



HAL
open science

Dispositifs semiconducteurs en pompage électrique pour laser en cavité verticale externe émettant à 1,55 μm

Adel Bousseksou

► **To cite this version:**

Adel Bousseksou. Dispositifs semiconducteurs en pompage électrique pour laser en cavité verticale externe émettant à 1,55 μm . Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00287689

HAL Id: tel-00287689

<https://theses.hal.science/tel-00287689>

Submitted on 12 Jun 2008

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.

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE
Présentée
Pour Obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCE DE L'UNIVERSITE
PARIS XI ORSAY

PAR

Adel BOUSSEKSOU

Dispositifs semiconducteurs en pompage
électrique pour laser en cavité verticale externe
émettant à 1,55 μm .

Date:19/04/2007

Devant la commission d'examen:

Sophie BOUCHOULE

Co-encadrant

Thierry CAMPS

Rapporteur

Paul CROZAT

Directeur de Thèse

Joël JACQUET

Rapporteur

Alain LE CORRE

Président

Gilles TESSIER

Examineur

Remerciements

Tout d'abord je remercie **Joël Jacquet** et **Thierry Camps**, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit, ainsi que **Alain Le Corre**, et **Gilles Tessier** pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse. Je remercie également **Paul Crozat** qui a accepté d'être mon directeur de thèse et **Jean-Yves Marzin** de m'avoir accueilli au LPN.

Mes vifs remerciements et ma profonde reconnaissance à **Sophie Bouchoule**, qui m'a fait bénéficier de sa grande compétence scientifique et pratique et qui a su diriger mes travaux de thèse. Je remercie également **Isabelle Sagnes** pour son implication dans ce projet et son soutien.

Je remercie également **Moustafa El Kurdi** pour sa précieuse aide et conseils pendant le début de ma thèse. Je tiens à remercier également toutes les personnes qui ont participé à l'épitation des structures sans que ce travail n'aura pas pu voir le jour, je tiens à remercier plus particulièrement **Isabelle Sagnes, Martin Strassner, Jean Décobert** et **Jean-Louis Gentner**.

Je tiens également à remercier le personnel de la salle blanche du LPN pour leurs aides, leur professionnalisme et leur convivialité, je tiens à remercier spécialement **Jean-Claude Esnault, Laetitia Le Rois, Laurent Couraud, David Chouteaux Kamel Meghrem** et **Stephane Guillet**. Je tiens aussi à remercier le service de l'administration pour les nombreux services rendus et pour la qualité de leur travail et de leur efficacité.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres du groupe **PHOTEL** ainsi que ceux du groupe **ELPHYSE**.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu l'occasion d'interagir durant mes trois années de thèse. **Laura** avec qui j'ai partagé le bureau, **Moustafa**, et plus récemment **Maria** et **Lisa**. Je tiens également à remercier toutes les personnes du LPN avec qui j'ai partagé de très agréables moments, pendant les repas quotidiens et les activités sportives hebdomadaires, je peux citer **Hicham, Melanie, Koshin, Stéphane, Thomas, Olivier**, et les nombreux permanents, doctorants, post-docs et stagiaires.

PRESENTATION DU MANUSCRIT

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit porte sur la réalisation de dispositifs laser à semiconducteur à émission verticale en pompage électrique pour la réalisation de laser en cavité externe. Cette thèse s'est déroulée au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN-CNRS UPR 20), dans le cadre du projet ACI nanoscience TOTEM (2004-2007) qui réunissait l'IEF et le LPN.

Ce manuscrit comporte quatre chapitres. Le premier chapitre présente le contexte et l'état de l'art du travail de thèse. Il est également présenté dans ce chapitre les principales motivations des approches choisies pour la réalisation des dispositifs en question.

Le deuxième chapitre se consacre à la présentation des principales caractéristiques des laser en cavité verticale externe. Les caractéristiques des modes présents dans la cavité résonante ainsi que les propriétés optiques et thermiques des couches semiconductrices dopées seront détaillées dans les trois premières sections de ce chapitre. La dernière section sera consacrée à la présentation de l'influence des effets thermiques sur la puissance de sortie de la cavité laser.

Le troisième chapitre présente la structure semiconductrice de la cavité résonante qui sera appelée 1/2 VCSEL. Une description détaillée des différentes couches semiconductrices ainsi que les différentes étapes de fabrication des dispositifs sera faite.

Le dernier chapitre se consacre à la caractérisation et à l'étude des performances des dispositifs réalisés. La première section de ce chapitre détaillera les résultats des caractérisations électriques, optiques et thermiques des 1/2-VCSEL. La seconde section sera consacrée à l'analyse des performances obtenues pour les laser en cavité verticale externe à émission par la surface (VECSEL) réalisés en cavité longue et en cavité courte.

TABLE DES MATIERES

Table des matières	i
Chapitre 1: Contexte et état de l'art	1
1-1 Historique	3
1-2 Motivations de la thèse	5
1-2-1 Pourquoi une longueur d'onde de 1,55 μm ?	5
1-2-2 Pourquoi un pompage électrique?	6
1-2-3 Pourquoi des VCSEL et pourquoi une cavité externe?	6
1-3 Etat de l'art	9
1-3-1 Les VCSEL monolithiques pompés électriquement	9
1-3-2 VCSEL en cavité externe (VECSEL)	14
1-3-2-1 Développement des VECSEL	14
1-3-2-2 Applications des VECSEL à 1,55 μm	17
1-3-3 Les challenges	18
Conclusion du chapitre	20
Références	21
Chapitre 2: Principales caractéristiques des cavités VECSEL	25
2.1 Modes de cavité Fabry Pérot	27
2.1.1 Modes Fabry-Pérot et gain	29
2.1.2 Onde stationnaire et atténuation	31
2.1.2.1 Rappel sur l'atténuation (ou l'amplification)	32
2.1.2.2 Atténuation (ou amplification) dans la cavité résonante	33
2.2 Cavité plan concave	36
2.2.1 Modes transverses gaussiens	36
2.2.2 Propagation du mode fondamental gaussien dans une cavité plan concave	39
2.2.3 Modes transverses et surface d'injection	42
2.3 Pertes optiques et conductivité électrique dans les couches semiconductrices dopées	47
2.3.1 Absorption due aux porteurs libres	47
2.3.1.1.1 InP:n	48
2.3.1.1.1 InP:p	50

2.3.2 Conductivité électrique	51
2.4 Effets thermiques dans le 1/2 VCSEL	53
Conclusion du chapitre	56
Références.....	58
Chapitre 3: Le 1/2 VCSEL.....	61
3.1 Structure des couches du 1/2 VCSEL	63
3.1.1 Le miroir de Bragg	63
3.1.1.1 Propriétés optiques des miroirs de Bragg	64
3.1.1.2 Propriétés thermiques	68
3.1.1.3 Cas pratiques de miroirs de Bragg	70
3.1.1.3.1 Miroirs semiconducteurs	70
3.1.1.3.2 Miroirs Diélectriques	74
3.1.1.4 Pertes optiques dans les miroirs de Bragg.....	79
3.1.1.4.1 Pertes optiques dans les matériaux semiconducteurs	79
3.1.1.4.2 Matériaux amorphes.....	81
3.1.2 La zone active à puits quantiques.....	83
3.1.2.1 Puits quantiques:.....	83
3.1.2.2 Gain et gain effectif:	84
3.1.2.3 Puits quantiques utilisés dans les 1/2 VCSEL étudiés .	88
3.1.3 La jonction tunnel.....	92
3.1.3.1 Généralités.....	92
3.1.3.2 Optimisation des propriétés optiques et électriques de la jonction tunnel	93
3.1.3.2.1 Optimisation des pertes optiques effectives de la jonction tunnel	93
3.1.3.2.2 Optimisation des propriétés électriques de la jonction tunnel	95
3.1.3.3 Jonctions tunnels dans nos structures de 1/2 VCSEL.	100
3.1.4 Couches intermédiaires:.....	102
Conclusion.....	106
3.2 Etapes de fabrication.....	107
3.2.1 Confinement du courant d'injection.....	107
3.2.1.1 Confinement par implantation ionique	107
3.2.1.2 Jonction tunnel enterrée	112
3.2.2 Isolation des composants	117
3.2.3 Contacts électriques	119
3.2.3.1 Contact top.....	120

3.2.3.1 Contact bottom	121
Conclusion du chapitre 3	124
Références.....	125
Chapitre 4: Caractérisations et résultats	129
4.1 Caractérisation des 1/2 VCSEL.....	131
4.1.1 Caractérisation optique des 1/2 VCSEL	131
4.1.2 Caractérisations électriques	137
4.1.2.1 Mesure de la résistance d'accès	137
4.1.2.1 Mesure de l'homogénéité de l'émission.....	142
4.1.2.1.1 Homogénéité suivant le type de confinement	142
4.1.2.1.2 Homogénéité suivant le dopage et l'épaisseur et de la couche InP:n supérieure	145
4.1.3 Caractérisation thermique	148
4.1.4 Conclusion.....	154
4.2 VECSEL en cavité externe.....	155
4.2.2 VECSEL en cavité courte:.....	155
4.2.2.1 Le miroir externe	155
4.2.2.2 Cavité	156
4.2.2.3 Emission laser	157
4.2.1 VECSEL en cavité longue.....	162
4.2.1.1 Cavité	162
4.2.1.2 Emission laser	164
4.2.1.2.1 Modes d'émission.....	165
4.1.2.1.2 Performances de sortie	167
4.2.3 Estimation de la résistance thermique	170
Conclusion du chapitre:	174
Références.....	176
Conclusion.....	178
Référence.....	180
Annexe A: Liste des publications.....	a
Annexe B: Report des 1/2 VCSEL.....	c

CHAPITRE 1: CONTEXTE ET ETAT DE L'ART

Introduction du chapitre

Ce chapitre sera consacré principalement au contexte de ce travail de thèse.

Dans la section (1-1), nous allons faire un bref historique du développement des laser en cavité verticale à émission par la surface. La section (1-2) sera consacrée aux principales motivations du travail de thèse qui porte sur les dispositifs à semi-conducteurs pour les laser en cavité verticale externe à émission par la surface pompés électriquement et opérant à $1,55\ \mu\text{m}$. Dans la section (1-3), nous allons présenter l'état de l'art sur la fabrication des laser émettant à $1,55\ \mu\text{m}$, qu'ils soient monolithiques (VCSEL, pour Vertical Cavity Surface Emitting Laser) ou en cavité étendues (VECSEL, pour Vertical External Cavity Surface Emitting Laser). Nous indiquerons les meilleures performances obtenues à ce jour et nous mettrons en évidence les principales limitations de ces dispositifs.

1-1 Historique

Les laser à semi-conducteur ont connu un développement considérable ces dernières années. Les faibles coûts de production dûs à la fabrication en masse, la compacité des dispositifs ainsi que la large gamme de longueur d'onde d'émission accessible, allant du visible à l'infrarouge, ont ouvert de multiples champs d'application tels que les télécommunications optiques, les systèmes de lecture et de gravure optiques ou la détection de gaz, ...

Les laser en cavité verticale à émission par la surface ayant pour acronyme le terme VCSEL ("Vertical Cavity Surface Emitting Laser") sont des sources, où, comme le nom l'indique, l'émission se fait perpendiculairement au plan des couches en comparaison au laser à émission par la tranche où l'émission se fait parallèlement à ce plan, comme le schématise la figure (1-1). Le dispositif laser est toujours constitué par une zone active entourée de deux miroirs de cavité.

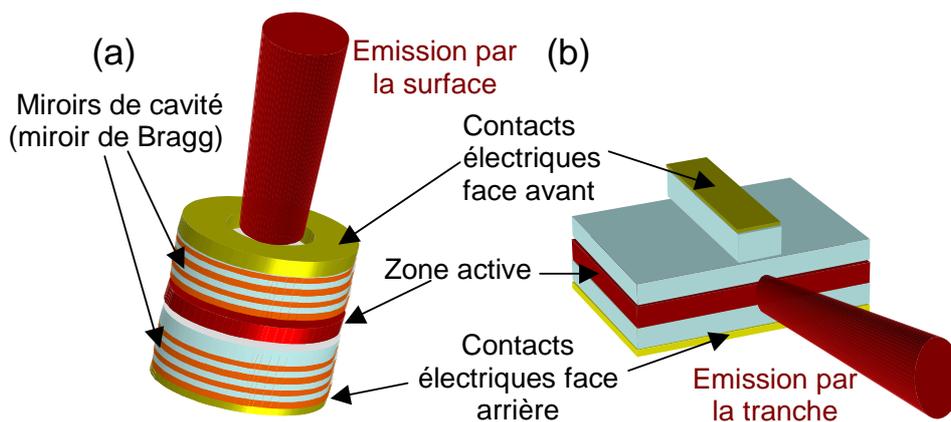


Figure 1- 1: Représentation schématique d'un laser à émission par la surface (a) et d'un laser à émission par la tranche (b).

Le premier VCSEL a vu le jour en 1979 grâce aux travaux de l'équipe de K. Iga du Tokyo Institute of Technology, l'émission laser ayant été observée à partir d'une structure GaInAsP/InP émettant à $1,18 \mu\text{m}$, capable de fonctionner en régime pulsé à 77 K [1]. Ce n'est qu'en 1988 que la même équipe réalisa la première structure à base de puits quantiques fonctionnant en injection continue et à température ambiante [2].

Depuis, les VCSEL n'ont cessé de se développer et désormais, ils sont devenus des sources laser incontournables, couvrant une gamme de longueur d'onde d'émission riche allant du visible [3]-[4], à l'infrarouge au proche infrarouge [5]-[6].

1-2 Motivations de la thèse

Dans cette section, nous allons expliquer les principales motivations du travail de thèse. Nous allons répondre à trois questions résumant ce travail à savoir, pourquoi travailler à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$? Pourquoi travailler dans une configuration de pompage électrique ? Et enfin, pourquoi travailler avec des VCSEL en cavité externe ? Il est important de poser ces questions dans cet ordre car les deux dernières découlent de la conséquence de la réponse à la première question.

1-2-1 Pourquoi une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$?

L'essor qu'ont connu les télécommunications ces deux dernières décennies a contribué à augmenter en capacité et à densifier les réseaux existants.

De nos jours le principal support des réseaux de télécommunication est la fibre optique. Cette dernière s'est imposée comme un moyen de transport de données bon marché (matériau en silice) qui présente une bande passante théorique de l'ordre du Therahertz autour de la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$. Nous trouvons désormais les fibres optiques dans les réseaux de télécommunication à longue distance (liens transatlantiques) comme nous commençons à les trouver dans les liaisons courtes comme les réseaux FTTH (Fibre To The Home), en passant par les réseaux à moyenne distance.

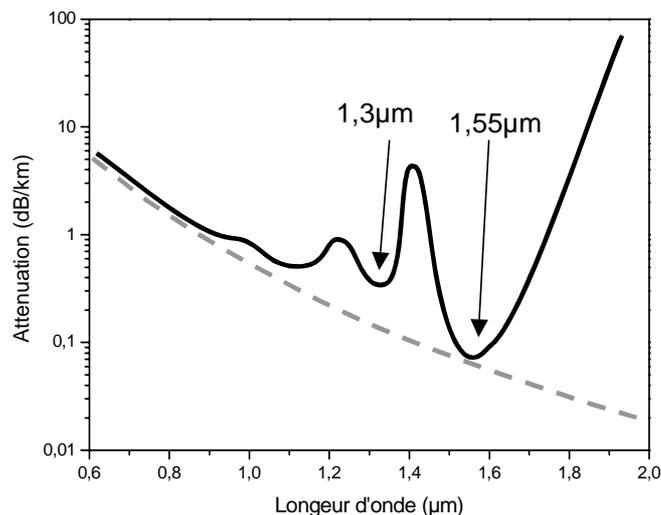


Figure 1- 2: Atténuation dans une fibre optique de silice en fonction de la longueur d'onde.

La figure (1-2) montre l'atténuation mesurée en dB/Km en fonction de la longueur d'onde dans une fibre optique standard. A une longueur d'onde de 1,55 μm , l'atténuation est minimale, elle est de l'ordre de 0,1 dB/Km.

L'accroissement de l'utilisation des fibres optiques conduit naturellement à accroître le besoin de trouver des sources pour transmettre les données sur ce support à des débits de plus en plus grands.

Dans le cas général, les laser à semi-conducteurs représentent des sources laser compactes ayant un faible coût de production dans une utilisation à grande échelle. Ils constituent donc des candidats privilégiés pour ces applications.

1-2-2 Pourquoi un pompage électrique?

Un pompage électrique, en comparaison à un pompage optique, permet de limiter l'encombrement supplémentaire du montage optique des dispositifs lié à la focalisation et la disposition d'une pompe optique. Le pompage électrique permet donc de faire des composants plus compacts et de les rendre potentiellement intégrables pour une utilisation à grande échelle. En plus du fait de la suppression de la diode de pompe, le pompage électrique permet aussi une commande et une commutation (dans le cas d'une modulation active) simplifiées sachant que les données transmises aux utilisateurs dans les réseaux de télécommunications sont généralement générées et traitées électriquement.

1-2-3 Pourquoi des VCSEL et pourquoi une cavité externe?

Nous pouvons comparer en premier lieu les VCSEL par rapport aux laser à émission par la tranche. Les VCSEL présentent de nombreux avantages par rapport aux laser à émission par la tranche. Nous pouvons citer :

- Grâce à une cavité courte, les VCSEL monolithiques permettent une émission laser sur un seul mode longitudinal.
- A une densité de courant de seuil équivalente, les courants de seuil dans les VCSEL sont relativement bas par rapport aux laser à émission par la tranche. Cela est dû au volume réduit de la région active.
- Une émission perpendiculaire aux plans de la croissance épitaxiale permet de fabriquer et de tester plus facilement une matrice de composants sans avoir à cliver les composants au préalable.

- L'étape de découpe des dispositifs est également simplifiée car cette étape ne définit pas la face du miroir de la cavité.
- Le faisceau émis présente une faible divergence en sortie. Il est typiquement de l'ordre de 10° dans les VCSEL alors qu'il est typiquement de l'ordre de 30° dans les laser à émission par la tranche. De plus il est possible d'obtenir une émission monomode transverse avec un faisceau de symétrie circulaire ou quasi-circulaire alors qu'une forte asymétrie existe pour les laser à émission par la tranche.

Cependant et comme nous allons le détailler dans la section (1-3) de ce chapitre, les puissances de sortie dans les VCSEL monolithiques pour une émission monomode transverse n'excèdent pas quelques milliwatts. Pour augmenter la puissance de sortie, il est indispensable d'augmenter le volume de la zone active. L'épaisseur des couches actives dans les VCSEL est généralement limitée à l'épaisseur des empilements des puits quantiques dans la zone intrinsèque d'une jonction p-i-n (~ 200 nm). Augmenter ce volume revient donc à augmenter la surface d'émission qui revient à augmenter la surface de la zone active sur laquelle sont injectées les porteurs (paires électrons trous). Nous noterons cette surface dans la suite de ce manuscrit "Surface d'injection".

Dans une géométrie classique de VCSEL monolithique, la cavité est de type plan-plan. L'excitation de modes transverses supérieurs est inévitable quand la taille du faisceau émis augmente. Cet aspect sera détaillé dans le chapitre 2.

Etendre la cavité du VCSEL et modifier sa géométrie (cavité plan-concave par exemple) permet d'augmenter la surface d'injection tout en gardant une émission monomode transverse. Ce type de cavité est généralement appelé cavité verticale externe (VECSEL). Les VECSEL permettent donc, en théorie, d'obtenir une émission TEM_{00} avec un niveau de puissance de sortie plus élevée que dans les VCSEL. La figure (1-3) donne une vue schématique de la configuration de la cavité résonante dans un VCSEL et un VCSEL en cavité externe. La partie semi-conductrice de la cavité du VCSEL en cavité externe sera appelée "demi-VCSEL" et sera notée "1/2 VCSEL".

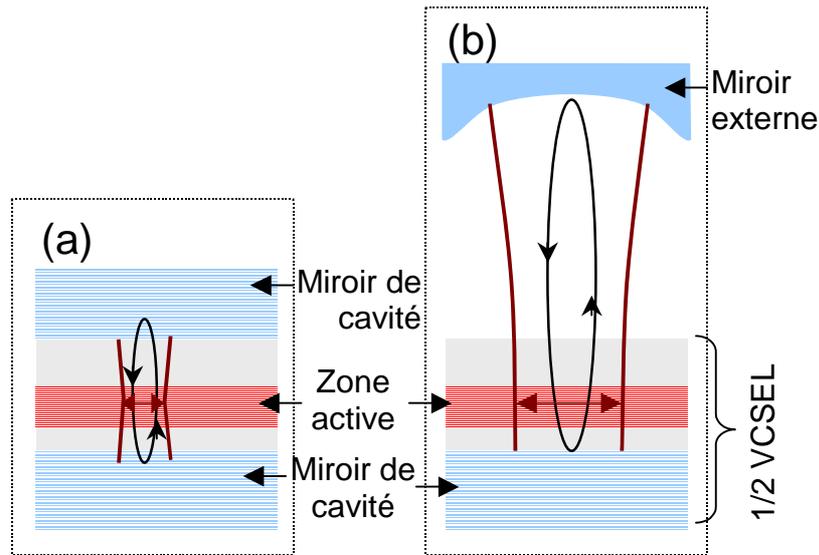


Figure 1- 3: Vue schématique d'une cavité VCSEL monolithique (a) et d'une cavité VECSEL en cavité externe de géométrie plan-concave (b).

De plus, le fait d'étendre la cavité laser, à l'air en général, permet d'y insérer des éléments qui permettent d'obtenir de nouvelles fonctionnalités.

L'insertion d'un élément non-linéaire de type absorbant saturable permet la génération d'impulsions optiques sans modulation externe par la technique du blocage de modes passif [29],[32]. La génération tout-optique d'impulsions courtes (largeur d'impulsion à mi-hauteur de l'ordre de la picoseconde) à de grandes cadences (10 GHz–50 GHz pour des cavités de longueur de 10 mm–2 mm) constitue un avantage certain par rapport à une génération dans le domaine électrique par modulation directe ou blocage de mode actif qui demandent des coûts de mise en œuvre plus onéreux lorsque la fréquence augmente au dessus de quelques GHz. Une cavité externe permet également de faire du doublage de fréquence en y insérant un cristal doubleur [36]-[37] ("Second Harmonic Generation").

La cavité externe permet aussi une émission monomode longitudinale et éventuellement accordable dans les cavités longues. Cette caractéristique d'émission permet de faire des sources stables pour la réalisation d'oscillateur local dans le domaine des hyperfréquences (radio sur fibre, radar) ou encore dans le domaine de la spectroscopie [40]-[41]. Nous allons revenir sur les différents travaux et les applications des VECSEL dans la section suivante.

1-3 Etat de l'art

Nous allons faire dans cette section, une présentation de l'état de l'art des laser en cavité verticale à émission par la surface proches de ceux développés dans le cadre de ce travail de thèse. Dans la première sous-section nous allons présenter les VCSEL monolithiques pompés électriquement et présenter les principales caractéristiques des structures existantes et leurs performances en terme de puissance de sortie et qualité spatiale et spectrale du faisceau émis. La deuxième sous-section sera consacrée à la présentation des travaux qui existent sur les VCSEL en cavité externe (VECSEL). Dans cette sous-section, nous allons présenter et comparer les principaux résultats des travaux de la littérature. Enfin, nous allons situer dans la dernière sous-section nos travaux de thèse par rapport aux précédents travaux.

1-3-1 Les VCSEL monolithiques pompés électriquement

Les VCSEL monolithiques ont été développés à différentes longueurs d'onde d'émission sur différents matériaux semiconducteurs. Les VCSEL utilisés aujourd'hui dans la transmission de données (Réseaux Ethernet 10 Gbit/s) sont développés sur substrat GaAs pour une émission à 850 nm. Il est important de noter le développement récent dans les longueurs d'onde émettant dans le visible. Dans cette partie, nous avons choisi de nous limiter aux VCSEL opérant à notre longueur d'onde de travail, à savoir 1,55 μm .

Les principaux éléments qui composent une cavité laser sont la zone de gain et les deux miroirs de la cavité résonante. Dans les VCSEL, la zone de gain est constituée de puits quantiques généralement contraints, l'utilisation de ces derniers permet un confinement des porteurs et une modification du diagramme de bandes qui contribuent à diminuer le seuil de l'émission laser. Les miroirs de la cavité sont des miroirs de Bragg.

Les matériaux utilisés pour assurer une émission à 1,55 μm sont dans la plupart des cas des puits quantiques épitaxiés sur substrat InP. Le choix de ce substrat constitue un inconvénient pour la réalisation des miroirs en matériaux semiconducteurs adaptés en maille à l'InP du fait du faible contraste d'indice de réfraction entre ces matériaux. Cet aspect oblige à utiliser un grand nombre de paires afin d'assurer une réflectivité suffisante pour obtenir l'émission laser. Nous allons revenir sur le détail du niveau de réflectivité requis pour les miroirs de cavité dans la section (3-1) du chapitre 3.

Equipe /Référence	Jacquet (Alcatel, France) [9]	Kapon (EPFL, Suisse) [7]	Chang-Hasnain (University of Berkeley/bandwidth9, Etats Unis) [8]	Amann (WSI, Universität München, Allemagne) [10]	Coldren (UCSB, Etats Unis) [6]
Confinement du courant d'injection	Implantation protonique de la jonction tunnel.	Gravure de la jonction tunnel et oxydation sélective	Oxydation sélective	Gravure de la jonction tunnel et reprise d'épitaxie	Gravure de la jonction tunnel
Puits quantiques	9 puits InGaAsP contraints	6 puits InGaAlAs contraints	puits InGaAs (nombre de puits non indiqué)	7 puits InGaAlAs contraints	5 puits InGaAlAs contraints
Miroirs de Bragg	50 paires n-InP/InGaAsP(1,4µm) R=99,7% 26,5 paires n-GaAs/AlAs, R=99,7%	35 paires n-GaAs/AlAs R~99,8% 21,5 paires n-GaAs/AlAs R~99,7%?	(Nombre de paire non indiqué) p-GaAs/AlGaAs n-InAlGaGaAs/InAlAs	2,5 paires CaF2/ZnS,Au R=99,9% 33,5 paires n-InGaAlAs/InAlAs R=99,3%	34,5 paires n-AlGaAsSb 24,5 paires n-AlGaAsSb
Surface d'injection / diamètre	~900 µm ² / 35 µm	60 µm ² / ~9 µm	~65µm ² /9µm	30 µm ² / ~6 µm	60 µm ² / ~9 µm
Puissance de sortie monomode	1mW(20°C) SMSR*=50dB	1,5mW(20°C) SMSR*>30dB	0,45 mW SMSR*33dB	2,3 mW(20°C) SMSR*>30dB	0,3mW(20°C) SMSR*>20dB

Tableau 1- 1: Résumé des caractéristiques et des performances en sortie en émission monomode transverse des VCSEL des références [6]-[10]. * SMSR de l'acronyme "Side Mode Suppression Ratio", cette grandeur quantifie la qualité de l'émission monomode en mesurant l'atténuation des modes longitudinaux voisins par rapport au mode d'émission.

Le tableau (1-1) résume les performances des différentes équipes ayant développé des VCSEL monolithiques à une longueur d'onde de 1,55 μm .

Nous avons reporté sur la figure (1-4) les schémas des structures des VCSEL des références [6]-[7] et [9]-[10]. Il est à noter que le schéma de la structure de la référence [8] est proche de celui de la référence [6].

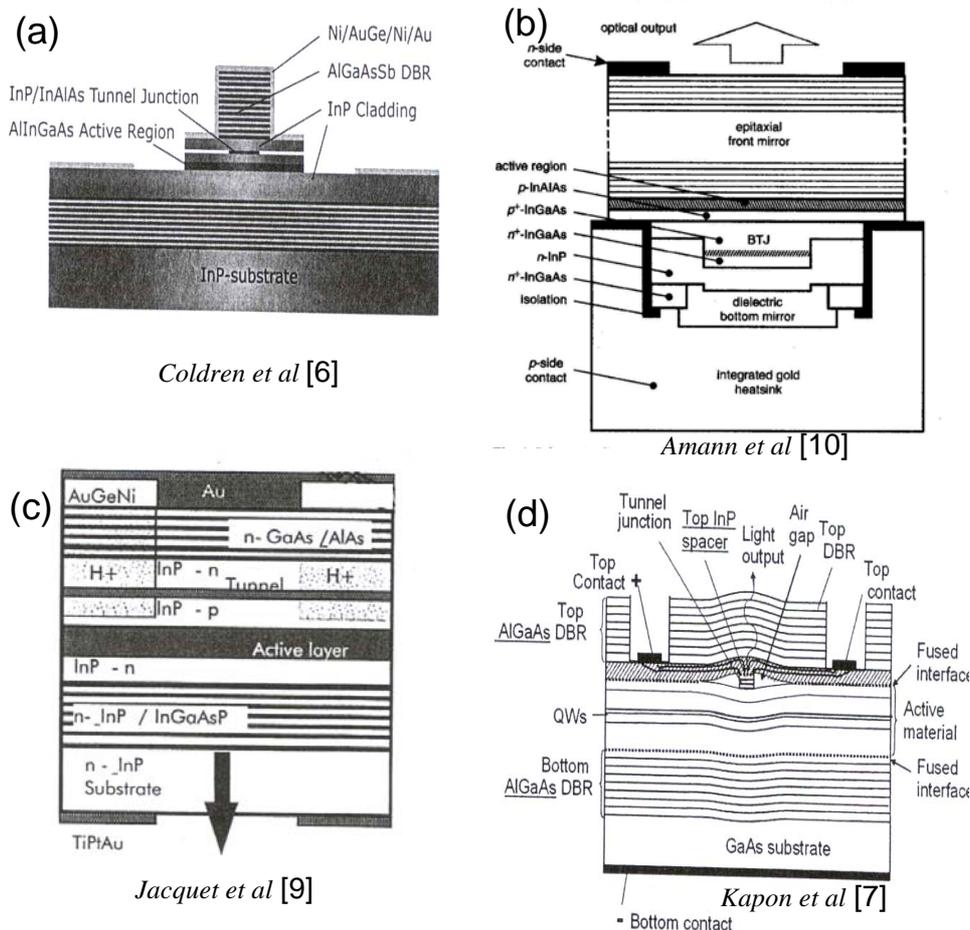


Figure 1- 4: Représentations schématiques présentées dans la littérature des VCSEL pompés électriquement opérant à 1,55 μm . Les images (a, b, c, d) proviennent respectivement des références [6] à [10].

Certaines équipes de recherche ont créé de nouvelles sociétés qui commercialisent des dispositifs de VCSEL similaires à ceux qu'elles ont développé. Nous pouvons citer les exemples de *Vertilas* [38] (équipe de *Amann*), *Bandwith9* [11] (équipe de *Chang-Hasnain*) et *Beam Express* [39] (équipe de *Kapon*).

Les structures de la figure (1-4) présentent un facteur commun qui est l'utilisation d'une jonction tunnel. Cette dernière permet d'injecter le

courant latéralement vers une zone dopée p à partir d'un contact type n. L'intérêt de l'utilisation d'une injection latérale sur une couche semiconductrice dopée n est lié aux propriétés électriques et optiques d'une telle couche qui sont meilleures que celles d'une couche semiconductrice dopée p, nous allons y revenir en détails sur cet aspect dans la section (2-4) du chapitre 2.

Par ailleurs, la jonction tunnel permet de localiser la surface d'injection. Cette localisation de l'injection est obtenue par la gravure latérale de la jonction tunnel dans le cas des références [6]-[7] et [10], ou encore par implantation protonique de la jonction tunnel dans le cas de la référence [9]. Pour garantir une émission monomode transverse, la surface d'injection est inférieure à $100 \mu\text{m}^2$ dans le cas des jonctions tunnels gravées. Elle est beaucoup plus importante ($900 \mu\text{m}^2$) dans la référence [9]. Une telle surface conduit généralement à une émission multimode transverse, mais les auteurs ont estimé que l'émission monomode transverse était favorisée dans leur cas par des effets thermiques.

La région active des VCSEL est dans tous les cas à base de puits quantiques contraints en matériau quaternaire. Deux matériaux sont présents, InGaAsP dans le cas de la référence [9] et InGaAlAs dans le cas des références [6]-[7] et [10].

Pour les miroirs de cavité, les auteurs des précédentes références s'accordent sur le fait d'utiliser au moins un miroir de cavité fabriqué sur substrat autre que InP. Nous pouvons distinguer différentes méthodes et techniques de fabrication de ces miroirs. De ces méthodes, nous pouvons citer, la reprise de croissance métamorphique [9], l'utilisation d'un miroir hybride diélectrique/métal [10] ou encore le collage épitaxial [7]. Il se trouve en effet que les miroirs de Bragg sur InP ont de mauvaises caractéristiques thermiques. Cet aspect sera détaillé la section (3-1) du chapitre 3.

Les auteurs des références citées dans le tableau (1-1) rapportent des puissances de sortie à température ambiante pour un faisceau monomode transverse de l'ordre du milliwatt. La plus haute puissance de sortie est rapportée par la référence [10] où elle atteint 2,3 mW.

Des équipes ont développé des configurations de cavité externe compactes dans lesquelles une partie de la cavité est étendue à l'air, et dans lesquelles la position du miroir supérieur de cavité est commandée électriquement pour accorder la longueur d'onde du mode d'émission.

Nous pouvons citer dans ce sens les travaux menés au LPN en collaboration avec le LEOM (l'Ecole centrale de Lyon) [22]-[23]. D'autres

travaux (*Maute et al*) ont utilisé l'assemblage par collage du 1/2 VCSEL pompé électriquement et d'un miroir de type membrane commandé électro-thermiquement [24], l'ensemble formant une cavité étendue courte (de quelques dizaine de microns). Cette dernière équipe a montré en 2006 dans la référence [25] une émission monomode transverse et longitudinale avec une puissance maximale de sortie de 1,7 mW à température ambiante. Nous avons repris dans la figure (1-5) la représentation schématique de la cavité issue de cette référence.

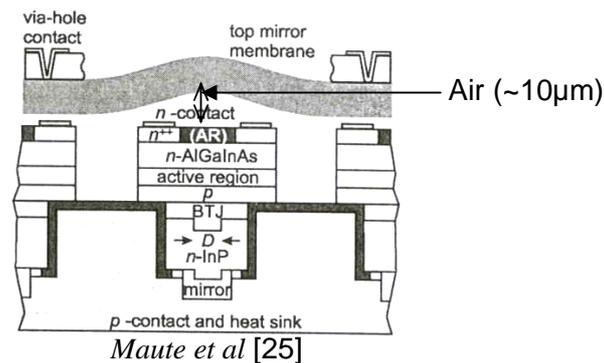


Figure 1- 5: Représentation schématique de la configuration de VCSEL en cavité étendue avec un miroir électromécanique MEM. Image tirée de la référence [25].

L'ajustement de la longueur de la cavité est réalisé par l'ajustement de la longueur de la cavité en changeant par commande électro-thermique la courbure du miroir (membrane). L'émission laser est dans ce cas accordée dans une gamme de 60 nm autour d'une longueur d'onde de 1550 nm (filière InP). Il est à noter que le diamètre de la surface d'injection est dans ce cas de 10 µm. Le diamètre et la puissance de sortie sont donc comparables aux VCSEL monolithiques opérant à 1,55 µm. Comme nous allons le voir par la suite, les performances actuelles de ce type de cavité étendue sont en-dessous des performances en sortie des VCSEL (VCSEL en cavité externe) pompés optiquement.

Les deux principales solutions pour augmenter la puissance de sortie des VCSEL monolithiques sont une meilleure dissipation thermique et une surface d'injection plus grande. Cependant, augmenter la surface d'injection engendre inévitablement une émission sur plusieurs modes transverses. Passer à une configuration de cavité externe en modifiant la géométrie de la cavité est donc une évolution logique pour augmenter la puissance de sortie.

1-3-2 VCSEL en cavité externe (VECSEL)

Nous allons décrire dans cette partie l'apparition et le développement des VCSEL en cavité externe. Nous allons présenter les principaux travaux existant actuellement à différentes longueurs d'onde d'émission. Nous allons introduire par la suite les principales applications des VECSEL opérant à 1,55 μm .

1-3-2-1 Développement des VECSEL

Le concept de VCSEL en cavité externe a été démontré pour la première fois par *Hadley et al* de Berkley University of California, en 1993. Cette équipe a montré dans la référence [12] une émission monomode transverse à une longueur d'onde de 980 nm sur substrat GaAs sous pompage électrique pour une longueur de cavité de 10 cm. La puissance de sortie en émission monomode transverse était de l'ordre de 2,4 mW sous pompage continu. Les diamètres de surface d'injection étaient de l'ordre de 100 μm . Cette référence constitue le véritable passage des VCSEL monolithiques aux VCSEL en cavité externe. Elle met déjà l'accent sur les principaux problèmes liés aux effets thermiques et à l'injection électrique (chute du rendement et uniformité de l'injection). Cette équipe prévoit déjà que la puissance de sortie peut être augmentée à quelques centaines de milliwatt si les échauffements dans la structure semiconductrice sont maîtrisés.

Suite à ce résultat, les VCSEL en cavité externe (VECSEL) ont été développés essentiellement sous pompage optique à différentes longueurs d'onde allant du visible à l'infrarouge moyen en passant par le proche infrarouge.

Le pompage optique permet de s'affranchir des problèmes qu'engendre l'injection électrique qui sont principalement liés à l'échauffement par effet Joule, aux pertes optiques induites par le dopage des couches et à l'uniformité de l'injection des porteurs sur la surface d'injection. Nous allons revenir sur ces problèmes induits par l'injection électrique dans les VECSEL dans les chapitres suivants de ce manuscrit.

Les travaux de l'équipe de *Mooradian et al* ont montré une nette amélioration en terme de puissance de sortie lors du passage sous pompage optique. Cette équipe a montré dans la référence [13] une puissance sortie de 520 mW pour une émission monomode transverse dans un VECSEL opérant à une longueur d'onde de 1004 nm (filiale GaAs). Les principaux VECSEL de puissance développés à ce jour sont sur un substrat de GaAs et permettent de couvrir une gamme de longueur d'onde allant de 850 nm à 1000 nm.

La référence [14] illustre l'utilisation des matériaux à base de nitrure pour atteindre une longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$ tout en utilisant un substrat de GaAs. Cette référence montre une puissance de sortie de 350 mW pour une température de fonctionnement de 20°C et un diamètre de faisceau de pompe de $75 \mu\text{m}$. Il est à noter que les auteurs ont utilisé une technique de collage par capillarité du diamant sur la face avant du 1/2 VCSEL pour mieux dissiper la chaleur. La même équipe a montré dans la référence [15] la première émission dans le rouge (674 nm) en utilisant un matériau actif GaInP à l'accord de maille d'une matrice de GaAs. Les auteurs obtiennent une puissance de sortie pour une émission monomode transverse de 400 mW à une température de 0°C .

Pour la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ et sur substrat InP, nous pouvons citer les travaux menés au LPN sur substrat InP où *Symond et al* montrent dans la référence [16] une émission laser avec une puissance sortie de l'ordre de 4m W à une température de 0°C . *Garnache et al* montrent dans la référence [19] une émission monomode transverse avec une puissance de sortie de 5 mW à une température ambiante. Il est à noter que dans le cas général, les performances en terme de puissance de sortie pour la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ sont largement dégradées à cause des effets thermiques par rapport aux VECSEL opérant autour de 980 nm. *Lindberg et al* montrent dans la référence [17] l'utilisation d'un dissipateur en silicium sur la face avant du 1/2 VCSEL, et obtiennent une puissance de 12 mW pour une émission monomode transverse à une température voisine de 20°C . Cette équipe montre aussi dans la référence [18] l'utilisation d'une fine couche ($\sim 50 \mu\text{m}$) de diamant comme élément dissipateur et filtre étalon, la puissance de sortie sur un seul mode longitudinal (probablement multimode transverse) est dans ce cas de 140 mW à la température ambiante. Une autre approche consiste à dissiper la chaleur par le substrat, nous pouvons citer dans ce sens les travaux entrepris au LPN en collaboration avec KTH (Royal Institute of Technology, Suède) dans le cadre de la thèse de *C. Symonds* qui utilisent un miroir hybride métal/diélectrique associé à un substrat de Silicium [32].

Le passage à l'infrarouge moyen ($\lambda \sim 2 \mu\text{m}$) a été permis par l'introduction de nouveaux matériaux actifs à base d'Antimoine (filiale GaAs). Nous pouvons citer les travaux des références [20],[40] qui montrent une émission à une longueur d'onde $2,1-2,3 \mu\text{m}$ sous pompage optique.

Il est à noter que tous les composants présentés ci-dessus utilisent le pompage optique. Le développement de composants en pompage électrique apparaît beaucoup plus difficile. De tels composants sont cependant extrêmement intéressants puisque ils permettent de supprimer la diode de pompe et sont donc potentiellement plus compacts. Les composants performants développés à ce jour restent peu nombreux et sont

basés sur un substrat de GaAs. Nous pouvons citer en particulier les travaux les plus récents (2003) de *Mooradian et al* à une longueur d'onde d'émission de 980 nm, qui montrent dans la référence [21] une émission monomode transverse avec une puissance de sortie de 0,5 W sur un diamètre de surface d'injection de 100 μm . Ces dispositifs commercialisés par *Novalux* [37] expriment la maîtrise de la fabrication des structures semi-conductrices sur substrat GaAs.

Dans le même contexte et toujours sur substrat GaAs, les références [26]-[27] montrent une émission accordable dans un VCSEL pompé électriquement en cavité externe avec une autre configuration du miroir externe qui est un micro-miroir fabriqué par gravure dans un substrat de verre et aligné sur le 1/2 VCSEL. L'émission est assurée pour une longueur de 970-980 nm. Dans la référence [27], la puissance maximale obtenue en sortie est de l'ordre de 40 mW pour un diamètre d'émission de 52 μm . La longueur de la cavité est de l'ordre de 1 mm.

Pour la longueur d'onde de 1,55 μm , des VECSEL pompés électriquement de large surface (>10 μm) performants n'ont pas été rapportés à ce jour dans la littérature.

1-3-2-2 Applications des VECSEL à 1,55 μm

La génération d'impulsions optiques courtes est une application intéressante des VECSEL opérant à 1,55 μm . Des travaux existants ont déjà démontré la génération d'impulsions sub-picosecondes à d'autres longueurs d'onde. Nous pouvons citer dans ce domaine les travaux de l'ETHZ (Swiss Federal Institute of Technology, Zurich) et de l'université de Southampton [28]. *A. Tropper et al* (Southampton) ont montré dans la référence [29] une émission impulsionnelle avec des largeurs d'impulsion de 500 fs à une longueur d'onde de 1004 nm avec un débit de 10 GHz. *U. Keller et al* (ETH) ont montré dans la référence [30] une émission impulsionnelle avec une largeur d'impulsion de l'ordre de 3 ps avec un débit de 50 GHz à une longueur d'onde de 960 nm. Il est à noter que les impulsions optiques sont dans les deux précédent cas obtenues grâce à un blocage passif des modes longitudinaux de la cavité grâce à un absorbant saturable [31].

La figure (1-6) montre une représentation schématique de la cavité. La configuration de la cavité est de géométrie plan-concave avec l'utilisation de trois miroirs.

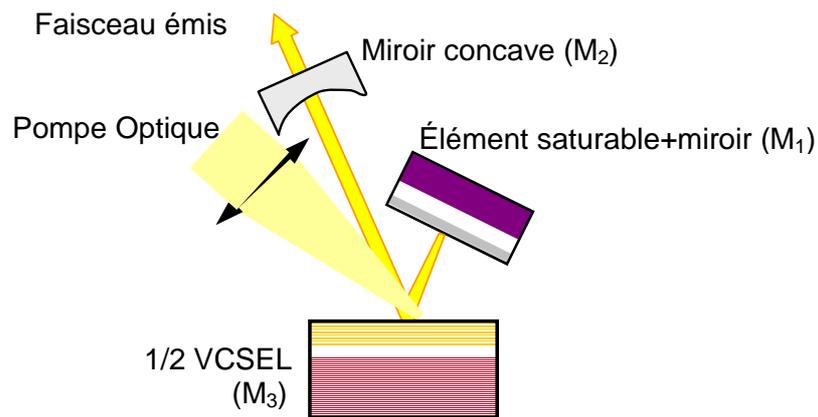


Figure 1- 6: Représentation schématique d'une configuration de VCSEL en cavité externe pompée optiquement avec un élément saturable dans la cavité résonante pour faire un blocage passif des modes de cavité pour la génération d'impulsions optiques courtes.

Pour une longueur d'onde autour de $1,55 \mu\text{m}$ et toujours sous pompage optique, nous pouvons citer les premiers travaux qui ont été menés au LPN [32]. Nous pouvons citer dans la littérature les travaux de *Hoogland et al* qui montrent dans la référence [33] l'obtention d'une émission impulsionnelle avec une largeur à mi-hauteur des impulsions de $6,5 \text{ ps}$ à une cadence de $1,35 \text{ GHz}$ pour une longueur d'onde d'émission de $1,5 \mu\text{m}$ à basse température ($-3 \text{ }^\circ\text{C}$). Nous pouvons également citer les travaux les plus récents de *Lindberg et al* qui montrent dans la référence [34] l'obtention d'une largeur d'impulsion de $3,2 \text{ ps}$ à une cadence de $2,92 \text{ GHz}$ ($-30 \text{ }^\circ\text{C}$). Il est à noter que ces travaux pour l'émission impulsionnelle à $1,55 \mu\text{m}$ sont tout deux réalisés à basse température.

La génération d'impulsions optiques courtes est un exemple qui tire profit de l'avantage de la cavité externe pour l'insertion d'élément intra-cavité. Il existe d'autres applications qui tirent profit de la cavité externe et qui peuvent être appliquées à des longueurs d'onde de $1,55 \mu\text{m}$.

Nous pouvons citer par exemple l'émission sur un seul mode longitudinal en filtrant les modes longitudinaux. Bien que très peu de travaux sur ce thème aient été rapportés à ce jour, [35] l'obtention d'une émission laser de puissance supérieure à une dizaine de milliwatt parfaitement monomode, stable et de très faible bruit de phase avec une faible largeur de raie ($\sim\text{kHz}$) serait intéressante pour les applications dans le domaine de la spectroscopie, de l'optique non-linéaire (pompage cohérent de certains cristaux dopés aux terres rares), mais aussi des applications Radar ou radio sur fibre. La configuration VECSEL doit permettre d'obtenir de telles caractéristiques d'émission. Il est à noter que de telles caractéristiques ont été obtenues à des longueurs d'onde de $2,3 \mu\text{m}$ [40] et à $1 \mu\text{m}$ [41] pour des

puissances de sortie respective de l'ordre de 5 mW (à 288 K) et de 500 mW (à 283 K).

En conclusion de cette partie sur les VCSEL en cavité externe, nous avons présenté les différents résultats publiés dans la littérature. Nous pouvons noter la limitation de la puissance en sortie de la filière InP par rapport à la filière GaAs. Cela traduit la difficulté du passage à une longueur d'onde de 1,55 μm . Les travaux sur les VECSEL pompés électriquement sont limités à quelques contributions utilisant la filière GaAs pour des longueurs d'onde autour de 980 nm. A notre connaissance et avant nos travaux, il n'existe pas dans la littérature des contributions pour les VECSEL en cavité longue pompés électriquement et opérant à 1,55 μm .

1-3-3 Les challenges

Malheureusement, le choix de travailler sur des VECSEL pompés électriquement à une longueur d'onde de 1,55 μm induit une accumulation de difficultés.

La première difficulté est liée au fait que les matériaux actifs performants actuellement disponibles assurant une émission à cette longueur d'onde nous obligent à utiliser un substrat InP. Or, nous avons vu que pour les VCSEL monolithiques les miroirs de Bragg disponibles à l'accord de maille avec une matrice d'InP ont des propriétés thermiques médiocres qui limitent la puissance sortie. Dans le cas des cavités externes, le gap d'air vient encore dégrader la dissipation de la chaleur du fait de la suppression d'une partie semiconductrice de la cavité.

Le pompage électrique induit lui, des difficultés liées aux résistances électriques des composants qui doivent être minimales pour générer le moins de chaleur possible dans les structures de 1/2 VCSEL. Cependant, diminuer les résistances électriques ne doit pas engendrer une dégradation des propriétés optiques dans le 1/2 VCSEL. De plus, l'injection électrique doit présenter une distribution uniforme dans la surface d'injection. Cet aspect pourra être critique pour les grands diamètres d'émission. Une injection non-uniforme peut favoriser des modes transverses d'ordre supérieurs et entraîner une chute du rendement d'émission.

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté un bref historique des VCSEL et des VECSEL. Par la suite, nous avons justifié les choix du sujet de thèse. Nous avons répondu à trois principales questions qui sont: pourquoi travailler à une longueur d'onde de $1,55\ \mu\text{m}$? Pourquoi travailler en pompage électrique ? Et enfin, pourquoi avoir choisi des VCSEL en cavité externe?

Dans la section (1-3), nous avons rappelé et comparé les résultats à l'état de l'art existant à ce jour pour les VCSEL opérant à $1,55\ \mu\text{m}$ et les VECSEL en cavité externe en général. Par la suite nous avons exposé les principales difficultés liées au choix que nous avons fait de réaliser des VECSEL à $1,55\ \mu\text{m}$ pompés électriquement.

Références

- [1] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, Y. Suematsu, GaInAsP/InP surface emitting laser, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 18 (1979), 2329-2330.
- [2] K. Inga, S. Koyama, S. Kinochita, Surface emitting semiconductor laser, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23 (1988) 1845-1855.
- [3] J.A Lott, R. P. Schneider, K. J. Malloy, S. P. Kilcoyne, K. D. Choquette, Partial Top Dielectric Strack Distributed Bragg Reflectors for Red Vertical Cavity Surface Emitting Laser, *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(12), 1397-1399, 1994.
- [4] K. D. Choquette, R. P. Schneider, M. Hagerott Crawford, K. M. Beib, J. J. Figiel, Continuous Wave Operation of 640-660 nm Selectively Oxidised AlGaInP Vertical-Cavity Laser, *Electronics Letters*, 31(14), 1145-1146, 1995.
- [5] Carl Wilmsen, Henryk Temkin and Larry A. Coldren, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Design, fabrication, characterization and applications, Cambridge University Press, 1999.
- [6] D.Feezell, D.A. Buell, L.A. Coldren, InP-Based 1.3-1.6 μ m VCSEL With Selectively Etched Tunnel-Jonction Apertures on a Wavelength Flexible Platrom, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. 10, October 2005.
- [7] A. Syrbu, A. Mircea, A. Caliman, C-A. Berseth, G. Surucaunu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra, E. Kapon, 1.5-mW Single – Mode Operation of Wafer-Fused 1550-nm VCSEL, *Photonics Technology Letters*, VOL. 16, NO.5, May 2004.
- [8] W. Yuen, G.S. Li, R.F. Nabiev, J. Boucart, P. Kner, R.J. Stone, D. Zhang, M. Beaudoin, T. Zheng, C. He, K. Yu, M. Jansen, D.P. Worland, C.J. Chang-Hasnain High-performance 1.6 μ m single-epitaxy top-emitting VCSEL, *ELECTRONICS LETTERS* Vol. 36 (13): 1121-1123 June (22) 2000.
- [9] J. Boucart, C.Strack, F.Gaborit, A. Plais, N. Bouché, A. Derouin, L. Goldstein, C. Fortin, D., Carpentier, P. Salet, F. Brillout, J.

Jacquet, 1-mW CW-RT monolithic VCSEL at 1.55 μm , IEEE Photonics Technologie Lettres, Vol. 11, No. 6, June (1999).

[10] M. Ortsiefer, S. Bayder, K. Windhorn, G. Böhm, J. Rosskopf, R. Shau, E. Rönneberg, W. Hofmann, M-C. Amann, 2.5 mW Single-Mode operation of 1.55 μm Burried Tunnel Junction VCSEL, IEEE Photonics Tech. Vol. 17, No.8, August (2005).

[11] L. Chrostowski, C.-H. Chang, C. J. Chang-Hasnain, Injection-Locked 1.55 μm Tunable VCSEL for Uncooled WDM Transmitter Applications, Photonics Tech. Vol. 16, No.3, March (2004).

[12] M-A. Hadley, G-C. Wilson, K. Y. Lau, J-S. Smith, High single-Transverse Mode Output From external-Cavity surface-Emitting Laser Diodes, Appl. Phys. Lett. 63(12), (1993).

[13] M.Kuzsetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian, High-Power ($>0,5\text{W}$) CW diode-pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Laser with Circular TEM₀₀ Beams, IEEE Photonics Technologie Lettres, Vol. 9, No. 8, August (1997).

[14] S. Calvez, J-M. Hopkins, S.A. Smith, A-H. Clark, R. Macaluso, H-D. Sun, M-D. Dawson, T. Jouhti, M. Pessa, K. Gundogdu, K-C. Hall, T-F. Boggess, GaInNAs/GaAs Bragg-mirror-based structures for novel 1.3 μm device applications, Journal of Crystal Growth, 268 (2004) 457-465.

[15] J-E. Hastie, S. Calvez, M-D. Dawson, T. Leinonen, A. Laasko, J. Lyytikäinen, M.Pessa, High power CW red VECSEL with linearly polarized TEM₀₀ output beam, Optics Express Vol. 13, No, 1, January (2005).

[16] Symonds, I.Sagnes, J-L. Oudar, S. Bouchoule, A. Garnache, J, Berggren, M. Strassner, Room Temperature CW lasing operation of monolithically grown 1.55 μm vertical external cavity emitting laser, Optics Communication, 230 419-423 (2004).

[17] H. Lindberg, M. Strassner, J. Bengtsson, A. Larsson, High-Power Optically Pumped 1550-nm VECSEL with a Bonded Silicon Heat Spreader, Photonics Tech. Letters. Vol. 16, No.5, May (2004).

