Lorsqu’on applique une tension, les gouttelettes ont tendance à s’orienter suivant la direction du champ électrique (\vec{E}) induit. D’après la figure V.1, l’application de \vec{E} suivant la direction z engendre une augmentation de l’indice de réfraction n_z tout en diminuant n_x et n_y . Ainsi, pour une onde lumineuse avec un vecteur de propagation \vec{k} parallèle à z , le nano-PDLC agit comme un modulateur d’indice pur.

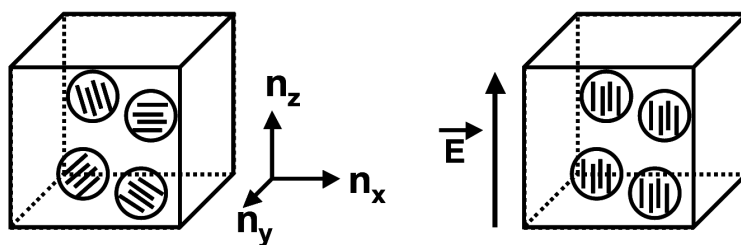


Figure V.1: Schéma de principe du comportement du nano-PDLC en l’absence et en présence d’un champ électrique.

La variation d’indice induite par l’application du champ électrique peut être exprimée analytiquement. Si nous choisissons χ_{LC} et χ_{POL} pour désigner respectivement les fractions

massiques de CL et de polymère qui forment le nano-PDLC, et χ_{AL} la fraction de molécule alignée avec \vec{E} , l’estimation de l’indice moyen est donnée par la formule phénoménologique suivante [de la Tocnaye 04]:

$$\bar{n}(E) = \chi_{LC}\chi_{AL}(E) \cdot n_0 + \chi_{LC}(1 - \chi_{AL}(E))\bar{n}_{LC} + \chi_{POL}n_{POL} \quad (V.1)$$

Où n_0 est l’indice ordinaire du CL. Les paramètres n_{POL} et n_{LC} désignent respectivement l’indice de réfraction du polymère et l’indice moyen des gouttelettes de CL aléatoirement orienté, dont l’expression est:

$$\bar{n}_{LC} = \sqrt{\frac{2n_0^2 + n_e^2}{3}} \quad (V.2)$$

De façon analogue à n_0 , n_e correspond ici à l’indice extraordinaire du CL. La variation d’indice du nano-PDLC déduite de (V.1) en procédant à la différence entre $\bar{n}(E)$ et $\bar{n}(0)$ donne:

$$\Delta\bar{n}(E) = \chi_{LC}\chi_{AL}(E)(n_0 - \bar{n}_{LC}) \quad (V.3)$$

Ainsi, le champ appliqué fait augmenter progressivement la fraction de gouttelettes alignées suivant \vec{E} et diminue l’indice de réfraction conformément au signe négatif de la relation (V.3). Lorsque l’ensemble des gouttelettes sont alignées avec \vec{E} , la variation maximale de l’indice est atteinte. L’amplitude de cette variation dépend également de la concentration de CL utilisée. Afin de maximiser la plage d’accordabilité du VCSEL, il est important que cette concentration soit élevée. Cependant, l’augmentation de ce paramètre doit être effectuée dans certaines limites, car nous le verrons par la suite, la concentration du CL agit également sur l’absorption du nano-PDLC.

V.2.2 Propriétés optiques du nano-PDLC

V.2.2.a Réalisation de cellules à base de nano-PDLC

Pour déterminer les propriétés optiques du nano-PDLC constituant la zone de phase de la cavité du VCSEL, des cellules constituées de ce matériau ont été réalisées et étudiées. La réalisation de ces cellules est basée sur la méthode PIPS (*Polymerization-Induced Phase Separation*) [Bouteiller 96].

La figure V.2. donne une représentation schématique des cellules utilisées. Elles sont constituées de deux substrats de verre recouverts d’une couche conductrice d’ITO (*Indium Tin Oxyde*) permettant l’application du champ électrique. L’épaisseur de ces couches est réduite à 20 nm pour éviter l’absorption optique à $1,55 \mu\text{m}$ ($\alpha_{ITO} = 9500 \text{ cm}^{-1}$). Le nano-PDLC est

inséré entre les deux substrats de verre avec une épaisseur contrôlée par la taille des espaceurs utilisés. Les espaceurs sont des micro-billes de verre dont le diamètre est calibré. Ils assurent une épaisseur homogène de la cellule avec une précision de 2%.

Avant l’introduction du nano-PDLC pour former la cellule, les substrats de verre recouverts de leurs couches d’ITO sont plongés dans une solution d’acide sulfochromique puis rincés à l’eau et séchés à la soufflette. Ce nettoyage est nécessaire afin d’assurer une bonne adhérence des substrats et éviter au maximum les poussières pouvant perturber localement les propriétés du matériau nano-PDLC. Un joint de colle polymère, dans lequel sont intégrés les espaceurs, est ensuite déposé sur l’un des deux substrats. Les substrats sont alors assemblés avec un décalage volontaire permettant de prendre les contacts électriques sur les deux couches d’ITO ainsi accessibles (cf. Figure V.2). Une pression est appliquée à l’ensemble pour s’assurer que l’épaisseur de la cellule soit celle des espaceurs. Le joint de colle est polymérisé sous rayonnement ultra-violet (UV) pendant une heure. Sur la figure V.2.b sont illustrés les trous laissés par endroits dans le joint de colle afin d’assurer le remplissage de la cellule par capillarité.

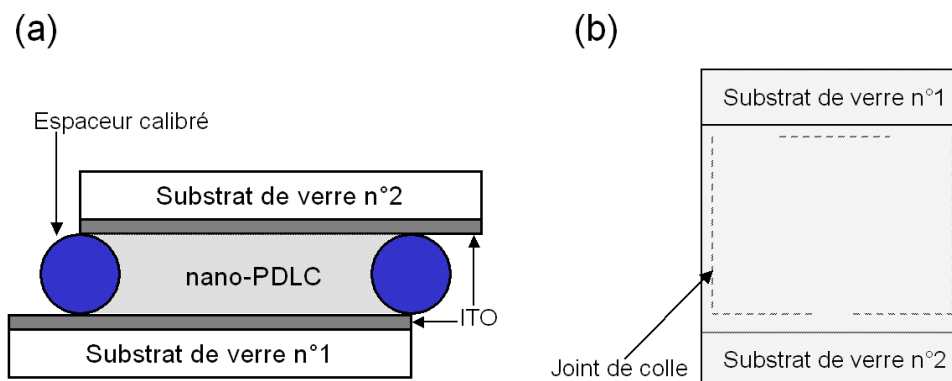


Figure V.2: Représentation schématique d’une cellule de nano-PDLC, vue selon la tranche (a) et vue de dessus (b).

Le nano-PDLC introduit dans la cellule, est constitué d’un mélange de monomère NOA81 de chez Epotecnny et du CL nématique BL24 de chez Merck. Le monomère utilisé est une résine mono-composant 100% réticulable sous UV. Ainsi, lorsque le mélange est insolé sous UV, le CL initialement dissout dans le monomère, sera rejeté par la matrice sous forme de multiples inclusions ellipsoïdales dont la taille est contrôlée par les conditions opératoires. Le paramètre agissant sur la taille est la puissance d’insolation; le temps d’insolation est quant à lui variable (de l’ordre de la dizaine de minutes) et dépend de l’épaisseur de composé dans la cellule.

La principale difficulté de ce procédé de fabrication consiste à trouver un mélange initial et des conditions de polymérisation qui permettent d’obtenir une bonne séparation des phases lors de l’insolation, une bonne répartition des gouttelettes de CL de morphologie la plus circulaire possible, ainsi qu’une bonne stabilité dans le temps.

V.2.2.b Indice et variation d’indice

Des cellules dédiées à la mesure de la variation d’indice du nano-PDLC ont été étudiées. Ces cellules sont constituées d’une couche de nano-PDLC de 15 μm d’épaisseur dont la concentration massique de CL est de 50%. La variation d’indice, obtenue à partir de ces cellules, a été caractérisée à partir d’un interféromètre de Mach-Zendher à 1,55 μm . Le résultat est représenté sur la figure V.3, et donne la variation d’indice de la couche de nano-PDLC en fonction du champ électrique appliqué.

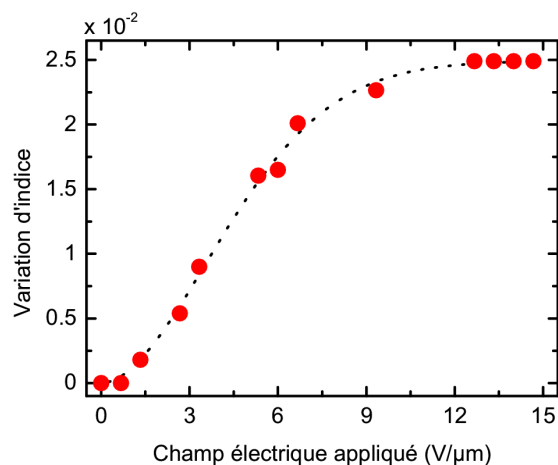


Figure V.3: Evolution de la variation d’indice (en valeur absolue) en fonction du champ électrique appliqué pour une couche de 15 μm de nano-PDLC.

La variation d’indice maximale de $2,5 \cdot 10^{-2}$ est atteinte pour un champ $|\vec{E}| > 12 \text{ V}/\mu\text{m}$. Le CL utilisé présente un indice optique ordinaire $n_o \approx 1,5$ et extraordinaire de $n_e \approx 1,7$. Ce CL est dispersé dans le polymère d’indice $n_{POL} = 1,54$ avec la concentration massique $\chi_{LC} = 0,5$. L’utilisation de l’expression (V.1) pour un champ \vec{E} nul (i.e $\chi_{AL} = 0$) donne $\bar{n}(0) = 1,555$. La saturation de la variation de \bar{n} intervient lorsque toutes les gouttelettes sont orientées dans la direction du champ \vec{E} (i.e $\chi_{AL} = 1$). La valeur de l’indice dans le plan perpendiculaire au champ est alors $\bar{n}(E_{\text{max}}) = 1,52$. La variation d’indice théorique, de $|\Delta\bar{n}_{\text{max}}| = 3,5 \cdot 10^{-2}$, et donc

supérieure à celle enregistrée expérimentalement. Cependant, il existe une fraction de CL qui est piégée pendant la polymérisation. Ce CL est considéré comme inactif et ne peut participer à la variation d’indice du nano-PDLC. Ceci explique l’écart observé entre les variations d’indice théorique et expérimental. Pour rendre compte de ce phénomène nous introduisons un facteur d’efficacité η . La concentration effective de CL présente dans le nano-PDLC est alors exprimée de la manière suivante: $C_{CL} = \eta \cdot \chi_{LC}$. En se basant sur l’expression (V.3) et l’amplitude de la modulation d’indice mesurée, nous déduisons $\eta = 0,7$.

La courbe de la figure V.3 en trait discontinu a été déduite des points expérimentaux en utilisant l’expression V.3. L’accord entre cette expression et les points de mesure a été obtenu en choisissant une fonction $\chi_{AL}(E)$ décrivant le comportement sigmoïde de la variation d’indice:

$$\chi_{AL}(E) = 1 - \exp\left\{- (kE)^d\right\} \quad (V.4)$$

Dans cette expression, k et d ont été utilisés comme paramètres ajustables pour reproduire au mieux la variation de l’indice obtenue expérimentalement. Cette expression empirique a été utilisée pour modéliser le décalage en longueur d’onde du VCSEL en fonction du champ électrique appliqué.

La saturation de la variation de l’indice se produit pour des champs élevés ($|\vec{E}| > 12 \text{ V}/\mu\text{m}$). Si on considère un VCSEL comprenant une épaisseur optique de nano-PDLC de 6λ dans sa cavité, la tension maximale correspondante est de 72V. Ceci conduit à des valeurs élevées de la tension à appliquer, ce qui constitue l’inconvénient majeur de ces structures laser à base de nano-PDLC.

Cependant, une réduction du champ électrique à appliquer peut être obtenue en conservant la même amplitude de variation d’indice. Une solution possible, consiste à utiliser des CLs à biréfringence élevée [Sekine 01]. Cependant, comme nous l’avons déjà dit, la maîtrise de la séparation des phases lors de la photopolymérisation est difficile à obtenir pour un CL et un polymère donné. Nous avons donc conservé le CL utilisé afin d’éviter une perte de temps dans la recherche de nouvelles conditions opératoires. La solution la plus simple à mettre en place, consiste à augmenter soit la concentration de CL, soit la taille des gouttelettes. Hélas ce choix n’est pas sans conséquence sur les propriétés d’absorption et de rapidité de commutation du nano-PDLC. Nous allons maintenant aborder ce problème dans les paragraphes suivants.

V.2.2.c Étude de l’absorption

Il faut veiller à ce que le niveau de pertes introduit par la couche de nano-PDLC placée au sein de la cavité du VCSEL soit faible. L’absorption de ce matériau provient essentiellement des phénomènes de diffusion de la lumière par les gouttelettes. Les PDLC conventionnels, avec des gouttelettes de tailles voisines du μm , sont très diffusants. Dans notre cas, le nano-PDLC est constitué de gouttelettes d’un ordre de grandeur plus petit que la longueur d’onde utilisée ($\approx 100 \text{ nm}$). Le milieu peut alors être considéré comme optiquement homogène et la lumière y est légèrement diffusée.

Les pertes ont été évaluées en mesurant la transmission optique du nano-PDLC pour différentes concentrations en CL et différentes puissances d’insolation. Des cellules ont été réalisées avec une concentration massique de 50%. Une telle concentration permet de conserver des valeurs de déphasage élevées compatibles avec une accordabilité importante pour le VCSEL. La caractérisation de l’absorption, à partir de cellules d’une épaisseur de $20 \mu\text{m}$ de nano-PDLC, permet de faire un compromis entre une épaisseur assez grande pour induire une absorption non négligeable du nano-PDLC devant celle du verre, mais pas trop pour garder une insolation et donc des tailles de gouttelettes uniformes sur l’épaisseur de la cellule. La figure V.4 donne les spectres des coefficients d’absorption du nano-PDLC obtenus à partir des caractérisations en transmission optique au FTIR pour trois puissances d’insolation.

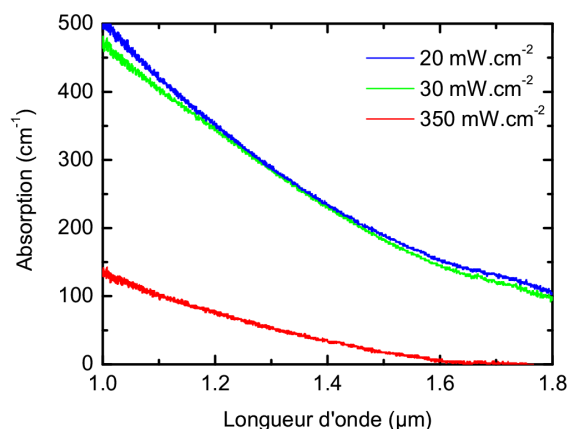


Figure V.4: Spectres des coefficients d’absorption de différents nano-PDLC, préparés avec des puissances d’insolation de 20, 30 et 350 $\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Nous vérifions que les pertes diminuent quand la puissance d’insolation augmente. Ce constat est en accord avec une diminution de la taille des gouttelettes lorsque la puissance d’insolation augmente. La diminution des pertes pour les grandes longueurs d’onde est également conforme à une absorption due au comportement diffusant des gouttelettes. Pour la puissance d’insolation maximale de 350 mW/cm^2 , les pertes enregistrées à $1,55 \mu\text{m}$ s’élèvent à 13 cm^{-1} . Ces valeurs sont raisonnables et semblables aux pertes introduites par les zones non actives du VCSEL comme le $Q_{1,18}$ utilisé dans les barrières des PQs. La puissance UV de 350 mW/cm^2 à $\lambda = 365 \text{ nm}$ et un temps de 15 minutes sont donc les paramètres d’insolation retenus pour former le nano-PDLC des VCSELS.

Les mesures d’absorption précédentes ont été réalisées sans champ appliqué. D’autres cellules, munies d’électrode d’ITO et d’une épaisseur de nano-PDLC, ont été caractérisées en présence d’un champ électrique. La figure V.5 donne l’évolution du coefficient linéique de pertes avec le champ appliqué pour un mélange contenant 40% de CL. La courbe obtenue révèle une décroissance du coefficient d’absorption lorsque le champ électrique augmente. Au-delà d’une certaine tension, l’absorption sature à une valeur qui correspond probablement à l’orientation de l’ensemble des gouttelettes dans la direction du champ électrique. Il est à noter également, que la concentration de CL inférieure par rapport aux cellules précédentes, conduit à une valeur d’absorption plus faible qu’auparavant ($|\vec{E}| = 0$).

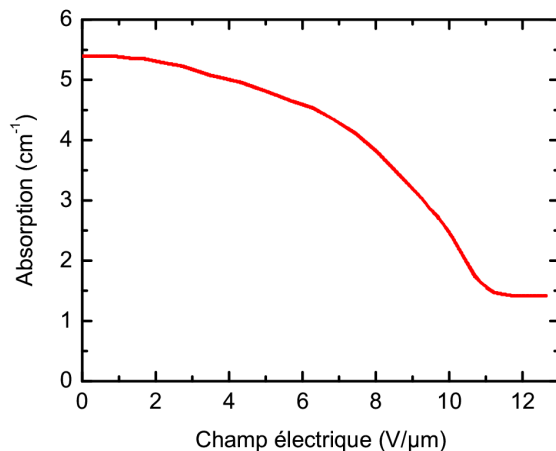


Figure V.5: Coefficient d’absorption à $1,55 \mu\text{m}$ en fonction du champ appliqué pour un mélange insolé à 350 mW.cm^{-2} et contenant 40% de CL.

En définitive les tendances observées lors de cette étude montrent que les pertes diminuent avec le champ appliqué, la concentration de CL, et la puissance d’insolation utilisée. Les pertes optiques enregistrées sur la dernière cellule sont proches d’une dizaine de dB/cm. Ce résultat semble comparable au niveau de perte de 2,5 dB/cm obtenus par Matsumoto *et al* pour du nano-PDLC dont les tailles de gouttes sont inférieures à 100 nm [Matsumoto 00].

V.2.2.d Tension de commande et temps de commutation

La taille des gouttelettes de CL (≈ 100 nm) rencontrées dans les nano-PDLC rend ce matériau faiblement absorbant aux longueurs d’onde de 1,55 μm . Ces petites dimensions procurent également une dynamique d’orientation des gouttelettes rapide, permettant d’atteindre la variation d’indice maximale en une dizaine de μs [Matsumoto 00]. Ces avantages ont déjà été exploités afin de développer des composants, tels que des filtres accordables, ou des lentilles à focale variable, basés sur des temps de commutation rapides [Matsumoto 99][Ren 05].

Cette caractéristique du nano-PDLC est attribuée aux énergies d’ancrage des gouttelettes dans le polymère qui augmentent lorsque la taille de ces dernières diminuent. Ceci est donc bénéfique pour les temps de commutation, mais néfaste pour les tensions de commande à appliquer. Ainsi, les forces nécessaires à l’orientation des gouttelettes de CL augmentent lorsque celles-ci diminuent. Cette dépendance se traduit sur les tensions de commande par la relation suivante [Ren 02]:

$$V_{\max} = \frac{C}{\sqrt{D}} \quad (\text{V.5})$$

Où V_{\max} est la tension nécessaire pour l’obtention de la variation d’indice maximale. Le paramètre D correspond au diamètre des gouttelettes, et C est une constante. Ainsi, les gouttelettes de petites tailles sont intéressantes pour les bonnes propriétés d’absorption et de rapidité de commutation du nano-PDLC. Cependant, leurs dimensions doivent rester compatibles avec des tensions de commande raisonnables, et notamment inférieures au champ destructif du nano-PDLC.

V.3 Conception et réalisation du VCSEL.

Les propriétés du nano-PDLC étant déterminées, il est maintenant possible de les utiliser dans les programmes de modélisation des structures VCSELs. Dans cette partie, nous présentons ces résultats et évaluons les performances qui peuvent être atteintes en terme de plage d’accordabilité.

V.3.1 Description de la structure

Les structures qui ont été modélisées et réalisées, sont présentées sur la Figure V.6. Elle comprennent une demi-cavité semiconductrice entièrement réalisée par EJM, la couche de phase intra-cavité en nano-PDLC et un miroir de Bragg diélectrique $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$.

