

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعلیم العالی و البحث العلمی

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد- تلمسان

Université Aboubakr Belkaïd- Tlemcen –

Faculté de TECHNOLOGIE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme** de **MASTER**

En : Télécommunications

Spécialité : Systèmes des Télécommunications

Par :

LATFAOUI Kaouthar

EL HADJ MIMOUNE Bochra

Sujet

Étude et simulation d'une diode laser à cavité verticale mono-longueur d'onde émettant à 1,55 μm

Soutenu publiquement, le 26 / 06 / 2022 , devant le jury composé de :

Mr CHIKH BLED Mohammed	Professeur	Université de Tlemcen	Président
Mr KARIM Fethallah	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
Mr KHELLADI Mounir	MCA	Université de Tlemcen	Encadrant
Mlle DJELTI Hamida	MCA	Université de Tlemcen	Co-Encadrant

Année universitaire : 2021/2022

Remerciements

En tout premier lieu, nous tenons à remercier le bon Dieu, tout puissant et miséricordieux, de nous avoir donné la volonté, la force, ainsi que le courage pour dépasser toutes les difficultés afin d'accomplir ce travail.

Nous voudrions également exprimer notre profonde gratitude, notre considération, et nos grands remerciements aux nos encadreurs, **Mr KHELLADI Mounir** et **Mlle DJELTI Hamida**, Maîtres de Conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen pour leurs encouragements, orientations et leurs précieux conseils.

Nos vifs remerciements vont également à **Mr CHIKH-BLED Mohammed**, Professeur au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen pour l'intérêt qu'il a accordé à ce travail en acceptant de le juger, de l'évaluer et de présider le jury.

Toutes nos grâtes vont à **Mr KARIM Fethallah**, Professeur au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, qu'il trouve ici le témoignage de nos sincères remerciements pour avoir accepté de juger et d'évaluer ce travail.

Nous voudrions adresser nos remerciements à tous les enseignants du Département des Télécommunications de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen qui ont contribué de près ou de loin à notre formation.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à

Ma très chère mère

Mon très cher père

*Je vous dois ce que je suis aujourd'hui grâce à votre amour, votre
patience et vos innombrables sacrifices.*

A mes frères « Mohamed, Fethi et Benamer»

A mes sœurs « Karima et Fatima »

Pour leur soutien moral tout au long de mes études

A Toute ma famille Latfaoui.

A ma chère binôme «Bouchra»,

Ma chère amie Kawther

***A tous mes enseignants et toute la promotion Master II - Système de
Télécommunication 2022.***

KAOUTHAR

Dédicace

Je tiens avec grand plaisir que je dédie ce travail :

*A l'être le plus cher de ma vie, **ma mère**
A celui qui à fait tous on possible pour me voir réussir
dans ma vie, **mon père***

*A mes chères **sœurs**
A mes chères **amies**,*

*Qui n'ont jamais cessé, de m'encourager durant
ces années d'études et de me soutenir*

*A ma chère **binôme Kaouthar***

*Je te dis merci pour tes efforts avec tous mes vœux de bonheur, de santé et
de réussite dans ta vie personnelle et professionnelle.*

*A tous mes enseignants et toute la promotion Master II - Système de
Télécommunication 2022.*

Bochna

Résumé

Ce travail de mémoire porte sur l'étude et la modélisation de la diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) dans le contexte des réseaux courts et moyens distances multiplexés en longueur d'onde autour de $1,55 \mu\text{m}$. Dans cette structure, le matériau quaternaire InGaAsP est utilisé comme région active qui est prise en sandwich entre le miroir de Bragg distribué GaAs/AlGaAs en haut de la structure et le miroir de Bragg distribué GaAs/AlAs en bas de la structure.

D'après nos résultats de simulations obtenus nous constatons que la puissance thermique émise diminue d'environ 50 % par rapport à celle non thermique, elle varie de 0.04 W à 0.02 W, pour un courant d'injection de 60 mA (modèle non thermique) et 30 mA (modèle thermique). Ainsi, le courant de seuil diminue de 50 %.

Les caractéristiques électriques, optiques et thermiques telles que la puissance lumineuse en fonction du courant électrique, la tension de l'anode en fonction du courant et la température du réseau sont simulées et comparées aux travaux existants dans la littérature.

Mots clés : Diode laser, VCSEL, InGaAsP, Miroir de Bragg, Puits quantiques, Silvaco.

Abstract

This thesis focuses on the study and modeling of the surface-emitting vertical cavity laser diode (VCSEL) in the context of short and medium distance multiplexed networks in wavelength around 1.55 μm . In this structure, the InGaAsP quaternary material is used as the active region which is sandwiched between the GaAs/AlGaAs distributed Bragg mirror at the top of the structure and the GaAs/AlAs distributed Bragg mirror at the bottom of the structure.

According to our simulation results obtained, we find that the thermal power emitted decreases by about 50% compared to the non-thermal one, it varies from 0.04 W to 0.02 W, for an injection current of 60 mA (non-thermal model) and 30 mA (thermal model). Thus, the threshold current decreases by 50%.

Electrical, optical and thermal characteristics such as light output versus electric current, anode voltage versus current, and network temperature are simulated and compared to existing work in the literature.

Keywords: Laser diode, VCSEL, InGaAsP, Bragg mirror, Quantum wells, Silvaco.

ملخص

تتركز هذه الأطروحة على دراسة ونمذجية صمام الليزر ذو التجويف العمودي الباعث عبر السطح في سياق الشبكات متعددة الإرسال قصيرة ومتوسطة طول الموجة. في هذا النموذج يتم استخدام التركيبة الرباعية InGaAsP كمنطقة فعالة محصورة بين مرآة براغ من نوع GaAs / AlGaAs في الجزء العلوي ومرآة براغ

من نوع GaAs / AlAs في الجزء السفلي .

وفقاً لنتائج المحاكاة التي حصلنا عليها، وجدنا

- انخفاض في فجوة الطاقة

- انخفاض في عتبة التوتر/الكهرباء

- انخفاض في عتبة الكهرباء / الطاقة

- انخفاض الطاقة المنتجة بمعدل 50% في حالة اخذ بعين الاعتبار معامل الحرارة.

الكلمات المفتاحية: صمام ليزر ذو التجويف العمودي الباعث عبر السطح ، مرآة براغ ، آبار الكم ، سيلفاكو

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE 1

CHAPITRE I : LASER A SEMI-CONDUCTEURS : PRINCIPE & THEORIE

I.1 Introduction	3
I.2 Principe de fonctionnement.....	3
I.2.1 Effet laser	3
I.2.2 Différents milieux laser	5
I.2.2.1 Lasers à gaz.....	5
I.2.2.2 Lasers à liquide	5
I.2.2.3 Lasers à solide	6
I.2.3 Sources lasers à matériaux semi-conducteurs.....	6
I.2.4 Avantages des lasers à semi-conducteurs	7
I.3 Diversification des lasers à semi-conducteur	7
I.3.1 Diodes lasers à émission par tranche	8
I.3.1.1 diode laser Fabry-Pérot (FP).....	9
I.3.1.2 Réflecteur de Bragg Distribué (DBR)	9
I.3.1.3 Rétroaction distribuée DFB	10
I.3.2 Diodes lasers à émission par la surface	10
I.4. Différents types des lasers à semi-conducteur	11
I.4.1 Laser à homo-jonction	12
I.4.2 Laser à double hétéro-structure	12
I.5 Laser à puits quantique	13
I.6 Conclusion.....	16
Bibliographie du chapitre I	17

CHAPITRE II: GENERALITES SUR LES LASERS A CAVITE VERTICALE

EMETTANT PAR LA SURFACE

II.1 Introduction	18
II.2 Bref historique	18
II.3 Amplification laser à semi-conducteur.....	19
II.3.1 L'absorption	20
II.3.2 L'émission spontanée.....	21
II.3.3 L'émission stimulée.....	21
II.4 Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)	22
II.4.1 Structure des VCSEL	22
II.4.2 Principe de fonctionnement	23
II.4.3 Condition d'oscillation d'un VCSEL	24

II.4.4. Miroirs de Bragg.....	25
II.4.4.1 Expression de la réflectivité et de la bande passante.....	26
II.5 Matériaux.....	27
II.6 Longueur de pénétration et influence de l'angle.....	29
II.7 Différent structure.....	30
II.7.1 Confinement des porteurs.....	30
II.7.2 Confinement optique.....	31
II.7.3 Structures enterrées.....	31
II.7.4 Structure à diaphragme d'oxyde.....	32
II.7.5 Structures anti guidage optique.....	33
II.7.6 VCSEL à cristaux photonique (PC/VCSEL).....	33
II.8 Avantages et inconvénients.....	34
II.9 Applications des VCSEL.....	35
II.10 conclusion.....	36
Bibliographie du chapitre II.....	37

CHAPITRE III : MODALISATION ELECTRO-THERMO-OPTIQUE DE VCSELS

III.1 Introduction.....	39
III.2 Propriétés physique, électrique et optique des matériaux InGaAsP, GaAs, AlGaAs, InP.....	39
III.2.1 Propriétés des matériaux binaires.....	39
III.2.2 Propriétés des matériaux quaternaire InGaAsP.....	40
III.2.2.1 Bande interdite.....	41
III.2.2.2 Affinité électronique.....	41
III.2.2.3 La masse effective.....	41
III.2.2.4 Permittivité diélectrique.....	42
III.2.2.5 Mobilité à faible champ.....	42
III.3 Comportement électro-optique de la diode VCSEL.....	43
III.3.1 Equation de poisson.....	44
III.3.2 Equation de continuité de courant.....	44
III.3.3 Equation d' Helmholtz.....	44
III.3.4 Model du gain optique.....	46
III.3.5 Equation du taux de photon.....	47
III.3.6 Puissance optique.....	48
III.4 Model thermique.....	48
III.4.1 Equation de transfert de chaleur.....	48
III.4.2 Capacité calorifique.....	48
III.4.3 conductivité thermique.....	49
III.4.4 Conditions aux limites.....	50

III.5 Conclusion.....	51
Bibliographie du chapitre III	52

Chapitre IV: Analyse électro-thermo-optique de la diode VCSEL

IV.1 Introduction.....	53
IV.2 Description du simulateur SILVACO	53
IV.2.1 Outils interactifs.....	54
IV.2.1.1 DeckBuild	54
IV.2.1.2 TonyPlot	55
IV.2.2 Outils de simulation	55
IV.2.2.1 ATHENA	55
IV.2.2.2 ATLAS.....	56
IV.2.2.3 DevEdit	56
IV.3 Topologie de la diode VCSEL	56
IV.3.1 Structure physique de VCSEL.....	56
IV.3.2 Diagramme des bandes d'énergie	57
IV.3.3 Le maillage	58
IV.4 Résultats et discussions du modèle iso-thermique.....	59
IV.4.1 Caractéristique courant-tension (I-V).....	59
IV.4.2 Caractéristiques puissance-tension (P-V) et puissance-courant (P-I)	60
IV.4.3 Puissance émise par miroir en fonction de tension et de courant	61
IV.4.4 Cartographie de l'intensité lumineuse	62
IV.4.5 Cartographie du champ électrique.....	63
IV.4.6 Cartographie de la densité du courant totale	63
IV.4.7 Intensité lumineuse et l'évolution du gain optique local.....	64
IV.5 Résultats et discussion du modèle thermique	65
IV.5.1 Caractéristique courant-tension (I-V) et puissance-tension (P-V).....	65
IV.5.2 Caractéristique puissance-courant	66
IV.5.3 Température globale du dispositif	67
IV.5.4 Caractéristique puissance-température du dispositif	68
IV.5.5 Cartographie de l'intensité lumineuse	69
IV.5.6 Température du réseau	69
IV.5.7 Cartographie du Champ électrique	70
IV.5.8 Cartographie de la densité du courant totale	71
IV.6 Conclusion	72
Bibliographie du chapitre IV	73

CONCLUSION GENERALE..... 74

Liste des tableaux

Chapitre II :

Tableau II.1: Résumé de l'avancement des travaux dans les VCSELs (Vertical-External Cavity Surface Emitting Laser) depuis la première apparition des lasers à semiconducteurs.	19
Tableau II.2: Matériaux pour les miroirs de Bragg des VCSEL.....	28

Chapitre III:

Tableau III.1: Principales caractéristiques physiques, électriques et thermiques du silicium et des semi-conducteurs composés : le Gape est la largeur de la bande interdite, v_{sat} est la vitesse limite des électrons, a est le paramètre cristallin, n_i est la concentration intrinsèque.	40
Tableau III.2: Les résistivités thermiques de InGaAsP	43
Tableau III.3: Paramètres d'ajustement de l'équation (III.29).....	46
Tableau III.4: Valeurs de la capacité thermique	49
Tableau III.5: Valeurs de paramètre par défaut pour la conductivité thermique	50
Tableau III.6: Valeurs des paramètres d'inclinaison par défaut pour la conductivité thermique	50

Liste des figures

Chapitre I :

Figure I.1: a) Population normale b) inversion de population	4
Figure I.2: Principe de fonctionnement d'un LASER.....	4
Figure I.3: Schéma d'un laser à semi-conducteur à double hétéro-structure à émission par la tranche	9
Figure I.4: Cavity Fabry-Pérot.	9
Figure I.5: Cavity Distributed Bragg Reflector (DBR).....	10
Figure I.6: Cavity Distributed Feedback.....	10
Figure I.7: Schéma d'un laser à semi-conducteur à émission par surface.....	11
Figure I.8: Laser à homo-jonction.....	12
Figure I.9: structure d'une diode laser à double hétérojonction.....	13
Figure I.10: Structure d'une diode laser à puits quantiques.....	14
Figure I.11: Structure de bande de multi puits quantique InAs/GaInSb/InAs.	14
Figure I.12: Diagramme d'un puits quantique	15

Chapitre II

Figure II.1: Absorption	20
Figure II.2: Emission spontanée	21
Figure II.3: Emission stimulée	22
Figure II.4: Schéma de principe d'une diode VCSEL	23
Figure II.5: Principe de l'amplificateur à boucle de rétroaction.....	24
Figure II.6: Schéma du fonctionnement d'un tel miroir.	26
Figure II.7: La variation de la réflectivité d'un miroir de Bragg à 1550nm, formé par des paires GaAs/AlAs sur un substrat GaAs, l'air est le milieu d'incidence: (a). Le spectre de la réflectivité en fonction du nombre de paires (5, 10, 20) ; (b). La réflectivité maximale en fonction de nombre de paires GaAs/AlAs.....	27
Figure II.8: Longueurs d'ondes disponibles pour les VCSEL.....	29
Figure II.9: Représentation schématique d'un VCSEL pompé électriquement (configuration bottom-emitting). Les lignes en pointillés représentent les lignes de courant.	31
Figure II.10: VCSEL à structures enterrées	31
Figure II.11: Schéma d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde émettant par la face supérieure. 32	
Figure II.12: Mode principal LP ₀₁ et secondaire LP ₁₁ dans une structure d'anti-guidage optique ($n_2 < n_1$) de principal LP ₀₁ et secondaire LP ₁₁ dans une structure d'anti-guidage optique ($n_2 < n_1$).....	33
Figure II.13: (a) Structure schématique du PC-VCSEL. (b) Vue de dessus de l'arrangement de cristaux photoniques.	34

Chapitre IV

Figure IV. 1: Schéma synoptique des modules utilisés dans la simulation avec SILVACO..	54
Figure IV. 2: Environnement DeckBuild	54
Figure IV. 3: L'environnement Tonyplot.....	55
Figure IV. 4: Structure du dispositif VCSEL.....	57
Figure IV. 5: Diagramme des bandes d'énergie.....	57
Figure IV. 6: Structure VCSEL maillé.....	58
Figure IV. 7: Caractéristique courant-tension (I-V).....	59
Figure IV. 8: Caractéristique puissance-tension (P-V)	60
Figure IV. 9: Caractéristique puissance-courant (P-I)	60
Figure IV. 10: Puissance émise par miroir en fonction de tension dans la diode VCSEL	61
Figure IV. 11: Puissance émise par miroir en fonction de courant dans la diode VCSEL.....	62
Figure IV. 12: intensité de la lumière.....	63
Figure IV. 13: Distribution du champ électrique dans la diode VCSEL.	63
Figure IV. 14: Densité du courant totale dans la région active de la diode VCSEL.....	64
Figure IV. 15: Caractéristique courant-tension du modèle thermique (I-V) de la diode VCSEL	66
Figure IV. 16: Caractéristique puissance-tension (P-V)de la diode VCSEL	66
Figure IV. 17: Caractéristique puissance-courant (P-I)	67
Figure IV. 18: Température globale du dispositif.....	68
Figure IV. 19: Variation de la température globale dans la diode VCSEL.....	68
Figure IV. 20: intensité de la lumière du modèle thermique.....	69
Figure IV. 21: Distribution de la température dans la diode VCSEL.	70
Figure IV. 22: Distribution du Champ électrique du modèle thermique	71
Figure IV. 23: Cartographie de la Densité du courant totale du modèle thermique	71

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

Ces trois dernières décennies ont été témoins d'un spectaculaire essor de la technologie, en particulier dans les différents domaines des télécommunications, parmi eux citons les communications optiques qui ont connu une croissance fulgurant avec la demande croissante de débit et de quantité d'informations dans les communications sur courtes, moyennes et longues distances et le besoins d'émetteurs optoélectroniques est accompagné d'avancées technologiques où certaines qualités sont plus attendues que d'autres. Outre l'augmentation continue des bandes passantes des liaisons, le faible coût de fabrication, le faible encombrement, et la faible consommation deviennent les caractéristiques primordiales attendues par les concepteurs et les utilisateurs de systèmes optoélectroniques, aujourd'hui les émetteurs qui répondent le mieux à ces exigences c'est les diodes VCSELs (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser). Par ailleurs, le développement récent de structures capable d'émettre, à des longueurs d'ondes plus élevées (1330 et 1550 nm), des faisceaux laser de puissance exploitable apporte la confirmation de la prochaine migration d'émetteurs DFB (Distributed Feedback laser) ou DBR(Distributed Bragg Reflector) vers les VCSELs pour un nombre croissant d'applications Il devient donc fondamental de réaliser des VCSELs présentant d'excellentes qualités d'émission, permettant de transmettre des signaux à des fréquences de plus en plus élevées avec une fidélité accrue.

Le présent travail s'inscrit dans le cadre d'un thème de recherche qui consiste à étudier, modéliser et simuler la diode laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).

Ce travail de mémoire se compose de quatre parties distinctes :

- Le premier chapitre décrit formellement le contexte général des lasers à semi-conducteurs. En particulier, le principe physique de l'effet laser, les différents milieux laser, notamment les différentes technologies des lasers à semi-conducteurs c'est-à-dire les diodes lasers à émission par tranche, diode laser Fabry-Pérot (FP), Réflecteur de Bragg Distribué (DBR), Distributed Feedback laser (DFB), diodes lasers à émission par la surface, diode laser à homo-jonction, diode laser à double hétéro-structure ainsi que la diode laser à puits quantique.
- Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des lasers à cavité verticale émettant par la surface connus sous l'acronyme VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser), Nous avons répertorié les dernières avancées dans la structure des VCSELs et faire un tour d'horizon de son évolution et amplification laser à semi-conducteur

(L'absorption, L'émission spontanée et L'émission stimulée), Ensuite nous présentons le VCSEL à travers une étude détaillée de sa structure, son fonctionnement, les matériaux utilisés, les miroirs de Bragg, l'expression de la réflectivité et de la bande passante, longueur de pénétration, et les différentes structures (confinement optique, structures enterrées et anti guidage optique, les VCSEL à diaphragme d'oxyde, et les VCSEL à cristaux photoniques). Enfin les avantages et inconvénients et ses applications de plus en plus nombreuses.

- Le troisième chapitre sera scindé en deux parties, dans un premier temps, nous allons présenter les propriétés physique, électrique et optique des matériaux InGaAsP, GaAs, InP puis nous avons précisé les propriétés des matériaux binaires et quaternaires. Dans un second temps, nous allons élaborer le modèle électro-thermo-optique. Ce modèle sera implanté dans le module Atlas du simulateur Silvaco.
- Le chapitre quatre expose l'outil de simulation Silvaco et ces modules, ainsi, il présente le comportement optique, électrique et thermique de la diode VCSEL en mettant en évidence le couplage électro-thermo-optique dans la diode VCSEL. En effet, il analyse la source de chaleur, la densité du courant totale, la puissance totale émise, l'intensité lumineuse, les distributions de la température de réseau, la distribution du champ électrique...etc.

Ce mémoire se clôt finalement par une conclusion générale et quelques perspectives associées à notre travail.

**CHAPITRE I : LASER À
SEMI-CONDUCTEURS :
PRINCIPE & THÉORIE**

I.1 Introduction

Durant cette dernière décennie, la puissance optique émise, et parallèlement la durée de vie pour une large gamme de laser à semi-conducteur de puissance, a été multipliée par dix, conduisant à des niveaux de puissance pouvant être supérieures à 400 W par barrette en fonction de la longueur d'onde d'émission et de la technologie d'assemblage utilisée [1].

Ce premier chapitre présente une description théorique détaillée du Laser à semi-conducteurs. En particulier, le principe physique de l'effet laser, les différents milieux laser, notamment les différentes technologies des lasers à semi-conducteurs c'est-à-dire les diodes lasers à émission par tranche, diode laser Fabry-Pérot (FP), diodes Distributed Bragg Reflector (DBR), diodes Distributed Feedback DFB, Diodes lasers à émission par la surface, diode laser à homo-jonction, diode laser à double hétéro-structure ainsi que la diode laser à puits quantique.

I.2 Principe de fonctionnement

I.2.1 Effet laser

L'utilisation du phénomène d'émission stimulée introduit par A. Einstein en 1917 permet de créer un faisceau de lumière spatialement et temporellement cohérente grâce à la mise en place d'un système laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Le laser est un oscillateur optique résonnant composé d'un milieu actif placé à l'intérieur d'une cavité formée de deux miroirs.

Le laser (pour Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est un type de source non classique, Il s'agit d'un principe d'amplification cohérente de la lumière par émission stimulée de radiation. C'est donc sur le phénomène d'émission stimulée qu'il conviendra de s'attarder pour comprendre l'origine du phénomène laser [2].

Pour obtenir un rayonnement laser il faut que la probabilité de rencontrer un atome excité en bande de conduction E2 (probabilité d'émission) soit supérieure à la probabilité de rencontrer un atome en bande de valence E1 (probabilité d'absorption) et pour satisfaite cette condition il faut faire l'inversion de population (Figure I.1) [3, 4], pour réaliser cette inversion de population il est nécessaire d'exciter l'atome à l'aide d'une source extérieure appelé pompe.

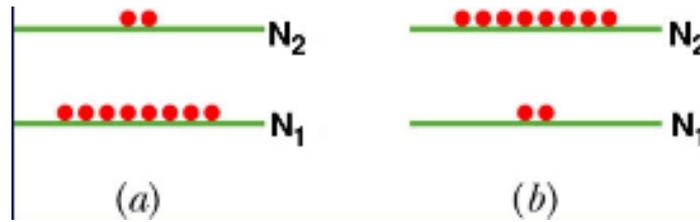


Figure I.1: a) Population normale b) inversion de population

Le dispositif laser se compose de trois éléments principaux : un milieu actif (où se produisent les opérations de pompage et d'amplification, il peut être solide, liquide ou gazeux), un système de pompage (qui permet d'inverser la population, il peut être optique ou électrique) et un jeu de miroirs réalisant ainsi une cavité résonnante.