- [18] H. Lindberg, M. Strassner, A. Larsson, Improved Spectral Properties of an Optically Pumped Semiconductor Disk Laser Using a Thin Diamond Heat Spreader as an Intracavity Filter, *Photonics Tech. Letters*. Vol. 17, No.7, May (2005).
- [19] A. Garnache, W. Y. Hwang, S. Hoogland, W. Matin, D. Permogov, A. C. Tropper, B. Pladus, A. Kachanov, 1.5-1.6 μm high-power circular TEM_{00} surface-emitting laser operating in CW at 300 K, *Post Deadline IPRM 2002*.
- [20] L. Cerruti, A. Garnache, F. Genty, A. Ouard, C. Albert, Low threshold, room temperature laser diode pumped Sb-based VECSEL emitting around 2.1 μm , *Electron. Lett.* 6th, Vol. 39 No. 3, February (2003).
- [21] E-M. Strzelecka, J.-G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.-V. Shcheglov, D. Lee, J.-P. Watson, K-W. Kennedy, G-P. Casey, H. Zhou, W. Ha, B-D. Cantos, W-R. Hitchens, D-L Heald, V-V. Doan, K-L Lear, High power, high brightness 980nm, laser based on the extended cavity surface emitting laser concept, *Proceeding of SPIE Vol. 4993 (2003)*, 57-67.
- [22] J. L. Leclercq, P. Régrény, I. Sagnes, J. Jacquet, M. Strassner, A. Plais, F. Poingt, S. Bouchoule, In-P Based wavelength tunable monolithic VCSEL structure with InP/air-gap top mirror compatible with a single epitaxy step, *Proc. SPIE 5453*, 5453-24 (2004).
- [23] I. Sagnes, M. Strassner, S. Bouchoule, J-L. Leclercq, P. Regreny, A. Bakouboula, F. Riemenschneider, P. Meissner, InP-based wavelength tunable vertical cavity surface emitting laser structures, *C. R. Physique 4 (2004)* 675-685.
- [24] M. Maute, F. Riemenschneider, M. Ortsiefer, R. Shau, P. Meissner, M.-C. Amann, Novel 2-chip-concept for micro-mechanically tunable long-wavelength VCSEL for the 1.55 μm wavelength range, *Proc. Of SPIE Vol. 5453*, 240-248.
- [25] M. Maute, B. Kögel, G. Böhm, P. Meissner, M.-C. Amann, MEMS-Tunable 1.55 VCSEL With Extended Tuning Range Incorporating a Buried Tunnel Junction, *Photonics Technology Letters*, VOL. 18, NO.5, March (2006).

- [26] G-A. Keeler, D-K. Serkland, K-M. Geib, G-M. Peake, A. Mar, Single Transverse Mode Operation of Electrically Pumped Vertical-external-Cavity surface-Emitting laser With Micromirrors, IEEE Photonics Tech. Vol. 17, No.3, March (2005).
- [27] R-I. Aldaz, M-W. Wiemer, D-A-B. Miller, J-S. Harris Jr., Monotonically-integrater long cavity surface emitting laser incorporating a concave micromirror on a glass substrate, Optics Express Vol. 12, No.17, August (2004).
- [28] U. Keller, A. Tropper, Passively modelocked surface-emitting semiconductor lasers, PHYSICS REPORTS, Vol. 429 (2), page 67-120, June 2006.
- [29] A. Garnache, S. Hoogland, C. Tropper, I. Sagnes, G. Saint-Giron, J-S. Roberts, Sub-500-fs, solitons-like pulse in a passively modelocked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power, Applied Physics Letters, Vol. 80, No. 21, 27 May 2002.
- [30] D. Lorensen, D.J.H.C. Maas, H.J. Unold, A.R. Bellancourt, B. Rudin, E. Gini, D. Ebling, U. Keller, 50-GHz passively mode-locked surface-emitting semiconductor laser with 100-mW average output power, IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, Vol. 42 (7-8), Page 838-847 JUL-AUG 2006.
- [31] A. A. Haus, Y. Sil, theory of mode locking of laser diode with a multiple-quantum-well structure, Optical Society of America B, Vol. 2, No. 7, 1237-1243 (1985).
- [32] C. Symond, Laser à semiconducteurs en cavité verticale étendue émettant à 1,55 μ m et perspective pour la génération d'impulsions brèves, Thèse, N°Ordre:7417 Université Paris XI UFR scientifique d'Orsay (2003).
- [33] S. Hoogland, A. Garnache, I. Sagnes, B. Paldus, K. J. Weingarten, R. Grange, M. Haiml, R. Paschotta, U. Keller, A. C. Tropper, Picosecond pulse generation with a 1.5- μ m passively mode-locked surface-emitting semiconductor laser, Electron. Lett. 39, 846 (2003).
- [34] H. Lindberg, M. Sadeghi, M. Westlund, S. Wang, A. Larsson, M. Starssner, S. Marcinkevicius, Mode locking a 1550 nm

semiconductor disk laser by using a GaInNAs saturable absorber, *Optics Letters*, Vol. 30, No. 20, October 15, (2005).

[35] H. Lindberg, A. Larsson, M. Starssner, Single-frequency operation of high-power, long-wavelength semiconductor disk laser, *Optics Letters*, Vol. 30, No. 17, September 1, (2005).

[36] J. H. Lee, S. M. Lee, T. Kim, and Y. J. Park, 7 W high-efficiency continuous-wave green light generation by intracavity frequency doubling of an end-pumped vertical external-cavity surface emitting semiconductor laser, *App. Phys. Lett.* 89, 241107 (2006).

[37] Site Internet de novalux, <http://www.novalux.com>.

[38] Site Internet de Vertilas, <http://www.vertilas.com>.

[39] Site Internet de Beam Express, <http://www.beamexpress.com>.

[40] A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty, D. Romanini, Single-Frequency Tunable Sb-Based VCSEL Emitting at 2.3 μ m, *Photonics Technology Letters*, VOL. 17, NO.10, October (2005).

[41] M. Jacquemet, M. Domenech, J. Dion, G. Lucas-Leclin, P. George, I. Sagnes, A. Garnache, Single-Frequency High-Power Continious-Wave Oscillation at 1003 nm of an Optically Pumped Semiconductor laser, *Proceedings Phtonics Europe Strasbourg 2006*.

CHAPITRE 2: PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DES CAVITES VECSEL

Introduction du chapitre

Nous allons présenter dans ce chapitre les outils et les formalismes nécessaires pour comprendre, caractériser et comparer les performances de nos VECSEL.

Nous allons présenter dans la section (2-1) et la section (2-2), les modes de cavité longitudinaux et transverses. Nous allons exposer la formation de l'onde stationnaire correspondant au mode résonant dans la cavité et introduire le coefficient de confinement longitudinal effectif qui est nécessaire pour estimer les pertes ou le gain subi par le mode résonant dans la cavité. Par la suite, nous allons détailler les pertes des modes transverses dans une géométrie de cavité plan-concave.

Dans la section (2-3), nous allons présenter les propriétés électriques et optiques des couches semiconductrices constituant le 1/2 VCSEL, en fonction de leurs types (n ou p) et de leurs niveaux de dopage.

2.1 Modes de cavité Fabry Pérot

Nous allons rappeler dans cette section les définitions des modes longitudinaux et de l'intervalle spectral libre (ISL) dans une cavité résonante. Par la suite, nous allons détailler le calcul de la densité d'énergie effective du champ stationnaire correspondant à un mode de cavité et nous donnerons sa relation avec le gain ou les pertes subi par l'onde stationnaire au passage des différentes couches.

Dans une cavité de type Fabry-Pérot, les modes longitudinaux (appelés aussi modes Fabry-Pérot) correspondent aux ondes qui subissent une interférence constructive après plusieurs allers-retours dans la cavité. La figure (2-1) schématise l'amplitude des champs des modes des trois premiers ordres ($q=1, 2$ et 3) dans une cavité Fabry-Pérot délimitée par deux miroirs M_1 et M_2 . Les phases de l'onde correspondantes à ces modes doivent être des multiples de 2π après la propagation sur un aller-retour dans la cavité.

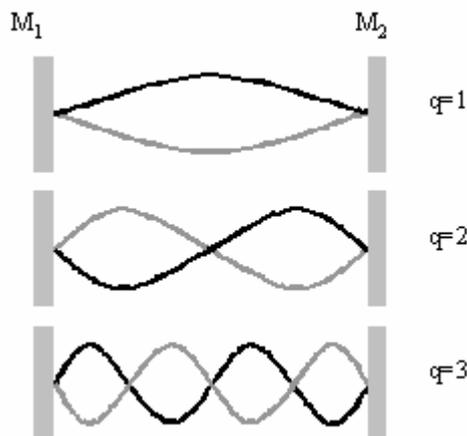


Figure 2- 1: Schéma des phases des trois premiers modes de la cavité Fabry-Pérot délimitée par les miroirs M_1 et M_2 . La phase à la réflexion est identique pour les deux miroirs.

La longueur d'onde du mode résonant " q " est donnée en fonction de la longueur optique totale de la cavité dans l'équation (2-1).

$$\lambda_q = \frac{2L_{opt}}{q} \quad (2-1)$$

où " L_{opt} " est la longueur optique de la cavité.

La longueur optique de la cavité est un multiple entier ou demi-entier de la longueur d'onde du mode résonant. L'équation (2-2) donne l'expression approchée de longueur d'onde du mode Fabry-Pérot d'ordre q en fonction des différentes couches (i) constituant la cavité résonante.

$$\lambda_q \approx \frac{2 \sum n_i L_i}{q} \quad (2-2)$$

où " n_i " et " L_i " représentent respectivement les indices de réfraction à la longueur d'onde λ_q et les épaisseurs physiques des couches intra-cavité.

Il est à noter que cette expression suppose que les réflexions internes dues aux différences des indices des couches (i) constituant le 1/2 VCSEL sont négligeables par rapport aux réflexions sur les deux miroirs de la cavité.

L'espacement entre deux modes adjacents, appelé intervalle spectral libre (ISL), est noté dans le domaine fréquentiel $\Delta\nu_{ISL}$. Il représente l'inverse du temps qu'un photon oscillant dans la cavité met pour faire un aller-retour dans la cavité. L'équation (2-3) donne son expression.

$$\Delta\nu_{ISL} = \sum \frac{c}{2n_i L_i} \quad (2-3)$$

où " c " représente la célérité de la lumière dans le vide.

La figure (2-2) montre la variation en longueur d'onde de l'ISL en fonction de la longueur optique de la cavité pour un mode de cavité résonant à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$. Nous avons superposé sur cette courbe les cas réels de quelques références de VCSEL [1]-[3] et de VCSEL en cavité étendue à l'air [4]-[8]. L'espacement entre les modes de cavité dans les cavités longues de quelques millimètres est de l'ordre du dixième de nanomètre alors qu'il est de l'ordre d'une centaine de nanomètre dans les cavités courtes.

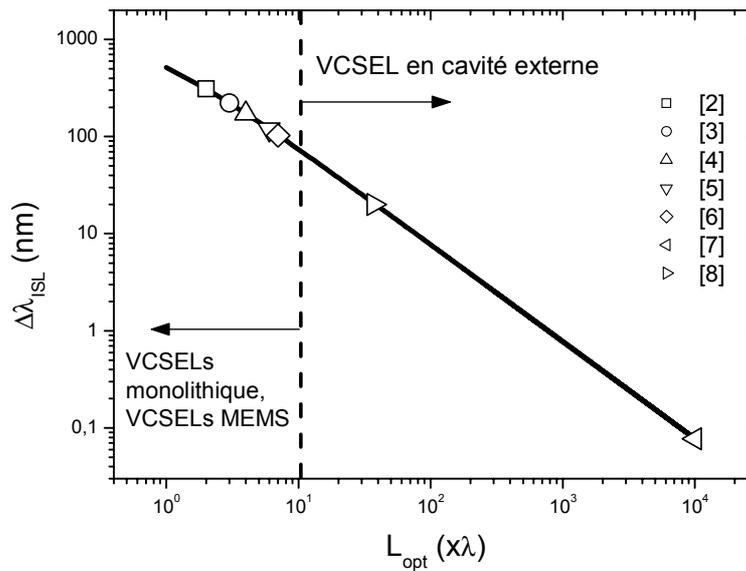


Figure 2- 2: Evolution de l'ISL en fonction de la longueur optique de la cavité donnée ici en multiple de la longueur d'onde de résonance qui est dans ce cas de 1,55 μm .

Les grandes valeurs d'ISL (>100 nm) correspondent à des VCSEL monolithiques utilisés pour assurer une émission mono fréquence, éventuellement accordable dans les cavités à membrane électromécanique (MEM). Les longueurs physiques des cavités dans ce cas, varient de quelques microns à quelques dizaines de microns [1]-[5]. Les valeurs d'ISL sub-nanomètre correspondent à des VCSEL en cavité externe longue assurant en général des émissions multifréquences à forte puissance. Dans ce cas, les longueurs physiques des cavités peuvent varier de quelques millimètres [6], [8] jusqu'à atteindre l'ordre du mètre [9].

2.1.1 Modes Fabry-Pérot et gain

La présence d'un milieu amplificateur dans la cavité résonante est nécessaire pour assurer une émission laser. Dans notre cas, les puits quantiques constituent ce milieu. La largeur à mi-hauteur du spectre de gain est inférieure à 100 nm autour d'une longueur d'onde de 1,55 μm (~ 70 nm dans notre cas voir la mesure dans la section (3-1) du chapitre 3). Ceci est lié aux caractéristiques de la zone de gain à base de puits quantiques, nous allons y revenir en détails dans la section (3-2) du chapitre 3.

L'amplification que subit l'onde au passage des puits quantiques doit compenser les pertes dans la cavité résonante. Ces pertes sont liées à la propagation dans le milieu intra-cavité et aux réflexions sur les miroirs de

la cavité. Nous allons revenir sur le détail des pertes dans la suite de ce chapitre et dans la section (3-1) du chapitre 3 qui traite des miroirs de Bragg.

La figure (2-3) compare de manière schématique le spectre de gain au spectre des modes longitudinaux pour deux valeurs différentes de l'ISL.

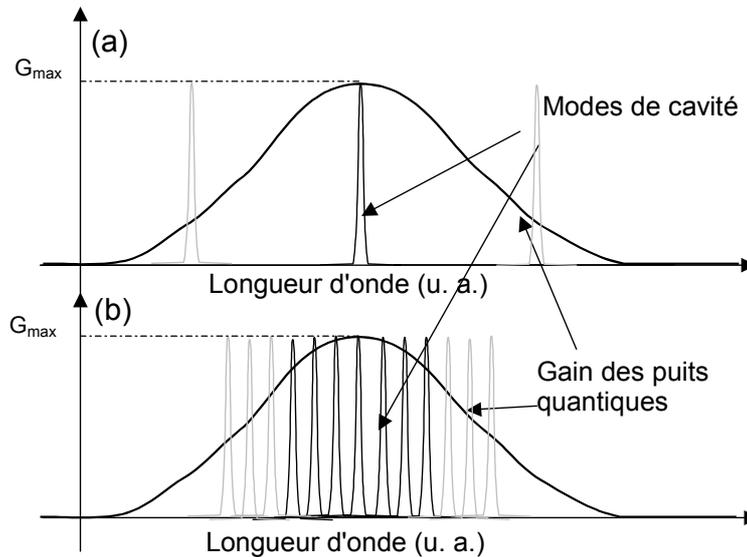


Figure 2- 3: Schéma des modes Fabry-Pérot et spectre de gain stimulé des puits quantiques dans une cavité résonnante (a) cas des cavités courtes (b) cas des cavités longues.

Le premier cas correspond à une cavité courte (figure (2-3(a))), l'ISL est dans ce cas grand devant la bande où le gain compense les pertes de la cavité. Un seul mode Fabry-Pérot subit une amplification suffisante pour compenser les pertes. Dans ce cas, l'émission laser sera monomode longitudinale. Le deuxième cas correspond aux cavités longues, l'ISL est cette fois petit devant la bande où le gain compense les pertes de la cavité. Plusieurs modes Fabry-Pérot subissent une amplification suffisante pour compenser les pertes. Dans ce cas, l'émission laser sera multimode longitudinale.

A l'opposé, nous retrouvons le cas de figure d'une émission monomode longitudinale dans les VCSEL monolithiques et dans le cas des VCSEL en cavité étendue avec une membrane électromécanique (MEM). Cette configuration permet d'avoir des micro-sources laser monomodes avec un taux de suppression des modes (SMSR) grand.

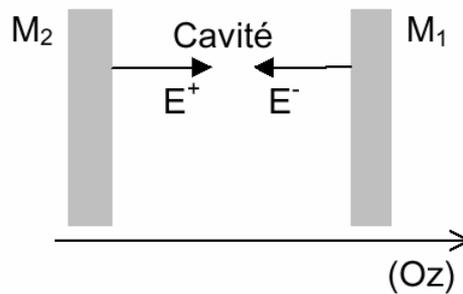
Nous retrouvons le cas de figure d'une émission laser multimode longitudinale dans les VECSEL en cavité longue pour avoir des sources laser impulsionnelles ou des sources laser continues avec une plus grande puissance de sortie que les VCSEL en cavité courte (émission monomode transverse). Il est à noter que ce cas de figure n'empêche pas d'avoir une émission monomode longitudinale en insérant un filtre étalon dans la cavité ou encore en se mettant dans les conditions particulières de la référence [9] qui sont la stabilité mécanique et thermique de la cavité qui est dans ce cas pas trop longue ($L_{\text{cav}} \sim 4 \text{ mm}$) couplée à des miroirs de cavité hautement réfléchissant.

2.1.2 Onde stationnaire et atténuation

Nous allons à présent nous intéresser à l'onde stationnaire formée lors de la propagation d'un mode Fabry-Pérot dans la cavité. Nous allons définir la densité d'énergie de cette onde et voir comment il est possible de minimiser les pertes et maximiser le gain dans la cavité en jouant sur la position des différentes couches par rapport au champ stationnaire.

Considérons deux champs d'amplitudes égales " E_0 " se propageant dans la cavité résonante E^+ et E^- , avec une constante de propagation " β " suivant l'axe " Oz ".

$$\begin{aligned} E^+ &= E_0 e^{j(\beta z - \omega t)} \\ E^- &= E_0 e^{j(-\beta z - \omega t)} \end{aligned} \quad (2-4)$$



Il se forme alors une onde stationnaire qui est la résultante de ces deux champs et qui s'écrit comme suit:

$$E(z) = E^+(z) + E^-(z) = 2E_0 e^{-j\omega t} \cos^2(\beta z) \quad (2-5)$$

La densité d'énergie $P(z)$ suivant l'axe de propagation de l'onde stationnaire sera donnée par:

$$P(z) = \frac{1}{2} n(z) \sqrt{\varepsilon_0} E(z) E^*(z) = \underbrace{2 n(z) E_0^2 \sqrt{\varepsilon_0}}_{P_0} \cos^2(\beta z) \quad (2-6)$$

où $n(z)$ est l'indice de réfraction intra cavité à la position "z" et ε_0 est la permittivité dans le vide.

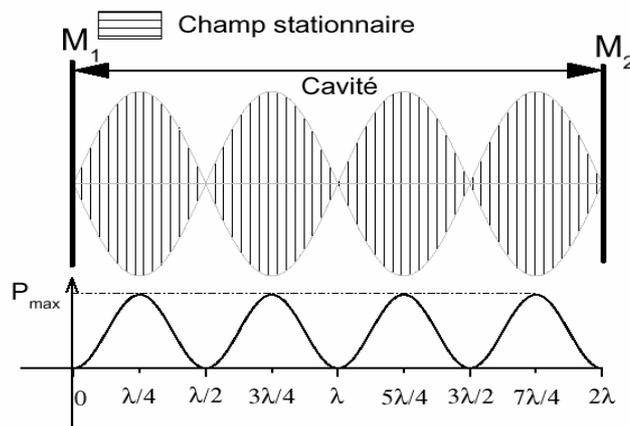


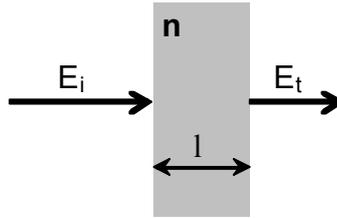
Figure 2- 4: Représentation schématique de la densité d'énergie en fonction de la longueur optique de la cavité et du champ stationnaire du mode résonant. Le mode choisi pour la représentation est le mode d'ordre $q=2$.

La figure (2-4) représente la densité d'énergie de l'onde stationnaire d'un mode Fabry-Pérot (ici d'ordre $q=2$) en fonction de l'épaisseur optique dans la cavité.

La densité d'énergie est minimale aux nœuds du champ stationnaire. Ces derniers sont situées aux points $\beta z = m\pi + \pi/2$ où "m" est un nombre entier. La densité d'énergie est maximale pour les anti-nœuds du champ stationnaire qui sont situés aux points $\beta z = m\pi$.

2.1.2.1 Rappel sur l'atténuation (ou l'amplification)

Nous allons rappeler dans cette sous-section la définition de l'atténuation d'une onde au passage d'une couche de matériau d'épaisseur "l". Cette notion est nécessaire pour quantifier le gain ou les pertes dans une cavité résonante.



Soit " E_i " le l'intensité du champ incident dans une couche d'épaisseur " l " et soit " E_t " l'intensité du champ transmis. Les pertes dans la couche sont définies comme étant la fraction de intensité absorbée dans la couche. Le gain quant à lui est défini comme étant la fraction de l'intensité amplifiée dans la couche.

L'expression de l'atténuation en intensité optique est alors donnée comme suit:

$$A(\%) = 100 \left(1 - \frac{|E_t|^2}{|E_i|^2} \right) \quad (2-7)$$

Les équations (2-8) (a) et (b) définissent alors le coefficient d'atténuation ou d'amplification noté " j " qui représente la fraction de l'atténuation ou de l'amplification en intensité indépendamment de l'épaisseur de la couche, il est généralement donné en cm^{-1} .

$$A(\%) = 100 \left(1 - e^{-jl} \right) \quad (2-8)-(a)$$

Soit:

$$\frac{|E_t|^2}{|E_i|^2} = e^{-jl} \quad (2-8)-(b)$$

Pour une structure multicouche, l'expression de l'atténuation totale en s'écrit alors:

$$A(\%) = 100 \left(1 - e^{-\sum_{i=0}^n j_i l_i} \right) \quad (2-9)$$

où j_i et l_i représentent respectivement le coefficient d'atténuation et l'épaisseur de la couche " i ".

2.1.2.2 Atténuation (ou amplification) dans la cavité résonante

L'expression (2-10) ci dessous définit le coefficient d'atténuation (ou d'amplification) correspondant à l'atténuation (ou à l'amplification) subie par l'onde stationnaire dans la cavité résonante au passage d'une couche ayant pour épaisseur physique $l=l_1-l_2$. Le paramètre " $j(z)$ " représente l'atténuation si $j(z)=\alpha<0$ (cm^{-1}), il représente une amplification si $j(z)=g>0$ (cm^{-1}).

$$J = \int_{l_1}^{l_2} j(z) \frac{P(z)}{P_0} dz = \int_{l_1}^{l_2} j(z) \frac{1}{P_0} 2n(z) E_0^2 \sqrt{\epsilon_0} \cos^2(\beta z) dz \quad (2-10)$$

Dans les VECSEL (et VCSEL en général), les zones d'amplification sont constituées par les puits quantiques. Les zones d'atténuation correspondent aux couches semiconductrices qui présentent une absorption non négligeable (c'est le cas des couches dopées).

Pour le calcul, nous considérons que l'atténuation (ou l'amplification) totale est la somme des atténuations et amplifications des couches de la cavité. Chaque couche " i " présente un paramètre $j(z)$ constant.

$$J_{\text{totale}} = \sum_i J_i \quad (2-11)$$

Pour calculer J_i dans la couche " i ", nous pouvons distinguer deux cas de figure. Le premier est celui où l'épaisseur optique de la couche est un multiple du demi de la longueur d'onde d'émission ($\lambda/2$) et où la valeur de $j(z)$ est constante dans cette couche ($j(z)=j_0$). Dans ce cas, J_i est indépendant de la position de la couche par rapport à l'onde stationnaire du mode résonant de la cavité. Son expression en intensité est donnée comme suit:

$$J_i = j_0 n(l_i) \quad (2-12)$$

où:

- l_i est l'épaisseur physique de la couche i .
- n est l'indice de réfraction de la couche i .

Le deuxième cas de figure est celui d'une couche dont l'épaisseur optique de la couche est inférieure au demi de la longueur d'onde d'émission ($\lambda/2$) et où la valeur de $j(z)$ est constante dans cette couche. Le calcul de J_i va alors dépendre de la position de la couche par rapport à l'onde stationnaire du mode résonant de la cavité. J_i devra être calculé suivant l'expression (2-10). En pratique, ce cas de figure est présent dans les VCSEL pour les couches des puits quantiques et la couche de la jonction tunnel. La figure (2-5)

schématise la position des couches de gain et de pertes par rapport à la densité d'énergie du champ stationnaire du mode résonant de la cavité.

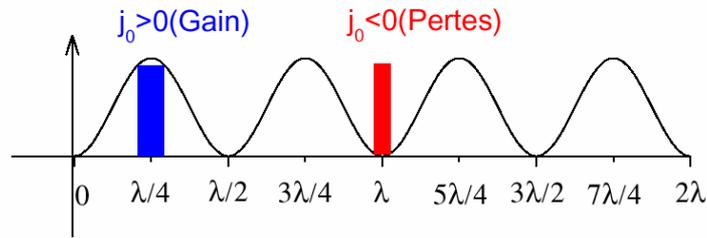


Figure 2- 5: Position des couches de gain (couleur bleue) et de pertes (couleur rouge) par rapport à la densité de puissance du champ stationnaire du mode résonant.

Afin de minimiser les pertes de la jonction tunnel, cette dernière est centrée dans un nœud du champ stationnaire. Pour maximiser le gain des puits quantiques, ces derniers sont centrés sur un ventre du champ.

Nous allons utiliser l'expression (2-10) pour calculer l'atténuation ou l'amplification aux passages des couches minces (puits quantiques et jonction tunnel) dans nos structures de $1/2$ VCSEL dans le chapitre 3 (section (3-1)).

2.2 Cavité plan-concave

Nous allons à présent nous intéresser à la géométrie de cavité plan-concave, qui est la géométrie des cavités sur lesquelles nous avons travaillé. La partie plane est constituée par le miroir de Bragg sur la partie semiconductrice de la cavité. La partie concave est le miroir externe.

Dans ce qui suit, nous allons faire des rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique sphéro-gaussienne dans une telle cavité. Nous allons rappeler également la définition des modes stables de la cavité et de leurs tailles de faisceau (ou "waist"), nous allons donner leurs expressions en fonction des paramètres de la cavité.

2.2.1 Modes transverses gaussiens

Les modes gaussiens sont les solutions des équations de Maxwell pour la propagation d'un champ électromagnétique entre les deux miroirs de la cavité sous une approximation paraxiale. L'onde se propage suivant un axe (Oz) et l'amplitude n'est notable qu'au voisinage de cet axe [11],[12].

L'expression approchée d'une solution de l'équation de propagation [10],[12] est donnée comme suit:

$$E(x, y, z, t) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \times \exp(i(kz - \omega t - \varphi)) \quad (2-13)$$

où - E_0 est l'amplitude maximale du champ.

- w_0 est une grandeur qui définit la taille minimale du faisceau. Dans notre cas w_0 est pris comme origine de l'axe (z). Il est généralement donné comme étant le rayon dans le plan (x,y) pour lequel l'intensité du champ chute d'un facteur égal à $1/e^2$. Il est appelé dans ce cas waist à $1/e^2$.
- $w(z)$ représente le waist à $1/e^2$ à la position z.
- $R(z)$ est défini comme étant le rayon de courbure du front d'onde.
- k , ω et φ sont respectivement la constante de propagation, la pulsation et la phase du champ à l'origine de l'espace et du temps.

La figure (2-6) schématise la propagation de l'onde et introduit les grandeurs ci-dessus. Au delà de la zone de Rayleigh (noté Z_R sur la figure), le profil est divergent avec des surfaces d'onde sphériques, de rayon de courbure $R(z)$. Dans notre cas, nous supposons que les longueurs de cavité de travail sont supérieures aux zones de Rayleigh.

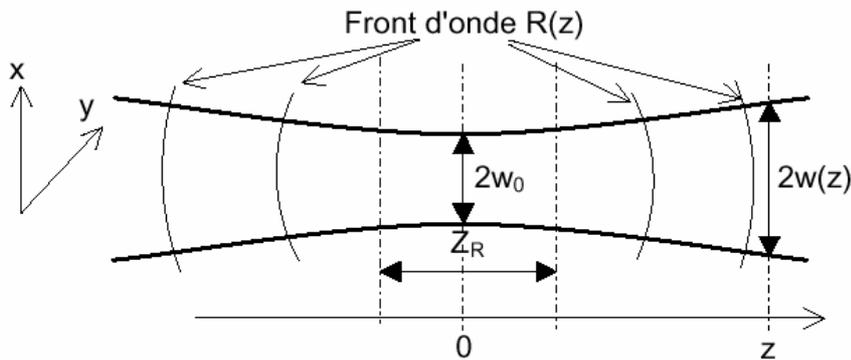


Figure 2- 6: Représentation Schématique de la propagation de l'onde gaussienne. Z_R est la zone de Rayleigh, $w(z)$ est le waist à $1/e^2$ à la position z et w_0 est le waist à $1/e^2$ à la position 0.

La solution de l'équation de propagation donnée par l'expression (2-13) représente en réalité le mode fondamental gaussien. Il existe d'autres solutions d'ordre supérieur. La référence [12] donne la distribution spatiale de l'intensité pour les modes transverses sphéro-gaussien, d'ordre supérieur:

$$U_{nm}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) H_n\left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)}\right) H_m\left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)}\right) \quad (2-14)$$

où H_n est le polynôme de l'Hermite d'ordre n .

Les expressions (2-15) donnent l'écriture du polynôme de l'Hermite pour les trois premiers ordres $n=0, 1$ et 2 .

$$\begin{aligned} H_0(t) &= 1 \\ H_1(t) &= 2t \\ H_2(t) &= 4t^2 - 2 \end{aligned} \quad (2-15)$$

Le profil spatial de quelques modes gaussiens TEM_{mn} calculé suivant les expressions (2-14) et (2-15) est représenté sur la figure (2-7).

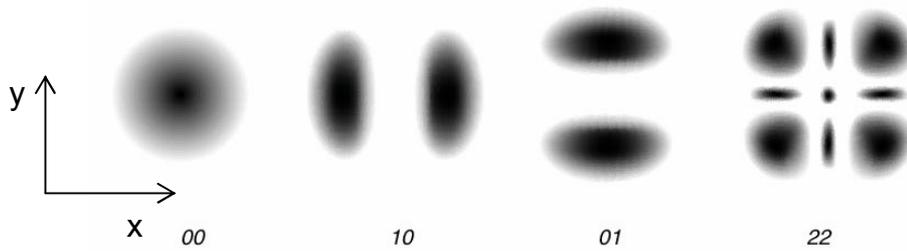


Figure 2- 7: Distribution spatiale des modes gaussiens TEM_{00} , TEM_{10} , TEM_{01} et TEM_{22} .

Dans cette représentation, nous retrouvons le mode fondamental gaussien qui n'est autre que le mode TEM_{00} . La représentation de ces modes nous sera utile pour calculer les pertes de cavité de ces différents modes transverses dans le cas VECSEL. L'étalement spatial des modes supérieurs est plus grand que celui du mode fondamental. Sur la figure (2-8) nous avons superposé les profils d'intensités vus en coupe suivant l'axe (y) du mode TEM_{00} et TEM_{01} . Le waist à $1/e^2$ du mode TEM_{01} est 1,5 fois plus grand que le mode fondamental.

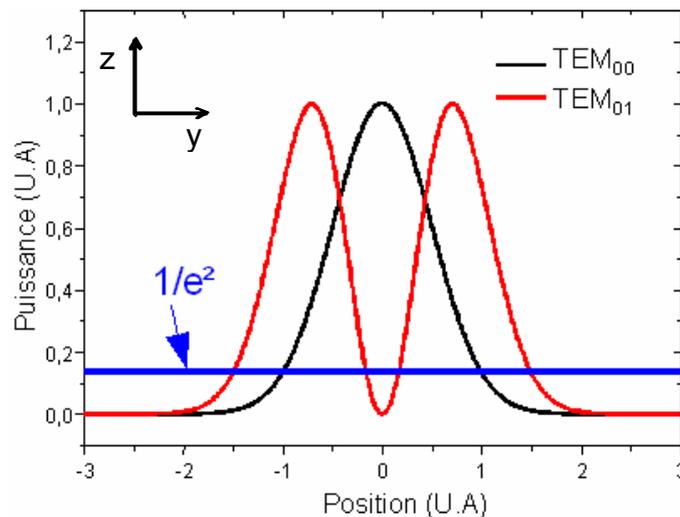


Figure 2- 8: Profil d'intensité des modes TEM_{00} et TEM_{01} .

En général, une émission monomode transverse sur le mode fondamental de la cavité est souhaitée car une émission sur un mode supérieur peut induire des fluctuations dans l'intensité du faisceau émis. Une émission multimode transverse induit de plus une dégradation du couplage en sortie.

Il existe un autre effet nuisible lors d'une émission sur plusieurs modes transverses. Ces modes n'oscillent pas à la même pulsation car les phases de ces modes ne sont pas identiques [12]. La figure (2-9) illustre la

différence des transmittances d'une cavité Fabry pérot calculées pour une émission sur le mode fondamental gaussien (figure (2-9 (a))) et une émission sur le mode fondamental et le mode TEM_{01} (figure (2-9 (b))) où les modes transverses oscillent simultanément à des fréquences différentes.

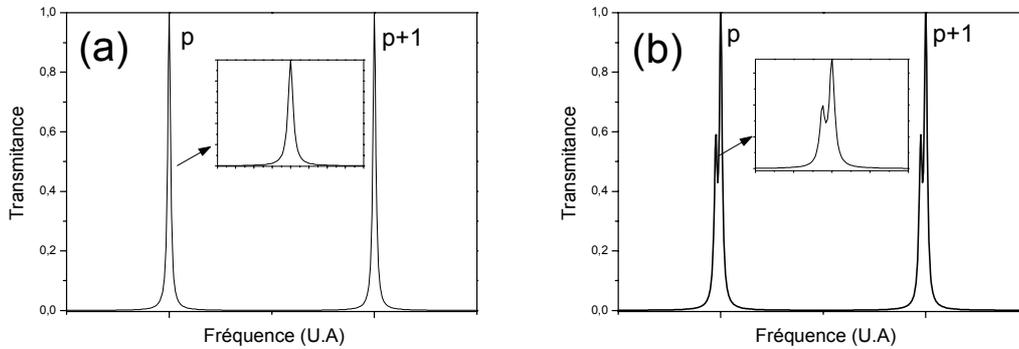


Figure 2- 9: Modes de cavité pour émission sur le mode TEM_{00} (a) et pour une émission sur les modes TEM_{00} et TEM_{01} (b).

La différence de la fréquence d'oscillation des deux modes dépend du déphasage entre ces deux derniers. Dans le cas d'une cavité plan-concave, le déphasage entre les modes dépend de la longueur de la cavité et des modes longitudinaux et transverses [10]. La représentation de la figure (2-9) suppose un déphasage entre les deux modes transverses de $\pi/20$. L'effet d'oscillation de plusieurs modes est gênant car l'émission devient multifréquence, la largeur de raie d'émission devient plus large.

2.2.2 Propagation du mode fondamental gaussien dans une cavité plan concave

Dans cette sous-section, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la propagation du mode fondamental gaussien dans une cavité de géométrie plan-concave.

Comme schématisé sur la figure (2-10), nous considérons une cavité plan-concave de longueur optique L_{opt} délimitée par deux miroirs, le premier est un miroir plan (M_1) qui dans le VECSEL est constitué par le miroir de Bragg du 1/2 VCSEL. Le deuxième est un miroir concave de rayon de courbure R_c (M_2) qui dans le VECSEL représente le miroir externe de la cavité.

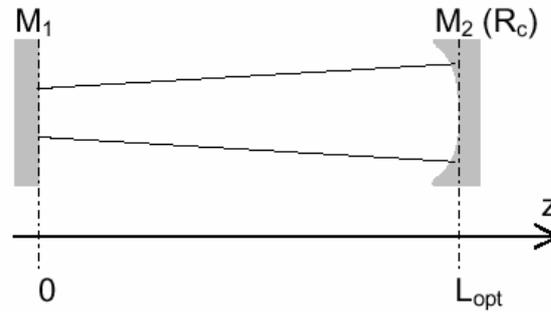


Figure 2- 10: Schéma d'une cavité résonante plan-concave. M_1 et M_2 sont les deux miroirs de cavité, R_c est le rayon de courbure du miroir concave et L_{opt} est la longueur optique de la cavité.

Un mode est dit stable, si le front d'onde coïncide exactement avec les surfaces de chaque miroir de cavité. Le mode stable doit donc avoir un rayon de courbure du front d'onde $R(z)$ égal au rayon de courbure du miroir concave à la distance $z=L_{opt}$. L'équation (2-12) donne l'expression de w_0 , qui n'est autre que le waïst sur le miroir plan ($z=0$), pour le mode fondamental gaussien stable. Il est donné en fonction du rayon de courbure du miroir externe R_c , de la longueur d'onde λ et de la longueur optique de la cavité laser. L'acheminement mathématique pour aboutir à cette relation est détaillé dans la référence [10].

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda \sqrt{L_{opt} (R_c - L_{opt})}}{\pi}} \quad (2-16)$$

La figure (2-11) donne la courbe de l'évolution de $2w_0$ (deux fois le waïst à $1/e^2$, qui représente le diamètre du mode stable) en fonction de la longueur de la cavité pour le mode fondamental gaussien stable et pour différentes valeurs du rayon de courbure du miroir externe. Cette courbe est appelée "courbe de stabilité".

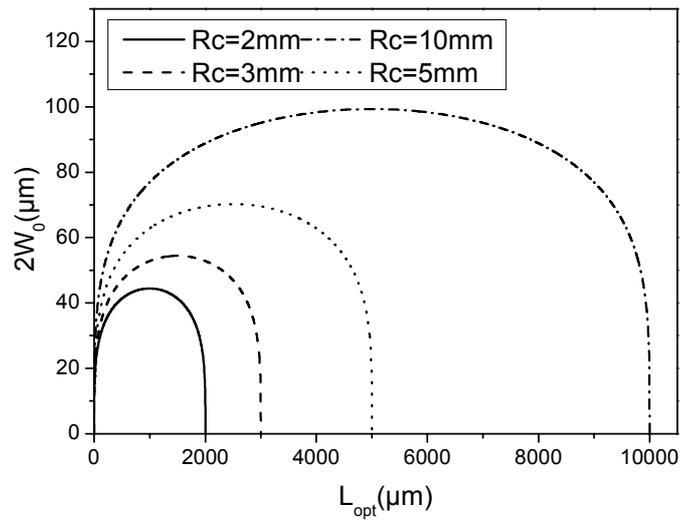


Figure 2- 11: Evolution du diamètre du mode stable ($2w_0$) du mode TEM_{00} stable en fonction de la longueur de la cavité pour différentes valeurs du rayon de courbure du miroir concave

Il existe donc un mode fondamental stable dans la cavité pour des longueurs optiques de cavités inférieures au rayon de courbure du miroir concave. Le waist de ce mode devient maximal quand la longueur de la cavité correspond à la moitié du rayon de courbure, il devient de plus en plus petit jusqu'à s'éteindre pour des longueurs de cavité nulles ou égales au rayon de courbure du miroir concave. Le waist du mode stable varie donc très rapidement sur les bords de la courbe de stabilité.

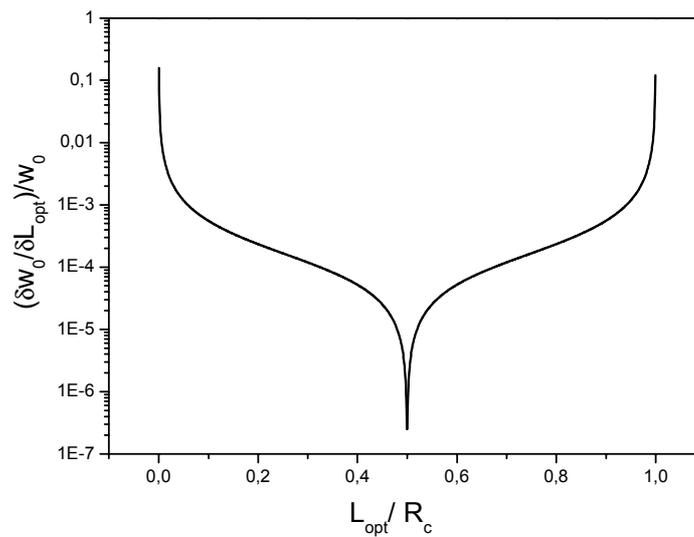


Figure 2- 12: Evolution de la variation du waist du mode fondamental gaussien stable en fonction de L_{opt}/R_c .

La figure (2-12) donne la variation du waist du mode fondamental stable (δw_0) rapporté à la variation de la longueur optique de la cavité " $\delta w_0/\delta L_{opt}$ " en fonction de L_{opt}/R_c . Lorsque la longueur optique de la cavité varie de δL_{opt} , la valeur du waist du mode stable varie de δw_0 .

Des petites variations de la longueur de la cavité conduisent à des variations relatives du waist de plus en plus grandes sur les bords de la courbe de stabilité. Cet effet se traduira sur le montage expérimental de la cavité, par une plus grande sensibilité aux instabilités mécaniques pour les longueurs optiques de cavité proche du rayon de courbure du miroir.

Dans nos configurations VECSEL, que nous détaillerons au chapitre 4, nous avons assemblé le 1/2 VSCEL avec un miroir concave de rayon de courbure de 10 mm pour une longueur de cavité de l'ordre de 10 mm et un autre miroir de 200 μm de rayon de courbure dans une cavité de longueur inférieure à 100 μm .

2.2.3 Modes transverses et surface d'injection

Après avoir présenté la configuration de la cavité plan-concave et mis en évidence la présence des modes transverses stables dans cette cavité, nous allons nous intéresser à présent aux pertes optiques dues à l'étalement spatial de ces modes sur la surface d'injection.

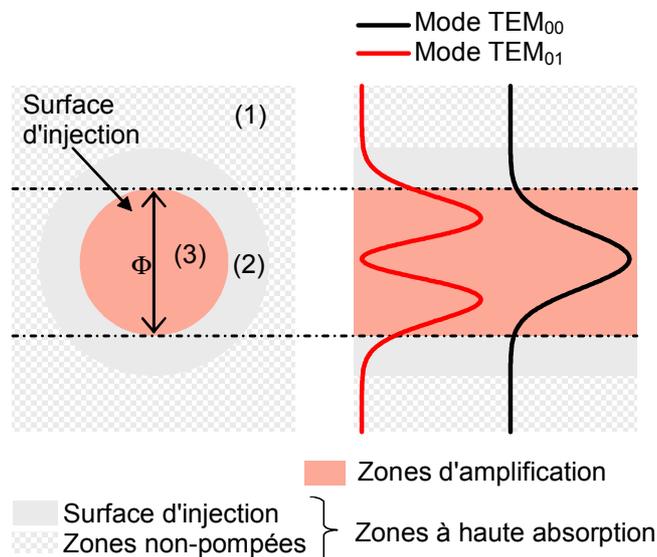


Figure 2- 13: Figure schématique du recouvrement de la surface d'injection du 1/2 VCSEL avec le profil du mode de cavité TEM₀₀ et TEM₀₁. (1) Contact électrique, (2) Surface non-pompée (3) Surface d'injection

La figure (2-13) correspond à une représentation schématique de la surface d'injection du 1/2 VCSEL et du recouvrement du profil des modes TEM_{00} et TEM_{01} sur cette surface. Nous rappelons que la surface d'injection représente la surface sur laquelle les porteurs sont injectés dans les puits quantiques. Dans notre cas la surface d'injection est circulaire, de diamètre " Φ ". Nous considérons que les parties de l'onde incidente dépassant cette surface ne subissent aucune amplification, mais subissent une absorption qui correspond à l'absorption due aux puits quantiques non pompés (coefficient d'atténuation $\alpha \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$) et à l'absorption dans le métal dans les zones où se trouve le contact métallique.

La figure (2-14) présente deux cas de courbe de stabilité de cavité par rapport au diamètre de la surface d'injection. Le premier cas (figure (2-14 (a))) est celui où il existe une longueur de cavité pour laquelle la grandeur $2w_0$ (correspondant au diamètre à $1/e^2$ du mode de cavité) est égale au diamètre de la surface d'injection. Dans ce cas, il existe des longueurs de cavité pour lesquelles le waist du mode fondamental est plus grand que le rayon de la surface d'injection. Ces zones correspondent à la surface hachurée dans la figure, elles correspondent à des zones de fortes pertes.

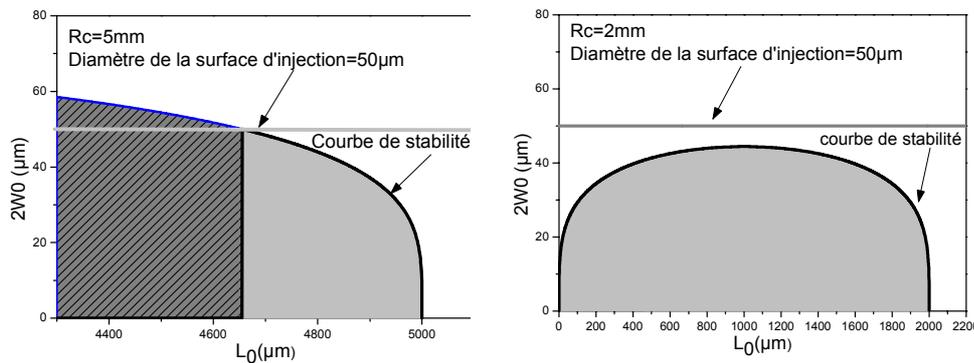


Figure 2- 14: Courbe de stabilité du mode fondamental gaussien et surface d'injection. (a) $Rc=5 \text{ mm}$ $\Phi=50 \text{ }\mu\text{m}$, cas où il existe un waist stable qui a le même diamètre que la surface d'injection. (b) $Rc=2 \text{ mm}$ et $\Phi=50 \text{ }\mu\text{m}$, cas où le waist est toujours inférieur au diamètre de la surface d'injection.

Le deuxième cas (figure (2-14 (b))), est celui où le waist du mode fondamental stable est inférieur au rayon de la surface d'injection quelque soit la longueur de la cavité. Les pertes dues au recouvrement du mode stable avec les régions absorbantes sont ici négligeables.

Toutefois, les deux cas de figure présentés ci-dessus restent une approche qualitative pour estimer les pertes liées au recouvrement du mode fondamental avec la surface d'injection. Nous allons voir dans ce qui suit, une approche plus quantitative pour mieux estimer la valeur de ces pertes pour les modes TEM_{00} et TEM_{01} .

Le taux de recouvrement d'un mode avec la zone d'injection est le rapport entre la densité d'énergie confinée dans la zone d'injection et la densité d'énergie totale. Son expression est donnée par la relation suivante:

$$\Gamma_{TEM_{nm}}^{S_\Phi} = \frac{\int_{S_\Phi} |U_{nm}(x, y)|^2}{\int_{S_\infty} |U_{nm}(x, y)|^2} \quad (2-17)$$

où:

- S_Φ est la surface d'injection présentant un diamètre Φ .
- S_∞ représente une surface très grande devant l'étalement spatiale du mode.

De la manière analogue à l'équation (2-17), nous pouvons définir le taux de recouvrement du mode avec la zone non pompée $\Gamma_{TEM_{nm}}^{zone(2)}$ (zone (2) de la figure (2-13)), et avec la zone où se trouvent les contacts métalliques $\Gamma_{TEM_{nm}}^{zone(1)}$ (zone 1 de la figure (2-13)).

Pour le calcul, nous avons considéré S_∞ dix fois plus grand que le waist à $1/e^2$ du mode fondamental stable. Nous considérons dans le cas pratique le coefficient de transmission dans la surface d'injection comme étant égale à 1. Les coefficients d'absorption en dehors de la surface d'injection sont estimés comme suit:

- Sur une distance de $10 \mu\text{m}$ s'étendant du bord de la surface d'injection aux bords des contacts métalliques (zone (1) de la figure (2-13)), les puits quantiques ne sont pas pompés, l'absorption dans ce cas est de l'ordre de $\sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$, le calcul donne une absorption en (%) $A_1=20\%$.
- Au-delà de cette zone (zone (2) de la figure (2-13)) l'absorption vient des puits quantiques non pompés mais surtout des contacts métalliques (200 nm d'épaisseur), l'absorption est $A_2=100\%$.

Les pertes optiques dues au recouvrement des modes transverses avec la les zones non pompées s'écrivent comme:

$$A_{TEM_{nm}} (\%) = A_1 \left(\Gamma_{TEM_{nm}}^{zone(1)} \right) + A_2 \left(\Gamma_{TEM_{nm}}^{zone(2)} \right) \quad (2-18)(a)$$

Les pertes dues au recouvrement des modes TEM_{00} et TEM_{01} calculées sont reportées dans la figure (2-15). Les pertes sont représentées en fonction de $\Phi/2w_0$ où w_0 est le waist à $1/e^2$ du mode fondamental stable (TEM_{00}). Nous nous sommes placés dans l'hypothèse simplificatrice où nous maximisons les pertes $A_1=A_2=100\%$ ce qui revient à écrire:

$$A_{TEM_{nm}} (\%) = 100 \left(1 - \Gamma_{TEM_{nm}}^{S_\Phi} \right) \quad (2-18)(b)$$

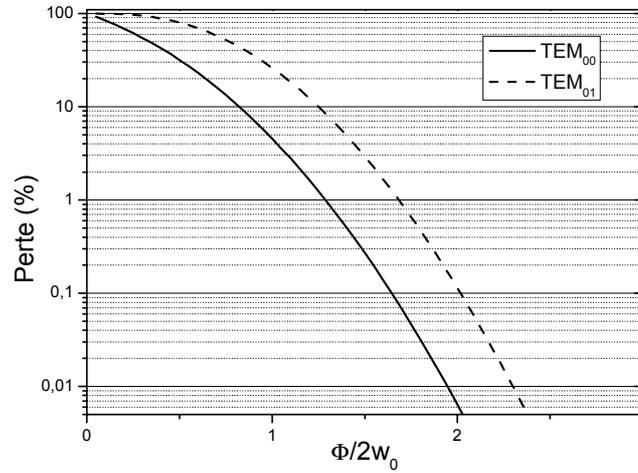


Figure 2- 15: Pertes optiques de recouvrement des modes TEM_{00} et TEM_{01} en fonction du diamètre de la surface d'injection sur deux fois le waist du mode fondamental stable.

Les pertes des modes transverses liées à l'absorption dans les zones non-pompées diminuent naturellement quand le rapport $\Phi/2w_0$ augmente. Par exemple, pour garantir des pertes inférieures à 0,1% pour le mode TEM_{00} , il est nécessaire de travailler avec un diamètre de waist du mode fondamental ($2w_0$) une fois et demi plus petit que le diamètre d'injection. Dans ce cas, les pertes du mode TEM_{01} sont évidemment plus grandes, elles sont de l'ordre de 2% (> facteur 10 par rapport au mode fondamental). La valeur des pertes choisie dans cet exemple pour le mode TEM_{00} n'est pas anodine, nous allons voir dans le début du chapitre 3 que cette valeur de pertes représente un dixième des pertes totales que nous admettons dans la cavité.

La figure (2-16) donne la variation des pertes des modes transverses en fonction de la longueur de la cavité. Pour ce calcul, nous avons pris l'exemple où le miroir externe a un rayon de courbure de 10 mm et où le diamètre de surface d'injection de 50 μm . Ces valeurs correspondent à un cas pratique de VECSEL que nous allons présenter dans le chapitre 4.

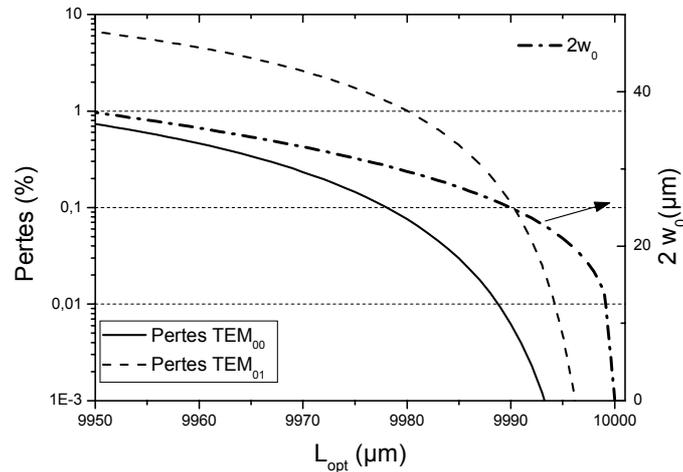


Figure 2- 16: (Axe gauche) pertes des modes TEM_{00} et TEM_{01} en fonction de la longueur de la cavité dans une cavité plan-concave avec $R_c= 10\text{mm}$ et $\Phi=50 \mu\text{m}$; (Axe droit) courbe de stabilité correspondante.

Dans ce cas, minimiser les pertes des modes transverses revient à avoir des longueurs de cavité proches du rayon de courbure du miroir concave.

Dans le cas de la figure (2-16), avoir des pertes de 0,1% sur le mode fondamental revient à se placer à une longueur optique de cavité à 20 μm de la limite de la stabilité. Dans ce cas, le niveau de pertes de recouvrement pour le mode TEM_{01} est de $\sim 1,5\%$. Avoir, le même niveau de pertes (0,1%) pour le mode TEM_{01} revient à se placer à moins de 10 μm de la limite de stabilité. Afin d'assurer une émission monomode transverse stable sur le mode fondamental, il est donc indispensable de stabiliser mécaniquement le montage et de le rendre le moins sensible aux vibrations mécaniques.

2.3 Pertes optiques et conductivité électrique dans les couches semiconductrices dopées

Les pertes de recouvrement des modes transverses ne représentent malheureusement pas les uniques pertes dans les VECSEL. D'autres sources de pertes intra-cavité existent. En plus des pertes optiques aux miroirs, il faut tenir compte des pertes optiques par absorption lors de la propagation de l'onde dans la partie semiconductrice de la cavité. Dans le cas des VECSEL pompés électriquement, ces couches sont dopées. Nous allons détailler dans cette section l'estimation des pertes optiques dues à l'absorption par porteurs libres [13].