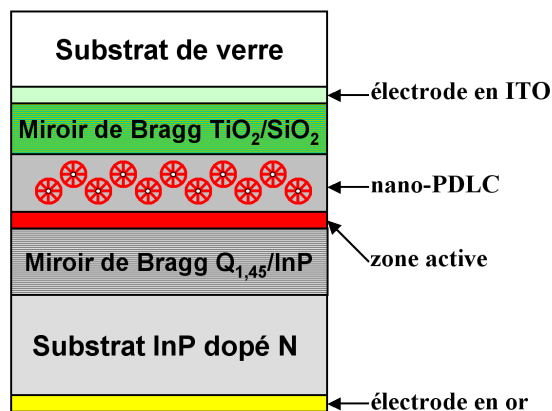


Figure V.6: Schéma du VCSEL accordable à base de nano-PDLC décrivant la structure modélisée et fabriquée.

La demi-cavité est constituée d’un miroir de Bragg $Q_{1,45}/\text{InP}$ de 40 périodes, d’une réflectivité théorique de 99%, et d’une zone active d’épaisseur optique $3\lambda/2$. Cette structure est identique à celle présentée au paragraphe IV.4.2.a. Les caractéristiques optiques et thermiques du miroir de Bragg semiconducteur sont moins intéressantes que celles des miroirs de Bragg $a\text{-Si}/a\text{-SiN}_x$. Cependant, l’outillage nécessaire à la réalisation du composant final impose des échantillons d’une surface au moins égale à 2 cm^2 . Ainsi, la limitation actuelle des surfaces pouvant être reportées sur substrat Si, nous a conduit à étudier le cas du VCSEL accordable constitué d’une demi-cavité entièrement réalisée en épitaxie. Dans ce cas la demi-cavité est épitaxiée sur un quart de « wafer » de 2 pouces de diamètre, surface suffisante pour fabriquer le VCSEL accordable.

Nous avons également été contraints de remplacer le miroir de Bragg supérieur en a-Si/a-SiN_x par un miroir de Bragg TiO₂/SiO₂ de 8,5 paires d’une réflectivité théorique de 99,65%. En effet, les matériaux utilisés dans ce miroir présentent l’avantage d’être faiblement absorbants aux longueurs d’onde de l’UV et sont donc compatibles avec le processus de fabrication du nano-PDLC.

Contrairement aux cellules de nano-PDLC présentées auparavant, les électrodes nécessaires à l’application du champ ont été éloignées de la zone de phase. Ces électrodes consistent en une couche d’AuGe (200 nm) et une couche d’ITO (20 nm), respectivement placées au dos du substrat d’InP dopé N et au-dessus du miroir de Bragg diélectrique. Cette approche permet d’éloigner les électrodes loin de la zone de gain du VCSEL afin de réduire les pertes intra-cavité. Ces couches n’ayant pas d’influence à 1,55 μm, nous avons fait le choix de ne pas en tenir compte dans les modélisations. En revanche, cette configuration conduit à une augmentation des tensions de commande due notamment à la présence des matériaux diélectriques TiO₂/SiO₂ du miroir de Bragg supérieur.

V.3.2 Modélisation de la structure

V.3.2.a Spectres de réflectivité et champ stationnaire

La figure V.7 donne les spectres théoriques de réflectivité du composant et du miroir de Bragg semiconducteur, dans le cas d’une couche de nano-PDLC de 6λ d’épaisseur. Les bandes spectrales de réflectivité à -3 dB des miroirs de Bragg Q_{1,45}/InP et TiO₂/SiO₂ sont respectivement de 90 nm et 470 nm. Pour un tel composant, la « stop-band » très étroite du miroir de Bragg en semiconducteur conduit à l’existence d’un seul mode de résonance pour la cavité.

La bande de réflectivité étroite du miroir de Bragg Q_{1,45}/InP engendre également une variation de sa réflectivité autour de son maximum. Cette variation est plus importante que dans le cas du miroir TiO₂/SiO₂ (cf. Figure V.7). Afin de maintenir un niveau de pertes quasi-constant sur toute la gamme d’accordabilité du composant, il est important de centrer la plage d’accord avec la réflectivité maximum du miroir de Bragg Q_{1,45}/InP. Le spectre de réflectivité du VCSEL de la figure V.7 illustre ceci pour un champ appliqué sur le nano-PDLC de 5,5 V/μm. Pour un tel champ, la longueur d’onde de résonance se situe au milieu de la plage d’accordabilité et est parfaitement centrée avec le maximum de réflectivité du miroir de Bragg en semiconducteur.

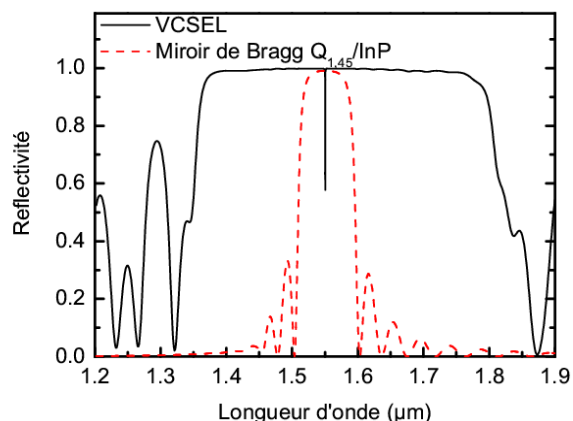


Figure V.7: Spectres de réflectivité du VCSEL accordable et du miroir de Bragg $Q_{1,45}/\text{InP}$ respectivement calculés dans le cas d'un milieu incident en air et en InP.

La figure V.8 représente le carré du champ stationnaire dans les différentes couches du composant, pour une polarisation du nano-PDLC correspondant au champ médian de $5,5 \text{ V}/\mu\text{m}$. Cette figure montre clairement qu’une grande partie de l’intensité est concentrée dans la zone de phase en nano-PDLC. Ce phénomène a donc tendance à réduire considérablement le facteur de confinement longitudinal Γ_L . Cette réduction est théoriquement sans conséquence si la couche de phase présente une absorption nulle. En pratique, nous l’avons vu cette approche est fautive puisque le coefficient d’absorption mesurée à $1,55 \mu\text{m}$ est de quelques cm^{-1} (cf. Figure V.5).

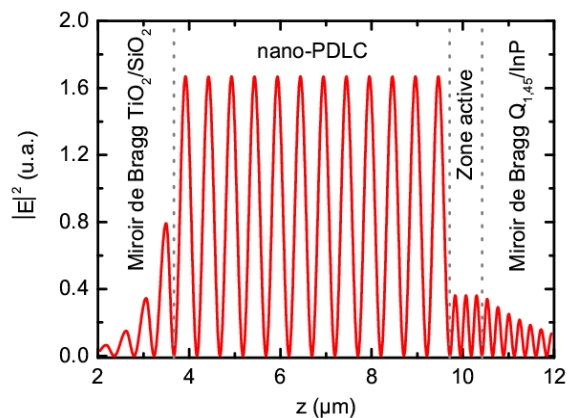


Figure V.8: Représentation du champ stationnaire intra-cavité calculé dans la structure pour une polarisation correspondant à un champ électrique de $15 \text{ V}/\mu\text{m}$.

Un tel niveau de pertes est raisonnable est ne doit pas augmenter de façon significative les seuils laser. Cependant, dans le cas du VCSEL, le processus d’élaboration du nano-PDLC diffère du cas des cellules étudiées précédemment. Ceci peut conduire à une absorption légèrement plus élevée que celle enregistrée lors de l’étude des paramètres optiques du nano-PDLC. Ce problème est lié à l’insolation sous UV du nano-PDLC au travers du miroir de Bragg diélectrique, et nous l’aborderons par la suite.

V.3.2.b Evaluation de la plage d’accordabilité

En se basant sur les expressions empiriques, et les paramètres du nano-PDLC évalués expérimentalement, nous avons modélisé la longueur d’onde d’émission du VCSEL en faisant varier l’indice de la couche de nano-PDLC. La figure V.9 représente le décalage de la longueur d’onde en fonction de la polarisation appliquée sur la couche de nano-PDLC. Ce résultat indique l’influence de la concentration de CL sur l’accordabilité du composant, pour une épaisseur optique de nano-PDLC de 6λ . Les plages d’accordabilité sont respectivement de 10,2 nm, 13,6 nm et 17 nm pour des concentrations en CL de 30%, 40% et 50%.

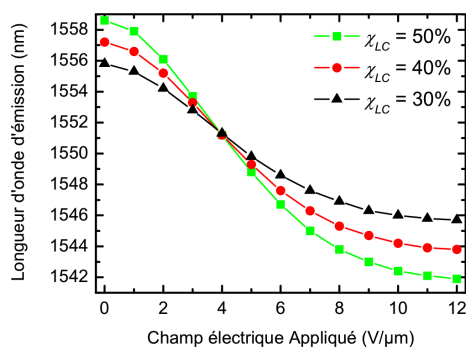


Figure V.9: Longueur d’onde d’émission du VCSEL en fonction de la polarisation sur le nano-PDLC, pour différentes concentrations de CL. L’épaisseur optique de nano-PDLC est de 6λ .

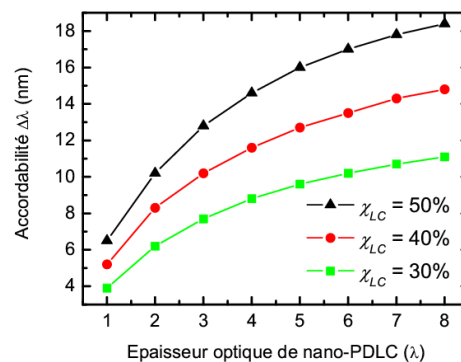


Figure V.10: Plage d’accordabilité du VCSEL en fonction de l’épaisseur optique du nano-PDLC et de la concentration de CL dans celui-ci.

Comme il était attendu, l’accordabilité s’effectue sans saut de mode, et pour les valeurs intermédiaires de polarisation, la longueur d’onde de résonance varie de façon quasi-linéaire avec le champ électrique appliqué. Pour les faibles ou les fortes valeurs, nous retrouvons la dépendance quadratique de l’indice avec le champ électrique, observée lors de la caractérisation des cellules constituées de nano-PDLC et de deux substrats de verre (cf.

Figure V.3). Les plages d’accordabilité obtenues sont en accord avec l’expression (V.5) donnant le décalage relatif en longueur d’onde ($\Delta\lambda/\lambda$) en fonction de la variation d’indice maximale:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{m}{m+p} \frac{\Delta\bar{n}_{\max}}{\bar{n}} \quad (\text{V.5})$$

Où m et p sont respectivement les longueurs optiques de la zone de phase et de la zone active. Pour le VCSEL étudié ici, nous avons $m = 6\lambda$ et $p = 1,5\lambda$. Il apparaît alors que pour une couche de nano-PDLC riche en CL (50%), la variation d’indice de 0,025 mesurée conduit à une plage d’accordabilité maximale de $\Delta\lambda \approx 20$ nm, légèrement supérieure à celle donnée par la simulation (17 nm). Cependant, cette relation ne tient pas compte de la pénétration de l’onde stationnaire dans les miroirs de Bragg. Dans notre cas, la faible différence d’indice des matériaux qui constituent le miroir de Bragg semiconducteur implique une longueur de pénétration élevée. Par conséquent, la plage d’accordabilité évaluée à partir de l’expression (V.5) est surestimée.

D’autres modélisations ont permis de quantifier la plage d’accordabilité maximale du VCSEL en fonction de l’épaisseur de nano-PDLC utilisée. Ces résultats sont présentés sur la figure V.10 pour des couches de nano-PDLC de différentes concentrations en CL. Conformément à la relation (V.5), la plage d’accordabilité tend asymptotiquement vers $\Delta\lambda = \lambda [\Delta\bar{n}_{\max}/\bar{n}]$ lorsque l’épaisseur optique de nano-PDLC augmente. On remarque ainsi, qu’il ne faut qu’une épaisseur optique de 2λ pour atteindre une plage d’accordabilité de 10 nm avec un nano-PDLC composé de 50% de CL. Cependant, les niveaux de pertes optiques de ce mélange (13 cm^{-1}), nous ont fait opter pour un nano-PDLC à faible concentration de CL (30%). Hélas, la plus faible variation d’indice de ce mélange nécessite l’introduction d’une épaisseur optique de 6λ pour atteindre une plage d’accordabilité identique.

Nous avons également évalué l’incidence d’une couche antireflet sur la plage d’accordabilité. En effet, Maute *et al* ont montré qu’il était possible d’étendre la plage d’accordabilité d’un VCSEL accordable à base de MEMS en déposant une couche d’antireflet sur la demi-cavité [Maute 06]. Cependant, dans notre cas, les simulations qui ont été réalisées dans ce but ont montré que les plages d’accordabilité restent inchangées. Ceci peut s’expliquer par l’introduction d’une épaisseur de matériau supplémentaire à l’intérieur de la cavité contribuant à réduire le rapport $m/(m+p)$ défini dans ce paragraphe.

V.3.2.c Evaluation des puissances seuils du VCSEL

L’introduction d’un matériau, même faiblement absorbant, au sein de la cavité d’un VCSEL peut être très pénalisante pour les seuils laser du composant. Dans notre cas, ces pertes optiques supplémentaires s’accompagnent d’une forte réduction du facteur de confinement longitudinal qui s’avère également néfaste pour le gain modal et pour les seuils des VCSELs. Toutefois, ceci peut être compensé par l’augmentation du nombre de PQs dans la zone active. De façon identique aux VCSELs reportés sur substrat Si, nous avons cherché à déterminer la quantité de PQs idéale permettant un fonctionnement optimal du VCSEL. En se basant sur les caractéristiques optiques du VCSEL, et sur le gain matériau des PQs InGaAs/Q_{1,18}, nous avons évalué les puissances optiques absorbées par la zone active au seuil en fonction du niveau de pertes dans le nano-PDLC. La figure V.11 représente le résultat obtenu pour un VCSEL constitué d’un nombre de PQs variable et d’une couche de nano-PDLC non-polarisé, d’épaisseur optique 6λ .

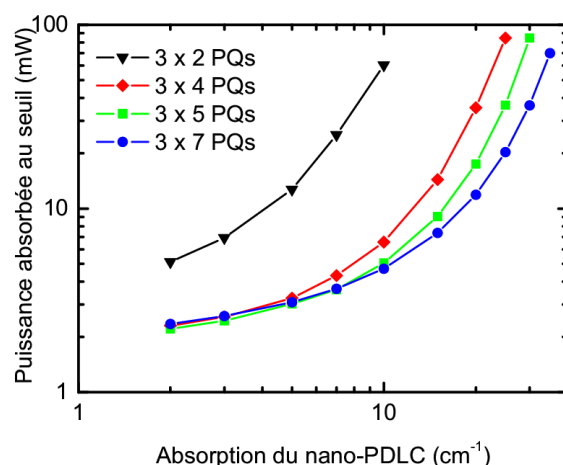


Figure V.11: Puissance absorbée par la zone active au seuil en fonction du niveau de pertes accordé pour le nano-PDLC. L'épaisseur optique du nano-PDLC est de 6λ et les zones actives sont constituées d'un nombre variable de PQs.

Excepté pour les faibles niveaux de pertes ($> 5 \text{ cm}^{-1}$), il apparaît clairement que l'augmentation de la quantité de PQs contribue à la réduction des seuils laser. Un trop petit nombre de PQs réduit fortement le facteur de confinement longitudinal et nécessite un pompage plus élevé pour pouvoir compenser les pertes introduites par le nano-PDLC. Nous avons donc fait le choix d'une structure comprenant un grand nombre de PQs sachant que le niveau de pertes du nano-PDLC est probablement supérieur à celui mesuré à partir de la

cellule où $\chi_{LC} = 40\%$ (cf. V.2.2.c). En effet, lors de l’élaboration du VCSEL, l’insolation du nano-PDLC s’effectue au travers du miroir de Bragg diélectrique. Malgré l’utilisation d’épaisseurs dédiées à une bonne transmission optique de l’UV, une fraction de la puissance d’insolation est absorbée par le matériau TiO_2 . Ceci conduit à une transmission du rayonnement UV plus faible que dans le cas de substrat de verre et à une absorption légèrement plus élevée du nano-PDLC que celle mesurée sur la structure test.

Les évolutions des puissances de seuil et des puissances émises ont également été étudiées pour une polarisation de la couche de nano-PDLC variable et une zone active constituée de 12 PQs. La figure V.12 représente l’évolution de ces caractéristiques en fonction de la longueur d’onde de résonance de la cavité. Dans cette modélisation nous avons considéré une variation d’indice et d’absorption identique à celle du nano-PDLC constitué de 40 % de CL. La puissance émise est celle collectée par le miroir en semiconducteur pour une puissance de pompe absorbée de 10 mW.

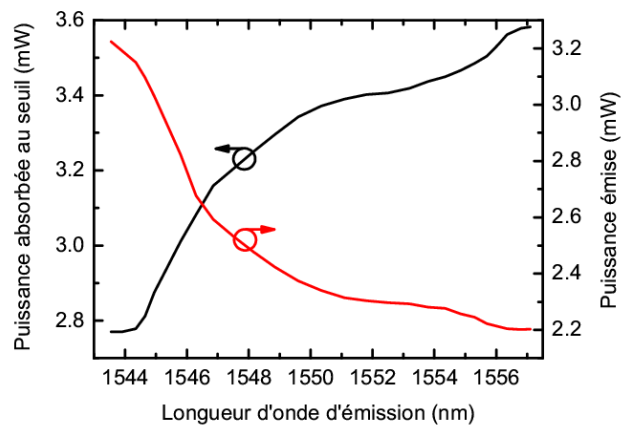


Figure V.12: Evolutions des puissances de seuil et des puissances émises (pour une puissance de pompe absorbée de 10 mW) en fonction de la longueur d’onde de résonance du VCSEL accordable.

L’évolution de la puissance émise et de la pompe absorbée au seuil indiquent une amélioration des performances du VCSEL pour les plus courtes longueurs d’onde. Ceci s’explique par l’effet combiné du facteur de confinement longitudinal et des pertes au sein de la cavité qui varient sur la plage d’accordabilité étudiée. Le paramètre prédominant à l’origine des variations simulées concerne l’absorption du nano-PDLC qui dépend du champ appliqué. En effet, les paramètres tels que le gain matériau des PQs, le facteur de confinement longitudinal, ou encore les réflectivités, ont été optimisés à 1550 nm. Par conséquent, le

VCSEL devrait présenter un fonctionnement optimal à cette longueur d’onde. Cependant, la diminution de l’absorption du nano-PDLC avec la polarisation contrebalance sur les autres facteurs de la cavité et conduit à un fonctionnement optimal du VCSEL aux courtes longueurs d’onde. Les variations de la puissance seuil et de la puissance émise sont respectivement de 30% et 45% sur l’ensemble de la plage d’accordabilité.

V.3.3 Réalisation technologique

La réalisation technologique du VCSEL accordable est semblable à celle présentée au paragraphe V.2.2.a. La différence majeure réside dans le remplacement des substrats de verre par une demi-cavité épitaxiée sur InP et un miroir de Bragg diélectrique. L’enchaînement des étapes technologiques est représenté sur la figure V.13.

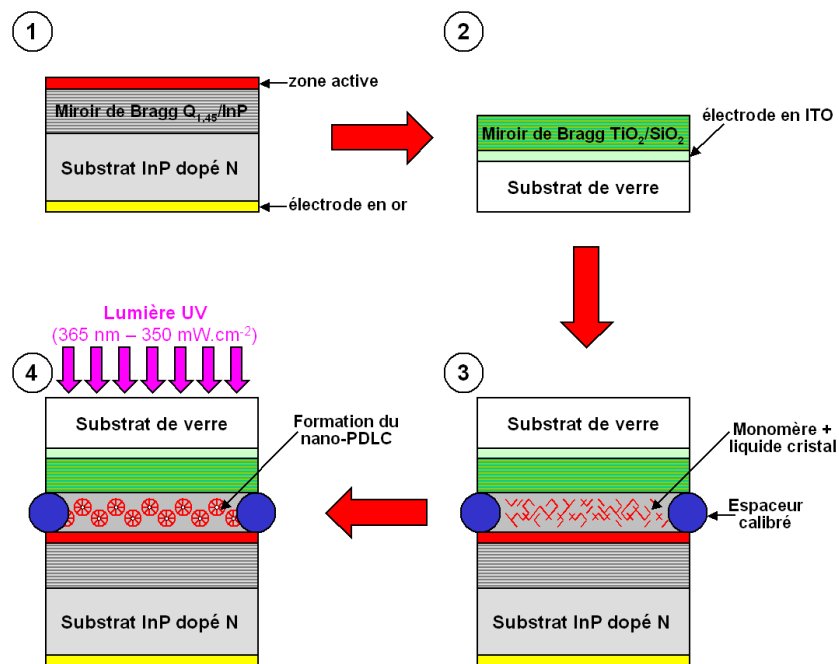


Figure V.13: Schéma de synthèse décrivant l’enchaînement des étapes technologiques nécessaires à la réalisation du VCSEL accordable.

