



**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET
POPULAIRE**

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**



UNIVERSITE ABOU BEKR BELKAID-TLEMCEN

**FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DU GENIE ELECTRIQUE ET ELECTRONIQUE
FILIERE DE TELECOMMUNICATIONS**

Projet de fin d'étude

Pour l'obtention du

DIPLÔME DE MASTER

En

Photonique et réseaux optiques de télécommunications

THEME

Etude et caractérisation d'un laser à cavité verticale

(VCSEL)

Présenté par :

Mr. CHIALI Adil

Mr. SAÏDI Fayçal

Soutenu le **22 juin 2014** devant le jury composé de :

Mr N.BENAHMED	Professeur, université de Tlemcen	PRESIDENT
Mr R.BORSALI	MC, université de Tlemcen	EXAMINATEUR
Mr F.KARIM	MC, université de Tlemcen	EXAMINATEUR
Mr O.SEDDIKI	Professeur, université de Tlemcen	ENCADREUR

Année Universitaire: 2013 /2014

Remerciements

En préambule à ce mémoire, nous souhaitons adresser nos remerciements les plus sincères aux personnes qui nous ont apporté leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire ainsi qu'à la réussite de ce formidable parcours universitaire.

Nous tenons à remercier sincèrement Monsieur O. SEDDIKI, qui en tant qu'encadreur, s'est toujours montré à l'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de ce mémoire, ainsi pour l'inspiration, l'aide et le temps qui il a bien voulu nous consacrer et qui sans ce dernier, ce travail n'aurait jamais vu le jour.

Nous voudrions remercier aussi les membres du jury qui nous ont fait l'honneur d'examiner ce travail, monsieur BENAHMED, professeur à l'université de Tlemcen, en qualité de président et messieurs BORSALI et KARIM, maîtres de conférence à l'université de Tlemcen qui ont manifesté l'amabilité d'examiner ce travail.

Nos remerciements s'adressent également à notre responsable Monsieur M. CHIKH-BLED, pour sa générosité et la grande patience dont il a su faire preuve, ainsi que tout le staff de la filière télécommunications.

Nous n'oublions pas nos parents, frères et sœurs pour leur contribution, leur soutien et leur encouragement durant notre carrière universitaire.

Enfin, nous adressons nos plus sincères remerciements à tous nos proches et amis, qui nous ont toujours soutenu et encouragé au cours de la réalisation de ce mémoire.

Merci à toutes et à tous

Table des matières

Introduction générale1

Chapitre I : Présentation des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs)

I.1 Introduction 4

I.2 Diode laser4

I.2.1 Définition 4

I.2.2 Principe de fonctionnement5

I.2.3 Structure de diodes laser 6

a) Double hétérostructures 7

b) Confinement transversal..... 8

c) Laser à contre réaction distribuée 9

d) Diodes laser à puits quantiques10

I.3 Différentes structures VCSELs 11

I.3.1 Zone active à puits quantiques 11

I.3.2 Structures sans confinement des porteurs 11

I.3.3 A implantation de protons / A miroirs de Bragg oxydes 12

I.3.4 VCSEL MESA 13

I.3.5 VCSEL à diaphragme d'oxyde 13

I.4 Comparaison VCSEL / diode laser 14

I.5 Applications 14

I.6 VCSELs aux longueurs d'onde télécoms 15

I.7 Avantages et inconvénients des VCSELs 20

I.8 Conclusion 20

Chapitre II : Dispositifs à cavité verticale

II.1 Introduction 22

II.2 Le résonateur Fabry-Pérot 23

II.2.1 Condition de résonance dans le laser 24

II.2.2	<i>Modélisation du résonateur Fabry-Pérot distribué</i>	25
II.3	Les miroirs de Bragg	26
II.3.1	<i>Définition</i>	26
II.3.2	<i>Les interférences constructives</i>	27
II.3.3	<i>Calcul du coefficient de réflexion</i>	28
II.3.4	<i>Expression de la réflectivité</i>	30
II.3.5	<i>Longueur de pénétration</i>	30
II.4	Simulation	31
II.4.1	<i>Choix des matériaux</i>	31
II.4.2	<i>Système multicouches</i>	33
II.4.3	<i>Programmation par MATLAB</i>	33
II.5	Conclusion	34

***Chapitre III: Étude des paramètres d'un VCSEL et
interprétation des résultats***

III.1	Introduction	36
III.2	Étude des paramètres d'un VCSEL	36
III.2.1	<i>Seuil laser dans un VCSEL</i>	36
III.2.2	<i>Fréquence de relaxation dans un VCSEL</i>	37
III.2.3	<i>Confinement optique, électrique, et contrôle modal</i>	37
III.2.3.a	<i>Confinement optique longitudinal</i>	40
III.2.3.b	<i>Confinement optique transversal</i>	40
III.2.3.c	<i>Confinement électrique et contrôle modal</i>	41
III.4	Interprétation des résultats	42
III.4.1	<i>Coefficient de réflexion en amplitude et en phase</i>	42
III.4.1.1	$\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$	42
III.4.1.2	$\lambda_0 = 1,55\mu\text{m}$	43
III.5	Conclusion	44
	Conclusion générale	45

Liste des figures

Chapitre I : Présentation des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSELS)

<i>Figure I.1 : Diode laser</i>	5
<i>Figure I.2 : Principe du laser</i>	5
<i>Figure I.3 : Emission de photons dans un semi-conducteur</i>	6
<i>Figure I.4 : Cavité laser</i>	6
<i>Figure I.5 : Diagramme de bande sous une polarisation direct</i>	7
<i>Figure I.6 : Variation de l'indice de réfraction entre la zone de confinement (n_c) et la zone active (n_a)</i>	7
<i>Figure I.7 : Structure des lasers à guidage par le gain</i>	8
<i>Figure I.8 : Structure à guidage fort par l'indice</i>	8
<i>Figure I.9 : Structure de laser à contre réaction distribuée</i>	9
<i>Figure I.10 : Description des réflexions de Bragg</i>	10
<i>Figure I.11 : Zone active d'une diode laser à puits quantiques</i>	10
<i>Figure I.12 : Emplacement des puits quantiques dans la cavité</i>	11
<i>Figure I.13 : Structures sans confinement des porteurs</i>	12
<i>Figure I.14 : VCSEL à implantation de proton / VCSEL à miroirs de Bragg oxydes</i>	12
<i>Figure I.15 : VCSEL MESA</i>	13
<i>Figure I.16 : VCSEL à diaphragme d'oxyde</i>	13
<i>Figure I.17 : Comparaison du VCSEL avec une diode laser</i>	14
<i>Figure I.18 : Structure des VCSELS émettant autour de 1300 nm</i>	16
<i>Figure I.19 : Différentes réalisations de VCSELS</i>	16

Figure I.20: Architecture et schéma de fonctionnement 18

Figure I.21: Atténuation dans une fibre optique en fonction de la longueur d'onde 18

Chapitre II : Dispositifs à cavité verticale

Figure II.1 : Structure d'un VCSEL 22

Figure II.2 : Résonateur Fabry-Pérot 23

Figure II.3 : Schéma de principe d'une cavité FP et sa modélisation 25

Figure II.4 : Schéma de principe d'un laser semi-conducteur (VCSEL) 26

Figure II.5 : Interférence constructive d'un miroir de Bragg 27

Figure II.6 : Système multicouche diélectriques 28

Figure II.7 : Longueur de pénétration 30

Figure II.8 : La réflectivité en fonction du nombre de couches des différents matériaux 32

Figure II.9 : Principe d'un système multicouches 33

Chapitre III : Étude des paramètres d'un VCSEL et interprétation des résultats

Figure III.1 : Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Pérot 38

Figure III.2 : Illustration schématique des spectres de transmission 39

Figure III.3 : Origine du confinement électrique et optique 41

Figure III.4 : Coefficient de réflexion en amplitude et en phase ($1,3\mu\text{m}$) 42

Figure III.5: Coefficient de réflexion en amplitude et en phase ($1,55\mu\text{m}$).... 43

Liste des Tableaux

Chapitre I : Présentation des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs)

Tableau I.1 : Applications des VCSELs..... 15

Tableau I.2 : Longueur d'onde émise en fonction des alliages III-V..... 19

Tableau I.3 : Comparaison entre les deux longueurs d'onde en fonction de leur matériau respectif..... 19

Tableau I.4 : Comparaison entre les deux longueurs d'onde d'un point de vue transmission 19

Chapitre II : Dispositifs à cavité verticale

Tableau II.1 : Indices de réfraction (n)..... 31

Acronymes

VCSEL : Laser à cavité verticale émettant par la surface

J.T : Jonction tunnel

DBR : Miroir de Bragg réflecteur

PQ : Puits Quantiques

FP : Fabry-Pérot

L_{eff} : Longueur effective

L_{cav} : Longueur de cavité

L_{pén} : Longueur de pénétration

ISL : Intervalle spectrale libre

Introduction générale

Les lasers à semi-conducteurs ont eu un impact énorme sur la société et ce, sans que le grand public ne l'aperçoit. Un exemple pour illustrer ces propos : la plupart des conversations téléphoniques de longues distances se sont reconverties à présent aux moyens optiques par la lumière émise par ces derniers, cela s'est traduit par un rendement plus important par l'élimination du temps d'attente émission-réception.

Concernant la fenêtre spectrale réservée aux télécommunications par fibres optiques et qui a révolutionné les télécommunications optiques, les longueurs d'ondes de $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ se sont distinguées pour véhiculer l'information. La raison de ce choix réside dans les minima de dispersion et d'atténuation dans la fibre optique en silice, obtenu à $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ respectivement.

Cet engouement s'est traduit par l'application du multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexer). Cette dernière a contribué à la conception de laser à émission par la surface, et de ce fait, capable d'émettre simultanément sur plusieurs canaux.

Le laser VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) a été conçu en 1977. De nombreuses améliorations ont été réalisées jusqu'à la démonstration en 1993 du premier VCSEL émettant à $1,3\mu\text{m}$.

Depuis leurs inventions, les VCSELs ont été largement étudiés et développés sur substrats de GaAs (L'arséniure de gallium) et InP (Le phosphore d'indium) avec des longueurs d'ondes d'émission proches de l'infrarouge allant de $0,8\mu\text{m}$ à $1,6\mu\text{m}$. Ces dispositifs ont été principalement développés pour des applications de transmission de données. Ainsi, un effort de recherche considérable a été fait pour développer des VCSELs émettant dans le moyen et lointain termes.

L'objectif de ce projet est d'étudier un laser à cavité verticale émettant par la surface avec ses caractéristiques techniques. Nous essayerons de le décortiquer de façon purement optique; c'est-à-dire, montrer son dispositif à cavité verticale fonctionnant en régime continu qui est un des points clés de la réalisation de miroir de Bragg.

Le travail présenté dans ce mémoire s'articule autour de trois chapitres. Le premier chapitre présente en détail le principe théorique de fonctionnement des diodes lasers et en particulier des VCSELs. Leurs différentes structures et une comparaison entre ces deux dernières, ainsi nous ferons une étude des longueurs d'ondes télécoms et nous terminerons par les différentes utilisations des VCSELs ainsi que leurs avantages et inconvénients.

Le deuxième chapitre présente le dispositif à cavité verticale ; la première partie concernera les miroirs de Bragg avec leurs caractéristiques (calcul du coefficient de réflexion, longueur de pénétration) et la seconde partie nous simulerons un paramètre important qui est le coefficient de réflexion en amplitude et en phase d'un miroir de Bragg quart d'onde.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude des paramètres d'un VCSEL (comportement modal, courant de seuil, fréquence de relaxation) et nous ferons une comparaison entre les systèmes émettant aux deux longueurs d'onde d'émission (1,3 μm et 1,55 μm). La fin de ce chapitre comportera les interprétations des résultats du coefficient de réflexion en amplitude et en phase.

Les principales motivations de notre travail sont les réponses aux questions suivantes : pourquoi le choix de travailler à la longueur d'onde 1550 nm? Pourquoi le choix des lasers VCSELs (laser à cavité verticale émettant par la surface) ? Et quel est l'avantage de cette dernière ? Il est important d'avoir des réponses à ces questions pour bien positionner les travaux effectués.

Chapitre I
Présentation des diodes laser à cavité
verticale émettant par la surface
(VCSELs)

I.1 Introduction

C'est grâce à la découverte faite par Albert Einstein en 1917, que le développement du LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) n'a cessé de s'améliorer et atteindre plusieurs applications par exemple : le biomédical, le militaire, l'usinage des pièces...

Pour toutes ces applications, ils existent différents types de lasers: les lasers à gaz, à colorant ou à semi-conducteur. Mais c'est qui nous intéresse dans notre travail est le laser à semi-conducteur, intitulé diode laser.

Les diodes laser utilisées pour les communications à courte distance opèrent actuellement à 850 nm et 1300 nm, plusieurs aspects techniques préconisent 1300 nm comme la longueur d'onde de choix pour les réseaux LAN (local area network) et MAN (metropolitan area network). Le marché potentiel pour des diodes laser émettant à 1300 nm est donc énorme. Les diodes laser commercialisées actuellement sont élaborées à partir de puits quantiques, couches minces semi-conductrices d'épaisseur nanométrique.

De nombreuses études sont aujourd'hui consacrées aux boîtes quantiques semi-conductrices, capables de confiner les électrons à l'échelle du nanomètre dans toutes les directions de l'espace. Ces structures ont le potentiel de supplanter les puits quantiques en tant que couche active et d'améliorer drastiquement les propriétés des diodes laser. Cependant, les diodes laser élaborées à partir de substrats de GaAs offrent de meilleures caractéristiques ainsi qu'un coût de fabrication significativement inférieur. Le défi majeur, aujourd'hui, de la filière GaAs reste de créer une région active de haute qualité optique émettant aux longueurs d'onde des télécommunications, l'élaboration de diodes laser à base de boîtes quantiques sur substrat de GaAs est aujourd'hui la solution la plus prometteuse.

I.2 Diode laser

I.2.1 Définition

Une diode laser est un composant optoélectronique à base de matériaux semi-conducteurs, elle émet de la lumière monochromatique cohérente destinée entre autres, à transporter un signal contenant des informations sur de longues distances ou à apporter de l'énergie lumineuse pour le pompage de certains lasers (lasers à fibre) et amplificateurs optiques (OFA, Optical Fiber Amplifier).