Comme montre la figure I.2, le milieu actif (milieu amplificateur) est placé dans une cavité résonnante de type Fabry-Pérot constituée de deux miroirs. Un des deux miroirs doit être totalement réfléchissant à la longueur d'onde laser λ_{laser} et le second partiellement réfléchissant pour laisser sortir ce faisceau de la cavité. Le dispositif de pompage permet d'observer des émissions spontanées de photons. Ces photons peuvent ensuite induire des émissions stimulées sur d'autres particules actives excitées du milieu et ainsi de suite. Les miroirs permettent de conserver dans la cavité une densité de photons ρ à λ_{laser} suffisante pour entretenir ces phénomènes d'émission stimulée [2].

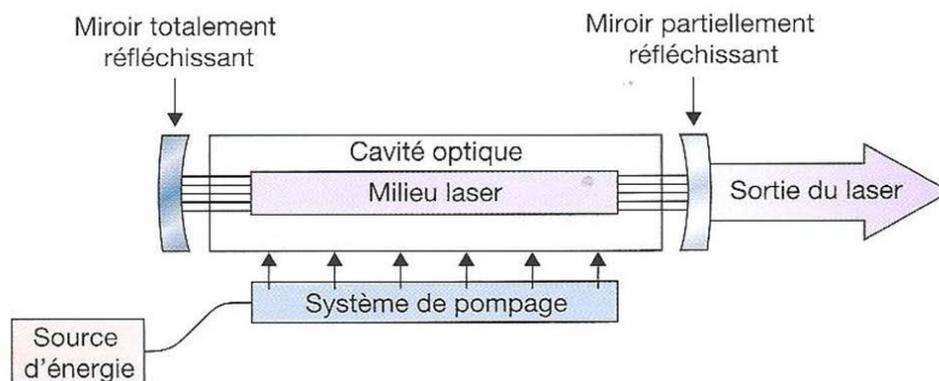


Figure I.2: Principe de fonctionnement d'un LASER.

Néanmoins, pour que ce phénomène d'amplification soit réellement observé, il est nécessaire de réaliser une inversion de population, c'est-à-dire réaliser la condition $N_2 > N_1$. Autrement dit, Cette condition d'inversion de population est possible uniquement par un

apport d'énergie extérieure à l'aide d'une pompe, ce qui demande une intensité minimale du pompage : on parle du seuil de l'émission laser [2].

I.2.2 Différents milieux laser

Le matériau le plus important dans le laser est bien évidemment c'est le milieu actif. Cette importance est traduite par le fait qu'on nomme généralement les lasers par la composition de leur milieu amplificateur [5] qu'il peut être constitué de tous les états de la matière : gaz, liquide et solide.

I.2.2.1 Lasers à gaz

Les lasers à gaz ont pour point commun de partager la même source de pompage (l'électricité). Les espèces gazeuses sont portées dans l'état excité de façon directe par collision avec des électrons ou de façon indirecte par collision avec d'autres gaz, eux-mêmes excités électriquement.

Les lasers à gaz couvrent tout le spectre optique, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain. Cependant, le spectre n'est pas couvert continûment : les lasers à gaz émettent des raies très fines spectralement.

Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve (de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain)[6] :

- les excimères (ArF : 193 nm, KrF : 249 nm, XeCl : 308 nm)
- laser à argon ionisé (raies dans le bleu et le vert)
- laser hélium néon (c'est le néon qui est utilisé pour l'effet laser) 632,8 nm, 543,3 nm, 1,15 μm , 3,39 μm .
- laser CO₂ : très nombreuses raies autour de 9,6 μm et 10,6 μm

I.2.2.2 Lasers à liquide

Les lasers à liquide sont constitués d'un colorant organique dont le mélange et le dosage déterminent la longueur d'onde produite dissout dans un solvant (ou mélange de solvants). Selon la nature du colorant (rhodamine, coumarine, ...), ces lasers à liquide peuvent couvrir une vaste gamme spectrale de 210 nm à environ 900 nm.

Les lasers à colorants requièrent une circulation de la solution contenant le colorant, les solvants peuvent être volatils et/ou dangereux (méthanol par exemple) [2].

- Dye lasers (stilbène : 390-435 nm, coumarine 102 : 460-515 nm, rhodamine 6G : 570-640 nm,...) [5].

I.2.2.3 Lasers à solide

Dans les lasers à solide, nous distinguerons les diodes laser à semi-conducteurs dans lesquelles les particules excitables sont des paires électrons-trous, et les lasers solides à proprement parler dans lesquels un ion actif est inséré dans une matrice solide isolante (monocristal, céramique, verre ou vitrocéramique) [2].

De plus, une large gamme de longueurs d'onde laser peut être obtenue avec les lasers à l'état solide. Dans le cas des diodes laser à semi-conducteur, λ_{laser} est directement liée à la largeur de la bande interdite E_g (pour gap en anglais). Ainsi, en créant des alliages, il est possible d'explorer un large domaine spectral. Par exemple, une diode à base de GaAs émet dans le rouge alors qu'avec GaP, c'est une émission verte qui est observée. Une solution solide GaAs $_{1-x}$ P $_x$ permet de faire varier continûment la largeur de la bande interdite et donc la longueur d'onde laser obtenue (entre le rouge et le vert). Aujourd'hui, les diodes laser les plus connues du grand public sont utilisées dans les lecteurs / graveurs de disques compacts (CD) et de DVD. Elles émettent respectivement dans l'infrarouge à 780 nm et dans le rouge à 650 nm. Dans le domaine des lasers solides (utilisation des diodes lasers comme sources de pompage), ce sont les diodes lasers réalisées avec l'alliage AlGaAs (émission autour de 800 nm) ou InGaAs (émission autour de 1 μm) qui sont les plus courantes [2].

Il existe de nombreux lasers à solide, notamment : [5]

- Laser à rubis (694,3 nm)
- Laser Nd:YAG (1,064 μm , 1,32 μm)
- Laser au verre de néodyme (verre de silicate : $\approx 1,062 \mu\text{m}$, verre de phosphate : $\approx 1,054 \mu\text{m}$)
- Laser YAG à l'ytterbium (Yb-YAG) 1,03 μm
- Laser à diode semi-conducteur (0,4-20 μm , selon la partie active du matériau utilisée)

I.2.3 Sources lasers à matériaux semi-conducteurs

Les premiers lasers à semi-conducteurs firent leur apparition en 1962. L'amélioration des technologies de croissance en fait aujourd'hui le type de laser le plus utilisé dans le monde [7].

Dans le laser à semi-conducteur, l'amplification de la lumière provient de la transition d'électrons entre la bande de conduction et la bande de valence. Le milieu actif est un cristal semi-conducteur constitué d'atome neutre arrangé dans le réseau cristallin correspondant au

matériau considéré. Les semi-conducteurs les plus connus sont le silicium(Si) et le germanium (Ge) utilisés couramment dans la fabrication des semi-conducteurs tels que les diodes [8].

Les diodes laser bien particulières utilisent comme milieu amplificateur des matériaux semi-conducteurs (InP, GaAs...), en général sous forme de jonctions ou d'hétérostructures. Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'effet laser nécessite une inversion de population, ce déséquilibre thermodynamique peut être obtenu, par exemple, dans des jonctions p-n (côté p : défaut d'électrons / côté n : excès d'électrons). Au niveau de la jonction se crée une zone de charge d'espace de dimensions réduites, vide de porteurs de charges mobiles, et donc très résistive. Toute tension appliquée sur la jonction se concentre dans cette très petite partie du cristal et, de fait, on peut créer dans la zone de charge d'espace un déséquilibre thermodynamique très intense, permettant d'atteindre l'inversion de population. Souvent dans les diodes lasers, il est inutile de rajouter des miroirs pour réaliser cette inversion, on utilise simplement les faces opposées du cristal semi-conducteur, à l'interface entre le cristal et l'air (le fort contraste d'indice produit des coefficients de réflexion assez importants). On forme ainsi des lasers rubans. Une autre approche consiste à entourer le milieu actif par deux miroirs plans, usuellement des miroirs de Bragg. Ces derniers, formés d'un empilement périodique adéquat de couches semi-conductrices d'indices de réfraction différents, utilisent des processus interférentiels pour réfléchir la lumière. On forme alors des lasers à cavité verticale et émission par la surface [9].

I.2.4 Avantages des lasers à semi-conducteurs

- Large plage spectrale d'émission couverte par les différents matériaux semi-conducteurs
- Fort gain de ces matériaux permet une compacité accrue de systèmes tout intégrés, ou le milieu à gain fait typiquement de quelques microns à quelques millimètres d'épaisseur.
- Ces composants présentent une bande passante de modulation élevée (plusieurs GHz), de faibles tensions de service et des puissances consommées raisonnables grâce à des rendements de l'ordre de 50% à 70%.

I.3 Diversification des lasers à semi-conducteur

Parmi les sources laser à semi-conducteurs, deux catégories de sources dominent actuellement le marché. La première inclut les lasers à émission par la tranche, largement utilisés dans le stockage optique de données. La deuxième catégorie, développée à la fin des

années 70, notamment par une équipe japonaise du « Tokyo Institute of Technology », repose sur une structure laser émettant par la surface dont la maturation est plus récente mais qui gagne rapidement des parts de marché grâce à la grande croissance des marchés de télécommunications, application majeure de ce type de structures, et du déclin actuel des solutions de stockage optique face à l'essor du stockage électronique (SSD, mémoires ash, ...) et internet [10].

I.3.1 Diodes lasers à émission par tranche

Les premiers lasers à semi-conducteurs sont apparus en 1962 basés sur une simple jonction pn sur un substrat de GaAs. C'est ce dispositif de laser qui s'est perfectionné jusqu'à nos jours pour former l'un des principaux types de structure : les lasers à émission par la tranche (EEL pour Edge Emitting Laser). Typiquement, ce type de laser est formé de nos jours d'un empilement de type pin. La zone intrinsèque contient le matériau amplificateur qui est entourée par 2 autres matériaux de plus grand gap dopés n ou p et jouant le double rôle d'injection de courant et de confinement optique. Les deux faces de la diode sont obtenues par clivage et rendues parallèles à une précision de l'ordre de la longueur d'onde afin de créer une cavité résonnante (Figure I.3). Le dispositif émet donc le rayonnement laser par l'un de ses bords, dans le plan des couches. Ce mode d'émission a pour conséquence une asymétrie du faisceau laser qui est plus divergent dans la direction perpendiculaire au plan de la jonction. La faible réflectivité d'environ 30 % des faces clivées de la diode d'avoir un gain suffisamment grand pour compenser ces pertes. La longueur de la cavité est donc grande (10^2 à $10^3 \lambda$) et l'émission se fait sur plusieurs modes longitudinaux. D'autre part, même si cette structure est simple, il est nécessaire de cliver ou graver les faces ce qui complexifie le procédé de fabrication [10].

Les lasers émettant par la tranche possèdent néanmoins un grand intérêt grâce à leur capacité à émettre un faisceau de forte puissance, atout indispensable lors de l'écriture optique de données (lecteur/graveur CD-ROM, DVD, Blu-ray, ...). Il est également possible d'améliorer les propriétés du faisceau laser de ce type de structures en les rendant monomodes par la gravure d'un réseau sur la surface du composant afin de favoriser l'effet laser pour un seul mode longitudinal de la cavité [10].

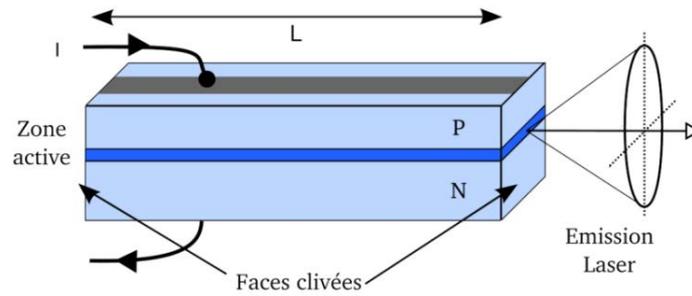


Figure I.3: Schéma d'un laser à semi-conducteur à double hétéro-structure à émission par la tranche

Plusieurs technologies ont émergé, et nous ferons ici un bref rappel des différentes structures qui peuvent être employées:

I.3.1.1 Diode laser Fabry-Pérot (FP)

La cavité Fabry-Pérot est historiquement la première à avoir permis la réalisation d'un laser, elle est la plus simple, composée de deux miroirs semi-réfléchissants placés de part et d'autre de la zone active (figure I.4). Ce type de lasers est peu performant en bruits mais peu coûteux, ils sont multi-modes et leurs longueurs d'onde atteignent 1550 nm, on les utilise par exemple comme une source de puissance optique continue ou dans les liaisons numériques [8].

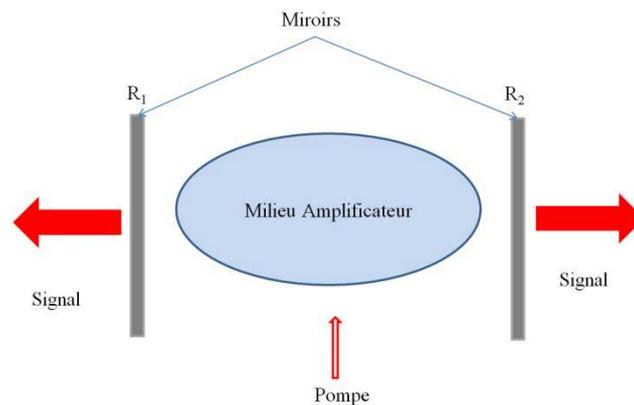


Figure I.4: Cavité Fabry-Pérot.

I.3.1.2 Réflecteur de Bragg Distribué (DBR)

Le DBR (Distributed Bragg Reflector) est une cavité Fabry-Pérot dont les facettes sont réalisées par des miroirs constitués en couches successives d'indice de réfraction alterné (miroir de Bragg) comme illustré sur la figure I.5 [8].

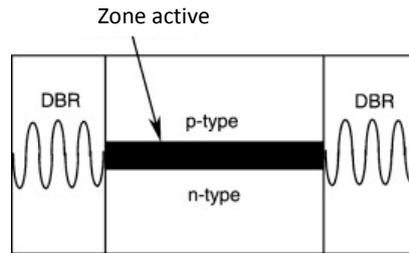


Figure I.5: Cavité Distributed Bragg Reflector (DBR)

I.3.1.3 Rétroaction distribuée DFB

Le DFB (Distributed Feedback) consiste en un unique réseau de Bragg, distribuée dans toute la longueur de la cavité et donc n'est pas localisée seulement sur les côtés. Elle est l'une des plus utilisées dans le domaine des télécommunications par fibre optique. En effet, elle répond à deux principaux critères indispensables pour réaliser une bonne liaison, elle est monomode et peut émettre à longueur d'onde de 1550 nm à laquelle la fibre silice a une atténuation minimale [8].

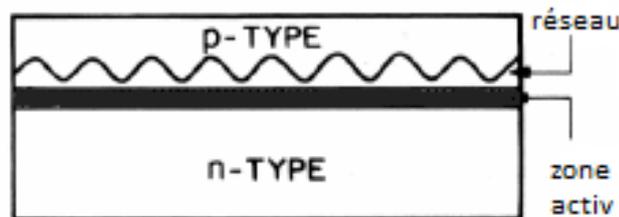


Figure I.6: Cavité Distributed Feedback

I.3.2 Diodes lasers à émission par la surface

Très peu de temps après la mise au point des premières diodes à émission par la tranche, le concept de laser à émission par la surface a été proposé. Dans les diodes à émission par la surface, l'émission laser se fait suivant l'axe de croissance de la structure, c'est-à-dire l'axe perpendiculaire au plan des couches épitaxiales. Dans ce type de laser, le faisceau est émis par la surface du composant et le milieu actif à puits quantiques est inséré dans une cavité dont l'épaisseur optique est de quelques longueurs d'onde, comme indiqué sur la figure I.7. Avec une telle géométrie, la zone émettrice n'est plus limitée par la taille transverse du milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage. Le premier effet laser dans une structure où la direction d'émission est longitudinale à la direction du courant a été obtenu à partir d'une jonction InSb émettant à 5.2 μm . Cette structure présente l'avantage d'avoir une grande zone d'inversion, et donc de gain, et la cavité est formée entre un miroir métallique recouvrant la face inférieure et une surface supérieure polie. Quelques années plus tard,

Kenichi Iga et al. Proposèrent le concept de laser à cavité verticale pour aboutir aux structures VCSELs (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) aujourd'hui à la base des lasers émettant par la surface. le faisceau émis par un VCSEL présente une divergence bien plus faible que celui d'une diode laser à émission par la tranche. Cependant, pour une telle configuration, l'épaisseur du milieu actif est faible (de l'ordre de la centaine de nanomètres), ce qui conduit à une réduction du seuil mais également à un gain par passage beaucoup plus faible que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice. Il est donc nécessaire que les pertes optiques de la cavité soient faibles, et par conséquent que les miroirs employés présentent une très forte réflectivité ($> 99\%$). Ces réflectivités peuvent être atteintes avec des miroirs de Bragg [10, 11, 12].

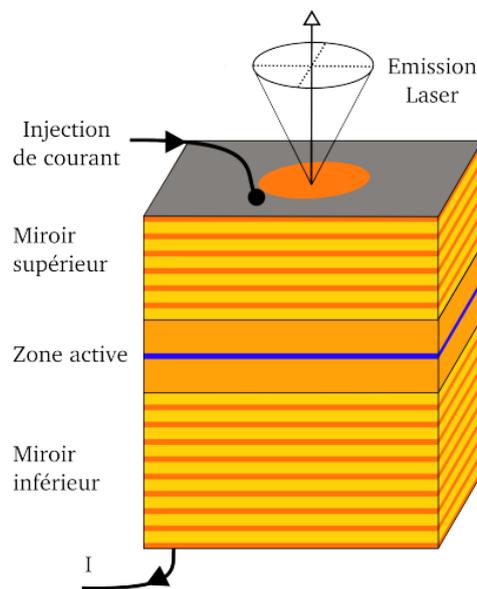


Figure I.7: Schéma d'un laser à semi-conducteur à émission par surface

Les VCSELs ont bénéficié de toutes les avancées technologiques de croissance des semi-conducteurs pour en faire aujourd'hui un des composants les plus utilisés, notamment dans les télécommunications optiques courtes distances. Le développement dans les années 90 de la croissance de structures par épitaxie a contribué à améliorer les performances de ces lasers composés d'un empilement de couches semi-conductrices [12].

I.4 Différents types des lasers à semi-conducteur

La première révolution à partir du laser à homo-jonction fut celle du laser à double hétéro-structure. La seconde, celle du puits quantique, seront abordée dans la section suivante. Pour faire du laser à semi-conducteur un dispositif efficace, qui marche en continu à

température ambiante, il a fallu diminuer le courant de seuil à des valeurs inférieures au niveau où la dégradation thermique commence. Diminuer le courant de seuil implique augmenter le gain pour un même courant. Le seul paramètre sur lequel on puisse jouer est la largeur typique de la zone active d , où s'accumulent, sous champ, électrons et trous avant recombinaison. Dans une jonction p-n typique, d vaut de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ [12].

I.4.1 Laser à homo-jonction

L'effet laser se produit dans ce type des lasers, en appliquant une différence de potentiel direct aux bornes de la jonction PN, entre les états du bas de la bande de conduction où se trouvent les électrons injectés dans cette bande et les états du sommet de la bande de valence où se focalisent les trous créés dans cette bande, les électrons et les trous vont migrer vers la zone intermédiaire, la densité de ces derniers (électrons et les trous) va augmenter et le nombre des recombinaisons (électrons/trous) augmente aussi. Les photons créés lors de la recombinaison constituent une source de lumière comme on le voit sur la figure I.8. [8]

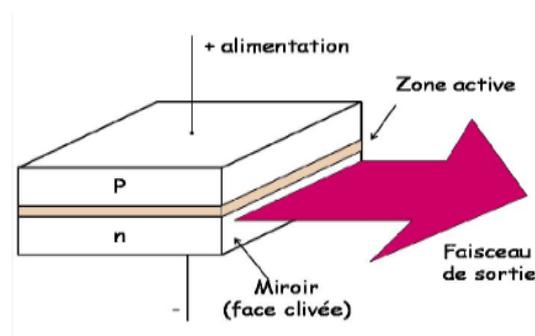


Figure I.8: Laser à homo-jonction

I.4.2 Laser à double hétéro-structure

On appelle une hétéro-structure, l'association de deux matériaux semi-conducteurs différents par exemple (gallium, arsenic), elle est réalisée par croissance cristalline d'un matériau sur l'autre et nécessite l'utilisation de semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines (Figure I.9). Il existe deux types d'hétérojonction selon le type de semi-conducteurs utilisés, on distingue : [8]

- Hétérojonction isotype dont les deux semi-conducteurs utilisés sont de même type.
- Hétérojonction anisotype dont les deux semi-conducteurs sont de type différent.

La structure des bandes à l'interface de la jonction (valence ou interdite) change entre

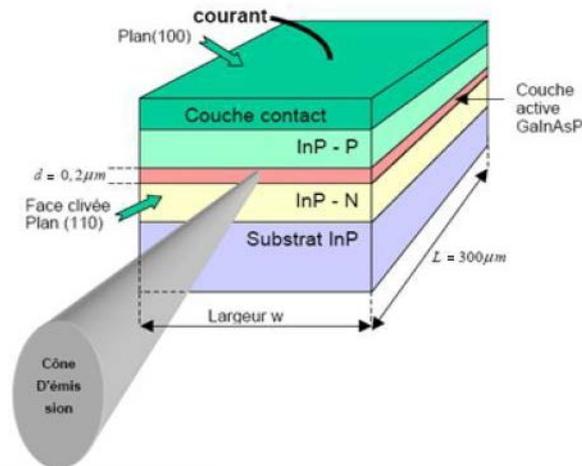


Figure I.9: structure d'une diode laser à double hétérojonction

les deux semi-conducteurs, cela crée une discontinuité de la jonction ce qu'on appelle (offset) [8].

I.5 Laser à puits quantique

Dans une diode laser à puits quantique, la région active est constituée de puits quantiques : des couches de matériaux suffisamment fines (quelques nanomètres) pour que des effets quantiques apparaissent et confinent les porteurs libres du semi-conducteur sur des niveaux d'énergie discrets. Les puits quantiques présentent l'avantage fondamental de permettre le contrôle des caractéristiques d'émission, gain optique, rendement, courant de seuil, énergie des photons par le dessin de l'hétéro-structure. En particulier la longueur d'onde d'émission peut être ajustée dans une certaine gamme par simple réglage de l'épaisseur du puits. Un puits quantique est obtenu en faisant croître une couche d'un matériau semi-conducteur A entre deux couches d'un autre matériau semi-conducteur B. Ce dernier a un gap d'énergie supérieur à celui du matériau A. La discontinuité entre les bandes d'énergie dans les deux matériaux crée une barrière de potentiel qui confine les porteurs électrons et trous dans le puits quantique. La structure de la diode laser à puits quantiques est représentée sur la figure I.10 [12, 13].

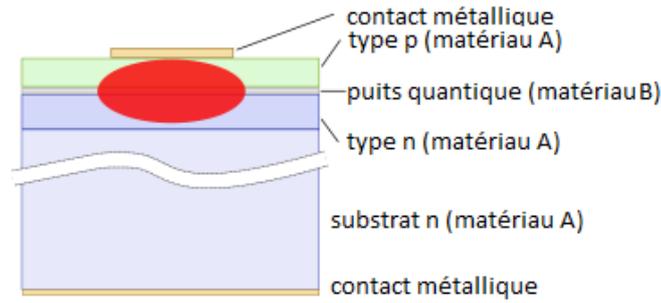


Figure I.10: Structure d'une diode laser à puits quantiques

Les couches de confinement optique sont constituées d'alliages à grand gap AlGaAsSb accordés au substrat GaSb. Et la région active qui produit le gain optique est constituée de puits quantiques InAs/GaInSb/InAs, ce qui donne à la bande de conduction et à la bande de valence une forme en W (figure I.11) : deux puits d'électrons d'InAs entourent un puits de GaInSb pour les trous [13].