L’étape n°1 de la figure V.13 consiste en la croissance de la demi-cavité comprenant le miroir de Bragg en semiconducteur de 40 périodes ($Q_{1,45}/\text{InP}$) et la zone active $3\lambda/2$. Cette dernière est constituée de 21 PQs dont l’émission est centrée à $1,56 \mu\text{m}$ en accord avec le maximum de réflectivité du Bragg semiconducteur. La demi-cavité ainsi obtenue a été polie en face arrière afin d’y déposer une électrode d’or de 200 nm d’épaisseur pour appliquer le champ électrique sur le nano-PDLC.

Cette phase de croissance est suivie par la réalisation d’un miroir de Bragg diélectrique $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ (cf. étape n°2 - Figure V.13). L’élaboration de ce miroir a été confiée à la société KERDRY. Le dépôt a été réalisé sur des substrats de verre recouverts d’une couche d’ITO de 20 nm d’épaisseur. La méthode de dépôt employée est le canon à électron avec un contrôle in-situ sur les épaisseurs des couches déposées. Le spectre de réflectivité mesuré par la société KERDRY sous une incidence normale est représenté sur la figure V.14.a. Pour ce miroir de Bragg constitué de 8,5 paires de $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$, la réflectivité de 99,6% à 1,55 μm est conforme à la valeur attendue. Les épaisseurs spécifiques utilisées pour ce miroir permettent de minimiser la réflectivité pour la longueur d’onde de pompe ($\lambda = 1064 \text{ nm}$). Cette minimisation de la réflectivité a également été obtenue dans l’UV avec une valeur inférieure à 8% à 365 nm (cf. Figure V.14.b).

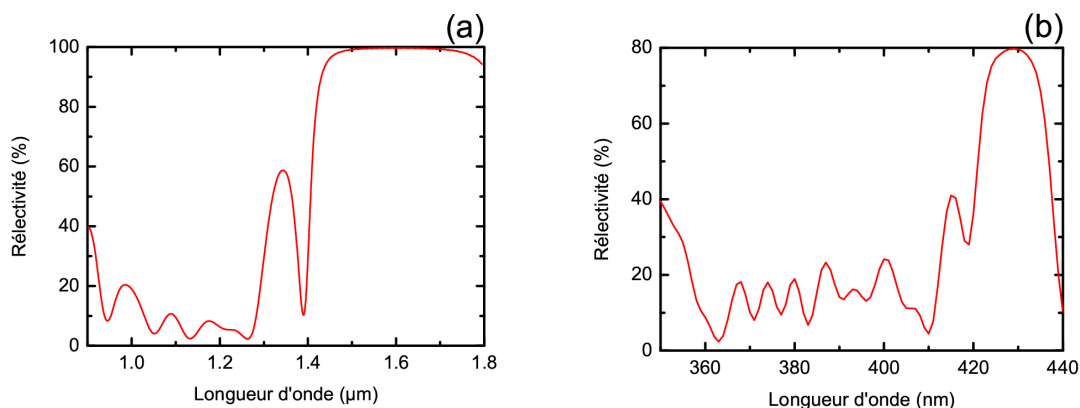


Figure V.14: Spectre de réflectivité en incidence normale du miroir de Bragg $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ de 8,5 paires dans l’infrarouge (a) et dans l’UV (b)

L’étape n°3 consiste en l’assemblage des deux parties du VCSEL en faisant apparaître un espace d’air dans la cavité. L’épaisseur de la couche d’air est contrôlée à l’aide des espaceurs calibrés, dont la précision sur la taille est de 2%. De façon identique aux cellules présentées au début du chapitre, nous avons disposé deux joints de colle sur la demi-cavité semiconductrice. Dans le cas du VCSEL accordable, l’utilisation d’espaceurs de diamètre différents (5 et 6 μm) conduit à une légère variation d’épaisseur de nano-PDLC le long de la surface du composant. Cette technique a permis d’obtenir des zones de l’échantillon où l’épaisseur de nano-PDLC est optimale avec un bon accord entre la résonance de la cavité et les maxima de gain des PQs et de réflectivité du miroir de Bragg $\text{Q}_{1,45}/\text{InP}$. Un mélange

constitué par 30% de CL, et 70% de monomère est ensuite introduit par capillarité afin de chasser la couche d’air intra-cavité.

La dernière étape consiste à insoler le mélange sous un fort rayonnement UV afin de procéder à la polymérisation du nano-PDLC. La transmission mesurée à 365 nm indique que la puissance d’insolation effective est légèrement supérieure à 100 mW.cm^{-2} . Cette densité plus faible que dans le cas des études préalables du nano-PDLC favorise l’augmentation en taille des gouttelettes de CL. Ainsi, afin de limiter ce phénomène et de réduire l’absorption du nano-PDLC à $1,55 \mu\text{m}$, nous avons utilisé un nano-PDLC constitué d’une faible concentration de CL ($\chi_{LC} = 30\%$).

V.4 Caractérisations

Dans cette partie, nous présentons l’ensemble des résultats obtenus à partir du VCSEL accordable à base de nano-PDLC. Ce composant a été caractérisé à partir du banc de pompage optique décrit au paragraphe IV.4.1.a. Les mesures ont consisté à déterminer les puissances de seuils, et à enregistrer les spectres laser pour différentes valeurs de polarisation du nano-PDLC. Ces caractérisations laser ont été complétées par d’autres mesures, afin d’évaluer les vitesses de commutation des gouttelettes de CL et la dépendance des pertes du nano-PDLC en fonction de la polarisation.

V.4.1 Caractérisations laser et accordabilité

V.4.1.a Caractérisations pour une polarisation nulle sur le nano-PDLC

La puissance émise par le VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée par la zone active est représentée sur la figure V.15. L’inhomogénéité intentionnelle sur l’épaisseur de nano-PDLC dans la cavité du VCSEL occasionne une variation de la longueur d’onde d’émission selon la zone de l’échantillon caractérisée. Les VCSELs présentant les meilleures performances, en l’absence de champs électriques appliqués sur le nano-PDLC, sont ceux émettant à proximité de 1,56 μm . Nous avons donc préférentiellement caractérisé ces zones où les seuils laser s’avèrent être les plus faibles.

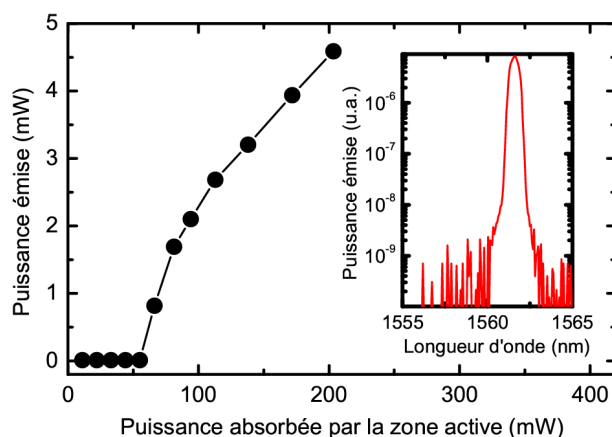


Figure V.15: Puissance émise par le VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée par la zone active, sous un pompage optique impulsionnel. L’insert représente le spectre laser obtenu pour une puissance de 100 mW et une polarisation nulle du nano-PDLC.

Cependant, même pour cette longueur d’onde optimale, les pertes optiques sont probablement trop élevées et les mauvaises propriétés thermiques du miroir de Bragg $Q_{1,45}/\text{InP}$ empêchent l’émission laser sous un régime d’injection continu. Les caractérisations laser ont donc été effectuées sous un pompage optique impulsionnel. La puissance crête de la pompe au seuil a été mesurée à environ 150 mW. En tenant compte du rendement de pompage, de la réflexion de la structure, et de l’absorption du faisceau de pompe dans le nano-PDLC, nous avons évalué l’efficacité du pompage à 40%. Ceci correspond alors à une puissance absorbée au seuil de 60 mW, soit une densité optique de seuil de $30 \text{ kW}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Cette puissance de pompe élevée, est supérieure à ce qui a été prédit par les simulations pour des pertes optiques dans le nano-PDLC voisine de 10 cm^{-1} (cf. Figure V.11). Ceci est probablement dû à des tailles de gouttelettes supérieures à celles attendues. Par conséquent, l’absorption, de nature diffusante, est certainement plus élevée que celle mesurée sur les cellules de nano-PDLC. Un second facteur, intervenant dans une moindre mesure, est la réflectivité du miroir de Bragg semiconducteur probablement inférieure à la valeur théorique de 99%. Nous verrons par la suite les solutions qui peuvent être apportées pour améliorer ces problèmes de pertes optiques.

La puissance émise par le VCSEL a été caractérisée en utilisant un détecteur InGaAs. La puissance crête émise a été déduite de la valeur moyenne mesurée par ce détecteur. Ainsi, pour une puissance de pompe environ 1,5 fois supérieure au seuil, la puissance crête émise par le VCSEL est proche de 2 mW. L’insert sur la figure V.15 représente le spectre laser obtenu pour un telle puissance de pompe. L’émission laser observée révèle un fonctionnement monomode pour le VCSEL et une largeur de raie de 0,6 nm. Sans tension appliquée sur le nano-PDLC, la longueur d’onde d’émission laser se produit à 1562 nm. Dans les mêmes conditions de pompage, nous avons étudié l’accordabilité du VCSEL en fonction de la tension appliquée.

V.4.1.b Accordabilité du VCSEL

La tension appliquée sur le VCSEL, est obtenue à l’aide d’un générateur fournissant un signal créneau de fréquence voisine du kHz. Les gouttelettes de CL n’étant pas sensibles au sens du champ électrique mais uniquement à sa direction, la tension utilisée change de signe sur une même période. Ceci évite de garder trop longtemps le champ électrique dans le même sens pour ne pas occasionner des migrations d’ions et un courant de court circuit dans le nano-PDLC.

L’évolution des spectres d’émission laser avec la tension de commande est illustrée sur la figure V.16. On observe un décalage de la longueur d’onde d’émission, de 1561,6 à 1551,8 nm, en augmentant progressivement la tension appliquée jusqu’à la saturation de la variation d’indice du nano-PDLC. La plage d’accordabilité enregistrée est donc de 9,8 nm pour une tension maximale de 170V.

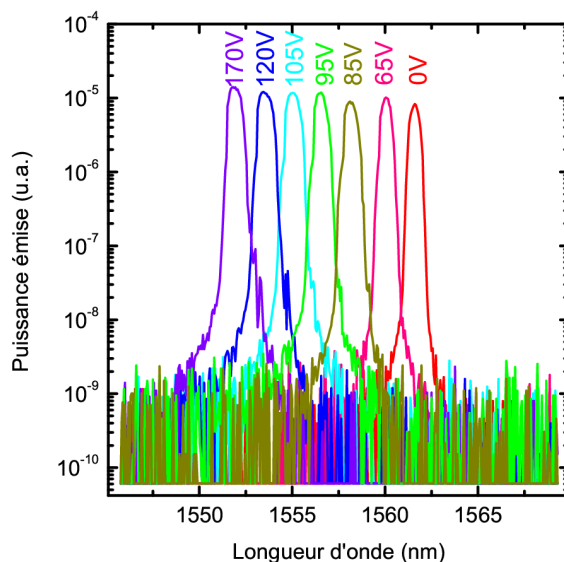


Figure V.16: Spectres d’émission laser enregistrés pour différentes valeurs de tensions et une puissance de pompe 50% supérieure à celle du seuil. Les valeurs de tension sont indiquées au-dessus de chaque raie laser.

Comme prévu, l’accord en longueur d’onde s’effectue sans saut de mode, et la plage d’accordabilité atteinte est conforme à ce qui a été modélisé pour un VCSEL constitué d’une couche de nano-PDLC de 6λ dont la concentration en CL est de 30% (cf. Figure V.9 et V.10). Le taux de réjection des modes latéraux est maintenu supérieur à 25 dB, et la largeur de la raie laser à -3 dB reste comprise entre 0,6 et 0,9 nm.

Cependant, la tension nécessaire pour atteindre l’accordabilité maximale, reste élevée. Cette valeur était par ailleurs prévisible, si nous estimons l’épaisseur de matériau sur laquelle la polarisation est appliquée. En effet, le substrat InP et la demi-cavité étant respectivement dopés à $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et quelques 10^{15} cm^{-3} , nous pouvons estimer que la chute de tension sur ces matériaux est négligeable devant celle qui a lieu sur le nano-PDLC et le miroir de Bragg diélectrique. Ainsi, si nous considérons que le champ appliqué est équitablement réparti sur ces matériaux isolants, la tension de 150V pour laquelle apparaît la saturation de la variation

d’indice, correspond à un champ électrique $E_{\max} \approx 15 \text{ V}/\mu\text{m}$. Cette valeur est assez proche du champ électrique de $12 \text{ V}/\mu\text{m}$ déterminé précédemment (cf. Figure V.3).

Cependant, la tension de commande maximum peut être ramenée à une centaine de volts si on utilise des électrodes à faibles pertes optiques à $1,55 \mu\text{m}$, placées au sein de la cavité, au plus près de la couche de nano-PDLC. Ce résultat peut être encore amélioré, notamment en utilisant les solutions déjà évoquées au paragraphe V.2.2.b.

La variation de la longueur d’onde d’émission en fonction de la tension est représentée sur la figure V.17. Le faible décalage spectral observé pour les fortes valeurs de tension confirme la saturation de la variation d’indice obtenue vers 150V. La figure V.18 montre également un domaine de tension où le décalage de la longueur d’onde s’effectue de façon linéaire avec une efficacité d’accord proche de $0,15 \text{ nm}/\text{V}$. Dans cette plage d’utilisation, le VCSEL montre une accordabilité de 6 nm pour une variation de tension de 40V .

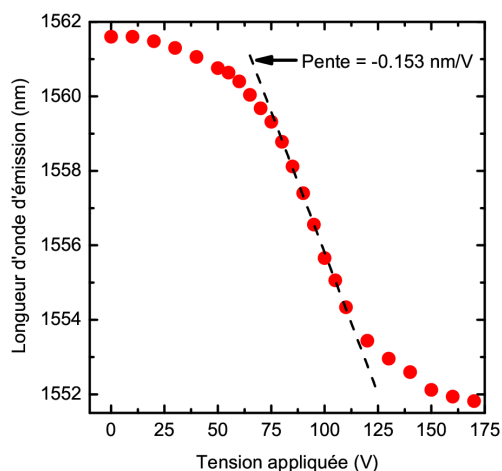


Figure V.17: longueur d’onde d’émission du VCSEL en fonction de la tension appliquée.

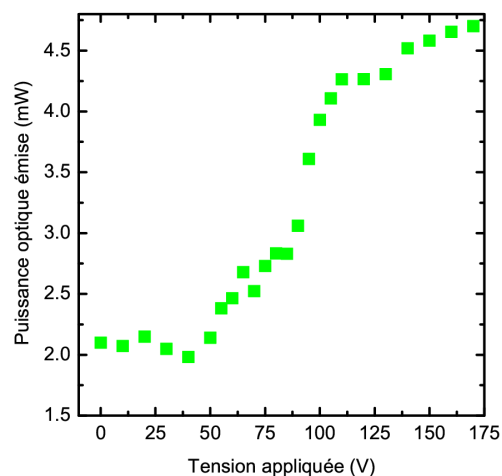


Figure V.18: Puissance émise par le VCSEL en fonction de la tension appliquée, pour une puissance de pompe 50% supérieure à celle du seuil.

La variation de la puissance émise en fonction de la tension d’accord pour une puissance de pompe constante est reportée sur la figure V.18, et montre que la puissance émise augmente avec la tension appliquée. Cette tendance est conforme à ce qu’on a pu observer en simulation où la variation des pertes optiques du nano-PDLC a été identifiée comme étant le facteur prédominant dans l’instabilité de la puissance émise. Nous pouvons également remarquer que cette variation a principalement lieu dans le domaine correspondant

au comportement linéaire du décalage de la longueur d’onde avec le champ appliqué. Ce phénomène a aussi été mis en évidence lors de la mesure de l’émission spontanée du composant sous un pompage optique continu. Les spectres de PL obtenus pour deux tensions de polarisation sont représentés sur la figure V.19.

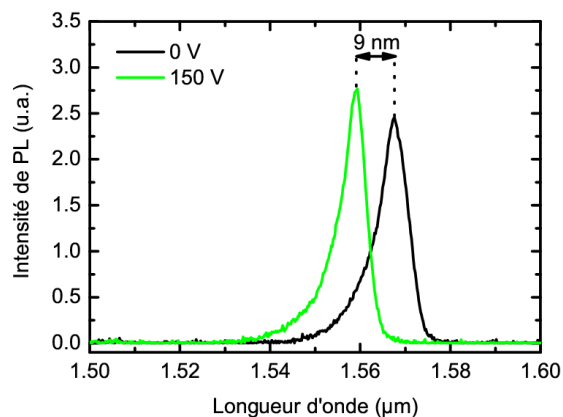


Figure V.19: Spectres d’émission spontanée du VCSEL accordable pour deux tensions de polarisation du nano-PDLC.

De façon identique à l’émission laser, nous observons un décalage vers les courtes longueurs d’onde, estimé ici à 9 nm, qui s’accompagne d’une augmentation de l’intensité de PL émise. La réduction de la largeur à mi-hauteur du pic de PL, de 7,7 nm à 0V à 6,4 nm à 150V, suggère également une amélioration du facteur de qualité de la cavité lorsque le champ appliqué sur la couche de nano-PDLC augmente.

V.4.2 Caractérisations complémentaires

V.4.2.a Vitesse de commutation

➤ Description et principe de mesure

Le temps nécessaire pour accorder la longueur d’onde d’émission est une caractéristique importante du VCSEL accordable. Dans le cas des applications WDM, un temps court est synonyme d’une reconfiguration rapide du réseau et de possibilités intéressantes en terme de routage de l’information.

Nous avons donc cherché à évaluer cette caractéristique du VCSEL accordable. L’expérience qui peut être envisagée consiste à utiliser un filtre accordable très sélectif où

l’application de la tension sur le VCSEL va faire coïncider la résonance du VCSEL avec celle du filtre sélectif. La mesure consiste alors à enregistrer l’évolution temporelle du signal passant à travers le filtre à l’aide d’un détecteur et d’un oscilloscope.

Hélas, notre composant fonctionne en régime impulsionnel et la fréquence de répétition est trop basse (6,6 kHz) pour pouvoir caractériser les temps que nous cherchons à mesurer (dizaines de μs). Nous avons donc procédé à la réalisation de cellules constituées d’une couche de nano-PDLC insérée entre deux substrats de verre recouvert d’une couche d’ITO. Les caractéristiques en épaisseur et en concentration de CL sont identiques à celles utilisées dans le cas du VCSEL accordable.

Le montage expérimental utilisé pour caractériser le temps de commutation de ces cellules est représenté sur la figure V.20. Le principe de la mesure est basé sur la variation d’intensité lumineuse provenant d’un faisceau laser He:Ne émettant à 633 nm. En effet, les pertes par diffusion à l’intérieur de la couche de nano-PDLC dépendent de la proportion de gouttelettes orientées dans la direction du champ électrique appliqué. La variation d’amplitude de la tension appliquée sur le nano-PDLC conduit ainsi à une légère modulation de la lumière. La rapidité de cette modulation est enregistrée et observée à partir d’un détecteur connecté à un oscilloscope. Les vitesses de commutation du nano-PDLC sont alors déduites de l’étude de ces oscillogrammes.

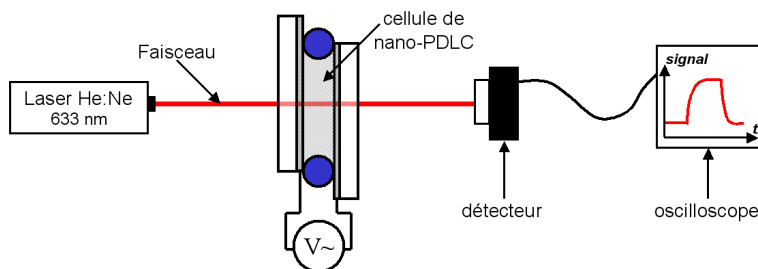


Figure V.20: Montage expérimental pour mesurer les temps de commutation du nano-PDLC.