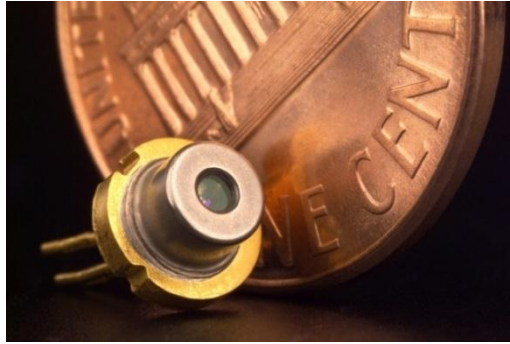


Figure I.1 : Diode laser

I.2.2 Principe de fonctionnement

Une diode laser fonctionne à l'aide d'un milieu amplificateur (amplification dans les semi-conducteurs par émission stimulée), d'une structure résonante (cavité de Fabry-Pérot) et d'un processus de pompage (courant électrique). L'émission lumineuse est basée sur le phénomène de l'électroluminescence ; c'est à dire l'émission d'un photon recombinaison d'une paire électron-trou et le peuplement de la bande de conduction par injection d'un courant. Un autre principe incontournable de la physique est la conservation du moment lors d'une recombinaison ou d'une absorption, cela entraîne la nécessité d'utiliser des matériaux dits « à gap direct ». L'arséniure de gallium (GaAs) possède cette propriété. Nous l'appelons un composé binaire III-V car Ga appartient à la colonne III du tableau périodique des éléments et As à la colonne V.

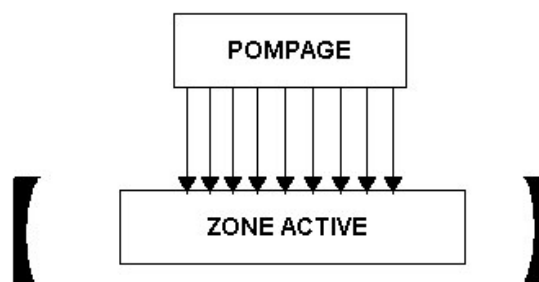


Figure I.2 : Principe du laser

Une diode laser est une jonction de semi-conducteurs. Elle possède trois zones : une couche de confinement de type n, une zone active et une couche de confinement de type p comme indique la figure I.2. Le confinement a pour but d'optimiser l'utilisation du courant dans la diode et d'augmenter le rendement. La zone active est formée d'un guide d'onde encadrant le

lieu de l'émission laser, lorsque cette diode est polarisée en direct, elle laisse passer un fort courant qui peuple la bande de conduction et peut réaliser l'inversion de population. En réalité, une couche intermédiaire d'indice optique supérieur joue le rôle de guide optique, comme dans une fibre. Les extrémités sont clivées et donnent des faces parfaitement planes jouant le rôle des miroirs semi-réfléchissants, créant la cavité résonante.

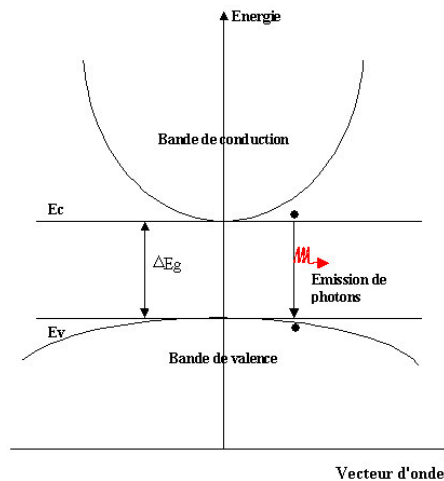


Figure I.3 : Emission de photons dans un semi-conducteur

La figure I.4 présente une cavité laser de longueur L comprise entre des miroirs plans parallèles, qui vérifie la relation $L = n \cdot \lambda / 2$ va pouvoir effectuer des allers-retours en se réfléchissant partiellement sur chaque miroir. Ces ondes vont alors composer les « modes longitudinaux » de la cavité.

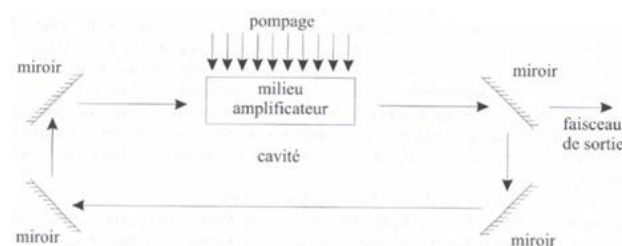


Figure I.4 : Cavité laser

I.2.3 Structure des diodes laser

La structure présentée jusqu'à présent était restreinte au cas d'une simple jonction PN, il a été nécessaire d'améliorer la structure afin d'obtenir les performances des diodes laser utilisées aujourd'hui.

a) Double hétérostructure

Une inversion de population de la zone active est causée par une portion i (rendement quantique interne) du courant de polarisation. Ainsi, pour augmenter ce rendement quantique interne, il est nécessaire de diminuer l'épaisseur de la bande interdite de la zone comme l'indique la figure I.5.

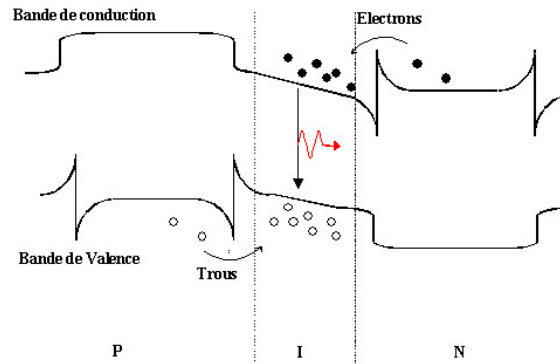


Figure I.5 : Diagramme de bande sous une polarisation directe

L'utilisation d'une double hétérostructure, c'est à dire des matériaux différents d'une couche à l'autre, avec une zone dopée de type p, une zone centrale intrinsèque et une troisième zone dopée de type n, permet de satisfaire ces conditions. Cette structure favorise alors, lorsqu'on l'injecte un courant de polarisation, un acheminement des électrons par la zone N et des trous par la zone P vers une zone active non dopée où le nombre d'électrons (N) est égal au nombre de trous (H). D'autre part, la double hétérostructure permet de confiner optiquement l'onde dans la couche active pour favoriser le couplage des photons et des porteurs à l'origine de l'émission stimulée. En effet, comme l'indique la figure I.6, l'indice optique de la zone active (gap plus petit) est plus élevé que celui de la zone de confinement, l'onde optique est alors piégée dans la zone active.

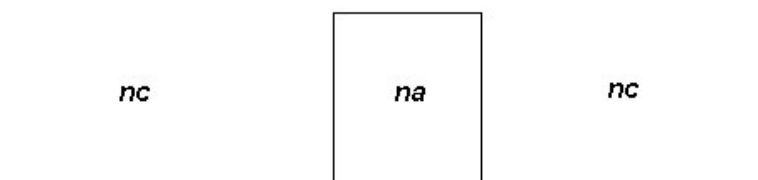


Figure I.6 : Variation de l'indice de réfraction entre la zone de confinement (nc) et la zone active (na)

b) Confinement transversal

Le confinement transversal est obtenu en diminuant la largeur de la zone dans laquelle est injecté le courant.

➤ Guidage par le gain

Le terme guidage optique par le gain vient du fait que seuls les modes dont le gain est supérieur aux pertes peuvent participer à l'émission stimulée, ainsi le confinement transversal est obtenu en diminuant la largeur de la zone dans laquelle est injecté le courant. Deux techniques sont couramment utilisées aujourd'hui: une isolation par oxyde et une implantation de protons.

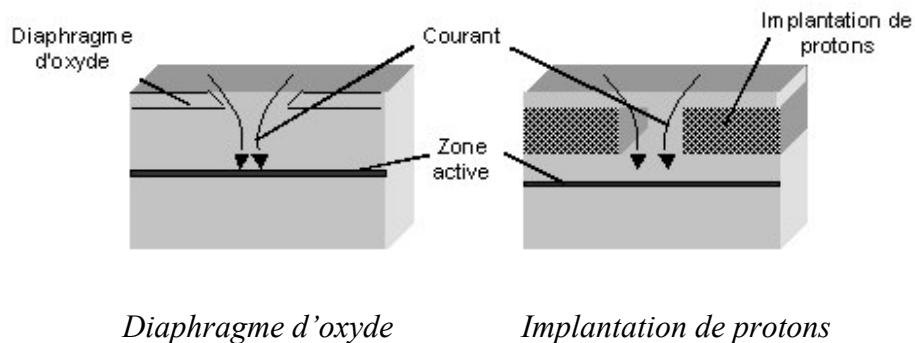


Figure I.7 : Structure des lasers à guidage par le gain

➤ Guidage par l'indice

Une technique pour améliorer le confinement transversal et le guidage par l'indice, sa technique se résume à une variation de l'indice de réfraction effectif le long du plan de la jonction. Ainsi cette méthode permet au laser de fonctionner sur le mode transverse fondamental.

Le guidage fort par l'indice est obtenu grâce aux techniques actuelles de croissance de couches après gravure ou décapage.

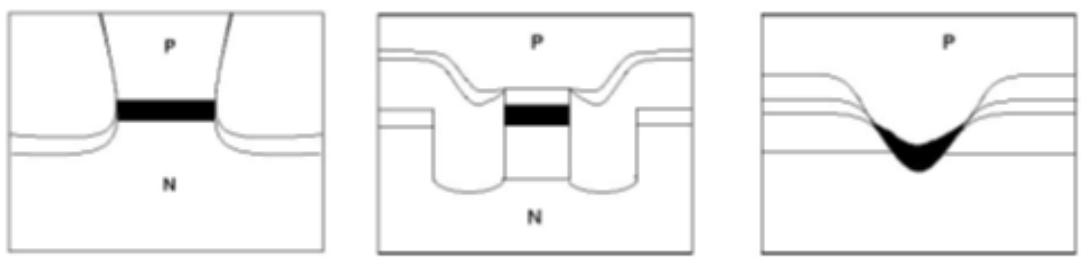


Figure I.8 : Structure à guidage fort par l'indice (zone active en noir)

c) Laser à contre réaction distribuée

La diode laser la plus utilisée en télécommunication par fibre optique est la DFB (distributed feed-back), parce qu'elle répond à deux principaux critères :

Elle est monomode longitudinale (pour pallier à tout problème de détection cohérente) et peut émettre à la longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$ à laquelle la fibre optique en silice a une atténuation minimale.

La structure de ce laser est obtenue en utilisant la sélectivité d'un réseau de diffraction gravé dans la cavité. En effet, le champ optique s'étalant sur plusieurs modes, le réseau de diffraction va se comporter comme un filtre pour ne laisser passer qu'un seul mode longitudinal. Nous distinguons deux structures de diodes laser à contre réaction distribuée.

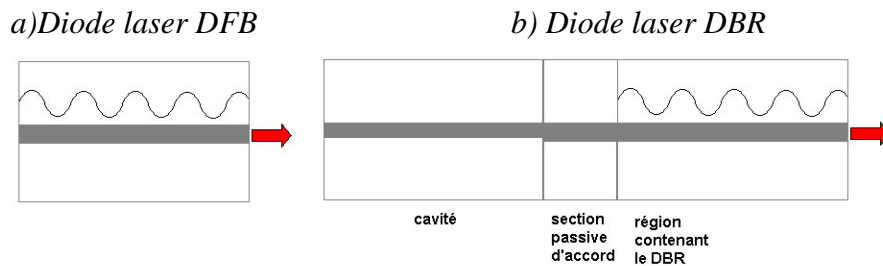


Figure I.9 : Structure de laser à contre réaction distribuée

Pour la première figure I.9.a, le réseau de diffraction est gravé au-dessus ou en dessous de la zone active, ce sont les diodes laser DFB. La seconde possibilité (figure I.9.b) est de graver un réflecteur de Bragg (DBR : Distributed Bragg Reflector) hors de la zone active et le long de l'axe de la cavité. Dans les deux cas, la contre réaction est obtenue par variation périodique de l'indice effectif. Ces dispositifs ont un maximum de réflectivité fixé par la longueur d'onde de Bragg du réflecteur. Celle-ci est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_b = 2.n.p \quad (\text{I.1})$$

Où "p" est la période du réflecteur et "n" l'indice effectif

La figure I.10 présente les caractéristiques de réflexion des réseaux de diffraction. Considérons une onde incidente par la gauche, à chaque saut d'indice une partie de cette onde sera réfléchi.

Cette onde réfléchi ne rejoindra le point de départ de l'onde incidente que partiellement, car elle subira d'autres réflexions multiples aux interfaces. La superposition des ondes réfléchies engendrera des interférences constructives ou destructives.

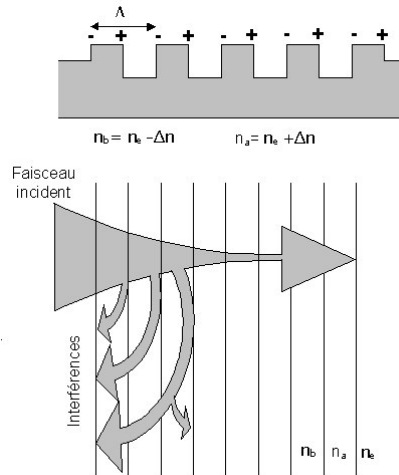


Figure I.10 : Description des réflexions de Bragg

Pour la longueur d'onde de Bragg, la lumière sera déphasée de π au-delà de la distance "p" ainsi les phases de réflexions successives le long du réseau prendront les valeurs tantôt 0 tantôt π quand la longueur d'onde λ sera égale à λ_b . Toutes les réflexions seront en interférence constructive.

d) Diodes laser à puits quantiques

Après de multiples recherches et progrès qui avaient pour but de la diminution des épaisseurs de couches d'hétérostructures pour atteindre des dimensions quantiques. Dans le cas des diodes laser, la réduction d'épaisseur de la zone active a eu certaines conséquences comme la réduction du courant de seuil.