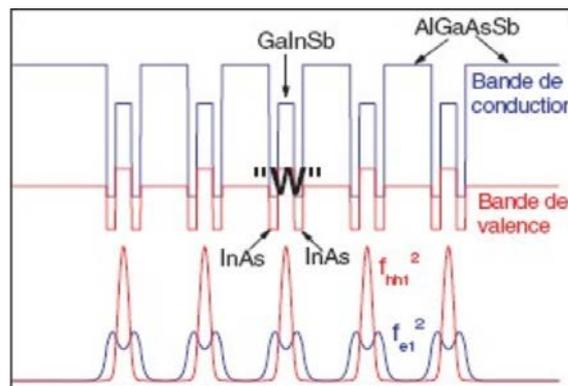


Figure I.11: Structure de bande de multi puits quantique InAs/GaInSb/InAs.

Selon la nature la discontinuité de bandes interdites à l'interface puits-barrière on distingue trois types de puits quantiques [12] :

1. Puits quantique de type I : Les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau constituant le puits ; l'énergie du photon émis dépend des énergies de confinement des porteurs et du gap du matériau puits.
2. Puits quantiques de type II : les électrons et les trous sont confinés dans les deux matériaux puits et barrières respectivement. Dans ce cas l'énergie du photon dépend des énergies de confinement des porteurs mais aussi des gaps des deux matériaux formant l'hétéro-structure.
3. Puits quantiques de type III : Le bas de la bande de conduction est situé en dessous du haut de la bande de valence. Dans cette configuration dite aussi semi-métallique, l'énergie du

photon émis n'est fonction que des énergies de confinement des électrons et des trous c'est-à-dire de l'épaisseur des couches puits-barrières

➤ **Les niveaux d'énergie dans la structure à puits quantique**

Le système de coordonnées dans cette analyse est considéré comme suite: x est le latéral (largeur) dans la direction du système de bande, y est dans la direction longitudinale, et z est la direction épaisseur. Sachant que, l'axe z est perpendiculaire aux couches de puits quantiques et les plans de jonction, comme il est illustré sur la figure I.12 [12]

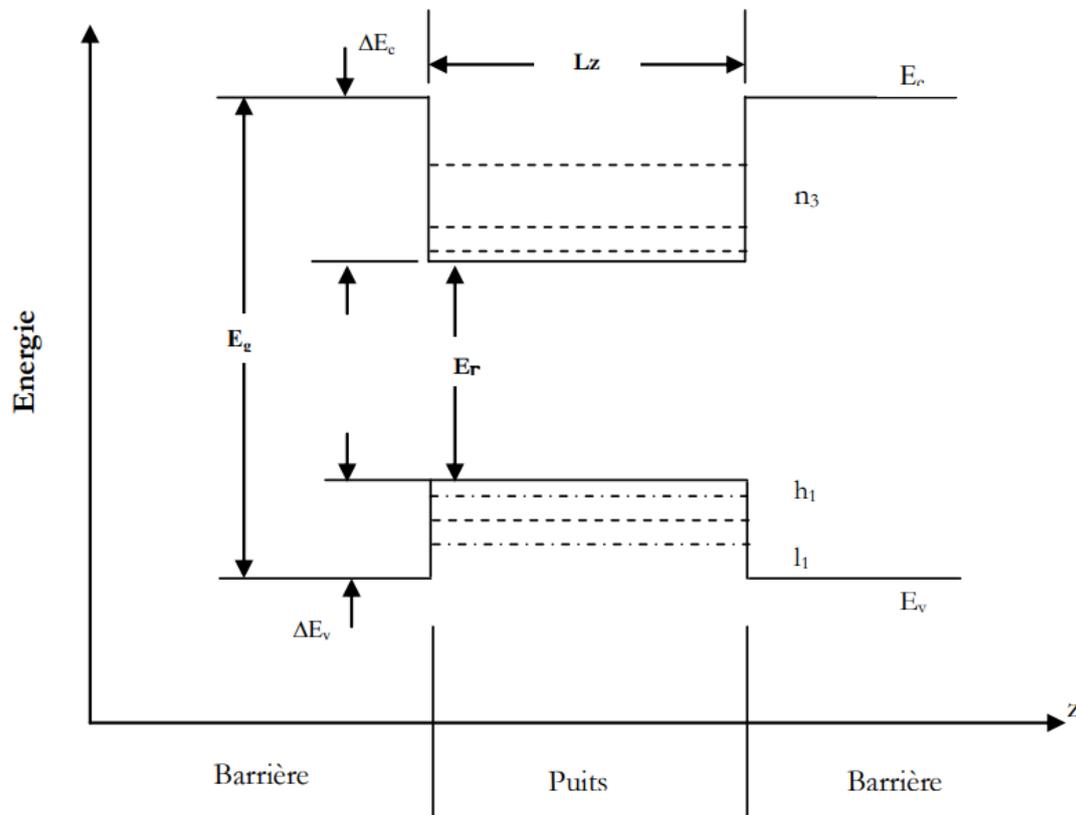


Figure I.12: Diagramme d'un puits quantique

L'énergie de transition entre états liés dans les bandes de valence et de conduction sera dès lors obtenue à partir de l'équation :

$$E = E_{cn} + E_{hn} + E_g$$

(I.1)

Où E_g , est l'énergie de la bande interdite du matériau de puits, E_{in} sont les $n^{\text{ièmes}}$ états liés des particules.

La base de l'émission de lumière dans les semi-conducteurs est la recombinaison d'un électron dans la bande de conduction avec un trou dans la bande de valence, et l'excès d'énergie est émis sous forme d'un photon. On appelle ce processus la recombinaison radiative. La longueur d'onde correspondante à la transition entre l'électron et le trou lourd de la bande de conduction et de valence respectivement est l'équation : [12]

$$\lambda n = \frac{1.24}{[E_g + E_{cn} + E_{vn}]} (\mu m) \quad (I.2)$$

I.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté le principe physique de l'effet laser. Il s'est intéressé ensuite aux différents milieux laser, notamment les différentes technologies des lasers à semi-conducteurs c'est-à-dire les diodes lasers à émission par tranche, diode laser Fabry-Pérot (FP), diodes Distributed Bragg Reflector (DBR), diodes Distributed Feedback DFB, Diodes lasers à émission par la surface, diode laser à homo-jonction, diode laser à double hétéro-structure ainsi que la diode laser à puits quantique. En effet, ces différentes configurations des diodes laser sont utiles pour comprendre le fonctionnement physique et l'impact de la température sur le comportement physico-optique et physico-électrique de la diode VCSEL décrite dans les chapitres suivants.

Bibliographie du chapitre I

- [1] **Othman Rehioui**, « Fiabilité de diodes laser de forte puissance 808 nm microassemblées pour des applications spatiales: Approche expérimentale et modélisations par éléments finis », thèse de Doctorat, Université de Bordeaux 1, 2011.
- [2] **Cyrille Varona**, «croissance cristalline et caractérisation de nouveaux matériaux pour microlasers bleu et infrarouge», thèse de Doctorat, Chimie ParisTech, 2006.
- [3] **Damien Gatinel**, «Emission de la lumière LASER», Institut Laser Vision Noémie de Rothschild paris, 2011.
- [4] **Benhaya Abdelhamid**, «laser a puits quantiques », cour microélectronique de L'université Batna 2, 2021.
- [5] https://fr.wikipedia.org/wiki/Liste_des_types_de_laser#Lasers_solides
- [6] **François Balembois et Sébastien Forget**, «Lasers et optique non linéaire», Institut d'Optique Graduate School - Université Paris - Nord 13,2007.
- [7] **Benjamin Cocquelin**, «Lasers à semiconducteurs pompés optiquement : Conception et Caractérisation d'une source monomode pour la manipulation des atomes de Césium Physique Atomique [physics.atom-ph]», Université Paris Sud - Paris XI, 2009.
- [8] **Belkhiri Amel et Chennit Yasmina**, «Utilisation d'une diode laser comme émetteur dans les nouvelles transmissions optique», Mémoire de Master, Université de Bejaïa, 2019.
- [9] **Sébastien Forget, IsabelleRobert-Philip et PhilippeBalcou**, «Les différents lasers : un tour d'horizon», Refets du Physique n° 21 / Le Bup n° 927, pp. 18-23, 2010
- [10] **Christ-Yves Chevallier**, «Conception de miroirs à réseau sub-longueur d'onde pour application VCSEL dans le moyen infrarouge.. Autre. Supélec, 2013.
- [11] **Christophe Levallois**, «Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm . Physique Atomique [physics.atom-ph]», INSA de Rennes, 2006.
- [12] **Klouch Nawel**, «Etude d'une structure laser à semi conducteurs pour application dermatologique», Thèse de doctorat, Université d'Oran, 2015.
- [13] **Saifi Ahlam et Tazibt Sliman**, « Etude d'une diode laser à puits quantiques», mémoire de fin d'étude d'ingénieur d'état de, Université de Mouloud Memeri de TIZI-OUZOU, 2008

**CHAPITRE II: GÉNÉRALITÉS SUR
LES LASERS À CAVITÉ VERTICALE
ÉMETTANT PAR LA SURFACE**

II.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude des lasers à cavité verticale émettant par la surface connus sous l'acronyme VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser), nous commençons par un bref historique et faire un tour d'horizon de son évolution et amplification laser à semi-conducteur (L'absorption, L'émission spontanée et L'émission stimulée), Ensuite nous présentons le VCSEL à travers une étude détaillée de sa structure, son fonctionnement, les matériaux utilisées, les miroirs de Bragg, l'expression de la réflectivité et de la bande passante, longueur de pénétration, et les différents structures (confinement optique, structures enterrées et anti guidage optique , les VCSEL à diaphragme d'oxyde, et les VCSEL à cristaux photoniques). Enfin les avantages et inconvénients et ses applications de plus en plus nombreuses.

II.2 Bref historique

En 1962 apparait le premier laser à hétérostructure à base de semi-conducteurs émettant par la tranche [1]. En 1977 Iga propose un nouveau concept basé sur une structure laser du même type, mais à cavité verticale, émettant verticalement par la surface [2].

Une année plus tard, son équipe démontre un effet laser à $T=77\text{k}$ en régime pulsé dans un composant en GaInAsP basé sur ce concept [2]. Le premier démonstrateur à cavité verticale a été présenté en 1979 par l'équipe japonaise de «Tokyo Institute of Technology » [3]. Cette VCSEL, présente à $1,3\ \mu\text{m}$ une émission laser à la température de $77\ \text{K}$ en régime d'injection impulsif

Une amélioration majeure apparue par la suite consisté à utiliser des puits quantiques dans la cavité avec l'obtention en 1989 d'un composant à base de puits quantiques de $\text{Ga}_{0,8}\text{In}_{0,2}\text{As}$ sur GaAs fonctionnant à température ambiante [4]. Ensuite de nombreuses améliorations ont été réalisées jusqu'à la démonstration en 1993 du premier VCSEL émettant à $1,3\ \mu\text{m}$ opérant à $14\ ^\circ\text{C}$ [5].

Le tableau (Tableau II.1) donne un résumé des avancements des travaux dans les domaines des lasers à semi-conducteurs à cavité externe, depuis le premier laser à semi-conducteur [6].

Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface

Année	Auteur	Avancement
1961	M.G.A. Bernard	Conditions de l'émission laser à semiconducteur
1962	R. N. Hall	Premier laser à semiconducteur
Decembre1979	H. Soda	Premier VCSEL
Juillet 1988	T. Sakaguchi	Premier miroir DBR semiconducteur dans un VCSEL
Octobre 1988	M. Y. A. Raja	Première utilisation de VCSEL en pompage optique en configuration gain périodique résonant (RPG)
Février 1991	W. B. Jiang	Premier VECSEL (InGaAs/InP à $\lambda=1550\text{nm}$, avec un pompage à 1320nm)
Aout 1997	M. Kuznetsov	VECSEL Haute puissance pompé par diode
Juin 1999	M. Holm	VECSEL pompé par diode en verrouillage de modes actif
Aout 1999	T. D. Raymond	VECSEL avec la génération de seconde harmonique
Décembre 1999	M. A. Holm	VECSEL en fonctionnement monomode
Septembre 2000	S. Hoogland	Démonstration de VECSEL en verrouillage de modes passif
Juin 2002	M. Mueller	VECSEL dans le visible (rouge)
Septembre 2003	J. E. Hastie	MicroChip VECSEL (intégration de dissipateur thermique dans la structure, sur substrat GaAs) à 850nm et 980nm
Mai 2004	M. Schmid	VECSEL avec pompage dans les puits
Juin 2004	J. Chilla	VECSEL à haute puissance @30W
Novembre 2004	M. El Kurdi A.Bousseksou	VECSEL en pompage électrique sur InP à 1550nm
Octobre 2006	J.H. Lee G.B. Kim	VECSEL en pompage par face arrière (End-pumping)
Décembre 2006	Li Fan	Multi structures VECSELS dans la même cavité optique
Aout 2007	D.J.H.C Mass	Première démonstration du MIXSEL

Tableau II.1: Résumé de l'avancement des travaux dans les VCSELS (Vertical-External Cavity Surface Emitting Laser) depuis la première apparition des lasers à semi-conducteurs.

II.3 Amplification laser à semi-conducteur

Le mot laser est un acronyme pour amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement. Cependant, le terme laser fait généralement référence à un oscillateur laser, qui génère de la lumière laser sans onde lumineuse d'entrée. Un dispositif qui amplifie un faisceau laser par émission stimulée est appelé amplificateur laser. La lumière laser est généralement très cohérente dans le temps et dans l'espace.

Un semi-conducteur, comme son nom l'indique, à une conductivité comprise entre celle d'un conducteur et d'un isolant. Quelques exemples des semi-conducteurs élémentaires comprennent le silicium, le germanium, le sélénium et le tellure.

Les amplificateurs laser à semi-conducteurs (SOA) sont de plus en plus utilisés pour les applications de traitement du signal optique dans les circuits intégrés entièrement optiques [7,8]. L'efficacité des SOA dans les circuits intégrés photoniques résulte de leur coefficient de gain élevé et d'une puissance de saturation relativement faible [9, 10].

Les phénomènes régissant l'interaction entre les photons et les électrons dans un semi-conducteur sont de trois sortes [11].

II.3.1 Absorption

Lors de l'absorption, un photon incident est absorbé par un électron de la bande de valence qui passe alors à la bande de conduction (figure II.1). Pour que ce phénomène se produise, il faut que le photon incident ait une énergie supérieure à l'énergie de gap. Le phénomène laisse un trou dans la bande de valence. C'est ce phénomène qui sert de pompages optiques ou électriques, dans certaines sources de rayonnement et il est aussi le mécanisme utilisé pour l'opération des photos détectrices.

La transition de l'état E_1 à l'état E_2 (par l'électron) se fait par l'absorption d'un photon d'énergie $h\omega \geq E_2 - E_1$

Où h est la constante de Plank.

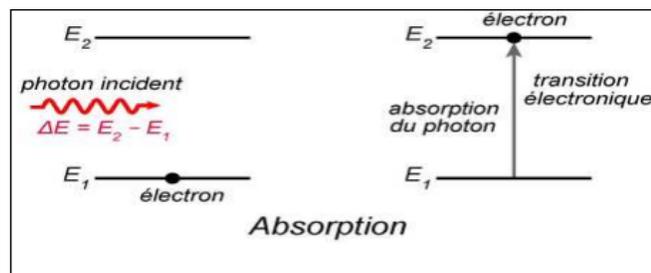


Figure II.1: Absorption

II.3.2 Emission spontanée

Le retour d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence de niveau énergétique plus faible entraîne l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = E_g$, de direction et de phase aléatoires. Comme nous le verrons plus loin, ce phénomène est déterminant dans l'origine physique du bruit d'émission d'un laser (figure II.2).

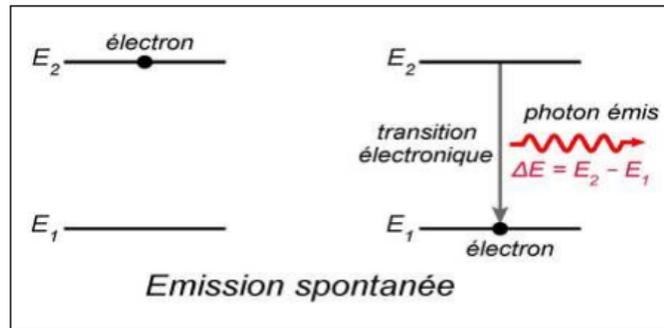


Figure II.2: Emission spontanée

II.3.3 Emission stimulée

La transition entre les états électroniques peut être stimulée par la présence d'une radiation électromagnétique qui a une énergie $E = h\nu$ au moins aussi grande que l'énergie de la bande interdite E_g où h est la constante de Planck.

Dans ce cas, le photon incident provoque la recombinaison de la paire électron-trou. Pour qu'il y ait émission stimulée, il faut d'abord un matériau avec des niveaux d'énergie appropriés occupés par un grand nombre d'électrons, un mécanisme d'excitation et une "pompe" pour monter les électrons au niveau d'énergie supérieur de façon efficace. Cela a pour effet de créer une inversion de population. Finalement, la présence de radiation en situation d'inversion de population produira l'émission stimulée. Le photon fait vibrer l'électron qui se désexcite en émettant un photon identique au photon incident dans le processus, on passe de un à deux photons qui iront, chacun à leur tour, produire d'autres photons jumeaux et le processus se répétera dans une réaction en chaîne (figure II.3).

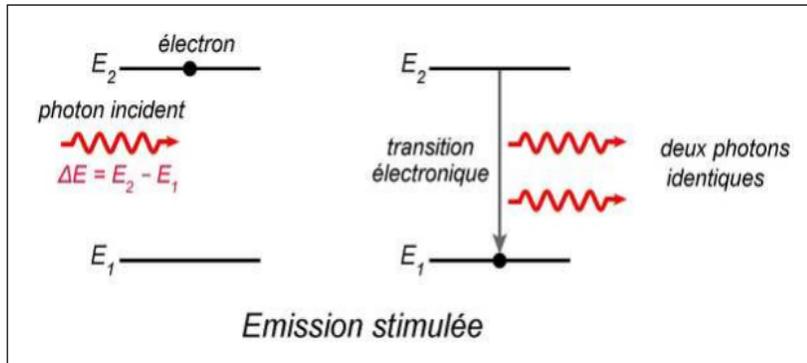


Figure II.3: Emission stimulée

II.4 Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

Un VCSEL est un laser à semi-conducteur dont l'émission est verticale par rapport à la surface du composant électronique.

II.4.1 Structure des VCSEL

Dans les VCSELS, la cavité optique est formée entre deux miroirs distribués dopés N et P. Cette cavité inclut une région active comprenant au sein d'une couche intrinsèque, des puits quantiques.

Du fait de la forte réflectivité des miroirs inférieur et supérieur, les photons se propagent dans la direction verticale et la puissance optique est amplifiée au niveau des couches actives. Dans cette zone active, non intentionnellement dopée, on place un ou plusieurs puits quantiques au niveau du maximum du champ optique. Le gain est donc obtenu sur une très courte distance et la multiplication des photons nécessitent un nombre conséquent de passages. Cette condition est satisfaite grâce à la réflectivité des miroirs très élevée (typiquement >99%). La haute réflectivité est obtenue par des réflecteurs de Bragg distribués (Distributed Bragg Reflectors ou DBRs) consistant en un empilement périodique de deux couches quart d'onde à fort contraste d'indice. Quand l'épaisseur optique de chaque couche est égale au quart de la longueur d'onde visée, les ondes réfléchies interfèrent de façon constructive, permettant d'atteindre des réflectivités requises

Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface

de plus de 99%, ceci avec un nombre modéré de bicouches (>30 paires) constituant l'empilement. Enfin, pour injecter verticalement le courant électrique jusqu'à la zone active, ces miroirs sont généralement élaborés à partir de matériaux semi-conducteurs dopés.

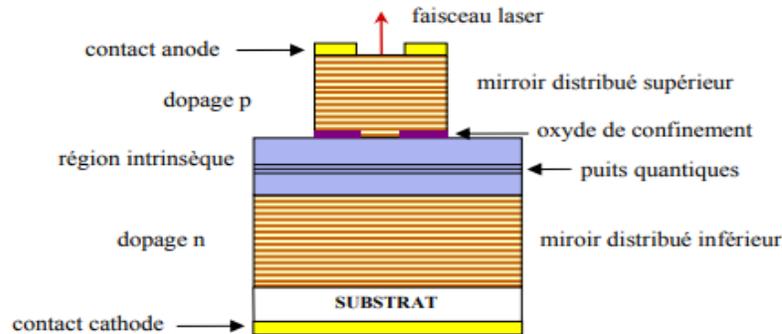


Figure II.4: Schéma de principe d'une diode VCSEL

La structure d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) est représentée schématiquement sur la figure II.4 [12].

II.4.2 Principe de fonctionnement

Une VCSEL standard à injection électrique (figure II.4) est constituée d'une zone active composée d'un matériau de fort indice. Elle contient des puits quantiques qui permettent de favoriser le recouvrement entre la zone de gain et le ventre du champ optique et, surtout, de tirer parti de leur forte efficacité d'émission (finesse, intensité), due à la discrétisation des niveaux d'énergie électroniques. L'inversion de population, indispensable pour le processus d'amplification de la lumière, est maintenue grâce à l'injection de porteurs dans la zone active. C'est le pompage électrique. D'autre part, pour confiner dans la zone active les photons générés par recombinaison des porteurs injectés dans les puits quantiques, le système est placé dans une cavité résonnante appelée cavité *Fabry-Pérot*. Dans le cas d'un VCSEL, cette cavité est verticale. Elle est réalisée grâce à deux miroirs de *Bragg* distribués (DBRs) obtenus par l'empilement de quelques dizaines de périodes de couches alternées de haut et bas indices. L'épaisseur de chaque couche est égale au quart de la longueur d'onde de résonance ce qui

permet d'avoir des interférences constructives entre les réflexions successives aux différentes interfaces des couches constituant le miroir. Cette géométrie de DBR leur permet d'atteindre une réflectivité de l'ordre de 99,99% dans la région spectrale autour de la longueur d'onde de Bragg. Les photons effectuent de multiples allers-retours dans la cavité en traversant à chaque fois les puits quantiques pour amplifier l'émission. L'émission laser apparaît alors quand le gain du milieu amplificateur excède les pertes de la cavité. Le faisceau laser est émis verticalement. L'émission se produit à travers le miroir qui possède la réflectivité la plus faible. Dans ce but, la réflectivité des deux miroirs est ajustée finement en jouant sur le nombre de bi-couches des composants. En général, les VCSELs à puits quantiques GaAs-GaAlAs émettent par la surface tandis que les VCSELs à puits quantiques GaIn(N)As-GaAs ou à boîtes quantiques In(Ga)As, qui émettent à une longueur d'onde supérieure à celle du gap du GaAs, sont construits pour émettre vers la face arrière, ce qui permet de gérer plus efficacement la dissipation thermique [13].

II.4.3 Condition d'oscillation d'une VCSEL

Un laser est une source de lumière cohérente, c'est à dire d'une onde électromagnétique sinusoïdale dans le temps. Un laser peut donc être vu comme un oscillateur. Tout oscillateur peut être présenté selon la sémantique propre à l'automatique comme un circuit bouclé composé d'un amplificateur et d'un filtre sélectif (figure II.5). Les conditions d'oscillation, c'est à dire les conditions d'émission du laser, sont de deux natures:

- la condition de gain nécessite que le gain total de la boucle soit supérieur ou égal à 1.
- la condition de phase qui met en jeu la propagation des photons émis à travers la cavité, implique que seules certaines fréquences (longueurs d'ondes) pourront être émises.