En effet, lors de la conception de la structure du 1/2 VCSEL, il est important de pouvoir quantifier les propriétés électriques et optiques des différentes couches, le but étant de minimiser les pertes optiques dans la cavité pour minimiser le seuil laser, et de minimiser la résistance électrique d'accès pour ainsi diminuer l'échauffement par effet Joule dans la structure.

Il est évident que l'augmentation du niveau de dopage des couches permet d'améliorer leur conductivité électrique et d'améliorer l'injection latérale sur la surface d'émission. Cependant, cette augmentation du niveau de dopage augmente parallèlement, les pertes optiques du matériau par absorption due aux porteurs libres. Dans ce qui suit, nous allons détailler l'influence du dopage sur les pertes optiques et la conductivité électrique des couches semiconductrices pour un dopage type "n" et "p".

2.3.1 Absorption due aux porteurs libres

Dans cette sous-section, nous nous sommes particulièrement intéressés au cas de l'InP qui représente (en épaisseur physique) la majeure partie semiconductrice de la cavité résonante du VECSEL.

La référence [13] introduit l'absorption dues aux porteurs libres qui est appelée aussi "absorption intra-bande" et la compare à d'autres types d'absorption comme celles dues aux transitions inter-bande entre la bande de conduction et la bande de valence ou encore la transition indirecte entre deux niveaux de conduction. Les pertes dues à l'absorption des porteurs libres sont, dans notre cas (InP, matériaux quaternaires avec un $\text{gap} < 1,4 \mu\text{m}$), considérées comme majoritaires.

L'absorption intra-bande intervient lorsqu'un photon transmet son énergie à un électron se trouvant déjà dans la bande de conduction ou à un trou se trouvant déjà dans la bande de valence comme schématisé sur la figure (2-17).

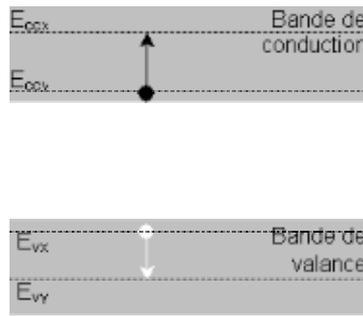


Figure 2- 17: absorption intra-bande dans la bande de conduction et la bande de valence.

Dans ce qui suit, nous allons quantifier les pertes optiques dues aux porteurs libres dans les couches semiconductrices InP dopées p et n. Dans nos structures le dopage type n se fait par introduction d'atomes de Silicium. Le dopage type p quant à lui se fait par introduction d'atomes de Zinc ou de Béryllium, suivant la technique de croissance utilisée.

2.3.1.1.1 InP:n

Les références [15]-[16] rapportent des mesures expérimentales à 300 K de coefficients d'absorption, dans une couche d'InP dopé n, en fonction du niveau de dopage pour des longueurs d'onde allant de 1 μm à 1,55 μm . La référence [14] donne l'expression analytique des pertes dues aux porteurs libres dans le cas d'un dopage type n. Ces dernières sont calculées à partir de la partie imaginaire de la constante diélectrique dans le semiconducteur dopé. La valeur du coefficient d'absorption est donnée comme suit:

$$\alpha = \frac{Ne^3 \lambda_0^2}{4\pi^2 n m^{*2} \mu \epsilon_0 c^3} \quad (2-19)$$

où:

- N est le niveau de dopage.
- e est la charge de l'électron.
- λ_0 est la longueur d'onde.
- n est l'indice de réfraction.
- m^* est la masse effective des porteurs majoritaire (e, bande de conduction).
- μ est la mobilité des électrons.
- ϵ_0 est la permittivité du vide.
- c est la célérité de la lumière.

Il reste que cette expression donne une valeur approximative du coefficient d'absorption. La référence [14] révèle par la suite que l'absorption due aux

porteurs libres est une contribution de trois types de phénomènes qui sont les phonons optiques, les phonons acoustiques et les impuretés ionisées. Ces trois contributions induisent des coefficients d'absorption variant respectivement suivant $n=1,5-2,5$ et $3,5$, où n est l'élévation de la puissance de la longueur d'onde (λ^n). L'expression (2-19) n'est donc que la "moyenne" des contributions de ces trois phénomènes.

La référence [17] quant à elle introduit un coefficient de pondération qui est multiplié par le coefficient d'atténuation donnée dans (2-19). Le coefficient de pondération est supérieur à 1 pour les phonons acoustiques, il est de l'ordre de 3 pour les impuretés ionisées. Il est à noter que les deux précédentes références [14],[17] utilisent l'expression (2-19) pour le calcul du coefficient d'absorption pour le matériau GaAs:n à un niveau de dopage de $1-2 \times 10^{18}$ atomes/cm³. A une longueur d'onde de $1,3 \mu\text{m}$, le coefficient d'absorption est de l'ordre de 10 cm^{-1} .

La figure (2-18) rassemble les mesures expérimentales des références [15]-[16] et le résultat du calcul suivant l'équation (2-19). Pour le calcul, les valeurs de mobilité des électrons en fonction du dopage sont issues de la référence [18], la masse effective des électrons est prise égale à 0,06 fois la masse de l'électron et la longueur d'onde est prise égale à $1,55 \mu\text{m}$.

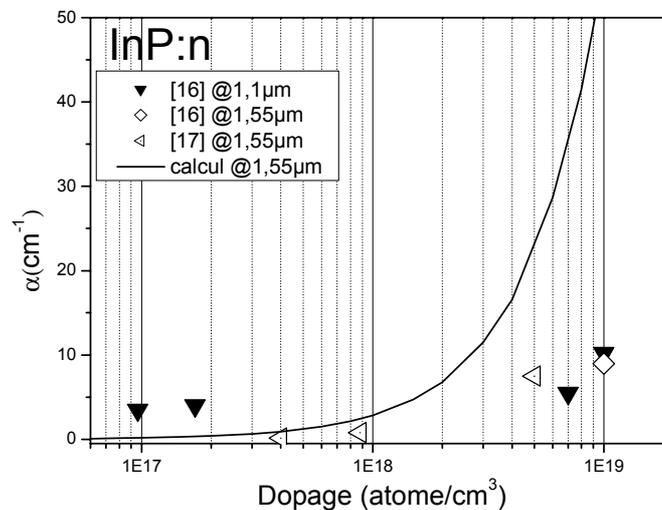


Figure 2- 18 Mesures expérimentales et calcul du coefficient de pertes optiques dues aux porteurs libres en fonction du niveau de dopage pour une couche d'InP dopée "n" ($\lambda=1,55 \mu\text{m}$).

Pour une plage de valeur du dopage allant de 10^{17} à 10^{19} atomes/cm³ les pertes optiques sont inférieures à 20 cm^{-1} . Les valeurs calculées sont plus grandes que les valeurs issues des mesures pour les forts niveaux de

dopage, cette différence augmente pour des niveaux de dopage de 10^{19} atomes/cm³. Dans notre cas, pour les valeurs de niveaux de dopage inférieures à 5×10^{18} atomes/cm³, nous avons choisi de prendre les valeurs des pertes issues du calcul car ce sont celles qui donnent une estimation haute de la valeur des pertes dans InP:n.

2.3.1.1.1 InP:p

La référence [19] donne une mesure expérimentale des coefficients d'absorption en fonction de différents niveaux de dopage à une température de 300 K dans une couche InP:p pour une plage de la longueur d'onde qui varie de 1 μm à 3,4 μm . La figure (2-19) reporte les mesures de pertes pour une longueur d'onde de 1,55 μm en fonction du niveau de dopage.

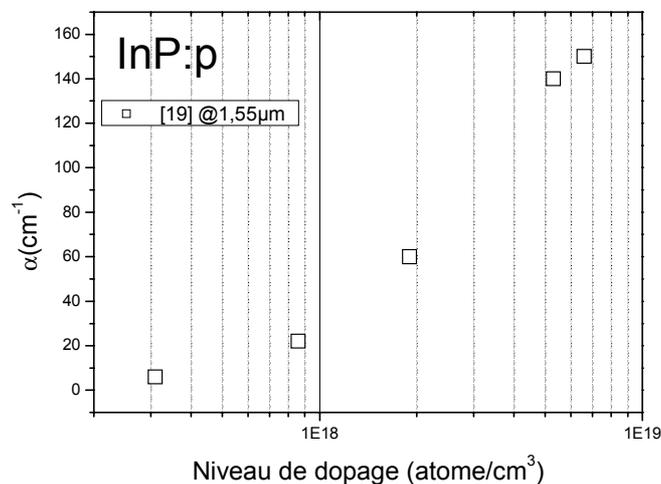


Figure 2- 19: Mesures expérimentales du coefficient de pertes optiques dues aux porteurs libres en fonction du niveau de dopage pour une couche d'InP dopée "p" à une longueur d'onde de 1,55 μm .

Pour une plage de valeur du dopage allant de 10^{18} à 7×10^{18} atomes/cm³ les pertes optiques varient de 30 cm⁻¹ à 150 cm⁻¹. Pour le même niveau de dopage, l'absorption dans l'InP dopé p est dix fois plus importante que celles dans l'InP dopé n.

2.3.2 Conductivité électrique

Nous allons nous intéresser à présent aux propriétés électriques de l'InP type n et type p.

La conductivité électrique dans un semiconducteur présentant une densité d'électrons libres "n" avec une mobilité μ_n et une densité de trous p avec une mobilité μ_p , s'écrit comme suit :

$$\sigma(\Omega.cm)^{-1} = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (2-19)$$

où q est la charge de l'électron.

Dans les semiconducteurs dopés, où la concentration en atomes accepteurs ou en atomes donneurs sont respectivement N_A et N_D , les conductivités électriques dans deux couches dopées "p" et "n" s'expriment comme:

$$\sigma_p = q(N_A\mu_n) \quad (2-20)$$

$$\sigma_n = q(N_D\mu_p) \quad (2-21)$$

Il est à noter que cette formulation suppose que tous les atomes dopants sont ionisés et sont placés en site substitutionnel.

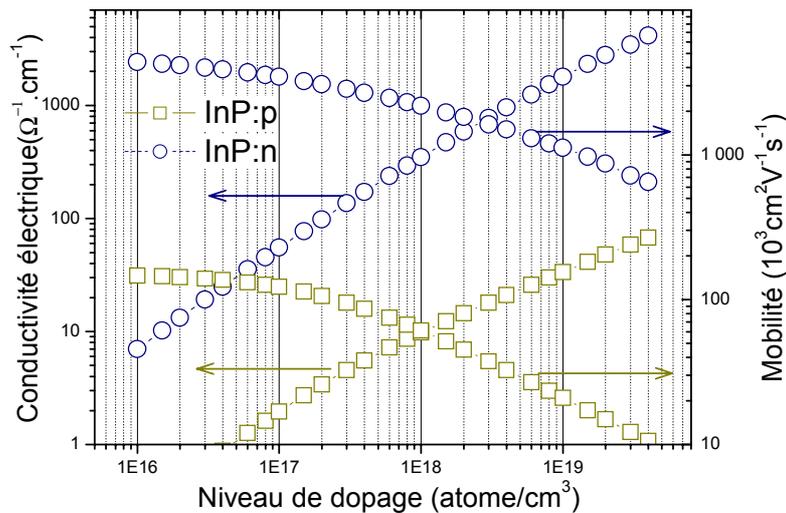


Figure 2- 20: (Axe gauche) conductivités électriques en fonction du niveau de dopage pour InP: n et InP:p. (Axe droit) mobilité en fonction du niveau de dopage pour InP:n et InP:p (valeurs tirées des références [18] et [19]).

La figure (2-20) montre l'évolution de la conductivité électrique de deux couches d'InP dopées "n" et "p" en fonction du niveau de dopage à une température de 300 K. Nous avons également représenté sur cette figure les valeurs de mobilité prises pour faire le calcul. Ces dernières sont issues des références [18] et [19].

Pour le même niveau de dopage, la conductivité électrique d'une couche dopée p est typiquement trente fois plus petite que la conductivité électrique d'une couche dopée n.

La faible valeur de la conductivité électrique de l'InP:p explique la raison pour laquelle nous avons opté pour l'utilisation d'une jonction tunnel qui, dans le cas des VECSEL, permet une injection latérale sur la partie supérieure du 1/2 VCSEL dans un semiconducteur type n.

Nous nous sommes contentés jusqu'ici de donner les propriétés en fonction du dopage des couches en InP. Comme nous allons le détailler dans la section (3-1) du chapitre 3, l'empilement du 1/2 VCSEL comporte également des couches fortement dopées (jonction tunnel) en matériaux InGaAsP ($\text{gap} \leq 1,4 \mu\text{m}$). Nous estimons que les coefficients de pertes liées aux porteurs libres dans ces couches sont équivalents aux coefficients des couches InP dopées [13]. En ce qui concerne les propriétés électriques de la jonction tunnel, nous allons présenter dans la sous-section (3-1-1) les mesures expérimentales de la résistance série effective de cette jonction.

En conclusion de cette section, nous avons quantifié l'influence du dopage sur les propriétés électriques et optiques des couches InP dopées n et dopées p. Augmenter le dopage améliore les propriétés électriques des couches, cependant, il induit plus de pertes optiques dues à l'absorption des porteurs libres. Le dopage type n offre de meilleures propriétés électriques et optiques que le dopage p. Afin de minimiser les pertes optiques et la résistance électrique sur les structures de 1/2 VCSEL, il faut minimiser l'épaisseur des couches dopées p.

2.4 Effets thermiques dans le 1/2 VCSEL

La puissance de sortie dans les VCSEL pompés électriquement est limitée essentiellement par l'échauffement de la structure. Comme nous allons le présenter dans la section (3-2), les miroirs de Bragg épitaxiés en accord de maille avec l'InP présentent de mauvaises conductivités thermiques. Ces derniers constituent le principal obstacle à la dissipation de la chaleur générée dans la structure. Les principales sources de chaleur dans la structure sont localisées dans la jonction p-i-n, dans le miroir de Bragg et dans la jonction tunnel [20].

Nous allons exposer dans cette section, l'effet de l'élévation de la température moyenne de la structure 1/2 VCSEL sur la caractéristique P(I) (puissance de sortie en fonction du courant injecté).

L'augmentation de la température dans la structure induit deux phénomènes. Le premier est lié à l'augmentation de la température de la zone active. Elle a pour effet de décaler le maximum de l'émission des puits quantiques vers les grandes longueurs d'onde du fait du rétrécissement du gap. Mais aussi, elle a pour effet la réduction du maximum de gain. La référence [20] révèle que la chute du gain dans les puits à base d'InGaAsP émettant à $1,55 \mu\text{m}$ est typiquement de $1,2 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$, alors que le décalage du gap est de l'ordre $\sim 3,75 \cdot 10^{-4} \text{ eV}/\text{K}$ à la même longueur d'onde d'émission. Ce décalage correspond à $0,6 \text{ nm}/\text{K}$ sur le maximum de gain des puits quantiques.

Le deuxième phénomène lié à l'augmentation de la température est le décalage des modes de la microcavité formée par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconducteur dans le 1/2 VCSEL. Ce décalage est lui aussi vers les grandes longueurs d'onde. Il est typiquement de $0,1 \text{ nm}/\text{K}$ (voir section (4-1) du chapitre 4).

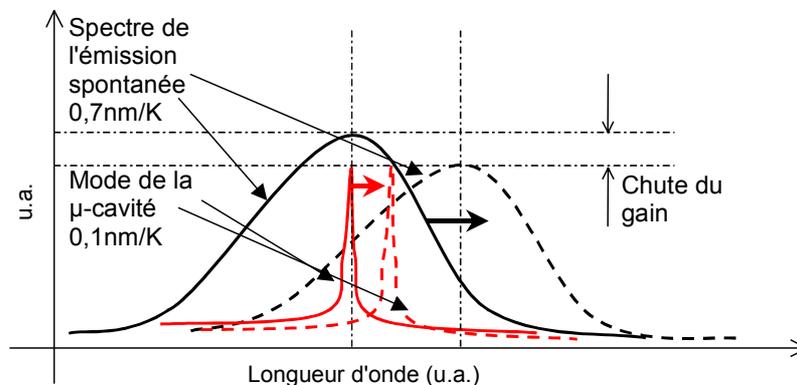


Figure 2- 21: Illustration du décalage spectral et de la chute du gain dus à l'élévation de la température dans la structure 1/2 VCSEL.

La figure (2-21) schématise l'effet cumulé de ces deux phénomènes. Sur une structure où initialement le mode de cavité est aligné sur le maximum de gain des puits quantiques, l'élévation de la température dans la structure désaligne ces deux paramètres. Pratiquement, lors de la conception des couches de puits quantique le maximum de l'émission est décalé vers les basses longueurs d'onde de façon à anticiper ce désalignement. Néanmoins, il reste que l'élévation de la température de la structure a pour effet d'augmenter la densité de courant de seuil du laser (du fait de la chute du gain). Elle a aussi pour effet la diminution de la puissance maximale en sortie en raison de la diminution du niveau de saturation du gain des puits quantiques.

Dans les VECSEL (et VCSEL en général) pompés électriquement, la puissance optique de sortie en fonction du courant électrique injecté peut être écrite [21] suivant l'expression suivante:

$$P_{opt}(I) = \eta_d (I - I_{th}(T)) \frac{h\nu}{q} \quad (2-22)$$

où:

- η_d est l'efficacité quantique différentielle (voir référence [21]).
- h est la constante de Planck.
- ν est la fréquence de l'émission laser.
- q est la charge de l'électron.
- $I_{th}(T)$ est le courant de seuil du laser à une température moyenne de la structure T .

Le courant de seuil varie suivant la température T de la structure. L'expression (2-23) donne son évolution.

$$I_{th}(T) = I_{ref} \exp\left(\frac{T - T_{ref}}{T_0}\right) \quad (2-23)$$

où:

- T_0 est la température caractéristique de la structure.
- T_{ref} est une température de référence dans la plage de température considérée, sa valeur est arbitraire.
- I_{ref} est le courant de seuil à la température T_{ref} .

La température de la structure est donnée par rapport à la température du substrat comme suit:

$$T = T_{\text{substrat}} + \Delta T \quad (2-24)$$

où ΔT est l'élévation de la température.

L'expression (2-25) définit la résistance thermique du 1/2 VCSEL. Elle est donnée comme étant le rapport entre l'élévation de la température sur la puissance thermique générée notée P_{th} .

$$R_{\text{th}} = \frac{\Delta T}{P_{\text{th}}} \quad (2-25)$$

Nous avons tracé sur la figure (2-22), la puissance de sortie en fonction de la densité de courant d'injection calculée suivant les précédentes expressions.

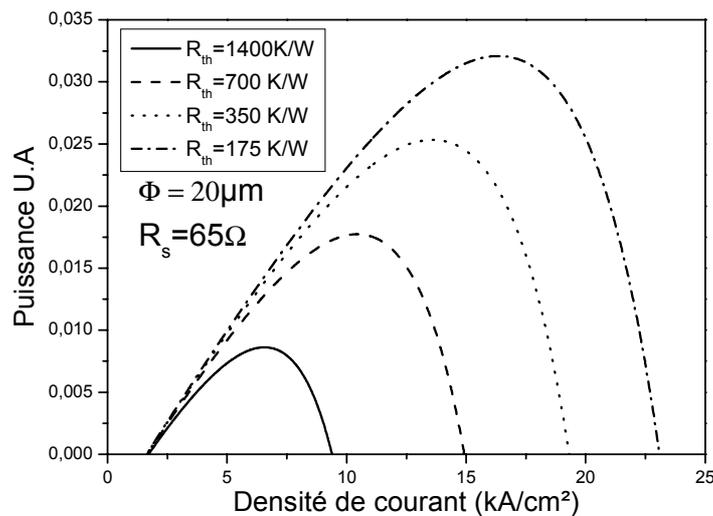


Figure 2- 22: Puissance optique de sortie en fonction du courant électrique injecté pour différentes valeurs de la résistance thermique, calculées suivant l'expression (2-22). Cercle: La valeur de densité de courant (et d'élévation de température correspondante) pour laquelle la puissance maximale est atteinte.

Pour ce calcul nous avons repris des valeurs expérimentales de T_0 et la valeur $R_{\text{th}}=1400$ K/W que nous avons mesurée (voir chapitre 4). Par la suite nous avons réduit cette valeur de résistance thermique par un facteur 2, 4 et 8 pour voir l'influence de cette réduction sur la puissance de sortie et

l'élévation de la température. Augmenter la puissance maximale de sortie par un facteur quatre revient à réduire la résistance thermique du même facteur. Il est à noter que ce calcul reste quand même optimiste car il ne tient pas compte de la saturation du gain des puits quantiques quand la densité de courant augmente. Nous allons revenir dans le chapitre 4 sur la mesure des résistances thermiques de nos dispositifs.

La figure (2-23) présente les valeurs d'élévation de la température de la structure en fonction de la densité de courant d'injection correspondant au précédent calcul.

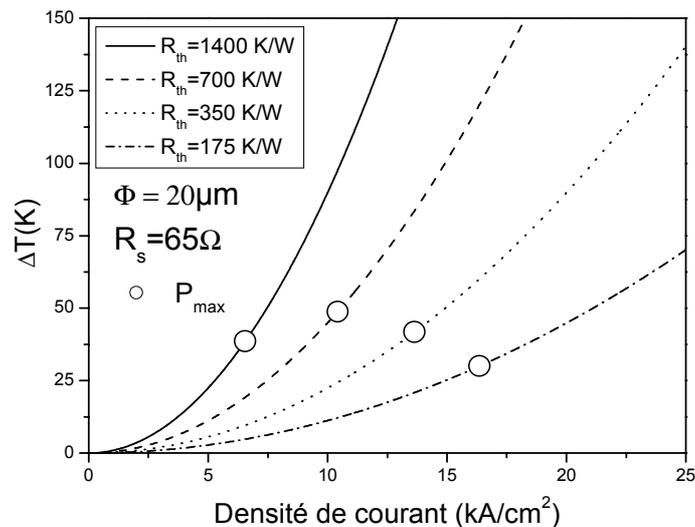


Figure 2- 23: Elévations de la température de la structure en fonction de la densité de courant d'injection pour différentes valeurs de la résistance thermiques calculées suivant l'expression (2-22). Cercle: valeurs de l'élévation de la température et de densité de courant correspondantes aux puissances maximales.

Nous observons que quelle que soit la valeur de résistance thermique choisie, la puissance maximale est atteinte pour une élévation de la température comprise entre 30 °C-50 °C.

Conclusion du chapitre

Nous avons présenté dans ce chapitre les grandeurs importantes pour la conception des dispositifs de VCSEL en cavité externe. Ces grandeurs et leurs expressions nous seront utiles pour comprendre, caractériser et comparer les performances de nos dispositifs.

Dans la section (2-1), nous avons rappelé ce que sont les modes transverses stables d'une cavité plan-concave, nous avons détaillé la propagation du mode fondamental gaussien ainsi que le calcul des pertes liées au recouvrement des modes transverses avec les surfaces se trouvant à l'extérieure à la surface d'injection.

Dans la section (2-3) nous avons estimé les pertes optiques dues aux porteurs libres présents dans les couches semiconductrices dopées p et dopées n ainsi que les valeurs de conductivité électrique de ces couches.

Nous avons présenté dans la section (2-4) les effets thermiques dans les VCSEL. Nous avons donné une expression de la puissance optique du VCSEL en fonction du courant injecté faisant intervenir la résistance thermique du 1/2 VCSEL. Cette expression nous sera utile pour analyser les résultats expérimentaux du chapitre 4.

Références

- [1] R. Shau, M. Ortsiefer, J. Rossokopf, G. Böhm, F. Köhler, M-C. Amann, Vertical-cavity surface-emitting laser diodes at 1.55 μm with large output power and high operation temperature, Elec. Letters 11th VOL.37 NO.21, 1295-1296, October 2001.
- [2] A. Syrbu, A. Mircea, A. Caliman, C-A. Berseth, G. Suruceanu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra, E. Kapon, 1.5-mW Single -Mode Operation of Wafer-Fused 1550-nm VCSEL, Photonic Technology Letters, VOL. 16, NO.5, 1230-1232, May 2004.
- [3] D. Freezell, D. A. Buell, L. A. Coldren, InP-Based, 1.3-1.6 μm VCSEL With Selectively Etched Tunnel-Junction Apertires on a Wavelength Flexible Platform, Photonic Technology Letters, VOL. 17, NO.10, 2017-2019, October 2005.
- [4] M. Maute, B. Kögel, G. Böhm, P. Meissner, M.-C. Amann, MEMS-Tunable 1.55 VCSEL With Extended Tuning Range Incorporating a Buried Tunnel Junction, Photonic Technology Letters, VOL. 18, NO.5, 688-690, March 2006.
- [5] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Rudra, A. Mircea, A. Mereuta, S. Tadeoni, C-A. Berseth, M. Achtenhagen, J. Boucart, E. Kapon, 1.55 μm Optically Pumped Wafer-Fused, Tunable VCSEL With 32-nm Tuning Range, Photonic Technology Letters, VOL. 16, NO.9, 1991-1993, September 2004.
- [6] M. El Kurdi, S. Bouchoule, A. Bousseksou, I. Sagnes, A. Plais, M. Strassner, C. Symonds, A. Garnache and J. Jacquet, Room-temperature continuous-wave laser operation of electrically-pumped 1.55 μm VECSEL, Electronics Letters VOL. 40, NO.11, 671-672, May 2004.
- [7] A. Bousseksou, M. El Kurdi, M. D. Salik, I. Sagnes, and S. Bouchoule, Wavelength Tunable InP-based EP-VECSEL operating at Room Temperature and in CW at 1.55 μm , Electronics Letters, VOL 40, NO.23, 1490-1491, November 2004.

-
- [8] C. Symonds, I.Sagnes, J-L. Oudarn, S. Bouchoule, A. Garnache, J. Berggren, M. Strassner, Room Temperature CW lasing operation of monolithically grown 1.55 μm vertical external cavity emitting laser, *Optics Communication*, 230, 419-423, 2004.
- [9] A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty, D. Romanini, Single-Frequency Tunable Sb-Based VCSEL Emitting at 2.3 μm , *Photonic Technology Letters*, VOL. 17, NO.10, 2020-2022, October 2005.
- [10] Gilbert Grynberg, Alain Aspect, Claude Fabre, *Introduction aux Laser et à l'Optiques Quantiques*, X Ecole Polytechnique, Ellipses, 1997.
- [11] M.Born, E.Wolf, *Principles of Optics: electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light*, Sixth Edition, University Press Cambridge, 1980.
- [12] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Third Edition, John Wiley & Sons, 1988.
- [13] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs and InGaAsP*, Wiley-VCH (2004).
- [14] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*, Fifth edition, Springer series in optical sciences, Springer-Verlag, Heidelberg (2002).
- [15] M. Bugajski, W. Lewandowski, concentration-dependent absorption and photoluminescence of n-type InP, *J. Appl. Phys.* (57) 2, 521-530, 1985.
- [16] A. A. Ballman, A. M. Glass, R. E. Nahory, H. Brown, Double doped low etch pit density InP with reduced optical absorption, *Journal of Cristal Growth*, (62), 198-202, 1983.
- [17] T. Tamir, *Guided-Wave Optoelectronics*, Sringer-Verlag, Second Edition 1990.

-
- [18] Anderson, D. A., N. Apsley, P. Davies, and P. L. Giles, Compensation in heavily doped InP and GaAs, *J. Appl Phys.*, (58) 8, 3059-3067, 1985.
- [19] H.C. Casey, Jr, P.L. Carter, Variation of intervalence band absorption with hole concentration in p-type InP, *Appl. Phys. Letters*, (44) 1, 82-83, 1984.
- [20] T. P. Lee, *Current Trends In Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, World Scientific, 1995.
- [21] S. F. Yu, *Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, J. WILEY & SONS, Inc. publication, 2003.
- [22] Wiley, J. D., *Semiconductor and Semimetals*, R. K. Willardson and A. C. Beer, eds., Academic Press, N.Y., VOL. 10, 162, 1975.
- [23] D.I. Babic, J. Piprek, K. Sreubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, D. E. Mars, J. E. Brows, E. L. Hu, Design and Analysis of Double-Fused 1.55 μm Vertical-Cavity Laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, VOL. 33, NO.8, 1369-1383, August 1997.

CHAPITRE 3: LE 1/2 VCSEL

Introduction du chapitre

Nous allons présenter dans ce chapitre la partie semiconductrice de notre cavité résonante.

Nous allons détailler dans la section (3-1) les couches qui composent nos 1/2 VCSEL, à savoir, le miroir de Bragg, les puits quantiques, la jonction tunnel et les couches InP intermédiaires. Dans la section (3-2), nous allons détailler les étapes de fabrication de nos structures de 1/2 VCSEL.

3.1 Structure des couches du 1/2 VCSEL

La figure (3-1) schématise l'empilement des couches constituant une structure 1/2 VCSEL. Le miroir de Bragg est suivi par la zone active (couche non dopée) qui contient les puits quantiques. La zone active est insérée entre deux couches d'InP dopées respectivement "n" et "p" pour former une hétérojonction n-i-p. La zone dopée p est suivie par une jonction tunnel, une couche d'InP dopée n et enfin, les couches semiconductrices permettant de former un contact électrique de type ohmique. Dans les sous-sections suivantes nous allons détailler les caractéristiques de chacune de ces couches.



Figure 3- 1: Schéma de l'empilement des couches constituant le 1/2 VCSEL.

3.1.1 Le miroir de Bragg

En comparaison aux laser à émission par la tranche, l'épaisseur de la zone de gain dans les VCSEL est réduite et le pourcentage de gain cumulé après un aller-retour dans la cavité résonante est de l'ordre de 1% - 2 % [1] pour des densités de paires électrons-trous de l'ordre 1×10^{18} atomes/cm³. Par conséquent, les pertes optiques totales doivent être maintenues à une valeur inférieure à 1% - 2% si l'on veut atteindre le seuil laser. Les miroirs de la cavité sont des sources de pertes. De ce fait, le miroir non couplé à la sortie du laser doit présenter une réflexion proche de 100%. Le miroir couplé à la sortie lui aussi doit avoir une réflexion supérieure à 99% si l'on veut garantir une faible densité de courant de seuil. Dans le cas pratique la réflectivité du miroir de sortie résulte d'un compromis [1]-[2] entre un faible seuil (pour garantir $(1-R) \gg$ pertes dans la cavité, où R représente la réflectivité du miroir) et un rendement de sortie élevé (pour $(1-R) \sim$ pertes). Les miroirs de Bragg permettent d'atteindre de telles valeurs de réflectivité [1].

Il est à rappeler que les réflexions aux miroirs ne sont pas les uniques sources de pertes optiques dans la cavité. Nous devons y ajouter les pertes de confinement des modes de propagation et les pertes par absorption dans les couches semi-conductrices dopées (voir chapitre précédent).

Dans le cas pratique, il est évident qu'un miroir à $R=100\%$ n'existe pas, nous nous sommes donc fixés une valeur minimale de réflectivité au dessus de laquelle le miroir est utilisable pour la structure de 1/2 VCSEL. Pour se fixer une valeur de réflectivité du miroir de Bragg dans le 1/2 VCSEL, nous allons faire les suppositions suivantes:

- Le miroir de sortie de la cavité externe présente une réflectivité de 99,7%, soit 0,3% du faisceau incident n'est pas réfléchi (transmission + absorption). Cette valeur de réflectivité est typique pour un dépôt diélectrique de miroir commercial, tel que ceux utilisés dans nos expériences (voir section (4-2) du chapitre 4).
- Les pertes optiques internes sont de l'ordre de 0,5%, soit la moitié du gain par aller retour de la valeur typique de 1%. Nous justifierons dans la sous-section (3-1-4) cette valeur de pertes internes.

Si l'on veut maintenir les pertes totales de cavité à une valeur inférieure au gain maximum (de l'ordre de 1%) cela impose:

$$\begin{aligned} 100 - R(\%) &\leq 1\% - 0,3\% - 0,5\% \\ R(\%) &\geq 99,8\% \end{aligned} \quad (3.1)$$

où $R(\%)$ est la réflectivité du miroir de Bragg du 1/2 VCSEL.

Cette valeur de réflectivité sera donc prise comme valeur de référence dans les optimisations de nos dispositifs 1/2 VCSEL.

Dans ce qui va suivre, nous allons détailler les propriétés optiques et thermiques des miroirs de Bragg. Par la suite, nous allons étudier et comparer différents empilements de miroirs centrés à $1,55 \mu\text{m}$, qui peuvent être utilisés pour les VCSEL pompés électriquement.

3.1.1.1 Propriétés optiques des miroirs de Bragg

Une réflexion optique intervient dans une interface entre deux matériaux ayant deux indices de réfraction différents. On note " n_H " l'indice de la couche qui présente le plus haut indice de réfraction et " n_L " l'indice de réfraction de la couche correspondante au plus bas indice. Une interférence

constructive est observée à la longueur d'onde de Bragg " λ_B ", pour des couches quart d'onde dont l'épaisseur optique est donnée comme suit:

$$\frac{\lambda_B}{4} = d_H n_H = d_L n_L \tag{3.2}$$

où d_H et d_L sont les épaisseurs physiques respectives des couches ayant pour indice de réfraction n_H et n_L .

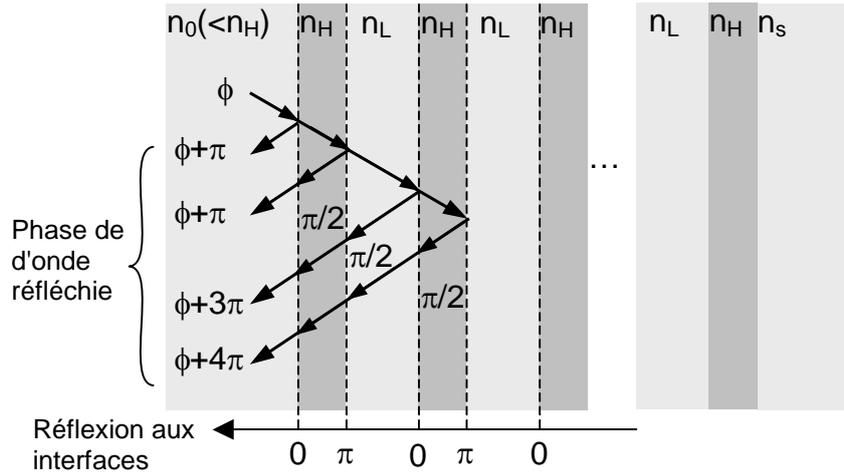


Figure 3- 2: Schéma de principe des réflexions dans un empilement de couches quart d'onde pour la réalisation d'un miroir de Bragg, où n_H est l'indice du milieu à haut indice, n_L est l'indice du milieu à bas indice, n_0 est l'indice du milieu incident ($n_0 < n_H$) et n_s est l'indice du substrat.

La figure (3-2) schématise les réflexions dans un empilement de couches de miroirs de Bragg sur un substrat d'indice n_s et l'onde incidente se propage dans un milieu ayant pour indice de réfraction n_0 . Le miroir de Bragg est constitué en alternant des couches de d'indice haut (n_H) et d'indice bas (n_L) d'épaisseur optique égale à $\lambda_B/4$ où λ_B est appelée longueur d'onde de Bragg. Ce schéma de réflexion correspond à un type miroir de Bragg que nous nommerons "résonant" qui suppose que les valeurs des indices vérifient que $n_s < n_H$ et $n_0 > n_L$. Les ondes réfléchies ayant subi un déphasage multiple à 2π interfèrent constructivement.

L'expression (3-3) donne la valeur du maximum de réflectivité à la longueur d'onde pour un empilement de miroir de Bragg de ce type où le maximum de réflectivité est donné à la longueur d'onde λ_B . Le développement mathématique pour retrouver cette expression est détaillé dans la référence [3].

$$R_{MAX} = \left(\frac{1 - \frac{n_0}{n_s} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_0}{n_s} \left(\frac{n_L}{n_H} \right)^{2m}} \right)^2 \quad (3.3)$$

où m est un entier représentant le nombre de paires.

Il est à noter que les pertes optiques par absorption dans les matériaux composant le miroir de Bragg sont ici supposées nulles.

Le maximum de réflectivité augmente en augmentant le nombre de paires. Il augmente aussi en augmentant le contraste d'indice $\Delta n = n_H - n_L$. L'expression (3-3) sera utilisée dans la partie (3-1-1-3) pour comparer les réflectivités de différents empilements de miroirs de Bragg semiconducteur.

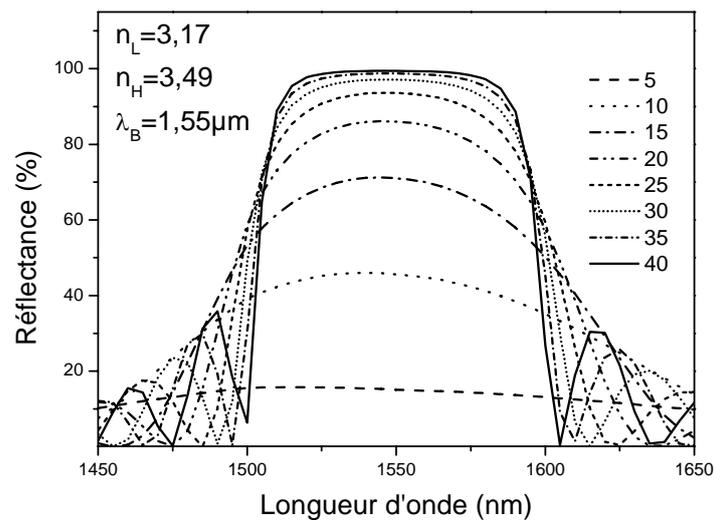


Figure 3- 3: Réflectivités calculées pour un empilement de miroir de Bragg en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du nombre de paires. n_L correspond à l'indice d'une couche InP, n_H correspond à l'indice d'une couche InGaAlAs ($\lambda_{\text{gap}} = 1,4 \mu\text{m}$) en accord de maille avec une matrice InP.

La figure (3-3) présente la réflectivité d'un empilement de couche InP/InGaAlAs pour différentes valeurs du nombre de paires. Cet empilement représente un des empilements de miroirs de Bragg semiconducteurs utilisé dans nos dispositifs 1/2 VCSEL. Le calcul est effectué à l'aide d'un outil de calcul basé sur la méthode des matrices de

transfert [3] (logiciel commerciale Macleod [4]). Cette figure illustre la modification du spectre de réflectivité en forme carré (filtre idéal) avec l'augmentation du nombre de paires.

Nous rappelons que la "stop-band" est définie comme étant l'intervalle en longueur d'onde autour de λ_B pour lequel la valeur de la réflectivité chute de sa valeur maximale R_{\max} à $R_{\max}/2$. L'équation (3-4) donne son expression dans le domaine fréquentiel, cette expression est tirée de la référence [3].

$$\Delta \nu_B = \frac{4\nu_B}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_H - n_L|}{n_H + n_L}\right) \quad (3.4)$$

où ν_B est la fréquence de Bragg associée à la longueur d'onde de Bragg.

Dans le cas où $\Delta \nu_B$ est petit devant ν_B , nous pouvons écrire:

$$\frac{\Delta \nu_B}{\nu_B} \simeq \frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} \quad (3.5)$$

La stop-band dans le domaine des longueurs d'onde s'écrit alors comme suit:

$$\Delta \lambda_B = \frac{4\lambda_B}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_H - n_L|}{n_H + n_L}\right) \quad (3.6)$$

La figure (3-4) montre le calcul de la stop-band suivant l'équation (3-6) en fonction du contraste d'indice $\Delta n = n_H - n_L$ pour différentes paires de matériaux. Pour ce calcul, n_L est fixé à la valeur de l'indice de l'InP à $1,55 \mu\text{m}$. Nous avons superposé sur cette courbe les valeurs exactes de la stop-band déduites des simulations effectuées avec le logiciel Macleod. Les couples de matériaux choisis ici (semiconducteurs ou diélectriques) correspondent à ceux que nous avons utilisés dans nos structures, mais aussi ceux utilisés dans la littérature. Nous allons revenir sur ce point dans les paragraphes suivants. Le tableau (3-1) résume les valeurs de contraste d'indice pour les différentes paires, les valeurs des indices des matériaux (à $1,55 \mu\text{m}$) seront détaillées dans la sous-section (3-1-1-3) (tableaux (3-2) et (3-3)).

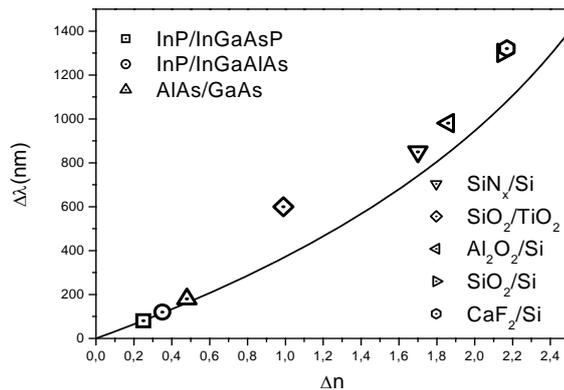


Figure 3-4: Stop-band exprimée en nanomètre calculée en fonction de Δn (courbe en trait plein). Valeurs exactes de la stop-band d'empilements de miroirs de Bragg calculées avec le logiciel Macleod (points).

Paires	$\Delta n @ 1,55 \mu m$
InP/InGaAsP	0,27
InP/InGaAlAs	0,32
GaAs/AlAs	0,48
SiN _x /Si	1,70
SiO ₂ /TiO ₂	1,99
Al ₂ O ₃ /Si	1,88
SiO ₂ /Si	2,15
CaF ₂ /Si	2,17

Tableau 3-1: Contraste d'indices des différentes paires de miroirs de Bragg.

La valeur de la stop-band augmente pour les valeurs élevées du contraste d'indice. Elle est de 80 nm-110 nm pour les empilements semiconducteurs adaptés en maille à l'InP tel que InP/InGaAlAs ($1,4 \mu m$) et InP/InGaAsP ($\lambda_{gap} = 1,4 \mu m$). Pour l'empilement AlAs/GaAs, elle est de 180 nm. Pour les matériaux diélectriques la stop-band est supérieure à 600 nm.

Il existe un écart entre les valeurs calculées suivant l'expression (3-6) et le calcul exact pour les empilements à fort contraste d'indice. Cet écart est dû à l'approximation faite pour obtenir cette expression, il est dû aussi, au fait que dans le calcul, la valeur de n_L est prise arbitrairement comme étant toujours celle de l'InP.

Dans le cas pratique, une valeur de réflectivité de 50% est pratiquement inutilisable dans nos dispositifs 1/2 VCSEL ($R_{max} \sim 100\%$), il est donc plus judicieux dans notre cas, de définir un intervalle spectral utile lié aux réflectivités rendant notre miroir utilisable dans le 1/2 VCSEL (soit $R \sim 99,8\%$) plutôt que de considérer la stop-band. Nous allons détailler dans les sous-sections suivantes ces intervalles utiles pour chaque empilement de miroir de Bragg étudié.

3.1.1.2 Propriétés thermiques

La grandeur caractéristique permettant de quantifier les propriétés thermiques d'une structure est la résistance thermique. Elle représente

l'élévation de la température moyenne sur la puissance thermique dissipée dans la structure, son expression est la suivante:

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{th}} \quad (3.7)$$

où " ΔT " représente l'élévation de la température et " P_{th} " la puissance thermique dissipée.

Il existe des modèles qui permettent de donner l'expression analytique de la résistance thermique. Dans ces modèles, la résistance thermique est donnée en fonction des dimensions et des conductivités thermiques des matériaux qui constituent la structure. Afin de comparer de manière qualitative les différents miroirs de Bragg possibles pour réaliser le 1/2 VCSEL, nous avons choisi dans cette partie, d'écrire la résistance thermique des miroirs de Bragg suivant un modèle le plus simple dit "1D"[5].

La figure (3-5) schématise le flux de chaleur dans un modèle 1D. Le miroir est considéré cylindrique de diamètre " D ", le flux de chaleur se propage verticalement en dessous d'une source de chaleur uniforme dans les couches du miroir de Bragg de conductivité thermique moyenne " κ " et d'épaisseur équivalente " h ". Ces deux grandeurs seront définies dans ce qui va suivre.

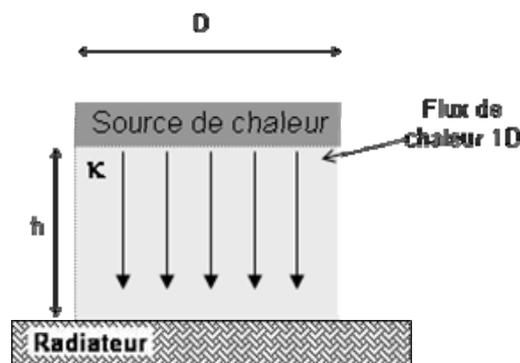


Figure 3- 5: Schéma représentant une structure (miroir) avec une dissipation unidimensionnelle (1D) (verticale) de la chaleur.

L'équation (3-8) donne l'expression de la résistance thermique de la structure de la figure (3-5).

$$R_{th,1D} = \frac{4h}{\pi D^2 \kappa} \quad (3.8)$$

Cette formulation est évidemment analogue à l'expression de la résistance électrique d'un fil conducteur de surface " $\pi D^2/4$ ", de résistivité " $\rho=1/\kappa$ " et de longueur " h ".

Dans un empilement de couches de conductivités thermiques κ_i et d'épaisseurs h_i , la résistance thermique totale est considérée comme étant la résultante des résistances thermiques de chaque couche assemblée en série. L'expression de la résistance thermique devient alors:

$$R_{th,1D} = \frac{4}{\pi D^2} \sum_i \frac{h_i}{\kappa_i} \quad (3.9)$$

Le modèle 1D reste un modèle simpliste, il existe d'autres modèles analytiques bidimensionnels ou encore des outils qui calculent les valeurs de résistances thermiques en tenant compte du flux de chaleur dans les trois dimensions. Nous allons évoquer cet aspect dans la section (4-1) du chapitre 4. La formulation 1D, reste efficace pour comparer qualitativement différents empilements de miroir de Bragg.

3.1.1.3 Cas pratiques de miroirs de Bragg

Dans cette sous-section nous allons étudier les cas pratiques de miroirs de Bragg utilisés dans les VECSEL. Nous pouvons distinguer deux types de matériaux pour les fabriquer : les matériaux semiconducteurs synthétisés par croissance épitaxiale et les matériaux diélectriques obtenus par dépôt.

3.1.1.3.1 Miroirs semiconducteurs

Les matériaux semiconducteurs utilisés pour la fabrication de miroirs de Bragg dans les VCSEL à 1,55 μm dépendent de leur accord de maille au substrat. Les empilements InP/InGaAlAs($\lambda_{\text{gap}}=1,4 \mu\text{m}$) et InP/InGaAsP($\lambda_{\text{gap}}=1,4 \mu\text{m}$) sont les deux principaux empilements utilisés sur un substrat InP. Ils présentent un contraste d'indice maximal $\Delta n \sim 0,3$ [1]. Il existe aussi des matériaux à base d'antimoine [6]-[7] épitaxiés sur InP ayant un contraste d'indice $\Delta n \sim 0,5$. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre d'introduction, l'utilisation des matériaux semiconducteurs sur InP présente l'avantage de faire des structures 1/2 VCSEL où la croissance épitaxiale du miroir de Bragg et de la zone active est faite sur le même substrat.

Comme miroirs de Bragg épitaxiés sur un substrat autre que InP, nous pouvons citer l'empilement GaAs/AlAs sur un substrat GaAs [1]. Cet empilement présente un contraste d'indice $\Delta n=0,48$. Il existe des techniques

pour utiliser cet empilement pour les VCSEL émettant à $1,55 \mu\text{m}$ telles que la fusion hétéro-épitaxiale [8] et la croissance métamorphique [9].

Dans ce qui suit, nous allons étudier les propriétés optiques et thermiques des miroirs de Bragg semiconducteurs.

Propriétés optiques

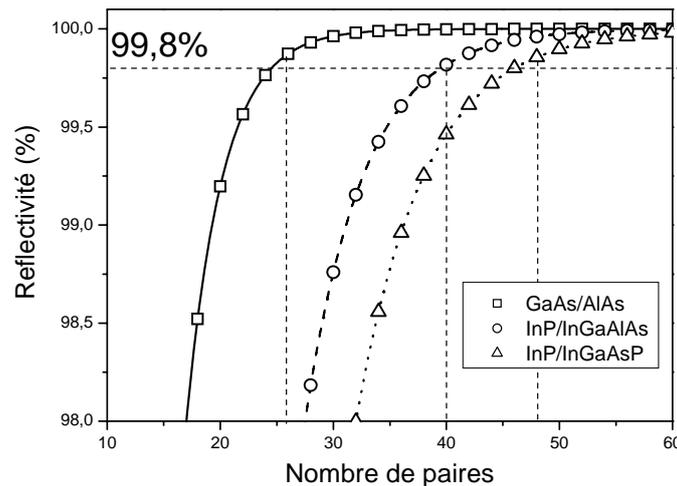


Figure 3- 6: Valeurs de réflectivités calculées pour $\lambda_B=1,55\mu\text{m}$ en fonction du nombre de paires pour des miroirs de Bragg semiconducteurs. Le gap des matériaux quaternaire utilisé est de ($1,4 \mu\text{m}$).

La figure (3-6) montre les valeurs des réflectivités maximales calculées en fonction du nombre de paires pour les principaux empilements de miroirs semiconducteurs utilisés dans les VCSEL opérant à $1,55 \mu\text{m}$. Les calculs des réflectivités sont effectués suivant l'équation (3-3) des empilements équivalents avec et $n_0=n_s=n_{\text{InP}}$ pour les empilements à l'accord de maille avec une matrice InP. Pour l'empilement GaAs/AlAs, nous avons pris $n_0=n_{\text{InP}}$, $n_s=n_{\text{GaAs}}$. Les valeurs des indices sont données dans le tableau (3-2). 24 paires GaAs/AlAs, 40 paires InP/InGaAlAs et 46 paires InP/InGaAsP, sont nécessaires pour atteindre une réflectivité de 99,8%.

Nous avons choisi de ne pas représenter les empilements à base d'antimoine car dans la pratique les pertes optiques par absorption dans ces matériaux limitent la réflectivité, ces pertes empêchent dans notre cas la réflectivité d'atteindre la valeur souhaitée (99,8%). Cet aspect sera détaillé dans la sous-section (3-1-1-4) où les pertes par absorption des matériaux utilisés pour la fabrication de miroirs de Bragg seront comparées.

L'intervalle utile pour nos dispositifs 1/2 VCSEL est défini comme étant la largeur de la bande de réflectivité pour laquelle:

- La réflectivité est supérieure ou égale à 99,8%.
- La valeur minimale de cette bande utile doit être supérieure à ~ 30 nm.

Fixer une valeur minimale de l'intervalle utile permet dans le cas pratique d'assurer une marge d'erreur entre le maximum de réflectivité, le maximum de gain des puits quantiques et le mode de la cavité (dans le 1/2 VCSEL). Fixer une marge d'erreur de 30 nm avec $R > 99,8\%$ concorde avec les incertitudes de positionnement du maximum de gain, du mode de cavité (dans le 1/2 VCSEL) ou du déplacement relatif gain/λ_B attendu avec la variation de la température.

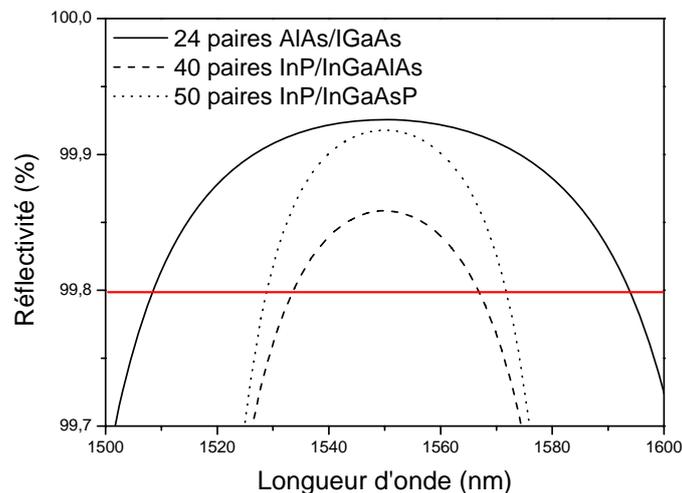


Figure 3- 7: Réflectivités calculées en fonction de la longueur d'onde pour les empilements de miroirs de Bragg semiconducteurs.

La figure (3-7) montre les réflectivités calculées en fonction de la longueur d'onde des miroirs de Bragg semiconducteurs ayant un nombre de paires suffisant pour atteindre une réflexion de 99,8% (cités dans le précédent paragraphe).

L'intervalle utile déduit de la figure précédente est de 20 nm pour un empilement InP/InGaAsP, 35 nm pour un empilement InP/InGaAlAs et 85 nm pour l'empilement AlAs/GaAs. Il est important que cet intervalle utile soit grand car il laissera une plus grande marge de manœuvre pour faire coïncider le maximum de l'émission des puits quantiques et les modes

dans la cavité Fabry-Pérot aux valeurs de réflectivités préconisées. Nous pouvons augmenter cette bande en augmentant encore plus le nombre de paires. Toutefois, cette solution comme nous allons le voir dans la partie suivante, induit une résistance thermique plus grande.

Pour nos dispositifs 1/2 VCSEL, nous allons utiliser des structures de miroirs de 40 paires InP/InGaAlAs et de 50 paires InP/InGaAsP. L'utilisation de miroirs sur GaAs est exclue car nous avons opté au départ pour une croissance monolithique de la structure uniquement sur un substrat d'InP.

Propriétés thermiques

Les matériaux quaternaires utilisés pour l'empilement des miroirs de Bragg semiconducteurs sur substrat InP présentent des conductivités thermiques 15 fois plus petites que le substrat InP. De plus, la nécessité d'utiliser un grand nombre de paires ne peut que détériorer les propriétés thermiques de miroirs.