La double hétérostructure figurée par I.11 peut alors être de taille si réduite que les électrons et les trous verront les discontinuités respectives de la bande de conduction et de la bande de valence se comporter comme des puits quantiques en vis-à-vis.

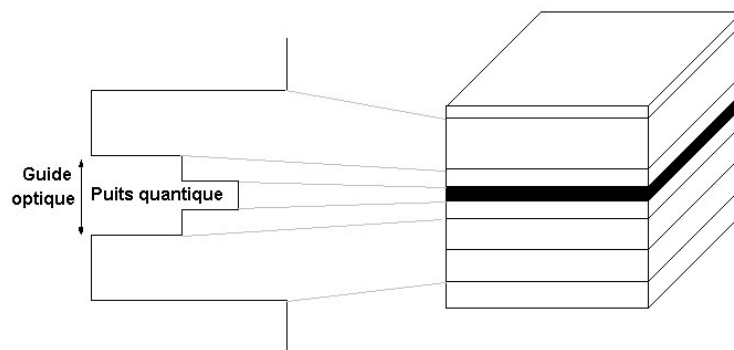


Figure I.11 : Zone active d'une diode laser à puits quantiques

I.3 Différentes structures VCSELs

Une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (ou VCSEL vertical-cavity surface-emitting laser) est un type de diode laser à semi-conducteur émettant un rayon laser perpendiculairement à la surface. Il existe différentes structures :

I.3.1 Zone active à puits quantiques

Le VCSEL est un laser à puits quantiques. La position de ces puits va dépendre de l'onde stationnaire oscillant dans la cavité. Les puits seront placés aux maxima de l'onde de façon à optimiser le couplage.

Il existe deux types de structures selon la longueur de la cavité présentées comme suit :

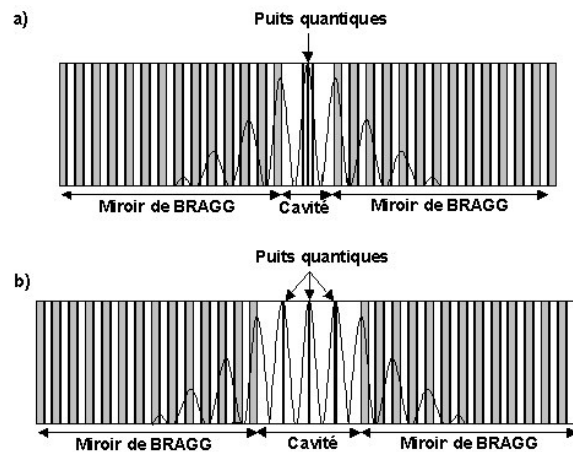


Figure I.12 : Emplacement des puits quantiques dans la cavité

a) Structure à zone active centrale

b) Structure à gain périodique résonnant

La dernière figure présente une cavité λ , dans ce cas il n'y aura qu'un seul maximum d'onde stationnaire où seront placés tous les puits. La seconde structure utilise le fait que la longueur de la cavité multiple de la longueur d'onde puisse être deux ou trois fois plus grande que la cavité λ , ceux-là se traduisent par plusieurs maxima de l'onde stationnaire, ainsi les puits quantiques seront plus espacés, leur recouvrement avec le mode sera maximum ce qui donnera une meilleure sélectivité spectrale.

I.3.2 Structures sans confinement des porteurs

Si nous regardons la figure suivante, nous nous apercevons que l'inversion de population a eu lieu dans toute la zone active, l'émission des photons est susceptible de se produire sur toute la surface de celle-ci. Or l'ouverture permettant la sortie du faisceau lumineux, est

limitée par la surface des électrodes, ce qui engendre des pertes optiques. Il a donc été nécessaire d'améliorer la structure du VCSEL pour confiner les porteurs au centre de la zone active.

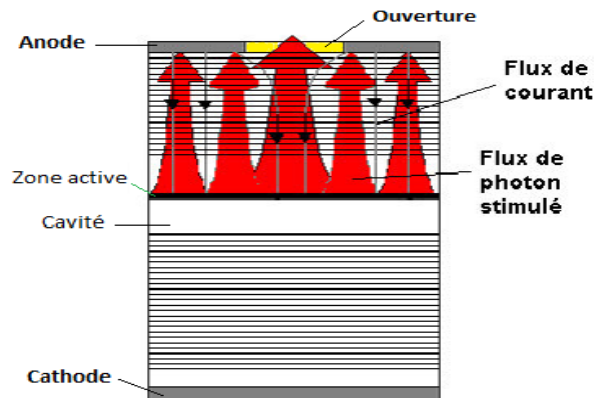


Figure I.13 : Structure sans confinement des porteurs

I.3.3 VCSEL à implantation de protons / VCSEL à miroir de Bragg oxydes

La figure suivante présente la première génération des VCSELs car la plus simple à réaliser, certaines zones du miroir de Bragg supérieur sont rendues isolantes par bombardement de protons (H^+). Les porteurs sont ainsi guidés jusqu' au centre de la région active forçant l'émission stimulée à se produire à cet endroit.

La seconde structure (Figure I.14-b), sur le même principe que le bombardement de protons, va rendre isolante des parties du miroir supérieur par une oxydation locale. Cette méthode a l'avantage de réduire les recombinaisons non-radiatives.

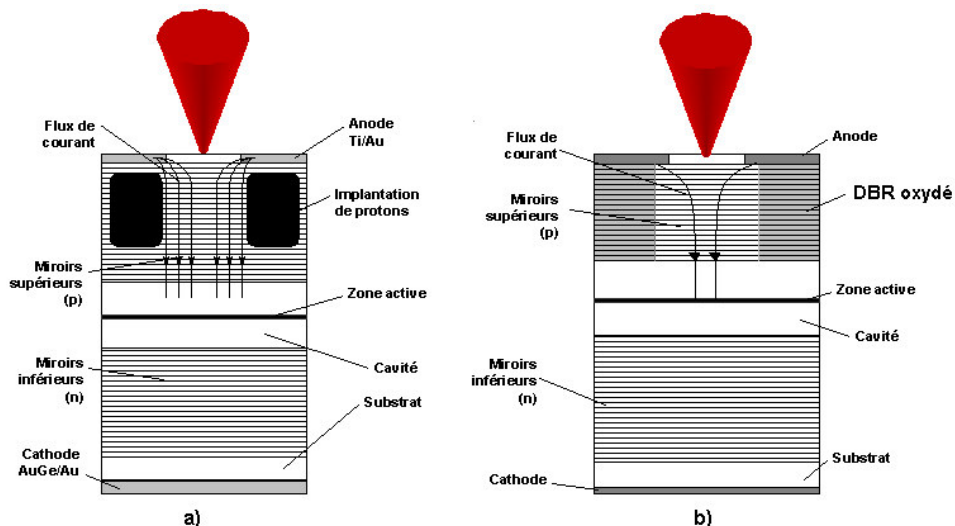


Figure I.14 : a) VCSEL à implantation de protons / b) VCSEL à miroir de Bragg oxydes

I.3.4 VCSEL MESA

Une autre méthode de confinement, plus communément appelée structure MESA ou pilier gravé, a été imaginée en réduisant la largeur du miroir de Bragg supérieur. L'anode est située au-dessus du miroir mais en minimisant la surface de contact avec celui-ci ou bien directement au-dessus de la cavité de façon à supprimer la traversée du DBR supérieur par le courant.

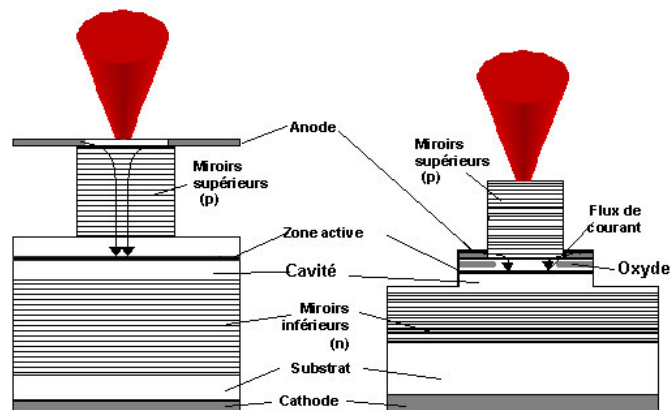


Figure I.15 : VCSEL MESA

Mais elle nécessite une oxydation au sein même de la cavité. Ces structures de VCSEL donnent actuellement les meilleures performances notamment en terme de courant (seuil très bas, inférieur au mA) et de confinement optique.

I.3.5 VCSEL à diaphragme d'oxyde

La dernière structure appelée à diaphragme d'oxyde, est conçue sur le même principe que celle à DBR oxydé mais en limitant l'attaque à une seule couche d'AIAs (Aluminium Arsénite), juste au-dessus de la cavité.

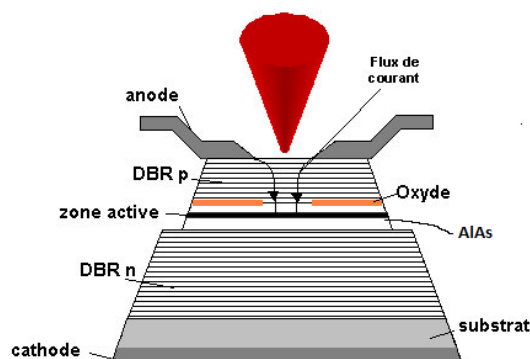


Figure I.16 : VCSELs à diaphragme d'oxyde

I.4 Comparaison VCSEL / diode laser

Si nous faisons une comparaison entre le VCSEL et la diode laser nous concluons ceci :

-Tout d'abord, la zone active étant constituée de puits quantiques, cela permet de réduire fortement le courant de seuil et l'épaisseur de la cavité (car le coefficient des miroirs de Bragg est très élevé). Ainsi, pour les VCSELS actuels, le courant de seuil est beaucoup plus faible que celui des lasers conventionnels.

-La structure verticale et cylindrique permet au faisceau émis d'être circulaire et faiblement divergent. Alors que pour les émetteurs, le faisceau est fortement elliptique et diverge en champ lointain, ce qui complique le couplage avec la fibre optique et oblige donc l'ajout d'un dispositif de focalisation au niveau de la connexion.

-D'autre part, la bande passante du VCSEL est assez élevée, pour un courant de polarisation très bas et donc une faible consommation de puissance.

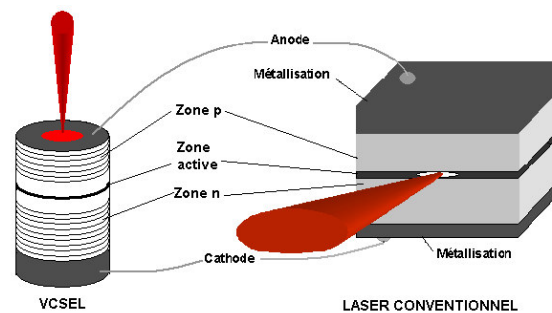


Figure I.17 : Comparaison du VCSEL avec une diode laser

I.5 Applications

Il est possible de décomposer les distances de communication en trois catégories afin de différencier entre les deux points liés :

-Les télécoms : L'information est véhiculée sur de longues distances, de la dizaine à la centaine de kilomètres sur des réseaux téléphoniques ou Internet (Wan ou Man).

-Les datacoms : Dans ce cas, les distances sont réduites à quelques kilomètres dans des réseaux locaux tel qu'Ethernet (LAN).

- Les transmissions sur courte distance ou carte à carte : Les liaisons sont alors réduites à quelques centaines de mètres au maximum.

➤ Nous pouvons citer d'autres applications:

Champ d'application	Exemples
Applications domestiques	Imprimantes laser, têtes de lecture des platines disques compact ou DVD, sauvegardes de données par effet magnéto-optique, pointeurs laser, souris laser, illumination
Détection et télémétrie	Spectroscopie, médecine, biologie, lecteurs de code à barres, réalisation de robots et drones de faible taille et d'autonomie élevée
Datacoms et télécoms	Liaisons optiques, réseaux LAN, transmission parallèles avec des matrices de VCSELs

Tableau I.1 : Applications des VCSELs

I.6 VCSELs aux longueurs d'onde télécoms

La fabrication des VCSELs émettant à grandes longueurs d'onde, c'est à dire dans la gamme $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$, n'a pas évolué aussi rapidement que celle des diodes lasers aux courtes longueurs d'onde (850 nm et 980 nm) à cause de certaines contraintes technologiques.

En effet, les composés ternaires et quaternaires utilisés à ces longueurs d'onde sont généralement conçus sur substrat d'InP. Cela provoque l'apparition de nouveaux facteurs limitant qui sont de faible contraste d'indice pour les DBR et la faible conductivité thermique, qui réduit la plage de température de fonctionnement. De plus, de nouveaux phénomènes physiques surgissent à cause de la faible largeur de bande interdite, compliquant ainsi leur développement.

Nous allons donc voir les avancées technologiques proposées et leurs intérêts respectifs pour faire évoluer les performances de ces structures.

❖ L'intérêt de la longueur d'onde 1300 nm

Le faible coût de fabrication des VCSELs et leurs performances ont su séduire les industriels, mais leur longueur d'onde d'émission trop faible est restée pendant plusieurs années un handicap pour une utilisation en télécommunication.

L'obstacle à la réalisation de composants émettant à $1,3\mu\text{m}$ relève des matériaux constituant les puits quantiques, qui comme nous l'avons vu précédemment fixent la longueur d'onde des photons oscillant dans la cavité, et les miroirs de Bragg dont la sélectivité pourrait empêcher l'onde optique de sortir de la cavité. Les VCSELs actuels sont constitués de

matériaux III-V (GaAs, AlGaAs, AlAs), (L'arséniure de gallium, L'arséniure de gallium-aluminium, L'arséniure d'aluminium) bien connus en microélectronique, ce qui a permis la réalisation de cette diode laser.