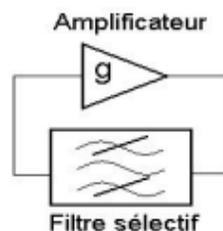


Figure II.5: Principe de l'amplificateur à boucle de rétroaction

Dans un laser, la sélection des longueurs d'onde est réalisée par la cavité optique alors que le milieu amplificateur qui est le siège de l'émission stimulée est responsable du gain. La condition d'oscillation est défini par :

$$\Gamma_{\gamma_{max}} = \alpha_p + \frac{1}{2L_{eff}} \ln(1/R_1R_2) \quad (\text{Loi pour un laser simple}) \quad (\text{II.1})$$

Où α est l'absorption du matériau, L la longueur du milieu amplificateur et R_1 , R_2 les coefficients de réflexions des deux miroirs [14].

On peut considérer le VCSEL comme une cavité Fabry-Pérot dont on la condition laser d'un VCSEL est exprimée comme suit :

$$\ln \frac{1}{R_1R_2} = 2\eta L_{\gamma_{seuil}} \quad (\text{II.2})$$

Où : η compris entre 1 et 2.

II.4.4 Miroirs de Bragg

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

Le principe est basé sur la réalisation, à une longueur d'onde donnée, d'interférences constructives dans un milieu stratifié constitué alternativement d'un milieu de haut indice (n_1) et d'un milieu de bas indice (n_2). Pour cela les épaisseurs optiques de chacune des couches doivent être égales $\lambda_0/4$. L'unité élémentaire est appelée période et λ_0 est la longueur d'onde de

résonance du miroir de Bragg dans le vide (les longueurs d'onde seront toujours données dans le vide). La figure II.6 présente schématiquement le principe de fonctionnement d'un tel miroir dans le cas de matériau non-absorbant [15].

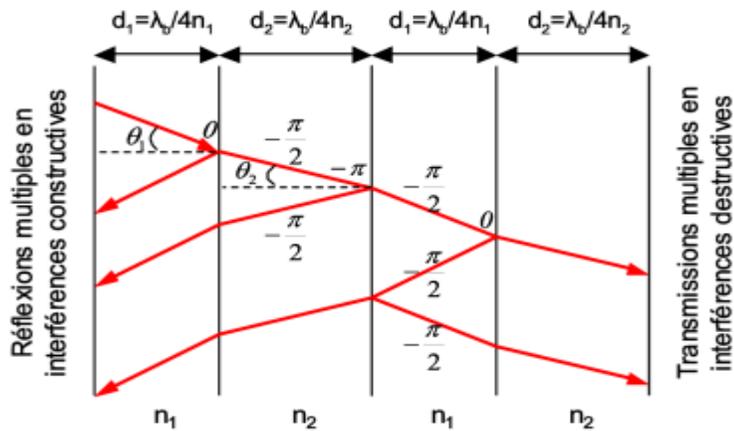


Figure II.6: Schéma du fonctionnement d'un tel miroir.

II.4.4.1 Expression de la réflectivité et de la bande passante

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

$$R_{max} = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (II.3)$$

Pour N périodes et en incidence normale.

Où n_s est l'indice du substrat et n_0 l'indice du milieu incident.

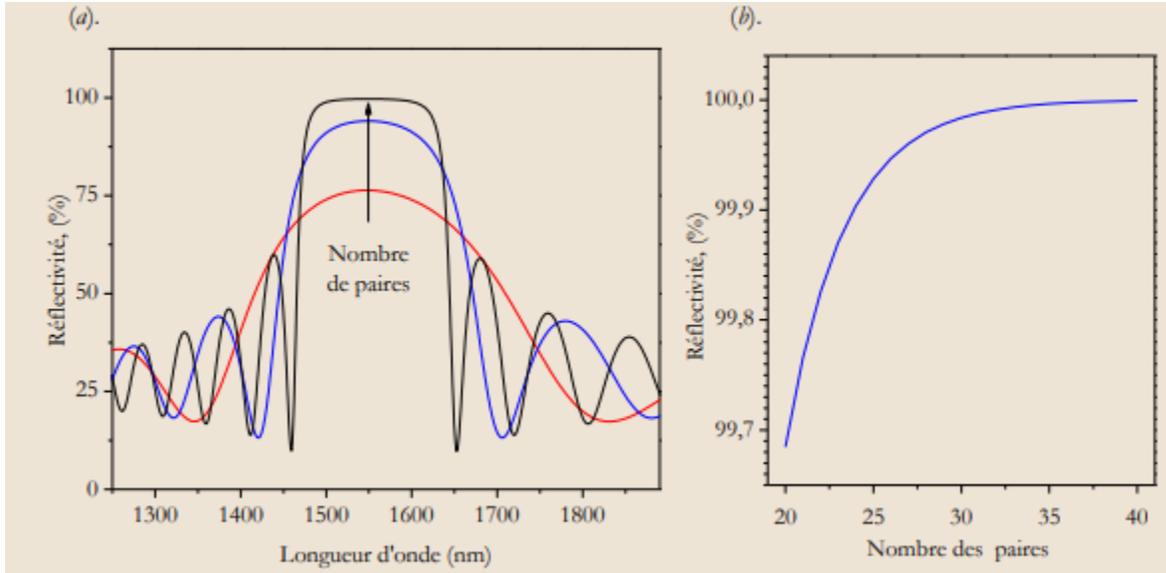


Figure II.7: La variation de la réflectivité d’un miroir de Bragg à 1550nm, formé par des paires GaAs/AlAs sur un substrat GaAs, l’air est le milieu d’incidence: (a). Le spectre de la réflectivité en fonction du nombre de paires (5, 10, 20) ; (b). La réflectivité maximale en fonction de nombre de paires GaAs/AlAs [6].

La largeur spectrale du miroir de Bragg (Stop-band en anglais) dépend du contraste d’indice entre les matériaux composants de miroir de Bragg Δn . Dans l’approximation d’un miroir infini, la Stop-band en fréquence est défini par :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \cdot \omega \sin^{-1} \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right) \quad (\text{II.4})$$

Dans le cas où $\Delta\omega \ll \omega$, l’argument de l’arcsinus devient petit. Il est possible dans ce cas d’exprimer la largeur du miroir de Bragg dans le domaine des longueurs d’onde optiques par la relation [6] :

$$\Delta\lambda = \frac{4}{\pi} \lambda_0 \cdot \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right) \quad (\text{II.5})$$

II.5 Matériaux semiconducteurs

Pour les miroirs de Bragg on cherche des matériaux ayant une bonne conductivité thermique pour éviter une trop forte hausse de température de la zone active. Les matériaux choisis définissent la longueur d’onde d’émission du laser.

Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface

Le tableau II.2 résume les couples de matériaux utilisés en fonction de la longueur d'onde et du type de matériau.

Domain spectral	λ (nm)	semi-conducteur
UV	363	AlGaN
Vert-bleu	496 , 520	
Rouge	650-690	AlGaAs/AlAs InAlP/In(AlGa)P
Rouge profond	760-780	AlGaAs/AlAs
IR proche	840-850	AlGaAs/AlAs
	980	GaAs/AlAs GaAs/AlGaAs
	1300,1550	GaAs/AlGaAs In(GaAs)P/InP AlGaAsSb/AlAsSb AlGaInAs/AlInAs.

Tableau II.2: Matériaux pour les miroirs de Bragg des VCSEL

La longueur d'onde du laser dépend du matériau utilisé dans la zone active : le gap d'énergie entre les bandes de conduction et de valence détermine l'énergie et donc la longueur d'onde des photons produits par émission stimulée. Il s'agit essentiellement de semi-conducteurs de type III-V. La figure II.8 est un diagramme montrant les matériaux utilisés et les bandes de longueurs d'onde associées [16].

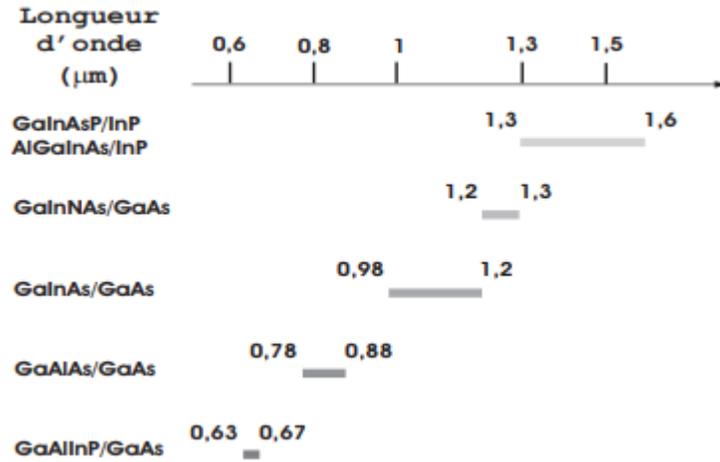


Figure II 8: Longueurs d'ondes disponibles pour les VCSELs

II.6 Longueur de pénétration et influence de l'angle

Pour rendre compte de l'effet de pénétration de l'onde optique dans le miroir de Bragg fermant une cavité laser, on introduit une grandeur appelée longueur de pénétration notée $L_{pén}$. En effet, le fait que le miroir soit constitué de plusieurs couches donne lieu à une pénétration de l'énergie dans le miroir et à un délai à la réflexion qui s'ajoute au temps d'aller et retour dans la cavité. 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 :

$$l_{pén}(K) = \frac{1}{2\partial k} \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = \frac{\lambda^2}{2\pi n} \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \quad (\text{II.6})$$

Il est important de tenir compte de cette pénétration de l'onde lorsque l'on veut accéder à la longueur réellement vue par l'onde dans une structure à cavité verticale pour estimer, par exemple, les caractéristiques dynamiques. Cette grandeur et toutes celles décrites auparavant sont données pour un angle d'incidence nul par rapport à la normale du miroir. Dans le cas du VCSEL, c'est exactement dans cette configuration que l'on se place. Néanmoins, il est important de noter que ces grandeurs sont susceptibles d'évoluer avec l'angle d'incidence. Pour un miroir dont les épaisseurs optiques de chacune des couches sont $n_1 d_1$ et $n_2 d_2$ (fig.II.6), la longueur

Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface

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

$$n_1 d_1 \cos\theta_1 + n_2 d_2 \cos\theta_2 = \frac{\lambda_0}{2}$$

(II.7)

Pour des indices et des épaisseurs de couche déterminées, la longueur d'onde λ_0 de fonctionnement du miroir va donc diminuer comme le cosinus de l'angle de la lumière dans la structure [15].

II.7 Différent structure

II.7.1 Confinement des porteurs

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

Pour extraire la lumière de la structure, un des deux contacts électriques doit être de forme annulaire.

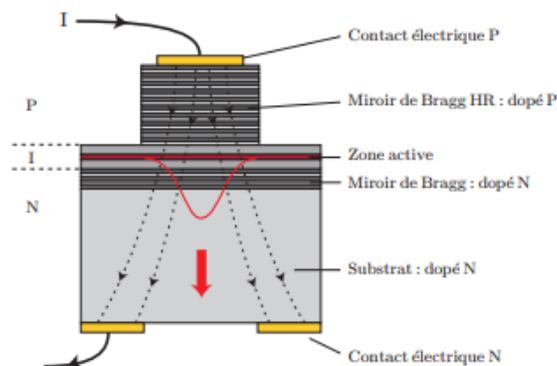


Figure II.9: Représentation schématique d'un VCSEL pompé électriquement (configuration bottom-emitting). Les lignes en pointillés représentent les lignes de courant.

Deux configurations sont alors possibles : soit une émission par le haut de la structure (top-emitting), soit une émission par le bas à travers le substrat (bottom-emitting).

Pour obtenir un bon recouvrement entre la zone de gain et le mode optique, il faut confiner les lignes de courant au plus près de la zone émettrice (figure II.9) [17].

II.7.2 Confinement optique

Dans les premiers VCSELs, le confinement optique était réalisé par le gain. Les porteurs étant concentrés dans une zone active réduite, l'émission n'est possible que dans une colonne dont la base est peu ou prou équivalente à l'aire de la zone active. Si ce guidage par le gain est toujours présent dans les VCSELs modernes, il est la plupart du temps complété par un guidage par l'indice ou par un anti guidage [18].

II.7.3 Structures enterrées

Elles permettent un guidage par l'indice du faisceau optique, ainsi que le confinement des porteurs dans une colonne qui a le diamètre de la zone active. Le miroir arrière et la zone active sont "enterrés" dans un matériau d'indice plus faible que celui de la cavité et de conductivité moindre (figure II.10).

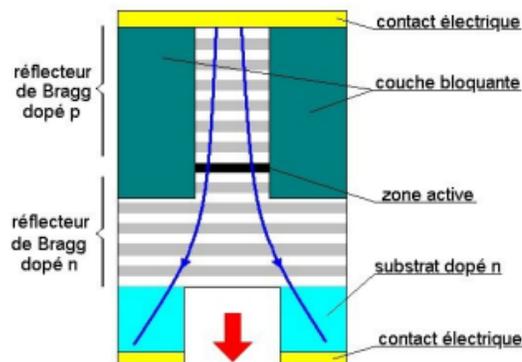


Figure II.10: VCSEL à structures enterrées

Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface

Ce genre de structure donne de très bons résultats, autant en ce qui concerne l'émission monomode que le courant seuil ou l'émission de puissance, mais le nombre important de manipulations qu'il est nécessaire de rajouter au processus de fabrication ne permet pas un développement plus important à 850nm [14].

II.7.4 Structure à diaphragme d'oxyde

Cette structure l'oxydation latérale sélective d'une couche de la structure. Cette oxydation intervient après la gravure d'un mesa et la longueur de l'oxyde n'est définie que par le temps d'oxydation. Cette technologie produit un guidage par l'indice et par le gain. En effet, l'oxyde étant isolant, les porteurs sont guidés vers le centre du composant. De plus, l'indice de réfraction de l'oxyde est plus faible que celui de la couche qu'il remplace, par conséquent la différence d'indice effectif entre le centre du composant (indice élevé) et la zone périphérique (indice plus faible) contribue à former un guide d'onde et donc à guider les photons.

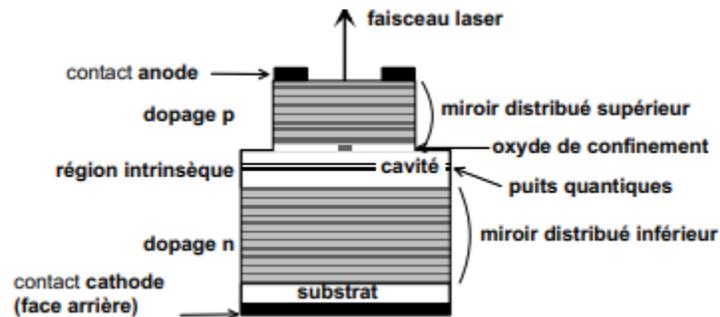


Figure II.11: Schéma d'un VCSEL à diaphragme d'oxyde émettant par la face supérieure.

Cette dernière configuration donne les meilleurs résultats en terme de courant de seuil et de confinement optique car les dimensions atteintes pour la zone active sont faible [19].

II.7.5 Structures anti guidage optique

La nécessité de produire des VCSEL monomodes a entraîné la réalisation de structures mettant en œuvre un anti-guidage du faisceau laser. Les miroirs sont entourés d'un matériau d'indice optique plus faible que celui de l'alliage semi-conducteur utilisé pour le réseau. L'absence de guidage entraîne des pertes latérales, mais la répartition spatiale de l'intensité du faisceau des modes secondaires étant plus élevée sur les côtés des miroirs, ils sont plus sensibles aux pertes (figure II.12).

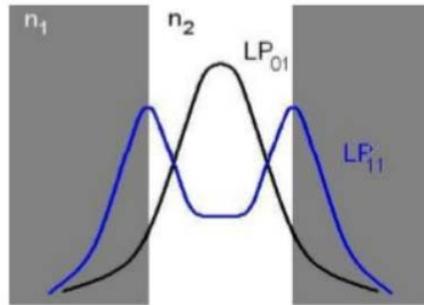


Figure II.12: Mode principal LP₀₁ et secondaire LP₁₁ dans une structure d'anti-guidage optique ($n_2 < n_1$) de principal LP₀₁ et secondaire LP₁₁ dans une structure d'anti-guidage optique ($n_2 < n_1$)

Le mode fondamental est donc sélectionné par l'anti-guide. Ces structures permettent d'obtenir une émission monomode pour des diamètres de VCSEL élevés, et donc avec une puissance importante. En contrepartie, les pertes subies latéralement par le mode principal n'étant pas négligeables, le courant de seuil de ce type de lasers est plus élevé [18].

II.7.6 VCSEL à cristaux photonique (PC/VCSEL)

Le développement des lasers à émission de surface à cavité verticale à base de cristaux photoniques (PC-VCSEL) est devenu de plus en plus avancé, Ces dispositifs ont un fort potentiel pour laisser les laboratoires sur le marché en raison de leurs propriétés uniques, qui en font un choix parfait pour de nombreuses applications. Ces propriétés incluent un fonctionnement

monomode stable, une modulation à grande vitesse et un contrôle de polarisation. Les PC-VCSEL typiques consistent en une cavité VCSEL classique entourée de réflecteurs de Bragg distribués (DBR) à haute réflectivité, avec une structure cristalline photonique latérale qui assure le confinement latéral de la lumière. Dans la plupart des conceptions, une ouverture d'oxyde supplémentaire est placée à l'intérieur de la cavité, cependant, contrairement aux VCSEL classiques, son rôle se limite uniquement à limiter la propagation du courant. Le schéma de principe de ce laser est présenté sur la Figure II.13.

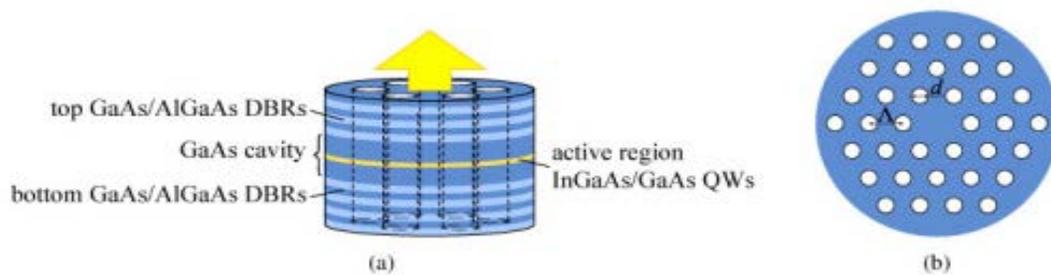


Figure II.13: (a) Structure schématique du PC-VCSEL. (b) Vue de dessus de l'arrangement de cristaux photoniques.

Le cristal photonique a une forme de trous cylindriques situés dans différentes parties du dispositif. Dans le cas le plus simple, et donc le plus courant, les trous sont gravés dans le DBR supérieur [20].

II.8 Avantages et inconvénients

Avantage

- Pour les VCSELs actuels, le courant de seuil est beaucoup plus faible que celui des lasers conventionnels : $I_{th} > 20$ mA pour les lasers conventionnels et $I_{th} < 4$ mA pour les VCSELs.

- La structure verticale et cylindrique permet au faisceau émis d'être circulaire et faiblement divergent. Alors que pour les émetteurs par la tranche, 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.
- La résistance dynamique du VCSEL qui est proche de 50 Ohms permet une adaptation en HF sans circuit d'adaptation, d'autant plus intéressante que le VCSEL possède une grande bande passante [14].

Inconvénients

- Le cout, Les VCSELS sont plus chères à fabriquer.
- La difficulté inhérente à l'injection de courant important à travers les empilements de couches dont l'épaisseur est de l'ordre de la centaine de nanomètres et qui présentent une résistance au passage du courant, limite la puissance optique pouvant être émise par une telle structure. En effet, un échauffement trop important des réflecteurs serait susceptible de déformer les bicouches et donc de détériorer la réflectivité des miroirs
- la réalisation de VCSEL aux longueurs d'ondes télécom (1330nm, 1550nm) a longtemps été très problématique. En effet, les matériaux susceptibles de générer un effet laser à ces longueurs d'onde (tableau I.1) ne sont pas adaptés à la réalisation de réflecteurs de Bragg capables de subir un courant électrique suffisant. Les propriétés des matériaux traditionnels des VCSELS (AlGaAs/AlAs) ne permettent pas l'émission laser à 1330 nm et 1550 nm [14].

II.9 Applications des VCSEL

Les VCSEL sont utilisées dans des secteurs très variés tels que la médecine, les communications ou les divertissements. L'application principale reste cependant les domaines des télécommunications optiques et le stockage des données (lecture et écriture optique).

La croissance des échanges, notamment de fichiers de données avec Internet, réclame un débit toujours plus élevé. Les fibres optiques posées au fond de l'océan sont les voies de communication les plus utilisées pour les communications à longue distance (liaison intercontinentale). Le marché des réseaux locaux, qui distribuent les données en fin de chaîne à l'utilisateur et dans lesquels interviennent typiquement les diodes laser VCSEL, s'est développé en milieu urbains aux Etats Unis sous le nom de Fiber To The Home (FTTH) et son expansion devrait s'intensifier en Europe dans les prochaines années. Les performances en haute fréquence et la forte capacité d'intégration des VCSELs en font aussi des sources de choix pour les transmissions de données ou pour les interconnexions optiques sur courte distance

Dans le cas des interconnexions parallèles, les faibles courants de seuil et un fort rendement quantique sont particulièrement recherchés puisque des dizaines de composants doivent être intégrés sur une même puce avec le minimum de dissipation de puissance. D'ailleurs, la dissipation réduite associée à une faible sensibilité en température, permet dans nombres d'applications de s'affranchir d'un système de refroidissement à base de modules Peltier. De plus, le coût du système est un critère important dans les réseaux de communications, où l'atténuation et la dispersion dans les fibres sont critiques (transmission maximum de 100 mètres à 850nm et 10 Kilomètres pour 1,3 μ m).

Les VCSELs sont aussi utilisés pour la réalisation de capteurs optiques : lecture optique (stockage optique) et dans les lecteurs de codes barres, les souris optiques et les modulateurs de lumière [12].

II.10 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons pu dresser l'état de l'art des diodes VCSELs en traitant différents points essentiels tel que le principe de fonctionnement, les différentes structures, les miroirs de Bragg, ensuite nous avons cité les avantages et les inconvénients des VCSELs et ses applications, nous avons aussi discuté les matériaux utilisés que nous allons mentionner en détail dans le chapitre suivant.