Indices bas →		InP		AlAs		
Indice haut ↓	n	3,17 ^[1]		2,89 ^[1]		
		κ	0,68 ^[1]		0,91 ^[1]	
			R _{th} (K/W)	Nb paires	R _{th} (K/W)	Nb paires
GaAs	3,37 ^[1]	0,44 ^[1]	-	-	50	24
InGaAsP (1,4 μm)	3,44 ^[6]	0,045 ^[6]	670	50	-	-
InGaAlAs (1,4 μm)	3,49 ^[6]	0,045 ^[6]	540	40	-	-

Tableau 3- 2: Valeurs des résistances thermiques (1D) d'un empilement de miroir de Bragg présentant une réflectivité égale à ~99,8%. Les indices de réfraction notés "n" sont donnés à 1,55 μm et les conductivités thermiques notées "κ" sont données à la température ambiante.

Le tableau (3-2) résume les valeurs de résistances thermiques calculées suivant l'expression (3-9) pour un diamètre D=50 μm, pour un empilement de miroir de Bragg où la dernière couche du miroir de Bragg est sur un dissipateur de chaleur garantissant la température de consigne (T=T_{consigne}).

Les valeurs de résistances thermiques obtenues pour les empilements à l'accord de maille avec InP sont ~10 fois plus élevées que l'empilement GaAs/AlAs. Cela révèle toute la problématique des VCSEL sur InP. L'association des matériaux quaternaires avec un grand nombre de paires

va rendre plus difficile la dissipation thermique dans la structure 1/2 VCSEL.

En conclusion de cette sous section, nous avons étudié les propriétés optiques et thermiques des miroirs de Bragg semiconducteurs dans les structures 1/2 VCSEL opérant à 1,55 μm . Atteindre le niveau de réflectivité visé requiert un nombre de paires élevé pour les miroirs épitaxiés sur substrat InP. Etant donné la faible valeur du contraste d'indice, le grand nombre de paires associé aux conductivités thermiques réduites des matériaux quaternaires, engendrent des résistances thermiques élevées par rapport aux miroirs utilisés sur un substrat GaAs. De plus, le faible contraste d'indice réduit l'intervalle de longueur d'onde utile autour de la réflectivité maximale.

Il est donc évident que les miroirs de Bragg dans la filière GaAs offrent de meilleures propriétés optiques et thermiques. Cependant, utiliser ces miroirs constitue une difficulté de fabrication supplémentaire car il faut les épitaxier sur la partie du 1/2 VCSEL (région active) qui est elle épitaxiée sur substrat InP, et il faut par la suite enchaîner les étapes de fabrication des dispositifs.

3.1.1.3.2 Miroirs Diélectriques

La gamme de matériaux diélectriques pouvant être utilisée dans les VCSEL opérant à 1,55 μm est plus grande que celle des matériaux semiconducteurs. Les valeurs de réflectivités souhaitées sont atteintes avec un nombre de paires réduit grâce à la possibilité d'utiliser des couples de matériaux présentant un plus grand contraste d'indice. En effet, les techniques de dépôt de matériaux ne nécessitent pas d'accord de maille particulier avec le reste de la structure. Les matériaux diélectriques déposés présentent une structure amorphe.

Dans cette sous-section, nous avons choisi de détailler uniquement les propriétés des miroirs dits "hybrides". La figure (3-8) schématise la structure d'un tel miroir. Elle est constituée d'un empilement de miroir de Bragg en matériaux diélectriques complété par une couche métallique (Or, Ag,...). Cette dernière couche permet d'atteindre les réflectivités souhaitées avec un nombre de paires de matériaux diélectriques réduit par rapport à un miroir tout diélectrique. La couche métallique permet aussi de faire un collage par brasure métallique sur un substrat hôte présentant une bonne conductivité thermique (Diamant, AlN, SiC, Si...). Comme nous allons le voir par la suite, ces miroirs sont beaucoup plus avantageux sur le plan de la dissipation thermique que les miroirs tout diélectriques. C'est la raison pour laquelle nous nous y sommes plus particulièrement intéressés.

Cette structure inclut un nombre entier de paires quart d'onde plus une couche quart d'onde en matériau de bas indice située juste avant la couche métallique. Cette couche est nécessaire pour retrouver le cas d'un miroir résonant équivalent à la définition donnée dans la partie (3-1-1-1). Nous rappelons que cette configuration de miroir permet d'avoir le maximum de la réflectivité à la longueur d'onde de Bragg (λ_B).

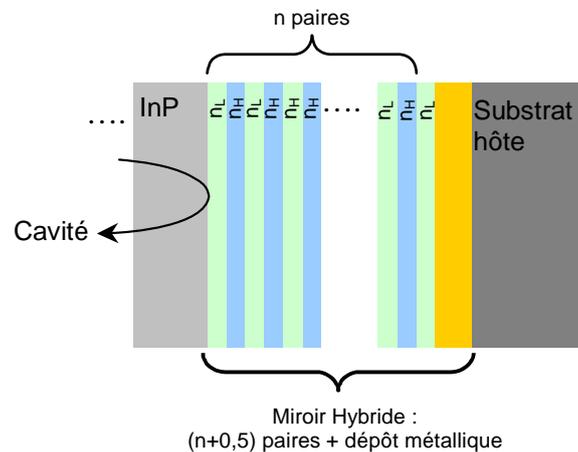


Figure 3- 8: Représentation schématique des couches du miroir hybride dans la cavité.

La référence [12] illustre l'utilisation d'un miroir hybride réalisé au LPN en collaboration avec KTH (Royal Institute of Technology, Suède) dans un VECSEL pompé optiquement où un empilement de matériaux Si/SiN_x/Au est utilisé. Pour les VCSEL pompés électriquement, nous pouvons citer les travaux utilisant des miroirs de Bragg hybrides pour le miroir de cavité non couplé à la sortie. La référence [13] montre un empilement de Bragg de 2,5 paires CaF₂/a-Si/Au. La même équipe montre dans la référence [14] l'utilisation d'un empilement de 3,5 paires CaF₂/ZnS/Au. La référence [15] illustre quand à elle l'utilisation de l'empilement MgO/a-Si/Au.

Dans ce qui suit, nous allons étudier les propriétés optiques et thermiques des miroirs hybrides. Le choix du type d'empilement est fait en fonction de l'état de l'art des miroirs hybrides dans les VCSEL à 1,55 μm , mais aussi, en tenant compte des techniques de dépôt et des matériaux accessibles au LPN.

Propriétés optiques

La figure (3-9) montre les réflectivités de miroirs hybrides calculées à $\lambda_B=1,55 \mu\text{m}$ pour différents couples de matériaux diélectriques, en fonction du nombre de paires. Les valeurs des indices de réfraction des matériaux sont données dans le tableau (3-2). Pour plus de clarté sur la figure, nous avons sélectionné des couples de matériaux diélectriques présentant des

contrastes d'indices (Δn) assez différents. Pour ce calcul, une couche d'Or épaisse (~150 nm-200 nm) est rajoutée pour terminer les paires en matériaux diélectriques, l'indice du matériau intra-cavité est celui de l'InP.

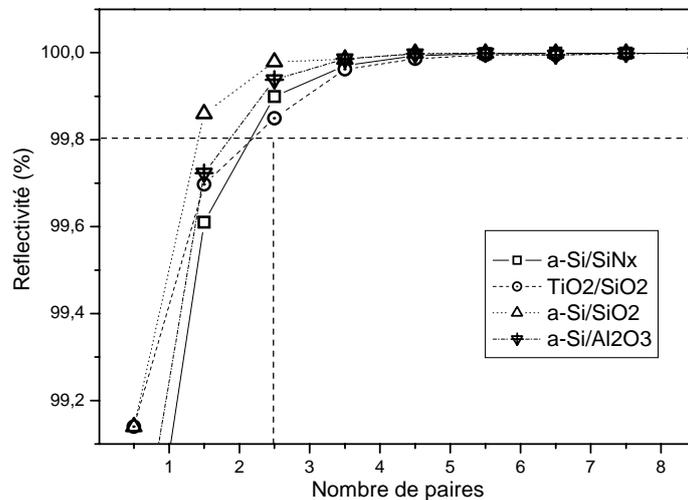


Figure 3- 9: Réflectivités calculées en fonction du nombre demi entier de paires pour différents couples de matériaux diélectriques des miroirs hybrides.

Les valeurs d'indices à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ des matériaux diélectriques utilisables pour fabriquer un miroir hybride sont typiquement de 1,35 pour les fluorures de bas indice type CaF_2 , MgF_2 , de 1,45 pour la Silice, de 2,5 pour ZnS , TiO_2 ,... et de 3,5 pour le silicium amorphe. Le saut d'indice accessible avec une paire de matériaux diélectriques est donc typiquement de $\Delta n=1$ à 2. Le niveau de réflectivité de 99,8% est obtenu pour seulement 2,5 paires de diélectriques, ce qui représente une réduction du nombre de paires d'un facteur 20 en comparaison aux miroirs de Bragg semiconducteurs sur substrat InP. Ce faible nombre de paires résulte des effets conjoints du fort contraste d'indice et de l'utilisation d'une couche métallique.

La figure (3-10) montre les réflectivités calculées en fonction de la longueur d'onde dans des exemples de miroirs hybrides avec 2,5 paires de différents couples de matériaux diélectriques. L'intervalle utile pour ces empilements est accru, il est de l'ordre de 750 nm pour l'empilement $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$, 550 nm pour l'empilement $\text{a-Si}/\text{SiN}_x$ et enfin 460 nm l'empilement $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$.

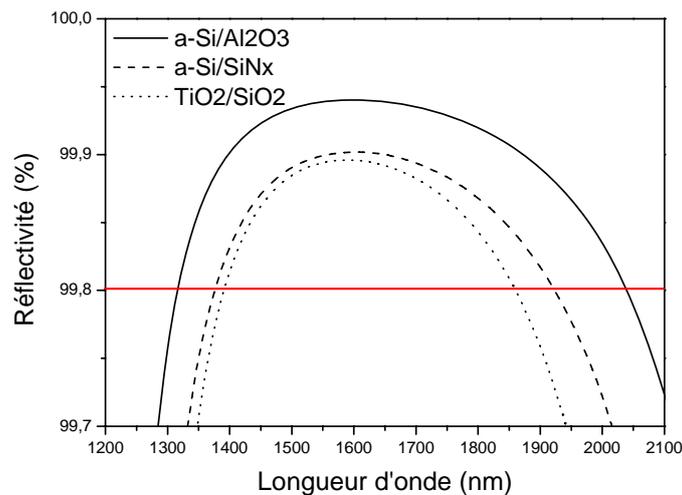


Figure 3- 10: Réflectivités calculées en fonction de la longueur d'onde pour les empilements de couples de matériaux diélectriques dans les miroirs hybrides.

Propriétés thermiques

Les matériaux amorphes présentent malheureusement des conductivités thermiques beaucoup plus faibles que les matériaux cristallins. Nous pouvons citer pour exemple la référence [16] qui rapporte les mesures de conductivité thermique d'un film mince de Silicium amorphe (a-Si) déposé sur un substrat de Silicium en fonction de l'épaisseur du film. Des valeurs typiques de conductivité thermique comprise entre 1 mW/K.cm et 2 mW/K.cm y sont reportées pour des épaisseurs du film de a-Si comprises entre 100 nm et 300 nm. De manière plus générale, les valeurs de conductivités thermiques reportées dans la littérature de a-Si déposé en couche mince sont de l'ordre de $k_{a-Si}=0,01-0,03$ mW/K.cm [1]-[17]. Ces valeurs sont à deux ordres de grandeurs de la conductivité du Silicium cristallin ($k_{Si}=1,5$ W/K.cm). De ce point de vue, les matériaux amorphes n'offrent pas plus d'avantages que les matériaux quaternaires semiconducteurs.

Il est à noter que les valeurs des conductivités thermiques des matériaux amorphes sont tributaires des conditions de dépôt (méthodes de dépôt, température, ...), ce qui explique la dispersion des valeurs de conductivité thermique relevées dans la littérature [1], [16]-[18].

Le tableau (3-2) résume les résultats de calcul de la résistance thermique suivant le modèle 1D suivant l'expression (3-9) pour un diamètre $D=50$ μm . Le calcul est fait pour un nombre de paires suffisant pour atteindre une réflectivité supérieure à 99,8%. La structure du miroir hybride est prise

comme schématisée dans la figure (3-8). Il est à noter que ce calcul ne tient pas compte du substrat hôte. Une couche d'Or de 200 nm d'épaisseur est la couche métallique du miroir hybride, sa conductivité thermique est prise égale à 3,17 W/Kcm.

Indice haut →		a-Si		TiO ₂		ZnS		
Indice	n	3,6		2,44		2,26		
bas	↓	κ	0,02		0,09 ^[1]		0,02 ^[14]	
		(W/Kcm)	R _{th} (K/W)	Paires	R _{th} (K/W)	Paires	R _{th} (K/W)	Paires
SiN _x	1,9	0,16 ^[1]	75	2,5	39	2,5	-	-
CaF ₂	1,43	0,1 ^[1]	85	2,5	61	2,5	217	3,5
Al ₂ O ₃	1,74	0,36 ^[1]	53	2,5	30	2,5	-	-
SiO ₂	1,45	0,012 ^[1]	383	2,5	359	2,5	-	-
MgO	1,71	0,53 ^[1]	50	2,5	26	2,5	-	-

Tableau 3- 3: Valeurs calculées des résistances thermiques (modèle 1D) de miroirs hybrides. Les indices de réfraction sont donnés à 1,55 μm, les conductivités thermiques sont données à température ambiante.

Dans tous les cas, le nombre de paires de couches diélectriques est de 2,5, sauf pour le cas du couple CaF₂/ZnS où 3,5 paires sont nécessaires pour atteindre une réflectivité de 99,8%. Les valeurs des résistances thermiques obtenues sont dispersées. Elles varient de ~30 K/W à des valeurs supérieures à 300 K/W.

Il est à noter que les valeurs de résistances thermiques des miroirs utilisant les matériaux MgO et Al₂O₃ sont à prendre avec prudence car les conductivités thermiques des matériaux amorphes données dans le tableau et tirées de la référence [1] sont, à notre avis, surévaluées et correspondent plus à des valeurs de conductivités thermiques de matériaux cristallins, les propriétés thermiques de ces matériaux (en couches minces) n'ont, à notre connaissance pas fait l'objet d'études approfondies.

Toutefois, nous avons essayé d'estimer les conductivités thermiques des matériaux déposés en couche minces au LPN par une méthode de photothermie en collaboration avec l'ESPCI (Ecole Supérieure de Physique et de Chimie industrielle, Paris). Nous avons relevé des valeurs de conductivités thermiques qui varient de 0,01 W/K.cm à 0,12 W/K.cm pour a-Si et Al₂O₃, cette plage d'erreur est liée à l'incertitude de la mesure.

Il est cependant certain que les valeurs des résistances thermiques des miroirs hybrides obtenues sont dans l'ensemble, inférieures à celles calculées pour les empilements de miroirs de Bragg semiconducteurs sur substrat InP. Toutefois, les meilleures valeurs de résistances thermiques des empilements de miroirs hybrides réalistes (a-Si/SiN_x) restent à un facteur deux près supérieures au miroir AlAs/GaAs de réflectivité équivalente.

L'étude des propriétés optiques et thermiques des miroirs hybrides montre que le contraste d'indice entre ces matériaux, associé à la réflexion sur le métal, conduit à l'utilisation d'un nombre de paires faible. Les épaisseurs des miroirs obtenus contribuent à réduire les résistances thermiques de ces empilements malgré les mauvaises valeurs de conductivités thermiques des matériaux amorphes.

L'étude des miroirs de Bragg tout semiconducteur et des miroirs hybrides Bragg-diélectrique/métal, a permis de mettre en avant les propriétés thermiques des miroirs hybrides par rapport aux miroirs semiconducteurs épitaxiés sur un substrat InP. Les caractéristiques optiques sont équivalentes en terme de réflectivité maximale et elles sont meilleures pour les miroirs hybrides du point de vue de la bande utile de réflexion. Cependant, il est à noter que les miroirs semiconducteurs, contrairement aux miroirs de Bragg diélectriques, permettent une conduction électrique. Utiliser un miroir hybride oblige à faire des contacts électriques latéraux. Ceci contribue à rendre la technologie de fabrication plus complexe, et peut être limitant pour obtenir une injection électrique homogène sur les 1/2 VSCSEL ayant une grande surface d'injection. Cet aspect sera traité dans la section (4-1) du chapitre 4.

3.1.1.4 Pertes optiques dans les miroirs de Bragg

Dans cette partie nous allons mettre en avant un paramètre important qui influe sur la réflectivité maximale pouvant être atteinte dans les empilements de miroir de Bragg et que nous avons jusqu'à présent négligé.

Des pertes optiques par absorption non nulles dans les matériaux constituant un miroir de Bragg limitent la réflectivité maximale puisqu'une partie de l'onde transmise dans une couche "i" de l'empilement du miroir de Bragg est absorbée (voir section (2-3-1) du chapitre 2). Dans ce qui suit, nous allons quantifier l'influence des pertes optiques sur le maximum de réflectivité des miroirs de Bragg semiconducteurs et des miroirs hybrides.

3.1.1.4.1 Pertes optiques dans les matériaux semiconducteurs

Nous pouvons identifier deux principales sources de pertes dans les matériaux semiconducteurs utilisés dans les empilements de miroirs de

Bragg. La première étant due aux porteurs libres, comme nous l'avons déjà présenté dans la section (2-4) du chapitre 2. La deuxième est liée à la queue de Urbach quand les valeurs d'énergie se rapprochent du gap [19].

Dans l'InP et à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ les pertes dues à la queue de Urbach sont négligeables ($\alpha < 0,1 \text{cm}^{-1}$ [19]) devant les pertes dues aux porteurs libres, le gap de l'InP ($1,34 \text{eV}$) étant éloigné de l'énergie correspondante à la longueur d'onde de travail ($0,8 \text{eV}$). C'est également le cas des matériaux quaternaires utilisés dans nos structures de 1/2 VCSEL InGaAlAs et InGaAsP où le gap choisi de la composition des quaternaires est de $0,9 \text{eV}$ ($1,4 \mu\text{m}$).

En revanche, dans les matériaux à base d'antimoine le gap se rapproche plus de $0,8 \text{eV}$. Par exemple, dans un empilement (AlGaAsSb/AlAsSb en accord sur InP), la référence [6] montre que pour des faibles concentrations d'Aluminium ($\text{Al}_{0,04}\text{Ga}_{0,96}\text{As}_{0,52}\text{Sb}_{0,48}$), les pertes optiques sont estimées à des valeurs supérieures à 100cm^{-1} (gap= $0,82 \text{eV}$). Comme nous allons le voir dans ce qui suit, ces valeurs de pertes rendent plus difficile leur utilisation dans nos structures de 1/2 VCSEL.

Pour les pertes dues aux porteurs libres, nous pouvons reprendre les résultats de la section (2-4) du chapitre 2 pour le cas d'un dopage type n uniquement car dans nos structures les miroirs de Bragg sont situés du côté "n" de l'hétérojonction p-i-n et sont donc exclusivement dopés "n" (voire non dopés). La valeur typique du dopage des miroirs que nous avons utilisés est de $1 \times 10^{18} \text{atomes/cm}^3$, la valeur des pertes correspondantes est de 3cm^{-1} .

Nombre de paires	R(%)@ $1,55 \mu\text{m}$ $\alpha = 0 \text{cm}^{-1}$	R(%)@ $1,55 \mu\text{m}$ $\alpha = 3 \text{cm}^{-1}$	R(%)@ $1,55 \mu\text{m}$ $\alpha = 100 \text{cm}^{-1}$
30	98,97	98,91	98,77
40	99,85	99,80	99,66
50	99,98	99,92	99,78
60	99,99	99,93	99,80

Tableau 3- 4: Réflectivités maximales pour $\lambda_B=1,55 \mu\text{m}$ dans un empilement de miroir de Bragg InGaAlAs($1,4 \mu\text{m}$)/InP pour des valeurs des pertes optiques de 0cm^{-1} , 3cm^{-1} et 100cm^{-1} .

Le tableau (3-4) montre l'évolution du maximum de réflectivité sur un empilement de miroir de Bragg InGaAlAs/InP en fonction du nombre de paires et pour des valeurs de pertes optiques dans les couches de 0cm^{-1} , 3cm^{-1} et 100cm^{-1} . Ces valeurs de pertes correspondent respectivement à un miroir non dopé, un miroir dopé à $1 \times 10^{18} \text{atomes/cm}^3$ et enfin à des pertes

équivalentes à un empilement à base d'antimoine. Les réflectivités sont calculées grâce au logiciel Macleod.

Ce tableau montre qu'un niveau de pertes de 100 cm^{-1} engendre une détérioration du maximum de la réflectivité et rend en pratique impossible l'obtention d'un maximum de réflectivité supérieure à 99,8% avec un nombre raisonnable de paires. En revanche, des pertes optiques de 3 cm^{-1} n'engendrent pas de détérioration significative de la réflectivité avec un nombre de paires équivalent en comparaison avec un miroir sans pertes. Un niveau de dopage des miroirs de 1×10^{18} atomes/ cm^3 est donc préconisé dans les miroirs semiconducteurs utilisés pour nos structures 1/2 VCSEL.

3.1.1.4.2 Matériaux amorphes

Comme les valeurs des conductivités thermiques, les valeurs des pertes optiques dans les matériaux amorphes dépendent des conditions de dépôt. Par exemple, la référence [20] donne les valeurs des pertes optiques dans SiN_x et Si amorphes déposés par pulvérisation cathodique, en fonction du taux d'Azote ajouté comme gaz réactif à l'Argon. Les pertes varient de 20 cm^{-1} (pour a- SiN_x) à 380 cm^{-1} (pour a-Si). Dans la référence [14], les pertes optiques du a-Si déposé sont estimées à 400 cm^{-1} , la méthode de dépôt n'a pas été citée dans cette référence. Dans l'ensemble, les ordres de grandeur des pertes de ces matériaux sont deux à dix fois plus grands que dans les semiconducteurs dopés "n" cités précédemment. Dans notre cas, il est nécessaire de définir une valeur de pertes compatible avec l'obtention des valeurs de réflectivités préconisées dans le 1/2 VCSEL.

Le tableau (3-5) montre l'évolution du maximum de réflectivité sur un empilement de miroir de Bragg a-Si/ SiN_x pour différentes valeurs de pertes optiques dans la couche de a-Si (0 cm^{-1} , 100 cm^{-1} et 500 cm^{-1}).

Nombre de paires	R@1,55 μm $\alpha_{\text{a-Si}} = 0 \text{ cm}^{-1}$	R@1,55 μm $\alpha_{\text{a-Si}} = 100 \text{ cm}^{-1}$	R@1,55 μm $\alpha_{\text{a-Si}} = 500 \text{ cm}^{-1}$
0 (Au seul)	96,2	96,2	96,2
0.5 (SiN_x)	98,54	98,54	98,54
1.5	99,61	99,55	99,32
2.5	99,899	99,82	99,51
3.5	99,97	99,89	99,55
4.5	99,99	99,90	99,56
5.5	99,99	99,91	99,56
6.5	99,99	99,91	99,56

Tableau 3- 5: Réflectivités maximales pour $\lambda_B=1550 \text{ nm}$ dans un empilement de miroir hybride a-Si/ SiN_x pour des valeurs de pertes optiques de 0 cm^{-1} , 100 cm^{-1} et 500 cm^{-1} dans a-Si et 20 cm^{-1} dans a- SiN_x .

Les pertes optiques dans le a-Si induisent une saturation du maximum de réflectivité à une valeur limite au delà de laquelle, rajouter des paires de diélectriques n'augmente plus la réflectivité. Le maximum de réflectivité peut saturer à une valeur inférieure à celle préconisée pour le 1/2 VCSEL. Ainsi, une valeur de pertes optiques de 500 cm^{-1} dans le silicium amorphe, rendrait ces matériaux inutilisables pour réaliser un miroir de Bragg, compte tenu de la valeur de réflectivité que nous nous sommes fixée. Une valeur des pertes optiques de 100 cm^{-1} permet encore de réaliser un miroir hybride de réflectivité de 99,8% avec 2,5 paires.

En conclusion, nous avons vu et présenté l'influence des pertes optiques dans les matériaux qui constituent les miroirs de Bragg du 1/2 VCSEL. Les pertes optiques dans nos empilements InP/InGaAlAs et InP/InGaAsP, pour un niveau de dopage de 1×10^{18} atomes/cm³ sont en adéquation avec leur utilisation dans nos structures de 1/2 VCSEL. Pour les miroirs hybrides, définir un seuil de pertes acceptable dans les matériaux diélectriques amorphes est nécessaire pour garantir un niveau de performance optique acceptable pour leur utilisation.

En conclusion générale de cette sous-section sur les miroirs de Bragg, nous avons présenté les mécanismes qui régissent les réflexions dans un miroir de Bragg et détaillé comment atteindre les valeurs de réflectivité pour pouvoir utiliser ces miroirs dans les 1/2 VCSEL. Nous avons aussi fait l'état de l'art des matériaux utilisés dans les empilements de miroirs de Bragg et établi une comparaison de leurs propriétés thermiques et optiques. Par la suite, nous avons tenu compte des pertes optiques dans les matériaux des miroirs de Bragg pour estimer leurs propriétés optiques.

Optimiser les propriétés optiques et thermiques des miroirs de Bragg est un facteur clé dans la performance des VCSEL. L'utilisation des miroirs semiconducteurs sur substrat InP, présente l'inconvénient d'une mauvaise dissipation thermique. L'utilisation de miroirs hybrides, moyennant une minimisation des pertes optiques dans les matériaux amorphes, permet d'améliorer les propriétés thermiques en gardant les mêmes spécifications optiques. Cependant, un miroir hybride nécessite une étape de report puis l'élaboration d'un contact latéral après définition de la surface d'injection, ce qui représentera une complexité de fabrication supplémentaire.

3.1.2 La zone active à puits quantiques

Nous avons systématiquement opté pour l'utilisation de puits quantiques comme matériau actif dans nos structures 1/2 VSCEL. Le confinement des porteurs dans les puits quantiques se fait dans la direction perpendiculaire au plan de croissance des couches, les porteurs restent donc libres dans le plan des couches. De ce fait, le confinement des porteurs dans les puits quantiques est appelé 2D, en comparaison à une structure de couche massive où le confinement est dit aussi 3D (où il n'y pas de confinement), ou encore les boîtes quantiques qui représentent un confinement (0D) des porteurs.

Nous allons présenter dans la sous-section (3-1-2-1), les matériaux et les types de puits utilisés pour les VCSEL opérant autour d'une longueur d'onde de 1,55 μm . Dans la sous-section (3-1-2-2) nous allons présenter les paramètres de gain, le gain effectif dans la cavité résonante. Enfin dans la sous-section (3-1-2-3) nous allons présenter la structure des couches actives utilisées dans nos 1/2 VSCEL.

3.1.2.1 Puits quantiques:

Les matériaux InGaAsP et InGaAlAs représentent les deux principaux matériaux qui assurent une émission à 1,55 μm sur un substrat InP. L'introduction d'une contrainte dans le matériau revient à introduire un léger désaccord de maille par rapport au paramètre de maille de l'InP, il permet de modifier la structure des bandes de conduction et de valence. Cette modification se traduit par une énergie de transition différente, une densité de porteurs à la transparence ($\text{gain}=0 \text{ cm}^{-1}$) plus faible du fait de la levée de la dégénérescence en $k=0$ entre la bande de trous lourds et de trous légers. La densité de porteur au seuil du laser se retrouve donc réduite et les échauffements thermiques aussi. Les références [14] et [9] illustrent l'utilisation de puits quantiques contraints InGaAsP et InGaAlAs dans les VSCEL monolithiques pompés électriquement et opérant à 1,55 μm .

La figure (3-11) schématise qualitativement l'effet de la contrainte sur les bandes d'énergie. La compression augmente le gap, les transitions radiatives se font alors entre la bande de conduction "C" et la bande de trous lourds "HH". La tension quant à elle, diminue le gap, les transitions radiatives dans ce cas se font entre la bande de conduction "C" et la bande de trous légers "LH".

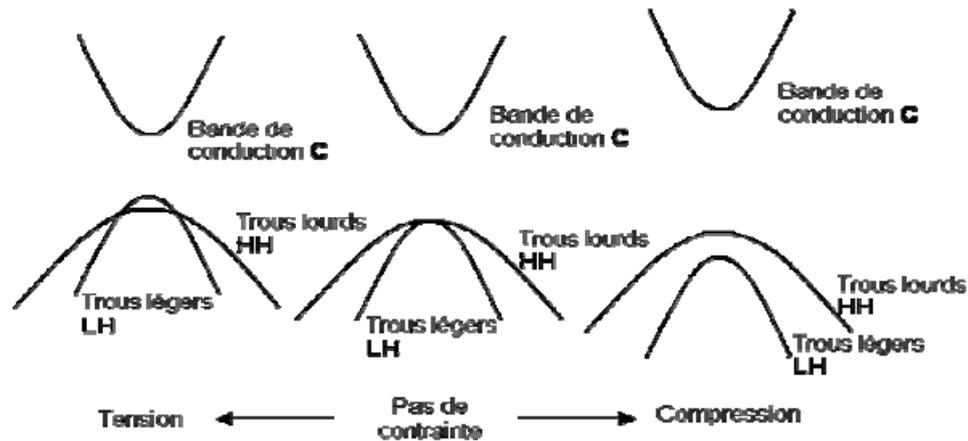


Figure 3- 11: Représentation schématique de l'effet de la contrainte sur la structure des bandes de conduction et de valence.

La contrainte est évaluée [21] comme étant le changement fractionnel du paramètre de maille relaxé de la couche contrainte par rapport au paramètre de maille du substrat (dans notre cas InP), elle est donnée par l'expression suivante:

$$\varepsilon (\%) = 100 \left(\frac{a_{\text{relaxé}} - a_{\text{substrat}}}{a_{\text{relaxé}}} \right) \quad (3.10)$$

où " $a_{\text{relaxé}}$ " et " a_{substrat} " sont respectivement le paramètre de maille relaxé de la couche contrainte et le paramètre de maille du substrat.

Dans un système de multipuits quantiques, la contrainte cumulée d'un empilement de plusieurs puits peut être compensée dans les barrières pour prévenir une dislocation de la zone active. Si les puits sont en compression, les barrières seront en tension de façon à avoir une contrainte résultante proche de zéro, comme l'explique l'équation (3-11).

$$n_{\text{puits}} \times \varepsilon_{\text{compression}} + n_{\text{barrière}} \times \varepsilon_{\text{tension}} \approx 0 (\%) \quad (3.11)$$

où n_{puits} est le nombre de puits quantiques.

3.1.2.2 Gain et gain effectif:

Le gain des puits quantiques contraints a été largement étudié sur les laser à émission par la tranche [21]. Ces études ont été reprises pour les VCSEL pompés électriquement dans les références [1] et [8]. L'évolution du gain en fonction de l'injection électrique montre que ce dernier, à température et à

longueur d'onde données, peut être décrit par une loi logarithmique, il s'écrit alors:

$$g \text{ (cm}^{-1}\text{)} = g_0 \ln \left(\frac{J}{J_0} \right) \quad (3.12)$$

où:

- "J" est la densité de courant radiative.
- "J₀" est la densité de courant à la transparence (gain=0 cm⁻¹)
- "g₀", donné en (cm⁻¹), est le coefficient de gain ou gain caractéristique.

Les paramètres g₀ et J₀ dépendent de la composition des puits quantiques et de la température. Par exemple, la référence [8] donne le résultat expérimental sur des VCSEL pompés électriquement opérant à 1,55 μm ayant six puits quantiques InGaAsP à contrainte compensée. A température ambiante, les valeurs du gain correspondant au seuil du laser sont comprises entre 750 cm⁻¹ et 1300 cm⁻¹, avec g₀=726 cm⁻¹ et J₀=72 A/cm².

Comme nous l'avons évoqué dans la partie (2-1-2) du deuxième chapitre, le gain est modulé par le champ stationnaire dans la cavité résonnante. Afin de maximiser le gain effectif dans le 1/2 VCSEL, la zone de gain est centrée sur un ventre du champ.

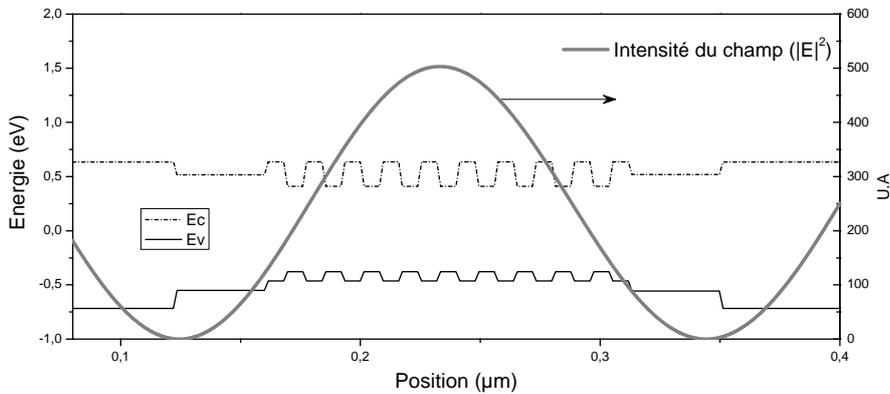


Figure 3- 12: Superposition du profil dans la cavité résonnante à 1,55 μm et la zone de gain (composée de neuf puits quantiques). Ec et Ev représentent respectivement le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence. Les niveaux E1 (électrons) et H1 (Trous) dans les puits quantiques ne sont pas représentés.

La figure (3-12) illustre une zone de gain à multipuits quantiques centrée dans un maximum de l'intensité optique. Le profil de l'onde stationnaire est

issu d'un calcul basé sur les matrices de transfert. La zone de gain est composée de neuf puits quantiques. La longueur d'onde de résonance ainsi que la structure des puits quantiques (InGaAlAs à contrainte compensée) ont été choisies suivant les spécifications réelles de nos structures que nous allons détailler plus loin. Le gain effectif va dépendre de l'épaisseur de la zone de gain et de sa position par rapport à l'onde stationnaire.

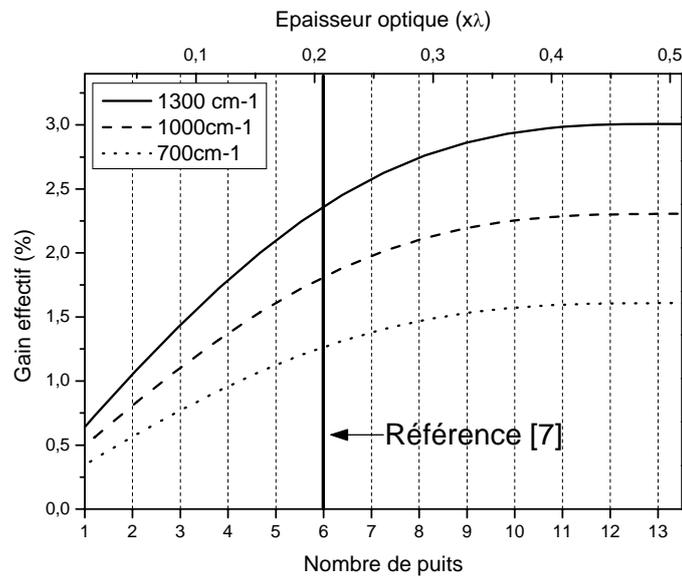


Figure 3- 13: Gain effectif calculé en fonction du nombre de puits quantiques (axe horizontal du bas) et du total de l'épaisseur optique de la zone active (puits + barrières) (axe horizontal du haut) pour des valeurs du gain de 700 cm^{-1} , 1000 cm^{-1} et 1300 cm^{-1} .

La figure (3-13) montre l'évolution du gain effectif exprimé en % en fonction du nombre et de l'épaisseur optique totale de la zone active (puits quantiques et barrières). Ces derniers sont centrés dans un maximum du champ stationnaire du 1/2 VCSEL. Nous avons effectué ce calcul pour des valeurs typiques du gain de 700 cm^{-1} , 1000 cm^{-1} et 1300 cm^{-1} qui correspondent aux valeurs de gain aux seuils de la référence [8]. Les épaisseurs des puits (9 nm) et des barrières (8 nm) sont prises en accord avec les structures de puits que nous avons utilisées dans nos 1/2 VCSEL, leurs structures seront détaillées dans la sous-section (3-1-2-3).

Le pourcentage de gain effectif augmente naturellement si l'on augmente le nombre de puits quantiques. Toutefois, il sature quand l'épaisseur optique totale des puits quantiques se rapproche de $\lambda/2$. Par exemple, l'augmentation du gain effectif entre le neuvième et le dixième puit est trois fois moins importante que celle entre le cinquième et le sixième puit. Pour une valeur moyenne du gain des puits de 1000 cm^{-1} , le gain effectif est de

1,6% pour 6 puits quantiques, cette valeur est adaptée pour compenser les pertes totales dans nos structures de 1/2 VCSEL. Pour 9 puits quantiques, le gain effectif est de l'ordre de 2%. Augmenter trop le nombre de puits quantiques se traduira par une augmentation du courant de seuil sans apporter une augmentation significative du gain effectif par aller-retour.

Nous pouvons estimer qu'un nombre de puits quantiques compris entre 6 et 10 centrés sur un maximum du champ stationnaire de la cavité résonnante est optimal dans nos structures de 1/2 VCSEL.

Nous allons à présent voir l'effet sur le gain effectif du décentrage des puits quantiques par rapport à leur position dans le ventre de l'onde stationnaire. La figure (3-14) montre une représentation schématique de la position de la zone active (puits et barrières) par rapport au ventre de l'intensité du champ stationnaire.

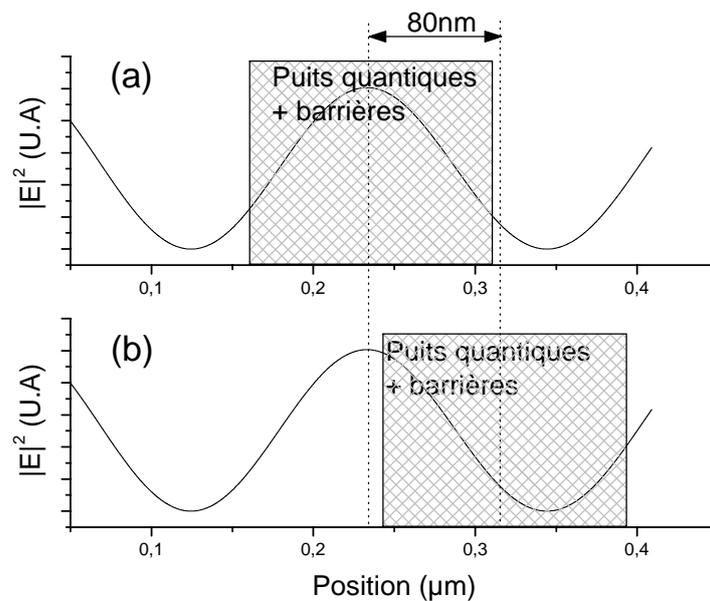


Figure 3- 14: Représentation schématique du décentrage de la zone active par rapport au ventre de l'intensité du champ stationnaire. (a) centrage parfait. (b) décentrage de 80 nm.

La figure (3-15) montre le calcul du gain effectif des puits quantiques pour différentes valeurs d'épaisseurs physiques du décentrage de la zone de gain, allant de 20 nm à 80 nm. Pour ce calcul nous avons repris les épaisseurs des puits quantiques et des barrières utilisées pour la figure (3-13).

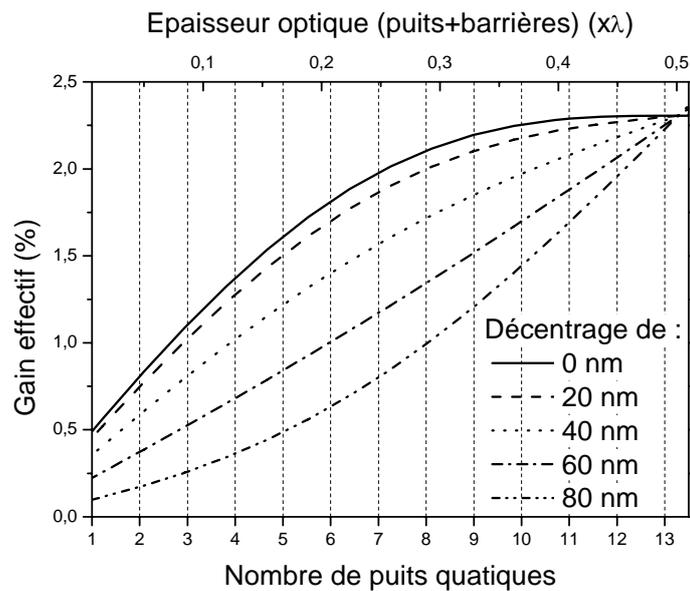


Figure 3- 15: Gain effectif calculé en fonction du nombre de puits quantiques (axe horizontal du bas) ou leurs épaisseurs optiques totales (axe horizontal du haut) pour des valeurs de décentrage des puits quantiques $e=0$ nm, 20 nm, 40 nm, 60 nm et 80 nm.

Pour un nombre de puits quantiques fixé, le gain effectif diminue naturellement quand le décentrage augmente. Si nous reprenons le cas de six puits quantiques dans la zone active, le gain effectif chute à moins de 1% pour un décentrage de 60 nm. Ce qui dans notre cas, n'est plus suffisant pour compenser les pertes. Avec neuf puits quantiques dans la zone active, le gain effectif reste supérieur à 1% même pour un décentrage de 80 nm. Il est à noter que des valeurs de décentrage (60 nm-80 nm) sont envisageables pratiquement et représentent une erreur cumulée sur l'épaisseur totale visée ($2 \mu\text{m}$ - $2,5 \mu\text{m}$) de la croissance de l'ordre de 2-3%.

Augmenter le nombre de puits permet donc de garder un niveau de gain effectif stable en cas de décentrage des puits quantiques.

3.1.2.3 Puits quantiques utilisés dans les 1/2 VCSEL étudiés

Nos travaux ont été effectués sur des structures de puits InGaAsP et InGaAlAs contraints en compression. La croissance des puits quantiques est réalisée soit en épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM) au LPN soit en collaboration avec Alcatel OPTO+ (aujourd'hui III-V Labs) par EPVOM ou par EJM (EJM pour: Epitaxie par Jet Moléculaire).

Le tableau (3-6) donne les structures détaillées des puits quantiques que nous avons utilisés pour nos structures de 1/2 VCSEL. Les puits quantiques ont une contrainte en compression de l'ordre de 1%.

Type Min2644 (EPVOM) LPN				
Couche	Composition	Indice@1,52 μm	Epaisseur	Nombre
Complément	InP (non dopé)	3,17	60 nm	1
SCH	InGaAsP (1,2 μm)	3,33	57 nm	1
Barrière (1%)	InGaAsP	3,45 (indice moyen)	8 nm	1
Puits (1%)	InGaAsP		7 nm	6
Barrière (1%)	InGaAsP		8 nm	6
SCH	InGaAsP (1,2 μm)	3,328	57 nm	1
Complément	InP (non dopé)	3,168	60 nm	1

Type 32232 (EPVOM) III-V Labs				
Couche	Composition	Indice @1,50 μm	Epaisseur	Nombre
Complément	InP (dopé p)	3,17	101 nm	1
SCH	InGaAsP (1,17 μm)	3,32	58 nm	1
Barrière (0,6%)	InGaAlAs	3,45 (indice moyen)	8 nm	1
Puits (1,4%)	InGaAlAs		8 nm	9
Barrière (0,6%)	InGaAlAs		8 nm	9
SCH	InGaAsP (1,17 μm)	3,32	58 nm	1
Complément	InP(dopé n)	3,17	101 nm	1

Type 71704 (EJM) OPTO+				
Couche	Composition	Indice @1,55 μm	Epaisseur	Nombre
Complément	InP (dopé n)	3,17	60 nm	1
SCH	InGaAsP (1,18 μm)	3,33	10 nm	1
Puits (1%)	InGaAsP	3,45 (indice moyen)	8 nm	9
Barrière (<1%)	InGaAsP (1,16 μm)		10 nm	8
SCH	InGaAsP (1,16 μm)	3,33	10 nm	1
Complément	InP (dopé n)	3,17	60 nm	1

Tableau 3- 6: Détails des zones actives utilisées dans les structures de 1/2 VCSEL. Le haut du tableau correspond au coté p de l'hétérojonction p-i-n.

Les couches "SCH" (Separate Confinement Heterostructure) de part et d'autre des puits quantiques sont des couches à haut indice de réfraction, nécessaires dans les laser à émission par la tranche pour le confinement optique des modes d'émission. Pour les VCSEL, cet aspect n'existe pas car l'émission se fait dans le sens vertical.

Dans la littérature, la réduction en épaisseur de ces couches ne peut qu'améliorer les performances thermiques des structures [8], du fait de la mauvaise conductivité thermique des quaternaires constituant ces couches, l'épaisseur des couches "SCH" dans les VCSEL est donc réduite [1]. Ces couches sont ainsi complètement supprimées dans la référence [8]. Dans

notre cas les épaisseurs couches SCH ont été réduites au maximum que nous le permet les conditions d'épitaxie pour un bon démarrage de la croissance des puits quantiques. Leurs épaisseurs ont été fix-ées à $\lambda/8$ sur les structures Min2644 et 32232 et réduites à une dizaine de nanomètres sur la structure 71704.

Les couches "Complément" sont des couches d'InP, leurs épaisseurs sont calculées de façon à garder une épaisseur optique totale de la "zone active" égale à un multiple du demi de la longueur d'onde de résonance.

La figure (3-16) montre une observation au microscope électronique à transmission (MET) de la zone active de la structure type 32232 présentée dans le tableau (3-6). Nous pouvons distinguer au centre de l'image les dix barrières (zones noires) et les neuf puits (zones sombres), ainsi que les couches "SCH".

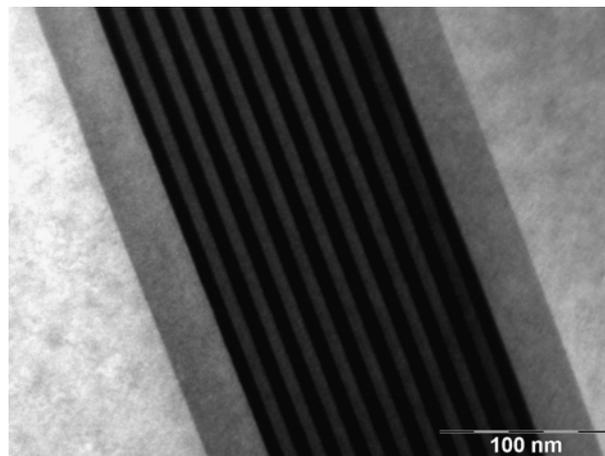


Figure 3- 16: Observation au microscope électronique à transmission de la zone active de la structure 32232.

La figure (3-17) présente la mesure expérimentale du spectre d'électroluminescence par la tranche de l'émission spontanée sur la structure 32232. La mesure est effectuée à température ambiante sous pompage électrique continu. La densité de courant est de l'ordre de 1kA/cm^2 sur une surface d'injection de $15 \times 250 \mu\text{m}^2$. Cette mesure montre que le maximum de l'émission est centré à $1,49 \mu\text{m}$.

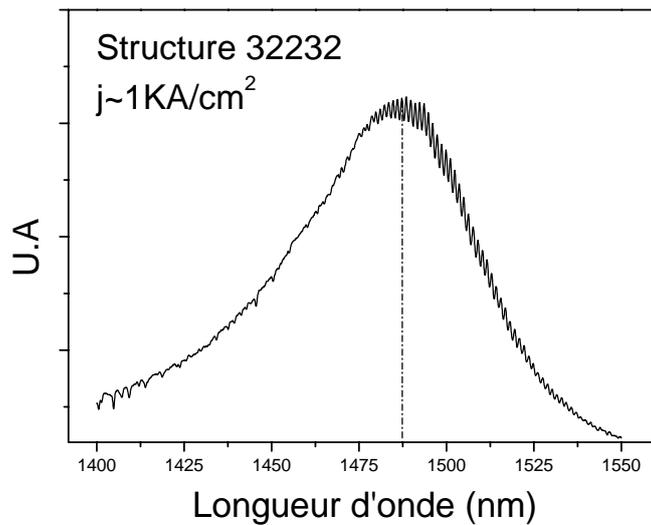


Figure 3- 17: Emission spontanée mesurée par la tranche sur la structure de la zone active 32332 pour une densité de courant de 1 kA/cm² et à température ambiante.

Dans le 1/2 VCSEL, il est important que le maximum du gain coïncide avec le maximum de réflectivité du miroir de Bragg et avec le mode Fabry-pérot de la demi cavité formé par le miroir de Bragg et l'interface air-semiconduteur (car la surface n'est pas traitée anti-reflet). Nous allons revenir sur cet aspect dans les caractérisations optiques des structures dans la section (4-1) du chapitre 4. Il est à noter que les puits quantiques type 32232 (figure (3-17)) sont épitaxiés sur des miroirs de Bragg où la réflectivité est centrée sur une longueur d'onde de 1,50 μm .

Concernant la valeur absolue du gain, nous n'avons pas effectué des mesures exhaustives pour trouver cette valeur en fonction de la densité de courant injecté. Toutefois, nous l'avons estimée, grâce à des mesures (faites par Alcatel) de seuil des laser à émission par la tranche faites avec une structure de puits identique aux puits utilisés dans nos structures de 1/2 VCSEL. Ces valeurs sont concordantes avec les valeurs données dans la référence [8].

En conclusion de cette sous-section, nous avons présenté la zone active dans le 1/2 VCSEL. Le nombre de puits quantiques et leur position dans la cavité résonante sont les facteurs clés pour maximiser le gain effectif. Nous avons également présenté dans cette partie, les puits quantiques que nous avons utilisés pour réaliser nos structures de 1/2 VCSEL.

3.1.3 La jonction tunnel

En raison de la mauvaise conductivité électrique des couches dopées "p", il est très avantageux d'avoir une couche de contact et d'accès latéral type "n" pour l'injection sur la face avant du 1/2 VCSEL. La jonction tunnel permet au courant de passer par effet tunnel à travers un empilement de couches dopées respectivement n et p. De plus, et comme nous allons le détailler dans la partie (3-2) de ce chapitre, la jonction tunnel nous permet de confiner l'injection des porteurs sur une surface bien déterminée.

3.1.3.1 Généralités

Une jonction tunnel comporte un empilement de couches dopées n et p avec des niveaux de dopage élevés. Ces couches sont notées n^{++} et p^{++} . La jonction tunnel peut être représentée par une diode p-n conventionnelle polarisée en inverse.

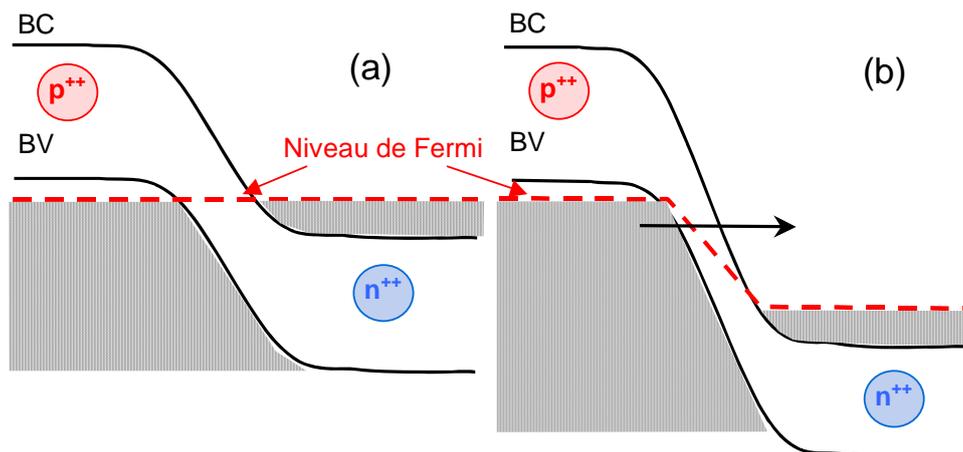


Figure 3- 18: Schémas des diagrammes de bande d'énergie pour une jonction tunnel. (a) polarisation nulle, (b) polarisation inverse.

La figure (3-18) représente les bandes de conduction et de valence d'une jonction tunnel non-polarisée et polarisée en inverse. Les niveaux de dopage élevés à l'interface n^{++}/p^{++} rendent la zone de charge d'espace très étroite. Lors de la polarisation de la jonction tunnel par une tension inverse, certains états occupés de la bande de valence de la région p se trouvent à la même énergie que les états vides de la bande de conduction de la région n. Les électrons dans la bande de valence passent par effet tunnel la barrière de potentiel. La largeur de cette dernière est en effet réduite à cause des hauts niveaux de dopage n^{++} et p^{++} [22].

L'utilisation d'une jonction tunnel dans les VCSEL pompés électriquement à une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ a démontré son intérêt pour le confinement de l'injection des porteurs. Les niveaux de dopage à l'interface p^{++}/n^{++} sont de l'ordre de 10^{19} - $10^{20}/\text{cm}^3$. Nous pouvons citer les travaux de la référence [23] qui montrent l'efficacité du confinement d'une jonction tunnel en matériau InGaAlAs avec une gravure latérale et une reprise d'épitaxie. Nous pouvons citer aussi les travaux de la référence [9] qui utilisent une jonction tunnel en matériau InGaAsP avec un confinement latéral de l'injection électrique par implantation protonique.

3.1.3.2 Optimisation des propriétés optiques et électriques de la jonction tunnel

Les empilements de la jonction tunnel doivent être optimisés pour minimiser les pertes optiques par absorption aux porteurs libres générées par les hauts niveaux de dopage. Dans le même temps, ils doivent présenter une résistance spécifique réduite afin de réduire la contribution de la jonction tunnel à la résistance d'accès du 1/2 VCSEL.

Dans cette sous-section, nous allons présenter la contribution de la jonction tunnel aux pertes optiques effectives ainsi qu'une étude expérimentale pour l'optimisation de la résistance d'accès dans le 1/2 VCSEL.