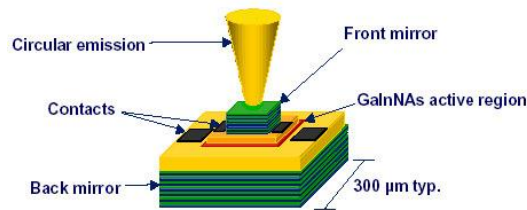


Figure I.18 : Structure des VCSELs émettant autour de 1300 nm

En ce qui concerne les VCSELs à 1,3μm réalisés à partir des alliages déposés sur GaAs visant l'émission dans la gamme spectrale entre 780 nm et 1310 nm, un couplage optimisé entre gain et mode optique ainsi qu'un contrôle modal efficace ont été obtenus grâce à l'introduction d'une fenêtre d'oxyde Al_xO_y dont l'épaisseur de quelques dizaines de nanomètres est délimitée latéralement par oxydation. En vue d'obtenir un confinement à la fois optique et électrique, tandis que l'indice plus faible de l'oxyde permet d'avoir un fort guidage par l'indice au centre de la cavité, ses propriétés isolantes garantissent une bonne injection des porteurs. Ceci explique le succès de cette solution technologique adoptée dans presque tous les procédés de fabrication pour des micros lasers de type VCSEL avec croissance épitaxiale sur substrat GaAs.

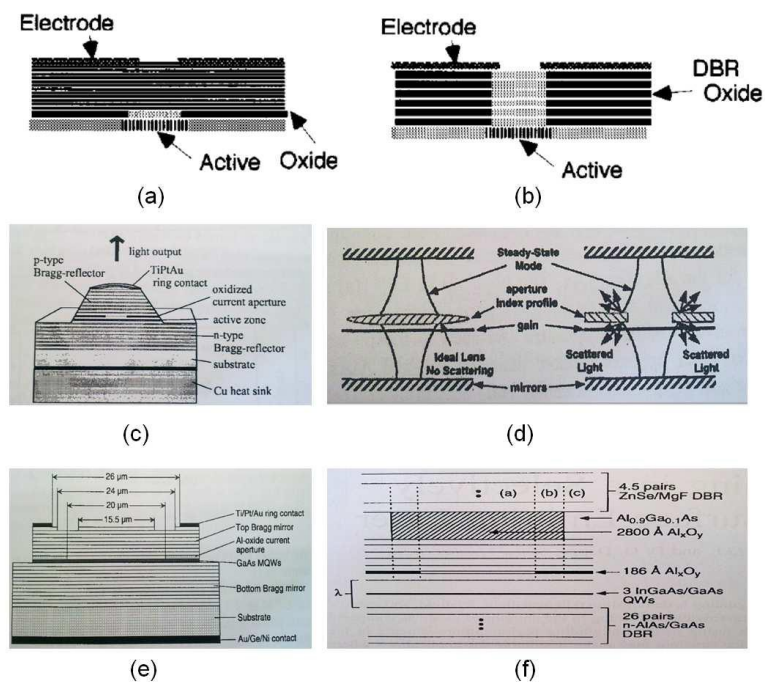


Figure I.19 : Différentes réalisations de VCSELs

- La fenêtre d'oxyde peut être réalisée au cœur de la région active démontrée dans (a et c) où (b) localisée dans le miroir de Bragg supérieur, afin de minimiser les pertes optiques diffractées à la hauteur de l'oxyde, un profil graduel de la couche de Al_xO_y est prévu dans la figure (d).
- Une gravure partielle du miroir DBR supérieur comme stratégie de séparation entre gain et contrôle modal figure (e).
- Un anti guidage par l'indice des modes d'ordres supérieurs par recroissance latérale à la MESA d'une couche d'AlGaAs figure (f).
- Une première solution à la question du compromis entre contrôle modal et puissance optique du composant a été envisagée et prévoit l'introduction des miroirs de Bragg gravés à géométrie coaxiale illustrés en figure (e).

❖ *L'intérêt de la longueur d'onde 1550 nm*

Avec la révolution des télécommunications dans ces dernières décennies, la fibre optique est devenue le moyen de transfert des données le plus important. Elle 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 Téra-hertz 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 océaniques) 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.

Pour les VCSELs à $1,55\mu\text{m}$, la difficulté d'obtenir des matériaux oxydables dans la famille des alliages ternaires et quaternaires (InAsP-InGaAsP ou InAlAs-AlGaInAs) qui peuvent être déposés sur InP ainsi que les fortes pertes optiques par absorption dans les couches d'InP, posent le problème du confinement électrique dans cette classe de dispositifs.

Les deux questions ont été résolues par l'introduction des jonctions tunnels. Une jonction tunnel n'est rien d'autre qu'une diode p-n fortement dopée et polarisée en inverse. Tout d'abord, la structure permet la conversion des électrons (e^-) injectés par le contact p en des trous (h^+) qui sont ramenés au cœur de l'hétérostructure active.

Afin de maximiser le couplage entre l'amplification optique et le mode optique de la cavité, la jonction tunnel doit être confinée latéralement pour pouvoir acheminer les porteurs provenant de contacts vers le cœur du milieu à gain. Deux approches ont été visées: les jonctions tunnels gravées latéralement, et les jonctions tunnels confinées par implantation de protons.

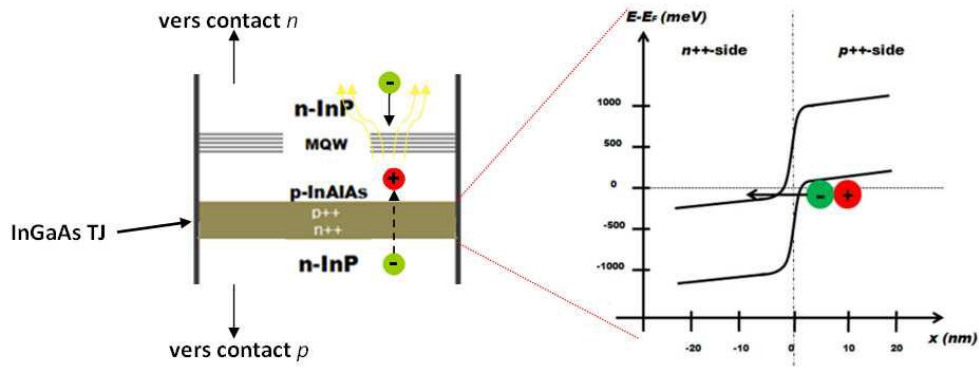


Figure I.20: Architecture et schéma de fonctionnement

Un fonctionnement conceptuel d'une jonction tunnel (TJ) InGaAs dopée carbone dans la région active d'un VCSEL à base d'InP pour l'émission à $1,55\mu\text{m}$. L'utilisation d'un fort dopage permet d'aligner les bandes de conduction et de valence des parties p et n, respectivement de la jonction tunnel afin de maximiser la probabilité de tunneling de porteurs d'un coté à l'autre de la jonction, rendant possible une baisse considérable et de la résistivité du composant optoélectronique et des pertes par absorption du mode optique en réduisant l'utilisation des couches dopées type p.

A la longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$, l'atténuation est minimale, de l'ordre de $0,1\text{ dB/Km}$, 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 lasers 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. La longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$ est privilégiée puisqu'elle garantit les plus faibles pertes de transmission.

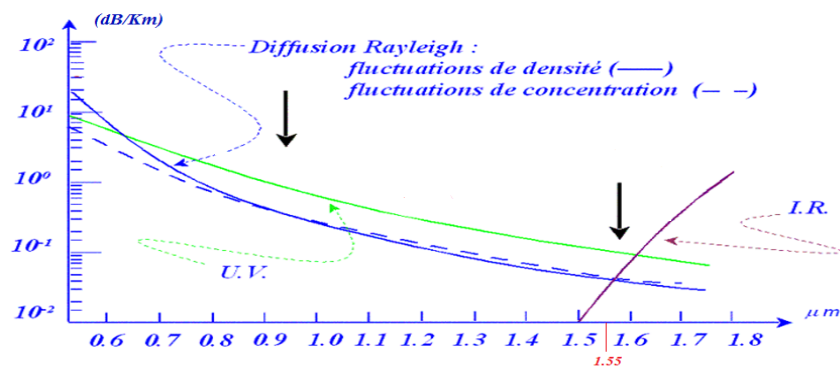


Figure I.21 : Atténuation dans une fibre optique en fonction de la longueur d'onde

Alliage	λ (nm)	Applications
AlGaAs / GaAs (L'arséniure de gallium-aluminium/ L'arséniure de gallium)	680 → 890	Datacom(850nm) Diode de pompe pour lasers solides Lecteurs, graveurs CD
InGaAs / GaAs (l'arséniure d'indium-gallium/ L'arséniure de gallium)	950 → 1100	Diode de pompe pour amplificateurs à fibre dopée Erbium
InGaAs / InP (l'arséniure d'indium-gallium/ Le phosphore d'indium)	1000 → 1700	Télécom (1330nm, 1550nm)
AlGaInP/ GaAs (Phosphure de gallium-indium aluminium / L'arséniure de gallium)	600 → 700	Applications visibles Fibres polymères courtes distances

Tableau I.2 : Longueurs d'ondes émises en fonction des alliages III-V

-Voici les deux tableaux qui résument la comparaison entre ces deux longueurs d'onde à savoir 1,3 μ m et 1,55 μ m.

Longueur d'onde	Substrat	Remarques
1,55 μ m	InP	Jonction-tunnel Implantation "ion"
1,3 μ m	GaAs	Fenêtre d'oxyde

Tableau I.3 : Comparaison entre les deux longueurs d'onde en fonction de leurs matériaux respectifs

1,3μm	1,55μm
Coût faible	Coût élevé
Atténuation maximale	Atténuation minimale
Grosse perte de transmission	Faible perte de transmission
Faible débit	Grand débit
Moins utilisée	Plus utilisée

Tableau I.4 : Comparaison entre les deux longueurs d'onde d'un point de vue transmission

I.7 Avantages et inconvénients des VCSELs

Les VCSELs présentent des avantages et des inconvénients par rapport aux autres lasers, certains de ces avantages, qui ont stimulé le développement technologique des VCSELs de ces dernières années, sont présentés ci-dessous :

➤ **Avantages**

- La fabrication est beaucoup plus aisée et moins coûteuse.
- Le courant seuil des VCSELs de l'ordre du mA, est nettement plus faible que celui des autres diodes lasers.
- Le faisceau émis par le VCSEL, circulaire et faiblement divergent, est facilement injecté dans la fibre optique.

➤ **Inconvénients**

- Les VCSELs sont limités en puissance à quelques mW pour certaines structures.
- Les VCSELs sont le plus souvent multimodes transverses.

I.8 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons tout d'abord présenté les spécifications des diodes laser VCSELs en se basant sur son principe de fonctionnement, leurs différentes structures qui les composent, leurs avantages et inconvénients. Ces derniers ont démontré un grand impact pour les télécommunications en nano et micro technologies, afin d'aborder ses dispositifs en cavité verticale.

Chapitre II
Dispositifs à cavité verticale

II.1 Introduction

Le principe de fonctionnement d'un laser à cavité verticale pour lequel nous utiliserons fréquemment l'acronyme anglais VCSEL pour « Vertical Cavity Surface Emitting Laser » a été exposé précédemment. L'attention sera focalisée principalement sur les miroirs de Bragg qui sont de fait la clef première pour la réalisation des VCSELs. De ce fait, une attention particulière sera alors portée sur le choix des matériaux possibles pour réaliser de tels composants, à la base, la majorité de ces lasers fonctionnent grâce à la résonance optique provoquée par les interférences dans une cavité Fabry-Pérot, le VCSEL étant dans ce cas.

Le rôle des composants qui les constituent est de permettre aux photons d'osciller dans la cavité et de sortir par la surface supérieure: cela se traduit par un coefficient de réflexion de 99% pour le miroir supérieur (environ 19 paires) et 99,99% pour le miroir inférieur (environ 30 paires). D'autre part, la structure verticale nécessite une circulation du courant de polarisation à travers les DBR («Distributed Bragg Mirror» pour miroir de Bragg réflecteur) de ce fait, le miroir supérieur est dopé positivement et le miroir inférieur négativement.

L'injection des porteurs se fait par l'intermédiaire de deux électrodes situées au-dessus du miroir supérieur et en dessous du substrat. Une ouverture circulaire au centre de l'électrode supérieure permet l'émission de la lumière dans le sens vertical.

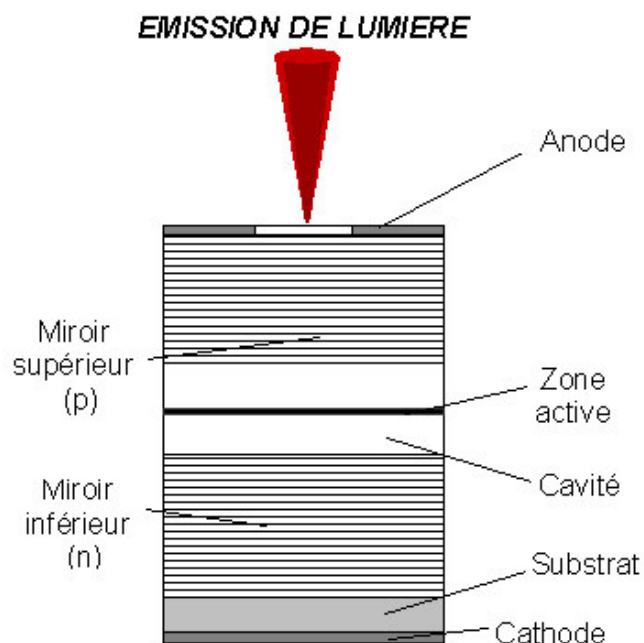


Figure II.1 : Structure d'une diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

II.2 Le résonateur Fabry-Pérot

Une cavité Fabry-Pérot (FP) est définie comme un interféromètre composé de deux miroirs partiellement réfléchissants. Son spectre en transmission présente des pics très étroits dont la position spectrale dépend de la distance séparant les deux miroirs. Il entre dans la catégorie des interféromètres à faisceaux multiples. Les cavités FP sont largement utilisées comme sélecteur de longueur d'onde, et ce dans divers domaines tels la spectroscopie, les télécommunications et la conception de sources lasers.