Bibliographie du chapitre II

- [1] **R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson.**, « Coherent Light Emission From GaAs Junctions», *Physical Review Letters* (9), pp. 366–369, 1962.
- [2] **K. Iga, T. Kambayashi, and C. Kitahara:** Ext. Abstr., Japan Society of Applied Physics and Related Societies, 26th Spring Meet., 27p-C-11, 1978.
- [3] **H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu,** «GaInAsP/InP surface emitting laser injection lasers», *Jpn. J. Appl. Phys.* 18, pp. 2329-30, 1979.
- [4] **J. L. Jewell A. Scherer S. L. McCall A Y. H. Lee S. Walker J. P. Harbison L. T. Florez** «Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers», *Electronics Letters*, vol. 25, pp. 1123-24, 1989.
- [5] **Youness Laaroussi,** « Nouvelles approches technologiques pour la fabrication de lasers à émission verticale dans le moyen infrarouge », Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2012.
- [6] **Aghiad Khadour,** «Source d'impulsions brèves à 1,55 μ m en laser à cavité verticale externe pour application à l'échantillonnage optique linéaire», Thèse de Doctorat de l'École PolytechniqueX, 2009.
- [7] **P. G., ELISEEV ET V. V., LUC,** «SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIERS: MULTIFUNCTIONAL POSSIBILITIES, PHOTORESPONSE AND PHASE SHIFT PROPERTIES », *PURE APPL. OPT.*, VOL. 4, PP. 295-313, 1995.
- [8] **B., DAGENS, A., LABROUSSE, R., BRENOT, B., LAVIGNE, ET M., RENAUD,** «SOA-BASED DEVICES FOR ALL OPTICAL SIGNAL PROCESSING », *OPT. FIBER COMMUN. CONF. (OFC 2003)*, PP. 582-583. SOCIETE OPTIQUE D'AMERIQUE, 2003.
- [9] **M. J., COUPLAND, K. G., HAMBLETON ET C., HILSUM,** «MEASUREMENT OF AMPLIFICATION IN A GAAS INJECTION LASER », *PHYS. LETT.*, VOL. 7, PP. 231-232, 1963.
- [10] **Y., YAMAMOTO,** « CHARACTERISTICS OF ALGAAS FABRY-PEROT CAVITY TYPE LASER AMPLIFIERS », *IEEE J. QUANTUM ELECTRON.*, VOL. QE-16, PP. 1047–1052, 1980.
- [11] **Boubaaya Nabil,** «Etude et Simulation du diode Laser à base de semi-conducteurs III-V (InGaAsP-InP)», Mémoire de Master, Université Mohamed Boudiaf- M'sila, 2017.

- [12] **Cédric Amat**, «Technologie et caractérisation de VCSELs à détection intégrée pour applications aux communications optiques et à l'instrumentation», Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2007.
- [13] **Eric Havard**, «Contribution à l'étude de l'injection électrique dans les VCSEL de grandes dimensions», Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2008.
- [14] **Julien Perchoux**, «Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (AlGaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences», Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure de L'Aéronautique et de l'espace, 2012.
- [15] **Christophe Levallois**, «Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm », Thèse de Doctorat, Institut national des sciences appliquées de Rennes, 2006.
- [16] **Romain Barret**, «La réinjection optique dans un laser VCSEL en tant que la détection et l'asservissement de distance en microscopie à sonde locale», Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté, 2008.
- [17] **Alexandre Laurain**, «Sources laser à semiconducteur à émission verticale de haute cohérence et de forte puissance dans le proche et le moyen infrarouge», Thèse de Doctorat, Université Montpellier II, 2010.
- [18] **Haouache Ahlem**, «Modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface», Mémoire de Master, Université Mohamed El Bachir Elibrahimi –Bordj Bou Arreridj, 2020.
- [19] **Charlotte Bringer**, «Technologie et caractérisation des VCSELs à diaphragme d'oxyde. Application à la détection en cavité verticale», Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2005.
- [20] **Maciej Dems, Il-Sug Chung, Péter Nyakas, Svend Bischoff et Krassimir Panajotov**, «Numerical Methods for modeling Photonic-Crystal VCSELs», OPTICS EXPRESS, Vol. 18 , N° 15, pp. 16042-16054, 2010.

**CHAPITRE III : MODALISATION
ÉLECTRO-THERMO-OPTIQUE DE
VCSELS**

III.1 Introduction

La modélisation numérique de la diode VCSEL s'effectue à l'aide de méthodes entièrement numériques précises, robustes et fiables et de maillages non uniformes. Avec VCSEL, nous pouvons simuler des structures avancées contenant plusieurs puits quantiques, y compris les effets, tels que le guidage de gain, l'auto-échauffement du réseau...

Dans ce chapitre nous commençons par la description des principales propriétés physiques, électriques et optiques des matériaux semi-conducteurs utilisées dans la conception des diodes VCSELS comme l'InGaAsP, le GaAs, l'AlGaAs, l'InP en terme du Gap, affinité électronique, conductivité thermique, densité de masse effective, permittivité diélectrique, mobilité, vitesse et l'indice de réfraction). Ensuite nous développons un modèle numérique optoelectrique et physicoélectrique de la diode VCSEL avec la prise en compte de l'effet thermique dans la diode VCSEL.

III.2 Propriétés physique, électrique et optique des matériaux InGaAsP, GaAs, AlGaAs, InP

Les composés III-V et III-N présentent un intérêt fondamental pour les applications en électronique de puissance, haute température et haute fréquence ; ainsi qu'en optoélectronique dans les domaines spectraux qui couvrent tout le spectre visible aussi bien que l'ultraviolet proche et l'ultraviolet lointain (LEDs, Lasers, Photodétecteurs), du fait de leurs exceptionnelles propriétés électroniques, physiques et optiques.

III.2.1 Propriétés des matériaux binaires

Les propriétés de quelques matériaux semiconducteurs utilisés dans la conception des diodes Vcsels sont répertoriées dans la tableau III.1 ci-dessous.

	Si	GaAs	InP	GaN	4H-SiC
Structure de bande	Indirecte	Directe	Directe	Directe	Indirecte
Gap (e v) à 300 K	1,12	1,424	1,34	3,36	2,99
Gap (e v) à 0 K	1,17	1,52	1,42	3,50	3,03
a (A°)	5,43	5,65	5,87	5,18	15,11
n_i (cm⁻³)	1,5 10 ¹⁰	2,2 10 ⁶	2 10 ⁷	1,9 10 ⁻¹⁰	8,2 10 ⁻⁹
m*/m₀	0,98/0,19	0,067	0,078	0.2	--
μ_n (cm²/ V.s)	1500	8500	5100	1400	700
μ_p (cm² / V.s)	450	400	150	295	115
V_{sat} (cm/s)	10 ⁷	10 ⁷	2.10 ⁷	2,5.10 ⁷	2. 10 ⁷
ε_r	11.8	12.8	12.4	8.9	10
ξ_m(V/cm)	3,7 10 ⁵	4 10 ⁵	5 10 ⁵	3,3 10 ⁶	2 10 ⁶
K_L (W/cm.K)	1,5	0,5	0,7	1,7	5
Hétérostructures possibles	Si/SiGe	AlGaAs/GaAs InGaP/GaAs AlGaAs/InGaAs (InAlAs/InGaAs)	(InAlAs/ InGaAs)	AlGaN/GaN InGaN/GaN	--

Tableau III.1: Principales caractéristiques physiques, électriques et thermiques du silicium et des semi-conducteurs composés : Le Gape est la largeur de la bande interdite, v_{sat} est la vitesse limite des électrons, a est le paramètre cristallin, n_i est la concentration intrinsèque [1,2].

Où :

m*/m₀ : Masse effective des électrons

μ_n : Mobilité des électrons

μ_p : Mobilité des trous

ξ_m : Champ de claquage.

ε_r: permittivité relative

K_L : conductivité thermique

III.2.2 Propriétés des matériaux quaternaire InGaAsP

Le système de matériaux In_(1-x)Ga_(x)As_(y)P_(1-y) est couramment utilisé pour la fabrication de dispositifs à hétérojonction. Il s'agit notamment des diodes laser, des photodiodes, des diodes Gunn et des transistors à hétéro-structure à grande vitesse. En tant que matériau quaternaire, deux paramètres de fraction molaire différents, x et y, sont nécessaires pour spécifier une combinaison particulière. Cela produit un large éventail de matériaux et de caractéristiques InGaAsP. Les matériaux dont le réseau est adapté à InP sont particulièrement intéressants dans ce système.

Les caractéristiques de matériau par défaut dans le simulateur silvaco pour le système InGaAsP correspondent aux fractions de composition x et y qui donnent un matériau InGaAsP dont le réseau est adapté à InP. Les x compositions et y compositions sont spécifiées dans l'instruction « region » avec les paramètres x et y. La relation entre x et y qui satisfait cette condition est donnée par [3] :

$$x = \frac{0.1896.y}{0.4176 - (0.0125.y)} \quad 0 < y < 1 \quad (\text{III.1})$$

De nombreux modèles de paramètres pour le système $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_{(x)}\text{As}_{(y)}\text{P}_{(1-y)}$ sont des fonctions de la fraction de composition Y.COMP uniquement. La fraction de composition, x, peut être déduite de la relation précédente. Encore une fois, les caractéristiques de matériau par défaut dans BLAZE pour le système InGaAsP correspondent aux fractions de composition x et y qui donnent un matériau InGaAsP dont le réseau est adapté à InP.

III.2.2.1 Bande interdite

La bande interdite d'énergie par défaut pour le réseau InP correspondant au système $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_{(x)}\text{As}_{(y)}\text{P}_{(1-y)}$ utilisé dans Silvaco est donnée par :

$$E_g(\text{InGaAsP}) = 1.35 + x \cdot (0.642 + (0.758 \cdot x)) + (0.101 \cdot y - 1.101) \cdot y - (0.28 \cdot x - 0.109 \cdot y + 0.159) \cdot x \cdot y \quad (\text{III.2})$$

III.2.2.2 Affinité électronique

Les affinités électroniques pour les matériaux dans le système InGaAsP adapté au réseau InP sont dérivées des décalages de bande de conduction et de l'hypothèse que l'affinité d'InP est de 4,4 eV. Le décalage de bord de bande de conduction par défaut entre InGaAsP et InP appariés sur le réseau est alors :

$$\Delta E_c = 0.268 \cdot y + 0.003 \cdot (y)^2 \quad (\text{III.3})$$

III.2.2.3 La masse effective

Pour le système InGaAsP, les masses effectives par défaut de la bande de conduction et de valence, pour les électrons et les trous, sont données par ce qui suit.

Pour la bande de conduction :

$$m_e^* = 0.08 - (0.116 \cdot y) + (0.026 \cdot x) - 0.059(x \cdot y) + (0.064 - 0.02 \cdot y)(x)^2 + (0.06 + 0.032 \cdot x) \cdot (y)^2 \quad (\text{III.4})$$

Pour la bande de valence, la masse effective du trou est définie par :

$$m_h^* = \left(m_{hh}^{1.5} + m_{hh}^{1.5} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{III.5})$$

Où la masse effective par défaut du trou de lumière est donnée par :

$$m_{lh} = 0.120 - (0.116.y) + 0.03.(x)^2 \quad (III.6)$$

Et la masse effective par défaut du trou lourd est une constante et est donnée par :

$$m_{hh} = 0.46$$

III.2.2.4 Permittivité diélectrique

La constante diélectrique statique par défaut pour le réseau adapté InGaAsP à InP est donnée par :

$$\epsilon_{InGaAsP} = (1.46(1-x).y) + 12.5(1-x).(1-y) + 13.18.x.y + 11.11.x.(1-y) \quad (III.7)$$

III.2.2.5 Mobilité à faible champ

Les paramètres de mobilité à faible champ par défaut pour les électrons et les trous pour InGaAsP adapté au réseau sont donnés par des interpolations linéaires à partir des composés binaires GaAs et InP. Les formules suivantes sont utilisées :

$$\mu_{n1} = 33000 + (8500 - 33000).x \quad (III.8)$$

$$\mu_{p1} = 460 + (400 - 460).x \quad (III.9)$$

$$\mu_{n2} = 4600 + (300 - 4600).x \quad (III.10)$$

$$\mu_{p2} = 150 + (100 - 150).x \quad (III.11)$$

$$\mu_{n0} = \mu_{n1} + (1-y)(\mu_{n2} - \mu_{n1}) \quad (III.12)$$

$$\mu_{p0} = \mu_{p1} + (1-y)(\mu_{p2} - \mu_{p1}) \quad (III.13)$$

Les modèles thermiques de matériaux par défaut pour InGaAsP supposent une correspondance de réseau avec InP. La densité est alors donnée par :

$$\rho = 4.791 + 0.575.y + 0.138.y \quad (III.14)$$

La chaleur spécifique pour InGaAsP est donnée par :

$$C_p = 0.322 + 0.026.y - 0.008.y \quad (III.15)$$

Les résistivités thermiques d'InGaAsP sont interpolées linéairement à partir du tableau III-2 :

Composition Fraction y	Résistivité thermique (deg(cm/w))
0.0	1.47
0.1	7.05
0.2	11.84
0.3	15.83
0.4	19.02
0.5	21.40
0.6	22.96
0.7	23.71
0.8	23.63
0.9	22.71
1.0	20.95

Tableau III.2: Les résistivités thermiques de InGaAsP [3]

Les propriétés thermiques par défaut des composés ternaires du système InGaAsP :

$\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_{(x)}\text{As}$, $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_{(x)}\text{P}$, $\text{InAs}_{(y)}\text{P}_{(1-y)}$ et $\text{GaAs}_{(y)}\text{P}_{(1-y)}$, sont donnés en fonction de la fraction de composition par interpolations à partir de ces composés binaires.

III.3 Comportement électro-optique de la diode VCSEL

Lors de la modélisation des VCSELs, il est essentiel de prendre en compte l'interaction des phénomènes optiques, électriques et thermiques qui se produisent pendant le fonctionnement du VCSEL. Modéliser le comportement optique, physique, électrique et thermique à la fois est déjà une tâche compliquée. Différentes méthodes développées récemment afin d'améliorer la précision de la solution optique produisent des résultats qui varient considérablement d'une méthode à l'autre [4]. La variation est particulièrement forte entre les modèles vectoriels qui ont tendance à produire une dispersion des résultats beaucoup plus importante que les modèles scalaires plus simples.

D'autre part, la complexité des méthodes vectorielles rend la simulation électro-thermo-optique auto-cohérente peu pratique du point de vue du temps de calcul nécessaire. Les équations de base des semi-conducteurs sont résolues de manière autocohérente avec l'équation de Helmholtz, l'équation de dérive-diffusion et l'équation de flux de chaleur du réseau.

III.3.1 Equation de poisson

L'équation de Poisson relie le potentiel électrostatique à la densité de charge d'espace par l'équation III-16 :

$$\text{div}(\varepsilon \nabla \psi) = -\rho \quad (\text{III.16})$$

Où ψ est le potentiel électrostatique, ε est la permittivité locale et ρ est la densité de charge d'espace locale [5].

III.3.2 Equation de continuité de courant

Les équations de continuité de l'électron et du trou sont données par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n \quad (\text{III.17})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p \quad (\text{III.18})$$

Où : n et p sont la concentration d'électrons et de trous, J_n et J_p sont les densités de courant d'électrons et de trous, G_n et G_p sont les taux de génération d'électrons et de trous, R_n et R_p sont les taux de recombinaison et q est l'amplitude de la charge des électrons [6].

III.3.3 Equation d' Helmholtz

La méthode utilisée pour la résolution de l'équation de Helmholtz est basée sur un modèle d'indice effectif bien développé, qui a montré sa validité pour une gamme de problèmes beaucoup plus large que prévu à l'origine [7]. Cette méthode affinée pour la simulation de diverses structures VCSEL est souvent appelée méthode de fréquence efficace (EFM). L'EFM est une méthode rapide et flexible qui permet un développement ultérieur pour inclure la dispersion, les pertes de diffraction...

La résolution de l'équation de Helmholtz en coordonnées cylindriques r , z et ϕ en utilisant méthode de fréquence [3].

$$\nabla^2 E(r, z, \phi) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r, z, \phi, \omega) E(r, z, \phi) = 0 \quad (\text{III.19})$$

Où ω est la fréquence, $\varepsilon(r, z, \phi, \omega)$ est la permittivité diélectrique complexe, $E(r, z, \phi)$ est la conductivité optique champ, et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

En utilisant le développement autour d'une fréquence de référence ω_0 :

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r, z, \phi, \omega) \approx \frac{\omega_0^2}{c^2} \varepsilon(r, z, \phi, \omega_0) + 2 \frac{\omega_0}{c^2} \varepsilon(r, z, \phi, \omega_0) (\omega - \omega_0) \quad (\text{III.20})$$

On transforme l'équation de Helmholtz en :

$$[\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon(r, z, \phi)] E(r, z, \phi) = v k_0^2 \varepsilon(r, z, \phi) E(r, z, \phi) \quad (\text{III.21})$$

Où $k_0 = \omega_0/c$ et v est un paramètre fréquentiel sans dimension donné par :

$$v = 2 \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} = 2 \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} - j \frac{2 \cdot \text{Im}(\omega)}{\omega_0} \quad (\text{III.22})$$

On suppose que le champ est séparable :

$$E(r, z, \varphi) = f(r, z, \varphi) \phi(r, \varphi) \quad (\text{III.23})$$

Cette hypothèse de séparabilité est la principale approximation de la méthode. L'applicabilité de la méthode peut être étendue au-delà de cette approximation en ajoutant une composante non séparable du champ du côté droit de l'équation (III.23). Pour les matériaux dispersifs, vous pouvez faire une autre modification de la méthode de la fréquence effective en tenant compte de la dispersion des matériaux dans l'équation (III.20).

Pour champs séparables, on obtient l'équation d'onde longitudinale pour la fonction f :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 \varepsilon(r, z, \varphi) \right] f(r, z, \varphi) = v_{eff}(r, \varphi) k_0^2 \varepsilon(r, z, \varphi) f(r, z, \varphi) \quad (\text{III.24})$$

A chaque position latérale (r, φ). Du fait de la symétrie cylindrique, on peut ignorer les variations azimutales. Dans ce cas, il suffit de résoudre l'équation (III.24) pour chaque région à symétrie cylindrique caractérisée par une distribution particulière de ε dans la direction verticale z.

L'équation d'onde transverse prend la forme :

$$\left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) - \frac{l^2}{r^2} + v_{eff}(r) k_0^2 \langle \varepsilon \rangle r \right] \phi_{lm}(r) = n_{lm} k_0^2 \langle \varepsilon \rangle r \phi_{lm}(r) \quad (\text{III.25})$$

Où

$$\langle \varepsilon \rangle r = \int_0^L \varepsilon(r, z) f^2(r, z) dz \quad (\text{III.26})$$

VCSEL:ATLAS utilise des techniques propres standard pour résoudre une équation différentielle ordinaire (III.25). Les solutions de cette équation sont des modes LP_{lm}.

Pour chaque mode, la partie imaginaire de la valeur propre détermine le facteur de gain (perte) de mode global, qui est négatif en dessous du seuil de laser. Le laser se produit lorsque :

$$\text{Im}(n_{lm})|_{th} = 0 \quad (\text{III.27})$$

La permittivité diélectrique est donnée par :

$$\varepsilon(r, z) = \varepsilon_0 + (-ALPHAR + j) \frac{\sqrt{\varepsilon_0} g(r, z)}{k_0} - j \frac{\sqrt{\varepsilon_0} (ALPHAA + FCN.n + FCP.P)}{k_0} \quad (\text{III.28})$$

Où:

- ε₀ est la permittivité globale.
- ALPHAR est un facteur d'élargissement de largeur de ligne.
- k₀ = ω₀/c.

- $g(r, z)$ est le gain optique local.
- ALPHAA est la perte d'absorption globale et est spécifié dans la déclaration MATERIAL (préciser ABSORPTION dans l'instruction VCSEL pour inclure la perte d'absorption).
- FCN et FCP sont les coefficients de la perte de porteur libre.

	Paramètre	Valeur	Unité
Materiel	ALPHAR	4.0	
Materiel	ALPHAA	0.0	cm ⁻¹
Materiel	EPSINF		
Materiel	FCN	3.0*10 ⁻¹⁸	Cm ²
Materiel	FCP	7.0*10 ⁻¹⁸	Cm ²

Tableau III.3: Paramètres d'ajustement de l'équation (III.28) [3].

Dans Atlas, les coefficients sont définis à l'aide de l'instruction MATERIAL

III.3.4 Model du gain optique

Le modèle de gain standard est donné par :

$$g(x, y) = GAINO \sqrt{\frac{h\omega - E_g}{RT}} \left[\begin{array}{l} f \left(\frac{E_c - E_{fn} + GAMMA(h\omega - E_g)}{RT} \right) \\ -f \left(\frac{E_v - E_{fp} - (1 - GAMMA)(h\omega - E_g)}{RT} \right) \end{array} \right] \quad (III.29)$$

Où:

- h est la constante de Planck.
- E_g est la bande interdite d'énergie.
- R est la constante de Boltzmann.
- T est la température du réseau.
- E_{fn} et E_{fp} sont les énergies quasi-fermies de l'électron et du trou.
- ω est la fréquence d'émission.
- E_v et E_c sont les énergies de bord de bande de valence et de conduction.
- la fonction f est définie par : $1/(1+\exp(x))$.
- Paramètres GAMMA et GAIN0 spécifiés dans l'instruction « material ».

Le GAIN0 par défaut est : 2000 cm⁻¹

Si GAMMA dans l'équation (III.29) n'est pas spécifié, il est automatiquement calculé à partir de l'expression suivante :

$$GAMMA = \frac{1}{\left(\frac{N_c}{N_v}\right)^{\frac{2}{3}} + 1} \quad (III.30)$$

Où : N_c et N_v sont les densités d'états de bande de conduction et de valence.

Dans Atlas, le modèle de gain standard [8] est activé en spécifiant G.STANDARD dans l'instruction MODELS.

III.3.5 Equation du taux de photon

Le gain optique fait le lien entre les modèles optiques et électriques. Le gain optique dépend du niveau quasi-Fermi et à son tour impacte la permittivité diélectrique, et par le couplage entre le taux de recombinaison des porteurs stimulés (R_{st}) et la densité de photons (S) comme décrit l'équation III.31.

Pour déterminer S_m , VCSEL résout le système d'équations du taux de photons :

$$\frac{ds_m}{dt} = \left(\frac{c}{NEFF} G_m - \frac{1}{\tau_{phm}} - \frac{c \text{ LOSSES}}{NEFF} \right) S_m + R_{spm} \quad (\text{III.31})$$

Où:

S_m : est le nombre de photons

G_m : est le gain model

NEFF : est l'indice de réfraction effectif du groupe

τ_{phm} : La durée de vie modale des photons

LOSSES : les pertes dans le laser

R_{spm} : le taux d'émission spontanée modale.

G_m est donné par :

$$G_m = \iiint g_m(r, z), |E(r, z)|^2 r d\theta dr dz \quad (\text{III.32})$$

Et le taux d'émission spontanée modale est donné par :

$$R_{spm} = \iiint r_{sp}(r, z)_m r d\theta dr dz \quad (\text{III.33})$$

$E_m(r, z)$ est le champ optique normalisé.

La durée de vie modale des photons, sont donnés par :

$$\frac{1}{\tau_{phm}} = \frac{c}{NEFF} (\alpha_{am} + \alpha_{fcm} + \alpha_{mir}) = \frac{c}{NEFF} G_m - \omega_0 \nu_{lm} \quad (\text{III.34})$$

Où :

α_{am} : est la perte d'absorption globale

α_{fcm} : est la perte de porteur libre

α_{mir} : est la perte de miroir.

Ceux-ci sont définis comme:

$$\alpha_{am} = \iiint ALPHAA \cdot |E_m(r, z)|^2 \times r d\theta dr dz \quad (III.35)$$

$$\alpha_{fcm} = \iiint (FCN n + FCP p) \cdot |E_m(r, z)|^2 \times r d\theta dr dz \quad (III.36)$$

$$\alpha_{mir} = G_m - \alpha_{am} - \alpha_{fcm} - \omega_0 v_{lm} \frac{C}{NEFF} \quad (III.37)$$

III.3.6 Puissance optique

La puissance optique émise par la face est donnée par l'équation (III.38) [3]:

$$p_f = \frac{h\omega s_m c}{NEFF} = \frac{\alpha_{mir}}{1 + \sqrt{R_f/R_r(1-R_r)/(1-R_f)}} \quad (III.38)$$

Où :

S_m : est la densité de photons.

ω : est la fréquence de la lumière émise.