➤ Caractérisation des vitesses de commutations

Pour un tel montage, le nano-PDLC étudié présente des temps de commutation proches d’une centaine de μs pour passer d’un état où les gouttelettes sont orientées aléatoirement (i.e. tension nulle) à un état où la quasi-totalité des gouttelettes sont alignées avec le champ électrique (i.e. tension de saturation). Ce résultat suggère que 100 μs sont suffisantes pour balayer la gamme spectrale d’émission du VCSEL. Ceci est en accord avec

les valeurs reportées dans la littérature [Matsumoto 99][Ren 05]. Cependant, ce temps peut être nettement amélioré en appliquant la tension en deux étapes [Wu 92]. La première tension correspond à une impulsion de courte durée, et d’une valeur supérieure à celle nécessaire à la saturation de la variation d’indice. Ceci permet une pré-orientation rapide des gouttelettes de CL sans endommager le matériau. L’application de la seconde tension permet de choisir le déphasage que l’on souhaite obtenir.

Les cellules de nano-PDLC ont été caractérisées en utilisant cette méthode particulière. La figure V.21.(a) représente le profil de tension qui a été appliqué sur la cellule et la réponse mesurée par le détecteur. Les pré-impulsions utilisées ont une amplitude de 160V ($|E| \approx 27 \text{ V}/\mu\text{m}$) et une durée de 25 μs .

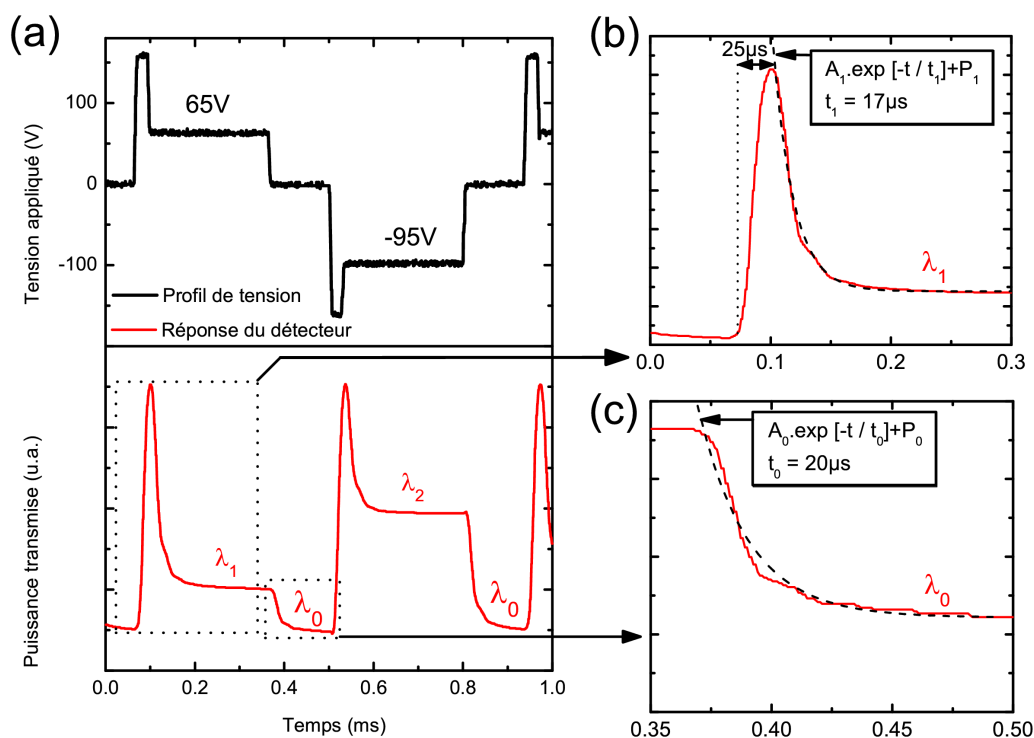


Figure V.21: Profil de tension appliqué sur le nano-PDLC et réponse temporelle du détecteur pour une cellule comprenant une couche de nano-PDLC de 6λ d’épaisseur optique (a). Des agrandissements de la courbe relative à la puissance transmise en fonction du temps sont proposés en (b) et (c).

Les figures V.21.(b) et V.21.(c) représentent les agrandissements de la réponse enregistrée par l’oscilloscope entre 0 et 500 μs . La figure V.21.(b) indique l’évolution de la réponse temporelle lors de la pré-impulsion de 25 μs et le retour à l’équilibre pour une tension

appliqué de 65V. Le signal observé indique un temps total de 42 μ s pour passer d’une tension nulle à un champ électrique qui correspondrait à une émission du VCSEL à la longueur d’onde λ_I . Le retour de λ_I vers λ_0 s’effectue ensuite en 20 μ s en annulant le champ électrique appliqué (cf. FigureV.21.(c)).

Les temps observés sont peu dépendants des variations d’absorption et d’indice induites par la tension de commande. Ils sont en moyenne de 30 μ s. Ce résultat suggère que les bonnes caractéristiques dynamiques du nano-PDLC sont compatibles avec des VCSELS accordables à temps de commutation rapides.

V.4.2.b Dépendance des pertes à la polarisation

Les cellules réalisées pour la mesure des temps de commutation, ont également été employées pour estimer la sensibilité du nano-PDLC à la polarisation. Cette grandeur également appelée PDL (*Polarization Dependent Loss*) est un facteur important qui peut être responsable d’une instabilité de la polarisation émise par le VCSEL pendant la phase d’accord en longueur d’onde. Nous avons donc évalué cette caractéristique du nano-PDLC en fonction de la tension appliquée sur la cellule à l’aide d’un polarimètre Agilent 9509B. La figure V.22 confirme le faible taux de PDL (< 0,22 dB) pour n’importe quelle valeur de déphasage de la couche de nano-PDLC.

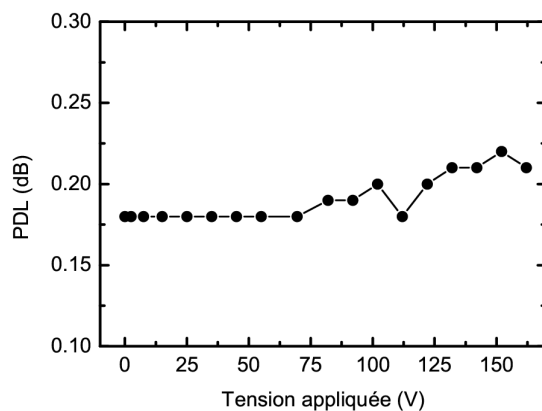


Figure V.22: Mesure de la PDL en fonction de la tension appliquée pour différentes orientations de la polarisation.

V.4.3 Perspectives

V.4.3.a Optimisation des pertes et des tensions

Les résultats simulés et expérimentaux présentés dans ce chapitre montrent que le nano-PDLC inséré dans une cavité VCSEL est une solution intéressante pour obtenir un VCSEL accordable. Toutefois, il reste certains points à optimiser afin d’améliorer certaines caractéristiques du composant.

En effet, la réduction des seuils et l’utilisation de miroir de Bragg présentant de bonnes propriétés thermiques contribueraient à atteindre un régime de fonctionnement continu. La réduction des seuils peut être obtenue en procédant à l’insolation du nano-PDLC après étalement par « spin-coating » de celui-ci sur la demi-cavité. Ce processus technologique, employé par Matsumoto *et al* [Matsumoto 99], permettrait alors d’exploiter pleinement la puissance UV de 350 mW.cm^{-2} afin de limiter l’absorption dans le nano-PDLC. Cependant, il est nécessaire de procéder à une phase de calibration afin d’avoir un bon contrôle sur les épaisseurs de nano-PDLC déposées sur les demi-cavités. L’utilisation de cette technique combinée avec des cavités reportées sur substrat Si, munies de miroir de Bragg a-SiN_x/a-Si, permettrait alors une amélioration certaine des caractéristiques laser.

Un autre point clé est celui de la réduction des tensions de commandes. Plusieurs solutions ont déjà été discutées tout au long de ce chapitre. Ainsi, si on utilise un nano-PDLC d’une concentration de 50% en cristal liquide présentant une faible absorption, une épaisseur optique de 2λ serait alors suffisante pour atteindre une plage d’accordabilité supérieure à 10 nm (cf. Figure V.10). Dans ce cas, un VCSEL constitué d’une telle zone de phase et d’électrode intra-cavité nécessiterait uniquement une trentaine de volts pour obtenir l’accord complet du composant.

Le nano-PDLC est donc une solution intéressante dans le cas de plages d’accordabilité inférieures à 20 nm. Pour des plages plus larges, d’autres solutions électro-optique existent et peuvent être envisagées.

V.4.3.b Vers les grandes plages d’accordabilité

Pour atteindre des plages d’accordabilité élevées, il est nécessaire d’utiliser un matériau électro-optique offrant une grande différence d’indice. Les CLs nématiques, avec leur forte biréfringence ($\Delta n = n_e - n_o \approx 0,2$), semblent très intéressants pour obtenir un VCSEL présentant une grande plage d’accordabilité. En effet, la variation d’indice accessible pour le

CL est environ 10 fois supérieure à celle du nano-PDLC. Nous avons déterminé par simulation la variation de la longueur d’onde de résonance d’une structure comprenant une couche de CL intra-cavité dont l’indice de réfraction varie entre $n_o = 1,5$ et $n_e = 1,7$. La structure modélisée est identique à celle baptisée P2 (cf. Figure IV.37), à l’exception de la couche de a-SiN_x du miroir supérieur en contact avec la zone active qui a été remplacée par une couche de CL de 2,2 μm d’épaisseur. Pour obtenir une grande plage d’accordabilité, les deux miroirs de Bragg diélectriques a-SiN_x/a-Si possédant une large « stop-band », sont mieux adaptés que le miroir Q_{1,45}/InP utilisé dans le VCSEL à base de nano-PDLC. Pour une telle cavité, la modélisation donne un décalage de la longueur d’onde de résonance de 50 nm pour une variation de l’indice entre n_o et n_e . Ce résultat montre que l’exploitation de la biréfringence des CLs permet d’obtenir une large plage d’accordabilité. Dans ce cas cette plage est davantage limitée par la largeur spectrale du gain matériau des MPQs que par la différence d’indice obtenue avec les CLs.

Le principal inconvénient des CLs nématiques est qu’il faut les orienter dans la direction correspondant à la polarisation émise par le composant. En effet, dans le cas de CLs nématiques la variation d’indice est anisotrope et se produit uniquement pour la direction dans laquelle les CLs ont été préalablement orientés. Si cette opération d’orientation des CLs reste technologiquement possible, la maîtrise de la polarisation du VCSEL est plus délicate. Toutefois, la polarisation émise peut être contrôlée en introduisant de l’anisotropie au niveau des pertes ou du gain optique du VCSEL. Nous avons vu précédemment que l’utilisation des fils quantiques (FQs) peut être une voie intéressante pour obtenir un gain matériau anisotrope. Ohno *et al* ont déjà montré l’intérêt des FQs en introduisant de telles nanostructures dans une microcavité épi-taxié sur GaAs [Ohno 02]. Le second avantage de ces structures, est relié à leur distribution en taille conduisant à un large spectre de gain, compatible avec un VCSEL à grande plage d’accordabilité.

Le processus technologique employé pour orienter les CLs consiste à déposer un film de quelques dizaines de nm en polymide. Cette fine couche est ensuite peignée à l’aide d’un tapis en velours afin de créer des micro-rainures, permettant d’orienter les CLs. L’étape de réalisation d’un gap d’air d’épaisseur contrôlée et son remplissage par du CL est identique au cas du nano-PDLC, à l’exception que le procédé d’insolation aux UV n’est pas nécessaire.

Le VCSEL accordable à base de CL semble donc être une solution attrayante. Les tensions de commandes par rapport au nano-PDLC seraient fortement réduites et seraient proches de la dizaine de volts. En revanche, les temps de commutation seraient certainement plus élevés, de l’ordre de la ms.

V.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté en modélisation et expérimentalement un prototype de VCSEL accordable à base de nano-PDLC émettant à 1,55 μm . La première partie fait la description de ce matériau électro-optique en rappelant son principe de fonctionnement, et l’incidence de la taille des gouttelettes de CLs sur ses propriétés optiques et dynamiques.

Les caractérisations des cellules dédiées aux mesures d’indice de réfraction et d’absorption ont permis d’introduire dans nos modélisations les propriétés du nano-PDLC afin de déterminer le potentiel d’accordabilité d’un VCSEL comprenant une couche de nano-PDLC intra-cavité. L’ensemble des résultats obtenus expérimentalement et en simulation nous a alors conduit à l’élaboration d’un premier prototype de VCSEL accordable à base de nano-PDLC. La description des différentes étapes de fabrication a montré que le procédé de fabrication est simple et donne lieu à des structures robustes.

Ce premier composant pompé optiquement a montré une émission laser à température ambiante, accordable sur 10 nm. Ce prototype a ainsi permis de démontrer la faisabilité d’un VCSEL accordable à base de nano-PDLC. Des caractérisations complémentaires, à partir de cellules constituées d’une couche de nano-PDLC, ont été effectuées afin d’évaluer les temps de commutation en longueur d’onde. Les temps obtenus, d’une trentaine de μs en moyenne, démontrent le potentiel du VCSEL à base de nano-PDLC face aux solutions de type MEMS. Ces dernières sont considérées comme plus fragiles, et présentent des temps de commutation en longueur d’onde plus long (≈ 1 ms) [Riemenschneider 04].

Cependant, il subsiste le problème des tensions à appliquer, supérieures à 100V dans le cas de notre prototype. Toutefois, les optimisations envisagées (augmentation de la concentration de CL jusqu’à 50%, couche de nano-PDLC d’une épaisseur optique 2λ et des électrodes faiblement absorbantes d’ITO intracavité) devraient conduire à des tensions de commande réduites à une trentaine de volts tout en conservant une plage d’accordabilité de 10 nm. L’autre point à optimiser porte sur les pertes optiques. Les solutions envisagées visent à remplacer le miroir de Bragg $\text{Q}_{1,45}/\text{InP}$ par un miroir $\text{a-SiN}_x/\text{a-Si}$ et à réduire les tailles des gouttelettes afin de limiter au maximum les pertes par diffusion. Une fois ces objectifs atteints, il sera alors envisageable de développer un prototype pompé électriquement.

Références du chapitre V

- [Bouteiller 96] L. Bouteiller, and P. Le Barny
“Polymer-dispersed liquid crystals: preparation, operation and application”
Liq. Cryst., vol. 21, p. 157-174, 1996.
- [de la Tocnaye 04] J.L. de Bougrenet de la Tocnaye
“Engineering liquid crystal for optimal uses in optical communication environments”
Liq. Cryst., vol. 31, p. 241-269, 2004.
- [Matsumoto 97] S. Matsumoto, M. Houlbert, T. Hayashi, and K. Kubodera
“Nano-sized fine droplets of liquid crystals for optical application”
Nanophase and Nanocomposite Materials II, vol. 567, pp. 89-92, 1997.
- [Matsumoto 99] S. Matsumoto, K. Hirabayashi, S. Sakata, and T. Hayashi
“Tunable wavelength filter using nano-sized droplets of liquid crystal”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, p. 442-444, 1999.
- [Matsumoto 00] S. Matsumoto, Y. Sugiyama, S. Sakata, and T. Hayashi
“Electro-optic effect, propagation loss, and switching speed in polymers containing nano-sized droplets of liquid crystal”
Liq. Cryst., vol. 27, p. 649-655, 2000.
- [Maute 06] M. Maute, B. Kögel, G. Böhm, P. Meissner, and M.C. Amann
“MEMS-Tunable 1.55- μm VCSEL With Extended Tuning Range Incorporating a BTJ”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, p. 688-690, 2006.
- [Ohno 02] Y. Ohno, H. Kanamori, S. Shimomura, and S. Hiyamizu
“Room temperature lasing of quantum wire VCSEL by optical pumping grown on the (775)B GaAs substrates by MBE”
Physica E, vol. 13, p. 892-895, (2002).
- [Ren 02] H. Ren, and S.T. Wu
“Inhomogeneous nanoscale polymer-dispersed liquid crystals with gradient refractive index”
Appl. Phys. Lett., vol. 81, p. 3537-3539, 2002.
- [Ren 05] H. Ren, Y.-H. Fan, Y.-H. Lin, S.T. Wu
“Tunable-focus microlens arrays using nanosized polymer-dispersed liquid crystal droplets”
Optics Comm., vol. 247, p. 101-106, 2005.
- [Riemenschneider 04] F. Riemenschneider, M. Maute, H. Halbritter, G. Boehm, M.C. Amann, and P. Meissner
“Continuously tunable long-wavelength MEMS-VCSEL with over 40nm tuning range”
IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 16, p. 2212-2114, 2004.
- [Sekine 01] C. Sekine, N. Konya, M. Minai, and K. Fujisawa
“Synthesis and physical properties of high birefringence phenylacetylene liquid crystals containing a cyclohexyl group”
Liq. Cryst., 28, 1495 (2001).
- [Wu 92] C.S. Wu and S.T. Wu
“Advances in high-speed nematic liquid crystal modulators”
Proceedings of the SPIE, The International Society for Optical Engineering, vol. 1665, p. 250-258, 1992.

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce travail de thèse a porté sur l'étude et la réalisation de VCSELs émettant à 1,55 μm pour les applications dans les réseaux de télécommunications optiques moyennes et courtes distances multiplexés en longueur d'onde. Les deux principaux objectifs étaient le développement d'un VCSEL pompé optiquement fonctionnant en continu à température ambiante et la démonstration de faisabilité d'un VCSEL accordable en longueur d'onde, à base de nano-PDLC

Nous avons tout d'abord présenté le principe de fonctionnement des VCSELs et les différences fondamentales avec leurs homologues à émission par la tranche. Ceci a permis de rappeler les différentes grandeurs caractéristiques d'une microcavité Fabry-Perot distribuée, en précisant les modèles physiques et les équations utilisées pour simuler les caractéristiques du VCSEL pompé optiquement.

Nous avons ensuite détaillé les avantages potentiels des VCSELs émettant à 1,55 μm , et souligné les difficultés spécifiques liées aux faibles conductivités thermiques et aux faibles différences d'indice des matériaux de la filière InP. L'état de l'art établi dans ce sens, a permis de rassembler les différentes approches technologiques envisagées au cours de ces dernières années, afin de présenter les solutions les plus prometteuses. Cette étape a permis de procéder aux choix technologiques, en fonction des objectifs que nous nous étions fixés et des moyens dont nous disposions.

L'objectif de développer un VCSEL à base de nano-PDLC adapté pour les réseaux WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) a conduit à l'exposé d'un second état de l'art. Ce bilan a permis d'une part de rappeler les différentes approches qui peuvent être utilisées, et d'autre part de préciser les performances atteintes par les VCSELs en terme de plage d'accordabilité et de temps de commutation en longueur d'onde.

Afin d'atteindre l'objectif d'une émission laser en continu à température ambiante, il est nécessaire d'obtenir des miroirs de Bragg efficaces. Pour faciliter leur intégration avec les zones actives épitaxiées en EJM, nous avons opté pour un développement de miroirs diélectriques au sein du laboratoire, à l'aide d'une technique de dépôt assez simple à mettre en œuvre (la pulvérisation cathodique).

La mise au point d'un tel miroir a nécessité l'étude et la caractérisation des propriétés optiques des matériaux diélectriques a-Si et a-SiN_x en fonction des conditions de dépôt. En particulier, nous avons déterminé les conditions spécifiques permettant d'obtenir des matériaux présentant la plus forte différence d'indice ($\Delta n = 1,9$). Cette différence d'indice est

Conclusion générale

intéressante pour réaliser un miroir de Bragg de haute réflectivité tout en utilisant un nombre limité de paires pour réduire la résistance thermique du composant. Nous avons alors caractérisé les coefficients d'absorption de ces matériaux afin de s'assurer de leur compatibilité avec des réflectivités supérieures à 99%. Pour cela, des filtres Fabry-Perot constitués de a-Si et a-SiN_x, ont été réalisés. La modélisation et l'étude expérimentale de ces filtres ont alors permis de déterminer les coefficients d'absorption de a-Si et a-SiN_x respectivement à 420 cm⁻¹ et 10 cm⁻¹.