La figure suivante illustre le résonateur FP, en considérant une cavité constituée d'une couche d'indice de réfraction complexe \bar{n}_c entourée de deux milieux d'indices complexes \bar{n}_1 et \bar{n}_2 . Le champ électrique d'une onde plane se propageant dans la direction de l'axe (oz) perpendiculaire aux dioptries est représenté par : $E=E_0 \exp j (\omega t-kz)$.

$$r_1 = \frac{\bar{n}_1 - \bar{n}_c}{\bar{n}_1 + \bar{n}_c} \quad (\text{II.1}) \quad \text{et} \quad r_2 = \frac{\bar{n}_2 - \bar{n}_c}{\bar{n}_2 + \bar{n}_c} \quad (\text{II.2})$$

sont les coefficients de réflexion en amplitude sous incidence normale.

$$t_1 = \frac{2 \bar{n}_1}{\bar{n}_1 + \bar{n}_c} \quad (\text{II.3}) \quad \text{et} \quad t_2 = \frac{2 \bar{n}_c}{\bar{n}_c + \bar{n}_2} \quad (\text{II.4})$$

sont ceux de transmission sur les faces de sortie dans les mêmes conditions.

$$\delta = \frac{2\pi \bar{n}_c}{\lambda_0} d = \frac{2\pi \nu}{c} \bar{n}_c d \quad (\text{II.5})$$

est le déphasage sur une traversée de la cavité.

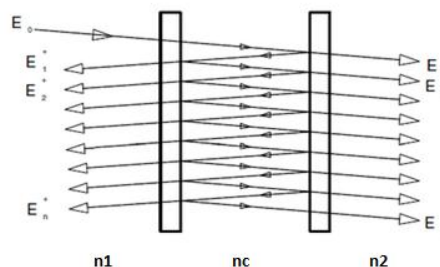


Figure II.2 : Résonateur Fabry-Pérot

Notons que lorsqu'une onde est incidente dans un milieu d'indice n_1 et se réfléchit sur un milieu de plus fort indice : $n_c > n_1$, l'onde subit un déphasage, alors qu'elle reste de même phase si la réflexion se fait sur une interface avec un milieu de plus bas indice $n_c < n_1$.

II.2.1 Condition de résonance dans le laser

Nous travaillons dans le cas où les deux miroirs du FP ont des coefficients de réflexion en intensité qui ne sont plus forcément égaux $R_1 = r_1 \cdot r_1^*$ (II.6) et $R_2 = r_2 \cdot r_2^*$ (II.7).

L'onde plane présente dans la cavité peut s'exprimer en notation complexe sous la forme :

$$E(z,t) = E_0 \left(\exp j(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \bar{n}_c z) \right) \quad (\text{II.8})$$

Le champ à l'entrée de la cavité et après un aller-retour s'écrivent alors :

$$\begin{cases} E(0,t) = E_0 \exp(j\omega t) & (\text{II.9}) \\ E(2d,t) = E_0 \exp j(\omega t) \left(\exp(-\frac{2j\pi}{\lambda_0} * 2\bar{n}_c * d) r_1 r_2 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda_0} 2\bar{n}_c d\right) \right) & (\text{II.10}) \end{cases}$$

En écrivant les coefficients de réflexion en amplitude comme $r_i = \sqrt{R_i} \exp j\phi_i$ (II.11), i étant le déphasage induit par le miroir, la condition pour que l'onde reste inchangée après un aller et retour peut alors s'exprimer d'une autre façon:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha \cdot z} e^{g \cdot z} R_1 R_2 \quad (\text{II.12})$$

Cette expression se simplifie en introduisant le terme de $I(z + 2.n.L)$

$$I(z + 2.n.L) = I_0 e^{-\alpha(z+2.n.L)} \cdot e^{g(z+2.n.L)} \cdot R_1 R_2 \quad (\text{II.13})$$

$$e^{-2.\alpha.n.L} \cdot e^{2.g.n.L} \cdot R_1 R_2 = 1 \quad (\text{II.14}) \quad (L = L_{cav} + L_{pén1} + L_{pén2})$$

Avec une condition sur le gain au seuil de la résonance :

$$g_s = \alpha - \frac{1}{2.n.d} \ln R_1 R_2 \quad (\text{II.15}) \quad (\text{avec : } d = L)$$

- α : Le coefficient d'absorption (cm^{-1})
- n : L'indice de réfraction
- d : La distance parcourue par l'onde dans la cavité
- R_1 et R_2 : Les coefficients de réflexion en intensité

C'est sur cette condition que nous faisons la différence et en même temps nous distinguons entre une diode laser conventionnelle dont l'émission se fait parallèlement aux couches, et le laser à cavité verticale pour lequel l'émission se fait perpendiculairement aux couches.

Pour que le seuil de la résonance soit atteint, la très faible longueur de la cavité transfère les contraintes sur le coefficient de réflexion des miroirs qui doivent atteindre des valeurs très élevées, typiquement = 99,5%.

II.2.2 Modélisation du résonateur Fabry-Pérot distribué

Nous définissons une longueur effective de cavité pour tenir compte des longueurs de pénétration de l'onde dans les miroirs:

$$L_{eff} = L_{cav} + L_{pén1} + L_{pén2} \quad (\text{II.16})$$

Tel que le résultat se traduit par : $p \frac{\lambda_0}{2}$

Où $L_{pén}$ et L_{cav} sont respectivement, la longueur de pénétration du miroir i et les longueurs de la cavité. Dans ce modèle, le miroir distribué est remplacé par une interface offrant une réflectivité identique au miroir de Bragg mais placé à une distance $L_{pén}$ de la cavité. Pour ce nouveau miroir, un déphasage adapté ϕ'_i est introduit afin d'obtenir une phase de l'onde réfléchie identique au cas du miroir de Bragg.

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

$$\phi_i = \phi_{0i} + (k - k_{0i}) \frac{d\theta_i}{dk} \quad (\text{II.17})$$

Où ϕ_{0i} est la valeur du déphasage à la longueur d'onde de Bragg λ_{0i} et $k_{0i} = 2\pi/\lambda_{0i}$ (II.18).

La variation de la phase $\phi(i)$ d'un miroir en fonction de la longueur d'onde peut être calculée. Nous pouvons écrire la variation de phase en fonction de $L_{pén(i)}$:

$$\phi_i = \phi_{0i} + 2(k - k_{0i}) L_{pén(i)} \quad (\text{II.19})$$

Si nous substituons le miroir de Bragg par un miroir plan, le déphasage associé ϕ'_i s'écrit alors sous la forme :

$$\phi'_i = \phi_i - 2KL_{pén} = \phi_{0i} - 2K_{0i}L_{pén(i)} \quad (\text{II.20})$$

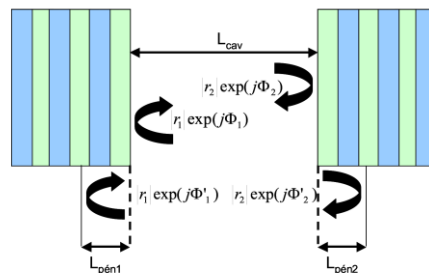


Figure II.3 : Schéma de principe d'une cavité Fabry-Pérot distribuée et sa modélisation

II.3 Les miroirs de Bragg

II.3.1 Définition

Le miroir de Bragg mis au point par William Lawrence Bragg (lauréat du prix Nobel de physique en 1915), est défini comme une succession de surfaces planes transparentes d'indices de réfraction différents. Cela lui permet de réfléchir grâce à des phénomènes d'interférences constructives, 99,5 % de l'énergie incidente.

La fabrication des VCSELs nécessite la réalisation des miroirs de Bragg performants pour que le seuil de la résonance soit atteint. Par ailleurs, le principe de fonctionnement d'un miroir de Bragg, basé sur les interférences constructives et destructives induit, des phénomènes parasites tels que la pénétration de l'onde optique dans les couches qui le constituent.

Les miroirs ou réflecteurs de Bragg sont utilisés dans les VCSELs car ils sont les seuls permettant d'atteindre des pouvoirs réflecteurs (coefficient de réflexion) supérieurs à 99,5%, ces empilements de couches d'épaisseur quart d'onde ont la propriété d'atteindre des pouvoirs réflecteurs aussi élevés que 99,999%. Les couches constitutives sont en alternance, un matériau de fort indice de réfraction et un autre de faible indice. Les composés III-V les plus développés sont GaAs et AlAs constituent actuellement les meilleurs miroirs de Bragg semi-conducteurs, et ont largement prouvé leurs potentialités dans les VCSELs. Le plus gros avantage des miroirs composés de matériaux semi-conducteurs est de pouvoir assurer un bon transport électrique à travers la structure afin d'amener les porteurs jusqu'à la couche active du laser.

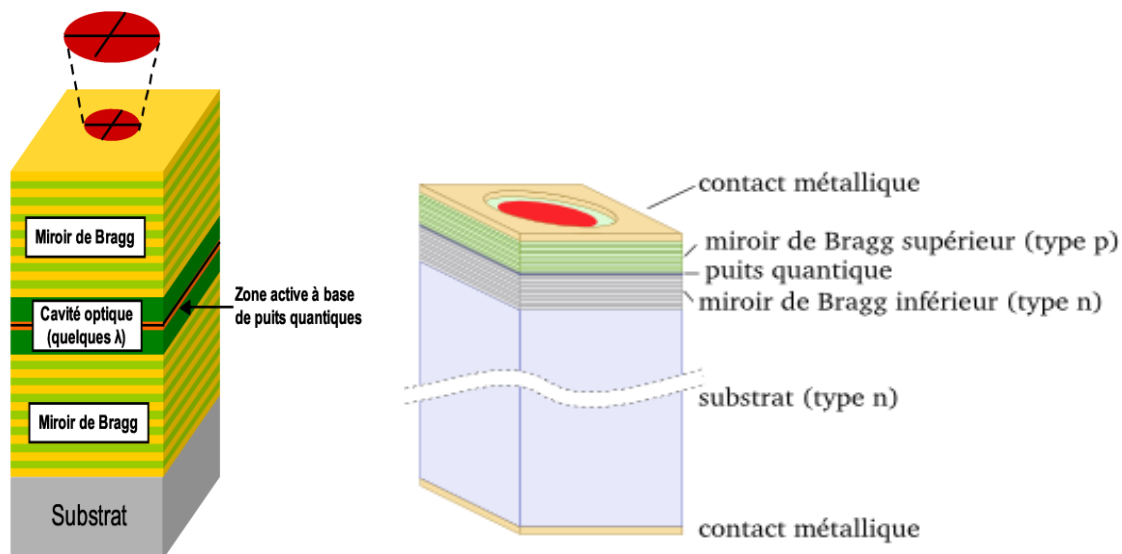


Figure II.4 : Schéma de principe d'un laser semi-conducteur (VCSEL)

II.3.2 Les interférences constructives

Le principe du miroir de Bragg se résume à des interférences constructives dans un milieu constitué alternativement d'un milieu de haut indice (n_1) et d'un milieu de bas indice (n_2), pour cela les épaisseurs optiques de chacune des couches doivent être égales à $\lambda_0/4$. L'unité élémentaire est appelée période et λ_0 est la longueur d'onde de résonance du miroir de Bragg.

Un assemblage adéquat de couches minces permet d'obtenir des miroirs de haute réflectivité, les miroirs diélectriques, souvent utilisés dans les montages optiques, sont basés sur ce principe. En optimisant les épaisseurs de chacune des couches il est possible d'arriver à faire interférer constructivement l'ensemble des réflexions provenant de chacune des interfaces du réseau. Pour y arriver, les couches doivent être de type quart d'onde.

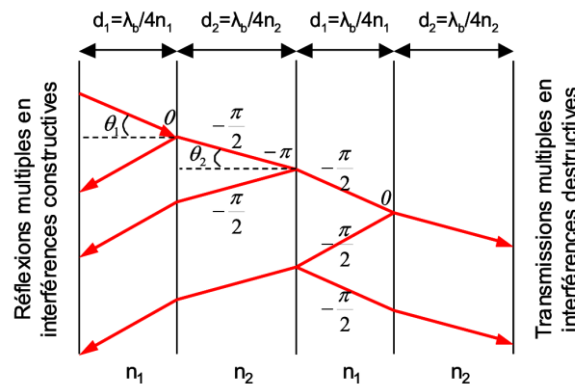


Figure II.5 : Interférence constructive d'un miroir de Bragg

Les valeurs placées le long des rayons lumineux indiquent les déphasages introduits par la traversée de la couche et celles placées aux niveaux des interfaces représentent les déphasages introduits par la réflexion.

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

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (\text{II.21})$$

II.3.3 Calcul du coefficient de réflexion

Dans cette partie, nous démontrons le calcul du coefficient de réflexion et de transmission à travers un système à multicouches diélectriques.

Nous nous plaçons sous un angle d'incidence nul, perpendiculaire au système à multicouche, et nous définissons pour faire le calcul, l'axe (oz), direction de propagation de l'onde électromagnétique, l'axe (ox) du champ électrique, l'axe (oy) du champ magnétique.