R_f et R_r : sont les réflectivités des miroirs.

III.4 Model thermique

III.4.1 Equation de transfert de chaleur

L'équation de flux de chaleur est exprimée au moyen de l'équation différentielle suivante [3] :

$$C \frac{\partial T_L}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla T_L) + H \quad (III.39)$$

Où:

- C est la capacité thermique par unité de volume.
- κ est la conductivité thermique.
- H est la génération de chaleur
- TL est la température locale du réseau.

III.4.2 Capacité calorifique

Pour les calculs transitoires, spécifiez les capacités calorifiques pour chaque région de la structure. Ce sont aussi fonctions de la température du réseau et sont modélisés comme suit [9] :

$$C = HC.A + HC.B + HC.C T^2 + \frac{HC.D}{T^2} (j/cm^3/k) \quad (III.40)$$

Les valeurs par défaut de HC.A, HC.B, HC.C et HC.D sont fournies pour les matériaux courants, ces valeurs sont spécifiées dans l'instruction MATERIAL.

➤ **Capacité calorifique en fonction de la température**

La dépendance à la température de la capacité calorifique peut être exprimée par :

$$C(T_L) = \rho \left[C_{300} + C_1 \frac{\left(\frac{T_L}{300}\right)^{\beta-1}}{\left(\frac{T_L}{300}\right)^{\beta} + \frac{C_1}{300}} \right] \quad (\text{III.41})$$

Où :

$C(T_L)$ est la capacité thermique dépendant de la température, ρ est la masse volumique, C_{300} , C_1 et β sont paramètres dépendant du matériau. Le tableau III.4 récapitule les valeurs par défaut de ρ , C_{300} , C_1 et β pour les composés binaires, Si et Ge.

Matériel	$\rho(g/cm^3)$	$C_{300}(j/k/kg)$	$C_1(j/k/kg)$	β
Si	2.33	711	255	1.85
Ge	5.327	360	130	1.3
GaAs	5.32	322	50	1.6
AlAs	3.76	441	50	1.2
InAs	5.667	394	50	1.95
Inp	4.81	410	50	2.05
Gap	4.138	519	50	2.6

Tableau III.4: Valeurs de la capacité thermique [9].

III.4.3 conductivité thermique

En général, la conductivité thermique et la capacité thermique dépend à la fois la composition « x » et de la température.

Le modèle de base de la conductivité thermique est donné par :

$$\kappa(T_L) = k_{300} \cdot \left(\frac{T_L}{300}\right)^{\alpha} \quad (\text{III.42})$$

Où :

$\kappa(T_L)$: est la conductivité thermique dépendante de la température, T_L est la température du réseau.

K_{300} et α : sont des paramètres dépendant du matériau.

Le tableau III.5 montre les valeurs par défaut à température ambiante et paramètre d'ajustement α pour Si, Ge et les composés binaires III-V.

Matériau	K300 (W/Kcm)	α
Si	1.48	-1.65
Ge	0.60	-1.25
GaAs	0.46	-1.25
AlAs	0.80	-1.37
InAs	0.273	-1.1
Inp	0.68	-1.4
Gap	0.77	-1.4

Tableau III.5: Valeurs la conductivité thermique de quelques matériaux [9].

Les paramètres k_{300} et α sont interpolés en fonction de la fraction de composition x à l'aide des équations III.43 et III.44.

$$k_{300}^{AB} = \frac{1}{\frac{1-x}{k_{300}^A} + \frac{x}{k_{300}^B} + \frac{(1-x)x}{c}} \quad (\text{III.43})$$

$$\alpha^{AB} = (1-x)\alpha^A + \alpha^B \quad (\text{III.44})$$

Le paramètre C dans l'équation III. 43 est un facteur d'inclinaison utilisé pour tenir compte des aspects non linéaires de la variation de la conductivité thermique avec la composition. Le tableau III. 6 montre les valeurs par défaut de la courbure facteur, C , pour les divers composés ternaires et SiGe.

Matériau	$C(\text{W/K cm})$
SiGe	0.028
AlGaAs	0.033
InGaAs	0.014
InAlAs	0.033
InAsp	0.033
GaAsp	0.014
InGap	0.014

Tableau IV.6: Valeurs des paramètres d'inclinaison par défaut pour la conductivité thermique [9].

III.4.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites thermiques utilisées ont la forme générale suivante [10] :

$$\sigma \left(\vec{J}_{tot} \cdot \vec{S} \right) = \alpha (T_L - T_{ext}) \quad (\text{III.45})$$

T_{ext} : spécifie la température extérieure.

T_L : spécifie la température du réseau cristallin.

Où σ vaut 0 ou 1, $J_{tot}^{\vec{u}}$ est le flux d'énergie total et est la normale externe unitaire de la frontière.

La projection du flux d'énergie sur s est :

$$\left(J_{tot}^{\vec{u}} \cdot \vec{S} \right) = -k \frac{\partial T_L}{\partial n} + (T_L P_n + \Phi_n) \vec{J}_n \cdot \vec{S} + (T_L P_p + \Phi_p) (\vec{J}_p \cdot \vec{S}) \quad (III.46)$$

Lorsque $\sigma = 0$, l'équation III.46 spécifie une condition aux limites de Dirichlet (température fixe) :

$$T_L = TEMPER$$

Lorsque $\sigma = 1$, l'équation III.45 prend la forme :

$$\left(J_{tot}^{\vec{u}} \cdot \vec{S} \right) = \frac{1}{R_{th}} (T_L - TEMPER) \quad (III.47)$$

où la résistance thermique, R_{th} , est donnée par :

$$R_{th} = \frac{1}{ALPHA} \quad (III.48)$$

ALPHA : spécifie le coefficient d'abaissement linéaire du dipôle.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, le comportement électro-thermo-optique de la diode VCSEL a été examiné et étudié. Dans un premier temps, nous avons présenté les propriétés physique, électrique et optique des matériaux InGaAsP, GaAs, AlGaAs, InP puis nous avons précisé les propriétés des matériaux binaires et quaternaires. Dans un second temps, nous avons élaboré le modèle électro-thermo-optique. Ce modèle est implanté dans le module Atlas du simulateur Silvaco. . Le modèle électro-thermo-optique est utilisé dans le chapitre suivant pour l'analyse par simulations des performances électriques et optiques de la diode VCSEL et l'impact de l'effet thermique sur ces performances.

Bibliographies du chapitre III

- [1] **Geoffroy Soubercaze-Pun**, “De l’étude en Bruit Basse Fréquence à la Conception d’un Oscillateur en Bande-X à partir de transistors AlGaIn/GaN HEMT”, Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, Janvier 2007.
- [2] **S. M. Sze**, “Physics of Semiconductor Devices”, New York: John Wiley, 1981
- [3] SILVACO International, ATLAS User’s Manual “DEVICE SIMULATION SOFTWARE”, Santa Clara, CA 95054,2010.
- [4] **P.Beinstman et al**, “Comparision of Optical VCSEL Models on the Simulation at Oxide Confined Devices.” IEEE J. of Quantum Electron. 37, 1618-1631, (2001).
- [5] **Rahim faez, Azam Marjani and saeid Marjani**,“design and simulation of a high power signal mode 1550 nm InGaAsP VCSEL”, IEICE Electroni Express, vol.8, No.13, 1096-1101, 2011.
- [6] **J.Piprek**, “semiconductor optoelectronic: introduction to physics and simulation”, UCSB: Academic Press, pp.49-50, 2003.
- [7] **Wenzel, H., and H.J. Wünsche**, “The effective frequency method in the analysis of vertical-cavity surface-emitting lasers,” IEEE J. Quantum Electron 33 (1997): 1156-1162.
- [8] **Ohtoshi, T., K. Yamaguchi, C. Nagaoka, T. Uda, Y. Murayama, and N. Chionone**, “A Two-Dimensional Device Simulator of Semiconductor Lasers”, Solid-State Electronics Vol.30, No.6, pp 627-638, 1987.
- [9] **Palankovski, V., Schultheis, R. and Selberherr, S.**, "Simulation of Power Heterojunction Bipolar Transistors on Gallium Arsenide", IEEE Trans. on Elec. Dev., Vol. 48, No. 6, pp.1264-1269, June 2001.
- [10] **Harper, J.G., H.E. Matthews, and R. H. Bube**, “Photothermoelectric Effects in Semiconductors: n- and p-type Silicon”, J. Appl. Phys., Vol 41 (Feb 1970): 765 -770.

**CHAPITRE IV: ANALYSE ELECTRO-
THERMO-OPTIQUE DE LA DIODE
VCSEL**

IV.1 Introduction

Les caractéristiques de la diode laser à cavité verticale émettant par la surface sont considérablement améliorées. Les performances monomodes, la puissance de sortie élevée et la stabilité de ce composant sont l'une des caractéristiques les plus importantes pour les applications dans le domaine des communications optique [1, 2, 3].

Dans ce chapitre, nous présenterons l'outil de simulation SILVACO que nous avons utilisé pour l'étude de cette diode. Nous étudierons ensuite le comportement optique, électrique et thermique de la diode VCSEL. Nous analyserons, la source de chaleur, la densité du courant totale, la puissance totale émise, l'intensité lumineuse, les distributions de la température de réseau, la distribution du champ électrique...etc.

IV.2 Description du simulateur SILVACO

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un environnement de logiciels qui permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à semi-conducteurs. Cet outil sert à la conception des dispositifs à semi-conducteur avant leur fabrication. Il est très utile dans le développement de beaucoup de projets de recherches. Le TCAD-SILVACO inclut de nouveaux modèles physiques qui emploient des méthodes et des algorithmes numériques efficaces, de nouvelles techniques de maillage, l'optimisation solutions linéaires, etc., toutes en permettant d'obtenir des résultats de simulation très proches de celles de la pratique. L'avantage majeur de ce type de simulateurs est qu'il donne la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et donc observables. il est constitué d'une gamme d'outils formant ce qu'on appelle la VWF (Virtuelle Wafer Fabrication). La gamme VWF est formée de différents logiciels, on cite les plus connus: ATLAS, ATHENA, DECKBUILD et TonyPlot comme ils sont illustrés sur la figure IV.1 : [4, 5]

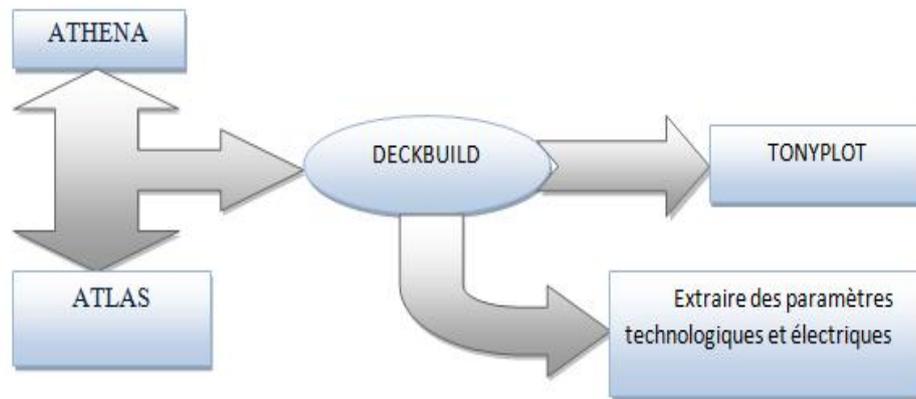


Figure IV. 1: Schéma synoptique des modules utilisés dans la simulation avec SILVACO

IV.2.1 Outils interactifs

IV.2.1.1 DeckBuild

DeckBuild est l'environnement où est défini le programme de simulation à travers des commandes spécifiques. De multiples simulateurs considérés comme des entrées peuvent être utilisés avec le DeckBuild : ATHENA, ATLAS, SSUPREM3, sachant que chaque outil de simulation possède son propre langage de programmation [6].

```

DeckBuild - C:/programme VCSEL/vcselex04 - vcselex04.in
File Edit View Run Tools Commands Help

Deck
# (c) Silvaco Inc., 2018
go atlas
# VCSEL Example
#
# This device is based on:
# Piprek, Joachim, "Modeling and optimization of 1.54um double-fused
# VCSELs for cw operation above room temperature," SPIE Vol. 2693:
# Physics and Simulation of Optoelectronic Devices IV, 1996.
#
# Define CYL on MESH statement for cylindrical symmetry
#
options verbose
mesh cyl auto
*

*** this is deckbuild version 4.6.2.R ***
# (c) Silvaco Inc., 2018
go atlas

          A T L A S

Version: atlas 5.26.1.R (Tue May 8 01:53:16 PDT 2018)

Copyright (c) 1984 - 2018
Silvaco Inc. All rights reserved

We acknowledge the contribution of the following collaborative partners:

          Stanford University

Output [x] Scroll to bottom Clear
Line: 10 Column: 2 Finished executing - Size of generated files : 1.1 MB Free space : 68.3 GB
  
```

Figure IV. 2: Environnement DeckBuild

IV.2.1.2 TonyPlot

TonyPlot est l'environnement d'outils graphiques où sont visualisés les résultats des simulations, il peut être invoqué par tous les autres outils de Silvaco. Il donne des possibilités complètes pour la visualisation et l'analyse des caractéristiques de sortie (structure du composant électronique, profil de dopage, et caractéristiques électriques). Selon le programme de simulation, TonyPlot peut donner des caractéristiques de sortie à une dimension (1D), deux dimensions (2D), ou trois dimensions (3D). Dans le cadre de notre travail, nous présenterons les résultats de la simulation à trois dimensions. [6]

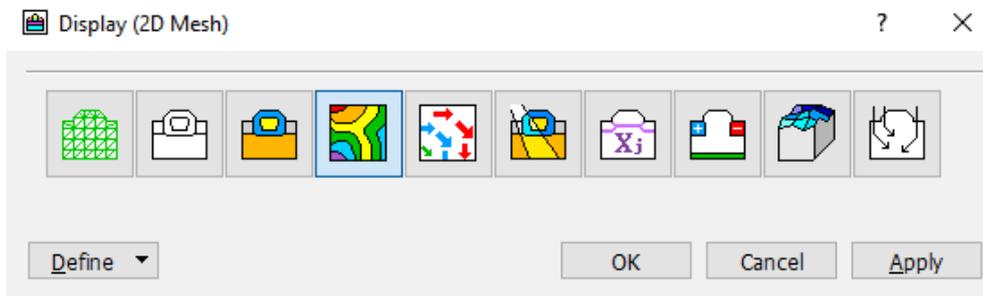


Figure IV. 3: L'environnement Tonyplot

IV.2.2 Outils de simulation

IV.2.2.1 ATHENA

Son rôle principal est de définir une structure en utilisant DEVEDIT qui permet d'avoir une structure bien définie surtout au niveau du maillage qui est déterminé par les gradients et le temps de calcul qui doit rester réaliste. Aussi il permet d'avoir des structures à deux ou trois dimensions. Il y a plusieurs étapes dans le processus de construction d'une structure, il faut d'abord définir la géométrie de la structure, ensuite faire le meilleur maillage, ainsi au final, le processus de modélisation contient plusieurs options comme la gravure, l'implantation ionique, la diffusion, l'oxydation etc. Le module Athéna essaie de prédire les caractéristiques électriques. Il assure une simulation rapide et précise de toutes les étapes utilisées dans la modélisation CMOS, SiGe, SOI, l'optoélectronique. Il prédit avec précision la géométrie de la structure du dispositif et il accélère le temps de production pour de nouveaux processus de développement [7].

IV.2.2.2 ATLAS

Le rôle principal de ce module est de caractériser une structure en utilisant plusieurs options, il permet aux ingénieurs de la technologie des dispositifs des semi-conducteurs de simuler des dispositifs électriques, optiques et thermiques. Il fournit une base de physique, facile à utiliser, modulaire et une plate-forme extensible pour des analyses AC, DC et les réponses dans le domaine du temps pour tous les semi-conducteurs basées sur les technologies, en deux et trois dimensions. Il peut résoudre le rendement et les processus de variation des problèmes pour une combinaison optimale de vitesse, la puissance, la densité, la ventilation, les fuites, la luminosité. Il est totalement intégré avec le module Athéna avec un ensemble complet de visualisation et une vaste base de données d'exemples [7].

IV.2.2.3 DevEdit

C'est l'outil d'édition de structure, avec lequel on peut créer des nouvelles structures ou même modifier des structures existantes, on peut définir des maillages ou raffiner les maillages existants [6].

IV.3 Topologie de la diode VCSEL

IV.3.1 Structure physique de VCSEL

Les dispositifs VCSEL sont les dispositifs les plus compliqués à traiter par la simulation. Cela est dû aux nombreuses couches impliquées dans la fabrication des réflecteurs de Bragg distribués et des couches actives formant le puits quantiques

La Figure IV.4 montre la structure simulée du VCSEL émettant à 1550 nm, Les paramètres des couches sont modélisés à partir des données empiriques des composants fabriqués comme le montre la figure IV.4; Dans cette structure, le substrat est réalisé à base de GaAs. La région active se compose de multiple puits quantiques et plus précisément de six puits quantiques d' $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.82}\text{P}_{0.18}$ d'épaisseurs 5,5 nm et de sept couches barrières d' $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{As}_{0.82}\text{P}_{0.18}$. 8 d'épaisseurs 8 nm [8].

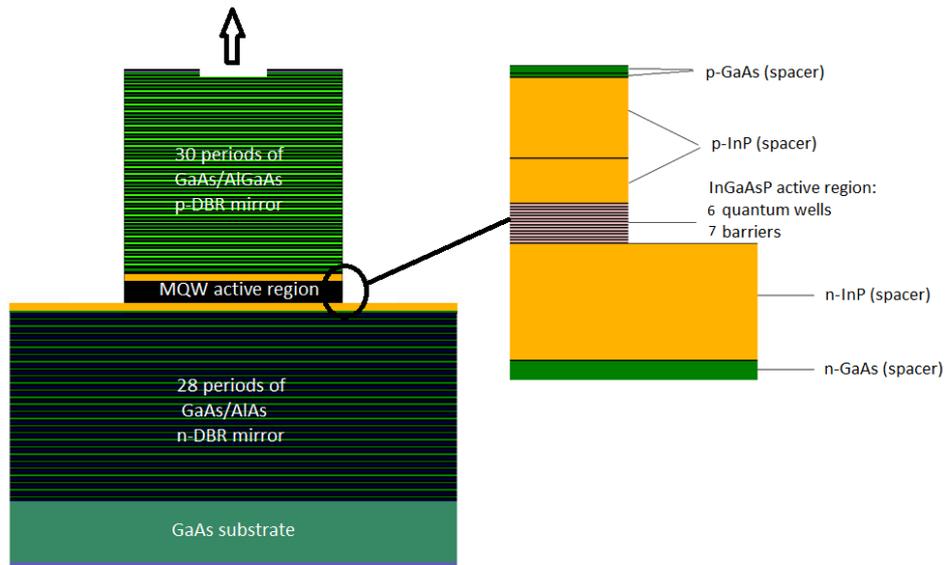


Figure IV. 4: Structure du dispositif VCSEL.

Des deux côtés de cette région active, il y a InP et en dessous le GaAs. Le miroir supérieur constituant est 30 couches de GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ avec le facteur de réflexion des couches 3.38 et 3.05 respectivement et le miroir inférieur constituant de 28 couches de GaAs/AlAs avec le facteur de réflexion des couches 3.38 et 2.89 respectivement [8].

IV.3.2 Diagramme des bandes d'énergie

Nous traçons sur la figure IV.5 le diagramme des bandes d'énergie de notre structure simulée de la diode VCSEL autour de la couche active.

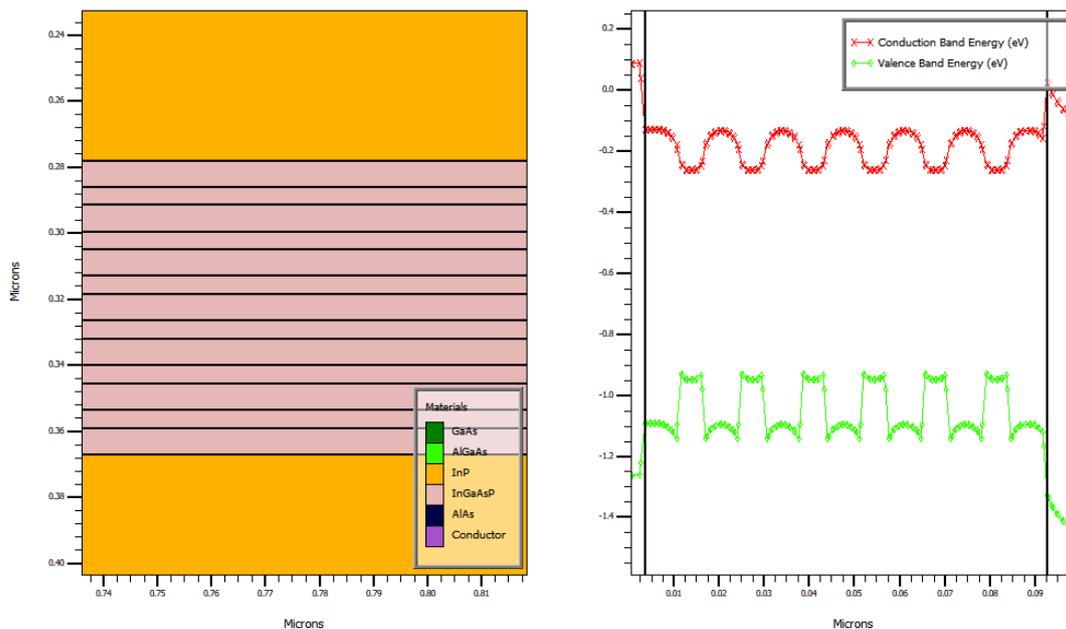


Figure IV. 5: Diagramme des bandes d'énergie

Comme montre la figure IV.5, le diagramme des bandes d'énergie semble très correcte car on observe six périodes qui désignent six puits quantique, les puits quantiques, créés par l'association des deux couches, est bien présent à l'interface entre les deux matériaux d' $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.82}\text{P}_{0.18}$ et d' $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{As}_{0.82}\text{P}_{0.18}$.

IV.3.3 Maillage

Le maillage joue un rôle important pour l'obtention de bonnes simulations. Celui-ci doit être fait avec une grande attention pour garantir la fiabilité des résultats. On utilise la méthode des éléments finis pour résoudre les équations physiques. Son principe de base est la discrétisation par éléments des équations à traiter. Les éléments qui définissent la maille élémentaire utilisée par le simulateur sont des prismes. Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques. Le choix de maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats. La maille conçue pour notre dispositif est montrée sur la figure IV.6.