3.1.3.2.1 Optimisation des pertes optiques effectives de la jonction tunnel

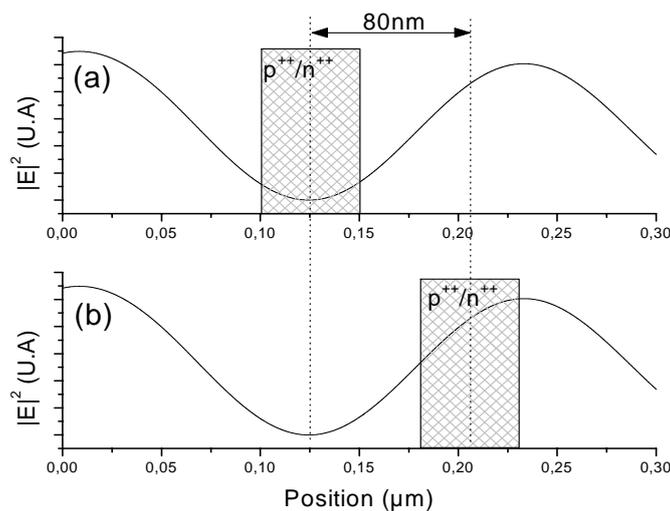


Figure 3- 19: Représentation schématique du décentrage des couches p^{++}/n^{++} (épaisseurs totale de 50 nm) de la jonction tunnel par rapport au nœud de l'intensité du champ stationnaire. (a) centrage parfait. (b) décentrage de 80 nm.

Nous allons à présent voir l'effet du décentrage sur les pertes effectives de la jonction tunnel (couches p^{++}/n^{++}) par rapport à sa position au nœud de l'onde stationnaire comme schématisé sur la figure (3-19).

Comme nous l'avons évoqué dans la section (2-4) du chapitre 2 sur les pertes optiques, pour de l'InP, des niveaux de dopage de 10^{20} atomes/cm³ dans les zones dopées n est de 10^{19} atomes/cm³ dans les zones dopées p, génèrent des niveaux de pertes optiques respectifs supérieurs à 10 cm^{-1} et à 160 cm^{-1} .

La figure (3-20) montre les pertes effectives de la jonction tunnel en fonction de l'épaisseur physique des couches à haut niveau de dopage de la jonction tunnel. Pour le calcul, la jonction tunnel est considérée comme une seule couche ayant des pertes optiques maximisées à 200 cm^{-1} . Les pertes effectives sont calculées pour 0 nm, 10 nm, 40 nm, 60 nm et 80 nm de décentrage en épaisseur physique par rapport au minimum du champ stationnaire de la cavité résonnante dans le 1/2 VCSEL.

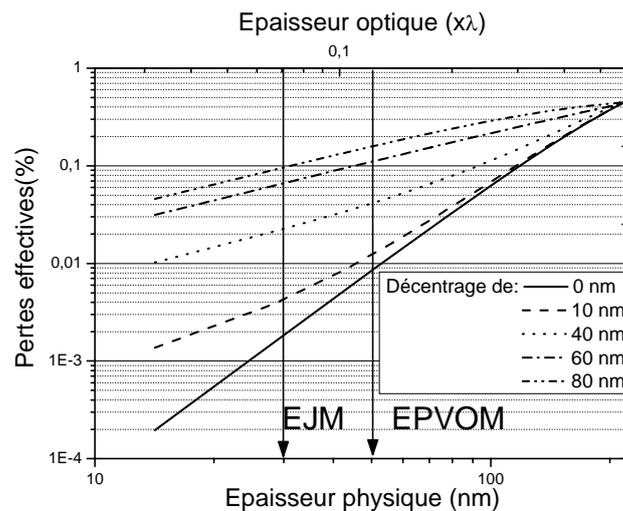


Figure 3- 20: Calcul des pertes optiques effectives en fonction de l'épaisseur totale des couches n^{++}/p^{++} de la jonction tunnel et pour différentes valeurs du décentrage par rapport au nœud du champ stationnaire dans la cavité résonnante. Le coefficient d'absorption des couches n^{++} et p^{++} est fixé à 200 cm^{-1} .

Pour une épaisseur totale inférieure à 50 nm et une valeur de décentrage nulle, les pertes de la jonction tunnel sont inférieures à 0,01%. Pour un décentrage de plus de 60 nm les pertes sont multipliées par un facteur dix. Nous avons indiqué sur cette figure les valeurs typiques des épaisseurs des zones fortement dopées pour les deux techniques d'épitaxie

(voir sous-section 3-1-3-3). L'épitaxie par jet moléculaire permet de réduire l'épaisseur totale des couches p⁺⁺ et n⁺⁺ à 30 nm. En comparaison à l'EPVOM, les pertes sont réduites d'un facteur cinq. Cependant pour une jonction tunnel centrée au nœud du champ les pertes restent tout de même inférieures à 0,1% pour les deux techniques de croissance.

Comme nous l'avons détaillé dans la précédente partie, le décentrage induit aussi une diminution du gain effectif de la zone active. La figure (3-21) montre le gain net effectif dans la cavité résonnante en prenant en compte l'effet du décentrage sur les pertes effectives de la jonction tunnel et le gain effectif de la zone active. Pour le calcul nous avons repris les épaisseurs de 30 nm (EJM) et 50 nm (EPVOM) de la figure (3-20) et la structure d'une zone active composée de 9 puits quantiques avec 1000 cm⁻¹ de gain.

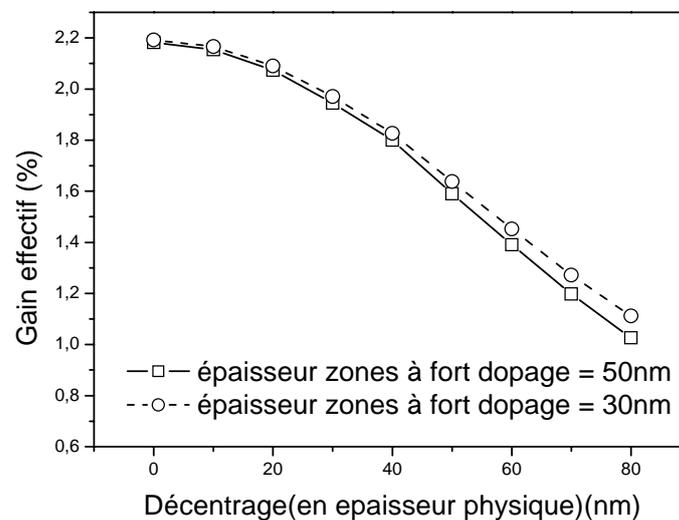


Figure 3- 21: Gain effectif prenant en compte les pertes optiques de la jonction tunnel en fonction du décentrage (en épaisseur physique).

L'effet cumulé du décentrage de la jonction tunnel et des puits quantiques fait chuter le gain net de moitié (~1%) pour un décentrage de 60 nm. L'effet de chute de gain dans notre cas est principalement dû au décentrage de la zone de gain qu'à l'augmentation des pertes de la jonction tunnel.

3.1.3.2.2 Optimisation des propriétés électriques de la jonction tunnel

Afin d'optimiser les caractéristiques électriques de la jonction tunnel, nous avons réalisé une étude sur différentes structures de jonction tunnel réalisées en EJM en collaboration avec le III-V Lab. La figure (3-22) schématise les couches de la jonction tunnel.

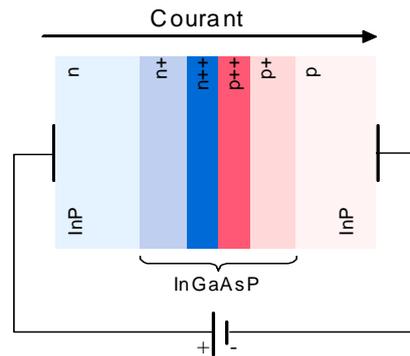


Figure 3- 22: Schéma des couches dans la jonction tunnel.

Le matériau utilisé pour la fabrication des couches à haut niveau de dopage est "InGaAsP" a un gap à 1,4 μm . Le tableau (3-7) donne le détail des empilements des couches de jonctions tunnel testées. Nous avons choisi de voir l'influence de la variation du niveau de dopage et l'épaisseur de la couche "n++", l'influence du delta doping type p à l'interface n+/p++ et enfin l'influence de l'épaisseur et le niveau de dopage des couches "n" et "p+". La couche InGaAsP (1,2 μm) est présente pour diminuer le saut de potentiel dans la bande de conduction entre l'InP et InGaAsP (1,4 μm). Les structures testées forment une diode n/n+/p+/p/i/n, sur substrat n dans le but d'étudier la caractéristique électrique I(V) des diodes et de comparer l'efficacité de la jonction tunnel sur chacune d'elle.

53699	53700	53702	53704
InP	InP	InP	InP
100nm n=1,5x10 ¹⁹	100nm n=1,5x10 ¹⁹	100nm n=1,5x10 ¹⁹	100nm n=1,5x10 ¹⁹
200nm n=2x10 ¹⁸	200nm n=1x10 ¹⁸	200nm n=1x10 ¹⁸	200nm n=1x10 ¹⁸
InGaAsP (1,4 μm)	InGaAsP (1,4 μm)	InGaAsP (1,4 μm)	InGaAsP (1,4 μm)
40nm n=3x10 ¹⁸	20nm n=3x10 ¹⁸	20nm n=3x10 ¹⁸	20nm n=3x10 ¹⁸
20nm p=3x10 ¹⁹	10nm n=3x10 ¹⁹	10nm n=3x10 ¹⁹	10nm n=3x10 ¹⁹
20nmp=3x10 ¹⁸	20nmp=3x10 ¹⁹	delta doping (Be)	delta doping (Si)
	20nmp=3x10 ¹⁸	20nm p=3x10 ¹⁹	delta doping (Be)
		20nm p=3x10 ¹⁸	20nm p=3x10 ¹⁹
			10nm p=1x10 ¹⁸
InGaAsP (1,2 μm)	InGaAsP (1,2 μm)	InGaAsP (1,2 μm)	InGaAsP (1,2 μm)
20nm p=1x10 ¹⁸	5nm p=1x10 ¹⁸	5nm p=1x10 ¹⁸	5nm p=1x10 ¹⁸
InP	InP	InP	InP
500nm p=1,2x10 ¹⁸	500nm p=1,2x10 ¹⁸	500nm p=1,2x10 ¹⁸	500nm p=1,2x10 ¹⁸
InGaAsP (1,4 μm)	InGaAsP (1,4 μm)	InGaAsP (1,4 μm)	InGaAsP (1,4 μm)
100nm nid	nid	100nm nid	100nm nid
InP	InP	InP	InP
250nm n=2x10 ¹⁸	250nm n=2x10 ¹⁸	250nm n=2x10 ¹⁸	250nm n=2x10 ¹⁸
Substrat n~5x10 ¹⁸	Substrat n~5x10 ¹⁸	Substrat n~5x10 ¹⁸	Substrat n~5x10 ¹⁸

Tableau 3- 7: Détails des empilements des structures de tests des jonctions tunnels.

Il est à noter que la structure des couches 53699 correspond à la structure de la jonction tunnel donnée dans la référence [9] et que nous avons utilisé par la suite pour la structure de 1/2 VCSEL 71704 (voir la sous-section suivante).

La figure (3-23) montre une observation au microscope électronique à transmission (MET) d'un empilement de jonction tunnel équivalent à la structure 53704. L'épaisseur totale mesurée (71,04 nm) concorde avec les spécifications de la croissance (erreur = 1,5%). Il nous est impossible de discriminer les couches qui composent l'empilement car la différence du niveau de dopage à elle seule n'est pas suffisante pour créer un contraste lors de l'observation. En revanche, nous pouvons bien identifier la couche InGaAsP (1,2 μm).

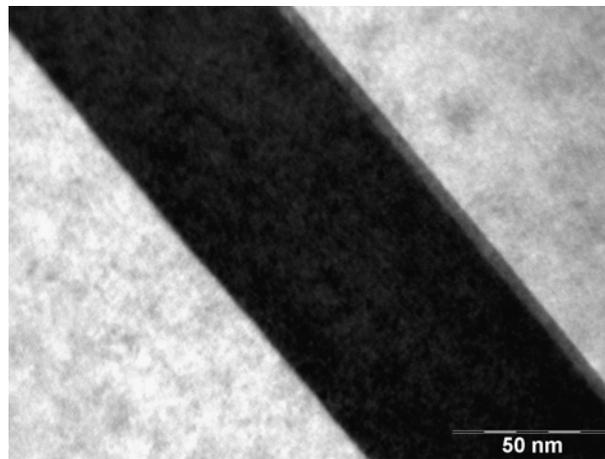


Figure 3- 23: Observation au microscope électronique à transmission (MET) de la structure de la jonction tunnel 53704.

La figure (3-24) montre les niveaux d'énergies des fonds de bandes de conduction et de valence des couches de jonction tunnel correspondant au calcul des structures de jonction tunnel du tableau (3-7). L'épaisseur de la barrière tunnel qui est estimée comme étant le gap entre les deux bandes (de conduction et de valence) est de 20 nm pour la structure 53700. Elle diminue à moins de 10 nm pour les structures 53702 et 53704. Il est à noter que ce calcul est réalisé avec le logiciel BCBV [10], le "delta doping" est introduit en définissant un niveau de dopage maximal (10^{20}) sur un plan cristallin (représenté par une épaisseur de couche de ~ 10 Å dans le calcul).

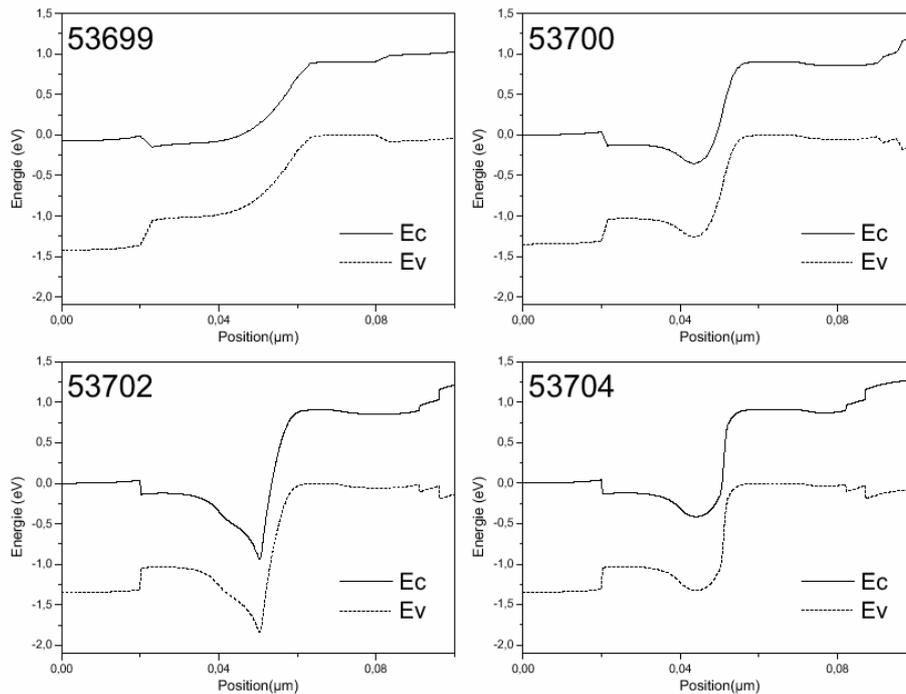


Figure 3- 24: Bandes d'énergie calculées des structures 53699, 53700, 53702 et 53704.

La figure (3-25) schématise une vue en coupe des diodes fabriquées pour la caractérisation I(V) des structures. Les diamètres " Φ " des diodes sont définis par gravure et varient de 22 μm à 88 μm . Des contacts alliés Au/Ge/Ni face avant et un contact Ti/Au en face arrière assurent un contact métal/semiconducteur de type ohmique de très faible résistance caractéristique ($r_c < 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$). Nous rappelons que la résistance caractéristique (r_c) représente la pente de la courbe de la résistance en fonction de l'inverse de la surface à une densité de courant d'injection donnée.

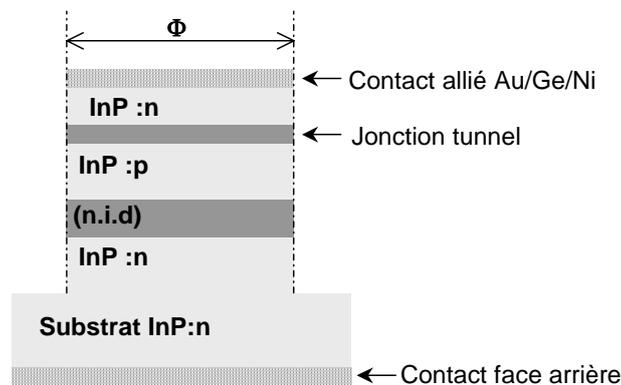


Figure 3- 25: Vue schématique des diodes de test des structures des jonctions tunnel.

La figure (3-26) montre l'évolution de la résistance spécifique mesurée en fonction de la densité de courant d'injection pour les différents empilements de jonction tunnel. Ces mesures représentent une moyenne sur plusieurs séries de diamètre de diodes pour chaque structure de diodes. Nous rappelons que la résistance caractéristique est déduite de la représentation des résistances mesurées (courbe (I(V))) en fonction de l'inverse de la surface des diodes (pente).

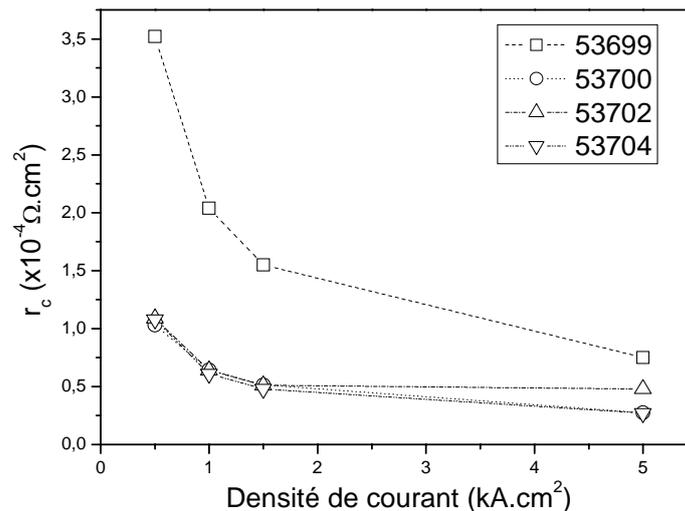


Figure 3- 26: Variation de la résistance caractéristique en fonction de la densité de courant d'injection.

Une réduction de la résistance caractéristique d'un facteur trois pour les empilements 53700, 53702 et 53704 par rapport à l'empilement 53699 est mesurée. Pour une densité de courant d'injection de 1,5 kA/cm² les résistances spécifiques minimales mesurées sont de l'ordre de 0,5x10⁻⁵ Ω.cm². La mesure I(V) sur ces diodes ne nous permet pas de quantifier les différences dans résistances caractéristiques entre les structures 53700, 53702 et 53704. Les contributions de la jonction tunnel dans la résistance caractéristique deviennent insignifiantes par rapport au reste de la structure totale de la diode (principalement la jonction p-i-n).

En conclusion, l'analyse des propriétés optiques et électriques de la jonction tunnel nous a permis de quantifier les pertes optiques en fonction de l'épaisseur et la position des couches à haut niveau de dopage par rapport aux champs stationnaires de la cavité pour ensuite optimiser les propriétés électriques de ces couches. Nous avons relevé une résistance caractéristique minimale de la structure totale équivalente au 1/2 VCSEL de l'ordre de 0,5x10⁻⁵ Ω.cm² sous une densité de courant d'injection de 1,5 kA/cm².

3.1.3.3 Jonctions tunnels dans nos structures de 1/2 VCSEL

Les tableaux suivants indiquent les empilements de jonctions tunnel utilisées dans les structures 1/2 VCSEL de type Min 2644 (EPVOM, LPN), 53730/32232 (EJM, III-V Labs) et 71704 (EJM, OPTO+) sur lesquelles nous avons réalisé nos structures de 1/2 VCSEL.

Min2644 sur Min 2294 (EPVOM) LPN

Couche	Type de dopage	Niveau de dopage	Epaisseur
InGaAsP (1,4 μm)	n ⁺	$1,2 \times 10^{18}$	90nm
InGaAsP (1,4 μm)	n ⁺⁺	Max $\sim 1-2 \times 10^{19}$	20nm
InGaAsP (1,4 μm)	p ⁺⁺	Max $\sim 2-3 \times 10^{18}$	30nm
InGaAsP (1,4 μm)	p ⁺	$1-1,2 \times 10^{18}$	80nm

53730 sur 32232/31195 (EJM) III-V Lab

Couche	Type de dopage	Niveau de dopage	Epaisseur
InGaAsP (1,4 μm)	n ⁺	1×10^{18}	20nm
InGaAsP (1,4 μm)	n ⁺⁺	Max $\sim 3 \times 10^{19}$	10nm
InGaAsP (1,4 μm)	p ⁺⁺	Max $\sim 2 \times 10^{19}$	20nm
InGaAsP (1,4 μm)	p ⁺	$1,2 \times 10^{18}$	20nm
InGaAsP (1,2 μm)	p	1×10^{18}	5nm

71704 (EJM) OPTO+

Couche	Type de dopage	Niveau de dopage	Epaisseur
InGaAsP (1,4 μm)	n ⁺	2×10^{18}	20 nm
InGaAsP (1,4 μm)	n ⁺⁺	Max $\sim 3 \times 10^{18}$	40 nm
InGaAsP (1,4 μm)	p ⁺⁺	Max $\sim 3 \times 10^{19}$	20 nm
InGaAsP (1,4 μm)	p ⁺	2×10^{18}	20 nm
InGaAsP (1,18 μm)	p	1×10^{18}	20 nm

Tableau 3- 8: Détails des couches de jonctions tunnel utilisées dans les structures de 1/2 VCSEL. Les niveaux de dopage sont donnés en atome/cm³.

Nous avons travaillé avec des jonctions tunnel des structures (type Min 2644) qui ont été réalisées au LPN par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM), ce qui explique l'épaisseur de 50 nm des zones à hauts niveaux de dopage.

La structure de jonction tunnel de la structure 71704 reprend les spécifications de jonction tunnel de la référence [9] elle a été chronologiquement la première à être réalisée en collaboration avec Alcatel OPTO+ par épitaxie par jet moléculaire (EJM).

Par la suite, nous avons appliqué les précédents résultats sur l'étude de la jonction tunnel pour réaliser le type de structure 53730, réalisé sur EJM en collaboration avec III-V Labs.

En conclusion de cette sous section, nous avons présenté une partie de la structure de 1/2 VCSEL pour injecter et confiner le courant d'injection. Nous avons quantifié les pertes optiques effectives apportées par les couches de la jonction tunnel ayant un haut niveau de dopage et vu l'effet du décentrage de ces dernières. Par la suite, nous avons présenté les résultats de l'optimisation de différentes configurations de couches de la jonction tunnel. Enfin, nous avons présenté les structures de jonctions tunnel que nous avons utilisées pour les structures de 1/2 VCSEL.

3.1.4 Couches intermédiaires:

Nous appelons "couches intermédiaires" les couches:

- InP:n entre le miroir de Bragg et la zone de gain.
- InP:p entre la zone active et la jonction tunnel.
- InP:n au dessus de la jonction tunnel.

L'épaisseur de chacune de ces couches varie en fonction de l'épaisseur des couches de la jonction tunnel et de la zone active. L'ajustement de l'épaisseur des couches InP tampon permet de placer la jonction tunnel dans le nœud du champ stationnaire et des puits quantiques dans le maximum du champ. Par ailleurs, et comme nous l'avons déjà évoqué dans le chapitre 2, les épaisseurs, le type et le niveau de dopage sont des facteurs déterminants pour les caractéristiques optiques et électriques de ces couches. Les caractéristiques de ces couches influent sur les performances optiques et électriques des 1/2 VCSEL.

L'aspect thermique est aussi à considérer pour l'épaisseur des couches intermédiaires InP, des couches plus épaisses d'InP contribuent à dissiper mieux la chaleur comparativement aux matériaux quaternaires présents dans la jonction tunnel et les couches des puits quantiques. Nous allons revenir sur cet aspect dans la section (4-1) du chapitre 4 qui traite des caractéristiques thermiques de nos structures de 1/2 VCSEL.

Nous avons testé différentes valeurs du niveau de dopage des couches intermédiaires. Les valeurs de ces niveaux sont résumées dans le tableau (3-8). Les valeurs des niveaux de dopage ont été validées par des analyses SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometer) ou des mesures C(V)(Polaron).

La figure (3-27) montre le résultat de l'analyse SIMS faite sur la structure 31195/32230/53730, les trois chiffres de cette structure représentent respectivement le numéro d'identification du miroir de Bragg, de la zone active et de la jonction tunnel.

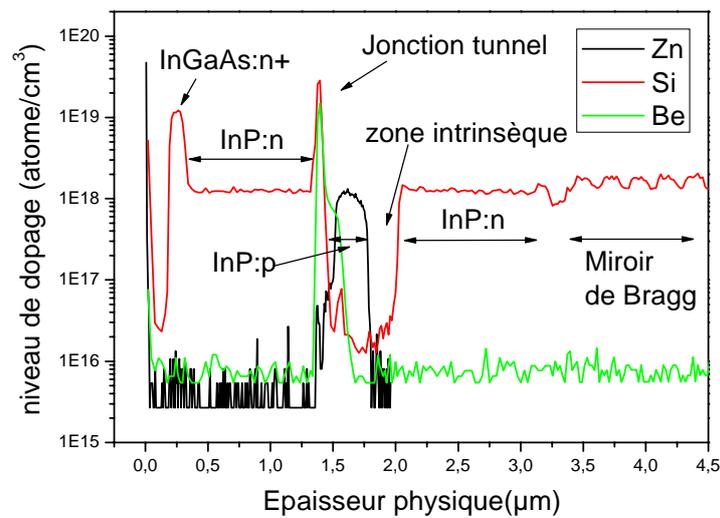


Figure 3- 27: Niveaux de concentration déduits après l'analyse SIMS faite pour les espèces Zn, Si et Be sur la structure 31195/32230/53730.

Cette figure montre un niveau de dopage dans InP:n $1,2 \times 10^{18}$ atomes/cm³ des couches intermédiaires. Le dopage dans le miroir de Bragg est de l'ordre de $1,4 \times 10^{18}$ atomes/cm³ dans les couches InP et de $1,7 \times 10^{18}$ atomes/cm³ dans les couches de quaternaire (InGaAlAs). Nous rappelons que le dopage type n est fait par introduction d'atomes de Silicium.

Le niveau de dopage dans InP:p l'ordre $1,2 \times 10^{18}$ atomes/cm³. Le type de dopage p se fait par introduction d'atome de Zinc (dans le cas de la croissance EPVOM) et d'atomes de Béryllium (dans le cas d'une croissance EJM).

Les tableaux suivants résument les épaisseurs, les niveaux de dopage et les pertes optiques effectives calculés suivant l'étude faite dans la section (2-3) du chapitre 2. Nous avons effectué ce calcul pour les différentes structures de 1/2 VCSEL que nous avons testées.

Min 2293/Min 2644	Dopage/pertes	Longueur optique ($x\lambda$)	Pertes (%)
InP (n)	$5 \times 10^{18}/10 \text{ cm}^{-1}$	2,25	0,25%
JT	n+/n++/p++/p+	0,5	~0,02%
InP(p)	$1 \times 10^{18}/20 \text{ cm}^{-1}$	1	0,13%
Zone intrinsèque	-	-	-
InP(n)	$5 \times 10^{18}/10 \text{ cm}^{-1}$	1	0,10%
Total		5,75	0,50%

71704	Dopage/pertes	Longueur optique ($x\lambda$)	Pertes (%)
InP (n)	$1 \times 10^{18}/3 \text{ cm}^{-1}$	1,75	0,03%
JT	n+/n++/p++/p+	0,25	~0,01%
InP(p)	$1 \times 10^{18}/20 \text{ cm}^{-1}$	1,25	0,14%
Zone intrinsèque	-	~0,5	-
InP(n)	$1 \times 10^{18}/3 \text{ cm}^{-1}$	1	~0,01%
Total		4,75	0,19%

31501/Min 2612/In 2773*	Dopage/pertes	Longueur optique ($x\lambda$)	Pertes (%)
InP (n)	$2 \times 10^{18}/10 \text{ cm}^{-1}$	1,50	0,03%
InP (n)	$5 \times 10^{18}/20 \text{ cm}^{-1}$	0,75	0,08%
JT	n+/n++/p++/p+	0,50	~0,02%
InP(p)	$1 \times 10^{18}/20 \text{ cm}^{-1}$	1,00	0,13%
Zone intrinsèque	-	-	-
InP(n)	$5 \times 10^{18}/10 \text{ cm}^{-1}$	1,00	0,10%
Total		5,75	0,36%

31195/32232/53730	Dopage/pertes	Longueur optique($x\lambda$)	Pertes (%)
InP (n)	$1,2 \times 10^{18}/3 \text{ cm}^{-1}$	2,16	0,04%
JT	n+/n++/p++/p+	0,18	~0,01%
InP(p)	$1,2 \times 10^{18}/20 \text{ cm}^{-1}$	0,66	0,11%
Zone intrinsèque	-	-	-
InP(n)	$1,2 \times 10^{18}/3 \text{ cm}^{-1}$	2,25	0,04%
Total		6,26	0,20%

Tableau 3- 9: Epaisseurs et niveaux de dopage des couches des structures Min2293/Min2644, 31501/Min2612/In2773, 71704 et 31195/32232/53730. Calcul des pertes effectives correspondantes aux couches des différentes structures. Les niveaux de dopage sont donnés en atomes/cm³. (*) désigne le numéro de la reprise d'épitaxie réalisée pour faire le confinement de l'injection par jonction tunnel enterrée.

La valeur des pertes dans la jonction tunnel a été fixée à 200 cm^{-1} pour les zones à haut niveau de dopage (p⁺⁺ et n⁺⁺). Les épaisseurs optiques des

jonctions tunnel données dans les tableaux représentent l'épaisseur totale incluant les zones $n^+/n^{++}/p^{++}/p^+$. Pour le calcul nous avons considéré une jonction tunnel centrée sur un nœud du champ stationnaire intra-cavité avec une erreur de 10 nm (épaisseur physique).

Les valeurs du total des pertes effectives des structures augmentent selon le niveau de dopage des couches, le type de dopage dans les couches. Sur l'ensemble des structures, les valeurs de pertes optiques calculées sont inférieures à 0,5%. Nous rappelons que nous nous sommes fixés cette valeur comme valeur butoir des pertes intra-cavité. La structure 71704 présente les pertes optiques minimales et sont de l'ordre de 0,2%.

Conclusion

Nous avons présenté dans cette section, les couches de la structure du 1/2 VCSEL.

Nous avons présenté une étude approfondie sur les miroirs de Bragg qui peuvent être utilisés dans nos structures de 1/2 VCSEL et nous avons donné par la suite les structures de miroirs que nous avons utilisés.

Nous avons présenté dans les sous-sections (3-1-2) et (3-1-3) les couches de puits quantiques et de jonction tunnel utilisées dans les VCSEL et les structures que nous avons utilisées pour nos 1/2 VCSEL. Nous avons détaillé les effets de l'épaisseur de ces couches et de leur positionnement par rapport à l'onde stationnaire intra-cavité du mode de cavité résonnant. Enfin nous avons présenté les couches intermédiaires dans le 1/2 VCSEL et donné le calcul du total des pertes effectives intra-cavité.

3.2 Etapes de fabrication

Nous allons présenter dans cette section les principales étapes de fabrication des structures 1/2 VCSEL. Elles regroupent les étapes de définition des surfaces d'injection électrique, l'isolation électrique des dispositifs 1/2 VCSEL dans une matrice de composants et enfin, l'élaboration des contacts électriques.

3.2.1 Confinement du courant d'injection

Il est indispensable de délimiter l'injection des porteurs dans les 1/2 VCSEL sur une surface déterminée. Dans le cas du pompage optique, cette surface est définie par la taille du faisceau de pompe. En pompage électrique, il est nécessaire d'introduire une technique de confinement du courant injecté pour confiner les porteurs dans ce qu'on a appelé la surface d'injection.

Dans notre cas, le confinement est obtenu en modifiant latéralement les couches de la jonction tunnel. Deux techniques sont envisageables, l'implantation ionique ou la gravure suivie de l'enterrement de la jonction tunnel par reprise d'épitaxie.

3.2.1.1 Confinement par implantation ionique

L'effet recherché de l'implantation ionique dans les semi-conducteurs est la modification des propriétés électriques des couches implantées. Les défauts induits par le déplacement des atomes dans la couche bombardée entraînent un changement des propriétés de conduction et ce manifeste par un accroissement de la résistivité. Ce phénomène a toujours été considéré comme "parasite", notamment dans le Silicium. Les travaux des références [24], [25] furent les premiers à tirer parti de cette dégradation des propriétés électriques dans les éléments III-V (GaAs), pour faire une isolation électrique dans les semiconducteurs. Pour les VCSEL monolithiques pompés électriquement sur un substrat d'InP, nous pouvons citer les travaux de la référence [9], où une implantation protonique (H^+) est utilisée pour définir les surfaces d'injection.

L'implantation ionique consiste à bombarder un matériau avec un faisceau d'ions à des énergies qui varient de quelques kiloélectronvolts à quelques mégaélectronvolts. L'ion incident ayant une masse "m" introduit un déplacement des atomes du cristal bombardé. Deux paramètres importants entrent en jeu, l'énergie et la dose des ions incidents. La dose représente le nombre d'ions introduits dans le matériau par unité de surface, elle est mesurée en ions/cm². L'implantation est faite en ajustant les énergies et la dose de façon à avoir un profil d'impuretés implantées constant à une

profondeur "d" souhaitée et une concentration d'impureté optimisée pour modifier les propriétés du semiconducteur bombardé.

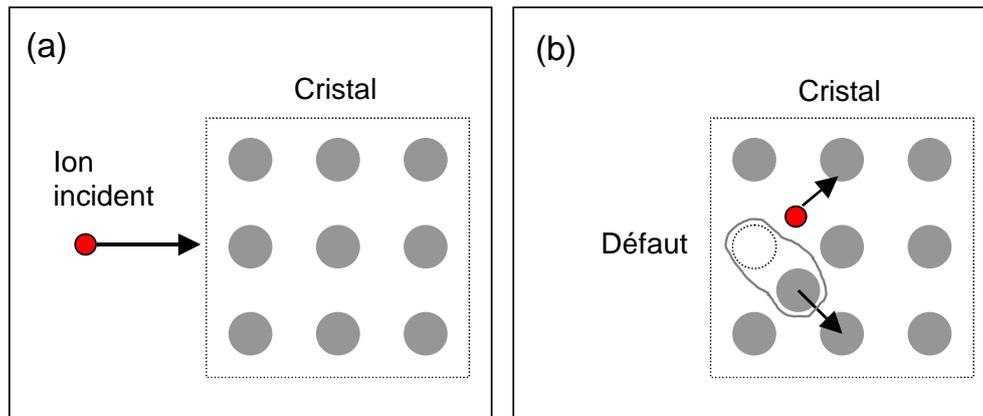


Figure 3- 28: Représentation de la création des défauts lors d'une implantation ionique.

Comme schématisé sur la figure (3-28) l'énergie incidente E d'un ion bombardant un cristal est absorbée par la cible sous deux formes: une énergie perdue au cours du freinage électronique et une énergie perdue lors de chocs nucléaires. Dans ces derniers, les ions transfèrent des quantités de mouvement aux atomes du réseau, si l'énergie transmise est supérieure à un seuil " E_d ", l'atome quitte son site cristallin laissant un site vacant (un défaut). L'atome déplacé peut par la suite (s'il a une énergie suffisante) déplacer un autre atome. Ce sont ces défauts qui modifient considérablement les propriétés électroniques du semiconducteur implanté.

Dans notre cas, une implantation protonique (ions H^+) est utilisée pour créer des défauts au niveau de la jonction tunnel et limiter voir supprimer la conduction par effet tunnel. La figure (3-29) montre le calcul de la distribution des ions implantés sur la structure Min 2644 avec une énergie de 190 keV. Le calcul est fait grâce au logiciel de simulation "TRIM" [26]. Ce dernier permet de calculer la distribution des ions implantés et des défauts engendrés par l'implantation. La version du logiciel que nous avons utilisé (version 2003) nous permet de calculer les distributions dans un système multicouches sans limitation du nombre de couches et des éléments qui composent chaque couche pour des énergies incidentes variant de 10 eV à 10 GeV avec un nombre d'ions donné.

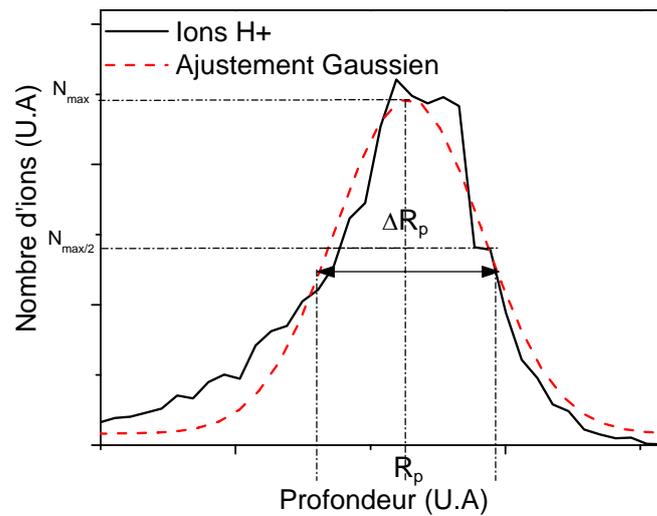


Figure 3- 29 Distribution des ions implantés calculée en fonction de l'épaisseur pour une énergie incidente de 190 keV sur la structure Min2644 (7000 ions incidents calculés).

La distribution en profondeur des ions implantés peut être représentée par une gaussienne [27]. L'équation (3-13) donne son expression :

$$n(x) = N_{\max} \exp\left(-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right) \quad (3.13)$$

où N_{\max} est la valeur de la concentration d'impuretés maximale à la profondeur moyenne R_p et ΔR_p représente l'écart type. Ce dernier est donné en impuretés/cm³, il dépend de l'énergie des ions incidents.

L'équation (3-14) donne l'expression de la dose, elle représente le nombre total des ions introduits par unité de surface. Elle est donnée en "ions/cm²" et s'écrit:

$$\phi = N_{\max} \Delta R_p \sqrt{2\pi} \quad (3.14)$$

La dose est déduite d'une manière empirique où la valeur de N_{\max} sur une structure test est déterminée pour permettre une bonne compensation de dopage dans une couche InP dopée p à un niveau identique de la couche à implanter de la jonction tunnel (couche p⁺⁺) dans le 1/2 VCSEL. Dans le cas de la structure Min 2644 la dose préconisée est de 3×10^{14} ions/cm².

Il est à noter que le profil important pour la modification du dopage effectif est celui de la concentration du total des défauts induits par l'implantation plutôt que celui des ions implantés. La figure (3-30) présente le total des défauts engendrés pas l'implantation en fonction de la profondeur sur la structure Min 2644. Nous avons également représenté sur cette figure les différentes couches de la structure. Le calcul est fait avec un nombre de 7000 ions incidents et pour une énergie de 190 keV. Afin de supprimer la conduction par effet tunnel au niveau de la jonction tunnel, il est important que les défauts atteignent la zone dopée p^{++} de la jonction tunnel et pénètrent dans la couche InP:p sous la jonction tunnel. Il est en revanche inutile de créer des défauts au niveau de la zone intrinsèque et des puits quantiques.

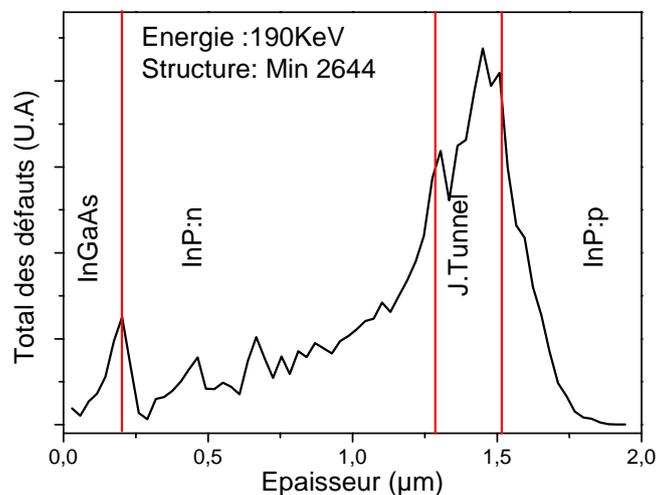


Figure 3- 30: Défauts d'implantation calculés en fonction de la profondeur pour une énergie de 190 keV sur la structure Min2644.

Compte tenu du fait que la largeur de distribution des défauts d'implantation (ΔR_p) dépend de l'énergie, il faut adapter l'épaisseur de la couche InP:p à l'énergie des ions nécessaires (et donc à l'épaisseur des couches supérieures), si l'on veut éviter de créer trop de défauts dans la zone intrinsèque. Dans le même temps et pour les raisons de pertes optiques dues aux porteurs libres et de résistance d'accès, l'épaisseur de la couche InP:p doit rester la plus faible possible.

Les surfaces d'injection sont définies par une étape de lithographie optique. Des plots de résine de diamètres de 75 μm, 55 μm, 35 μm, 25 μm, 16 μm et de 9 μm protègent ces zones de l'implantation. Une résine épaisse est requise afin d'éviter que le bombardement d'ions n'atteigne les couches

semiconductrices protégées. Dans notre cas, nous utilisons une résine de $6\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

La figure (3-31) montre une observation au microscope électronique à balayage sur un 1/2 VCSEL implanté de la structure Min 2644 après révélation. Nous pouvons distinguer sur cette observation les zones implantées et les zones non-implantées.

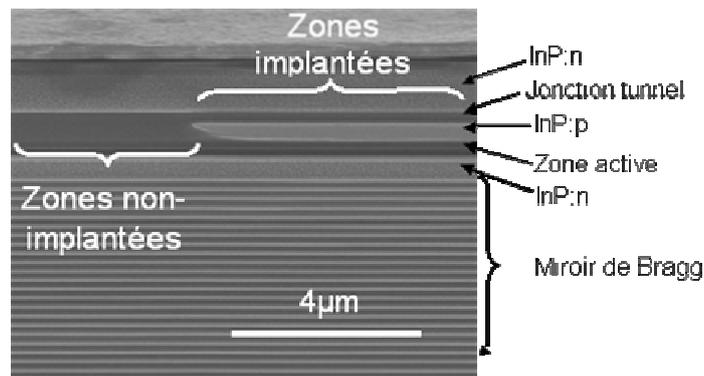


Figure 3- 31: Observation au microscope électronique à balayage d'une structure de 1/2 VCSEL par la tranche pour avec un confinement par jonction tunnel implantée.

Lors de l'étape d'implantation, la surface subissant le bombardement (non protégée par la résine) est dégradée. Ce phénomène, s'il intervient sur la couche de contact peut engendrer une dégradation du contact ohmique qui sera réalisé par la suite. Ces zones doivent donc être protégées avant l'implantation soit en rajoutant une couche semiconductrice sacrificielle lors de l'épitaxie ou en définissant les contacts électriques avant l'étape d'implantation

L'implantation protonique est effectuée en collaboration avec le centre de spectrométrie nucléaire et de spectrométrie de masse (C.S.N.S.M) à Orsay sur l'implanteur ARAMIS.

Un recuit rapide est nécessaire pour modifier et améliorer le positionnement du maximum de défaut et ainsi de le faire coïncider avec la zone de la jonction tunnel et activer les défauts d'implantation [27], cette étape peut être effectuée en fin de processus de fabrication. Un bon confinement du courant injecté se traduit pratiquement par la mesure d'un courant de fuite le plus faible possible. Dans la pratique, nous mesurons la tension pour une valeur de densité de courant fixée, cette tension sera appelée V_{coude} . Dans notre cas, V_{coude} est fixée pour une densité de courant de $1\ \text{A}/\text{cm}^2$. La figure (3-32) montre l'évolution de la tension de coude en

fonction du temps de recuit à 300°C de l'implantation réalisée sur la structure Min 2644.

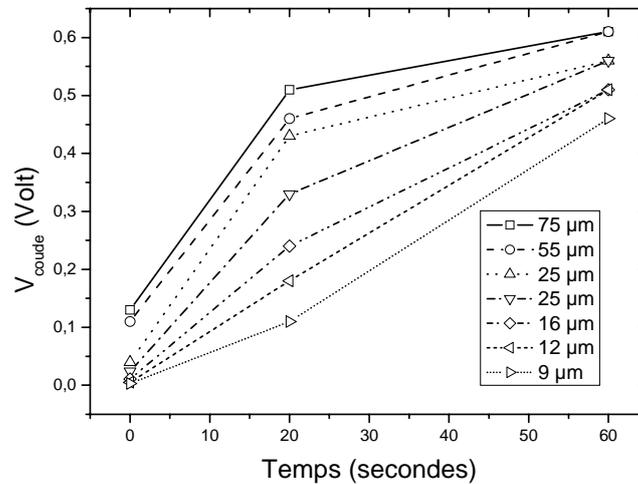


Figure 3- 32: Evolution de la tension de coude mesurée à 1 A/cm² en fonction du temps de recuit pour différents diamètres de la surface d'injection.

L'augmentation de la tension de coude traduit un bon confinement de l'injection des porteurs uniquement au travers de la surface non implantée. La différence de la tension qui subsiste pour les différents diamètres après une minute de recuit s'explique par le fait que la surface des contacts d'injection électrique n'est pas proportionnelle aux diamètres d'émission, il y a donc des fuites plus grandes sur les plus petits diamètres. Nous pouvons déduire qu'un recuit de 60 secondes à 300°C est bien adapté pour activer les défauts sur nos structures de 1/2 VCSEL. (voir mesure d'électroluminescence de la section 4-1-2 du chapitre 4)

3.2.1.2 Jonction tunnel enterrée

La deuxième technique de confinement est appelée "jonction tunnel enterrée" par analogie à l'expression en langue anglaise "Buried Tunnel junction". Cette technique a été introduite par l'équipe de *M. Amann* qui a proposé cette technique de confinement sur dans les VCSEL sur substrat InP [28]. Elle consiste à faire une gravure latérale de la jonction tunnel puis à effectuer une reprise d'épitaxie de façon à bloquer le courant sur les zones gravées, le courant ne pouvant en effet plus passer du fait de la présence d'une zone n-p-n, qui, comme schématisée sur la figure (3-33), représente deux diodes têtes-bêches. Les références [13]-[14] illustrent l'utilisation de cette technique de confinement dans les VCSEL monolithiques opérant à

1,55 μm et l'efficacité de confinement pour des VCSEL émettant à 1,55 μm avec un diamètre maximum d'injection de 20 μm .

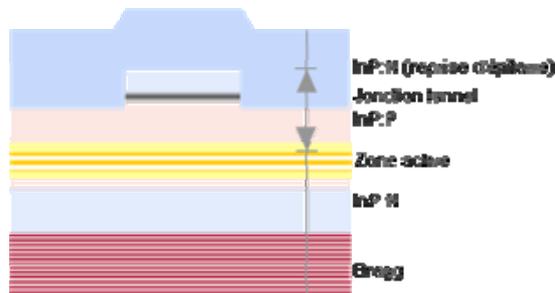


Figure 3- 33: Schéma d'une structure avec une jonction tunnel enterrée.

Une gravure sèche est plus appropriée pour cette étape car elle permet un meilleur contrôle du profil de gravure. De plus elle permet un meilleur contrôle de l'arrêt de gravure (notamment grâce au suivi in situ par réflectométrie laser). Un masque dur de type diélectrique est utilisé et défini grâce à une lithographie optique. Des diamètres de 75 μm , 55 μm , 35 μm , 25 μm , 16 μm et 9 μm sont ainsi définis.

Pour cette étape nous avons effectué une gravure RIE (Reactive Ion Etching) avec un plasma CH_4/H_2 , la vitesse de gravure du procédé utilisé est de l'ordre de 150 nm/min dans InP et de 65 nm/min dans la jonction tunnel (InGaAsP(1,4 μm)). La figure (3-34) montre le signal de suivi laser en fonction du temps.

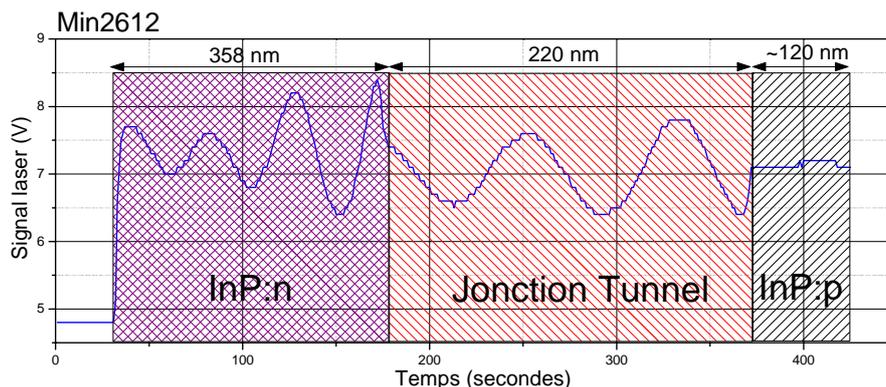


Figure 3- 34: Signal du suivi laser en fonction du temps pour la gravure sèche (RIE CH_4/H_2) pour le confinement du courant d'injection de la structure Min 2612.

Un changement de phase dans les oscillations du signal de réflectométrie laser apparaît au passage des interfaces entre des couches minces d'indices

de réfraction différents. Ceci nous permet d'identifier les couches gravées et d'estimer les vitesses de gravure dans les couches dont nous connaissons l'épaisseur totale. Une fois la vitesse connue, nous pouvons estimer la profondeur gravée dans une couche. Ceci nous permet en principe de nous arrêter au niveau souhaité dans la la structure. Cependant, des incertitudes existent toujours pour identifier le passage d'une interface, ou dans la vitesse de gravure. Dans notre cas nous estimons l'incertitude sur la profondeur gravée à 30 secondes de temps de gravure, ce qui représente une incertitude de ~ 75 nm (dans InP).

La figure (3-35) montre des vues de dessus sous microscope optique du masque de nitrure (3-35(a)) sur un diamètre de surface d'émission de $75 \mu\text{m}$ ainsi que l'image après la reprise d'épitaxie sur la structure Min 2612. Il est à noter que la reprise est réalisée au LPN en EVPOM.

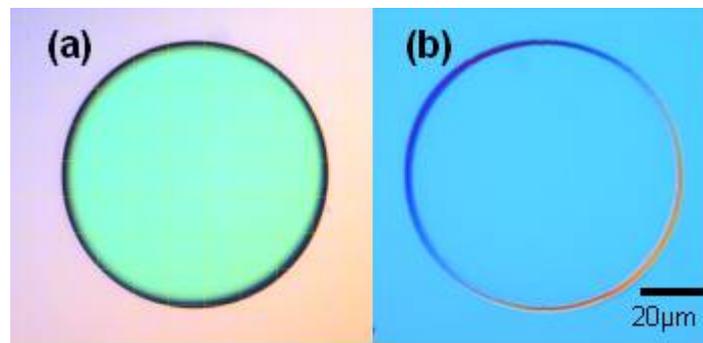


Figure 3- 35: Image obtenue sous microscope optique sur la structure Min2612 (a) avant l'étape de gravure latérale de la jonction tunnel, (b) après la reprise d'épitaxie.

La figure (3-36) présente deux observations (suivant deux directions perpendiculaires) au microscope électronique à balayage après la reprise d'épitaxie de la jonction tunnel pour un diamètre de $75 \mu\text{m}$. Nous avons observé de légers défauts de reprise de croissance suivant la direction PM (figure (3-36 (a))). Les caractérisations électriques (détaillées dans la partie (4-1-2) du chapitre 4) ont montré que ces défauts n'empêchent pas une bonne injection électrique.

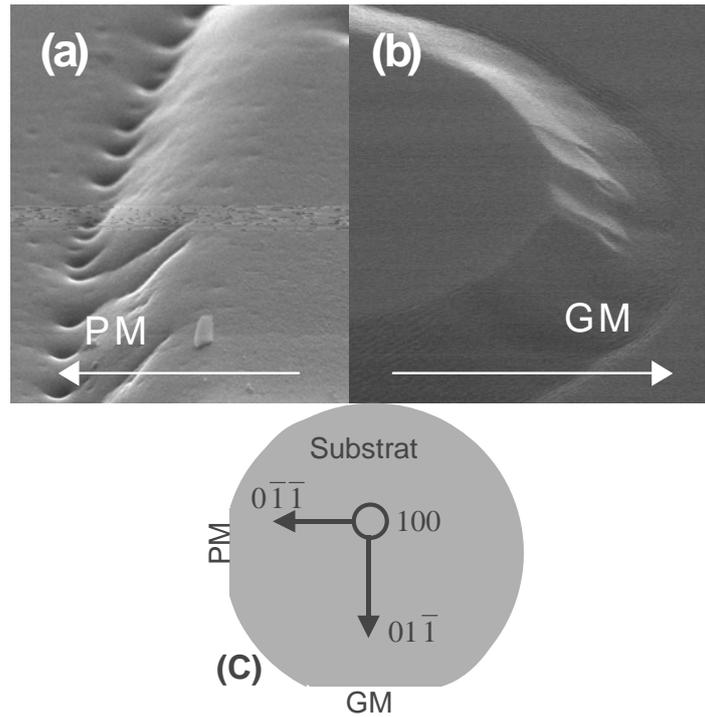


Figure 3- 36: Observation MEB après la reprise d'épitaxie de la jonction tunnel. (a) face Petit Méplat (PM). (b) face Grand Méplat (GM). (c) orientations du substrat.

La figure (3-37) montre une vue en coupe (suivant la face GM) au microscope électronique à balayage d'une jonction tunnel enterrée sur un diamètre de 75 μm .

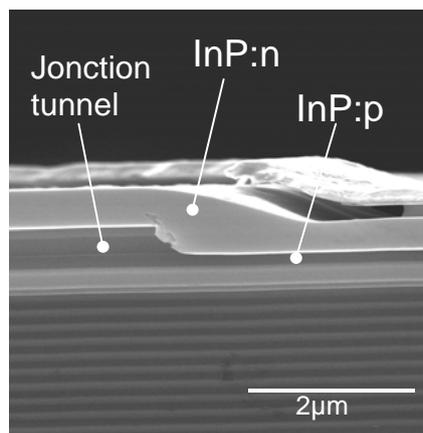


Figure 3- 37: Observation au microscope électronique à balayage d'une structure de 1/2 VCSEL avec une jonction tunnel enterrée.