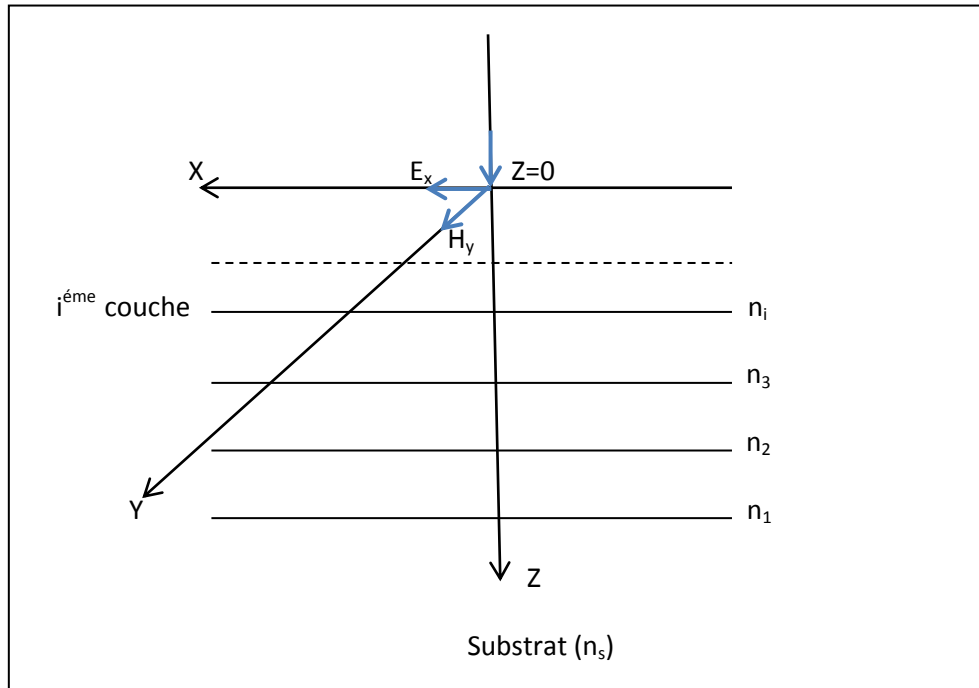


Figure II.6 : Système à multicouche diélectriques

➤ Les équations de continuité

$$\begin{cases} E_x(z) = Ae^{-i(\omega t - kz)} + Be^{-i(\omega t + kz)} \\ H_y(z) = n_i [Ae^{-i(\omega t - kz)} - Be^{-i(\omega t + kz)}] \end{cases} \quad (\text{II.22})$$

$$E_n \begin{cases} z = 0 & \text{on a : } E_x(0) \text{ et } H_y(0) \\ z = Z_1 & \text{on a : } E_x(Z_1) \text{ et } H_y(Z_1) \end{cases}$$

$$\begin{pmatrix} E_x(0) \\ H_y(0) \end{pmatrix} = [M_1(Z_1)] \begin{pmatrix} E_x(Z_1) \\ H_y(Z_1) \end{pmatrix} \quad (\text{II.23})$$

$[M_1(Z_1)]$ est la matrice de transfert de la 1^{ère} couche

➤ Au niveau de la 2^{ème} couche

$$\begin{pmatrix} E_x(z_1) \\ H_y(z_1) \end{pmatrix} = [M_2(z_2-z_1)] \begin{pmatrix} E_x(z_2) \\ H_y(z_2) \end{pmatrix} \quad (\text{II.24})$$

$[M_2(z_2-z_1)] = [M(h_2)]$ est la matrice de transfert de la 2^{ème} couche

➤ Dans le cas d'un system à N couches diélectriques

$$[M(h)] = \prod_{i=1}^N [M_i(h_i)] \quad (\text{II.25}) \text{ est la matrice de transfert de N couches}$$

➤ La matrice de transfert du système à multicouche diélectriques

$$[M] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (\text{II.26})$$

$$\text{On sait que } r = \frac{E_r}{E_i} \quad (\text{II.27}) \quad \text{et} \quad t = \frac{E_t}{E_i} \quad (\text{II.28})$$

On remplace :

$$\begin{pmatrix} E_i + E_r \\ n_0(E_i - E_r) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_t \\ n_s E_t \end{pmatrix} \quad (\text{II.29})$$

$$M(h) = \begin{bmatrix} \cos(k \cdot h) & -\frac{j}{n_i} \sin(k \cdot h) \\ -j \cdot n_i \sin(k \cdot h) & \cos(k \cdot h) \end{bmatrix} \quad (\text{II.30})$$

$$\text{On rappelle : } k = 2\pi/\lambda \quad (\text{II.31}) \quad , \quad h = \lambda_0/4n \quad (\text{II.32})$$

$$r = \frac{M_{11} + M_{12} \cdot n_s - \frac{M_{12}}{n_0} - \frac{M_{22} \cdot n_s}{n_0}}{M_{11} + M_{12} \cdot n_s + \frac{M_{21}}{n_0} + \frac{M_{22} \cdot n_s}{n_0}} = \frac{E_r}{E_i} \quad (\text{II.33})$$

$$t = \frac{2}{M_{11} + M_{12} \cdot n_s + \frac{M_{21}}{n_0} + \frac{M_{22} \cdot n_s}{n_0}} = \frac{E_t}{E_i} \quad (\text{II.34})$$

$$R+T=1 \quad (\text{II.35}) ; \quad R=|r|^2 \quad (\text{II.36}) \quad ; \quad T=|t|^2 \quad (\text{II.37})$$

II.3.4 Expression de la réflectivité

Les interférences constructives se traduisent par un résultat sur la réflectivité autour de la longueur d'onde de Bragg λ_0 .

La réflectivité maximum R_{max} est celle correspondante à la longueur d'onde λ_0 et peut être exprimée de façon analytique par:

$$R_{max} = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (\text{II.38})$$

Pour N couches et en incidence normale

Où n_s est l'indice du substrat et n_0 l'indice du milieu incident. Cette dernière expression montre néanmoins que le pouvoir réflecteur (coefficient de réflexion) sera d'autant plus élevé que le nombre de couches sera grand et que la différence d'indice (Δn) sera forte.

II.3.5 Longueur de pénétration

Pour bien comprendre le phénomène de pénétration de l'onde optique dans le miroir de Bragg formant une cavité laser, nous introduisons une grandeur appelée longueur de pénétration notée $L_{pén}$ comme l'indique la figure ci-dessous.

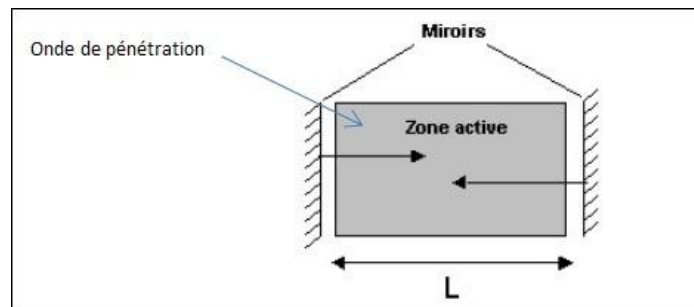


Figure II.7 : Longueur de pénétration

Comme le miroir est constitué de plusieurs couches donne lieu à une pénétration de l'énergie dans le miroir et à un délai à la réflexion qui s'ajoute au temps d'aller-retour dans la cavité, la longueur de pénétration est définie comme étant la dérivée de la phase du miroir ϕ par rapport au vecteur d'onde $k=2.\pi.n/\lambda$ à la longueur d'onde de résonance du miroir.

$$L_{pén}(k) = \frac{1}{2} \frac{\partial \phi}{\partial k} = \frac{\lambda^2}{4\pi n} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \quad (\text{II.39})$$

Cette pénétration de l'onde sert à accéder à la longueur réellement vue par l'onde dans une structure à cavité verticale. Pour un miroir dont les épaisseurs optiques de chacune des couches sont n_1d_1 et n_2d_2 , la longueur d'onde pour laquelle la réflectivité sera maximale est alors décalée et sera donnée par l'expression suivante:

$$n_1 \cdot d_1 \cdot \cos \theta_1 + n_2 \cdot d_2 \cdot \cos \theta_2 = \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{II.40})$$

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

II.4 Simulation

Dans cette partie nous allons simuler à l'aide du logiciel MATLAB un des paramètres importants, le coefficient de réflexion en amplitude et en phase d'un miroir de Bragg quart d'onde en fonction des matériaux utilisés et de la longueur d'onde.

II.4.1 Choix des matériaux

Les VCSELS émettant à $1,3\mu\text{m}$ ou $1,55\mu\text{m}$ sont généralement épitaxiés sur substrat InP, cependant, ces composants sont plus difficiles à réaliser que leurs homologues sur substrat GaAs. En effet, il existe peu de matériaux à forte différence d'indice permettant la fabrication de miroir de Bragg en accord de maille sur substrat InP. Cette caractéristique qui fait défaut à cette filière explique en partie le développement plus lent de ce type de VCSEL. Le tableau suivant rappelle les systèmes de matériaux à l'accord de maille sur InP, les plus couramment utilisés pour réaliser des miroirs de Bragg réfléchissant à $1,55\mu\text{m}$. Les différences d'indice des matériaux de cette filière peuvent ainsi être comparées au système de référence GaAs/AlAs.

Matériau1	Matériau2	n_1	n_2	Δn
GaAs	AlAs	3,38	2,91	0,47
InGaAsP	InP	3,46	3,17	0,29
InGaAlAs	InAlAs	3,5	3,21	0,29
InGaAlAs	InP	3,5	3,17	0,33
AlGaAsSb	AlAsSb	3,5	3,1	0,4

Tableau II.1 : Indices de réfraction (n)

Le paramètre Δn correspond à la différence d'indice optique entre le couple de matériaux constituant le miroir. Comme nous l'avons déjà signalé, pour un nombre de paires donné, la réflectivité d'un empilement de Bragg est d'autant plus élevée que Δn est grand, malgré sa faible différence d'indice, le système InGaAsP/InP (Arséniure-phosphure de gallium-indium / phosphure d'indium) a été le premier système étudié car il présente l'avantage de ne comporter aucun composé à base d'aluminium, élément connu pour dégrader la qualité des couches épitaxiales si les conditions de croissance ne sont pas optimales.

Néanmoins, le système InGaAlAs/InAlAs ne met en jeu qu'un élément V (As). Sa croissance reste alors envisageable puisqu'il est plus facile de contrôler les compositions d'éléments III pour le ternaire et le quaternaire. Cependant, la différence d'indice entre ces deux matériaux est identique au système InGaAsP/InP.

Les empilements de type InGaAlAs/InP semblent plus intéressants, puisque la différence d'indice est légèrement supérieure aux deux systèmes précédents, cependant ces empilements sont particulièrement difficiles à réaliser.

Seul le système AlGaAsSb/AlAsSb fait figure d'exception avec une différence d'indice légèrement plus faible que le système de référence GaAs/AlAs.

Les couches constitutives sont en alternance avec un matériau de fort indice de réfraction et un autre de faible indice. Les composés III-V les plus développés sont GaAs et AlAs constituent actuellement les meilleurs miroirs de Bragg (figure II.8) semi-conducteurs, et ont largement prouvé leurs potentialités dans les VCSELs. Le plus gros avantage des miroirs composés de matériaux semi-conducteurs est de pouvoir assurer un bon transport électrique à travers la structure afin d'amener les porteurs jusqu'à la couche active du laser.

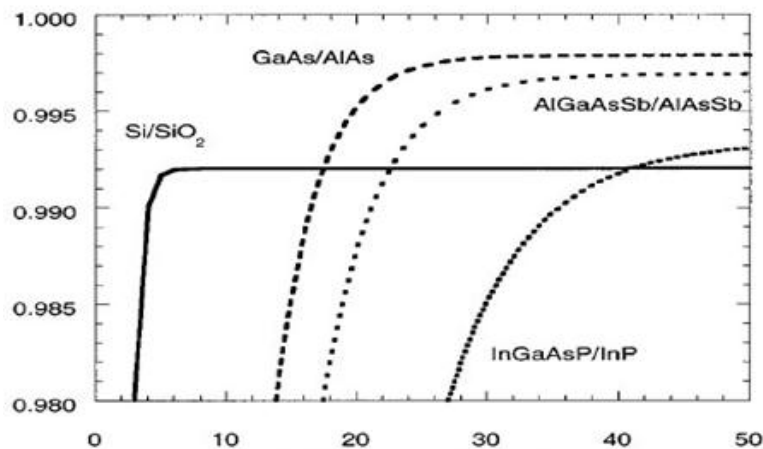


Figure II.8 : La réflectivité en fonction du nombre de couches des différents matériaux

II.4.2 Système multicouches

Les miroirs de Bragg sont des structures multicouches particulières. Leur principale propriété est de présenter un facteur de réflexion élevé, pouvant atteindre 100%, sans absorption (ou peu) dans un certain domaine de longueur d'onde. Cette zone de grande réflexion est centrée sur la longueur d'onde du miroir. Cette propriété est une conséquence de la géométrie de la structure : ce système multicouche est un empilement périodique de couches alternées de deux matériaux, transparents dans la gamme spectrale d'intérêt, d'indices différents. Le motif périodique est constitué de deux couches consécutives.

		Epaisseur (Å)	X (Al _x Ga _(1-x) As)
Cavité	AlGaAs	≈945	0.16
	GaAs	45	0
	AlGaAs	80	0.16
	GaAs	45	0
	AlGaAs	80	0.16
	GaAs	45	0
	AlGaAs	≈420	0.16
Miroir inferieur	X 25 AlGaAs	≈570	0.16
	AlAs	≈700	1

Figure II.9 : Principe d'un système multicouches

II.4.3 Programmation par MATLAB

Le programme élaboré sous MATLAB nous permet de tracer le coefficient de réflexion en amplitude et en phase d'un miroir de Bragg quart d'onde, en se basant sur la partie des équations du calcul de coefficient de réflexion (paragraphe II.3.3). Le résultat de la multiplication de la matrice $M_1(h_1)$ par $M_2(h_2)$ sera élevé à la puissance N qui correspond au nombre de couches, tout cela en le traduisant avec le langage MATLAB.

$$M_1(h_1) * M_2(h_2) = \begin{bmatrix} \cos(k_1 \cdot h_1) & -\frac{j}{n_i} \cdot \sin(k_1 \cdot h_1) \\ -j \cdot n_i \sin(k_1 \cdot h_1) & \cos(k_1 \cdot h_1) \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} \cos(k_2 \cdot h_2) & -\frac{j}{n_i} \cdot \sin(k_2 \cdot h_2) \\ -j \cdot n_i \sin(k_2 \cdot h_2) & \cos(k_2 \cdot h_2) \end{bmatrix} \quad (\text{II.41})$$

$$\text{Avec } k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{II.42}) \quad \text{et} \quad n_1 h_1 = \frac{\lambda_0}{4} \quad (\text{II.43})$$

II.5 Conclusion

Ce deuxième chapitre a été consacré à la description des dispositifs à cavité verticale. Nous avons ainsi montré les différentes grandeurs caractéristiques d'une microcavité Fabry-Pérot distribuée, en précisant les modèles physiques et les équations utilisées pour simuler les caractéristiques du VCSEL pompé optiquement, avec comme but la simulation de l'un de ces paramètres.

Chapitre III
Étude des paramètres d'un VCSEL
et interprétation des résultats

III.1 Introduction

L'avènement des lasers à émission par la surface (en anglais, vertical-cavity surface emitting lasers ou VCSELs) représente un véritable tournant dans l'histoire de la photonique et de l'optoélectronique.