Malgré le coefficient d'absorption relativement élevé du a-Si, la faible longueur de pénétration de l'onde dans le miroir, grâce à la forte différence d'indice des matériaux, conduit à une faible absorption résiduelle. Nous avons ainsi montré que les miroirs de Bragg a-Si/a-SiN_x permettent d'atteindre une haute réflectivité voisine de 99,5%, avec une largeur de bande spectrale très importante, supérieure à 800 nm à -3 dB.

Des études complémentaires ont mis en évidence une bonne stabilité du miroir de Bragg a-Si/a-SiN_x (dans le temps et thermique) compatible avec le processus de fabrication du VCSEL.

L'utilisation de ces miroirs diélectriques pour former une microcavité comprenant une zone active épitaxiée sur substrat InP, a nécessité la mise en place d'une technique de report sur substrat Si. Cette méthode met en jeu la formation d'un alliage métallique AuIn₂ à faible température (T<250°C) assurant ainsi la conservation des propriétés optiques des miroirs de Bragg diélectriques et de la microcavité. De plus, l'utilisation de couches métalliques et du substrat Si est favorable à une bonne évacuation de la chaleur lors du fonctionnement en continu de ces VCSELs. La mise au point de cette technique de report et l'optimisation progressive des structures ont conduit à la réalisation de plusieurs VCSELs présentant une émission laser sous un pompage optique continu. L'introduction d'une couche d'InP intra-cavité et le contrôle précis de la longueur d'onde d'émission ont permis de réduire les puissances optiques au seuil. L'optimisation du nombre de PQs a conduit à une amélioration conséquente des performances du VCSEL.

Pour les structures composées de 6 PQs, la puissance seuil est estimée à 5 kW.cm⁻², valeur qui est conforme à celles reportées dans la littérature. Ce composant a montré un fonctionnement en continu jusqu'à 35°C avec une puissance maximale émise de 0,2 mW à température ambiante.

Conformément aux VCSELs conventionnels, constitués de PQs, la polarisation émise par nos structures s'est révélée instable. Nous avons proposé de remplacer les PQs des zones

Conclusion générale

actives par des fils quantiques (FQs), ce qui permet d'induire une forte anisotropie du gain. Les premiers résultats ont démontré l'intérêt de ces structures à FQs pour assurer une polarisation stable du VCSEL. Un travail d'optimisation de la croissance épitaxiale est en cours afin d'augmenter le nombre de plans de FQs au sein de la microcavité pour atteindre le gain modal nécessaire à une émission laser polarisée.

Le second objectif de ce travail de thèse a été de démontrer la faisabilité d'un VCSEL accordable en longueur d'onde par une approche originale utilisant un matériau électro-optique à base de CL. L'accord est obtenu par l'application d'une tension sur une couche intra-cavité de ce matériau permettant de moduler la longueur optique de la cavité via l'indice de réfraction. Pour s'affranchir du contrôle de la polarisation, nous avons utilisé le nano-PDLC (*Polymer Dispersed Liquid Crystal*) qui présente une variation d'indice isotrope dans le plan. Les études préalables des propriétés optiques de ce matériau, et les simulations ont permis de définir la structure d'un prototype. La caractérisation de celui-ci sous pompage optique a conduit à une première émission laser accordable sur 10 nm. Cette approche technologique originale apparaît comme une solution simple, robuste et peu coûteuse pour la fabrication de VCSELS accordables à 1,55 μm . Une première évaluation des temps de commutation ($\approx 30 \mu\text{s}$) montre déjà la supériorité de ce composant par rapport aux solutions de type MEMS dans ce domaine.

Il reste cependant des optimisations à apporter avant d'envisager le développement industriel d'un VCSEL accordable en longueur d'onde. Elles concernent en premier lieu la mise au point des étapes technologiques pour réaliser un VCSEL pompé électriquement. L'optimisation du processus de fabrication du nano-PDLC et la technologie du VCSEL reporté sur silicium comprenant deux miroirs de Bragg diélectriques devraient conduire à une amélioration importante des performances laser (seuil laser, puissance émise, température de fonctionnement, plage d'accordabilité). Une réduction importante de la tension de commande est également possible en introduisant des contacts intra-cavité et en réduisant l'épaisseur du nano-PDLC. Ainsi, une épaisseur de 2 μm conduit à une tension de commande limitée à environ 30 V. Dans ce cas il est nécessaire d'augmenter la concentration de CL afin de conserver la même plage d'accordabilité.

D'autres solutions ont été envisagées et sont actuellement en cours d'étude. Dans le cas d'une reconfiguration lente (1 ms), nous explorons la possibilité d'utiliser une phase cristal liquide nématique, stabilisée par polymère, pour accroître la plage d'accordabilité et

Conclusion générale

réduire la tension de commande. Cette solution implique une stabilisation de la polarisation du VCSEL par l'insertion de FQs. Les premières modélisations montrent que les VCSELs à base de CL et FQs devraient permettre d'atteindre des plages d'accordabilité élevées (> 50 nm).

Annexes

A. Le formalisme matriciel pour l'étude des empilements multicouches

A.1 Introduction

L'étude de la propagation d'une onde électromagnétique plane dans un empilement multicouche semi-conducteur tel que la cavité du composant à cavité verticale est généralement réalisée à l'aide de deux méthodes distinctes. La première consiste à traiter la modulation de la permittivité diélectrique (résultante de la pluralité des matériaux constituant l'empilement) comme une perturbation qui a pour effet de coupler les modes propres de la structure non perturbée. Nous parlons alors de la théorie des ondes couplées. Complexe à mettre en œuvre, elle donne cependant accès aux dépendances explicites des structures en fonction des matériaux et épaisseurs. La deuxième méthode, la plus répandue, est basée sur des produits de matrices. On distingue là encore deux méthodes, l'une dérivée des travaux d'Abelès [Abelès 50] qui donne les relations entre les champs électriques et magnétiques à l'entrée et à la sortie d'une couche et l'autre que nous allons décrire maintenant ne s'occupant que du champ électrique (propagatif et contra propagatif) et décrivant la propagation dans un empilement grâce à des matrices de déplacement et d'interface.

A.2 La propagation en milieu stratifié

Nous allons considérer la propagation d'une onde électromagnétique plane à travers un milieu stratifié. Nous adopterons les conventions données par la figure A.1.

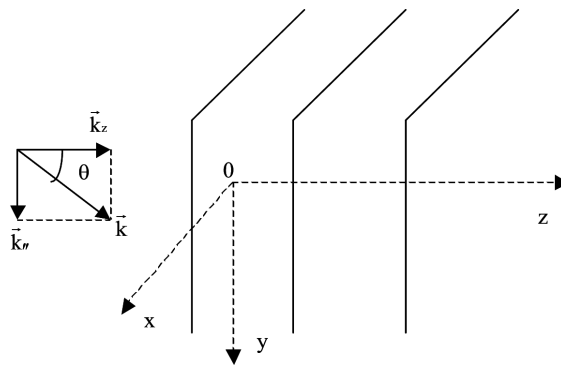


Figure A.1: Conventions de notation.

Le plan d'incidence de la propagation ainsi définie est le plan (yOz), l'axe transverse est (Ox). Soit \vec{k} le vecteur d'onde complexe d'une onde plane provenant d'un milieu diélectrique semi-infini situé à gauche de l'empilement $\vec{k} = \vec{k}_x + \vec{k}_z$. Les relations générales de l'électromagnétisme imposent la conservation de la composante parallèle du vecteur \vec{k} à chaque réfraction successive et tout au long de la propagation, c'est la loi de Descartes:

$$k_x = \text{constante} \quad (\text{A.1})$$

Dans le cas général de la réfraction à l'interface entre deux milieux absorbants 1 et 2, il faut définir un angle complexe $\theta_i = \theta_i' - i \theta_i''$ pour chaque milieu pour développer cette relation en fonction de l'indice complexe que l'on notera $n_i = n_i' + i n_i''$ et du vecteur d'onde dans le vide k_0 . Nous avons ainsi: $k_x = k_0 n_i \sin \theta_i = \text{constante}$.

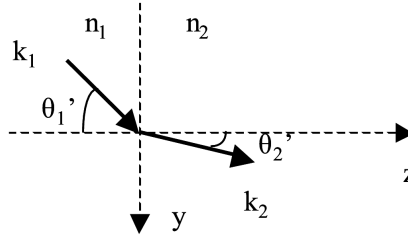


Figure A.2: Vecteur d'onde au niveau d'une interface présentant un saut d'indice.

Nous pouvons montrer [Boucher 93] que si $n_i' \gg n_i''$, nous avons alors :

$$\begin{cases} k_x = k_i'' \approx k_0 n_i' \sin \theta_i' \\ k_{iz} \approx k_0 \left(n_i' \cos \theta_i' + \frac{i n_i''}{\cos \theta_i'} \right) \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas des métaux, nous ne pouvons plus faire cette approximation, cependant dans le cas où $n_i' \ll n_i''$ comme pour l'or, nous avons établi les approximations suivantes :

$$\begin{cases} k_x = k_i'' \approx k_0 n_i'' \text{sh} \theta_i'' \\ k_{iz} \approx k_0 \left(\frac{n_i'}{\text{ch} \theta_i''} + i n_i'' \text{ch} \theta_i'' \right) \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

La propagation d'une onde dans un milieu linéaire, homogène, non magnétique, sans charge ni courant est régie par les équations de Maxwell reliant les vecteurs champ électrique et magnétique respectivement notés \vec{E} et \vec{H} . En notation complexe, nous avons :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = -i \omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = +i \omega \mu_0 \vec{H} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Avec, μ_0 la permittivité du vide. Nous avons choisi une dépendance temporelle en $e^{-i\omega t}$.

De ces équations nous pouvons déduire les équations d'Helmholtz :

$$\begin{cases} \nabla^2 \vec{E} + \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = \vec{0} \\ \nabla^2 \vec{H} + \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} = \vec{0} \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

L'invariance par translation nous permet de ne s'occuper que d'une composante transverse y par exemple, nous considérerons donc que $\frac{\partial}{\partial x} \equiv 0$.

Toute onde plane dans un milieu stratifié peut se décomposer en la somme d'une onde de polarisation TE (\vec{E} parallèle à l'axe x dans nos conventions) et d'une TM (\vec{H} parallèle à l'axe x). Il est donc légitime de ne traiter que ces deux cas séparément. Les équations vectorielles d'Helmholtz deviennent pour ces deux cas des équations scalaires :

$$\nabla^2 \Psi + \epsilon_r \frac{\omega^2}{c^2} \Psi = 0 \quad (\text{A.6})$$

où Ψ représente E_x en TE et H_x en TM. Une solution générale de cette équation est de la forme :

$$\Psi = \left(\phi^+ \exp(i k_z z) + \phi^- \exp(-i k_z z) \right) \exp(i k_y y) \quad (\text{A.7})$$

le champ total solution de l'équation de Helmholtz se décompose donc en une partie propagative (orientée dans le sens des z positifs) et une partie contra-propagative (orientée dans le sens inverse). A k_y fixé, l'état du champ scalaire en z est parfaitement déterminé par la connaissance des composantes : $\Psi^+ = \phi^+ \exp(i k_z z)$ et $\Psi^- = \phi^- \exp(-i k_z z)$.

A.3 Le propagateur

A.3.1 Définition

La description du champ d'une onde électromagnétique de vecteur d'onde k_y dans un milieu homogène est donnée en z grâce au couple $\left(\Psi^+(z), \Psi^-(z) \right)$.

La linéarité des équations de Maxwell permet de relier l'état de ce champ en z à celui en toute autre abscisse par le biais d'un opérateur linéaire s'écrivant sous la forme d'une matrice 2×2

et qui ne dépend que des propriétés du milieu. Le vecteur colonne $\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} (z)$ est appelé vecteur d'état en l'abscisse z et est relié à celui en z' par l'opérateur linéaire appelé propagateur.

A.3.2 Propagateur de déplacement en milieu homogène

Nous avons pour deux abscisses z et $z' = z + d$ d'un même milieu les relations suivantes :

$$\begin{cases} \Psi^+(z+d) = \Psi^+(z) \exp(ik_z d) \\ \Psi^-(z+d) = \Psi^-(z) \exp(-ik_z d) \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Nous pouvons en déduire l'expression du propagateur en milieu homogène d'indice complexe n sur une distance d , noté $P_n(d)$:

$$P_n(d) = \begin{pmatrix} \exp(-ik_z d) & 0 \\ 0 & \exp(ik_z d) \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

avec

$$\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} (z) = P_n(d) \begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} (z+d) \quad (\text{A.10})$$

A.3.3 Propagateur d'interface

Au niveau d'une interface entre deux milieux homogènes, les composantes du champ de part et d'autre de l'interface sont reliés par des relations de continuité dérivées des équations de Maxwell. Ces relations de continuité sont dépendantes de l'état de polarisation du fait qu'elles concernent les composantes tangentielles à l'interface de \vec{E} et \vec{H} et les composantes normales de \vec{D} et \vec{B} , respectivement déplacement électrique et induction magnétique.

La figure A.3 donne les conventions de notation choisies pour la propagation de deux polarisations TE et TM d'une interface en z_0 séparant deux milieux homogènes d'indice n_1 et n_2 . En polarisation TE :

$$E_x(y, z) = \left(\phi^+ \exp(ik_z z) + \phi^- \exp(-ik_z z) \right) \exp(ik_y y) \quad (\text{A.11})$$

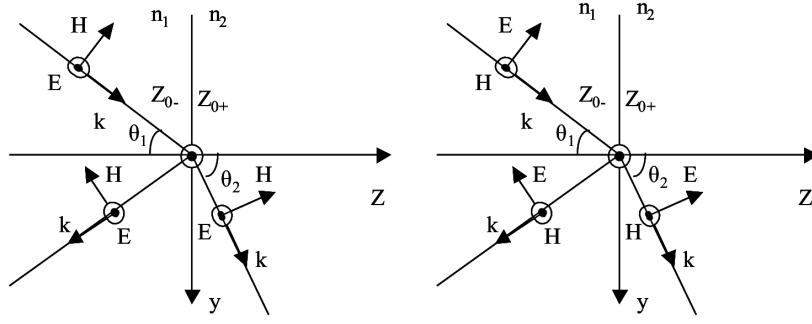


Figure A.3: Conventions de notation pour la propagation au niveau d'une interface des polarisations TE et TM.

Avec:

$$\begin{cases} H_x(y, z) = 0 \\ H_y(y, z) = \frac{k_z}{\omega\mu_0} \left(\phi^+ \exp(ik_z z) - \phi^- \exp(-ik_z z) \right) \exp(ik_y y) \\ H_z(y, z) = -\frac{k_y}{\omega\mu_0} \left(\phi^+ \exp(ik_z z) + \phi^- \exp(-ik_z z) \right) \exp(ik_y y) \end{cases} \quad (\text{A.12})$$

Grâce aux continuités de E_x et H_y (composantes tangentes des champs) au niveau de l'interface, nous obtenons rapidement les relations entre les composantes du champ \vec{E} de part et d'autre de l'interface :

$$\begin{pmatrix} E^+ \\ E^- \end{pmatrix} (z_0^-) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{k_{1z} + k_{2z}}{k_{1z}} & \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z}} \\ \frac{k_{1z}}{k_{1z} - k_{2z}} & \frac{k_{1z}}{k_{1z} + k_{2z}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+ \\ E^- \end{pmatrix} (z_0^+) \quad (\text{A.13})$$

Nous en déduisons donc l'expression du propagateur d'interface du milieu d'indice n_1 vers le milieu d'indice n_2 :

$$I_{(n_1, n_2)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{k_{1z} + k_{2z}}{k_{1z}} & \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z}} \\ \frac{k_{1z}}{k_{1z} - k_{2z}} & \frac{k_{1z}}{k_{1z} + k_{2z}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

En polarisation TM :

$$H_x(y, z) = \left(\phi^+ \exp(ik_z z) + \phi^- \exp(-ik_z z) \right) \exp(ik_y y) \quad (\text{A.15})$$

De même qu'en TE, nous pouvons déduire les composantes de \vec{E} puis par continuité de H_x et E_y obtenir l'expression du propagateur d'interface pour \vec{H} dont l'expression est :

$$\begin{pmatrix} H^+ \\ H^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z^- \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{k_{1z} + k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} & \frac{k_{1z} - k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} \\ \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} & \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} \\ \frac{k_{1z} - k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} & \frac{k_{1z} + k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} \\ \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} & \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^+ \\ H^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

Pour ne raisonner qu'avec le champ électrique comme il est généralement fait même en TM,

nous poserons, $H^+ = \frac{nE^+}{\mu_0 c}$ et $H^- = -\frac{nE^-}{\mu_0 c}$ où n désigne l'indice du milieu. Nous en déduisons

les relations entre les composantes du champ et donc l'expression du propagateur d'interface en TM du milieu d'indice n_1 vers le milieu d'indice n_2 :

$$\begin{pmatrix} E^+ \\ E^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} z^- \\ 0 \end{pmatrix} \frac{1}{2} \frac{n_2}{n_1} \begin{pmatrix} \frac{k_{1z} + k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} & -\frac{k_{1z} - k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} \\ \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} & \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} \\ -\frac{k_{1z} - k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} & \frac{k_{1z} + k_{2z}}{\epsilon_{r1} \epsilon_{r2}} \\ \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} & \frac{k_{1z}}{\epsilon_{r1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+ \\ E^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

Il est aisé de vérifier qu'en incidence normale où l'on a $k_{iz} = k_0 n_i$, le propagateur d'interface prend la même forme pour les deux polarisations :

$$I_{(n_1, n_2)} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{n_1 + n_2}{n_1} & \frac{n_1 - n_2}{n_1} \\ \frac{n_1 - n_2}{n_1} & \frac{n_1 + n_2}{n_1} \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

A.3.4 propagateur d'une structure multicouches

Une telle structure peut se décomposer pour le champ en une succession de traversées et d'interfaces auxquelles correspondent pour chacune d'entre elles une matrice propagateur « élémentaire ». A une telle structure est associée une matrice propagatrice correspondant au produit matriciel des différents propagateurs « élémentaires ».

A.4 Réflectivité, transmissivité, absorption linéaire

Supposons établie l'expression matricielle du propagateur M d'une structure multicouche quelconque finie par un milieu semi-infini (air, substrat,...). La figure A.4 donne les conventions de notation choisies.

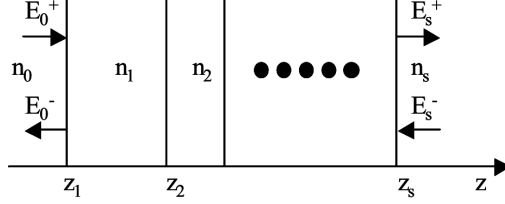


Figure A.4: Conventions de notation pour une structure multicouche.

Nous allons considérer qu'aucune source n'est présente dans le milieu s : $E_s^- = 0$.

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} E_s^+ \\ E_s^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s^+ \\ E_s^- \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

Nous pouvons définir la réflectivité et la transmissivité complexe de la structure par :

$$r = \frac{E_0^-}{E_0^+} \Big|_{E_s^- = 0} = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad ; \quad t = \frac{E_s^+}{E_0^+} \Big|_{E_s^- = 0} = \frac{1}{M_{11}} \quad (\text{A.20})$$

Il nous faut maintenant définir ces coefficients en intensité. En considérant le flux du vecteur de Poynting et les équations (A.20), on obtient [Boucher 93] les expressions de réflectivité, transmissivité et absorption en flux d'énergie dont les expressions sont respectivement :

$$R = \left| \frac{E_0^-}{E_0^+} \Big|_{E_s^- = 0} \right|^2 = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 \quad (\text{A.22})$$

$$T = \frac{n_s' \cos(\theta_s)}{n_0' \cos(\theta_0)} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (\text{A.23})$$

$$A = 1 - \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 - \frac{n_s' \cos(\theta_s)}{n_0' \cos(\theta_0)} \left| \frac{1}{M_{11}} \right|^2 \quad (\text{A.24})$$

Où θ_s et θ_0 sont les angles formés par le vecteur d'onde et l'axe z au niveau des couches extrêmes. L'absorption est définie grâce à $R + T + A = 1$. Nous utiliserons ce formalisme matriciel pour développer un logiciel permettant la simulation de cavités.

B. Le gain matériau

B.1 Introduction

Il existe plusieurs façons de traiter le gain d'un matériau dans la littérature. Elles correspondent à différents niveaux d'approximation selon que l'on veut être plus ou moins précis. Dans notre cas, nous n'aurons pas besoin d'une grande précision vu que nous ne l'utiliserons que dans les équations d'évolution qui présentent elles-mêmes des approximations. Nous nous placerons dans l'approximation de bandes à dispersion parabolique et ne considérerons pas la contribution excitonique au gain, approximation valable dans le cas des densités de pompage des lasers (une forte densité de pompage détruit les excitons).