En conclusion de cette sous section, nous avons présenté les étapes de fabrication pour définir le confinement du courant d'injection dans les composants de 1/2 VCSEL. Nous avons réalisé deux types de technique de

confinement, à savoir, la jonction tunnel Implanté (IJT) et la jonction tunnel enterrée (BJT).

3.2.2 Isolation des composants

Une bonne isolation électrique entre les composants est requise pour permettre le test singulier des dispositifs sans avoir recours au clivage. La gravure latérale est une solution efficace pour effectuer cette isolation. Il est à noter que cette étape de gravure est également nécessaire pour définir un contact électrique inférieur (coté n) latéral, dans le cas où le miroir de Bragg n'est pas conducteur électriquement (miroir non dopé ou miroir diélectrique).

La figure (3-38) montre une superposition des masques utilisés pour la gravure et la définition des surfaces d'injection électrique. Un espacement minimal de $10\ \mu\text{m}$ est laissé entre le bord intérieur du contact électrique supérieur et la périphérie de la surface d'injection.

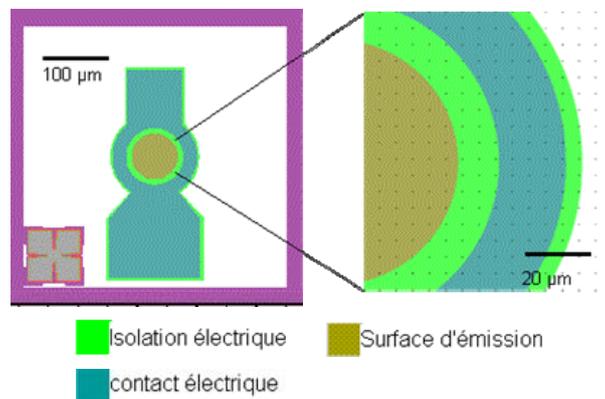


Figure 3- 38: Superposition des masques utilisées pour la pour l'isolation des dispositifs et pour la définition de la surface d'injection électrique et des contacts latéraux supérieurs (cathode) du 1/2 VCSEL. Exemple donné pour un diamètre de surface d'injection de $75\ \mu\text{m}$.

Contrairement à l'étape de fabrication de la jonction tunnel enterrée, la gravure humide peut être utilisée pour cette étape de fabrication des 1/2 VCSEL car le profil des flans de gravure n'est pas important.

Nous avons cependant réalisé des gravures sèches pour réaliser l'isolation des composants. La gravure sèche permet en effet un meilleur contrôle de l'arrêt de gravure, ce qui est nécessaire par exemple dans le cas de miroirs de Bragg non dopés où un contact latéral inférieur (anode) est nécessaire. Le même procédé de gravure RIE cité dans la partie précédente a été utilisé. La figure (3-39) montre le signal du suivi laser lors de la gravure pour l'isolation des composants sur la structure Min 2644. L'épaisseur physique totale à graver est de quelques microns.

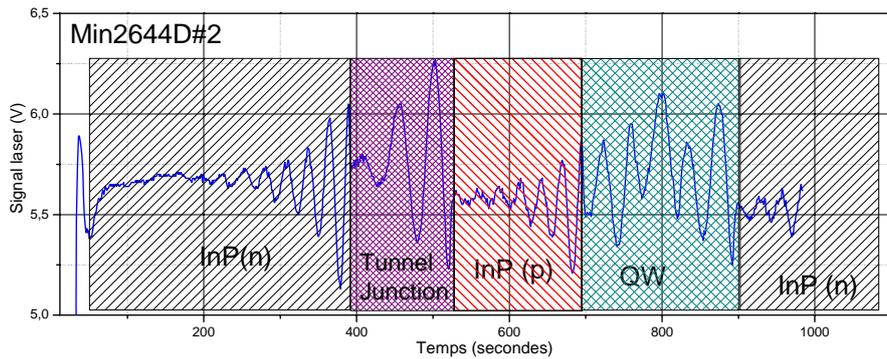


Figure 3- 39: Signal du suivi laser en fonction du temps pour la gravure sèche (RIE CH_4/H_2) pour l'isolation des composants de la structure Min 2644.

Nous avons également testé un autre type de gravure sèche par plasma réactif qui est la gravure ICP (Inductively Coupled Plasma). Cette technique a pour avantage de permettre des gravures à des vitesses plus grandes que la gravure RIE (150 nm/min). Dans notre cas, nous avons utilisé un procédé chloré qui présente une vitesse moyenne de gravure de $1 \mu\text{m}/\text{min}$. Les masques durs utilisés dans ce cas, sont des masques diélectriques plus épais que dans le cas de la gravure RIE, ou encore un masque métallique réalisé en lift-off (nous reviendrons sur la technique du lift-off dans la section suivante).

Il est à noter que dans le cas de la définition d'un contact latéral sur la partie inférieure pour un miroir de Bragg non dopé, la vitesse du procédé utilisé lors de la gravure ICP s'avère trop grande pour arrêter la gravure dans la couche InP:n avec une bonne précision car l'équivalent de 30 secondes de gravure correspond dans ce cas à 600 nm d'erreur de gravure. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la couche InP:n sur nos structures. Nous avons donc préféré dans un premier temps la gravure RIE.

3.2.3 Contacts électriques

Un contact électrique formé par une jonction métal-semiconducteur est nécessaire pour injecter le courant électrique. Il est indispensable que cette jonction se comporte comme un contact ohmique. La résistance "R" du contact est définie par:

$$R = \frac{r_c}{S_{eff}} \quad (3.15)$$

où:

- r_c est la résistance spécifique du contact donnée en ($\Omega \cdot \text{cm}^2$).
- S_{eff} est la surface du contact, elle est donnée en (cm^2).

Nous pouvons prendre au premier ordre l'approximation que cette surface est confondue avec la surface de contact. Cette hypothèse peut être vérifiée avec les mesures de transfert TLM. Typiquement, un contact ohmique présente une résistance spécifique de l'ordre de $\sim 10^{-6} \Omega/\text{cm}^2$. Dans notre cas les surfaces des contacts sont comprises entre $1,5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ et $2,5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$, ce qui représente des résistances de contacts de l'ordre de $5 \times 10^{-3} \Omega$.

Les contacts électriques sur nos structures de 1/2 VCSEL sont prises sur les couches InP:n. Deux types de contact peuvent être réalisés.

Le premier est un contact Ti/Au non allié, le Titane servant de couche d'accrochage. Pour que ce type de contact présente un comportement ohmique, il est nécessaire que la couche semiconductrice dopée n sur laquelle sont déposées les couches métalliques soit dopée à au moins $4-5 \times 10^{18}$ atomes/ cm^3 . Sur nos structures, des couches InGaAs ou InP dopées dans la gamme $5-7 \times 10^{18}$ atomes/ cm^3 sont prévues à cet effet.

Le deuxième type de contact ohmique est un contact allié à base de AuGe. Un dépôt Ni/Ge/Au/Ni/Au est donc réalisé suivi d'un recuit rapide à 400°C pour permettre l'interdiffusion de l'Au/Ge dans l'InP est ainsi sur doper grâce au Ge la couche semiconductrice sous le contact. Un niveau de dopage type n de 1×10^{18} atomes/ cm^3 dans la couche semiconductrice est alors suffisant pour former un contact ohmique. A cause du recuit, il est préférable de déposer le contact électrique avant l'étape d'implantation pour éviter à cette dernière la recuite du contact ohmique pour les échantillons où l'implantation définit le confinement de l'injection électrique.

Nous devons mettre en œuvre deux contacts électriques, tous deux de type n. Le premier se trouve sur la couche InP:n au dessus de la jonction tunnel.

Ce contact sera appelé "contact top". Le deuxième contact se trouve en dessous de la zone active nous l'appellerons "contact bottom".

3.2.3.1 Contact top (Cathode)

Les contacts électriques dans nos composants de 1/2 VCSEL peuvent être définis de deux manières, par un lift-off ou par une gravure sèche (Ion Beam Etching). La figure (3-40) schématise les étapes nécessaires pour la définition des contacts face avant avec ces deux méthodes.

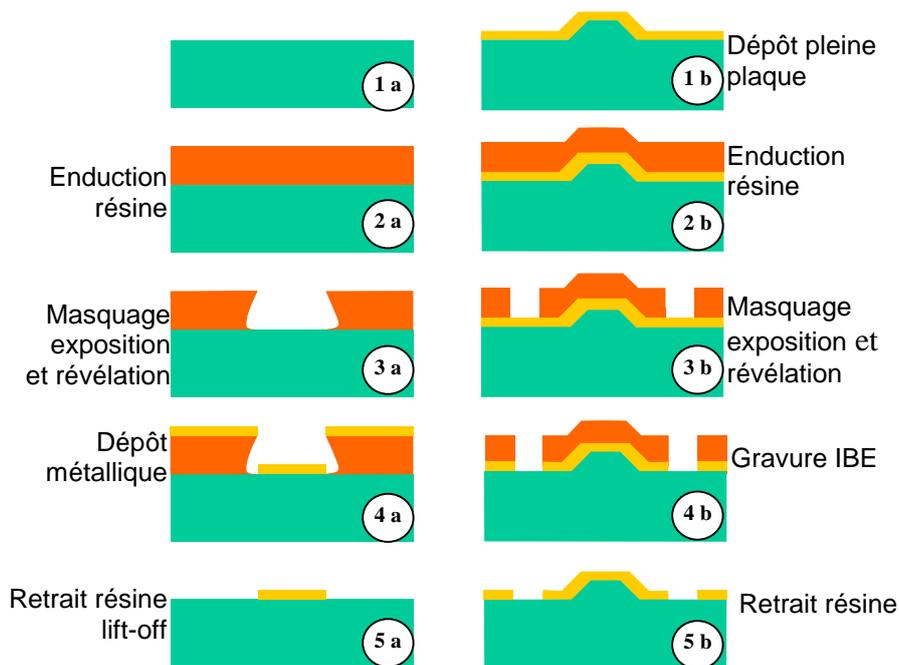


Figure 3- 40: Etapes de la définition des contacts électriques. (a) lift-off, (b) gravure IBE.

Nous avons utilisé la technique de lift-off pour définir les contacts sur une surface plane, notamment pour les échantillons implantés (type Min 2644). Après les étapes de masquage, d'exposition et de révélation des motifs de contacts, les couches métalliques sont déposées.

La deuxième technique de définition des contacts utilise la gravure IBE (Ion Beam Etching). Pour rappel la gravure IBE repose sur le principe d'un plasma non réactif (plasma Argon dans notre cas), la gravure est réalisée par pulvérisation du matériau cible grâce à l'énergie cinétique des ions incidents. Cette technique permet de définir les contacts sur une surface non plane en déposant au préalable les couches de métal sur les flans en inclinant la plaque lors du dépôt pour garantir un recouvrement de la métallisation sur les flans. Les motifs des contacts sont définis par la suite

par gravure des zones non protégées par la résine. Nous avons utilisé cette technique de définition des contacts électriques pour les composants où le confinement est défini par enterrement de la jonction tunnel.

3.2.3.1 Contact bottom (Anode)

Le contact bottom peut être réalisé sur la face arrière du substrat dans le cas où le miroir est dopé. Il est réalisé nécessairement sur la face avant du dispositif dans le cas contraire.

Avant l'étape de dépôt, le substrat est aminci à environ 150 μm d'épaisseur, cette étape est importante pour faciliter le clivage ultérieur des dispositifs 1/2 VCSEL.

Le dépôt métallique Ti/Au est alors réalisé sur toute la face arrière, le niveau de dopage du substrat n utilisé étant de 5×10^{18} atomes/ cm^3 .

Sur les structures comprenant un miroir de Bragg semiconducteur non-dopé, les contacts électriques sont définis latéralement sur la couche InP: n sous les puits quantiques avec la technique de lift-off. Dans le cas de la définition des contacts par gravure IBE les deux contacts top et bottom de part et d'autre de la zone intrinsèque sont définis au même temps.

Il est à noter que nous avons défini à la fois un contact bottom latéral et un contact face arrière du substrat sur certaines structures dans lesquelles le miroir de Bragg était dopé n afin de pouvoir tester la différence des caractéristiques électriques des deux configurations de l'injection électrique. Nous allons revenir sur cet aspect dans la section (4-1) du chapitre 4.

La figure (3-41) montre des images des vues de dessus sous microscope optique sur deux structures de 1/2 VCSEL en fin de fabrication. La figure (3-40(a)) montre un contact métallique fait par lift-off sur la structure Min 2644. La figure (3-40(b)) montre un contact métallique réalisé par gravure IBE sur un 1/2 VCSEL où le confinement est fait par jonction tunnel implantée et un autre où le confinement est réalisé par jonction tunnel enterrée.

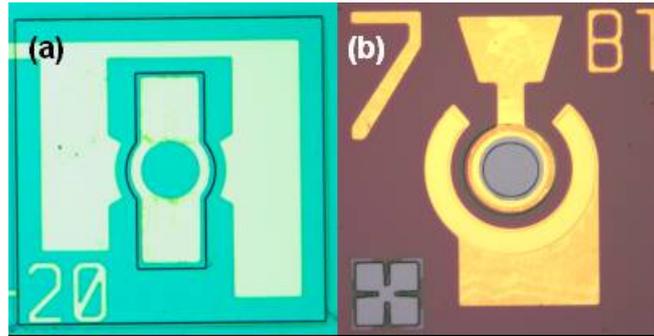


Figure 3- 41: Images des vues de dessus aux microscope optique.(a) contact défini par lift-off (confinement par jonction tunnel implantée), (b) contact défini par IBE (confinement par jonction tunnel enterrée).

Dans cette section, nous avons présenté les étapes de fabrication des composants de 1/2 VCSEL. Nous avons détaillé les étapes de définition du confinement de l'injection électrique, de l'isolation électriques des composants et du dépôt des contacts électriques. La maîtrise de la technologie de fabrication est un facteur clé pour pourvoir caractériser et tester les composants de manière efficace et reproductible.

Nous avons résumé les principales étapes de la fabrication des 1/2 VCSEL sur les schémas des figures (3-42) et (3-43). Ces deux figures présentent les deux cas de confinement de courant d'injection.

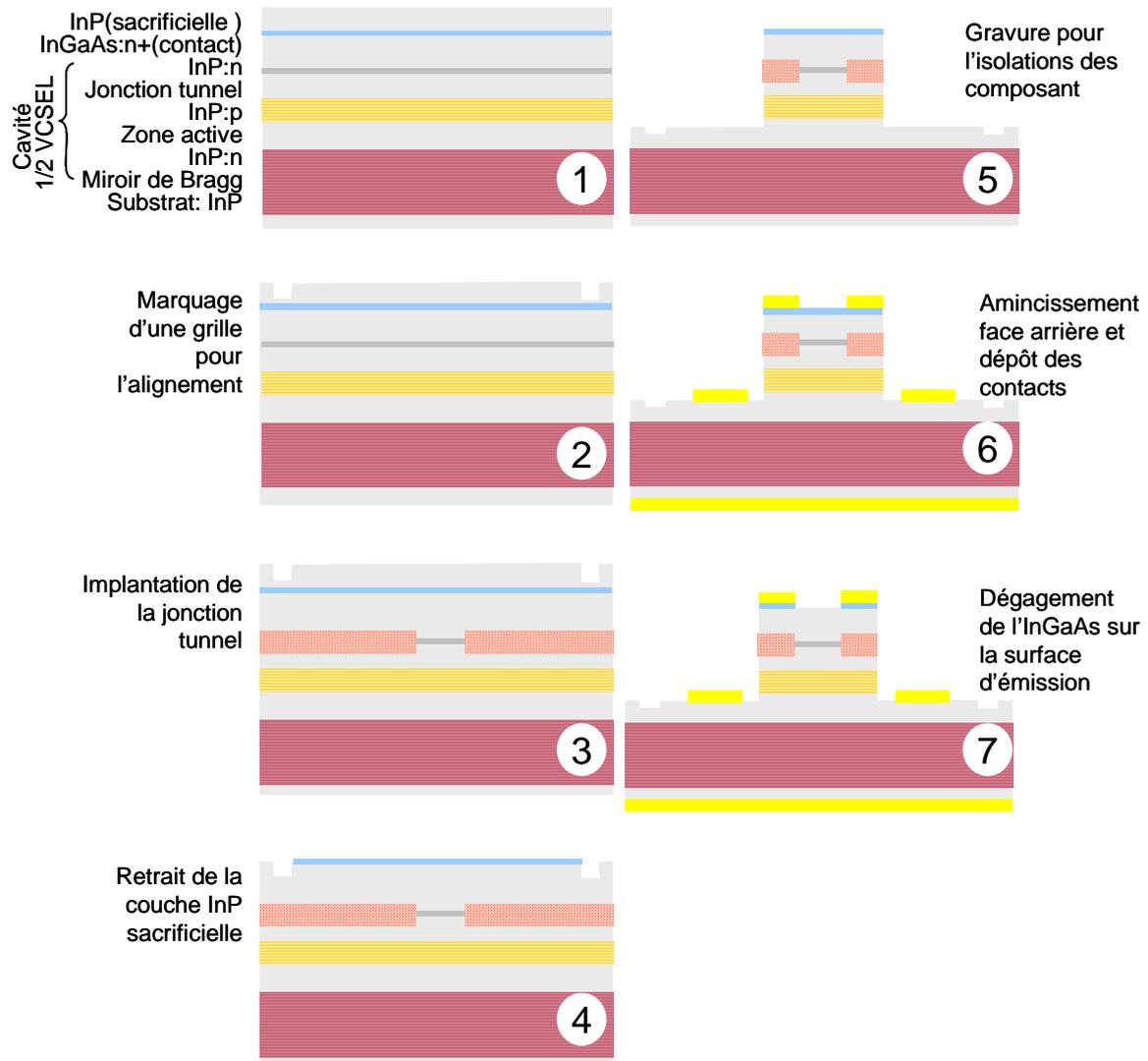


Figure 3- 42: Etapes de fabrication du composant de 1/2 VCSEL où le confinement se fait par implantation ioniques.

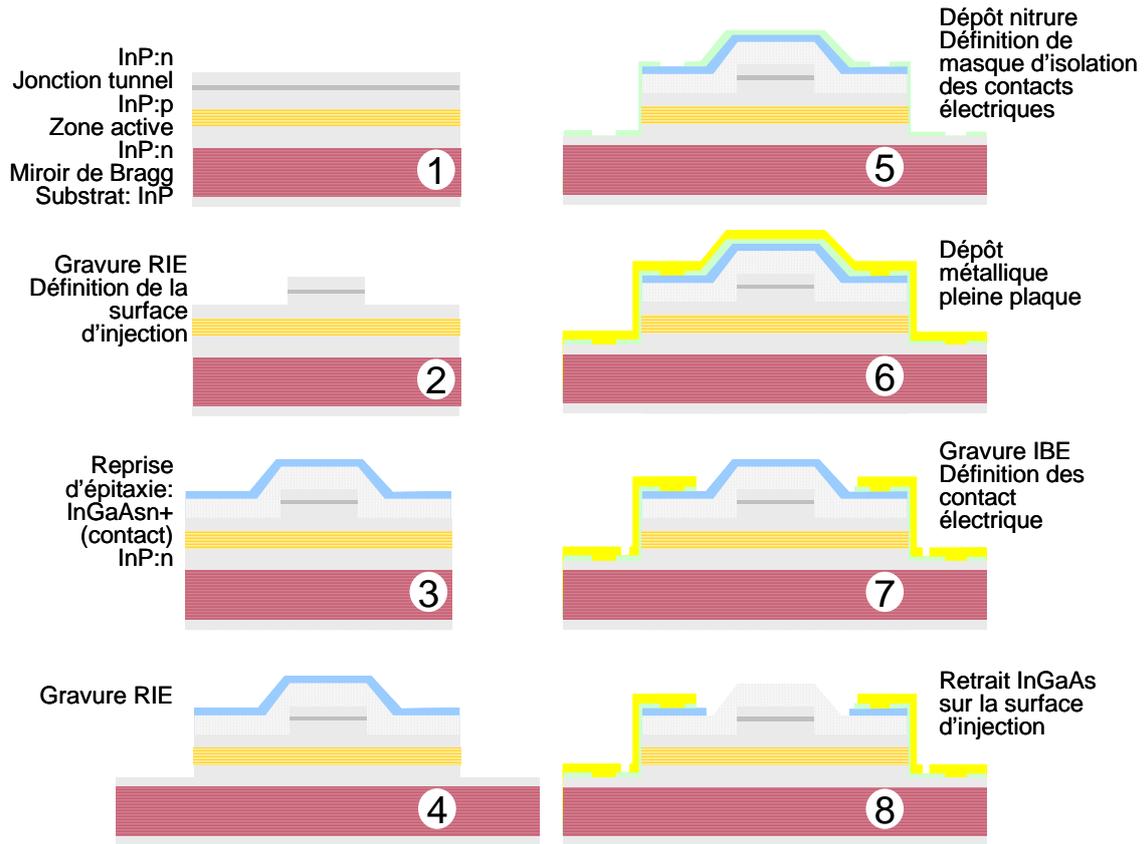


Figure 3- 43: Etapes de fabrication du composant de 1/2 VCSEL où le confinement se fait par jonction tunnel enterrée.

Conclusion du chapitre 3

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes composantes de la structure du 1/2 VCSEL.

Nous avons détaillé dans la section (3-1) les différentes couches du 1/2 VCSEL à savoir, le miroir de Bragg, la région active et la jonction tunnel, les couches intermédiaires et les couches semiconductrices de contacts.

Nous avons détaillé dans la section (3-2) les étapes de fabrication des dispositifs 1/2 VCSEL. Ces étapes incluent la définition du confinement du courant sur la surface d'injection, le dépôt des contacts électriques et l'isolation des composants.

Références

- [1] Carl Wilmsen, Henryk Temkin and Larry A. Coldren, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Design, fabrication, characterization and applications, Cambridge University Press, 1999.
- [2] S. F. Yu, Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Laser, J. WILEY & SONS, Inc. publication, 2003.
- [3] M. Born, E. Wolf, Principles of Optics: electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light, sixth Edition, University Press Cambridge, 1980.
- [4] Site internet de la société *thin film center* qui commercialise le logiciel Macleod, <http://www.thinfilmcenter.com>.
- [5] T. P. Lee, Current Trends In Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, World Scientific, 1995.
- [6] F. Gentry, G. Almuneau, N. Bertru, L. Chusseau, P. Grech, J. Jaquet; D. Cot, Molecular beam epitaxy growth and characterizations of AlGaAsSb/AlAsSb Bragg reflectors on InP, Journal of Crystal Growth, VOL. 183, NO.1, 15-22(8), January 1998.
- [7] O. Ostinelli, G. Almuneau, M. Ebnöther, E. Gini, M. Haiml, W. Bächtold, MOVPE growth of long wavelength AlGaAsSb/InP Bragg mirrors, Electronics Letters, VOL. 40 NO.15, 940-942, July 2004.
- [8] D.I. Babic, J. Piprek, K. Sreubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, D. E. Mars, J. E. Brows, E. L. Hu, Design and Analysis of Double-Fused 1.55 μ m Vertical-Cavity Lasers, IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. 33, NO.8, 1369-1383 August 1997.
- [9] J. Boucart, C. Strack, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouché, A. Derouin, L. Goldstein, C. Fortin, D., Carpentier, P. Salet, F. Brillout, J. Jaquet, 1-mW CW-RT monolithic VCSEL at 1.55 μ m, IEEE Photonic Technologie Lettres, VOL. 11, NO.6, 629-631, June 1999.

- [10] N. Trénado, Modélisation et simulation des composants optoélectroniques à puits quantiques, thèse, Université de Rouen, UFR des sciences et techniques, 2002.
- [11] M. Guden, J. Piprek, Material parameters of quaternary III-V semiconductors for mirrors at 1.55 μm wavelength, *Modelling Simul. Mater. Csi. Eng.* (4) 349-357, 1996.
- [12] C.Symond, Laser à semi-conducteur en cavité verticale étendue émettant à 1,55 μm , et perspectives pour la génération d'impulsions brèves, Université Paris sud-11, Ufr scientifique d'Orsay, Ordre 7417.
- [13] R. Shau, M. Ortsiefer, J. Rosskopf, G. Böhm, F. Köhler, M-C. Amann, Vertical-cavity surface-emitting laser diodes at 1.55 μm with large output power and high operation temperature, *Electronics Letters*, VOL. 37, NO.21, 1295-1296, October 2001.
- [14] M. Ortsiefer, S. Bayder, K. Windhorn, G. Böhm, J. Rosskopf, R. Shau, E. Rönneberg, W. Hofmann, M-C. Amann, 2.5 mW Single-Mode operation of 1.55 μm Buried Tunnel Junction VCSELs, *IEEE Photonics Tech. Vol.* 17, No.8, August 2005.
- [15] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, K. Iga, Continuous Wave GaInAsP/InP Surface Emitting Lasers with a Thermally Conductive MgO/Si Mirror, *Jpn. J. Appl. Phys.* VOL. 33 pp.1905-1909, 1994.
- [16] B. S. W.Kuo, J. C. M. Li, A. W. Schmid, Thermal Resistance of Si Film On Si Substrate Determined by Photothermal Displacement Interferometry, *Appl. Phys.* A55, 289-296, 1992.
- [17] H. Wada and T. Kamijoh, Thermal conductivity of Amorphous Silicon, *Jpn.J. App. Phys.* VOL. 35, L648-L650, 1996.
- [18] D. H. Lowndes, R. F. Wood, Studies of pulsed Laser melting and rapid solidification using amorphous Silicon, *Journal of Luminescence* VOL. 30, 395-408, 1985.
- [19] S. Adachi, Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs and InGaAsP, Wiley-VCH, 2004.

- [20] C. Levallois, A. Lecorre, O. Dehaese, H. Folliot, C. Paranthéon, C. Labbé, D. Loualiche, Design and fabrication, of GaInAsP/InP VCSEL with two a-Si/a-SiN_x Bragg reflectors, *Optical and Quantum Electronics* 38:281-291, 2006.
- [21] L. A. Coldren and S. W. Corzone, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley, New York, 1995.
- [22] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, Edition Masson, 1998.
- [23] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Böhm, F. Köhler, M.-C. Amann, Low threshold index 1.5 μm long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser with high efficiency, *Applied Physics Letters*, VOL. 76, NO.16, 2000.
- [24] G. Foyt, W. T. Lindley, C. M. Wolf, J. P. Donnelley, Isolation of junction devices in GaAs Using proton bombardment, *Solid State Electronics*, VOL. 12, 209, 1969.
- [25] R. Pruniaux, J. C. North, G. L. Miller, Compensation of n-Type GaAs by proton bombardment, *Ion in Semiconductors*, Springer-Verlag, 212, 1971.
- [26] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, SRIM2003.26, <http://www.srim.org>.
- [27] P.-N. Favennec, *L'implantation Ionique pour la microélectronique et l'optique*, édition Masson, 1993.
- [28] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Böhm, F. Köhler, G. Abstreither, M.-C. Amann, Low-resistance InGa(Al)As Tunnel Junction for Long Wavelength Vertical-cavity Surface-emitting Lasers, *Jpn. J. Appl.Phys.* VOL. 39, 1727-1729, 2000.
- [29] P. Ressel, H. Strusny, S. Gramlich, U. Zeimer, J. Sebastian, K. Vogel, Optimised Proton Implantation Step for Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, *Electronics Letters* VOL. 29, NO.10, 918-919, May 1993.
- [30] T.E. Sale, *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*, Reserch Studies Press LTD, 1985.

-
- [31] N. K. Dutta, R. J. Nelson, The case for Auger recombination in $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, J. Appl. Phys. (53) 74, January 1982.
- [32] J.-Ph. Debray, N. Bouché, G. Le Roux, R. Raj, M. Quillec, Monolithic vertical cavity device lasing at 1.55 μm in InGaAlAs system, Electronics Letters, VOL. 33, NO.10, 868-869, May 1997.
- [33] Joachim Piprek, Dubravko I. Babic, and John E. Bowers Numerical analysis of 1.54 μm double-fused vertical-cavity lasers operating continuous-wave up to 33°C, Appl. Phys. Lett. (68) 2630-2632, 1996.
- [34] Joachim Piprek, Dubravko I. Babic, and John E. Bowers, Simulation and analysis of 1.55 μm double-fused vertical-cavity lasers, J. Appl. Phys., 3382-3390, 1997.

CHAPITRE 4: CARACTERISATIONS ET RESULTATS

Introduction du chapitre

Ce chapitre sera divisé en deux sections. Dans la première section, nous allons présenter les résultats des caractérisations optiques, électriques et thermiques que nous avons mesurées sur nos structures 1/2 VCSEL.

Dans la deuxième section, nous allons présenter les résultats obtenus sur les cavités externes des VECSEL dans le cas d'une cavité longue avec une émission multimode longitudinale, et dans le cas d'une cavité courte avec une émission monomode longitudinale accordable. Nous allons présenter dans cette section les mesures de la résistance thermique liée à la puissance de sortie en fonction du courant injecté.

4.1 Caractérisation des 1/2 VCSEL

La caractérisation des dispositifs 1/2 VCSEL inclut:

- La caractérisation optique, qui concerne les mesures des réflectivités du miroir de Bragg, la position du mode Fabry-Pérot de la demi-cavité et l'électroluminescence des puits quantiques.
- La caractérisation électrique, qui concerne les mesures des résistances caractéristiques sur les différentes structures et les mesures de l'homogénéité de l'émission dans la surface d'injection pour les deux types de confinement du courant d'injection.
- La caractérisation thermique est consacrée à la mesure expérimentale des résistances thermiques. Ces dernières sont déterminées grâce aux mesures des spectres des électroluminescences des 1/2 VCSEL à différentes températures et à différentes intensités du courant d'injection.

4.1.1 Caractérisation optique des 1/2 VCSEL

Dans le cas général d'une cavité résonante, il est normal que le maximum de la réflectivité des miroirs coïncide avec le maximum du gain des puits quantiques afin de minimiser le seuil de l'émission laser. Dans notre cas, la face avant du 1/2 VCSEL n'est pas traitée anti-reflet (à l'interface semiconducteur/air). Dans une configuration de cavité externe, le gain des puits quantiques sera filtré par le peigne des modes Fabry-Pérot de la cavité délimitée par le miroir de Bragg ($R > 99\%$) et l'interface air/semiconducteur ($R \sim 30\%$). La figure (4-1) montre une représentation schématique de la cavité externe et de la cavité dans le 1/2 VCSEL. Pour avoir une structure de 1/2 VCSEL optimale, le maximum de la réflectivité du miroir de Bragg et le maximum de l'émission des puits quantiques doivent donc coïncider avec le mode de la cavité dans le 1/2 VCSEL.

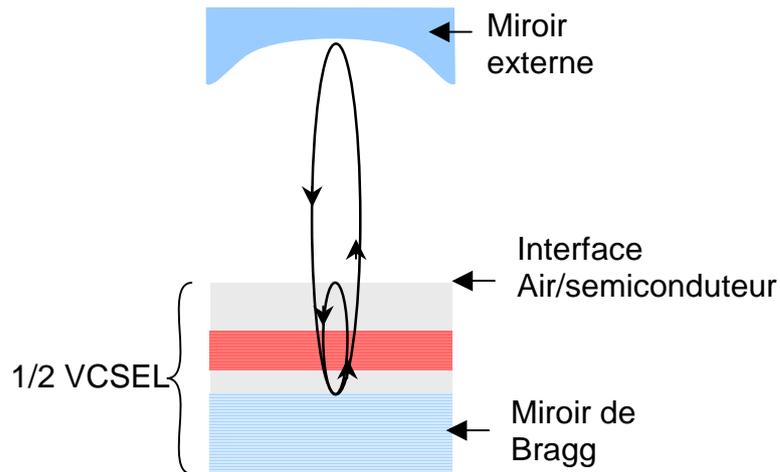


Figure 4- 1: Représentation schématique de la cavité du VCSEL et de la 1/2 cavité formée entre le miroir de Bragg et l'interface air/ semiconducteur dans le 1/2 VCSEL où la face avant n'est pas traitée anti-reflet.

La mesure de la réflectivité du miroir de Bragg est obtenue grâce à une mesure de spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR). La figure (4-2) présente la réflectivité d'une structure de miroir de Bragg constituée de 40 paires InGaAlAs/InP. La croissance de cette structure est réalisée en EPVOM, le maximum de réflectivité est centré à une longueur d'onde de 1,51 μm .

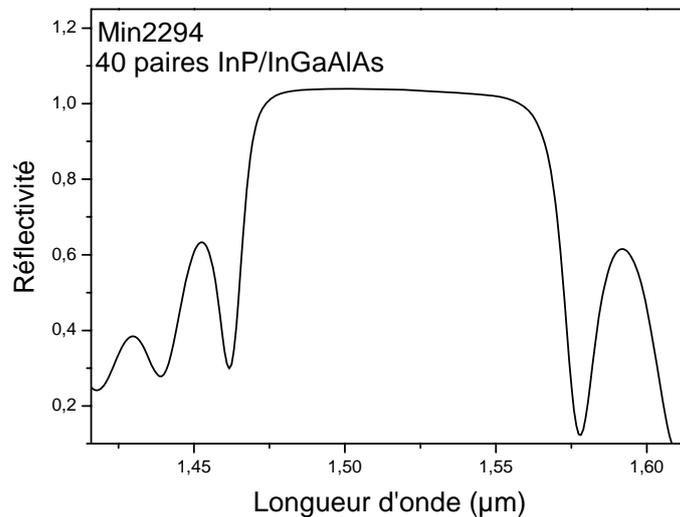


Figure 4- 2: Réflectivité obtenue par une mesure FTIR du miroir de Bragg Min2294 (40 paires InP/InGaAlAs).

Les valeurs des réflectivités sont déduites suivant deux mesures, la première est faite sur un miroir de référence dont la réflectivité est

théoriquement connue et qui est dans notre cas un miroir Argent. La deuxième mesure est réalisée sur le dépôt du miroir à mesurer. Par la suite, une comparaison entre les deux mesures permet de retrouver la réflectivité du miroir.

Suite à des mesures successives sur un dépôt de miroir nous avons conclu que dans la pratique la précision de cette technique est de l'ordre de 5% sur notre banc de mesure. Cette erreur de mesure peut être liée au changement des conditions du refroidissement du détecteur et de la focalisation entre l'échantillon et le miroir de référence.

La mesure de la position du mode de cavité dans le 1/2 VCSEL peut être faite par une mesure FTIR. Une chute de la réflectivité correspond aux modes de la demi cavité (dans le 1/2 VCSEL). Cette chute de réflectivité est plus ou moins exaltée par l'absorption dans les puits quantiques suivant l'alignement de ce pic de cavité avec le flanc d'absorption des puits quantiques. Un mode de cavité proche du centre de la stop-band du miroir de Bragg correspond à ce qui est visé lors de la conception de la structure, et indique donc à priori un bon alignement des puits quantiques sur le ventre du champ stationnaire.

La mesure de la position du mode de la cavité peut également être réalisée sur le maximum de l'électroluminescence du 1/2 VCSEL. Cette mesure correspond à la convolution de la transmission dans la demi-cavité et de la courbe de gain.

Le spectre de gain ou l'électroluminescence des puits quantiques peut être estimé de deux manières:

- Soit en traitant anti-reflet la surface du 1/2 VCSEL pour éliminer l'effet de cavité.
- Soit en collectant le signal émis par la tranche d'un dispositif 1/2 VCSEL clivé (solution que nous avons utilisée).

Le spectre de l'électroluminescence peut enfin être également déduit de mesures d'électroluminescence par la surface sur des échantillons témoins, où la même structure de zone active du 1/2 VCSEL est épitaxiée sur un substrat InP, sans le miroir de Bragg.

La figure (4-3) montre les réflectivités mesurées sur la structure du miroir de Bragg 40 paires InP/InGaAlAs (31931) centrées à 1500 nm ainsi que l'électroluminescence de la zone active (32236) épitaxiée par la suite sur cette structure de miroir (EPVOM, III-V Lab), cette zone active est équivalente à la structure 32292 présentée dans le tableau (3-6) du

chapitre 3. Il est à noter que les points de la mesure des réflectivités sont pris à différents endroits d'une plaque de diamètre de deux pouces. La mesure de l'électroluminescence correspond au centre de la plaque, la densité de courant d'injection est de l'ordre de 1 kA/cm^2 .

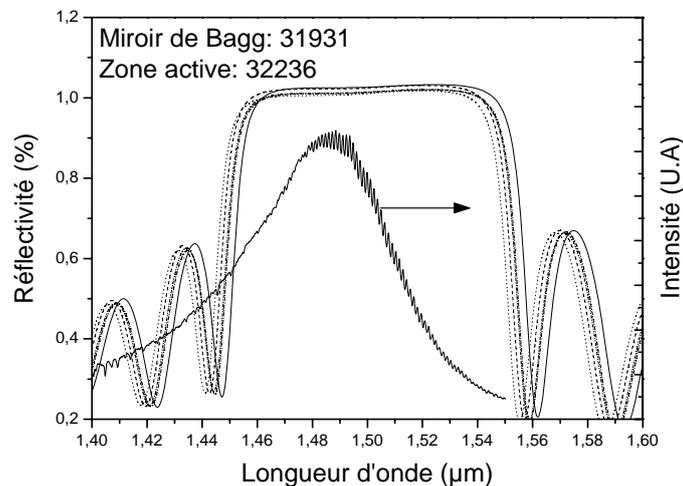


Figure 4- 3: (axe droit) Spectres de réflectivité du miroir de Bragg 31931 obtenus par une mesure FTIR. (Axe gauche) Spectre d'électroluminescence mesuré des puits quantiques de la structure 32236 par la tranche à température ambiante sous une densité de courant d'injection de $\sim 1 \text{ kA/cm}^2$.

Le maximum de l'émission des puits quantiques (signal collecté par la tranche) dans la structure 31931/32236 est de $1,49 \mu\text{m}$ ($J=1 \text{ kA/cm}^2$). Il est à noter qu'un décalage vers les basses longueur d'onde de $\sim 20 \text{ nm}$ du maximum du spectre de luminescence est mesurée sur une structure de puits quantiques identique épitaxiée sur substrat InP de référence sans le miroir de Bragg. Ce décalage peut refléter un échauffement thermique, dans le cas où la structure 1/2 VCSEL est sous injection électrique continue, plus fort que dans le cas de la structure de référence sans le miroir de Bragg.

En considérant un décalage du maximum de gain des puits quantiques typique de l'ordre de $0,6 \text{ nm/K}$ [2], le décalage de 20 nm correspond à une élévation de la température de 30 K .

La figure (4-4) montre l'électroluminescence collectée par la tranche de la zone active Min 2612. Nous avons également présenté sur cette figure, la réflectivité du miroir de Bragg associée à cette structure (Min2294). Cette structure présente un cas de figure de désalignement plus important

(~40 nm) entre le maximum de la réflexion du miroir de Bragg et le maximum de gain des puits quantiques.

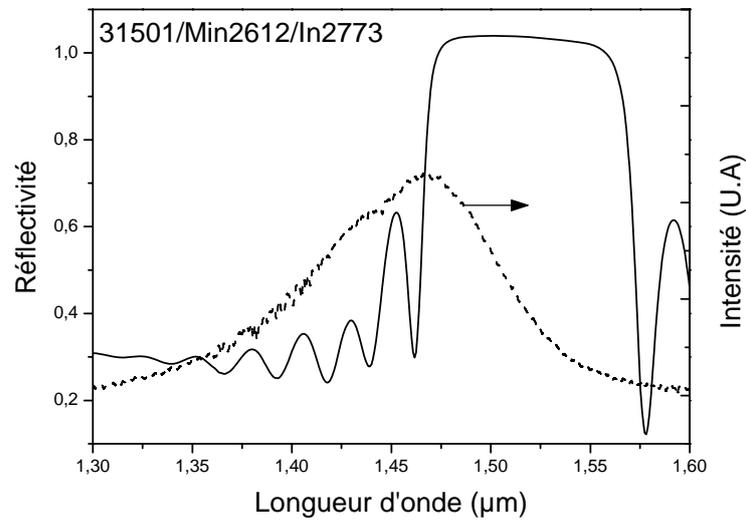


Figure 4- 4: (axe droit) Spectre de réflectivité du miroir de Bragg 31501 (40 Paires InP/InGaAlAs) mesuré par FTIR. (Axe gauche) Mesure par la tranche du spectre d'électroluminescence de la structure de zone active Min 2612 à température ambiante et sous densité de courante d'injection de ~ 1 kA/cm².

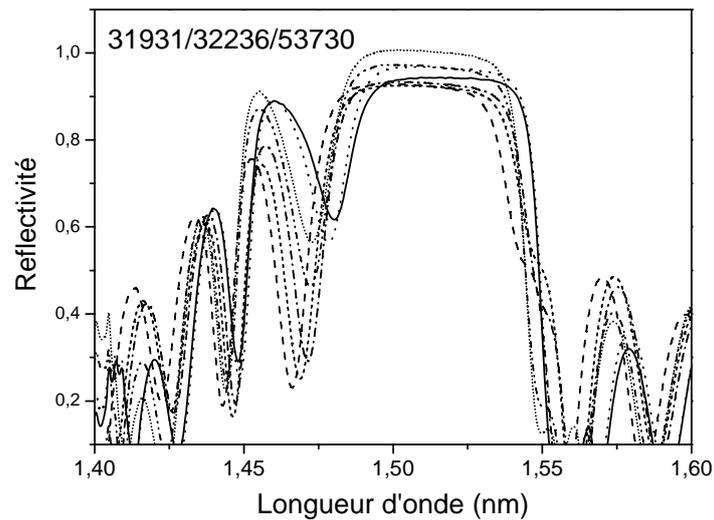


Figure 4- 5: Spectres de réflectivités mesurés de la structure 31931/32236/53730 à la fin des étapes de la fabrication du 1/2 VCSEL.

La figure (4-5) montre le spectre de réflectivité de la structure 1/2 VCSEL complète 53730/32236/31931 incluant le miroir de Bragg, la zone active et la jonction tunnel. L'épaisseur optique totale de la demi cavité semiconductrice est de $6,25 \lambda$ (où λ est dans ce cas fixé à $1,5 \mu\text{m}$). Des points de mesures ont été effectués sur différents dispositifs 1/2 VCSEL afin de représenter l'ensemble de la surface de l'échantillon "processé".

Les deux dernières structures (53730 / 32236 / 31931 et 31501 / Min 2612 / In 2773) illustrent deux cas possibles de désalignement. Le premier est celui du mode de la demi-cavité du 1/2 VCSEL par rapport au maximum de réflectivité du miroir de Bragg, il a pour conséquence de diminuer la réflectivité du miroir de Bragg pour ce mode, la réflectivité est estimée dans le cas de la structure 53730 / 32236 / 31931 chute à 99,6%. Le deuxième cas de désalignement est celui du maximum de gain des puits quantiques par rapport au maximum de réflectivité du miroir de Bragg, il a pour conséquence de diminuer le gain vu par le mode de la demi-cavité.

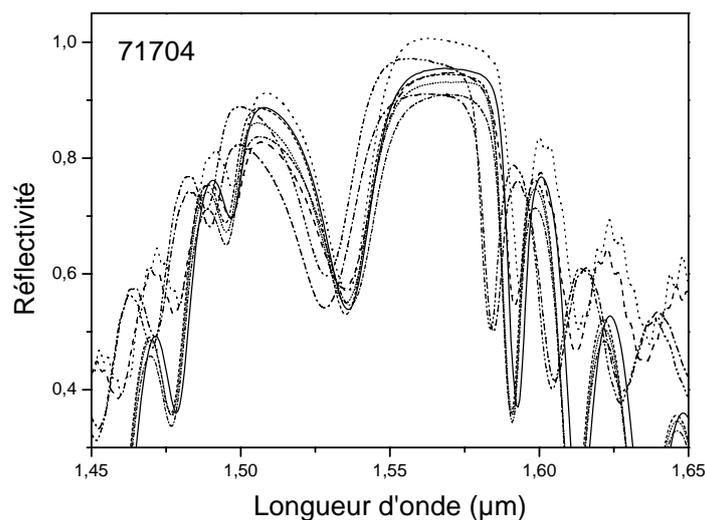


Figure 4- 6: Spectres de réflectivités mesurés de la structure 71704 à la fin des étapes de la fabrication du 1/2 VCSEL.

La figure (4-6) montre les spectres de réflectivités mesurés sur les dispositifs de 1/2 VCSEL à la fin des étapes de fabrication sur la structure 71704. Le décalage entre les modes de la demi-cavité et le maximum de la réflectivité du miroir de Bragg est inférieur à 10 nm. Cette valeur permet de profiter d'une valeur de réflectivité du miroir de Bragg supérieure à 99,8%. Cette dernière structure (71704) montre un bon accord entre le mode de la cavité et la réflectivité du miroir de Bragg.

Les caractérisations optiques des structures nous donnent une information importante de la performance du VECSEL utilisant ces structures. Ainsi nous pouvons déjà estimer que la structure 71704 est celle qui présente les meilleures caractéristiques optiques.

4.1.2 Caractérisations électriques

Nous allons présenter dans cette partie les mesures résistances d'accès et la mesure de l'homogénéité de l'émission dans la surface d'injection des 1/2 VCSEL.

4.1.2.1 Mesure de la résistance électrique des dispositifs

Les dispositifs 1/2 VCSEL sont testés électriquement à l'aide d'un montage sous pointes pour mesurer leur résistance électrique. La figure (4-5) montre un schéma du montage expérimental. Cette technique de mesure permet de s'abstenir des résistances additionnelles des câbles. La résistance minimale pouvant être mesurée avec cette configuration est de 0,2 Ω .

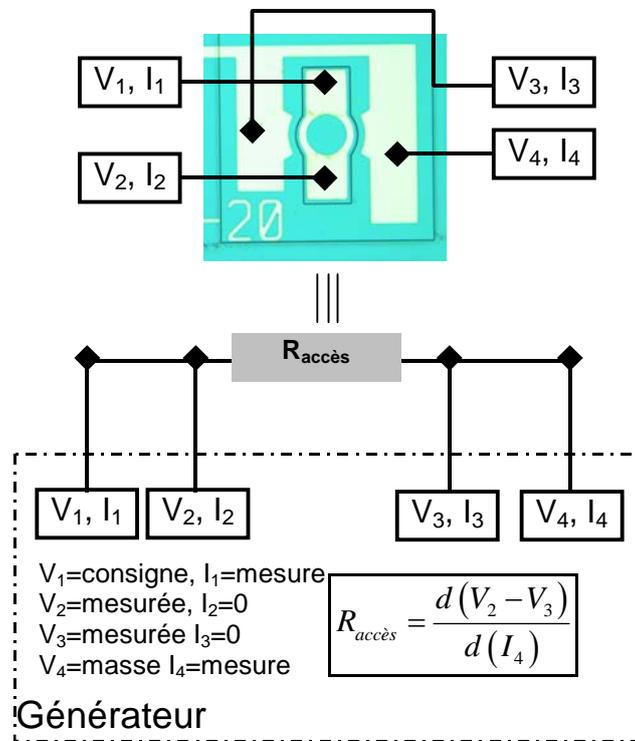


Figure 4- 7: Schéma du montage expérimental sous pointes. Cas du contact de cathode (contact bottom) pris en face avant.

La figure (4-6) montre une mesure expérimentale de la densité du courant injectée en fonction de la tension appliquée pour un 1/2 VCSEL de diamètre de surface d'injection de 55 μm (structure Min2293/Min2644). Ces mesures montrent une caractéristique typique d'une jonction p-n. La tension de coude " V_{coude} " correspond à la valeur de tension pour laquelle la densité de courant qui traverse la diode est de 1 A/cm². Dans ce cas, V_{coude} est de 0,6 V.

Pour l'ensemble des diamètres de 1/2 VCSEL variant de 75 μm à 9 μm , la valeur de V_{coude} reste comprise entre 0,55 V et 0,65 V.

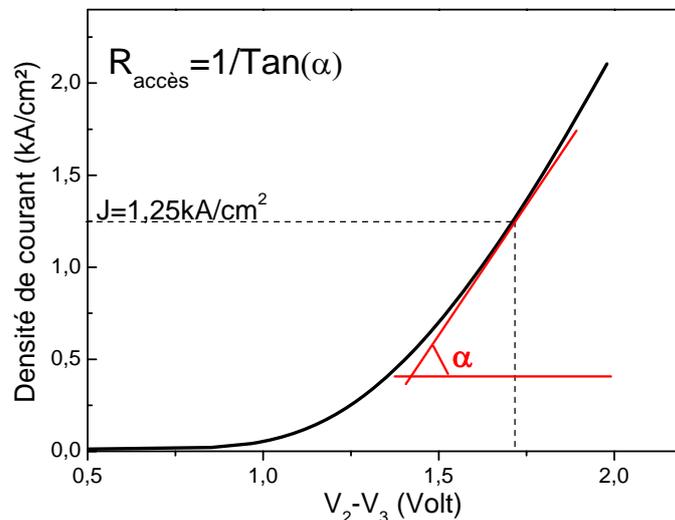


Figure 4- 8: Exemple de courbe de densité de courant en fonction de la différence de potentiel appliquée au 1/2 VCSEL ($V(J)$) pour un diamètre de surface d'injection de 55 μm .

Pour des tensions supérieures à V_{coude} , la résistance électrique différentielle correspond à la pente de la courbe $V(J)$, pour une densité de courant donnée. Nous mesurons cette résistance pour des densités de courant d'injection typiques de fonctionnement d'un VCSEL, soit $J=1-5 \text{ kA/cm}^2$, ces valeurs de densité de courant correspondent aux valeurs typiques des dispositifs en fonctionnement (pour une valeur typique du seuil de autour de 1 kA/cm^2)

La mesure de la résistance électrique des dispositifs est effectuée pour des 1/2 VCSEL de différents diamètres de surface d'injection. Cette résistance s'exprime comme:

$$R\left(\frac{1}{S}\right) = R_0 + r_c \frac{1}{S} \quad (4-1)$$

où

- S représente la surface d'injection, dans notre cas ($S = \pi(\Phi/2)^2$), avec Φ comme étant le diamètre de la surface d'injection.
- R_0 représente la valeur de la résistance latérale d'accès qui comprend la résistance de contact et la résistance de conduction

latérale dans la couche InP supérieurs jusqu'à la surface d'injection elle est due quand la surface est infinie.

- r_c est définie comme étant la résistance caractéristique et correspond à la conduction électrique verticale dans le dispositif qui comprend principalement la jonction tunnel et la jonction p-i-n.

Les figures (4-5 (a-d)) montrent les mesures des résistances d'accès pour les différentes structures de 1/2 VCSEL pour des diamètres de surface d'injection allant de $75 \mu\text{m}$ à $12 \mu\text{m}$ et une densité de courant d'injection de $1,25 \text{ kA/cm}^2$.

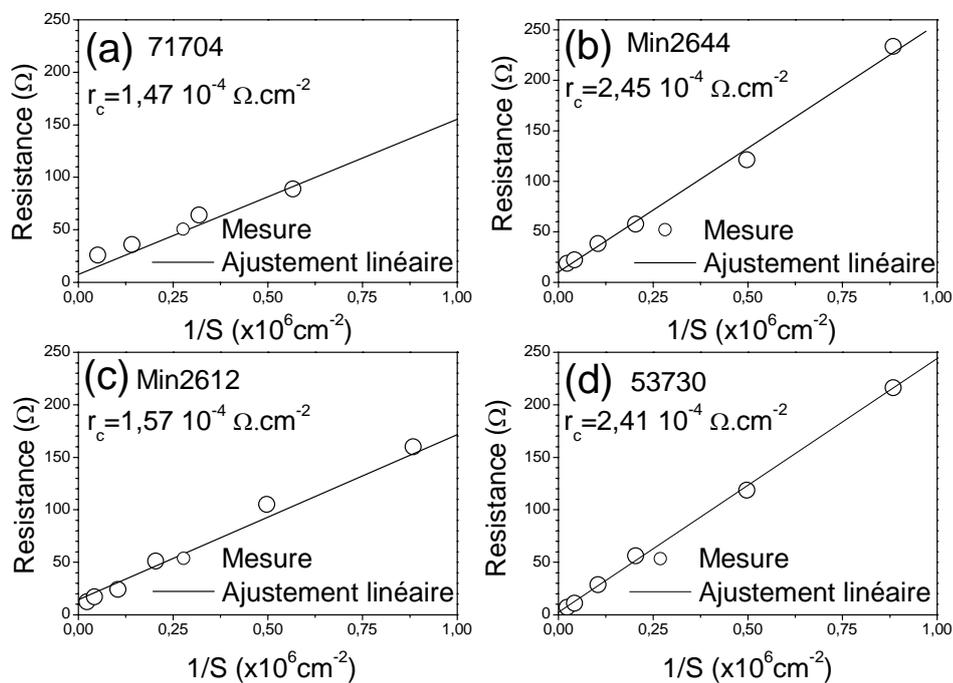


Figure 4- 9: Résistances électriques d'accès mesurées à une densité de courant d'injection de $1,25 \text{ kA/cm}^2$ en fonction de l'inverse de la surface d'injection pour les différentes structures. (a) 71704, (b) 31501/Min 2612/In 2773, (c) Min 2293/Min 2644, (d) 31395/32236/53730.

Les valeurs des résistances caractéristiques sont comprises entre $1,5 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{cm}^2$ à $2,5 \cdot 10^{-4} \Omega/\text{cm}^2$. Si nous comparons les résistances d'accès de toutes les structures, la structure 71704 est celle qui présente la résistance caractéristique la plus faible.

Si nous comparons à présent les résistances caractéristiques des deux types de confinement, nous notons que la structure Min 2612 à jonction tunnel

enterrée (BJT) offre une résistance caractéristique équivalente à la structure 71704. La résistance caractéristique de la structure Min 2644 (IJT) est presque deux fois plus grande que la résistance caractéristique de la structure BJT.