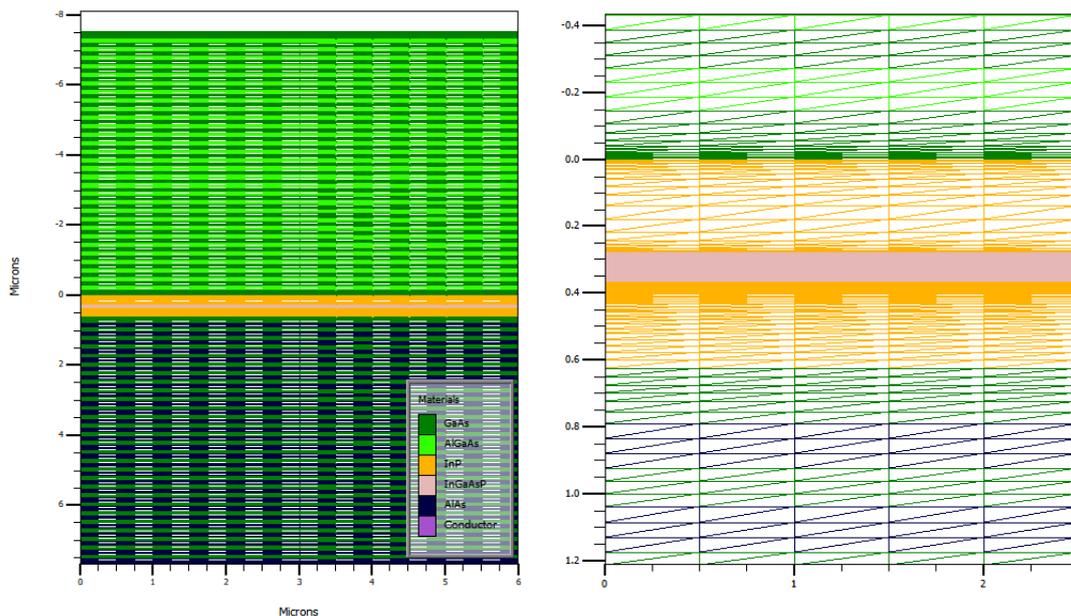


Figure IV. 6: Structure VCSEL maillé

La résolution de l'équation de Helmholtz est effectuée sur un domaine ou un maillage spatialement discret. L'utilisation de la méthode matricielle pour la solution de l'équation d'onde longitudinale permet de réduire le nombre de points de maillage en y (z dans VCSEL) au nombre de frontières matérielles. Cela améliore considérablement le temps de calcul tout

en conservant la précision. Les points du maillage dans la direction transversale x (r dans VCSEL) coïncident avec le maillage du dispositif [9].

IV.4 Résultats et discussion du modèle iso-thermique

Cette partie décrit brièvement nos résultats de simulation du comportement non thermique de la diode VCSEL en tenant en compte le couplage électro-optique dans le modèle numérique. Ces résultats sont obtenus à température ambiante (300 K).

IV.4.1 Caractéristique courant-tension (I-V)

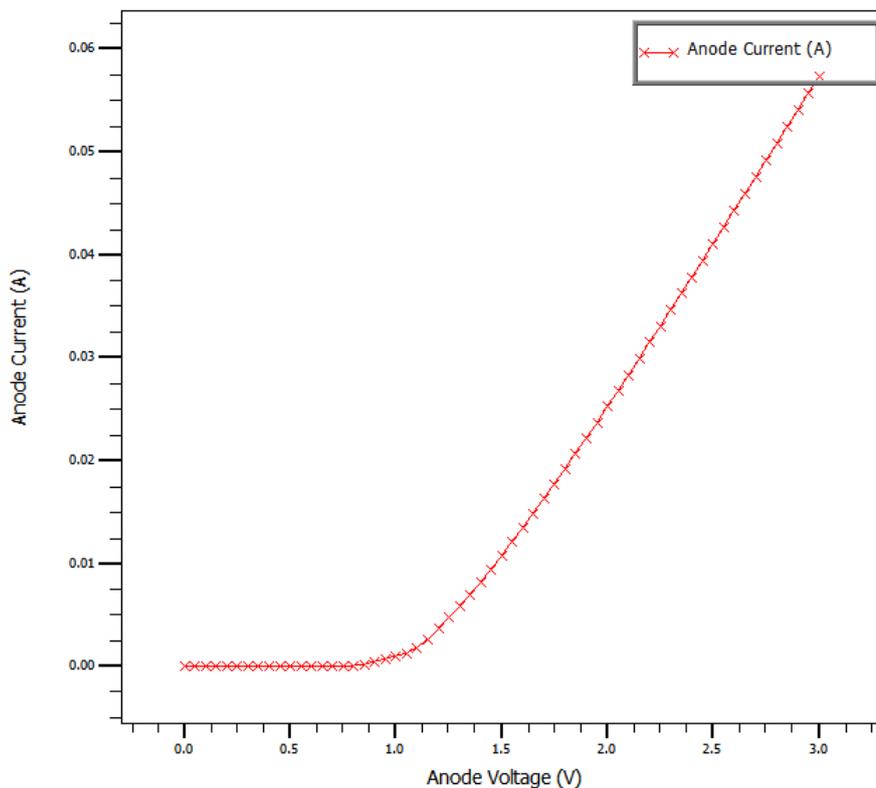


Figure IV. 7: Caractéristique courant-tension (I-V)

La figure IV.7 représente la variation du courant de l'anode en fonction de la tension de l'anode, cette dernière est balayée de 0.0 à 3 V avec un pas de 0.5 V. On remarque que le courant de l'anode augmente à partir de la polarisation de l'anode dite « tension de seuil » d'environ 1 V. En effet, au-delà de seuil, cette courbe est une droite, ceci peut s'expliquer par le confinement dans la zone active des photons générés par recombinaison des porteurs injectés dans les puits quantiques et donc le déclenchement de l'effet laser.

IV.4.2 Caractéristiques puissance-tension (P-V) et puissance-courant (P-I)

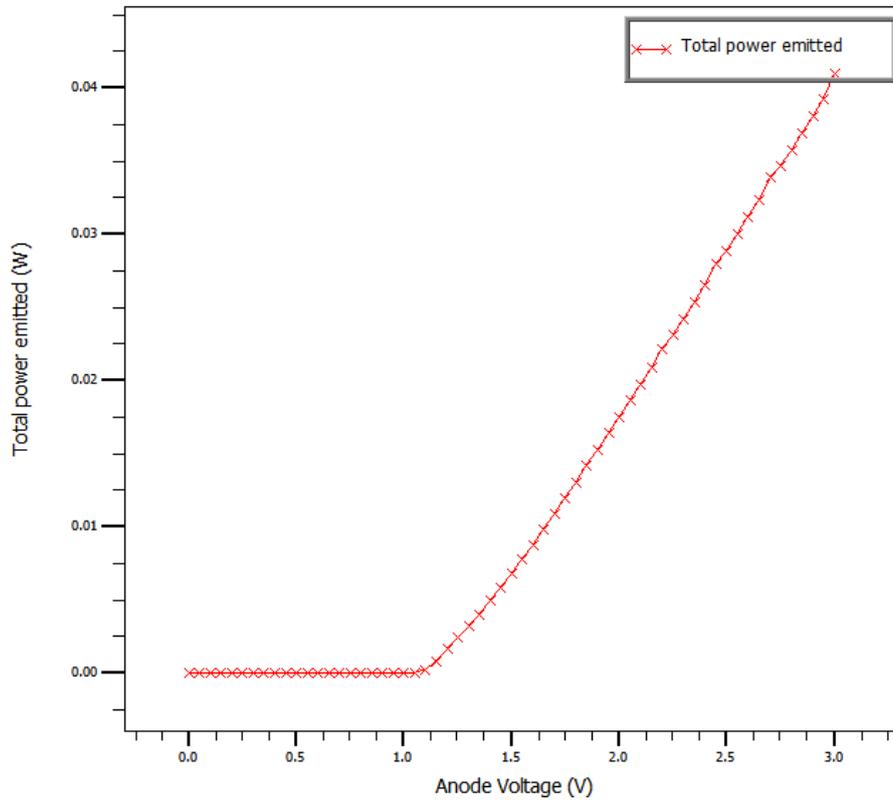


Figure IV. 8: Caractéristique puissance-tension (P-V)

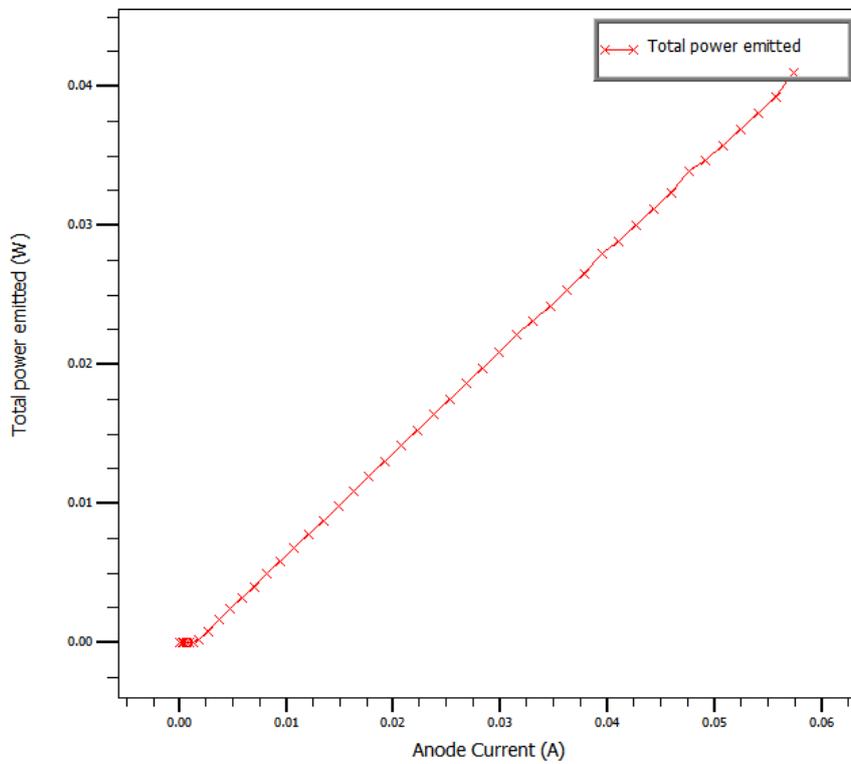


Figure IV. 9: Caractéristique puissance-courant (P-I)

Les figures IV.8 et IV.9 représentent la puissance totale émise en fonction de la polarisation de l'anode et du courant d'injection respectivement. Au-delà de seuil en terme de tension ($V_{\text{seuil}} = 1.18 \text{ V}$) et du courant d'injection ($I_{\text{seuil}} = 1.25 \text{ mA}$), les deux courbes des figures IV.8 et IV.9 sont des droites. En fait, On constate que la lumière émise varie linéairement avec le courant et la tension de polarisation partir de la valeur seuil, valeur à laquelle le nombre de porteurs est suffisant pour émettre les photons stimulés.

IV.4.3 Puissance émie par miroir en fonction de tension et de courant

La résolution de l'équation d'Helmholtz en coordonnées cylindriques permet de calculer les intensités optiques des multiples modes transversaux.

Les figures IV.10 et IV.11 représentent la puissance laser par miroir des 4 modes en fonction de la tension de l'anode et du courant d'injection. On voit clairement que la puissance laser du premier mode est plus prépondérante par rapport aux autres modes, elle est de l'ordre de 0.039 W pour un courant d'injection de 0.059 A .

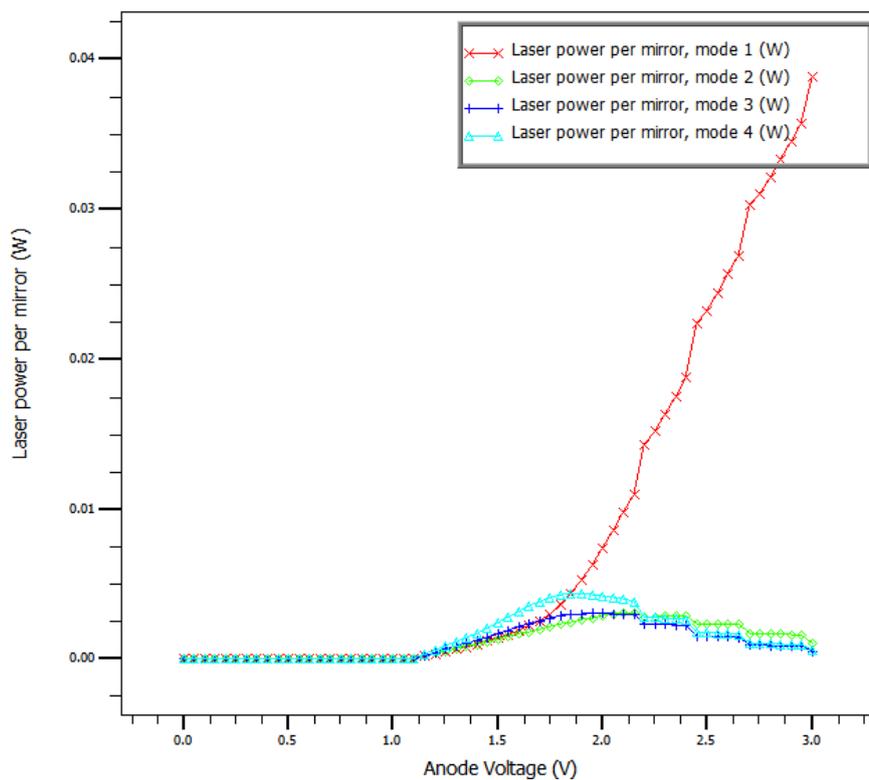


Figure IV. 10: Puissance émie par miroir en fonction de tension dans la diode VCSEL

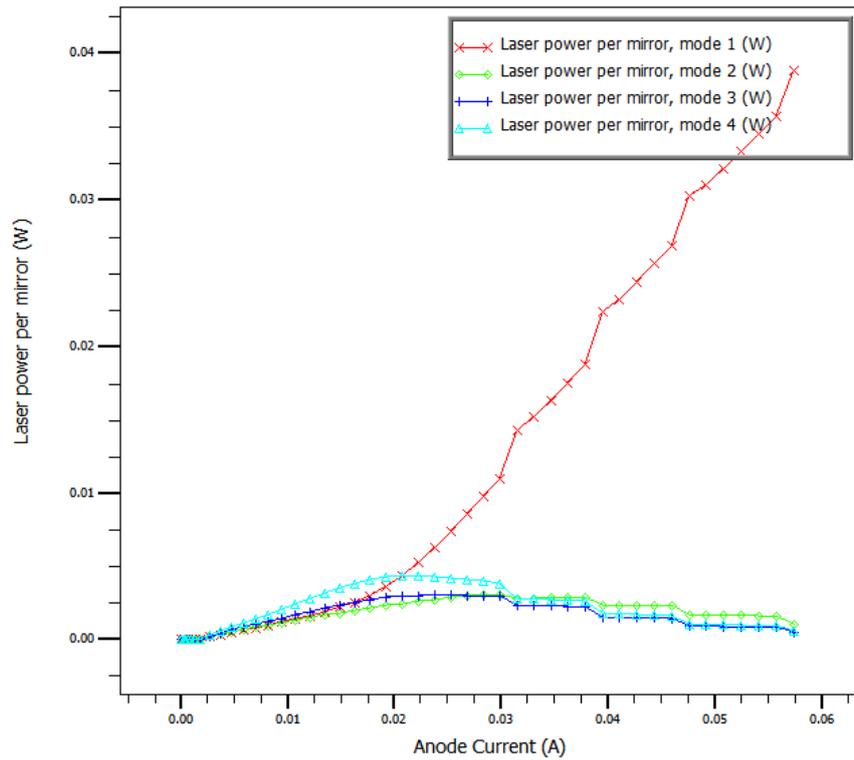


Figure IV. 11: Puissance émie par miroir en fonction de courant dans la diode VCSEL

IV.4.4 Cartographie de l'intensité lumineuse

La figure IV.12 illustre l'intensité lumineuse des 4 modes transversaux. En effet, les photons sont focalisés et confinés au milieu de la structure. L'intensité lumineuse du premier mode est de $3.2 \cdot 10^{10}$ microns).

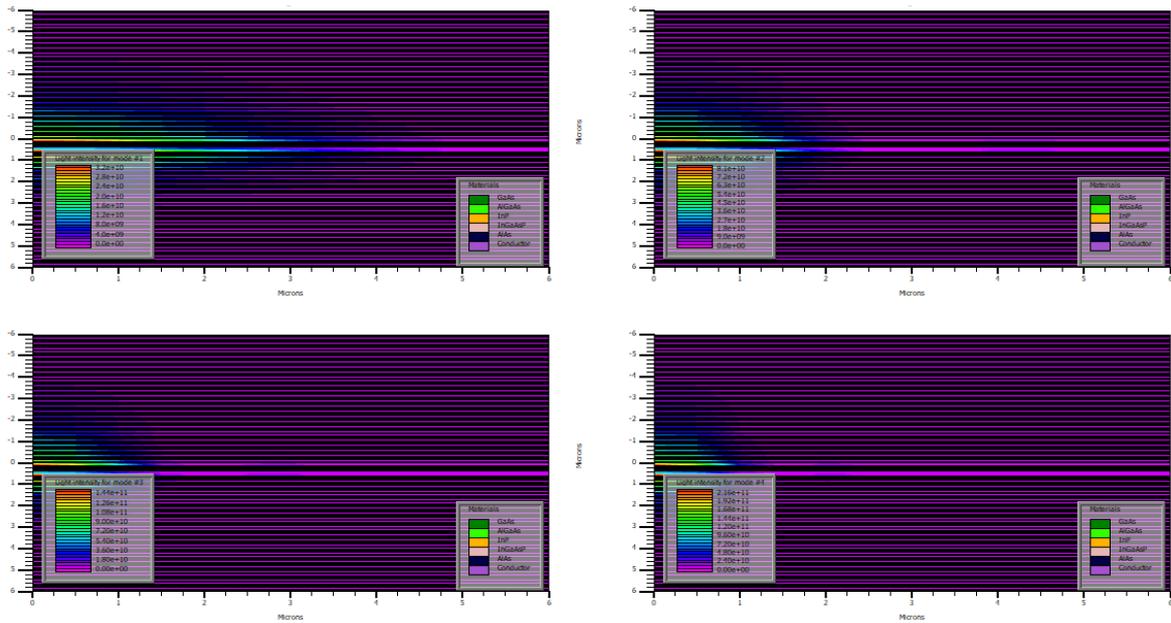


Figure IV. 12: intensité de la lumière

IV.4.5 Cartographie du champ électrique

Nous avons tracé la carte du champ électrique dans la région active de la diode VCSEL pour une tension de polarisation de l’anode de 3 V avec une coupe longitudinale de cette grandeur (champ électrique, Figure IV.13). On note en particulier que le pic du champ électrique se trouve dans la région active, il atteint pratiquement 48.10^4 V/cm.

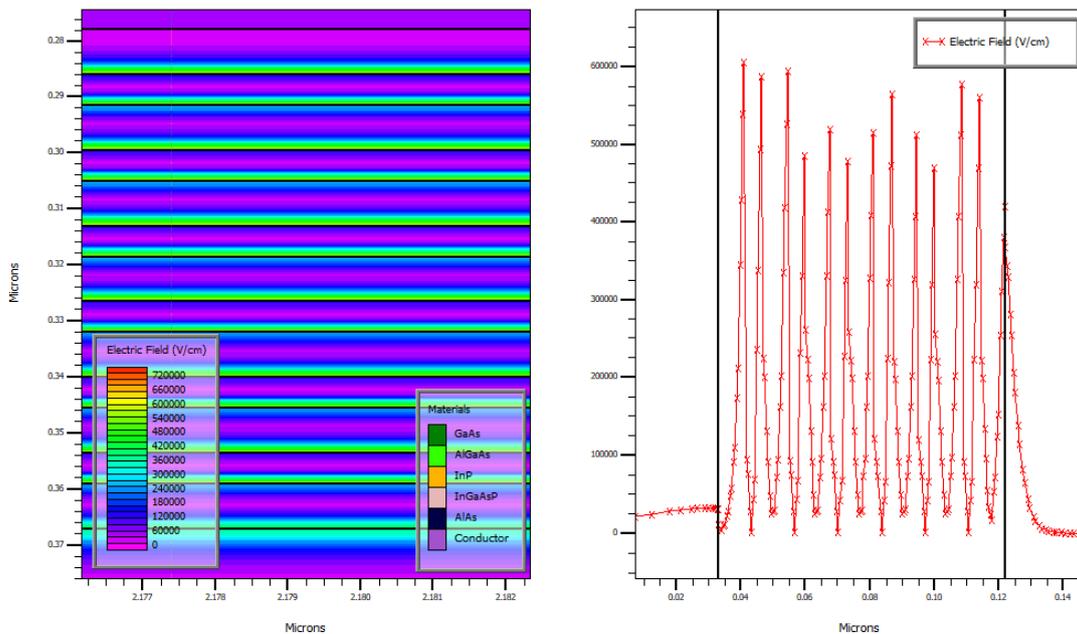


Figure IV. 13: Distribution du champ électrique dans la diode VCSEL.

IV.4.6 Cartographie de la densité du courant totale

La figure IV.14 illustre la cartographie de la densité du courant totale dans la région active de la diode VCSEL, le profil de la densité du courant totale est schématisée sur le côté droit de la figure IV.14. On remarque que cette densité est maximale au centre de la région active, elle est de l'ordre de 3.10^6 A/cm².

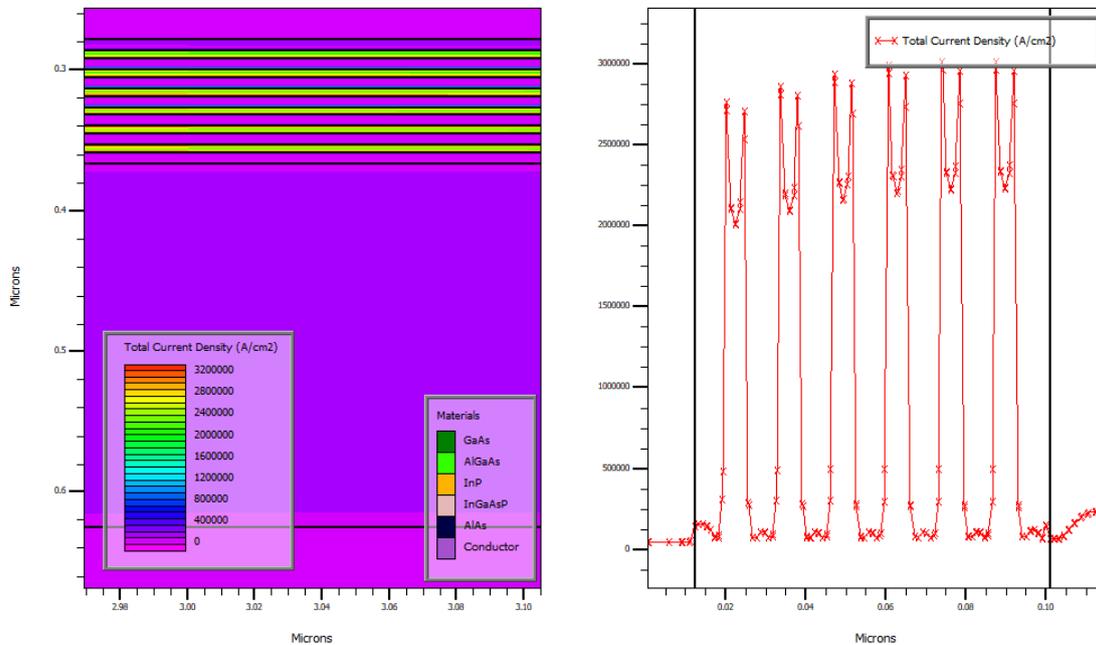


Figure IV. 14: Densité du courant totale dans la région active de la diode VCSEL.

IV.4.7 Intensité lumineuse et l'évolution du gain optique local

La structure de la diode VCSEL présente l'avantage d'avoir une grande zone d'inversion, et donc de gain.