B.2 Obtention de la formule

B.2.1 la susceptibilité

Nous nous baserons sur le modèle des ondes planes se propageant selon z . Le coefficient d'absorption α d'une onde lumineuse dans un matériau est défini par la décroissance relative de l'intensité lumineuse par unité de distance dans la direction de propagation. Nous avons :

$$\alpha = \frac{1}{n'} \frac{\omega}{c} \chi'' \quad (\text{B.1})$$

n' : partie réelle de l'indice complexe du matériau : $n = n' + i.n''$

ω : pulsation de l'onde

c : célérité de la lumière dans le vide

χ'' : partie imaginaire de la susceptibilité complexe du matériau.

Nous prenons par convention, une propagation de l'onde vers les z croissants et une écriture de la phase de l'onde en $\exp(i.(k z - \omega t))$ où k est le vecteur d'onde.

En se plaçant dans le cas d'un semiconducteur, d'après la règle d'or de Fermi et la théorie de Maxwell, nous pouvons obtenir par identification [bouché 98-Th] :

$$\chi''(\omega) = \frac{\pi e^2}{\epsilon_0 m_0^2 \omega^2} \int dk \rho(k) \left| \langle f | \vec{e}_0 \cdot \vec{p} | i \rangle \right|^2 \delta(E_c - E_v - \hbar \omega) \quad (\text{B.2})$$

e : charge de l'électron

ϵ_0 : constante diélectrique du vide

Annexes

m_0 : masse de l'électron au repos

$\rho(k)$: densité jointe d'états volumique pour les deux bandes considérées.

L'intégrale dans l'espace réciproque porte sur toutes les transitions permises entre la bande de valence et la bande de conduction. E_c et E_v sont les énergies correspondantes respectivement à l'état initial noté i et l'état final noté f . L'élément de matrice $\left| \langle f | \vec{e}_0 \cdot \vec{p} | i \rangle \right|^2$ caractérise la transition considérée.

Notre description du matériau massif se contentera de deux bandes : celle de valence et celle de conduction (nous ne distinguerons pas les trous lourds des légers).

Nous notons le moment dipolaire de la transition : $\mu = \frac{-ie}{m_0 \omega} \left| \langle i | e_0 \cdot p | f \rangle \right|^2$

La formule n'est valable que pour des matériaux dont la bande de conduction serait infiniment vide et celle de valence infiniment pleine. Nous allons tenir compte du remplissage des bandes en insérant les facteurs d'occupation de fermi des électrons pour la bande de conduction f_c^e et de valence f_v^e définis plus loin. Nous noterons v pour les bandes de valence et c pour celles de conduction. Ces facteurs d'occupation donnent la population électronique moyenne du niveau d'énergie considéré dans le cas d'une population électronique thermalisée.

Nous devons également tenir compte des processus de relaxation intra-bande. Pour ce faire, de manière classique, on introduit le temps de relaxation intra-bande τ . Il traduit le fait que les porteurs excités ne restent pas un temps infini sur leur état. Ceci va conduire à un élargissement spectral des courbes d'interaction semiconducteur / rayonnement. Le principe d'incertitude donne un élargissement en $\Delta E \approx h / \tau$. Au niveau de la susceptibilité, nous tenons compte de τ en remplaçant la fonction δ par une lorentzienne de largeur ΔE . Nous obtenons ainsi en remplaçant la sommation dans l'espace des k par une sommation dans l'espace des énergies:

$$\chi''(\omega) = \frac{\pi}{\epsilon_0} \int d\omega_0 \rho(\omega_0) (f_v(E_v) - f_c(E_c)) \mu^2(\omega_0) \frac{1}{\pi \tau} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (1/\tau)^2} \quad (\text{B.3})$$

ω_0 : pulsation correspondante à la transition $E_c - E_v$

Nous pouvons remarquer que lorsque $\tau \rightarrow \infty$ la lorentzienne tend à se comporter comme une fonction de Dirac. Nous retrouvons ainsi la formule précédente.

B.2.2 La densité d'états jointe

- Cas du massif

Nous représentons nos conventions sur l'origine des énergies sur la figure 1. La densité d'états dans l'espace réciproque est définie comme étant le nombre d'états compris dans un volume élémentaire de l'espace des k . Nous considérerons la densité d'états volumique définie par : $\rho(k) = \frac{1}{4\pi}$.

Nous tenons compte de la dégénérescence de spin en introduisant un facteur 2 dans la formule. Nous nous plaçons dans l'approximation des bandes à dispersion parabolique.

Dans ce cas, nous avons selon les conventions :

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_c} \text{ et } E_v(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2 m_v} \quad (\text{B.4})$$

où E_g est le gap du matériau, m_c la masse effective des électrons dans la bande de conduction et m_v la masse effective des trous dans la bande de valence.

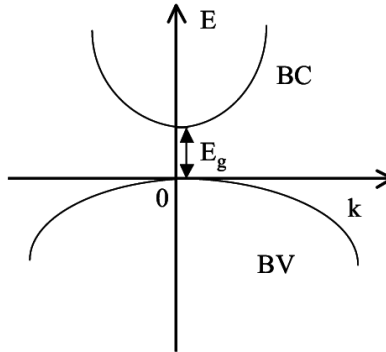


Figure B.1: Convention sur l'origine des énergies.

En effectuant un changement de variable passant de l'espace des k à celui des énergies, nous obtenons les densités d'états en énergie de chaque bande :

$$\rho_c(E_c) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2 m_c}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E_c - E_g)^{\frac{1}{2}} \text{ et } \rho_v(E_v) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2 m_v}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (-E_v)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.5})$$

Lorsque l'on considère un rayonnement incident de pulsation ω , on voit apparaître la nécessité de définir une densité d'états joints permettant de décrire les transitions induites par le rayonnement. En effet, on considère dans ce cas un état dans la bande de valence et un autre dans la bande de conduction liés par la loi de conservation de l'énergie :

$$\hbar \omega = E_c(\mathbf{k}) - E_v(\mathbf{k}) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_r} \text{ avec } \frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \quad (\text{B.6})$$

En procédant au changement de variable suivant :

$$\rho(\mathbf{k}) d^3 k = \rho_j(\omega) d(\hbar \omega) \quad (\text{B.7})$$

nous obtenons l'expression de la densité d'états joints $\rho_j(\omega)$ pour les bandes considérées :

$$\rho_j(\omega) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2 m_r}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (\hbar \omega - E_g)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{B.8})$$

A partir de maintenant, nous allons prendre comme conventions une origine des énergies électroniques en bas de bande de conduction du matériau massif, celle des trous sera située en haut de bande de valence. Pour les trous, nous inverserons comme l'indique la figure B.2 le sens des énergies croissantes.

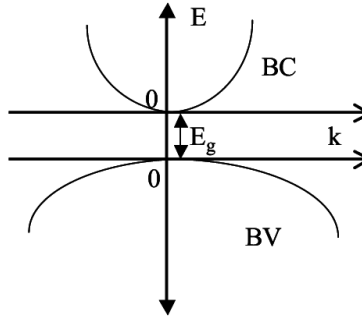


Figure B.2: Schéma donnant les conventions en origine des énergies.

- Cas du puits quantique

Dans ce cas, nous avons un système à deux dimensions. En effectuant les même étapes que pour le matériau massif dans l'approximation d'une dispersion parabolique, nous obtenons les densités d'états :

Pour la bande de conduction:
$$\rho_c(E_c) = \frac{m_{c,n}}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E_c - E_n) \quad (\text{B.9})$$

Pour la bande de valence, trous lourds:
$$\rho_{v,h}(E_v) = \frac{m_{h,n}}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E_v - E_n) \quad (\text{B.10})$$

Pour la bande de valence, trous légers:
$$\rho_{v,l}(E_v) = \frac{m_{l,n}}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n H(E_v - E_n) \quad (\text{B.11})$$

Annexes

$E_n, m_{c,n}$: niveau n d'énergie d'électron (référéncée par rapport au bas de la bande de conduction du massif) et masse effective dans le plan associée.

$HH_n, m_{h,n}$: niveau n d'énergie de trou lourd (référéncée par rapport au bas de la bande de valence de trou lourd du massif) et masse effective dans le plan associée.

$LH_n, m_{l,n}$: niveau n d'énergie de trou léger (référéncée par rapport au bas de la bande de valence de trou léger du massif) et masse effective dans le plan associée.

L_z : largeur du puits quantique.

Nous sommes amenés à diviser la densité d'états par L_z pour se ramener à un volume. La figure B.3 représente le diagramme d'énergie d'un puits quantique.

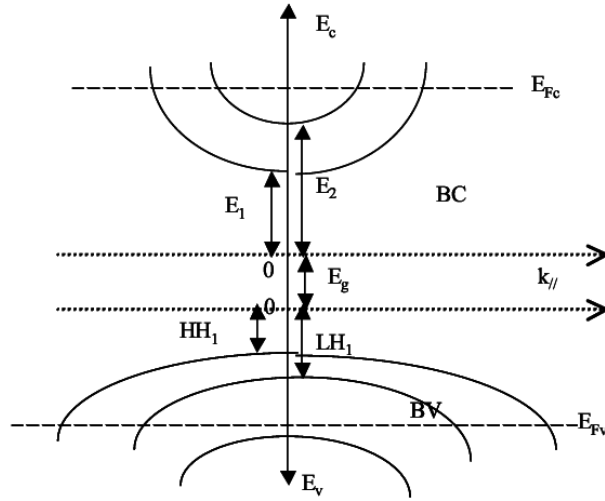


Figure B.3: Diagramme d'énergie d'un puits quantique.

La densité d'états joints est alors pour une transition avec des trous lourds :

$$\rho_{j,h}(\omega) = \frac{1}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n m_{r,h,n} H(\hbar \omega - E_g - E_n - HH_n) \quad (\text{B.12})$$

et pour des trous légers :

$$\rho_{j,l}(\omega) = \frac{1}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_n m_{r,l,n} H(\hbar \omega - E_g - E_n - LH_n) \quad (\text{B.13})$$

B.2.3 les quasi-niveaux de fermi et expression des fonctions d'occupation

Nous allons considérer des populations électroniques thermalisées, le temps de thermalisation (de l'ordre de la dizaine de fs) étant très faible par rapport aux temps que nous

Annexes

allons considérer dans la suite. A l'équilibre thermodynamique, les électrons remplissent les bandes sans laisser de trou ce qui conduit à définir un niveau de Fermi E_F unique correspondant à un état d'énergie muni d'une probabilité 1/2 de présence d'un électron.

La connaissance de E_F suffit à caractériser entièrement la population de porteurs du matériau. Cette population est régie par la statistique de Fermi-Dirac caractérisée par le facteur d'occupation :

$$f^e(E) = \frac{1}{1 + \exp[\beta(E - E_F)]} \text{ avec } \beta = 1/(kT) \quad (\text{B.14})$$

Lorsque l'on se place dans une situation hors équilibre comme celle du pompage de la zone active du laser, il est pratique de définir des quasi-niveaux de Fermi dans la même statistique de Fermi, l'un pour les électrons E_{Fc} et l'autre pour les trous E_{Fv} , nous obtenons alors les facteurs d'occupation pour les électrons et les trous dans leur bande respective :

$$f^e(E_c) = \frac{1}{1 + \exp[\beta(E_c - E_{Fc})]} \text{ et } f^v(E_v) = \frac{1}{1 + \exp[\beta(E_v - E_{Fv})]} \quad (\text{B.15})$$

E_i : niveau d'énergie considéré de la bande i , $i = c$ ou v

E_{Fi} : niveau de fermi de la bande i

La détermination des quasi-niveaux de Fermi se fait grâce aux densités de porteurs.

En effet, nous avons pour le matériau massif :

$$N = \int_{E_g}^{\infty} \rho_c(E_c) f^e(E_c, E_{Fc}) dE_c \text{ et } P = \int_0^{\infty} \rho_v(E_v) f^v(E_v, E_{Fv}) dE_v \quad (\text{B.16})$$

Ceci nous donne en tenant compte des nouvelles conventions :

$$N = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \frac{E_c}{1 + \exp[\beta(E_c - E_{Fc})]} dE_c \quad (\text{B.17})$$

$$P = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \frac{E_v}{1 + \exp[\beta(E_v - E_{Fv})]} dE_v \quad (\text{B.18})$$

Dans le cas des puits quantiques, nous obtenons :

$$N = \frac{m_{c,n}}{\pi \hbar^2 L_z} k_B T \sum_n \ln(1 + \exp[\beta(E_{Fc} - E_n)]) \quad (\text{B.19})$$

$$P_{hh} = \frac{m_{h,n}}{\pi \hbar^2 L_z} k_B T \sum_n \ln(1 + \exp[\beta(E_{Fv} - E_n)]) \quad (\text{B.20})$$

$$P_{lh} = \frac{m_{l,n}}{\pi \hbar^2 L_z} k_B T \sum_n \ln(1 + \exp[\beta(E_{Fv} - E_n)]) \quad (\text{B.21})$$

$P = P_{hh} + P_{lh}$. Ne pouvant résoudre ces équations analytiquement, nous utiliserons une méthode numérique pour obtenir les pseudos niveaux de Fermi à partir des concentrations en porteurs.

B.2.4 expression des fonctions de fermi en fonction de l'énergie de transition

Nous avons pour le massif en tenant compte des conventions :

$$\hbar \omega = E_g + E_c + E_v \text{ avec } E_c(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_c} \text{ et } E_v(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_v}$$

d'où

$$E_c = \frac{m_r}{m_c} (\hbar \omega - E_g) \text{ et } E_v = \frac{m_r}{m_v} (\hbar \omega - E_g) \quad (\text{B.22})$$

Nous pouvons donc réécrire les facteurs d'occupation :

$$f_{\xi}^e(\omega) = \frac{1}{1 + \exp \beta \left(\frac{m_r}{m_c} (\hbar \omega - E_g) - E_{Fc} \right)} \text{ et } f_{\xi}^v(\omega) = \frac{1}{1 + \exp \beta \left(E_{Fv} - \frac{m_r}{m_v} (\hbar \omega - E_g) \right)} \quad (\text{B.23})$$

Pour les puits quantiques, nous obtenons :

Pour $E_n \rightarrow \text{HH}_n$:

$$f_{c,h,n}^e(\omega) = \frac{1}{1 + \exp \beta \left(\frac{m_{r,h,n}}{m_{c,n}} (\hbar \omega - E_g - E_n - \text{HH}_n) - E_{Fc} + E_n \right)} \quad (\text{B.24})$$

$$f_{v,h,n}^e(\omega) = \frac{1}{1 + \exp \beta \left(E_{Fv} - \text{HH}_n - \frac{m_{r,h,n}}{m_{h,n}} (\hbar \omega - E_g - E_n - \text{HH}_n) \right)} \quad (\text{B.25})$$

Pour $E_n \rightarrow \text{LH}_n$:

$$f_{c,l,n}^e(\omega) = \frac{1}{1 + \exp \beta \left(\frac{m_{r,l,n}}{m_{c,n}} (\hbar \omega - E_g - E_n - \text{LH}_n) - E_{Fc} + E_n \right)} \quad (\text{B.26})$$

$$f_{v,l,n}^e(\omega) = \frac{1}{1 + \exp \beta \left(E_{Fv} - \text{LH}_n - \frac{m_{r,l,n}}{m_{l,n}} (\hbar \omega - E_g - E_n - \text{LH}_n) \right)} \quad (\text{B.27})$$

B.2.5 Expression du moment dipolaire de la transition

D'après le modèle de Kane, il est possible de montrer [Bastard 90] que pour un matériau massif, la valeur moyenne du moment de la transition s'écrit :

$$\langle |\mu|^2 \rangle_{\text{massif}} = \frac{1}{3} \frac{e^2}{[E_g + E_c(k) + E_v(k)]^2} P_{\text{Kane}}^2 \quad (\text{B.28})$$

Où P_{Kane} s'exprime de la façon suivante :

$$P_{\text{Kane}}^2 = \frac{\hbar^2}{2 m_0} \left(\frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2 \Delta_0}{3}} \quad (\text{B.29})$$

Δ_0 : énergie du couplage spin-orbite

Pour les puits quantiques, entre les niveaux E_n et HH_n , en polarisation TE, on peut montrer [Rosenzweig 91][Yamada 85] que l'on a pour les porteurs en bas de la bande :

$$\langle |\mu|^2 \rangle_{\text{PQ}} = \frac{3}{2} \langle |\mu|^2 \rangle_{\text{massif}} \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \frac{E_n}{E_n + \frac{m_{h,n}}{m_c + m_{h,n}} (E - E_g - E_n - HH_n)} \right) \quad (\text{B.30})$$

et pour les transitions entre E_n et LH_n , en polarisation TE :

$$\langle |\mu|^2 \rangle_{\text{PQ}} = \frac{1}{2} \langle |\mu|^2 \rangle_{\text{massif}} \cdot 4 \left(1 - \frac{3}{8} \left(1 + \frac{E_n}{E_n + \frac{m_{h,n}}{m_c + m_{h,n}} (E - E_g - E_n - HH_n)} \right) \right) \quad (\text{B.31})$$

En polarisation TM, on doit pondérer les valeurs moyennes du moment de la transition par les coefficients 0 pour les transitions avec trous lourds et 2 pour celles avec trous légers. Nous tenons compte dans notre modèle de la force d'oscillateur des transitions correspondant au recouvrement des fonctions d'ondes des porteurs impliqués dans la transition. Elle est incluse dans la valeur moyenne des moments des transitions.

B.3 La formule du gain pour le puits quantique

Nous avons vu (B.1) que $\alpha = \frac{1}{n'} \frac{\omega}{c} \chi''$. L'absorption et le gain sont deux grandeurs qui se ramènent au même paramètre physique. Seulement, nous parlons d'absorption lorsque ce paramètre α est positif et de gain lorsqu'il est négatif. Le signe est déterminé à une énergie $\hbar\omega$ par la différence entre les facteurs d'occupation électroniques : $f_v(\omega) - f_c(\omega)$.

Nous définissons alors un gain positif : $g = -\frac{1}{n'} \frac{\omega}{c} \chi''$ d'où la formule du gain matériel d'un puits quantique en tenant compte des différentes expressions précédentes :

$$g(\omega) = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{2\pi}{n \lambda_0} \frac{1}{\hbar L_z} \int_{E_g}^{\infty} \sum_n m_{r,h,n} H(\hbar\omega_0 - E_g - E_n - HH_n) \mu_{\text{PQ},H}^2 [f_{c,h,n}^e(\omega_0) - f_{v,h,n}^e(\omega_0)] L(\omega, \omega_0) d\omega_0 + \frac{1}{\epsilon_0} \frac{2\pi}{n \lambda_0} \frac{1}{\hbar L_z} \int_{E_g}^{\infty} \sum_n m_{r,l,n} H(\hbar\omega_0 - E_g - E_n - LH_n) \mu_{\text{PQ},L}^2 [f_{c,l,n}^e(\omega_0) - f_{v,l,n}^e(\omega_0)] L(\omega, \omega_0) d\omega_0 \quad (\text{B.32})$$

$$\text{où : } L(\omega, \omega_0) = \left(\frac{1}{\pi} \frac{\hbar / \tau}{(\hbar / \tau)^2 + (\hbar \omega - \hbar \omega_0)^2} \right)$$

B.4 L'émission spontanée

La formule du taux d'émission spontanée est donnée par :

$$R_{sp}(\omega) = \frac{c \rho_{opt}}{n} \frac{1}{\epsilon_0} \frac{2\pi}{n \lambda_0} \frac{1}{\hbar L_z} \int_{E_g}^{\infty} \sum_n m_{r,h,n} H(\hbar \omega_0 E_g - E_n - \hbar H_n) \mu_{rQ,H}^2 [f_{c,h,n}^e(\omega_0)(1 - f_{v,h,n}^e(\omega_0))] L(\omega, \omega_0) d\omega_0 +$$

$$\frac{c \rho_{opt}}{n} \frac{1}{\epsilon_0} \frac{2\pi}{n \lambda_0} \frac{1}{\hbar L_z} \int_{E_g}^{\infty} \sum_n m_{r,l,n} H(\hbar \omega_0 E_g - E_n - \hbar L_n) \mu_{rQ,L}^2 [f_{c,l,n}^e(\omega_0)(1 - f_{v,l,n}^e(\omega_0))] L(\omega, \omega_0) d\omega_0 \quad (B.33)$$

$$\text{où : } \rho_{opt} = \frac{2 n^3 \varpi^2}{\pi c^3 h}$$

Dans une direction caractérisée par ses coordonnées sphériques (θ, φ) , la puissance émise par le volume V_{act} de puits quantique est donnée par :

$$\partial P_{sp}(\varpi, \theta, \varphi) = R_{sp}(\varpi) V_{act} \hbar \varpi \frac{1}{4\pi} \sin(\theta) \partial\theta \partial\varphi \quad (B.34)$$

C. Description du simulateur

Cette partie est consacrée au simulateur que nous avons développé pour accéder aux différentes propriétés d'un laser semiconducteur à cavité verticale et pour décrire et optimiser ce composant. La programmation de ce simulateur a été réalisée sous MATLAB 6.0. L'ensemble des modèles sur lesquels se base ce logiciel est décrit au chapitre II ou dans les annexes A et B.