Le tableau suivant résume les valeurs des résistances électriques des diamètres de surface d'injection correspondant à 55 μm et 25 μm pour les différentes structures présentées dans la figure (4-9).

Structures	55 μm	25 μm
31501 / Min 2612/In 2773	17 Ω	51 Ω
31395/32236/53730	11 Ω	56 Ω
71704	26 Ω^*	64 Ω^*
Min2293/Min2644	22 Ω	58 Ω

Tableau 4- 1: Valeurs des résistances électriques mesurée des différentes structures 1/2 VCSEL pour les diamètres de surface d'injection de 55 μm et 25 μm à une densité de courant de 1,25 kA/cm².* Les valeurs des résistances de la structures 71704 correspondent à un diamètre effectif respectif de 50 μm et 20 μm .

Malgré la disparité des valeurs de résistances caractéristiques des différentes structures, les valeurs absolues des résistances d'accès des plus petits diamètres ($\Phi=25 \mu\text{m}$) restent équivalentes. Elle varie du simple au double pour les plus grand diamètre ($\Phi=55 \mu\text{m}$).

Par extrapolation, les valeurs des résistances obtenues pour les différents diamètres de nos 1/2 VCSEL restent tout de même plus élevées que celles relevées dans la littérature pour les VCSEL monolithique pompés électriquement. Les auteurs de la références [1] par exemple mesurent une résistance différentielle d'accès de 30 Ω pour une densité de courant $J=2 \text{ kA/cm}^2$ sur une surface d'injection de $S=30 \mu\text{m}^2$ (diamètre équivalent $=6 \mu\text{m}$) alors que dans notre cas, la résistance équivalente à cette valeur de densité de courant est au moins dix fois plus grande à une densité de courant équivalente. Cette augmentation de la résistance d'accès ne peut malheureusement qu'augmenter la chaleur générée par effet joule dans la structure de 1/2 VCSEL et contribuer à augmenter la température dans la zone active. Nous allons revenir sur l'aspect thermique dans la sous-section (4-1-3).

Afin de quantifier la contribution de chaque couche du 1/2 VCSEL nous avons mesuré les résistances caractéristiques du miroir de Bragg et du reste de la structure séparément. La figure (4-10) montre la mesure de la résistance électrique en fonction de l'inverse de la surface d'injection pour la structure du miroir de Bragg dopé n seul (type 31931) sous densité de

courant de 1 kA/cm^2 . Cette mesure montre que la résistance caractéristique est de l'ordre de $7 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$. La valeur de la résistance caractéristique du miroir de Bragg est donc vingt fois plus petite que la valeur de la résistance caractéristique de toute la structure du 1/2 VCSEL. La contribution du miroir de Bragg dans la résistance d'accès est donc négligeable dans le cas de nos structures.

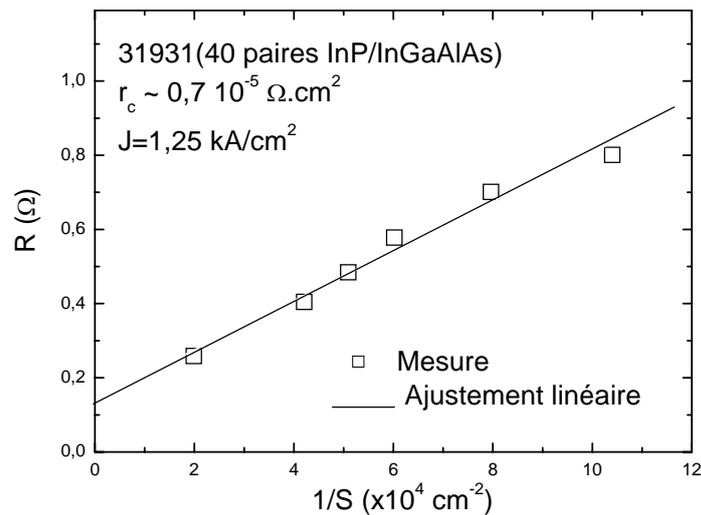


Figure 4- 10: Mesure de la résistance électrique du miroir de Bragg (40 paires InP/InGaAlAs) sur substrat InP. Structure 31931 à une densité de courant de 1 kA/cm^2 .

Nous avons également mesuré la résistance caractéristique sur une structure comprenant uniquement une zone active (type 32236) et une jonction tunnel (type 53730) sur un substrat InP dopé n. La figure (4-11) présente cette mesure à une densité de courant d'injection de 1 kA/cm^2 . Une technologie de diodes identique à celle présentée dans la sous-section (3-1-3) est utilisée pour effectuer cette mesure.

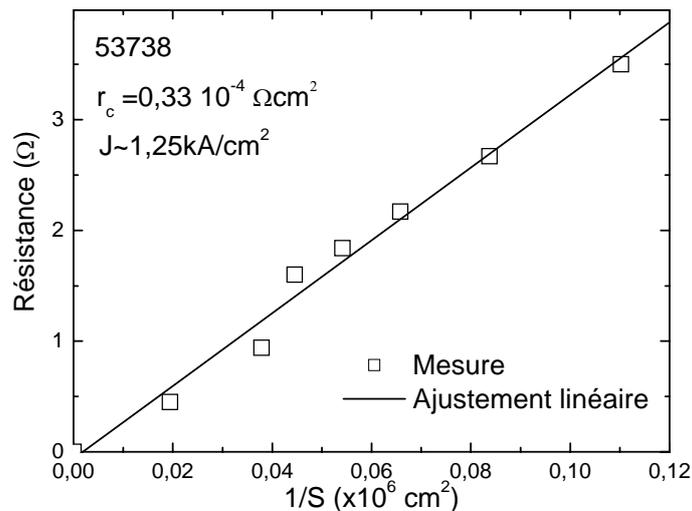


Figure 4- 11: Mesure de la résistance d'accès sur la structure 53738 à une densité de courant de 1,25 kA/cm² sous injection verticale.

La résistance caractéristique est dans ce cas de l'ordre de $0,33 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Cette valeur est supérieure d'un ordre de grandeur à la résistance caractéristique du miroir de Bragg, ce qui confirme que la contribution du miroir de Bragg est négligeable par rapport aux autres éléments du 1/2 VCSEL (n/n⁺/n⁺⁺/p⁺⁺/p⁺/p/i/n). Nous observons que la valeur de résistance caractéristique mesurée dans la figure (4-11) est ~4 à 8 fois plus faible que la résistance caractéristique mesurée sur un dispositifs 1/2 VCSEL avec une structure de couches normalement équivalente (31395/32236/53730). En effet l'incorporation du Béryllium comme dopant type p est très dépendante de la température de croissance par EJM. Il se trouve que le contrôle de la température dans le réacteur de croissance sur des échantillons de petites tailles, est plus difficile que sur une plaque de deux pouces de diamètre. La température de la structure 1/2 VCSEL 31395/32236/53730 (un quart de plaque) a pu être moins bien contrôlée que sur la plaque de test deux pouces (32232/53738). Une mauvaise incorporation du dopant p se traduit directement par une chute de la conductivité dans la jonction tunnel.

4.1.2.1 Mesure de l'homogénéité de l'émission

Après avoir détaillé les mesures des résistances d'accès, nous allons à présent nous intéresser à l'homogénéité du gain dans la surface d'injection. Nous avons pour cela mesuré l'émission en champ proche de l'électroluminescence de la 1/2 VCSEL pour différents diamètres de surface

d'injection. Les mesures sont faites à l'aide d'une caméra infrarouge InGaAs.

Nous allons comparer l'homogénéité de l'émission pour le confinement par jonction tunnel enterrée (BJT) et implantée (IJT). Nous allons également comparer l'influence du niveau de dopage et de l'épaisseur de la dernière couche InP:n du côté du contact d'anode (contact top).

4.1.2.1.1 Homogénéité suivant le type de confinement

La figure (4-12) montre les profils de l'émission en champ proche déduits des images de l'émission des 1/2 VCSEL pour les deux types de confinement du courant d'injection. Ces mesures sont données pour une densité de courant de $\sim 1,25 \text{ kA/cm}^2$. La mesure en champs proche est réalisé avec une caméra infrarouge (CCD InGaAs), elle a un temps d'intégration minimal de $125 \mu\text{s}$ et une gamme spectrale de sensibilité allant de 1000 nm à 1700 nm .

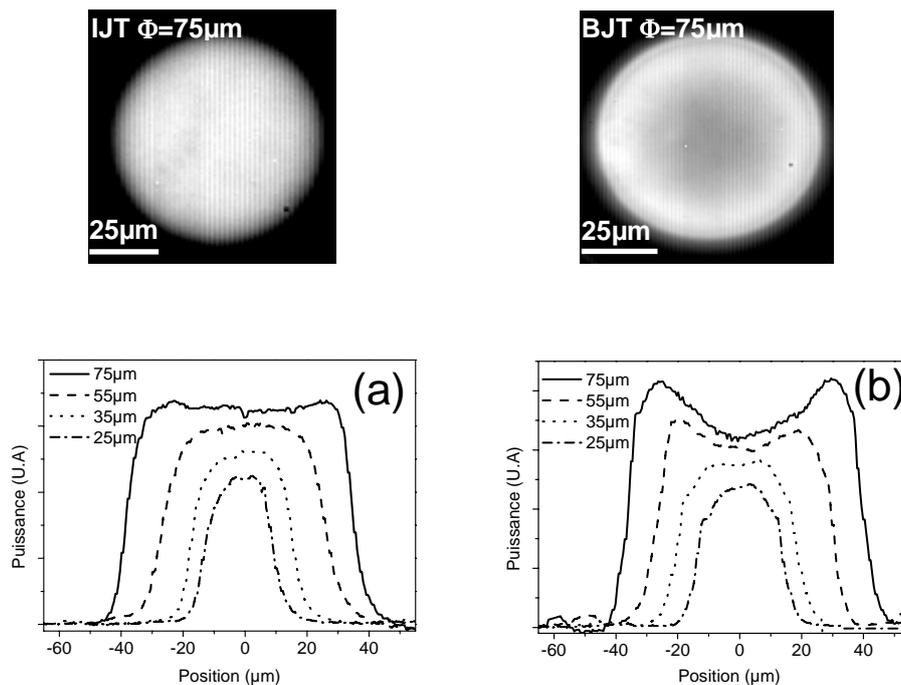


Figure 4- 12: Mesure expérimentale du profil de l'intensité de l'électroluminescence sous injection électrique continue pour une densité de courant autour de $1,25 \text{ kA/cm}^2$ pour différents diamètres de la surface d'injection. (a) Structure de 1/2 VCSEL Min 2644, (b) Structure de 1/2 VCSEL Min 2612.

La mesure montre que le profil d'émission reste homogène pour la structure Min 2644 où le confinement du courant d'injection est assuré par

implantation protonique. Par contre l'émission dans la structure Min 2612 où le confinement du courant d'injection est assuré par une jonction tunnel enterrée devient moins homogène (différence d'intensité de ~15% entre le centre et le bord) pour des diamètres de surface d'injection supérieurs à $35\ \mu\text{m}$.

La figure (4-13) présente la mesure du profil de l'intensité de l'électroluminescence en fonction de la densité de courant d'injection pour un diamètre d'injection de $75\ \mu\text{m}$ sur le 1/2 VCSEL de la structure BJT (31501 / Min 2612 / In2773). Cette mesure vient compléter la mesure de la figure (4-12(b)) pour le confinement de courant d'injection par jonction tunnel enterrée.

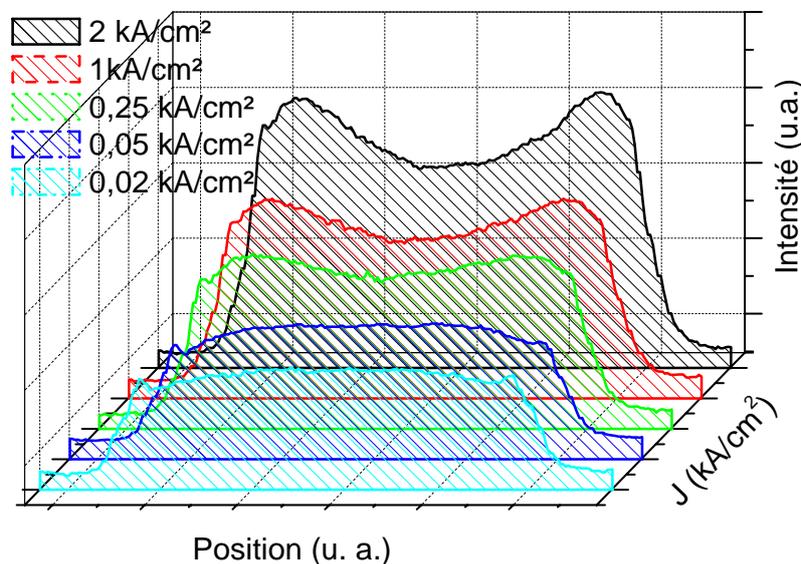


Figure 4- 13: Mesure expérimentale du profil du champ de l'électroluminescence sous injection électrique continue pour différentes valeurs de densité de courant pour un 1/2 VCSEL avec un confinement de courant d'injection par jonction tunnel enterrée (BJT) sur un diamètre de surface d'injection de $75\ \mu\text{m}$. Structure Min2612/In2773.

Le profil de l'injection mesuré est quasi homogène pour les faibles densités de courant d'injection ($<0,25\ \text{kA/cm}^2$), il se dégrade pour les densités de courants supérieures à cette valeur. La dégradation de l'homogénéité de l'émission avec l'augmentation de la densité d'injection pour un confinement par jonction tunnel enterrée (BJT) peut donc être imputé à un échauffement thermique inhomogène sur la surface d'injection et spécifiquement pour les plus grands diamètres ($75\ \mu\text{m}$ et $55\ \mu\text{m}$). L'élévation de la température dans la zone de gain sur les bords de la

surface d'injection est donc moins importante que celle au centre de cette surface. Cette hypothèse se traduit par une dissipation thermique latérale plus importante pour le confinement BJT par rapport au confinement IJT, du fait du remplacement latérale de la couche quaternaire de la jonction tunnel (sur les structures BJT) par la couche InP de la reprise d'épitaxie. Nous allons voir dans la sous-section (4-1-3) que la comparaison des valeurs des résistances thermiques mesurées des structures avec les deux techniques de confinement de courant d'injection vient elle aussi appuyer cette hypothèse.

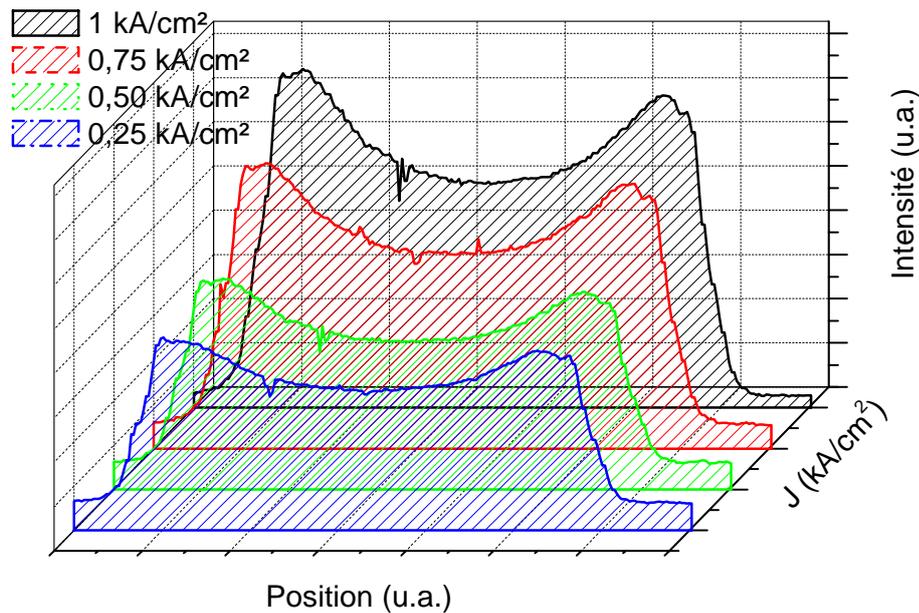


Figure 4- 14: Mesure expérimentale du profil du champ de l'électroluminescence sous injection électrique pulsée pour différentes valeurs de densité de courant pour un 1/2 VCSEL avec un confinement de courant d'injection par jonction tunnel enterrée (BJT) sur un diamètre de surface d'injection de $75 \mu\text{m}$. Structure Min 2612/In 2773.

Cependant, la mesure du profil du champ émis sous injection pulsée montré sur la figure (4-14) vient infirmer l'hypothèse faite précédemment. La mesure du profil d'émission en régime d'injection pulsée montre une inhomogénéité de l'émission pour une densité de courant d'injection de l'ordre de $1,25 \text{kA}/\text{cm}^2$. Il est à noter que le rapport cyclique choisi pour cette mesure ($1 \mu\text{s}/100 \mu\text{s}$) est normalement suffisant pour limiter l'auto-échauffement thermique dans la structure. L'inhomogénéité de l'émission l'injection dans un confinement BJT peut donc probablement être expliquée par une inhomogénéité de l'injection des porteurs dus à la reprise d'épitaxie de la jonction tunnel gravée. Nous n'avons malheureusement pas pu tester

d'autres structures avec ce type de confinement pour justifier cette hypothèse.

4.1.2.1.2 Homogénéité suivant le dopage et l'épaisseur et de la couche InP:n supérieure

Nous avons effectué la mesure d'homogénéité de l'émission pour la structure de 1/2 VCSEL 31395/32236/53730 où le confinement est réalisé par implantation protonique de la jonction tunnel, et où le dopage de la couche InP:n supérieure est de l'ordre de 1×10^{18} atomes/cm² (avec ~ 1000 nm d'épaisseur), soit équivalent (voire inférieur) au dopage de cette même couche dans la structure à jonction tunnel enterrée Min 2612 (figure 4-13(b)). La figure (4-15) montre le profil d'injection mesuré pour les deux plus grands diamètres de surface d'injection.

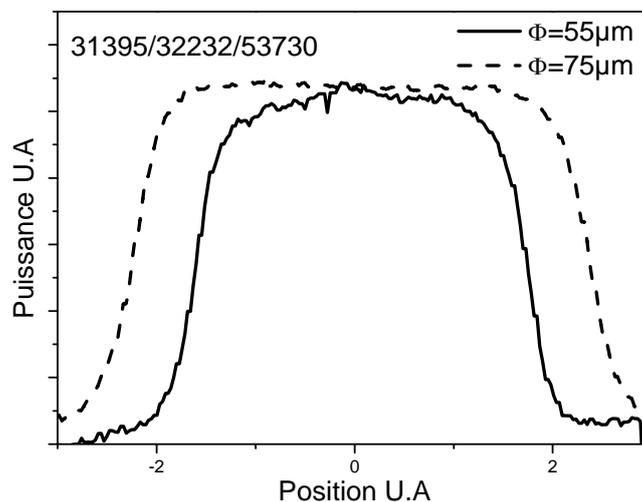


Figure 4- 15: Mesure expérimentale du profil du champ de l'électroluminescence sous injection électrique continue pour une densité de courant autour de $1,5 \text{ kA/cm}^2$ pour les diamètres de $75 \mu\text{m}$ et de $55 \mu\text{m}$ d'un 1/2 VCSEL de la structure 31395/32236/53730.

L'émission reste homogène pour des diamètres de surface d'injection de $75 \mu\text{m}$ et pour des densités de courant supérieures à $2,5 \text{ kA/cm}^2$. Cette mesure vient donc confirmer la suprématie du confinement pas jonction tunnel implantée pour l'homogénéité de l'émission des grands diamètres de surface d'injection.

Nous avons effectué également la mesure du profil de l'émission sur la structure Min 2293/Min 2644 en réduisant cette fois l'épaisseur de la couche InP:n supérieure de sa valeur initiale de 1000 nm à une épaisseur de

~200 nm (par gravure humide). Comparativement aux précédentes mesures de profils des sur les la structure Min 2612 (BJT), le profil de l'émission reste homogène pour des densités de courant supérieures à 2 kA/cm² pour des diamètres de surface d'émission de 75 µm. Cette mesure est illustrée dans la figure (4-16).

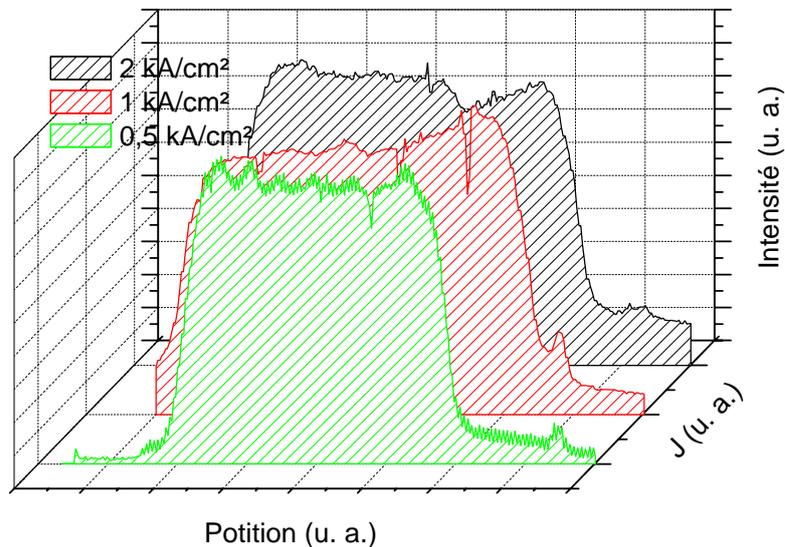


Figure 4- 16 : Mesure expérimentale du profil du champ de l'électroluminescence sous injection électrique continue pour différentes valeurs de densité de courant d'un diamètre de surface d'injection de 75 µm sur la structure Min 2293/Min 2644. La couche InP:n supérieure est amincie par gravure humide à 200 nm.

Nous rappelons que le niveau de dopage de cette couche est de l'ordre de 5×10^{18} atomes/cm². Toutefois, il aurait encore été plus intéressant de faire cette même mesure sur un 1/2 VCSEL avec une couche InP:n supérieure dopée à 1×10^{18} atomes/cm² garantissant un niveau de pertes optiques faible afin d'avoir une information supplémentaire de l'influence de l'épaisseur et du dopage de cette couche dans l'homogénéité de l'émission (cette mesure est en cours).

L'étude de l'homogénéité de l'émission dans le 1/2 VCSEL montre que :

- L'homogénéité de l'émission est meilleure pour le confinement du courant d'injection par jonction tunnel implantée par rapport au confinement du courant d'injection par jonction tunnel enterrée.

- Une couche InP:n ayant une épaisseur de $\sim 1 \mu\text{m}$ avec un niveau de dopage de 1×10^{18} atome/cm³ est adéquate pour permettre une émission homogène dans les structures où le confinement est fait par jonction tunnel implantée.

En conclusion, nous avons présenté dans cette sous-section l'étude des caractéristiques électriques des 1/2 VCSEL. Nous avons présenté les mesures des résistances caractéristiques ainsi que les mesures d'homogénéité de l'émission dans la surface d'injection électrique.

4.1.3 Caractérisation thermique

Nous allons présenter dans cette partie la mesure des résistances thermiques des dispositifs de 1/2 VCSEL. La méthode de mesure consiste à relever la variation de la longueur d'onde $\Delta\lambda$ du signal d'électroluminescence du 1/2 VCSEL en fonction de la température en régime pulsé qui a pour effet d'éliminer les effets thermiques, puis dans un second temps, relever la variation $\Delta\lambda$ en fonction de la puissance électrique continue injectée et à température ambiante. L'équation (4-4) donne la définition de la résistance thermique effective.

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{th}} = \frac{\Delta T}{\underbrace{\Delta\lambda}_{\text{Courant pulsé}}} \times \frac{\Delta\lambda}{\underbrace{P_{th}}_{\text{Courant continu}}} \quad (4.4)$$

où

- ΔT représente l'élévation moyenne de la température considérée dans notre cas dans la zone des puits quantiques.
- P_{th} représente la puissance thermique générée dans la structure
- $\Delta\lambda$ représente la variation de la longueur d'onde

Dans un schéma général, nous pouvons considérer que la puissance thermique générée dans la structure n'est qu'une partie de la puissance électrique injectée. L'autre partie de la puissance électrique injectée est transformée en puissance optique.

Pour la mesure de la résistance thermique, nous avons considéré la contribution de la puissance thermique générée par effet Joule comme étant la principale source de chaleur dans le 1/2 VCSEL. En négligeant les effets d'élévation de la température engendrés par les émissions non radiatives dans la zone de puits quantiques.

Nous avons tracé sur la figure (4-17) une caractéristique I(V) pour un diamètre de surface d'injection de 55 μm . Pour une densité de courant autour de 1,25 kA/cm², la puissance par effet joule représente environ 65% de la puissance électrique injectée. Le reste de la puissance injectée est réparti entre l'émission radiative (puissance optique en sortie) et une émission non radiative qui contribue elle, à l'échauffement de la zone active. Dans les VCSEL pompés électriquement, les rendements en sortie sont compris généralement entre 10% et 20% [3]. Dans notre cas la puissance thermique à dissiper considérée représente dans un cas pessimiste ~80% de la puissance thermique générée dans le dispositif. Faire cette considération pour trouver la résistance thermique revient donc à maximiser la résistance thermique.

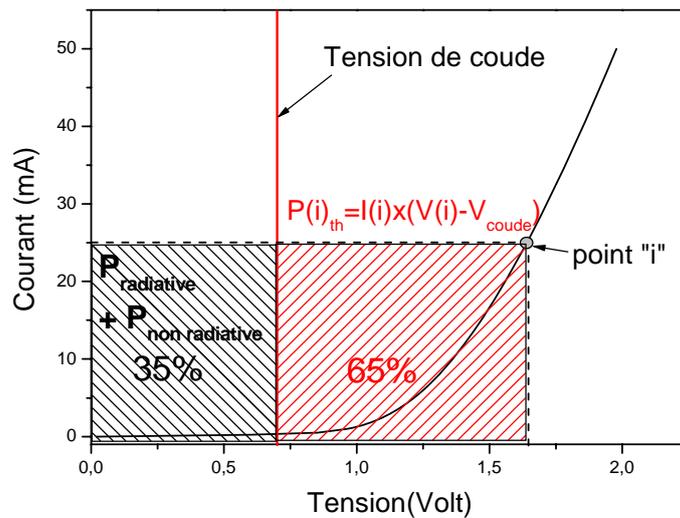


Figure 4- 17: Caractéristique I(V) sur un 1/2 VCSEL de la structure Min2644 avec un diamètre de surface d'émission de 55 μm .

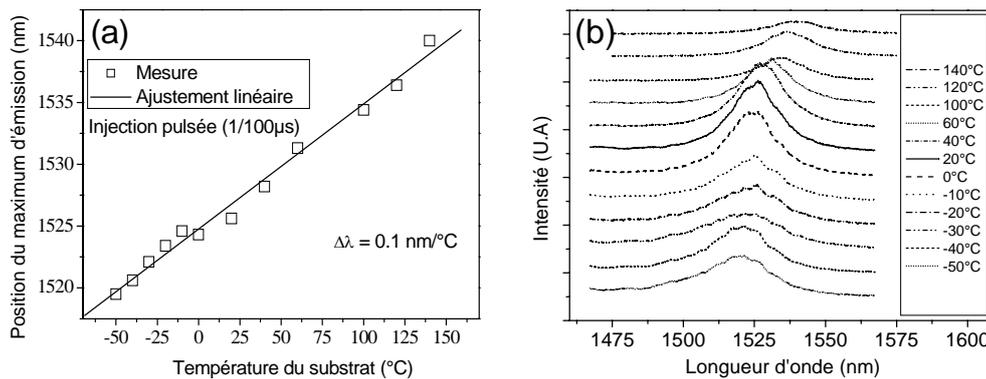


Figure 4- 18: (a) Mesure expérimentale de la variation du maximum du spectre de l'électroluminescence (mode de la demi-cavité) en fonction de la température du substrat en régime d'injection pulsée (1/100 μs) sur 1/2 VCSEL de la plaque 71704 de diamètre 50 μm . (b) Spectres mesurés.

La figure (4-18) montre la mesure expérimentale de la variation du maximum du spectre de l'électroluminescence en fonction de la température sous injection électrique pulsée. Nous supposons que le rapport cyclique choisi (1 μs /100 μs) de courant pulsé n'engendre pas d'élévation de la température dans la zone active, la température de cette dernière est donc assimilée à la température imposée au substrat fixée par le système de régulation en température. Cette mesure traduit la variation du mode de cavité en fonction de la température de la zone active. Nous

avons relevé une variation de 0,1 nm/K pour la structure 71704. Cette valeur est une valeur typique dans les matériaux GaAs et InP [1],[2]. Il est à noter que cette mesure ne dépend pas de la surface d'injection.

La figure (4-19) montre les variations du maximum du spectre d'électroluminescence en fonction de la puissance thermique dans le 1/2 VCSEL pour la structure 71704. Cette mesure est donnée pour trois diamètres de surface d'injection. Les valeurs obtenues varient de manière linéaire avec une erreur de 3% pour les grands diamètres et de 10% pour le plus petit diamètre.

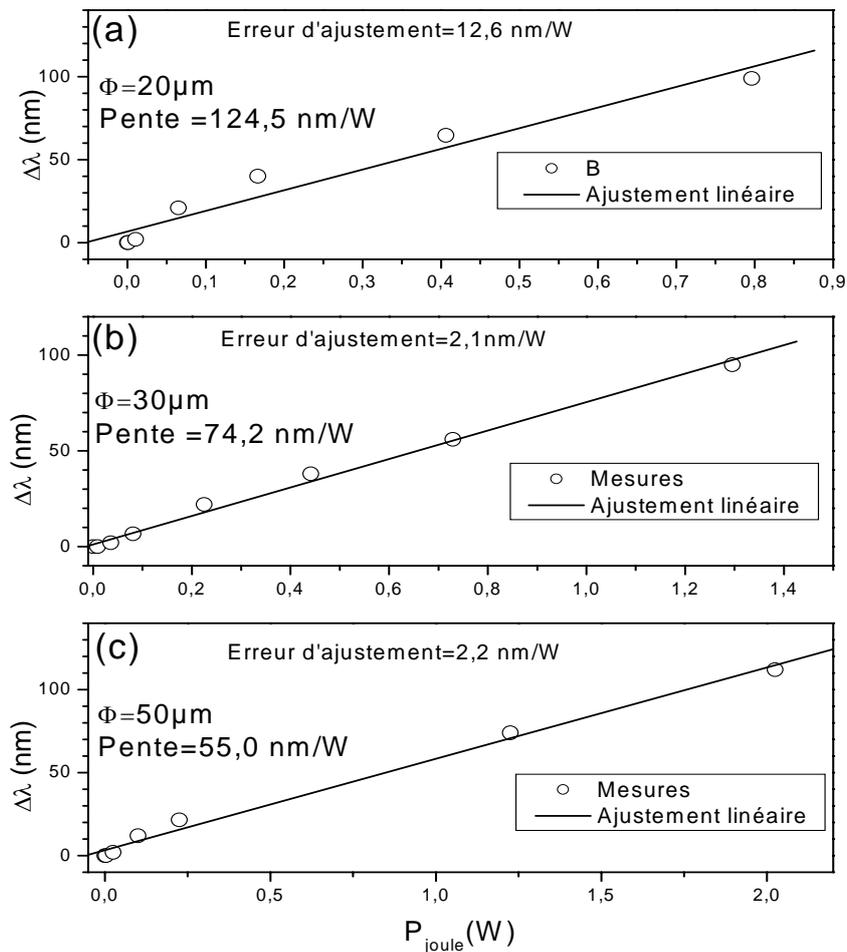


Figure 4- 19: Mesure expérimentales de la variation du maximum de l'électroluminescence en fonction de la puissance dissipée par effet joule pour des diamètres de surface d'injection effectifs de 20 μm , 30 μm et 50 μm de la structure 71704.

Le tableau suivant résume les valeurs des résistances thermiques obtenues suivant l'expression (4-4) pour différents diamètres de surface d'injection

des différentes structures de 1/2 VCSEL. Nous avons choisi de représenter les valeurs des résistances thermiques qui présentent des différences dans la fabrication et la spécification des couches.

Structure	Type de confinement de l'injection	Diamètres d'ouverture du masque	75 μ m	55 μ m	35 μ m	25 μ m	16 μ m
			R_{th} (K/W)				
1	BJT	R_{th} (K/W)	197	252	495	740	1076
2	IJT	R_{th} (K/W)	342	536	856	1380	-
3	IJT	R_{th} (K/W)	-	550	742	1245	-

Tableau 4- 2: Résistances thermiques pour différents diamètres de surface d'injection des 1/2 VCSEL issus des structures 31501 /Min2612 /In2773 (Structure 1), Min2294 / Min2644 (Structure 2), et 71704 (Structure 3). BJT pour un confinement avec jonction tunnel enterrée, IJT pour un confinement par implantation protonique de la jonction tunnel.

Afin de mieux comparer ces valeurs, nous les avons présentées sur la figure (4-20) en fonction de l'inverse du diamètre de la surface d'injection.

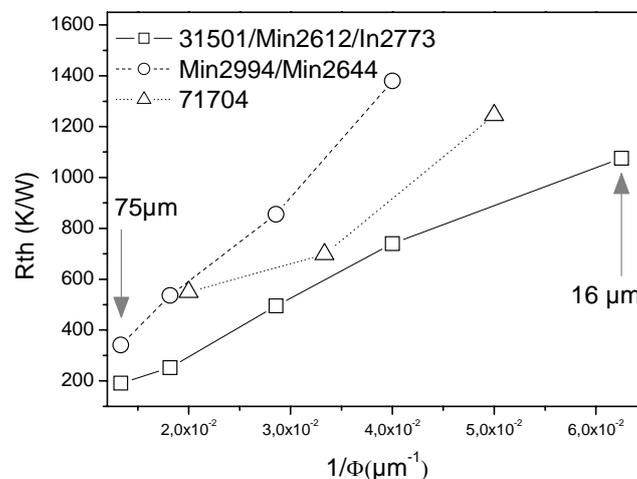


Figure 4- 20: Résistances thermiques en fonction de l'inverse du diamètre pour les dispositifs de 1/2 VCSEL Min2294/Min2644, 31501/Min2612/In2773 et 71704.

Dans un premier temps, nous pouvons comparer les structures suivant le type de confinement du courant d'injection. La structure 1/2 VCSEL avec un confinement par jonction tunnel enterrée (31501/Min 2612/In 2773) présente des valeurs de résistances thermiques plus basses que pour un confinement par jonction tunnel implantée (Min 2294/Min 2644). Cette diminution peut être imputée à la dissipation latérale de la chaleur via la

couche d'InP de la reprise d'épitaxie dans le cas de la BJT. Les couches en quaternaire présentent dans le cas de la jonction tunnel implantée limitent la dissipation de chaleur latéralement et agissent comme une barrière thermique.

Dans un deuxième temps, nous pouvons comparer les résistances thermiques des structures de 1/2 VCSEL (IJT). Les valeurs des résistances thermiques de la structure 71704 sont meilleures que celles mesurées pour la structure Min 2294/Min 2644. Nous pouvons imputer cette diminution de la résistance thermique à la diminution des épaisseurs des couches en quaternaires dans la jonction tunnel mais aussi dans la zone active (Couches SCH).

Nous allons à présent étudier l'évolution de la résistance thermique en fonction du diamètre de la surface d'injection.

La figure (4-21) montre les précédentes mesures des résistances thermiques de la structure Min 2294/Min 2644 tracées cette fois en fonction du diamètre de la surface d'injection. Nous avons également tracé sur cette figure les résistances thermiques calculées suivant le modèle 1D cité dans la section (3-1). Cette figure montre que pour les diamètres de surface d'injection supérieurs à 35 μm , la résistance thermique a tendance à évoluer suivant le modèle 1D. Pour les plus petits diamètres, ce modèle thermique ne traduit plus l'évolution de la résistance thermique.

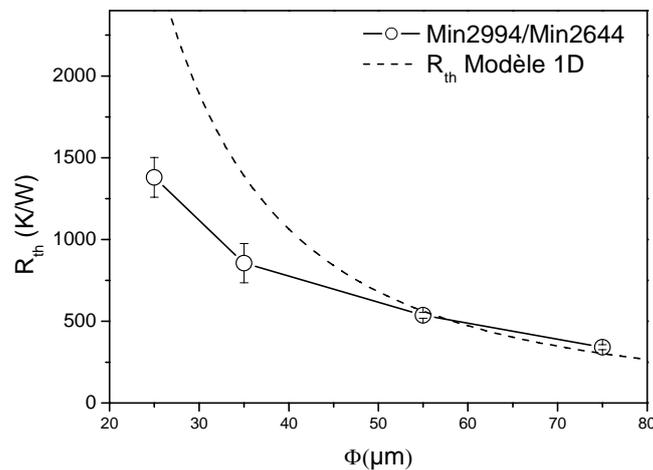


Figure 4- 21: Résistances thermiques en fonction du diamètre de la surface d'injection. (Trait continu) Mesure sur Min2294/Min2644. (Trait discontinu) Modèle 1D décrit dans la partie (3-1).

Nous trouvons dans la littérature [4],[5], la description de modèles dits "2D" pour décrire les échauffements dans les structures de VCSEL. Cette approche prend en compte la propagation latérale du flux de chaleur dans un empilement semiconducteur. La figure (4-22) schématise la propagation du flux de chaleur dans un VCSEL suivant un modèle 1D et 2D.

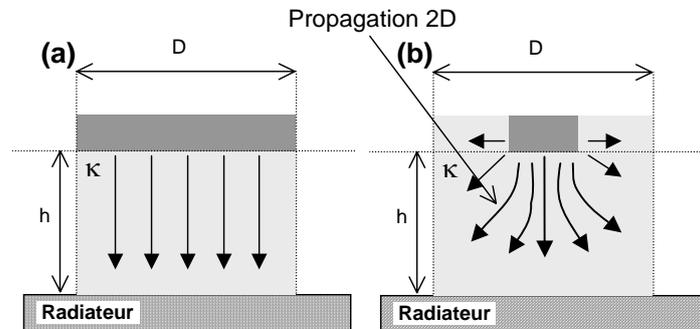


Figure 4- 22: Propagation du flux de chaleur dans un modèle 1D (a) et dans un modèle 2D (b).

Dans un modèle 2D, la résistance thermique regroupe, la contribution d'une résistance thermique dite uniforme (1D) où le flux de chaleur se propage verticalement sous la source de chaleur, et une résistance thermique dite non-uniforme où le flux de chaleur se propage sous la source de chaleur dans les deux directions, horizontale et verticale. La résistance thermique non-uniforme varie inversement au diamètre.

En conclusion, nous avons présenté dans cette sous-section la mesure expérimentale des résistances thermiques des dispositifs 1/2 VCSEL. cette mesure a permis de mettre en évidence une meilleure dissipation thermique dans les structures de 1/2 VCSEL où le confinement est assuré par une jonction tunnel enterrée en raison de la dissipation latérale de la chaleur dans la couche InP de la reprise d'épitaxie. Ceci indique d'il est très important de diminuer au maximum l'épaisseur des couches en matières quaternaire dans la structure (dans notre cas, les couches de jonction tunnel et des couches SCH de la zone active).

4.1.4 Conclusion

L'étude des paramètres optiques, électriques et thermiques nous a permis d'aboutir aux conclusions suivantes:

L'effet laser sur les structures Min 2612, et Min 2644 pourra être difficile à atteindre en raison du décalage entre le maximum de l'émission des puits quantiques et le maximum de la réflectivité du miroir de Bragg et traduit la difficulté de l'alignement entre la cavité et le spectre de gain du 1/2 VCSEL.

La comparaison des résistances caractéristiques par extrapolation des valeurs de résistances de la littérature montre que nos structures présentent des valeurs relativement élevées. Ceci va engendrer plus de génération de chaleur par effet joule dans les structures et augmenter l'élévation de la température dans la zone active.

Le confinement du courant d'injection par jonction tunnel enterrée par rapport à un confinement avec une jonction tunnel implantée permet une évacuation plus efficace de la chaleur. Cependant, une jonction tunnel enterrée accuse une non-uniformité de l'émission dans la surface d'injection. Ce phénomène peut favoriser une émission sur un mode de cavité transverse supérieur du fait que le gain est plus grand sur les bords de la surface d'injection.

4.2 VESCEL en cavité externe

Nous allons présenter dans cette partie l'assemblage des dispositifs 1/2 VCSEL dans une cavité externe pour former le VECSEL. Nous allons utiliser des cavités de géométrie plan-concave de deux types. Le premier type correspond à une cavité dite "courte" d'une longueur inférieure à $100\ \mu\text{m}$ où le 1/2 VCSEL est assemblé avec un miroir concave de rayon de courbure de $200\ \mu\text{m}$ directement moulé sur l'extrémité clivée d'une fibre optique monomode. Le second type de cavité est dite "longue" elle présente une longueur de $\sim 10\ \text{mm}$ où le 1/2 VCSEL est assemblé avec un miroir externe de rayon de courbure de $10\ \text{mm}$.

4.2.2 VECSEL en cavité courte:

Comme évoqué dans la section (2-1) du chapitre 2, les VECSEL en cavité courte sont des configurations où l'émission laser se fait sur un seul mode Fabry-Pérot compte tenu de l'ISL de la cavité. Dans notre cas, nous avons assemblé le 1/2 VCSEL dans une cavité de longueur inférieure à $100\ \mu\text{m}$. La géométrie de la cavité est de type plan-concave. Le miroir externe est collé sur une fibre optique monomode.

Nous allons présenter dans cette partie le miroir externe et la configuration de la cavité courte. Nous allons par la suite présenter les résultats obtenus en régime laser concernant la puissance de sortie et l'accordabilité en longueur d'onde de l'émission.

4.2.2.1 Le miroir externe

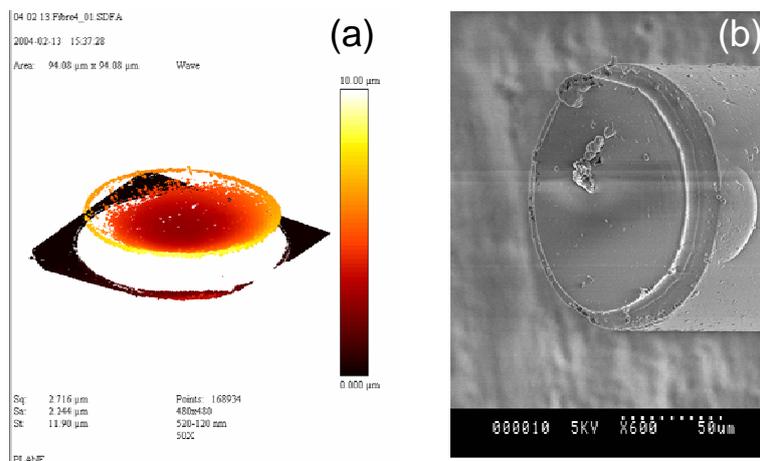


Figure 4- 23: Miroir fibré. (a) Profil 3D, (b) Observation au microscope électronique à balayage (MEB).

Le miroir externe assemblé avec le 1/2 VCSEL est un monomère collé sur un bout clivé droit d'une fibre optique monomode. Il est moulé pour présenter une géométrie concave. La fabrication de ce miroir a été initialement proposée par *Corning* pour réaliser des micro interféromètres Fabry-Pérot [9][10]. Dans notre cas, un traitement haute réflectivité est réalisé pour assurer une réflexion supérieure à 99,7% à une longueur d'onde de 1,55 μm . La figure (4-23) présente le profil du miroir fibré déduit des mesures interférométriques en lumière blanche ainsi qu'une observation au microscope électronique à balayage. Le rayon de courbure du miroir a été déduit de son profil 3D. Il est de l'ordre de 200 μm . Le diamètre du miroir est de 100 μm .

4.2.2.2 Cavité

La figure (4-24) schématise le VECSEL en cavité courte. Le 1/2 VCSEL est collé sur une plaque métallique régulée en température, le miroir fibré est fixé à un support permettant de le régler en rotation (sur trois axes de rotation). Le tout (fibre + support) est aligné verticalement à la structure 1/2 VCSEL et est monté sur un élément piézo-électrique. Ce dernier permet un déplacement de 200 nm/Volt avec une précision de 20 nm (données du constructeur) dans les trois directions (x , y , z).

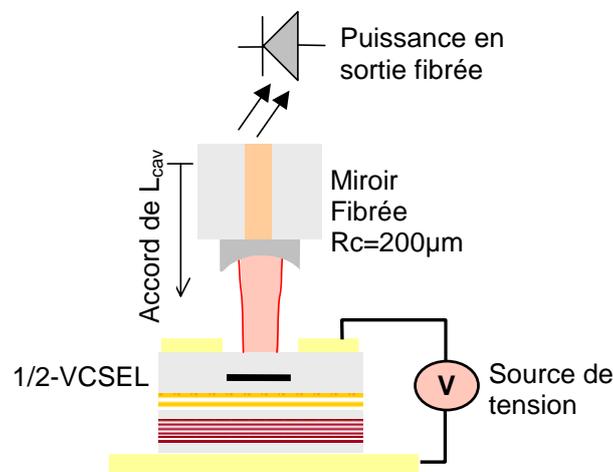


Figure 4- 24: Schéma du montage du VECSEL en cavité courte.

La figure (4-25 (a)) montre la courbe de stabilité du mode fondamental gaussien dans la configuration du VECSEL en cavité courte. La longueur de la cavité est ajustée de façon à avoir les modes Fabry-Pérot suffisamment espacés pour assurer une émission sur un seul mode longitudinal tout en ayant le plus grand waist possible. Nous avons représenté en zones non hachurées l'intervalle de la longueur de la cavité dans lequel nous avons travaillé. Dans cet intervalle, l'ISL varie de 18 nm à 25 nm pour avoir une émission laser monomode longitudinale.

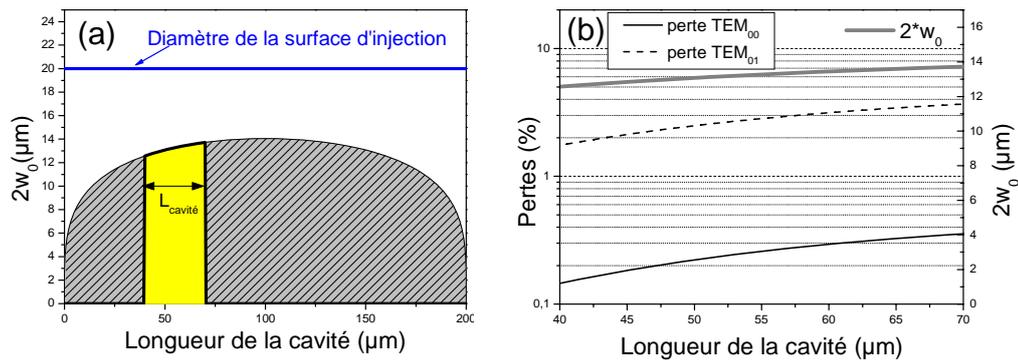


Figure 4- 25: (a) Courbe de stabilité du mode fondamental gaussien dans le VECSEL en cavité courte avec un rayon de courbure de miroir externe de 200 µm. (b) Pertes de recouvrement des modes TEM_{00} et TEM_{01} dans la gamme de longueur de cavité de travail.

La figure (4-25 (b)) présente les pertes de recouvrement estimées pour le mode fondamental gaussien TEM_{00} et le mode TEM_{01} en supposant un absorption de 100% hors de la surface d'injection, dans la gamme de longueur de cavité de travail (indiquée sur la figure 4-24(a)). Les pertes du mode fondamental sont inférieures à 0,3% alors qu'elles sont dix fois plus importantes pour le mode TEM_{01} . La valeur du diamètre du faisceau sur la surface du 1/2 VCSEL ($=2w_0$) est de 13 ± 1 µm.

4.2.2.3 Emission laser

L'émission laser a été obtenue sous injection continue à température ambiante. La figure (4-26) montre la puissance de sortie récoltée à la sortie de la fibre monomode en fonction du courant injecté en régime d'injection continu et pulsé pour un 1/2 VCSEL de diamètre de 20 µm.

La densité de courant de seuil obtenue en injection électrique continue est de 2,5 kA/cm² contre 1,8 kA/cm² pour une injection électrique pulsée (1/20 µs). Nous observons une limitation de la puissance émise en régime d'injection continu qui est probablement due aux échauffements thermiques dans la structure car l'effet de limitation reste absent pour une injection en régime pulsé. Le spectre mesuré associé à la précédente mesure montre une émission sur un seul mode de la cavité Fabry-Pérot à une longueur d'onde de 1533 nm avec une valeur du SMSR (Side Mode Suppression Ratio) de l'ordre de 20 dB.

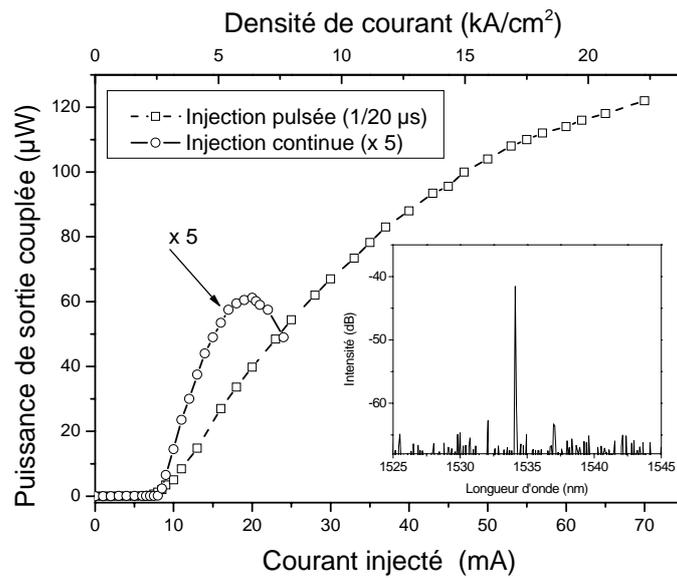


Figure 4- 26: Puissance couplée en sortie de la fibre monomode en fonction du courant injecté (axe du bas) et de la densité de courant injectée (axe du haut) en régime d'injection pulsé (1/20μs) et continu pour un VECSEL en cavité courte de diamètre de surface d'injection de 20 μm à température ambiante. Insert: Spectre mesuré de l'émission laser.

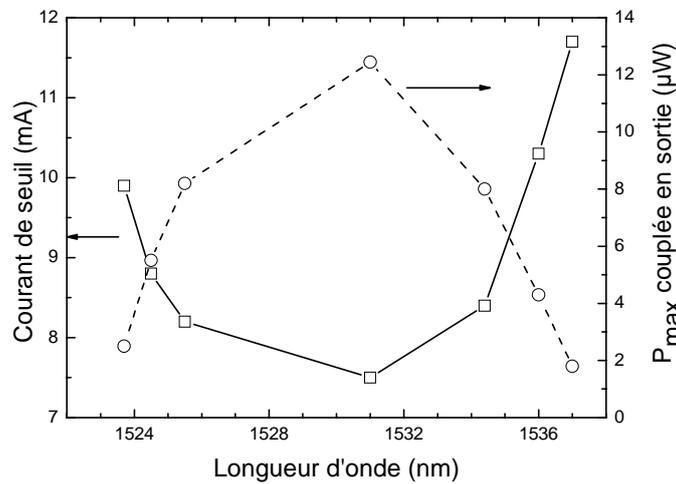


Figure 4- 27: Puissance maximale couplée en sortie (axe de droite) et courant de seuil (axe de gauche) en fonction de la longueur d'onde d'émission pour un VECSEL en cavité courte avec un diamètre d'injection de 20 μm sous injection électrique continue et à température ambiante.

La figure (4-27) montre l'évolution du courant de seuil et de la puissance maximale récoltée en sortie en fonction de la longueur d'onde d'émission sous injection électrique continue et à température ambiante. La longueur d'onde laser est accordée par commande piézoélectrique (modification de la longueur de la cavité externe).

La figure (4-28) montre la mesure de la longueur d'onde d'émission en fonction de la tension de l'élément piézoélectrique pour une injection de courant continue est pulsée.

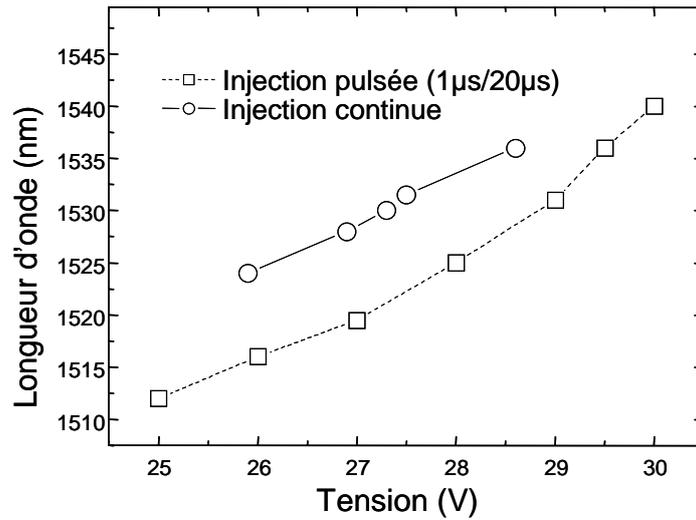


Figure 4- 28: Longueur d'onde d'émission en fonction de la tension de l'élément piézoélectrique pour une injection continue (cercles) et une injection pulsée (carrées).

L'émission laser a pu être accordée sur un intervalle de longueur d'onde de 15 nm pour une longueur de la cavité de l'ordre de 65 μm en régime d'injection électrique continu. En régime pulsé, nous avons obtenu 25 nm d'accordabilité continue pour une longueur de cavité de l'ordre de 45 μm . Le courant de seuil augmente sur les extrémités de cette gamme d'accordabilité du fait de la diminution du gain des puits quantiques et de la réduction de la réflectivité du miroir de Bragg dans le 1/2 VCSEL, en supposant que les pertes internes dans la cavité résonnante restent invariantes.