En effet, tous ses prédécesseurs comme les cavités optiques Fabry-Pérot ou, encore, les sources type DFB, les VCSELs sont les premiers lasers ou « l'onde stationnaire du champ électromagnétique des modes résonants traverse perpendiculairement les couches déposées par croissance épitaxiale ». Cette caractéristique distinctive des VCSELs permet en fait de miniaturiser la taille latérale des dispositifs et, donc le seuil nécessaire pour atteindre l'émission laser.

Par conséquent, les VCSELs représentent une solution technologique ad hoc qui vise la mise en production à large échelle de dispositifs compacts, fiables, faible consommation, et caractérisés par des propriétés modales tout à fait uniques.

Dans les sections suivantes, nous passons en revue tous les aspects principaux de la physique VCSELs, notamment : l'évaluation du seuil laser, la fréquence de relaxation, le contrôle modal et la comparaison d'un VCSEL à deux longueurs d'ondes d'émission et tout cela nous l'interpréterons par des résultats de simulation.

III.2 Étude des paramètres d'un VCSEL

III.2.1 Seuil laser dans un VCSEL

L'expression qui décrit le seuil laser est importante. En effet, le premier avantage d'utiliser une source laser à cavité verticale par rapport à d'autres lasers consiste dans la miniaturisation de la longueur optique de la cavité et donc du volume actif ayant un impact considérable sur le niveau du seuil nécessaire à atteindre le régime laser.

En courant, le seuil laser I_{th} d'un VCSEL peut être exprimé de la façon suivante :

$$I_{th} = \frac{V}{D} * J_{th} = \pi * \left(\frac{D}{2}\right)^2 * J_{th} \quad (III.1)$$

-D et V représentent, respectivement, le diamètre et le volume de la région active.

- J_{th} indique la densité en courant au seuil.

Nous pouvons déduire qu'il est essentiel de réduire le volume de la région active pour diminuer le courant de seuil.

Il est évident alors, que le courant de seuil soit beaucoup plus faible pour les VCSELs que pour les lasers conventionnels.

De cela nous pouvons déduire aussi que pour augmenter l'efficacité énergétique dans les systèmes optiques intégrant des VCSELs, une miniaturisation du composant et par conséquent du volume de la région active n'est pas suffisante. Il faut aussi agir sur l'efficacité des miroirs ainsi que sur les pertes optiques par diffraction et absorption subies par l'onde électromagnétique stationnaire dans la cavité. En outre, étant donné le faible confinement temporel du mode optique qui est minimisé des miroirs à très haute réflectivité comme les miroirs de Bragg doivent être utilisés afin que la cavité puisse atteindre le seuil.

III.2.2 Fréquence de relaxation dans un VCSEL

La bande passante à laquelle il peut être module est donnée par la relation :

$$f_{3dB} = 1,55 fr = \frac{1,55}{2\pi Z_s} \sqrt{\frac{Z_s}{Z_p} \left(\frac{1}{I_{th}} - 1 \right)} \quad (\text{III.2})$$

fr est la fréquence de relaxation, Z_p est la durée de vie des photons dans la cavité qui dépend des pertes optiques subies par les modes pendant ses allers retours dans la cavité. L'optimisation du milieu à gain par la réduction du temps de recombinaison Z_s des porteurs dans les puits quantiques ne se fait que par un accompagnement confinement optique.

III.2.3 Confinement optique, électrique, et contrôle modal

Il faut tout d'abord distinguer entre confinement optique vertical (ou longitudinal) et confinement latéral (ou transversal).

En effet, un VCSEL n'est rien d'autre qu'un résonateur optique de type Fabry-Pérot (FP) confiné verticalement par deux miroirs (typiquement des miroirs de Bragg) à très haute réflectivité. Dans cette approche, le VCSEL peut être imaginé comme un guide diélectrique où le champ électromagnétique se propage selon l'axe z (composante longitudinale) tout en étant confiné par les DBR, qui donnent origine à la composante transversale de l'onde stationnaire.

La longueur optique du résonateur et le confinement vertical fixent l'intervalle spectral libre (ISL) (donc la séparation des modes longitudinaux de la cavité optique) ainsi que les fréquences de résonance et les facteurs de qualité correspondants. Nous rappelons, ci-dessous, les équations générales qui régissent la sélection des modes longitudinaux.

➤ **Transmittance de l'interféromètre (T)**

Pour simplifier l'étude, nous supposons que l'interféromètre est éclairé par une source de lumière monochromatique. Nous pouvons représenter, comme sur la figure au-dessous, les rayons lumineux sont réfléchis à l'intérieur de la cavité, et en ressortant partiellement.

Les rayons lumineux sortant par la deuxième surface aux points b et c n'ont pas parcouru la même longueur du trajet (ou chemin optique). Ainsi, ils présentent un déphasage ϕ l'un par rapport à l'autre, dépendant de l'angle θ . Ces deux rayons interfèrent entre eux ainsi qu'avec tous les autres rayons qui auront été réfléchis plusieurs fois entre les deux surfaces réfléchissantes. Nous pouvons alors montrer que, selon la valeur de θ , le rayon est transmis ou pas.

Nous nous apercevons en fait que seules quelques valeurs de θ permettent de transmettre la lumière du rayon incident.

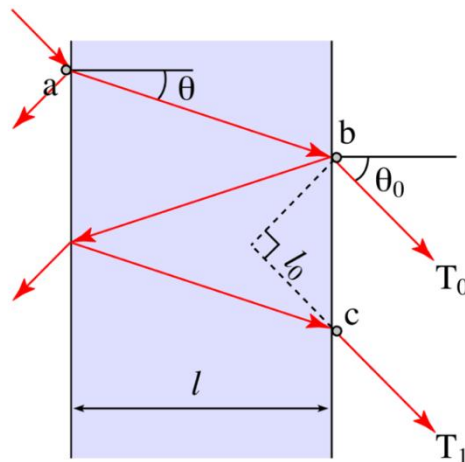


Figure III.1: Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Pérot

La transmittance est alors :

$$T = \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R \cos \Delta\phi} = \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R \left(1-2 \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}\right)} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2+4R \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}} = \frac{1}{1+\frac{4R}{(1-R)^2}} * \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right) \quad (\text{III.3})$$

Où R indique la réflectivité des miroirs, pose la condition de phase dans la cavité (correspondant à un aller-retour plus la variation de phase de l'onde à la réflexion des miroirs). En posant la condition $T=1$, nous retrouvons toutes les longueurs d'onde admises à sortir de la cavité.

➤ Intervalle spectrale libre (ISL)

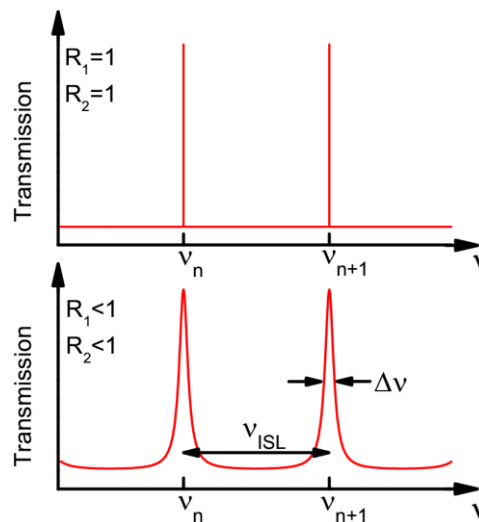


Figure III.2: Illustration schématique des spectres de transmission

La figure III.2 représente les spectres de transmission ainsi obtenus et l'influence des réflectivités des miroirs sur l'allure de ces spectres. Dans le cas d'une microcavité, la longueur de la cavité est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de résonance. Il en résulte que l'intervalle spectral libre (ISL) entre deux modes résonants est relativement élevé. Cette grandeur caractéristique de la cavité peut s'exprimer de la façon suivante:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_{cav} L_{eff}} \quad (\text{III.4})$$

Où $\Delta\nu$ indique l'écart en fréquence entre deux modes longitudinaux voisins, c est la vitesse de la lumière dans le vide et L représente la longueur du résonateur. Nous pouvons voir comment la longueur de la cavité optique joue un rôle direct dans la valeur spectrale de l'ISL.

➤ Condition de seuil

$$g_{th} = \alpha_0 - \frac{1}{2.n.d} \ln(R_1 R_2) \quad (\text{III.5}) \quad (\text{Démontée dans la partie II.3.1})$$

Exprime le gain nécessaire à atteindre le régime d'opération laser dans une cavité optique caractérisée par des pertes optiques intrinsèques par absorption et diffraction α_0 , avec R_1 et R_2 les réflectivités des deux miroirs. L'expression signifie, afin que le laser puisse s'allumer, il faut que toutes les pertes optiques du système physique soient compensées par le gain

accessible dans la structure. Ce gain est appelé gain de seuil ou threshold gain (g_{th}) en anglais, et il est communément exprimé dans l'unité [1/cm].

III.2.3.a Confinement optique longitudinal

Un des avantages des VCSELs réside dans une cavité très courte par rapport aux solutions technologiques précédentes comme les lasers DBR ou DFB, ce qui permet de sélectionner de façon relativement simple et directe qu'un seul mode longitudinal et d'opérer en régime monomode. Cet aspect s'avère extrêmement important, par exemple, pour les lasers accordables en fréquence. Un intervalle spectral libre très élargi permet en fait de pouvoir accorder la longueur d'onde d'émission de la cavité laser sans rencontrer les phénomènes de mode-hopping (saut de mode) qui ne permettent pas d'obtenir des intervalles d'accordabilité en fréquence suffisants. Cela c'est important pour toute une série d'applications comme, par exemple, la spectroscopie de gaz ou, encore, la réalisation des capteurs intégrés sur fibre.

En nous rappelant la condition de transmittance d'un interféromètre FP, nous pouvons comprendre comment la longueur d'onde d'émission du laser peut être donc accordée de façon directe sur des intervalles spectraux libres très grands grâce à une architecture compacte de la cavité VCSEL utilisant des miroirs DBR innovants à haut contraste d'indice.

III.2.3.b Confinement optique transversal

Une fois prise en compte l'émission monomode longitudinale, il faut considérer aussi les modes optiques latéraux qui correspondent à un certain mode longitudinal. En fait, dans un système idéal de taille latérale infinie, il n'y a aucun mode latéral admis dans la cavité, étant donné que tous les modes latéraux sont dégénérés à la fréquence du mode résonant longitudinal. Si maintenant nous prenons en compte l'architecture réelle des cavités VCSELs délimitées latéralement par des MESAs (dénomination pour la zone de gravure latérale autour du guide VCSEL) ou par les ouvertures en courant utilisées pour injecter les porteurs dans la région active, nous pouvons bien comprendre comme le mode optique longitudinal ressent la présence du confinement latéral sous forme de guidage et de pertes diffractées. De cette manière, la dégénérescence en fréquence entre les différentes résonances latérales est rompue, donnant origine à des modes optiques transversaux avec fréquences et distributions de champs propres. En termes physiques, cette dégénérescence peut être vue comme l'apparition d'une composante transversale superposée à la composante longitudinale principale du mode optique dégénéré. En autres mots, les modes optiques soutenus dans la cavité optique sont caractérisés par une composante parallèle à l'axe de propagation et une composante

transversale, liée au confinement optique donnée par le MESA et la région active. La composante transversale du mode optique est à la base soit du décalage en longueur d'onde par rapport à la résonance longitudinale soit de l'ouverture angulaire du mode ayant un impact direct sur le champ lointain irradié de la surface du micro-laser. En figure III.3, nous reportons un schéma de principe décrivant la formation des modes transversaux dans les cavités VCSELS.

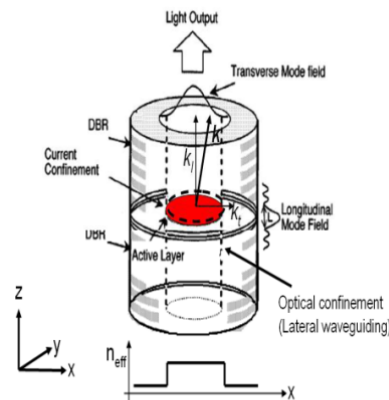


Figure III.3 : Origine du confinement électrique et optique (sous forme de guidage latéral)

Le VCSEL peut être en fait vu comme un guide diélectrique coaxial dont lequel nous pouvons modifier l'indice effectif des modes dans les différentes couches concentriques de façon radiale pour mettre en œuvre en mécanisme de confinement ou anti guidage transversal sélectif.

III.2.3.c Confinement électrique et contrôle modal

Un contrôle efficace de la lumière est extrêmement important dans le cas des micro-sources laser type VCSEL où le couplage entre le mode optique et les porteurs dans la région active doit être optimisé pour obtenir des émetteurs à faible seuil ainsi que la sélection modale fréquemment souhaitée, par exemple, dans les applications télécoms et capteurs. Il en résulte que le guidage optique transversal ainsi que le contrôle des différents modes optiques latéraux dans un VCSEL dépend de façon générale d'un entrelacement complexe des phénomènes de guidage par l'indice ou par le gain.

Aussi le confinement des porteurs dans la région active ou, le confinement électrique, est-il crucial pour aboutir à des lasers faibles consommations, à émission monomode, avec des propriétés thermiques compatibles avec les besoins industriels ?

A cet égard, il faut dire que, de façon générale, les bandes centrées à $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ sont adressées par la croissance de régions actives basées sur des alliages avec des éléments des colonnes III et V déposés, respectivement, sur des substrats GaAs ou InP. Toutefois, d'autres matériaux peuvent être déposés sur ces substrats comme, par exemple, l'InGaAs sur GaAs pour la bande à $1,3\mu\text{m}$, ou encore le AlGaInAs sur InP pour l'émission à $1,55\mu\text{m}$.

III.4 Interprétation des résultats

Dans cette partie nous décortiquerons les résultats obtenus après la simulation du coefficient de réflexion en amplitude et en phase d'un miroirs de Bragg quart d'onde pour les deux longueurs d'onde à savoir $1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ en fonction de nombre de couches (N) et des matériaux utilisée.