Le programme principal qui permet de simuler les VCSELS fait appel à une multitude de fonctions qui servent dans un premier temps à décrire à l'aide de matrice l'empilement des couches et à déterminer les propriétés de la cavité résonnante (cf. Figure C.1). Il s'agit de pouvoir prévoir les paramètres caractérisant le comportement d'une cavité résonnante définie en terme de spectre de réflectivité, transmissivité, de longueur d'onde de résonance qui correspond à peu près à la longueur d'onde d'émission du laser (aux variations d'indice avec la densité de pompage près), de champ stationnaire intra-cavité et de tous les autres paramètres caractérisant le comportement de la cavité en tant que résonateur Fabry-Pérot.

Une fois la cavité définie, il s'agit d'étudier le milieu à gain qui constituera la zone active du composant. Nous avons limité notre étude aux puits quantiques qui constituent aujourd'hui la plupart des zones actives. Notre simulateur nous permet de déterminer la position des niveaux quantiques pour les différents porteurs, leur masse effective et les forces d'oscillateurs caractérisant les transitions entre ces différents niveaux. Ceci nous permet de calculer les spectres de gain, d'absorption ou d'émission spontanée en fonction du niveau de pompage pour des puits quantiques d'épaisseur et de matériaux donnés.

Le simulateur peut être décomposé en trois parties auto-dépendantes que sont l'étude de la cavité FP, celle du gain du milieu actif et celle du composant en tant que laser. On les retrouve dans l'organigramme suivant qui décrit la succession des étapes réalisées par le simulateur. La boucle utilisée (cf. Figure C.1) agit sur un paramètre variable qui peut être, par exemple, l'épaisseur optique d'une couche de la structure afin d'accorder la longueur d'onde de résonance de la cavité, et ainsi simuler un laser accordable.

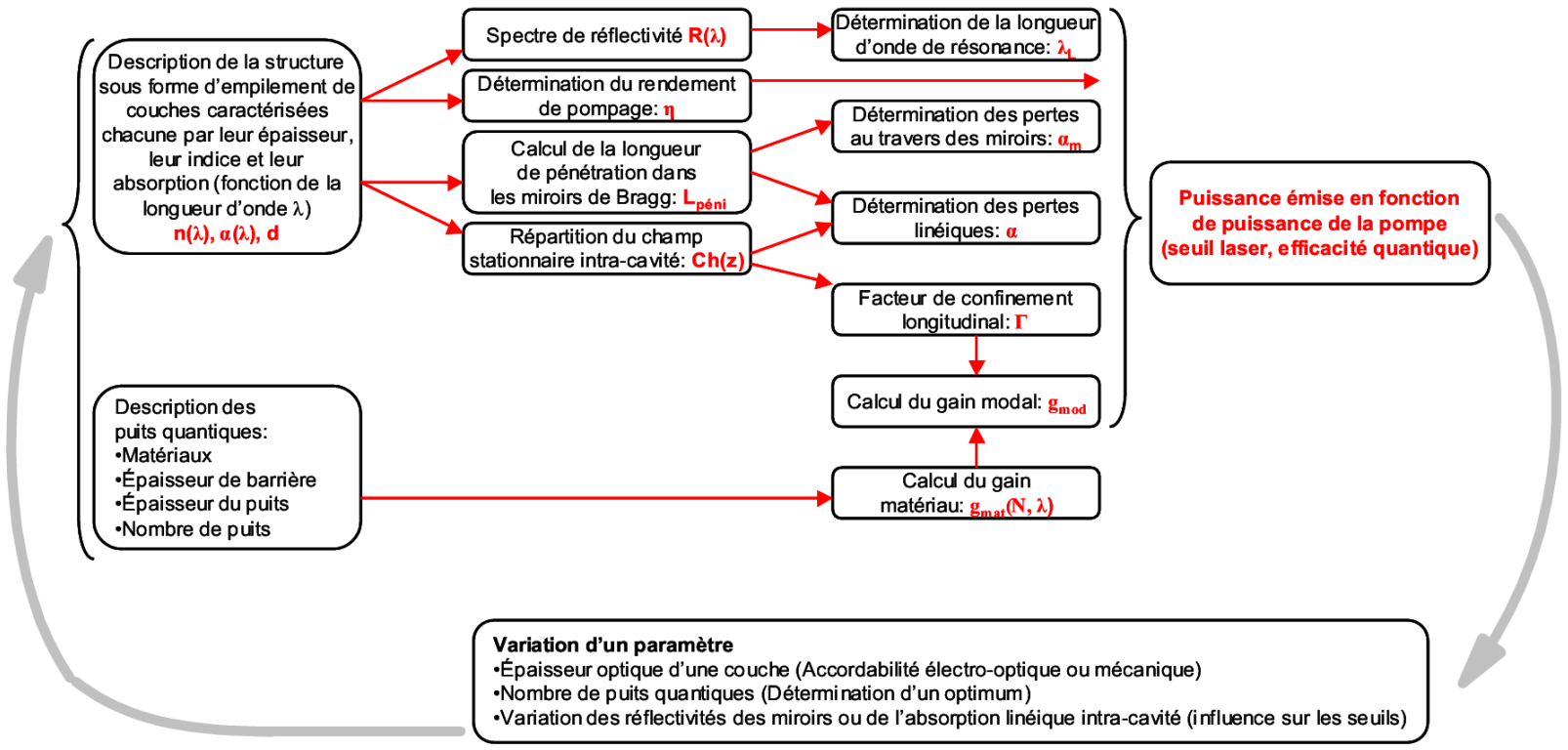


Figure C.1: Organigramme des étapes réalisées par le simulateur.

D. Moyens de réalisation et de caractérisation des échantillons

Nous présentons dans cette partie les moyens de caractérisation utilisés durant cette étude n'ayant pas fait l'objet d'une description dans le manuscrit.

D.1 Épitaxie par jets moléculaires

La méthode d'épitaxie par jets moléculaires (EJM) consiste à faire croître une couche mono-cristalline d'un matériau sur substrat mono-cristallin en conservant la même orientation cristalline.

La croissance est réalisée dans un bâti ultra-vide dans lequel règne un vide inférieur à 10^{-10} torr. Le vide est réalisé au moyen de pompes turbo-moléculaires, ioniques et cryogéniques. Le refroidissement de panneaux à l'aide d'une circulation continue d'azote liquide permet d'améliorer la qualité du vide résiduel par condensation des molécules gazeuses. Le système d'épitaxie comprend (cf. Figure D.1) trois chambres permettant, par le biais de sas, d'introduire ou de retirer des échantillons sans pour autant devoir ramener la pression de la chambre de dépôt à la pression atmosphérique (obtenir un vide de 10^{-10} torr après ouverture, nécessite un étuvage durant environ une semaine).

La faible pression en cours de croissance ($P < 10^{-4}$ torr) permet d'obtenir des libres parcours moyens des molécules plus grands que la distance source-substrat, d'où le terme « jet moléculaire ».

Le système d'épitaxie par jets moléculaires et sources gazeuses est bien adapté pour la croissance des hétérostructures de la filière InP [alliages (Ga)In(As)P]. Il dispose de sources solides d'éléments III (In, Ga) et de dopants tel que Si (dopage n), Be (dopage p) et Fe (croissance de semi-isolant) et d'une source gazeuse pour les éléments V.

Le contrôle de la température de chauffage des sources solides permet de contrôler les flux moléculaires ou atomiques d'éléments III et des dopants. Les flux d'éléments V (As et P) sont obtenus à partir d'une source gazeuse comprenant un craqueur qui réalise la décomposition thermique ($T \approx 900^\circ\text{C}$) des molécules AsH_3 et PH_3 en molécules As_2 et P_2 . Les molécules dimères présentent l'avantage d'avoir un coefficient de collage supérieur à celui des molécules tétramères. Le contrôle des débits et donc des flux des éléments V est assuré par des débitmètres massiques.

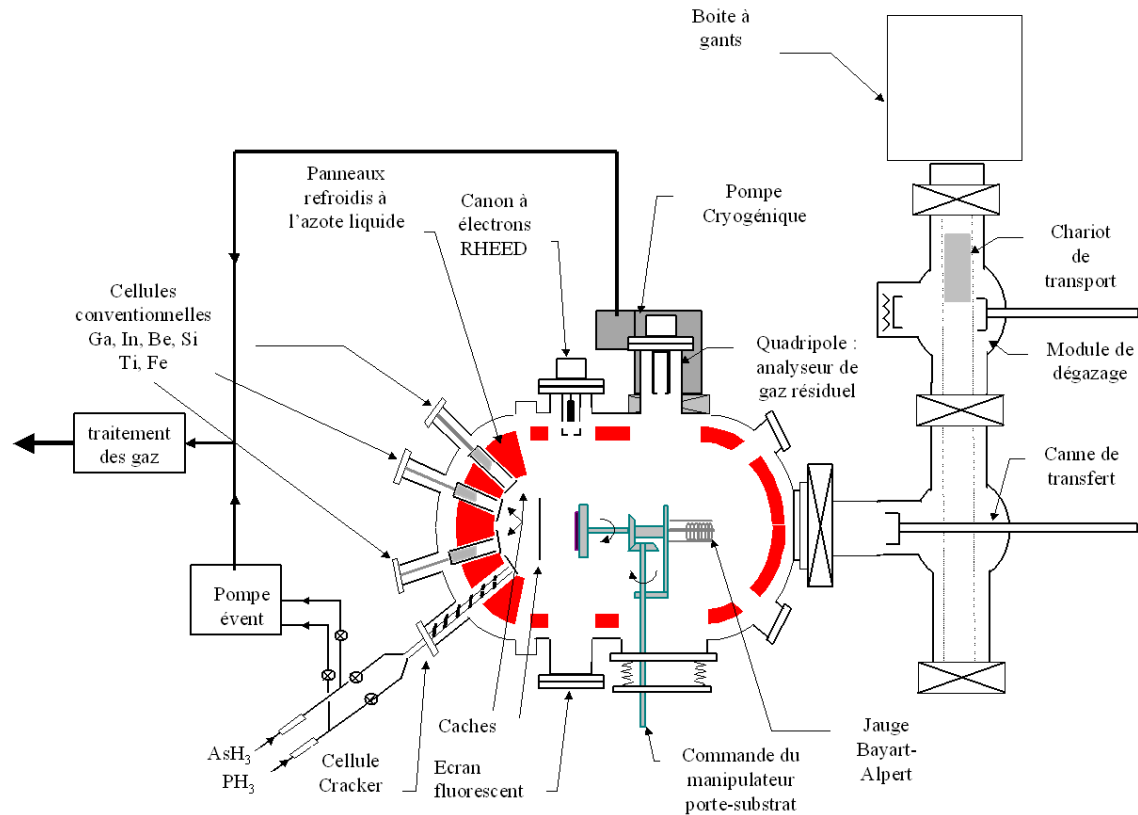


Figure D.1: Schéma de la section d'un bâti d'épitaxie RIBER 2300.

Nous nous intéressons à l'épitaxie des composés III-V. Le substrat est chauffé de manière à vérifier la méthode des trois températures permettant la croissance stœchiométrique des composés III-V ($T_{III} > T_{sub} > T_V$). En effet, les températures d'évaporation des éléments III sont nettement plus élevées que celles du substrat et celles des éléments V. Les éléments III se condensent donc sur le substrat avec un coefficient de collage proche de l'unité. Les éléments V s'incorporent uniquement en présence d'éléments III. L'excès de flux d'éléments V est réévaporé. La condition normale de croissance correspond à une « surface stabilisée V ». Dans ce cas, la vitesse de croissance et la composition en élément III (pour un alliage) sont contrôlées par les flux d'éléments III. Les coefficients d'incorporation des éléments V sont faibles ($\ll 1$) et dépendent fortement des conditions de croissance. Le contrôle de la composition en élément V d'un alliage tel que GaInAsP nécessite un étalonnage systématique pour chaque matériau.

Nous disposons d'un moyen de contrôle in-situ de la surface de croissance par l'intermédiaire de la diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante RHEED (Reflection High-Energy Electron Diffraction). L'observation du diagramme RHEED permet

de suivre la désoxydation de la surface avant croissance ou de suivre la morphologie de surface (2D ou 3D) et de déterminer les reconstructions de surface caractéristiques du mode de croissance (stabilisée V ou stabilisée III). L'enregistrement des oscillations de l'intensité de la tache spéculaire permet de mesurer les vitesses de croissance et la composition en éléments III des alliages.

Le contrôle de la température du substrat est assuré au moyen d'un pyromètre que l'on étalonne à partir d'une température de référence. Par exemple on utilise la température à laquelle se produit le changement de reconstruction de surface [(2x4) et (2x1)] que l'on peut observer par RHEED au cours de la croissance de l'InP.

Cette technique permet d'obtenir des couches épitaxiées de qualité comparable voire meilleure que les autres techniques d'épitaxie de part la faible concentration d'impuretés et de défauts profonds. Nous pouvons obtenir d'autre part des interfaces de rugosité de l'ordre de la couche atomique et un très bon contrôle de l'épaisseur des couches déposées ($< 0,3\text{nm}$) ce qui est indispensable à la réalisation d'hétérostructures fines telles que les puits quantiques. Enfin, elle autorise un contrôle et un monitoring in-situ de la croissance (diffraction RHEED, spectroscopie Auger,...).

La fabrication des composants optoélectroniques opérant à $1,55\mu\text{m}$ pour les télécommunications optiques font appel essentiellement aux semiconducteurs de la filière InP. La figure D.2 nous donne la « carte du ciel » des principaux alliages III-V à 300K, les lignes verticales donnent les matériaux en accord de maille avec GaAs, InP et GaSb. L'utilisation de l'alliage quaternaire GaInAsP en accord de maille sur InP permet de varier la bande interdite de 1,35 eV (InP) à 0,75 eV ($\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$). Au cours de ce travail de thèse, nous avons toujours réalisé des zones actives accordées sur InP. La croissance des différents alliages ($\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, $\text{Q}_{1,45}$ et $\text{Q}_{1,18}$) est bien maîtrisée. Nous obtenons de façon courante des désaccords de maille inférieurs à 10^{-3} . Cependant pour des structures épaisses telles que les miroirs de Bragg, il a été nécessaire de réaliser des étalonnages plus précis pour mieux contrôler le désaccord de maille (de l'ordre de qqes 10^{-4}) et ainsi éviter la relaxation plastique. La maîtrise des miroirs de Bragg passe par un contrôle très précis des épaisseurs qui nécessiterait un contrôle optique in-situ. Ne disposant pas de ce moyen de caractérisation, les contrôles optiques sont réalisés à posteriori par des mesures FTIR ou par diffraction des rayons X. La croissance est réalisée en utilisant une position standard du manipulateur qui conduit à une inhomogénéité importante en épaisseur et en composition (dispersion en épaisseur de l'ordre de 10% entre le centre et le bord d'un substrat de 2 pouces). La caractérisation des demi-cavités à base de semiconducteur nécessitera une étude de

l'inhomogénéité. Cette dispersion en épaisseur peut s'avérer utile dans le cas de l'étude des micro-cavités en particulier pour accorder le maximum de gain des puits quantiques à la résonance de la cavité.

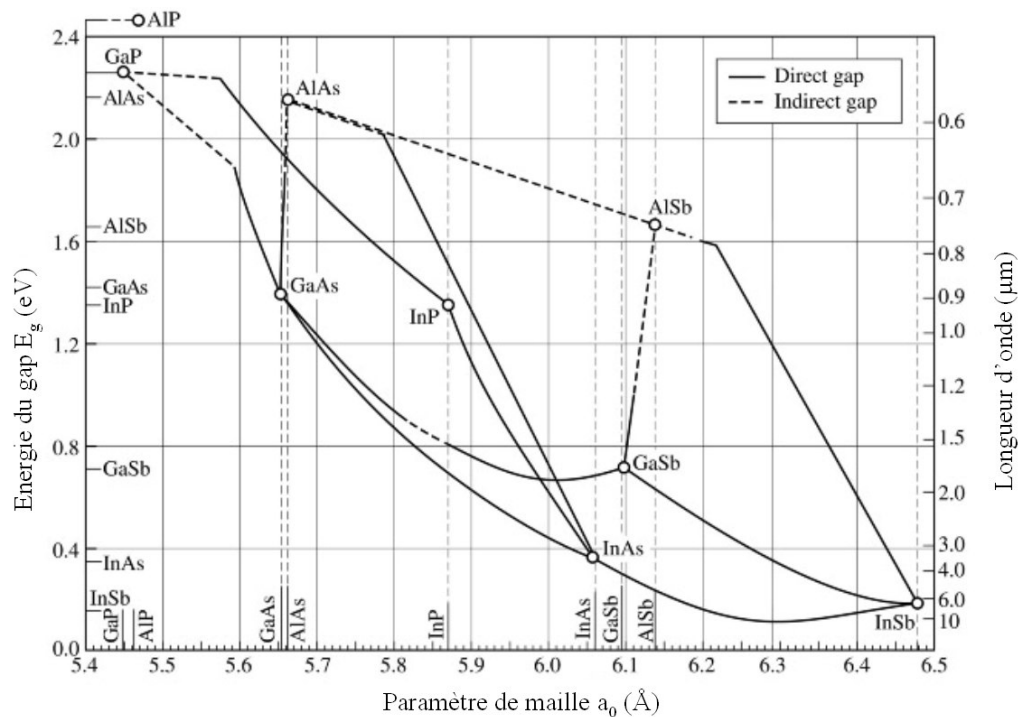


Figure D.2: « Carte du ciel » des principaux III-V à 300K.

D.2 FTIR: spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier

Cette méthode de spectroscopie permet de mesurer la transmissivité, la réflectivité et l'absorption des structures étudiées. C'est un outil de mesure très souple et non destructif. Nous pouvons ainsi caractériser de façon rapide et fiable, sur une grande gamme spectrale, des paramètres très importants des structures que nous réalisons au laboratoire :

- Mesures en transmission: La position spectrale des différentes transitions optiques permises pour des PQs formant la zone active d'un VCSEL, la longueur d'onde de résonance d'un miroir de Bragg déposé sur un substrat transparent.
- Mesures en réflexion: La réflectivité d'un miroir de Bragg, ou encore celle d'une structure VCSEL afin de déterminer la position spectrale des modes de résonance d'une cavité.

Son grand avantage est son extrême finesse en résolution spectrale, de l'ordre de $0,2\text{cm}^{-1}$ ($20\mu\text{eV}$ ou $0,04\text{nm}$ vers $1,55\mu\text{m}$).

La figure D.3 donne le schéma de principe de l'appareil. La source lumineuse est une source blanche de grande largeur spectrale adaptée à la bande spectrale que l'on cherche à caractériser (typiquement une lampe tungstène pour le proche infrarouge). L'élément central du dispositif est un interféromètre de Michelson dont le premier bras est constitué d'un miroir mobile, tandis que le deuxième, fixe, sert de référence. Lors du déplacement du miroir mobile, la superposition cohérente des deux faisceaux issus de chacun des bras produit un interférogramme, relatif à leur différence de marche. Un détecteur germanium enregistre la formation de cet interférogramme en fonction de la position du miroir mobile. Cet enregistrement constitue la fonction d'autocorrélation (FAC) de la source convoluée avec la réponse du montage (photodétecteur + différentes optiques). La transformation de Fourier (TF) de la FAC constitue le spectre de référence (produit du spectre de la source par la réponse spectrale du montage). Ensuite l'échantillon est inséré entre l'interféromètre et le détecteur (en réflexion ou en transmission). On réalise à nouveau l'enregistrement de l'interférogramme qui permet de calculer par TF le spectre de l'échantillon. Du rapport entre le spectre de l'échantillon et le spectre de référence, on tire la transmissivité ou la réflectivité de l'échantillon.