La variation de la longueur de la cavité nécessaire pour passer d'une émission à une longueur λ_0 d'un mode Fabry-Pérot d'ordre "p" à une émission à la même longueur d'onde du mode Fabry-Pérot d'ordre supérieur est noté ΔL . Les relations suivantes donnent son expression.

$$\lambda_0 = \lambda_p = \frac{2L_1}{p} = \lambda_{p+1} = \frac{2L_2}{p+1} \quad (4.5)$$

soit:

$$\Delta L = |L_1 - L_2| = \frac{\lambda_0}{2} \quad (4.6)$$

où L_1 et L_2 sont les longueurs de la cavité Fabry-Pérot pour que les modes "p" et "p+1" soient tous deux placés à une longueur d'onde " λ_0 ".

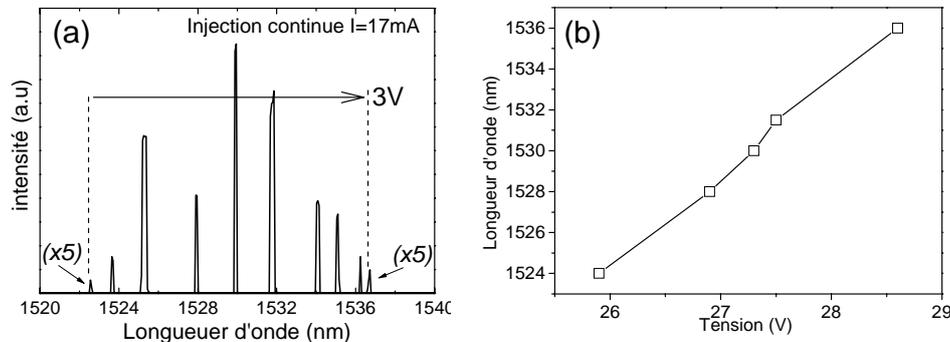


Figure 4- 29: (a) Spectres mesurés pour différentes valeurs des tensions de l'élément piézoélectrique. (b) Longueur d'onde d'émission en fonction de la tension appliquée à l'élément piézoélectrique.

La figure (4-29 (a)) présente les spectres mesurés à différentes valeurs de la longueur d'onde d'émission. La figure (4-29 (b)) présente la longueur d'onde d'émission en fonction de la tension appliquée à l'élément piézoélectrique. Pour accorder l'émission laser de 15 nm pour une injection en régime pulsé, il faut appliquer une variation de la tension à l'élément piézoélectrique de 3 V. Cette valeur correspond à une variation de 600 nm de la longueur de la cavité, en considérant un déplacement typique de l'élément piézoélectrique de 0,2 $\mu\text{m}/\text{V}$. Dans ce cas, l'ISL mesuré est de 18 nm (Spectre en régime pulsé pour la même longueur de la cavité). Le calcul suivant l'expression (4-7) donne un déplacement de 765 nm (mode de cavité d'ordre $p=85$), cette valeur calculée est en bon accord avec la variation de la longueur de cavité pour une variation de l'émission de 15 nm.

L'originalité de la configuration de cette cavité courte est le fait d'utiliser un miroir externe solidaire à une fibre optique monomode. Cette configuration a pour avantage par rapport aux VCSEL avec des miroirs électromécaniques [11]-[12] de simplifier le couplage de la puissance de sortie.

En conclusion, nous avons présenté dans cette partie une configuration de VECSEL en cavité courte. L'émission laser a été démontrée à une température ambiante et avec une densité de courant de seuil de 2,5 kA/cm^2 . 15 nm d'accordabilité continue de la longueur d'onde du

faisceau émis ont été obtenus en régime continu de l'injection électrique pour une longueur moyenne de cavité de $65\ \mu\text{m}$. Cette gamme d'accordabilité continue peut être étendue à $25\ \text{nm}$ avec une cavité plus courte (et donc un waist plus petit) en régime d'injection impulsionnelle. Ces premières performances semblent limitées par les effets thermiques dans notre structure 1/2 VCSEL.

4.2.1 VECSEL en cavité longue

Comme déjà évoqué dans la section (2-3) du chapitre 2, les VECSEL dans les cavités longues sont les configurations de cavité où l'émission laser peut se faire sur plusieurs modes Fabry-Pérot. Dans cette partie, nous allons présenter le miroir externe de cavité utilisé, les spécificités de la configuration de la cavité résonante et enfin les résultats obtenus en régime laser.

4.2.1.1 Cavité

Le 1/2 VCSEL est assemblé avec un miroir commercial concave de rayon de courbure de 10 mm, fabriqué en silice fondue et traité sur sa face concave pour garantir une réflectivité supérieure à 99,7% à une longueur d'onde de 1,55 μm . Un traitement anti-reflet est réalisé sur sa face plane assurant une réflexion inférieure à 0,5%.

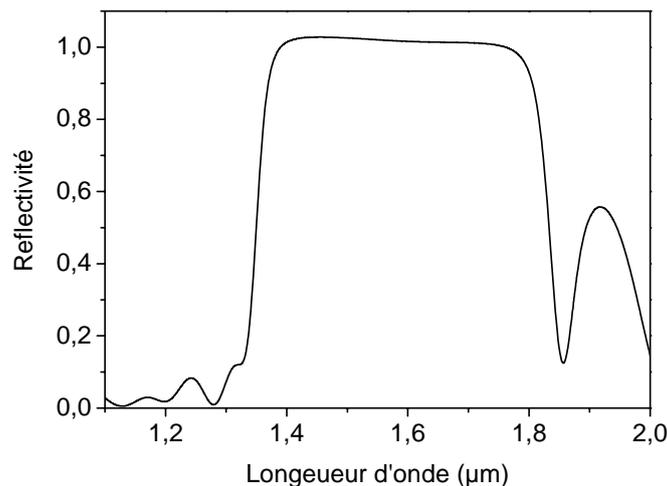


Figure 4- 30: Mesure FTIR sur le dépôt Haute réflectivité du miroir externe du VECSEL en cavité longue.

La figure (4-30) montre une mesure FTIR sur le dépôt haute réflectivité. La valeur de la stop-band est de l'ordre de 450 nm.

La figure (4-31) est un schéma de principe du VECSEL en cavité longue. La puce 1/2 VCSEL est soudée sur une plaque de cuivre dorée. Une colle thermique permet de fixer ensuite la plaque à un élément en cuivre permettant la régulation de la température de 10 °C à 30 °C. Le miroir externe est monté sur un support permettant l'ajustement de sa rotation sur trois axes, le tout est monté sur le même élément piézo-électrique utilisé pour les VECSEL en cavité courte. Le faisceau émis en sortie est couplé en

espace libre soit à une photodiode pour récolter la puissance de sortie, soit à un analyseur de spectre optique (OSA) pour mesurer le spectre, soit à une caméra infrarouge, pour visualiser le faisceau émis.

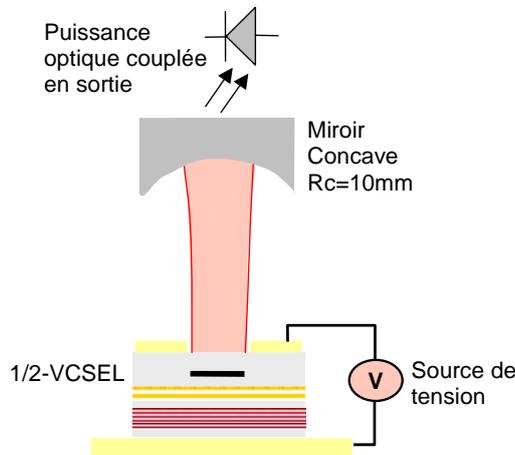


Figure 4- 31: Schéma de principe du VECSEL en cavité longue.

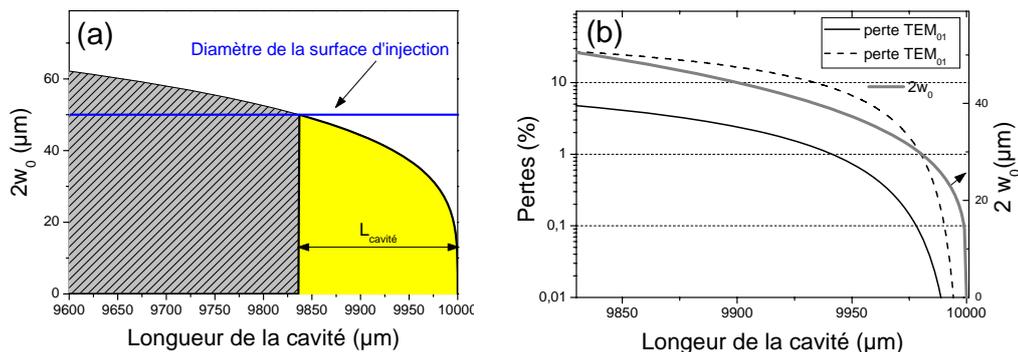


Figure 4- 32: (a) Courbe de stabilité du mode fondamental gaussien dans le VECSEL en cavité longue avec un rayon de courbure de miroir externe de 10 mm. (b) Pertes de recouvrement des modes TEM_{00} et TEM_{01} dans la gamme de longueur de cavité de travail pour un diamètre de la surface d'injection de $50 \mu\text{m}$. $2w_0$ représente deux fois le waist à $1/e^2$ du mode fondamental stable dans la cavité plan-concave.

La figure (4-32 (a)) montre le tracé de la courbe de stabilité de la cavité plan concave avec le miroir de rayon de courbure de 10 mm. Les longueurs de travail de la cavité sont indiquées dans la zone non hachurée de la courbe de stabilité. Cette zone est déterminée de façon à ce que la valeur de $2w_0$ (où w_0 est le waist à $1/e^2$ du mode fondamental stable) soit inférieure à la valeur du diamètre de la surface d'injection. Nous avons choisi de

représenter ici (figure (4-32(a))) le cas d'un diamètre de surface d'injection de $50\ \mu\text{m}$.

La figure (4-32 (b)) montre les pertes de recouvrement estimées pour les modes TEM_{00} et TEM_{01} suivant les hypothèses données dans la section (2-2) du chapitre 2 dans la gamme de longueur de cavité de travail et pour un diamètre de la surface d'injection de $50\ \mu\text{m}$. Minimiser les pertes de recouvrement revient naturellement à se rapprocher de la limite de stabilité. Pour avoir des pertes de recouvrement de l'ordre de 0,1% (qui représentent une grandeur dix fois plus petite que les pertes totales tolérées dans la cavité résonnante) sur le mode TEM_{00} , il faut se placer à $25\ \mu\text{m}$ de la limite supérieure de la courbe de stabilité. Pour les dispositifs de plus petits diamètres de surface d'injection ($30\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$), avoir ce même niveau de perte du mode TEM_{00} , revient à se rapprocher encore plus de la limite de stabilité, ce qui pose le problème de la sensibilité de la stabilité de la cavité aux bruits mécaniques.

4.2.1.2 Emission laser

L'émission laser a été obtenue sous injection continue à température ambiante pour des diamètres effectifs de surface d'injection de $20\ \mu\text{m}$, $30\ \mu\text{m}$ et $50\ \mu\text{m}$. Les 1/2 VCSEL sont issus de la structure 71704.

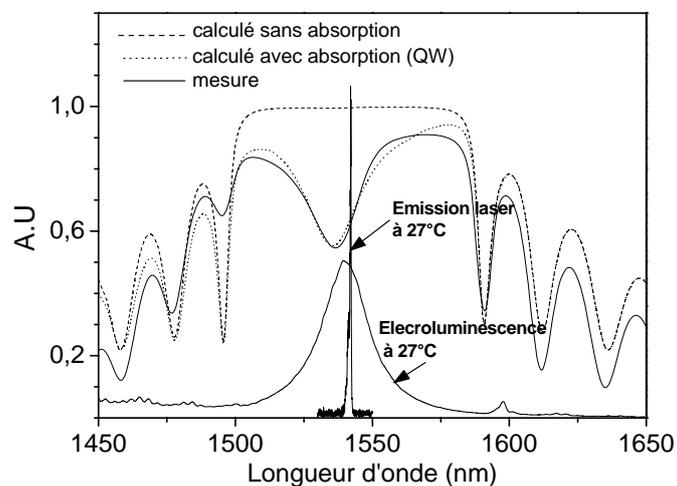


Figure 4- 33: spectre d'électroluminescence, d'émission laser, de réflectivité mesurée et calculée avec et sans l'absorption dans les puits quantiques dans le VECSEL en cavité longue avec un diamètre d'émission de $35\ \mu\text{m}$.

La figure (4-33) montre les spectres de réflectivité, de l'émission laser en régime continu et le spectre de l'électroluminescence mesuré sur un

diamètre de surface d'injection de 30 μm . Le maximum de l'émission laser se situe au milieu de la bande de réflectivité du miroir de Bragg. Le léger décalage entre l'absorption dans la mesure de réflectivité du 1/2 VCSEL et l'émission laser est probablement dû aux effets thermiques qui décalent le mode de la demi-cavité vers les grandes longueurs d'onde sous injection électrique continue.

Nous allons dans un premier temps nous intéresser à l'aspect modal de l'émission laser qui regroupe la qualité transverse du faisceau émis et les modes de cavité Fabry-Pérot. Dans un deuxième temps, nous allons détailler les performances en terme de puissance de sortie des dispositifs de VECSEL réalisés.

4.2.1.2.1 Modes d'émission

Lors de l'alignement du miroir de cavité et l'ajustement de la longueur de la cavité, le faisceau émis est visualisé sur la caméra CCD. Le miroir est aligné sur la surface d'émission de façon à ce que les deux faisceaux correspondant à l'émission et à la première réflexion sur le miroir de Bragg du 1/2 VCSEL se recouvrent. Par la suite, la longueur de cavité est ajustée à 10 mm et est diminuée grâce à une platine micrométrique jusqu'à avoir l'effet laser. Enfin, un réglage fin de la longueur de la cavité et de la position du miroir est réalisé grâce à l'élément piézoélectrique.

La figure (4-34) montre le faisceau émis pour deux positions de la longueur de la cavité pour un diamètre d'injection de 50 μm et sous injection électrique continue. Ces deux cas de figure présentent une émission sur le mode fondamental gaussien TEM_{00} et sur le mode du premier ordre TEM_{01} .

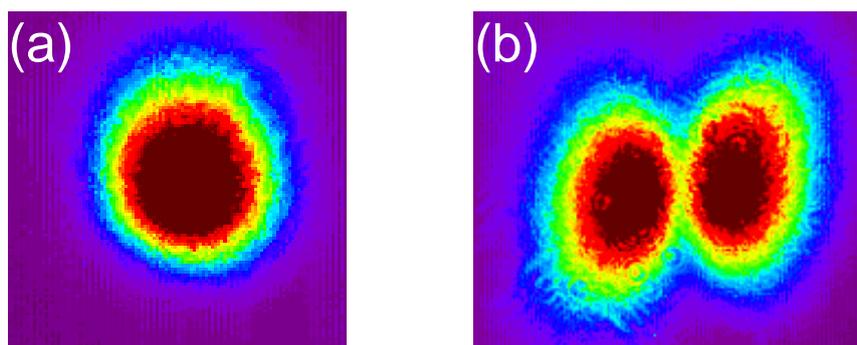


Figure 4- 34: Intensité du champ émis mesuré pour une émission sur le mode TEM_{00} (a) et sur le mode TEM_{01} (b) sur deux positions du miroir de cavité sur un diamètre de surface d'injection de 50 μm et pour un courant électrique d'injection de 26 mA (1,7 kA/cm^2).

L'émission sur le mode TEM_{01} correspond à une longueur de cavité plus longue que celle pour une émission sur mode TEM_{00} . Cet effet est conforme aux conclusions faites concernant les pertes de recouvrement des modes transverses (section (2-3) du chapitre 2).

La figure (4-35) montre le profil du faisceau émis sur un diamètre de surface d'injection de $50\ \mu\text{m}$ mesuré à l'aide de la caméra infrarouge. La mesure est faite en ôtant l'objectif de la caméra CCD et en la plaçant à 6 cm du miroir externe. Un bon accord est constaté entre le profil mesuré et l'ajustement avec une gaussienne. La puissance de sortie en fonction du courant injectée de ce cas de figure sera donnée dans la partie suivante (figure 4-37).

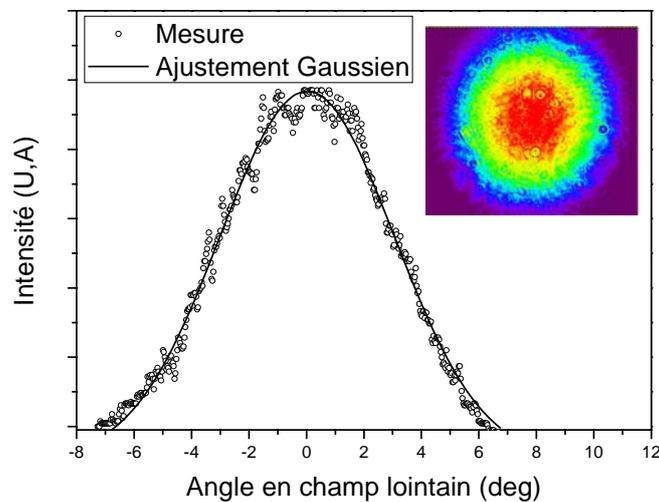


Figure 4- 35: Profil de l'intensité du champ émis mesuré expérimentalement sur un diamètre de surface d'injection de $50\ \mu\text{m}$ avec la caméra CCD placée à une distance de 6 cm.

La mesure du spectre optique du signal laser (figure (4-34)) permet d'observer les modes de la cavité Fabry-Pérot, présentant un ISL de $0,12\ \text{nm}$, ce qui correspond à une longueur de cavité de 10 mm.

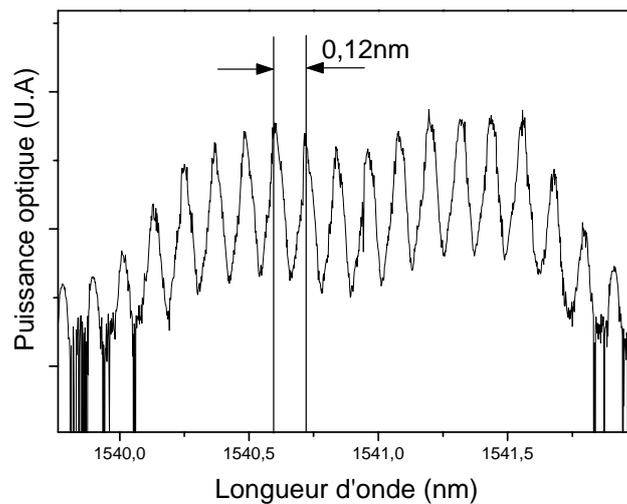


Figure 4- 36: Mesure expérimentale du spectre émis avec une précision de 0,01 nm sur un diamètre effectif de surface d'injection de 30 μm . La résolution de l'appareil est de 0,01 nm.

4.1.2.1.2 Performances de sortie

Nous allons à présent détailler les performances du VECSEL en terme de puissance de sortie et de densité du courant de seuil.

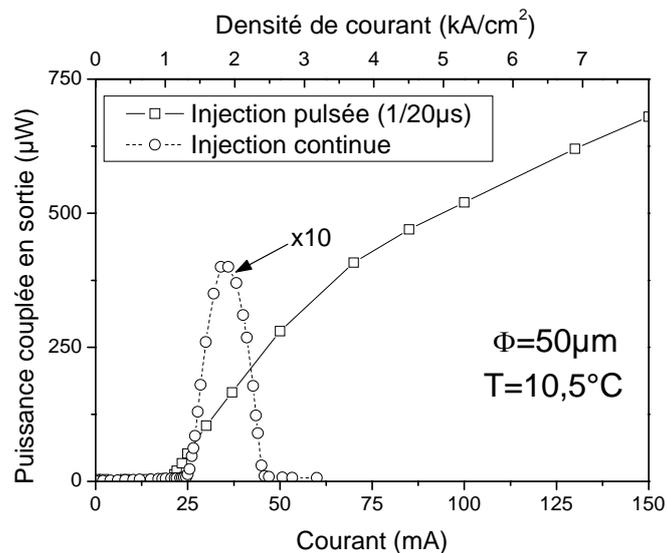


Figure 4- 37: Puissance couplée en sortie en fonction du courant injecté continu et pulsé, à une température du substrat de 10,5°C sur un diamètre de surface d'injection de 50 μm .

La figure (4-37) montre la puissance de sortie en fonction du courant injecté pour un diamètre de la surface d'injection de $50\ \mu\text{m}$ sous injection électrique continue et pulsée à une température de régulation de $10,5^\circ\text{C}$. Les densités de courant de seuil obtenues sont de $1,25\ \text{kA}/\text{cm}^2$ sous injection électrique continue et de $1,10\ \text{kA}/\text{cm}^2$ sous injection pulsée.

La puissance de sortie maximale couplée en sortie sous injection électrique continue est de l'ordre de $40\ \mu\text{W}$, elle chute quand le courant injecté est supérieur à $28\ \text{mA}$ ($1,8\ \text{kA}/\text{cm}^2$), cet effet n'étant pas présent sous injection pulsée, nous en avons déduit qu'il est dû aux échauffements thermiques dans la structure du 1/2 VCSEL.

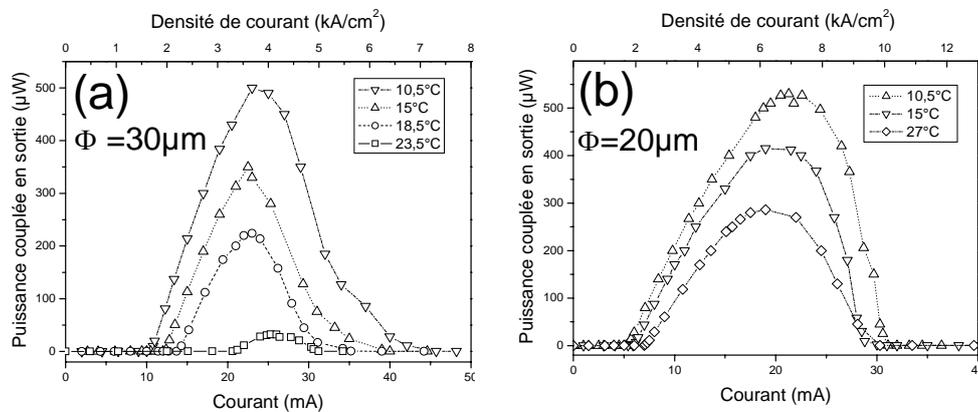


Figure 4- 38: Puissance couplée en sortie en fonction du courant injecté pour différentes valeurs de la température sous injection électrique continue. (a) Diamètre de surface d'injection de $30\ \mu\text{m}$. (b) Diamètre de surface d'injection de $20\ \mu\text{m}$.

Les figures (4-38 (a)-(b)) présentent les puissances couplées à la sortie du miroir concave externe pour des VECSEL présentant un diamètre effectif de surface d'injection de $30\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$, sous injection électrique continue et pour différentes valeurs de la température de régulation. Nous observons les mêmes effets de limitation de la puissance en sortie quand le courant continu injecté augmente. Les puissances de sortie maximales atteintes, deviennent de plus en plus élevées quand le diamètre de la surface d'injection diminue et l'effet laser est obtenu à une température plus élevée. L'ensemble des performances en sortie obtenues est résumé dans le tableau (4-3).

Diamètre de surface d'injection	20 μm	30 μm	50 μm
Puissance maximale (P_{max})	0,55 mW	0,50 mW	0,04 mW
Densité de courant (pour P_{max})	6,5 kA/cm ²	3 kA/cm ²	2 kA/cm ²
Température	10,5 °C	10,5 °C	10,5 °C
Densité de courant de seuil (J_{th})	1,70 kA/cm ²	1,42 kA/cm ²	1,25 kA/cm ²

Tableau 4- 3: Performances de sortie du VECSEL en cavité longue pour différents diamètres de la surface d'injection.

Les puissances maximales sont obtenues pour les plus petits diamètres pour des valeurs de densité de courant respectives de plus en plus élevées. Cela traduit une augmentation des effets d'auto-échauffement quand le diamètre de la surface d'injection augmente.

Les densités de courant de seuil mesurées pour une surface d'injection de diamètre de 20 μm sont comprises entre 1,7 kA/cm² et 2,2 kA/cm² pour des températures respectives de régulation de 10,5 °C et 27 °C. Les densités de courant de seuil pour une surface d'injection de diamètre de 30 μm sont de 1,42 kA/cm² et de 1,9 kA/cm² pour des températures respectives de 10,5 °C et 18 °C.

Les densités de courant de seuil augmentent avec l'augmentation de la température. Cet effet est dû à la diminution du gain des puits quantiques quand la température augmente. Il faut donc injecter plus de porteurs pour avoir le même gain au seuil.

En conclusion, nous avons présenté dans cette sous-section une configuration de VECSEL en cavité de 10 mm de longueur. L'émission laser en mode TEM₀₀ a été démontrée à température ambiante pour des diamètres de surface d'injection allant jusqu'à 50 μm . Les densités de courant de seuil obtenues varient entre 1,5 kA/cm² et 1,8 kA/cm². La puissance de sortie est limitée par les effets thermiques dans les 1/2 VCSEL, cet effet est accentué pour les plus grands diamètres de surface d'injection.

Il nous est difficile de comparer les performances obtenues en terme de puissance de sortie avec des résultats de la littérature. Il n'existe pas à notre connaissance de travaux sur des VECSEL de larges diamètres de surface d'injection pompés électriquement en cavité longue opérant à 1,55 μm . Nous pouvons néanmoins comparer nos résultats aux VECSEL pompés optiquement. Dans ces derniers, les valeurs des puissances de sortie obtenues [6] sont largement supérieures à nos valeurs. Nos résultats se rapprochent tout de même des valeurs de puissance de sortie récoltées pour les VCSEL monolithiques pompés électriquement et qui sont de l'ordre du milliwatt [1], [7]-[8] et où le diamètre de la surface d'injection n'excède pas 15 μm .

4.2.3 Estimation de la résistance thermique

Dans cette sous-section, nous allons utiliser une deuxième approche pour estimer la résistance thermique des structures des dispositifs de 1/2 VCSEL. Cette approche tire profit de la comparaison entre les P(I) et les courbes théoriques correspondantes [13]-[14].

Comme nous l'avons évoqué dans la section (2-4) du chapitre 2, la puissance de sortie dans un VCSEL dépend du courant d'injection "I", la relation (4-8) rappelle son expression.

$$P_{opt}(I) = \eta \left(I - I_{th} \exp\left(\frac{P_{th} R_{th}}{T_0}\right) \right) \quad (4.7)$$

où

$$\eta = \eta_d \frac{h\nu}{q} \quad (4.8)$$

et

$$T_{ref} = T_{sub}$$

Dans un premier temps, la valeur expérimentale de T_0 est déduite préalablement en mesurant l'évolution du courant du seuil du laser en régime d'injection électrique pulsée en fonction de la température du substrat. Cette dernière est assimilée dans ce cas à la température de la zone active.

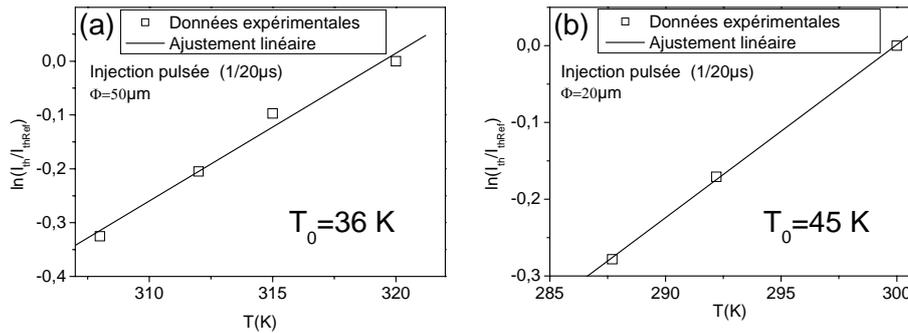


Figure 4- 39: Représentation de la valeur ($\ln(I_{th}/I_{thref})$) mesurés en fonction de la température pour les diamètres de la surface d'injection de 50 μm(a) et de 20 μm (b).

Les figures (4-39 (a)-(b)) présentent les mesures expérimentales des courants de seuil en fonction de la température du substrat pour une injection électrique en régime pulsée avec un rapport de cycle de 1/20 μs.

Nous avons choisi de représenter le logarithme du rapport du courant de seuil sur le courant à la température de référence. La température caractéristique est donnée par l'inverse de la pente de l'ajustement linéaire des données transformées.

Nous avons déduit de ces mesures, des valeurs de température caractéristiques de 36 K et de 45 K pour des diamètres de surface d'injection respectifs de 50 μm et 20 μm . Ces valeurs sont, par la suite, injectées dans l'équation théorique de la puissance de sortie en fonction du courant injecté. L'ajustement de la courbe $P(I)$ est calculé suivant l'élévation de la température dans la zone active. L'élévation de la température est directement reliée à la résistance thermique (voir équation (2-25) du chapitre 2). Dans cet ajustement nous avons supposé la même estimation de la puissance thermique faite dans la sous-section (4-1-3). La paramètre " η " de l'expression (4-9) représente le rendement différentiel. Il est mesuré expérimentalement en mesurant la pente de la courbe $P(I)$ au seuil.

Les figures (4-40) et (4-41) présentent l'ajustement des courbes de puissances de sortie mesurées sur des diamètres de surface d'injection de 50 μm et 20 μm . Ces figures présentent également l'élévation de température de la couche active calculée pour les valeurs correspondantes des résistances thermiques.

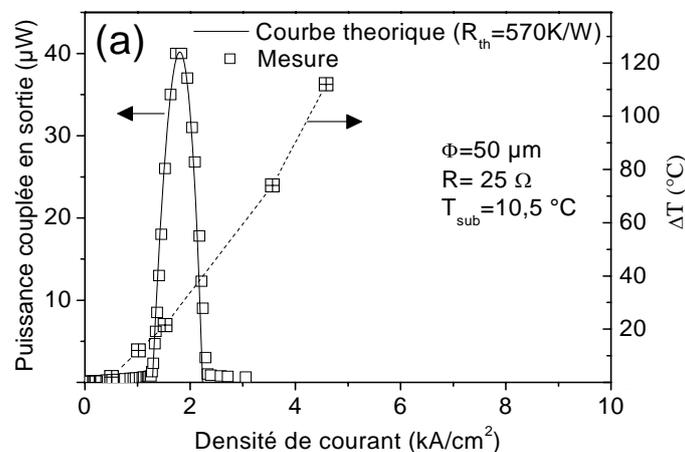


Figure 4- 40: (axe de gauche) Puissance optique couplée en sortie suivant la mesure et le calcul en fonction de la densité de courant injectée. (axe à droite) élévation de la température estimée dans la structure de 1/2 VCSEL pour un diamètre de la surface d'injection de 50 μm .

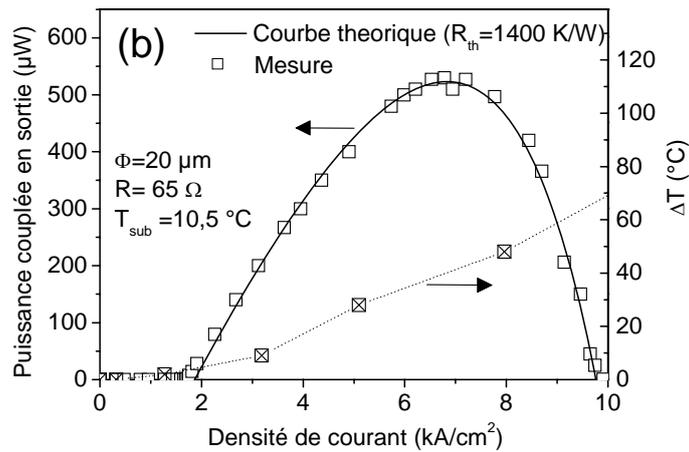


Figure 4- 41: (axe de gauche) Puissance optique couplée en sortie suivant la mesure et le calcul en fonction de la densité de courant injectée. (axe à droite) élévation de la température estimée dans la structure de 1/2 VCSEL pour un diamètre de la surface d'injection de $20\ \mu\text{m}$

Les valeurs de résistances thermiques qui ajustent au mieux les mesures expérimentales sont de $570\ \text{K/W}$ et $1400\ \text{K/W}$ pour des diamètres de surface d'injection respectifs de $50\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$.

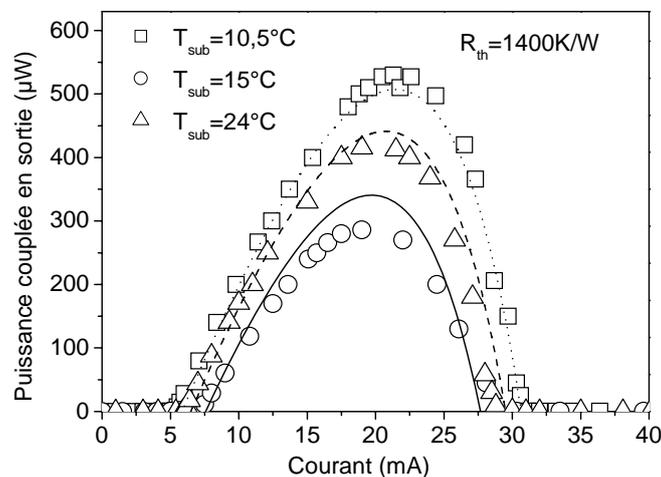


Figure 4- 42: Puissances en sortie mesurée et calculée en fonction de la densité de courant injectée pour des valeurs de température du substrat de $10,5\ ^\circ\text{C}$, $15\ ^\circ\text{C}$ et $24\ ^\circ\text{C}$ pour un diamètre de surface d'injection de $20\ \mu\text{m}$ et pour une valeur de R_{th} de $1400\ \text{K/W}$.

La figure (4-42) montre les puissances couplées en sortie et les puissances calculées avec la précédente valeur de résistance thermique trouvée pour le

diamètre de surface d'injection de 20 μm à différentes valeurs de température du substrat. Cette figure montre un bon accord entre la mesure et la théorie.

De plus, les valeurs des résistances thermiques trouvées sont concordantes avec la précédente approche de mesure de la résistance thermique à partir du signal d'électroluminescence du 1/2 VCSEL présentée dans la section (4-1). Le tableau suivant résume les résultats des résistances thermiques obtenues pour les mêmes dispositifs (structure 71704).

Diamètres	50 μm	20 μm
R_{th} : 1/2 VCSEL électroluminescence.	550 K/W	1245 K/W
R_{th} : VECSEL en cavité longue P(I).	570 K/W	1400 K/W
Puissance maximale couplée en sortie (P_{max}).à 300 K	0,023 mW	0,34 mW
Élévation de la température pour P_{max}	31 K	38 K

Tableau 4- 4: Valeurs des résistances thermiques mesurées suivant les deux techniques pour deux diamètres de la surface d'injection. Élévations de la température estimée de la zone active et puissances maximale récoltées en sortie.

Nous notons que la puissance maximale est obtenue pour des valeurs d'élévation de la température de la zone active voisines (31 K et 38 K). La puissance de sortie réduite pour les grands diamètres d'émission est justifiée par cette élévation de la température. La valeur de la résistance thermique est certes moins élevée pour les plus grands diamètres mais la puissance thermique à dissiper est plus importante. Afin de mieux visualiser cet effet, nous avons tracé sur la figure (4-43) la puissance générée thermique générée dans le dispositif 1/2 VCSEL telle que nous l'avons définie dans la sous-section (4-1-3) et la puissance électrique injectée en fonction de la densité de courant pour différents diamètre de surface d'injection.

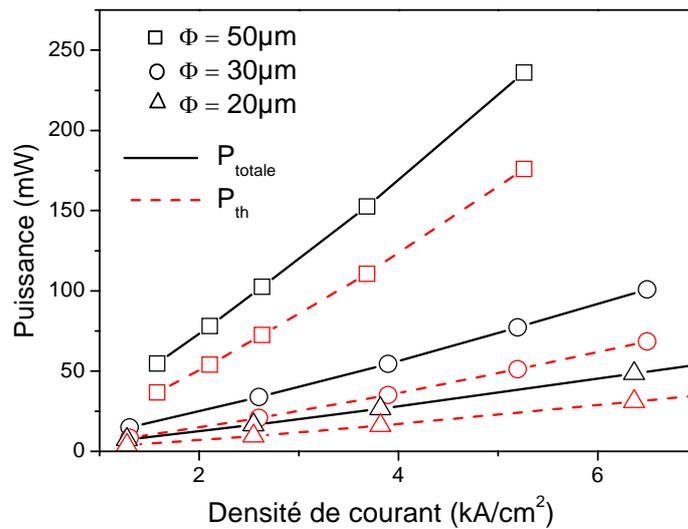


Figure 4- 43: Puissance thermique et puissance totale injectée en fonction de la densité de courant pour les différents diamètres de surface d'injection des dispositifs de 1/2 VCSEL.

En conclusion, nous avons présenté dans cette sous-section une deuxième approche pour estimer les résistances thermiques des dispositifs de 1/2 VCSEL suivant la caractéristique de puissance optique de sortie en fonction de courant injecté (courbe $P(I)$). Les valeurs des résistances thermiques concordent avec les estimations données dans la sous-section (4-1-3) de ce chapitre. L'approche donnée dans cette partie nous a permis d'expliquer de manière quantitative l'effet de la limitation de la puissance de sortie pour les grands diamètres d'émission.

Conclusion du chapitre:

Dans la première section de ce chapitre, nous avons présenté les résultats des caractérisations optiques, électriques et thermiques des 1/2 VCSEL. Nous avons montré que le confinement du courant d'injection par implantation ionique permet de garantir une distribution uniforme de l'émission dans la surface d'injection pour des diamètres supérieurs à $55\mu\text{m}$. Cependant, ce type de confinement engendre une plus grande résistance thermique.

Nous avons présenté dans la deuxième section de ce chapitre, les résultats expérimentaux sur des VCSEL en cavité externe courte est longue, nous avons démonté l'effet laser à température ambiante et en injection électrique continue ainsi que l'accordabilité de l'émission dans les VCSEL en cavité courte. La puissance de sortie reste limitée par l'élévation de la

température dans les structures semiconductrices. Cet effet est plus accentué plus les larges diamètres de surface d'émission.

Références

- [1] M. Ortsiefer, S. Bayder, K. Windhorn, G. Böhm, J. Rosskopf, R. Shau, E. Rönneberg, W. Hofmann, M-C. Amann, 2.5 mW Single-Mode operation of 1.55 μ m Burried Tunnel Junction VCSEL, IEEE Photonic Technology Letters. VOL. 17, NO.8, 1596-1598, August 2005.
- [2] T. P. Lee, Current Trends In Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, World Scientific, 1995.
- [3] Carl Wilmsen, Henryk Temkin and Larry A. Coldren, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Design, fabrication, characterization and applications, Cambridge Univertsity Press, 1999.
- [4] T.E. Sale, Vertical Cavity Surface Emitting Laser, Reserch Studies Press LTD, 1985.
- [5] S. F. Yu, Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Laser, J. WILEY & SONS, Inc. publication, 2003.
- [6] C. Symonds, I. Sagnes, J-L. Oudarn, S. Bouchoule, A. Garnache, J. Berggren, M. Strassner, Room Temperature CW lasing operation of monolithically grown 1.55 μ m vertucal external cavity emitting laser, Optics Communication, (230) 419-423, 2004.
- [7] A. Syrbu, A. Mircea, A. Caliman, C-A. Berseth, G. Suruceanu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra, E. Kapon, 1.5-mW Single -Mode Operation of Wafer-Fused 1550-nm VCSEL , Photonic Technology Letters, VOL. 16, NO.5, 1230-1232, May 2004.
- [8] J. Boucart, C.Strack, F.Gaborit, A. Plais, N. Bouché, A. Derouin, L. Goldstein, C. Fortin, D., Carpentier, P. Salet, F. Brillout, J. Jaquet, 1-mW CW-RT monolithic VCSEL at 1.55 μ m, IEEE Photonic Technologie Lettres, VOL. 11, NO.6, 629-631, June 1999.
- [9] S. J. Caracci, A. R. E. Carre, A. J. Fusco, Method for fabricating curved elements, United States Patent Applcation Publication, US 2003/ 0179994 A1, Sep. 25, 2003.

-
- [10] M. Salik et al. 28th ECOC (2002), Conf Proc. Paper 10.4.6.
- [11] M. Maute, B. Kögel, G. Böhm, P. Meissner, M.-C. Amann, MEMS-Tunable 1.55 VCSEL With Extended Tuning Range Incorporating a Buried Tunnel Junction, *Photonic Technology Letters*, VOL. 18, NO.5, 688-690, March 2006.
- [12] I. Sagnes, M. Strassner, S. Bouchoule, J-L. Leclercq, P. Regreny, A. Bakouboula, F. Riemenschneider, P. Meissner, InP-based wavelength tunable vertical cavity surface emitting laser structures, *C. R. Physique* (4) 675-685, 2004.
- [13] W. Nakwaski, M. Osinki, Thermal Resistance of Top- Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers and Monolithic Two-dimensional Arrays, *Electronics Letters*, VOL. 28, NO.6, 572-573, March 1992.
- [14] S. Sekiguchi, T. Miyamoto, T. Kimura, G. Okazaki, F. Koyama, K. IGA, Improvement of Current Injection Uniformity and Device Resistance in Long-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Using a Tunnel Junction, *Jpn. J. Appl. Phys.* VOL. 39, 3997-4001, 2000.
- [15] Y. Xiong, Y.-H. Lo, Current Spreading and Carrier Diffusion in Long-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, *IEEE Photonic Technology Letters*, VOL. 10, NO.9, 1202-1204 September 1998.

CONCLUSION

L'objectif du travail de thèse présenté dans ce manuscrit est l'étude et la fabrication de dispositifs semiconducteurs pour les laser à émission par la surface en cavité verticale externe (VECSEL) fonctionnant à une longueur d'onde de 1,55 μm et pompés électriquement.

Nous avons présenté dans le premier chapitre l'état de l'art des VCSEL monolithiques opérant à 1,55 μm et pompés électriquement. Nous avons également présenté dans ce chapitre les principaux travaux existants sur les VECSEL en cavité externe qui ont dans la majorité été développés sous pompage optique, nous avons exposé les principales applications de ce genre de dispositifs à une longueur d'onde de 1,55 μm .

Nous avons présenté dans le deuxième chapitre les principales notions et formalismes qui sont présents dans la cavité laser du VECSEL. Nous avons ainsi détaillé les modes longitudinaux et transverses présents dans la cavité de géométrie plan-concave. Par la suite nous avons quantifié les propriétés optiques et électriques des couches semiconductrices dopées présentes dans la cavité résonante. Enfin nous avons présenté l'influence des effets thermiques sur la puissance de sortie de la cavité laser.

Dans le troisième chapitre nous avons présenté les différentes parties des structures élaborées. Ainsi, nous avons détaillé les compositions des miroirs de Bragg, de la zone active comprenant les multi-puits quantiques contraints, la jonction tunnel et les couches InP intermédiaires. Nous avons présenté également les principales étapes de fabrication des dispositifs 1/2 VCSEL. L'implantation ou la gravure latérale de la jonction tunnel constituent les deux schémas de confinement d'injection des porteurs dans la zone active.

Nous avons présenté dans le quatrième chapitre les résultats expérimentaux des caractérisations optiques, électriques et thermiques des différentes structures 1/2 VCSEL que nous avons testées. Un accord entre le maximum de l'émission des puits quantiques, du maximum de la réflectivité du miroir de Bragg et du mode de cavité dans le 1/2 VCSEL est un paramètre clef pour maximiser le gain dans le VECSEL. Nous avons pu mettre en évidence, à partir des caractérisations électriques, la faible contribution des couches de miroirs de Bragg dans la résistance d'accès des dispositifs par rapport aux couches de la jonction tunnel. la meilleure valeur de résistance caractéristique obtenue après optimisation de la jonction tunnel est de $3 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$.

L'homogénéité de d'injection est un point critique des VECSEL de grande surface d'émission, nous avons montré la suprématie du confinement par

jonction tunnel implantée pour une homogénéité de l'émission des plus grands diamètres de surfaces d'injection.

En utilisant la technologie de confinement par implantation ionique nous avons effectué la première démonstration d'un VECSEL en cavité externe en régime continu et opérant à $1,55 \mu\text{m}$ avec un large diamètre d'émission à la température ambiante et nous avons obtenu une émission monomode transverse pour des VECSEL de diamètre de surface d'injection de $50 \mu\text{m}$. Nous avons ensuite réalisé une cavité externe à partir d'un miroir externe moulé directement sur une fibre optique monomode, nous avons obtenu en régime d'injection continu à la température ambiante une émission laser accordable sur 15 nm . Les puissances de sortie de nos VECSEL sont limitées (Puissance de sortie $< 0,3 \text{ mW}$) par les effets thermiques dans les dispositifs $1/2 \text{ VCSEL}$. Les mauvaises conductivités thermiques des matériaux quaternaires épitaxiés sur InP en sont la principale origine. Les deux approches de mesure des résistances thermiques par ajustement des puissances de sortie en fonction du courant d'injection et la mesure sur les spectres d'électroluminescence du $1/2 \text{ VCSEL}$ ont permis de mettre en évidence les fortes élévations de la température dans les dispositifs et spécifiquement pour les plus grands diamètres de surface d'injection.

A notre sens, une amélioration des performances de sortie passe inévitablement par l'utilisation de miroir de Bragg ayant de meilleures propriétés thermiques. Un dépôt de miroir diélectrique ou encore la croissance métamorphique de miroirs hybrides de type GaAs/AlAs et le report de la structure sur un substrat hôte constitue une perspective envisageable dans le court terme pour améliorer les propriétés thermiques des $1/2 \text{ VCSEL}$. Nous pouvons rapporter dans ce sens les récents travaux menés au LPN pour des VECSEL pompés optiquement [1] où est montré l'utilisation d'un miroir hybride GaAs/AlAs/Ag pour augmenter la puissance de sortie à température ambiante. Pour ce qui concerne le pompage électrique, nous avons testé et validé la fabrication de dispositifs pompés électriquement sur des structures reportées ayant un miroir hybrides Bragg(diélectrique)/métal sur un substrat hôte de SiC, les étapes de report sont présentées en Annexe (B).

L'utilisation de matériaux actifs sur substrat GaAs constitue une perspective à plus long terme pour l'amélioration des performances thermiques des structures et pour rendre la fabrication du dispositif $1/2 \text{ VCSEL}$ pompé électriquement moins complexe. Nous pouvons citer dans ce sens les travaux menés sur les matériaux actifs à base de puits quantique en matériau quinaire (GaInNAsSb) [2] ou encore la croissance métamorphique de boîtes quantiques opérant à des longueurs d'onde qui se rapproche de plus en plus de $1,55 \mu\text{m}$ [3][4].

REFERENCE

- [1] J.P Tournec, S. Bouchoule, A. Khadour, J. Decobert, A. Miard, J.C. Harmand, J.L. Oudar, Single Transverse Mode RT CW Operation of an OP-VECSEL at 1.56 μm with Hybrid Metallic Metamorphic Mirrors, Phase 2007 session VECSELS, Metz March 2007.

- [2] M. Le Dû, J.-C. Harmand, O. Mauguin, L. Largeau, L. Travers, J.-L. Oudar Quantum-well saturable absorber at 1.55 μm on GaAs substrate with a fast recombination rate, Applied. Physics. Letters, VOL. 88, 20110, 2006.

- [3] L. Ya Karachinsky , T. Kettler, I. I. Novikov , Y. M Shernyakov, N. Yu Gordeev ,M. V. Maximov ,N. V. Kryzhanovskaya ,A. E. Zhukov, E. S. Semenova, A. P. Vasil'ev 1 ,V. M. Ustinov, G Fiol, M. Kuntz, A. Lochmann, O. Schulz, L. Reissmann, K. Posilovic, A. R. Kovsh, S. S. Mikhrin, V. A. Shchukin, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, Single Transverse Mode RT CW Operation of an OP-VECSEL at 1.56 μm with Hybrid Metallic Metamorphic Mirrors, Semiconductor Science Technology VOL. 21, 691-696, 2006.

- [4] Z. Mi P. Bhattacharya, J. Yang, Growth and characteristics of ultralow threshold 1.45 μm metamorphic InAs tunnel injection quantum dot lasers on GaAs, Applied Physics Letters VOL. 89, 153109, 2006.

ANNEXE A: LISTE DES PUBLICATIONS

Publications dans revues:

A. Bousseksou, S. Bouchoule, M. El Kurdi, M. Strassner, I. Sagnes, P. Crozat, and J. Jacquet, Fabrication and characterization of 1.55 μm single transverse mode large diameter electrically pumped VECSEL, *Optical and Quantum Electronics* (à paraître dans *OQE*, date d'acceptation: 07/02/2007)

M. El Kurdi, S. Bouchoule, A. Bousseksou, I. Sagnes, A. Plais, M. Strassner, C. Symonds, A. Garnache and J. Jacquet, Room-temperature continuous-wave laser operation of electrically-pumped 1.55 μm VECSEL, *Electronics Letters* vol. 40, no. 11, 27th May, 2004, p. 671-672.

A. Bousseksou, M. El Kurdi, M. D. Salik, I. Sagnes, and S. Bouchoule, Wavelength Tunable InP-based EP-VECSEL operating at Room Temperature and in CW at 1.55 μm , *Electronics Letters* vol. 40, no. 23, 11th November, 2004, p. 1490-1491.

Conférences internationales avec comité de lecture:

A. Bousseksou, M. El Kurdi, S. Bouchoule, M. D. Salik, and I. Sagnes, Tunable InP-based EP-VECSEL Operating at Room Temperature and in CW for 1.55 μm Wavelength,, *IEEE LEOS, TuAA4*, November 2004, Puerto Rico.

A. Bousseksou, S. Bouchoule, M. El Kurdi, K. Merghem, I. Sagnes, M. Strassner, and J. Jacquet, Single-Transverse-Mode Emission of RT-CW Operating Large Diameter (50 μm) 1.55 μm InP-based Electrically-Pumped, VECSEL, *IEEE LEOS, WC5*, October 2005, Sydney.

A. Bousseksou, S. Bouchoule, M. El Kurdi, K. Merghem, I. Sagnes, M. Strassner, and J. Jacquet, Comparison of buried and implanted tunnel junction as current confinement schemes for the realisation of single-transverse-mode large diameter (50 μm) 1.55 μm InP-based electrically-pumped VECSELs, *IEEE LEOS, Wj5*, November 2006, Montreal.

A. Bousseksou, S. Bouchoule 1.55 μm InP-based electrically-pumped VECSELs: comparison of buried and implanted tunnel junction as current confinement schemes for the realisation of single-transverse-mode large diameter (50 μm), *SPIE Photonic West, 6484-15*, January 2007 San Jose.

Conférences nationales avec comité de lecture

M. Kurdi, A. Bousseksou, S. Bouchoule, I. Sagnes, M. Strassner, A. Plais, J. Jacquet, K. Merghem, M. D. Salik, Sources laser à cavité verticale externe pompées électriquement sur InP pour l'émission à 1,55 μm (EP-VECSEL), 10èmes Journées Nationales Microélectronique Optoélectronique (JNMO) E.8, juin 2004, Montpellier.

A. Bousseksou, M. El Kurdi, S. Bouchoule, M. Salik, I. Sagnes, K. Merghem, Laser accordable en cavité verticale externe (VECSEL) ayant un miroir concave directement couplé à une fibre monomode, 23èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), A15, octobre 2004 Paris.

A. Bousseksou, S. Bouchoule, M. El Kurdi, I. Sagnes, J.-C. Esnault, K. Merghem, M. Strassner, J. Jacquet, Structures pour laser en cavité verticale externe (VECSEL) pompé électriquement, 24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), JNOG5_4, Novembre 2005 Chambéry.

A. Bousseksou, S. Bouchoule, I. Sagnes, J.-C. Esnault M. Strassner, Structures pour laser en cavité verticale externe (VECSEL) pompé électriquement, 11èmes Journées Nano-micro électronique et Optoélectronique (JNMO), H8, Avril 2006 Aussois.

Abstract

The subject of this PHD work is the realisation of an InP based semiconductor devices for electrically pumped vertical-external cavity surface-emitting lasers (VECSEL) operating at a wavelength of 1.55 μm . We have developed in this work a new electrically pumped semiconductor devices with large emission diameters (up to 50 μm). We have tested ion implanted and buried tunnel junction as two confinement scheme for electrical injection. We have observed the first time in our knowledge a laser emission in continuous wave at room temperature. We have tested two kinds of cavity length, a short cavity configuration with single longitudinal tunneled emission over 15 nm and a long cavity configuration with external mirror with radius of curvature of 10 mm with a maximum output power close to 0.5 mW at room temperature in continuous wave operation. Increasing of output power can be achieved by a better control of the thermal effect in the structure.

Résumé

Nous avons élaboré dans ce travail des dispositifs semiconducteurs pompés électriquement (1/2VCSEL) qui représentent la partie semiconductrice d'un laser en cavité verticale externe (VECSEL). Ces structures comportent un miroir de Bragg, une zone active à base de puits quantiques et une jonction tunnel. Elles sont épitaxiées sur un substrat d'InP afin de pouvoir s'accorder avec une zone active émettant à une longueur d'onde de 1,55 μm . Le confinement du courant d'injection est assuré par l'implantation protonique ou par la gravure latérale de la jonction tunnel. Nous avons observé pour la première fois à notre connaissance l'effet laser sous pompage électrique continu et à température ambiante d'un VECSEL opérant à 1,55 μm pour des diamètres de surface d'injection allant jusqu'à 50 μm dans une cavité de géométrie plan-concave. Nous avons montré une émission monomode transverse (TEM_{00}) et multimode longitudinale dans une cavité de 10 mm de longueur, les densités de courant de seuil sont de l'ordre de 1,8 kA/cm^2 la puissance maximale récoltée en sortie est de 0,3 mW à une température ambiante. Nous avons également montré une émission laser sur un seul mode longitudinal avec une accordabilité de la longueur d'onde émise grâce à l'ajustement de la longueur de la cavité sur 15 nm en régime d'injection continu et de 25 nm en régime pulsé. La puissance de sortie reste limitée par une mauvaise dissipation thermique dans le 1/2 VCSEL du fait de l'utilisation de matériaux quaternaires dans le miroir de Bragg. L'amélioration de ces dispositifs en terme de puissance de sortie passe inévitablement par l'utilisation de miroirs de Bragg de meilleures conductivités thermiques.