III.4.1 Coefficient de réflexion en amplitude et en phase

III.4.1.1 $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$

Pour une longueur d'onde $\lambda_0=1,3\mu\text{m}$ comprise entre $\lambda_1=1,1\mu\text{m}$ et $\lambda_2=1,4\mu\text{m}$ en prenant en compte les différents nombres de couches N (N =2 (Bleu) , 3(Rouge) , 7(Vert)).

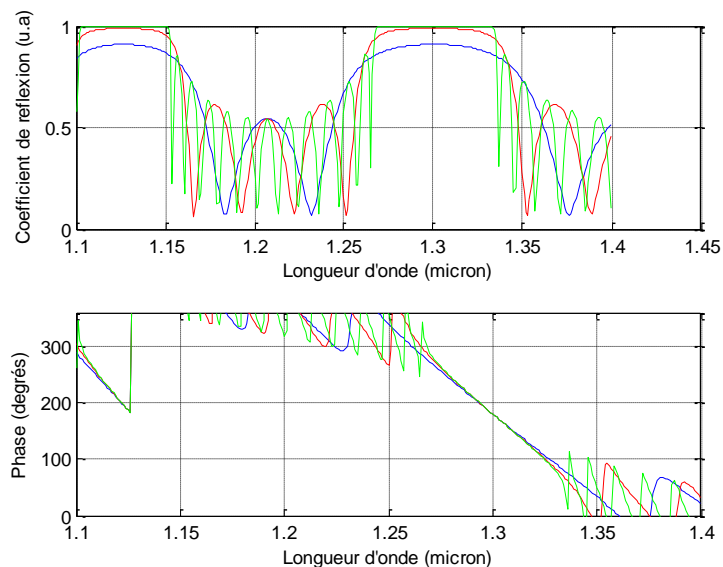


Figure III.4 : Coefficient de réflexion en amplitude et en phase ($\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$)

III.4.1.2 $\lambda_0 = 1,55\mu\text{m}$

Pour une longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55\mu\text{m}$ comprise entre $\lambda_1 = 1,45\mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1,65\mu\text{m}$ en prenant en compte les différents nombres de couches N (N = 2 (Bleu) , 3 (Rouge) , 7 (Vert)).

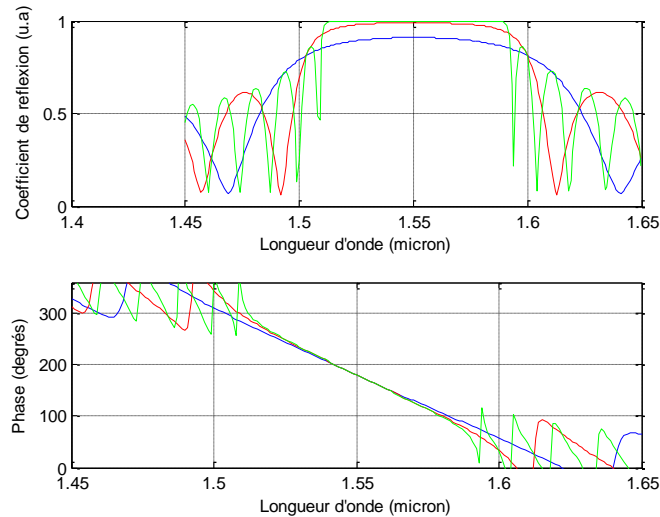


Figure III.5 : Coefficient de réflexion en amplitude et en phase ($\lambda_0 = 1,55\mu\text{m}$)

La figure III.4 représente le coefficient de réflexion pour des empilements de 2, 3 et 7 couches, représenté avec des couleurs respectives (bleu, rouge, vert) centré sur une longueur d'onde $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$ comprise entre $1,1\mu\text{m} < \lambda_0 < 1,4\mu\text{m}$ et la figure III.5 représente elle aussi des empilements de 2, 3 et 7 couches de GaAs/AlAs mais cette fois-ci centrées sur une longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55\mu\text{m}$ comprise entre $1,45\mu\text{m} < \lambda_0 < 1,65\mu\text{m}$.

Prenons par exemple la figure III.4, nous remarquons que plus le nombre de couches augmente plus le coefficient de réflexion s'approche de l'unité, et plus la largeur spectrale diminue, avec une phase égale à π autour de leurs longueurs d'onde respectives λ_0 ; parce que la dérivé de la phase ϕ par rapport à la longueur d'onde est quasi linéaire c'est-à-dire constante ; ceci est de même pour la figure III.5.

Si nous prenons le cas de 7 couches, nous avons des oscillations de part et d'autre de la zone stop band, le point central de cette zone représente la valeur maximale du coefficient de réflexion.

Après avoir centré les longueurs d'onde ($1,3\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$) nous faisons une comparaison entre ces dernières, nous apercevons que le coefficient de réflexion de 2, 3 et 7 couches de GaAs/AlAs subit un changement de la valeur du facteur de réflexion et une différence en ce

qui concerne la largeur spectrale : plus petite dans le cas où la structure périodique est centrée sur $1,3\mu\text{m}$.

Nous pouvons constater que le coefficient de réflexion dépend des matériaux utilisés et de la longueur du réseau elle-même qui correspond au nombre de couches, donc plus le nombre de couches augmente plus le facteur de réflexion s'approche de l'unité, et le choix des matériaux dépendra de la sélectivité précise comme pour l'empilement GaAs/AlAs.

Finalement, les miroirs de Bragg ont de nombreux avantages : ils sont sélectifs et transparents. Il est possible d'atteindre de très forts coefficients de réflexion ; par exemple, il faut plus de 7 couches pour obtenir 99.8% de réflectivité. Le contraste d'indice entre les couches n_1 et n_2 a une influence considérable sur la largeur de la bande d'arrêt, sur la longueur de pénétration et sur le coefficient de réflexion. Un fort contraste d'indice permettra d'obtenir une bande d'arrêt large, et un taux de réflectivité élevé.

III.5 Conclusion

Ce troisième chapitre a été consacré à l'étude des paramètres d'un VCSEL et à l'interprétation des résultats, ainsi nous avons montré tout au long de ce chapitre les différents paramètres caractérisant les VCSELs ; la fréquence de relaxation au comportement modal, en passant par l'interprétation d'un paramètre, jouant un rôle important dans la perfection de réalisation des miroirs de Bragg, qui est le coefficient de réflexion.

Conclusion générale

En conclusion de ce travail, réalisé au cours de ce projet qui reposait sur la caractérisation de diode laser à cavité verticale émettant par la surface, il est nécessaire de revenir sur le contexte qui lui a fait voir le jour. L'importance prise, dans l'ensemble des domaines de l'optoélectronique par les émetteurs à cavité verticale, c'est à dire principalement les VCSELs, entraîne une demande importante de connaissance des propriétés physiques de ces diodes laser.

Après avoir situé l'objectif de l'étude et démontré notre motivation de ce projet en précisant l'état de l'art, nous avons dans une première approche démontré les différentes structures VCSELs en faisant une comparaison entre cette dernière et les diodes laser du point de vue émission aux couches ainsi que la structure, ensuite nous avons démontré leurs avantages pour les communications et les nano-micro-technologies, nous nous sommes penchés sur les différentes applications qui font le succès des VCSELs dans des secteurs variés tels que l'industrie, des réseaux informatiques en allant vers la médecine, de plus, la technologie des VCSELs émettant par la surface est plus mature et laisserait plus de liberté sur la définition des motifs et pour finir nous avons exposé un grand aperçu sur l'intérêt des grandes longueurs d'ondes ($1,3\mu\text{m}$; $1,55\mu\text{m}$) en mettant les perspectives qui font défaut à leurs développements.

Dans une deuxième approche nous avons orienté notre travail aux dispositifs à cavité verticale, plus particulier les lasers à micro-cavité. La première partie consiste à décrire les miroirs de Bragg, capitale pour maîtriser la fabrication des VCSELs, en précisant le principe de fonctionnement qui est basé sur des interférences constructives et destructives, les modèles physiques et en détaillant les équations utilisées.

La deuxième partie a été consacrée à la simulation ; tout d'abord nous avons étudié le choix des matériaux que nous nous sommes orienté (GaAs/AlAs) qui donnent le meilleur résultat. Nous avons programmé sous MATLAB l'un des paramètres le plus important, qui est le coefficient de réflexion en amplitude et en phase d'un miroir de Bragg quart d'onde de coefficient de réflexion élevé.

La dernière approche était consacrée à l'étude des paramètres d'un VCSEL et à l'interprétation des résultats, ainsi nous avons abordé l'aspect des paramètres ; le seuil laser en faisant le parallèle avec les miroirs de Bragg qui doivent être utilisés pour que la cavité puisse atteindre le seuil ; le confinement optique et le contrôle modal. Par ailleurs, nous avons décortiqué les résultats obtenus après simulation du coefficient de réflexion en amplitude et en phase, que nous avons pu constater qu'il dépende du nombre de couches, donc plus le nombre augmente, c'est-à-dire plus la longueur du réseau augmente et plus le coefficient de réflexion

s'approche de l'unité, et le choix des matériaux dépendra de l'application voulue, si nous voulons une sélectivité plus précise nous choisissons l'empilement GaAs/AlAs, qui est une perspective très prometteuse.

BIBLIOGRAPHIE

Introduction générale

- www.wsi.tum.de/Research/AmanngroupE26/AreasofResearch/SurfaceEmittingLasers/tabid/110/Default.aspx
- www.princetonoptronics.com/technology/technology.php
- [Guilhem almuneau] " Étude et réalisation de lasers à cavité vertical à 1,55 μm "

Chapitre I Présentation des diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSELs)

- www.futurasciences.com/magazines/matiere/infos/dico/d/physique-laser-semi-conducteurs-4623/
- [Julien percheoux] " Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs et de son influence sur le bruit de phase des liaisons optohyperfréquences "
- E. Rosencher, Borge Vinter, *optoélectronique* pp 354-356, pp 519-522.
- www.chrichri.org/fibre/

- *S.W. Corzine, R.S. GEELS, J.W. SCOTT, R.H. YAN, L.A. COLDREN IEEE Journal of Quantum Electronic, Vol. 25, No. 66, pp 1513-1524, 1989.*
- *GaInAsP/InP surface emitting laser injection lasers H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu: Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) pp. 2329-30.*
- [Angélique Risson] " *Caractérisation et modalisation optoélectronique d'une diode laser à cavité verticale* "

Chapitre II Dispositifs à cavité verticale et simulation

- *www.universalis.fr/encyclopedie/interferometre-de-fabry-perot/*
- [Philippe velha] " *Ingénierie de mode en optique* "
- *R.F. Kopf, E.F. Schubert, S.W. Downey, and A. B. Emerson, Applied Physics Letters, Vol. 61, No.15, October 1992.*
- *M. Bruensteiner et G. C. Papen IEEE Journal Of Selected Topics in Quantum Electronics_ Vol. 5, No. 3, pp.487-493, Mai/Juin 1999.*
- *Thèse doctorat [Christophe Levallois] " Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm "*

- T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, and K. Iga. "Near Room-temperature continuous-wave lasing characteristics of GaInAsP/InP Surface Emitting laser" *Electron. Lett.*, vol. 29, p. 913-915, 1993.

Chapitre III

Étude des paramètres d'un VCSEL et interprétation des résultats

- www.metz.supelec.fr/metz/recherche/optel/composants.fr.php
- www.vcSEL.free.fr/
- Thèse doctorat [Corrado SCIANCALEPORE] "Intégration hétérogène III-V sur silicium de microlasers à émission par la surface à base de cristaux photoniques"
- *Conception, élaboration sous contrôle optique en temps réel, fabrication et caractérisation de lasers à cavité verticale (VCSELs) - Frédéric Van Dijk – 2 décembre 1999 – Rapport Laas numéro 99546.*
- *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers - C. Wilmsem, Henryk Temkin et L.A. Coldren – 1999 .*

Résumé

Ce travail de fin d'étude porte sur l'étude et la caractérisation d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL), avec comme objectif de le décortiquer de façon purement optique c'est à dire montrer son dispositif clé qui est les miroirs de Bragg.

Cette étude propose en premier lieu une présentation des VCSELs, principe de fonctionnement aux différentes structures en passant par les domaines d'applications. Cette technologie a démontré un grand impact sur les télécommunications optiques. En deuxième lieu, nous avons présenté le dispositif à cavité verticale (résonateur Fabry Pérot, miroirs de Bragg) afin de simuler un paramètre important qui est le coefficient de réflexion en amplitude et en phase d'un miroir de Bragg quart d'onde, en fonction des matériaux (GaAs/AlAs) parce qu'ils constituent les meilleurs miroirs de Bragg et en fonction de la longueur d'onde (1,3 μm , 1,55 μm), que son résultat se traduit par un coefficient de réflexion qui dépend de nombre de couches. En fin nous avons démontré par équations, les paramètres les plus importants qui constituent le VCSEL (courant de seuil, condition de gain, fréquence de relaxation).

La compréhension d'une cavité VCSEL constitue un premier pas vers le développement des télécommunications optiques.

Mots clés: Laser à Cavité Verticale Emettant par la Surface, Miroirs de Bragg, Télécommunications optiques, Semi-conducteurs III-V, VCSEL à 1,3 μm , VCSEL à 1,55 μm .

Abstract

This work end of study focuses on the study and characterization of a vertical cavity laser surface emitting laser (VCSEL) with the objective of shelled a purely optical it show the device cavity a vertical embodiment of the key points of Bragg mirror.

This study proposes a presentation in prime locations of VCSELs, the operating principle of the different structures through the field's application; the latter showed a great impact on the optical telecommunications. In second place , we have presented the device vertical cavity (Fabry Perot, Bragg mirrors) has end to simulate an important parameter is the reflection coefficient amplitude and phase of a multilayer system , depending on the materials (GaAs / AlAs) because it is the best Bragg mirrors , and wavelength (1,3 μm , 1,55 μm) , its result is a reflection coefficient which depends on the number of layers . Last places we demonstrated by equation the most important parameters are the VCSELs (threshold current, gain condition....)

Understanding of a VCSEL cavity is a first step towards development optical telecommunications.

Keywords: vertical-cavity surface-emitting lasers, Bragg Reflector, Optical Telecommunications, III-V Semiconductors, VCSEL 1,3 μm , VCSEL 1,55 μm .