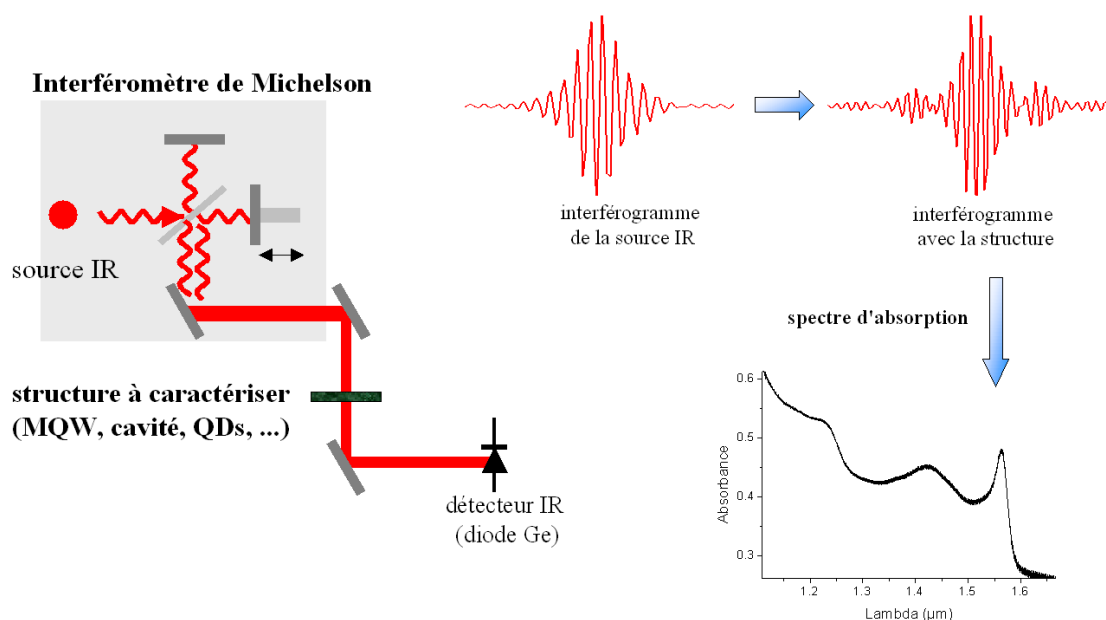


Figure D.3: Schéma du spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR) BRUCKER du laboratoire.

Dans le cas de mesures de réflectivité, la référence est un miroir en or (la réflectivité de l'or est relativement constante dans le domaine spectral qui nous intéresse). Les valeurs de réflectivité obtenues sont donc relatives à celle de l'or.

D.3 Photoluminescence continue à $\lambda = 647$ nm

La photoluminescence est une étude spectrale de l'émission de luminescence de l'échantillon en réponse à une excitation optique. La photoluminescence est une technique de caractérisation non destructive qui permet d'obtenir des renseignements à la fois qualitatifs et quantitatifs sur les structures épitaxiées.

L'excitation optique est réalisée à l'aide d'un faisceau laser dont l'énergie des photons est supérieure au gap du semiconducteur. On crée des paires électron-trou par absorption des photons incidents. Les porteurs photocréés relaxent par différents processus radiatifs ou non radiatifs vers les bas des niveaux d'énergie.

A basse température, l'effet de l'agitation thermique est réduit (proportionnel à T) et le pic de luminescence se produit en fait un peu en dessous de l'énergie de transition de bas de bande considérée. En effet, elle correspond à l'énergie de recombinaison de l'exciton, paire électron-trou liée par interaction coulombienne. D'autre part, à basse température, la diffusion étant réduite, nous observons une réduction des processus de recombinaison non radiatifs donc une augmentation du signal de luminescence.

A plus haute température, l'interaction avec les phonons conduit à la disparition des recombinaisons excitoniques ($kT \gg$ énergie de liaison de l'exciton) au profit des recombinaisons bande à bande.

Notre montage expérimental est décrit sur la figure D.4. Il est constitué d'un laser de pompe à 647 nm de puissance 100 W (que l'on peut atténuer). Le faisceau de pompe est modulé par un hacheur permettant l'utilisation d'une détection synchrone pour réduire le bruit. Le faisceau du laser collimaté est envoyé sur l'échantillon par le biais d'un jeu de miroirs. Le rayonnement de luminescence issu de l'échantillon est collecté par un miroir elliptique et envoyé dans un monochromateur (Jobin Yvon) puis sur un photo-détecteur. Le tout est piloté par un système d'acquisition.

Dans le but de réaliser des relevés de photoluminescence en fonction de la température, nous avons la possibilité de placer l'échantillon dans un cryostat (CF 1204 Oxford Instruments) refroidi à l'hélium liquide.

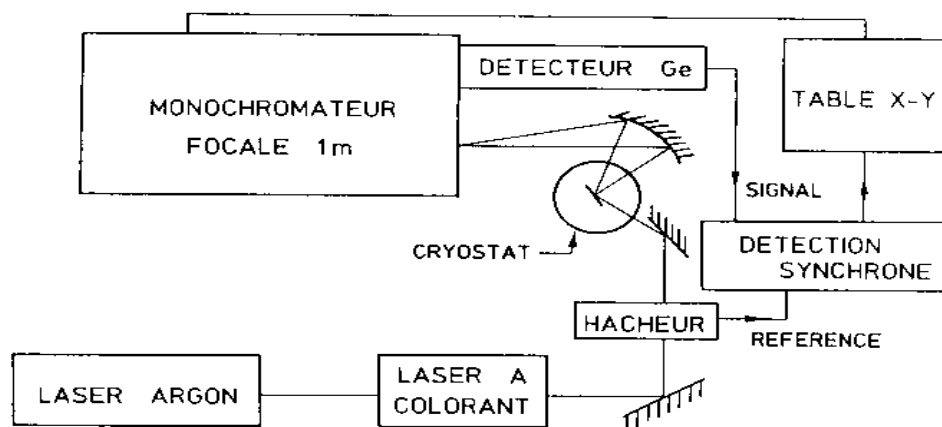


Figure D.4: Schéma synoptique du dispositif expérimental de photoluminescence

La photoluminescence permet de déterminer l'énergie de bande interdite dans le cas d'un matériau massif (couches épaisses non dopés), ou l'énergie de la transition fondamentale dans le cas d'un puits quantique. Elle donne aussi dans le cas de matériaux dopés des informations sur les transitions faisant intervenir des niveaux donneurs et accepteurs. A basse température ($T < 10\text{K}$) la qualité des MPQ (homogénéité en composition et en épaisseur, présence de défauts ou d'impuretés) est caractérisée par une faible largeur de raie. A haute température (300K) on observe, côté hautes énergies, un élargissement dû à la « queue thermique » en exponentielle décroissante, du type $\exp(-E/k_B T_e)$ où T_e est la température des porteurs dans les bandes. Cette « queue thermique » est la signature de la présence d'une densité d'états. Dans ce cas, la qualité du matériau ou du MPQ est caractérisée par la demi-largeur à mi-hauteur du côté basse énergie.

Dans le cas de couches actives introduites dans une micro-cavité, le spectre de luminescence de cette couche peut être fortement modifié par la présence de la cavité. Nous observons des pics correspondant à des résonances de la cavité qui peuvent être décalés par rapport au pic de luminescence de la couche considérée. En particulier, il se peut que dans certaines conditions les résonances masquent le pic à l'énergie de luminescence.

Références des annexes

[Abelès 50] F. Abelès

“Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Application aux couches minces”

Ann. Physique, Série 12, n°5, p. 596-640 et p. 707-781, 1950.

[Bastard 90] G. Bastard, J. A. Brum

“Electronic States in Semiconductor Heterostructures”

Les Editions de Physique, 1990.

[Boucher 93] Y. Boucher

“Propriétés optiques d’empilements multicouches de semiconducteurs III/V GaAs/AlGaAs. Application à l’étude de microcavités laser à émission surfacique”

Thèse de Doctorat, Oct. 1993.

[Bouché 98-Th] N. Bouché

“Etude de la dynamique, de l’émission laser, de l’amplification et de la commutation dans des structures laser à cavité verticale à 1,55 μ m”

Thèse de Doctorat de l’INP de Grenoble, 1998.

[Rosenzweig 91] M. Rosenzweig, M. Mohrle, H. Duser, and H. Venghaus

“Threshold-Current Analysis of InGaAs-InGaAsP Multiquantum Well Separate-confinement Lasers”

IEEE J. of Quantum Electron., vol. 27, p. 1804-1811, 1991.

[Yamada 85] M. Yamada, S. Ogita, M. Yamagishi, and K. Tabata

“Anisotropy and Broadening of optical gain in GaAs/AlGaAs multiquantum-well laser”

IEEE J. of Quantum Electron., vol. 21, pp. 640-645, 1985.

Publications et Conférences

Publications

- **C. Levallois**, A. Le Corre, S. Loualiche, O. Dehaese, H. Folliot, C. Paranthoen, F. Thoumyre, and C. Labbé – “Si wafer bonded of a-Si/a-SiN_x distributed Bragg reflectors for 1.55- μ m-wavelength Vertical Cavity Surface Emitting Lasers” – *Journal of Applied Physics*, vol. n°98, p. 043107, 2005.
- **C. Levallois**, A. Le Corre, O. Dehaese, H. Folliot, C. Paranthoen, C. Labbé and S. Loualiche – “Design and Fabrication of GaInAsP/InP VCSEL with two a-Si/a-SiN_x Bragg reflectors” – *Journal of Optical and Quantum Electronics*, vol. n°38, p. 281-291, 2006.
- **C. Levallois**, B. Caillaud, J.L. de Bougrenet de la Tocnaye, L. Dupont, A. Le Corre, H. Folliot, O. Dehaese, and S. Loualiche. – “Long-wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser using an electro-optic index modulator with 10-nm tuning range” – *Applied Physics Letters*, vol. n°89, p. 011102, 2006.
- **C. Levallois**, B. Caillaud, J.L. de Bougrenet de la Tocnaye, L. Dupont, A. Le Corre, H. Folliot, O. Dehaese, and S. Loualiche – “Nano-PDLC as phase modulator for tunable VCSEL @ 1.55 μ m” – *A paraître dans Applied Optics*
- C. Cornet, **C. Levallois**, P. Caroff, H. Folliot, C. Labbé, J. Even, A. Le Corre, S. Loualiche, M. Hayne, and V.V. Moshchalkov. – “Impact of the capping layers on lateral confinement in InAs/InP quantum dots for 1.55- μ m laser applications studied by magnetophotoluminescence” – *Applied Physics Letters*, vol. n°87, p. 233111, 2005.
- C. Cornet, C. Labbé, H. Folliot, J. Even, P. Caroff, **C. Levallois**, O. Dehaese, N. Bertru, A. Le Corre, S. Loualiche. – “Time-resolved pump-probe in 1.55- μ m InAs/InP quantum dots under high resonant excitation” – *Applied Physics Letters*, vol. n°88, p. 171502, 2005.

Communications en conférences internationales

- **C. Levallois**, B. Caillaud, A. Le Corre, O. Dehaese, S. Loualiche, J.L. de Bougrenet de la Tocnaye, and L. Dupont. – “Design and fabrication of a tunable InP-based VCSEL using a electro-optic index modulator” – Oral – *Indium Phosphide & Related Materials, IEEE proceeding*, p. 64-67, Princeton University (USA), 7 au 11 mai 2006.
- **C. Levallois**, V. Verbrugge, L. Dupont, J-L. de Bougrenet de la Tocnaye, B. Caillaud, A. Le Corre, O. Dehaese, H. Folliot, S. Loualiche. “1.55- μ m optically pumped tunable VCSEL based on a nano-polymer dispersive liquid crystal phase modulator” – Oral – *SPIE Photonics Europe, Proceeding vol. n° 6185, 61850W, Strasbourg*, 3 au 7 avril 2006.
- **C. Levallois**, P. Caroff, C. Paranthoen, H. Folliot, O. Dehaese, A. Le Corre, and S. Loualiche. – “Growth of Quantum Wires for Long-Wavelength VCSEL with a Stable Polarization State” – Poster – *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot based Devices and Applications, Institut Curie, Paris*, 16 au 17 mars 2006.
- **C. Levallois**, A. Le Corre, S. Loualiche, O. Dehaese, H. Folliot, C. Labbé, and L. Dupont. – “Design and Fabrication of GaInAsP/InP VCSEL with two a-Si/a-SiN_x Bragg reflectors” – Poster – *International Workshop on PHysics and Applications of SEMiconductor LASERs, Supélec Metz*, 29 au 30 mars 2005.
- C. Labbé, C. Cornet, H. Folliot, P. Caroff, **C. Levallois**, O. Dehaese, J. Even, A. Le Corre and S. Loualiche. “Dynamics spectroscopy in 1.55 μ m InAs/InP quantum dots under high resonant excitation” – Poster – *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot based Devices and Applications, Institut Curie, Paris*, 16 au 17 mars 2006.
- C. Labbé, C. Cornet, H. Folliot, P. Caroff, **C. Levallois**, O. Dehaese, J. Even, A. Le Corre, and S. Loualiche. “Exciton and biexciton lifetimes in InAs/InP quantum dots emitting at 1.55- μ m wavelength under high resonant excitation” – Oral – *The International Conference on Superlattices, Nano-Structures and Nano-Devices, Istanbul (Turquie)*, 30 juillet au 4 août 2006.

- C. Labbé, C. Cornet, H. Folliot, P. Caroff, **C. Levallois**, O. Dehaese, J. Even, A. Le Corre, and S. Loualiche. “Carrier relaxation dynamics of 1.55 μm InAs/InP quantum dots under high resonant excitation” – Poster – *International Conference on the Physics of Semiconductors, Vienne (Autriche), 24 au 28 juillet 2006.*

Communications en séminaires et conférences nationales

- **C. Levallois**, P. Caroff, C. Paranthoen, H. Folliot, O. Dehaese, A. Le Corre, and S. Loualiche. “Étude de dispositifs optiques à microcavité verticale pour une émission laser polarisée” – Poster – *9^{ème} Colloque sur les Lasers et l’Optique Quantique, Dijon, 7 au 9 septembre 2005.*
- **C. Levallois**, A. Le Corre, S. Loualiche, O. Dehaese, H. Folliot, and C. Labbé. “Laser à cavité verticale accordable en longueur d’onde” – Oral – *1^{er} séminaire du GIS-FOTON, Plestin les Grèves, 25 au 26 novembre 2004.*
- **C. Levallois**, A. Le Corre, S. Loualiche. – “Laser à cavité verticale accordable en longueur d’onde” – Poster – *les Journées Nationales de Microélectronique et d’Optoélectronique (JNMO), Montpellier, 8 au 11 juin 2004.*
- C. Cornet, **C. Levallois**, P. Caroff, L. Joulaud, H. Folliot, C. Labbé, J. Even, A. Le Corre, S. Loualiche, M. Hayne, V.V. Moshchalkov, C. Celebi and P.M. Koenraad. – “ Optical characterisation of InAs/InP self-assembled quantum dots for optimisation of lasing properties ” – Oral – *Sandie Optics Task Force meeting, TU Berlin (Allemagne), 12 au 13 janvier 2006.*
- C. Cornet, M. Hayne, **C. Levallois**, P. Caroff, E. Homeyer, J. Even, C. Paranthoen, H. Folliot, C. Labbe and S. Loualiche. – “Réalisation d’un laser à faible courant de seuil, avec des boites quantiques InAs/InP organisées et couplées latéralement” – Poster – *9^{ème} Colloque sur les Lasers et l’Optique Quantique, Dijon, 7 au 9 septembre 2005.*
- C. Labbé, J. Even, C. Cornet, H. Folliot, P. Caroff, **C. Levallois**, O. Dehaese, A. Le Corre and S. Loualiche. – “Dynamique des boites quantiques InAs/InP émettant à 1,55 μm à l’aide d’une excitation résonante” – Poster – *Les Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique (JNMO), Aussois, 4 au 7 avril 2006.*

AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

Titre de la thèse : Etude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm .

Nom Prénom de l'auteur : LEVALLOIS Christophe

Membres du jury :
Monsieur CAMPS
Monsieur CHELNOKOV
Monsieur LE CORRE
Monsieur BERSETH
Madame BOUCHOULE
Monsieur DE BOUGRENE

Président du jury :

Date de la soutenance : 12/07/2006

Reproduction de la thèse soutenue :

- Thèse pouvant être reproduite en l'état
 Thèse ne pouvant être reproduite
 Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées

Le Directeur,



A. JIGOREL

Rennes, le 12/07/2006

Signature du Président du jury



Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude et le développement de composants à cavité verticale dans le contexte des réseaux courtes et moyennes distances multiplexés en longueur d'onde autour de 1,55 μm . Pour fabriquer de telles structures, nous avons tout d'abord développé des miroirs de Bragg diélectriques constitués de silicium amorphe et de nitrure de silicium. La différence d'indice ($\Delta n = 1,9$) élevée entre ces matériaux a permis d'atteindre les hautes réflectivités ($R = 99,5\%$) nécessaires au bon fonctionnement des VCSELs.

A la suite du développement de ces miroirs, nous avons réalisé un VCSEL, reporté sur substrat silicium par collage métallique AuIn_2 , comprenant deux miroirs diélectriques et une zone active à base de puits quantiques InGaAs/InGaAsP . Les caractérisations et les études par simulation du VCSEL ont engendré plusieurs optimisations, et ont permis d'obtenir une émission laser continue sous pompage optique jusqu'à une température de 35°C. Ces résultats encourageants ont validé notre processus de fabrication ainsi que la fiabilité et la bonne qualité des miroirs de Bragg diélectriques.

Pour s'affranchir du caractère instable de la polarisation de ces VCSELs nous avons proposé l'utilisation de nanostructures quantiques InAs/InP anisotropes se présentant sous forme de fils. L'étude de ces structures et leur mise en cavité ont démontré leur intérêt pour introduire une anisotropie du gain permettant d'assurer une polarisation stable.

Nous avons développé un VCSEL accordable suivant une nouvelle approche. Le principe repose sur l'insertion d'une couche de phase électro-optique à base de nano-PDLC (Polymer Dispersed Liquid Crystal) dans la cavité du VCSEL. Le nano-PDLC, permet d'obtenir une variation isotrope de l'indice de réfraction sous l'action d'une tension. La réalisation d'un prototype pompé optiquement a permis une première démonstration de faisabilité d'un VCSEL accordable par voie électro-optique. Une accordabilité de 10-nm autour de 1.55- μm a été mesurée pour une tension de 170 V, et le temps moyen de commutation sur la gamme spectrale est de 30 μs .

Abstract

This thesis deals with the study and the development of vertical cavity devices in the context of 1.55 μm wavelength division multiplexed for short and middle distance networks. In order to fabricate these structures, we have developed dielectric Bragg mirrors based on amorphous silicon and amorphous silicon nitride materials. The high refractive index difference ($\Delta n = 1,9$), between these two materials, allows reaching the high reflectivity needed for VCSEL lasing operation.

Following the mirror development, we realized a VCSEL bonded on to silicon substrate thanks to an AuIn_2 metallic alloy formation. This device comprises two dielectric Bragg mirrors and an active region based on InGaAs/InGaAsP quantum well. Improvements based on characterizations and simulations carried out on our VCSEL structures have allowed us to obtain optically pumped devices with a laser emission in continuous wave operation up to 35°C. These encouraging results confirm the reliability of our VCSEL technology process and the good quality of our dielectric Bragg mirror.

In order to avoid polarization instabilities emitted by VCSELs, we suggested the use of anisotropic InAs/InP quantum nanostructures, which exhibit a wire-like shape. The study of these nanostructures when placed inside a microcavity has shown that quantum wires are of great interests to provide an anisotropic optical gain and a stable polarization.

We developed a tunable VCSEL with a new approach. The principle consists in the introduction of an electro-optic layer based on nano-PDLC (Polymer Dispersed Liquid Crystal) inside the VCSEL cavity. Nano-PDLC material provides an isotropic refractive index variation thanks to an applied voltage. A first tunable laser emission has been demonstrated for a VCSEL using this electro-optic approach. A tunability as large as 10-nm around 1.55- μm is obtained for an applied voltage of 170V, and the average switching time to scan the full spectral range is close to 30 μs .

Mots clés: Vertical Cavity Surface Emitting Laser, Télécommunications optiques, Laser accordable, Miroir de Bragg, Matériaux diélectriques, nano-PDLC