La figure IV.15 illustre la cartographie de l'intensité lumineuse et l'évolution du gain optique local dans la région active (barrières et puits quantiques) de la diode VCSEL. On remarque clairement que le gain optique est maximal dans le premier puits quantiques puis commence à diminuer linéairement tout au long de la région active

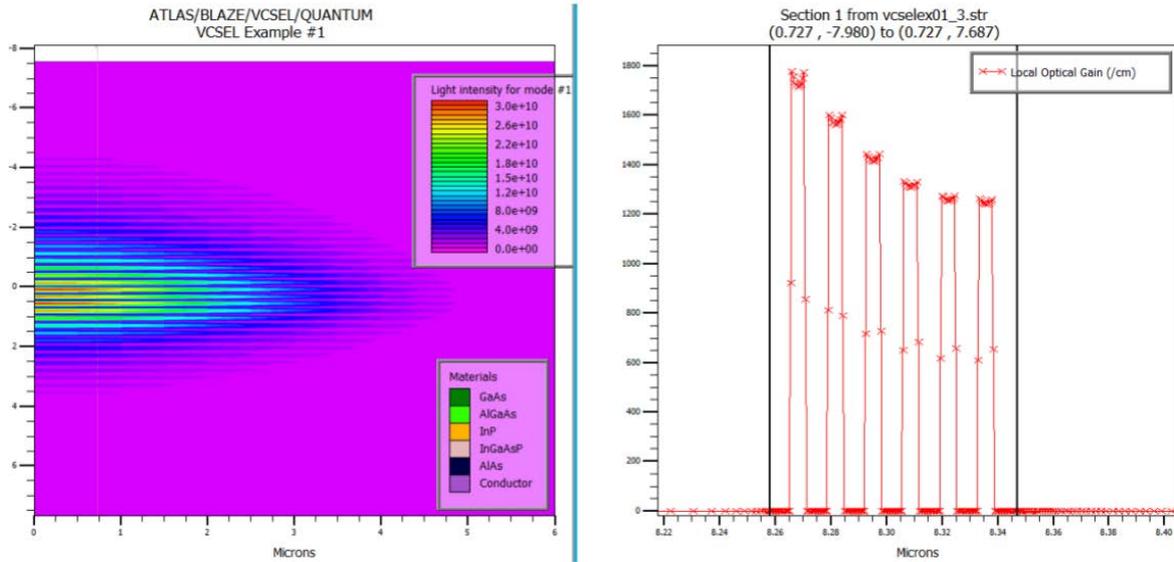


Figure IV.15 : Cartographie de l'intensité lumineuse à gauche et le profil du gain optique local dans la région active de la diode VCSEL à droite.

IV.5 Résultats et discussion du modèle thermique

Dans cette partie, nous analysons les performances électriques, thermiques et optiques de la diode VCSEL en prenant en compte l'influence de la température de réseau sur les propriétés de transport.

IV.5.1 Caractéristique courant-tension (I-V) et puissance-tension (P-V)

Les figures IV.16 et IV.17 représentent la variation du courant d'injection et de la puissance émise en fonction de la tension de l'anode avec la prise en compte de l'effet thermique, la polarisation de l'anode est balayée de 0.0 à 3 V avec un pas de 0.5 V. On remarque ces deux caractéristiques sont linéaire au-delà de la tension de seuil. Ceci peut s'expliquer par le confinement dans la zone active des photons générés par recombinaison des porteurs injectés dans les puits quantiques et donc le déclenchement de l'effet laser. On constate que la valeur maximale du courant et de la puissance avec effet thermique diminuent d'environ 50% par rapport au courant et de la puissance sans effet thermique.

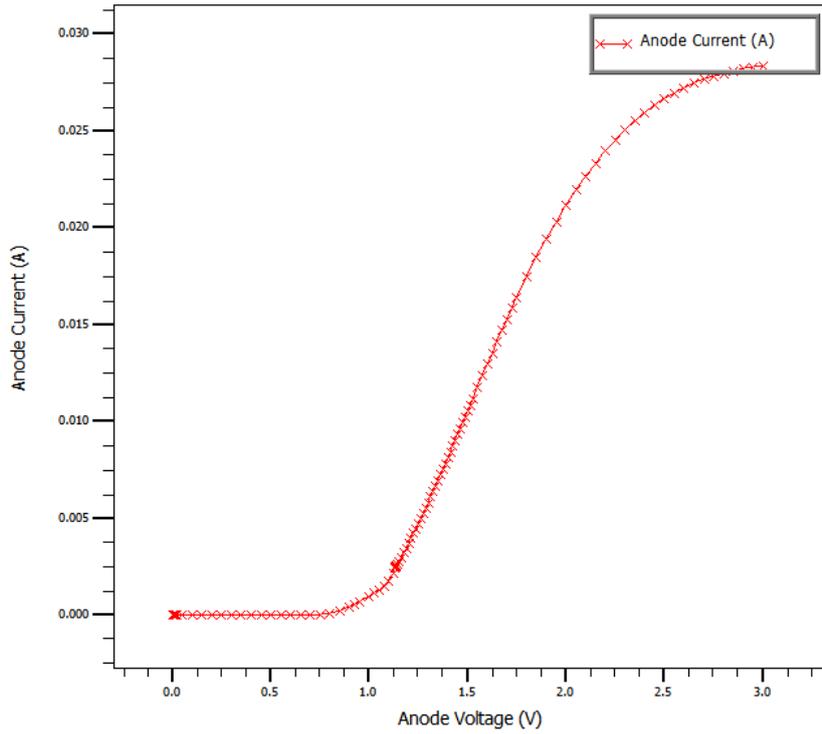


Figure IV. 16: Caractéristique courant-tension du modèle thermique (I-V) de la diode VCSEL

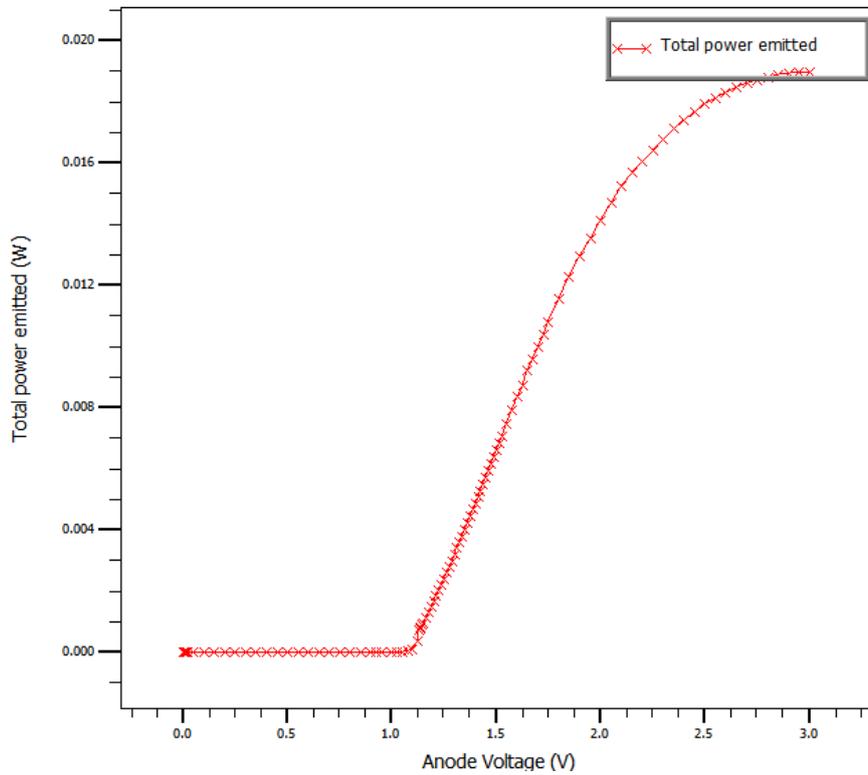


Figure IV. 15: Caractéristique puissance-tension (P-V)de la diode VCSEL

IV.5.2 Caractéristique puissance-courant

La figure IV.18 représente la puissance totale émise en fonction du courant d'injection. Audelà du courant de seuil $I_{seuil}=1.25$ mA. La puissance lumineuse augmente avec l'augmentation du courant d'injection. Cette puissance atteint pratiquement 0.019 W pour une polarisation de 3 V. Ainsi cette puissance lumineuse est relativement faible par rapport à celle non thermique.

Dans les diodes laser, le courant de seuil augmente avec la température suivant la relation:

$$I_{th}(T) = I_{th}(T_1)e^{(T-T_1)/T_0} \quad (IV.1)$$

Où T_1 est la température de spécification, en général la température ambiante et T_0 la température caractéristique qui dépend du matériau de la cavité [9].

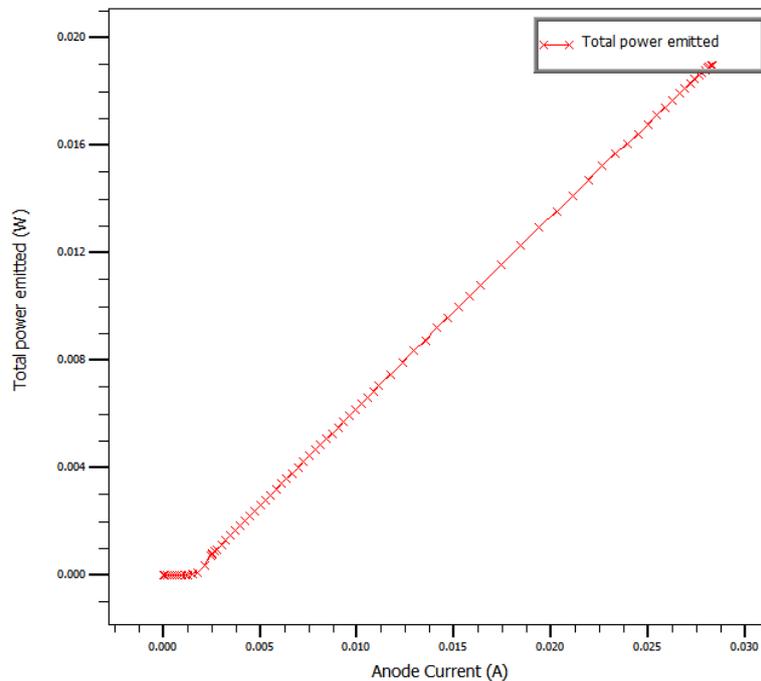


Figure IV. 16: Caractéristique puissance-courant (P-I)

IV.5.3 Température globale du dispositif

L'application du champ électrique accélère les porteurs de charge (e.g. les électrons dans la bande de conduction) qui gagnent de l'énergie et de la chaleur. Il s'en suit alors des collisions électroniques. De cette agitation, des phénomènes naissent comme par exemple la génération/recombinaison, collisions d'électrons,... Des quanta d'énergie sont alors émis sous forme de phonons. Deux types de phonons se distinguent, les phonons optiques lorsque l'énergie des électrons est en-dessous de 50 meV et les phonons acoustiques lorsque leur énergie est au-dessus de 50 meV [10].

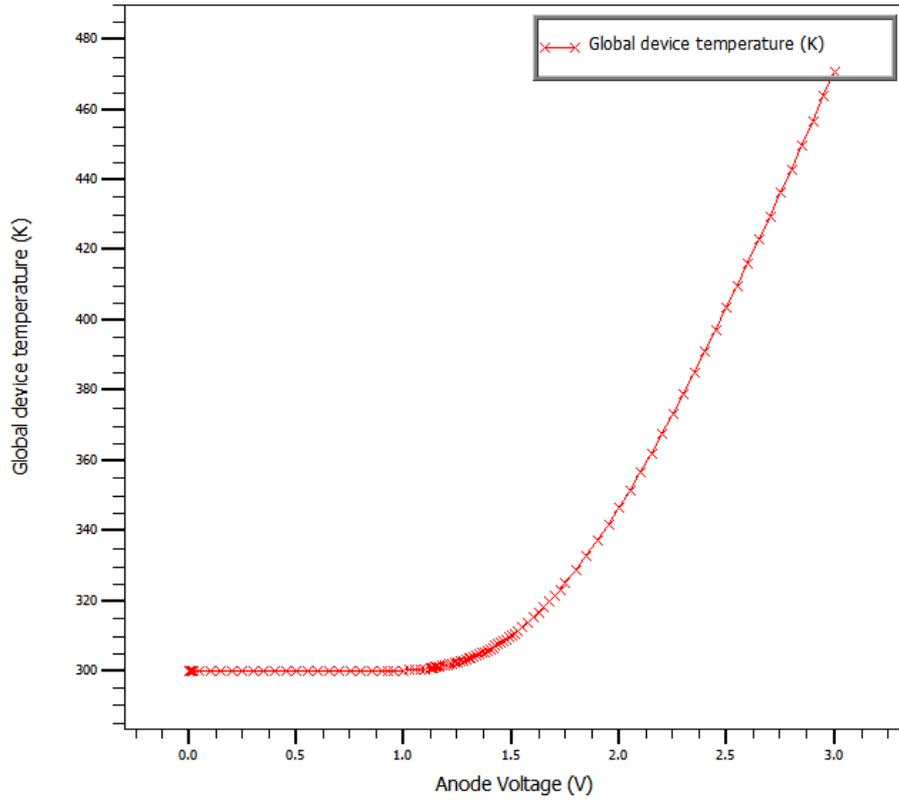


Figure IV. 17: Température globale du dispositif

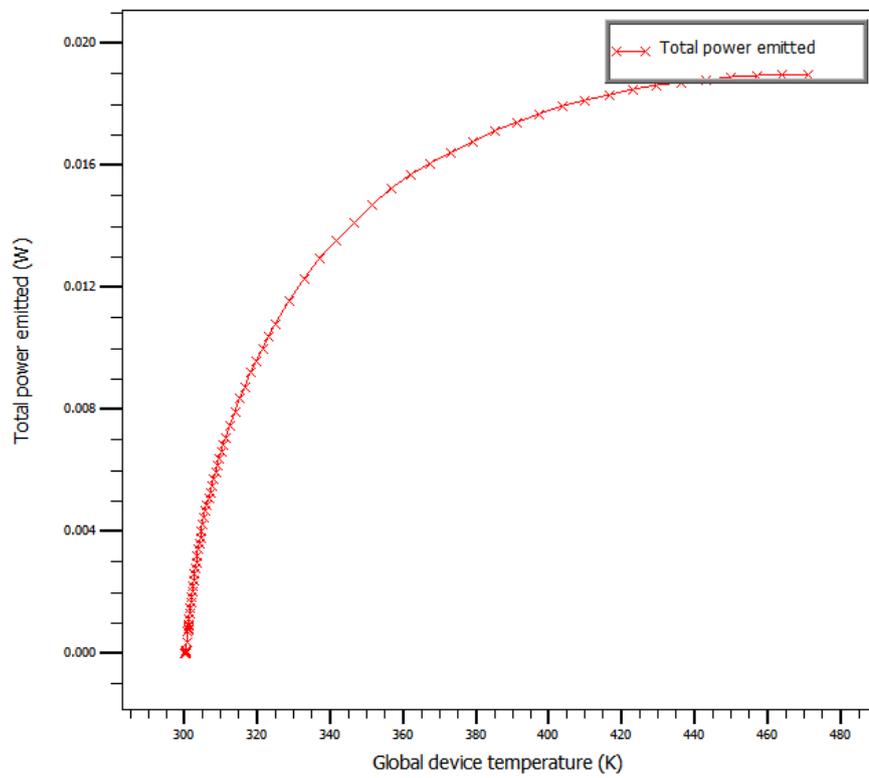


Figure IV. 18: Variation de la puissance totale émise en fonction de la température.

La figure IV.19 montre l'évolution de la température en fonction de la polarisation de l'anode, on note que la température se manifeste après l'application d'une forte polarisation, c'est-à-dire au-delà de la tension seuil.

Nous traçons sur la figure IV.20 la variation de la puissance totale émise en fonction de la température du réseau, on constate que cette caractéristique suit trois régime : le régime linéaire, non linéaire et puis de saturation.

IV.5.4 Caractéristique puissance-température du dispositif

IV.5.5 Cartographie de l'intensité lumineuse

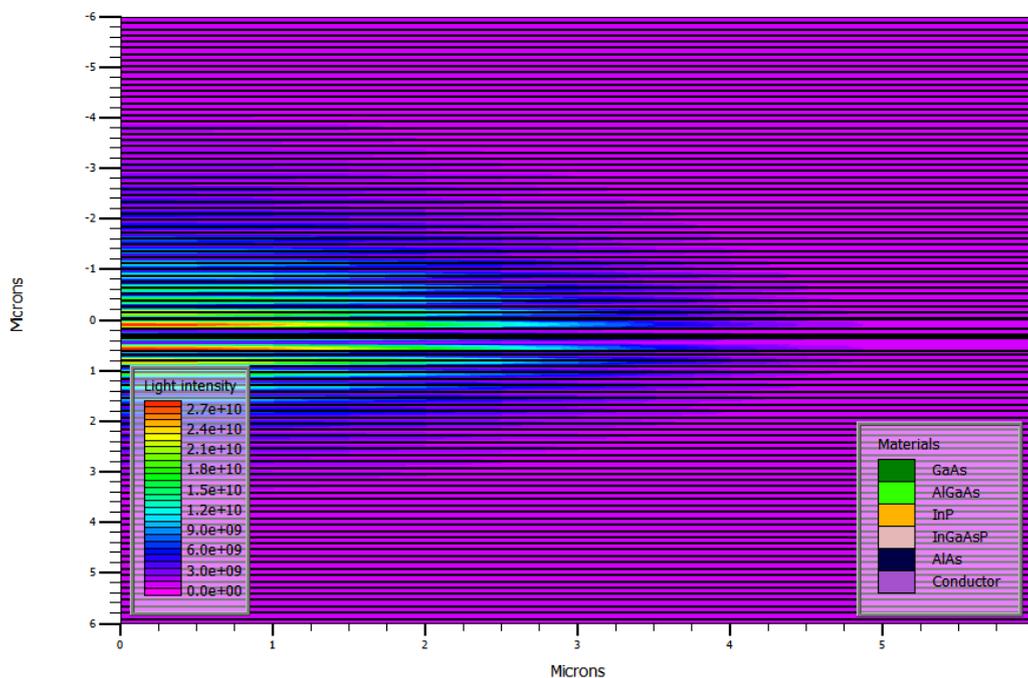


Figure IV. 21: Intensité de la lumière du modèle thermique

La figure IV.21 illustre la distribution de l'intensité lumineuse dans la structure entière de la diode VCSEL, la polarisation de l'anode est fixée à 3 V. On remarque que la valeur maximale de l'intensité lumineuse est typiquement 2.7×10^{10} . Elle diminue d'environ 10% par rapport à celle iso-thermique (Figure IV.15).

IV.5.6 Température du réseau

Nous avons tracé la carte de distribution de la température de réseau dans la diode VCSEL (Figure IV.22) pour une tension de l'anode de 3 V.

On peut remarquer que la température du réseau diminue rapidement quand on va du miroir supérieur constituant est 30 couches de GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ au bas du substrat, on constate

aussi que la température du réseau augmente avec l'augmentation de la polarisation de l'anode. Le maximum de température du réseau est de 470 K.

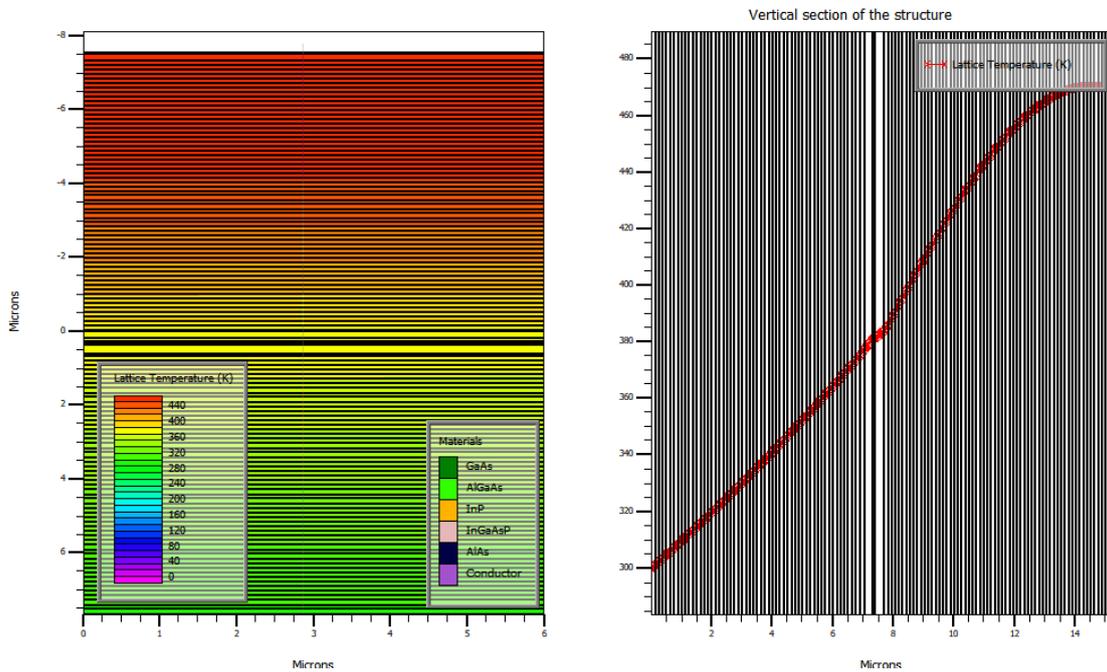


Figure IV. 22: Distribution de la température dans la diode VCSEL.

IV.5.7 Cartographie du champ électrique

Nous avons tracé la carte du champ électrique dans la région active de la diode VCSEL (couches barrières et puits quantiques) pour une tension de polarisation de l'anode de 3 V. Le profil du champ électrique est tracé sur le côté droit de la figure IV.23. On note en particulier que le pic du champ électrique se trouve dans la région active et plus précisément dans les puits 4 et 5, il atteint pratiquement $68 \cdot 10^4$ V/cm.

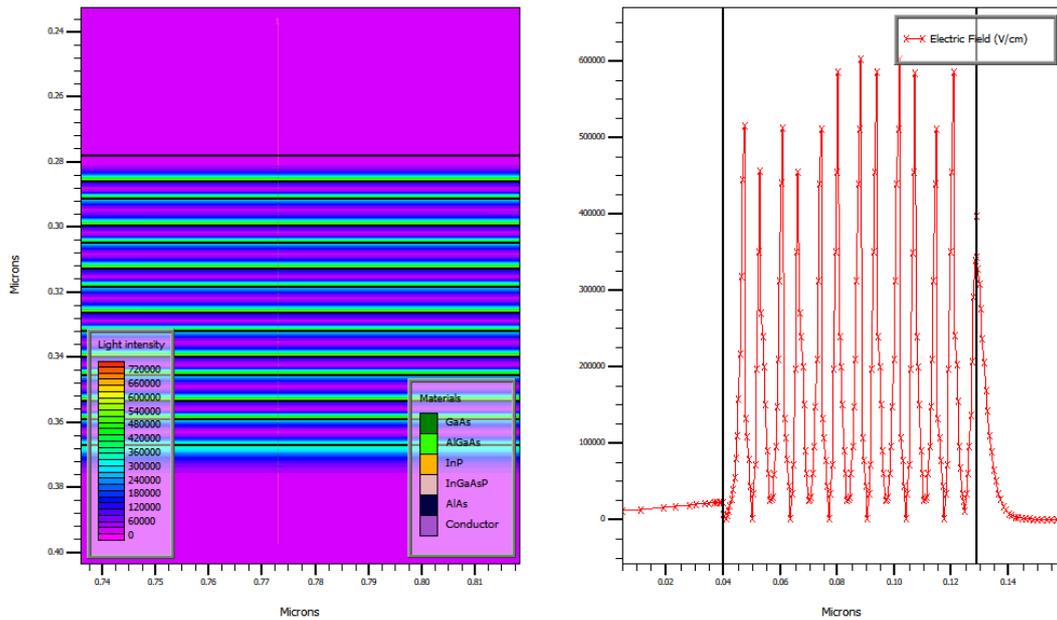


Figure IV. 23: Distribution du Champ électrique du modèle thermique

IV.5.8 Cartographie de la densité du courant totale

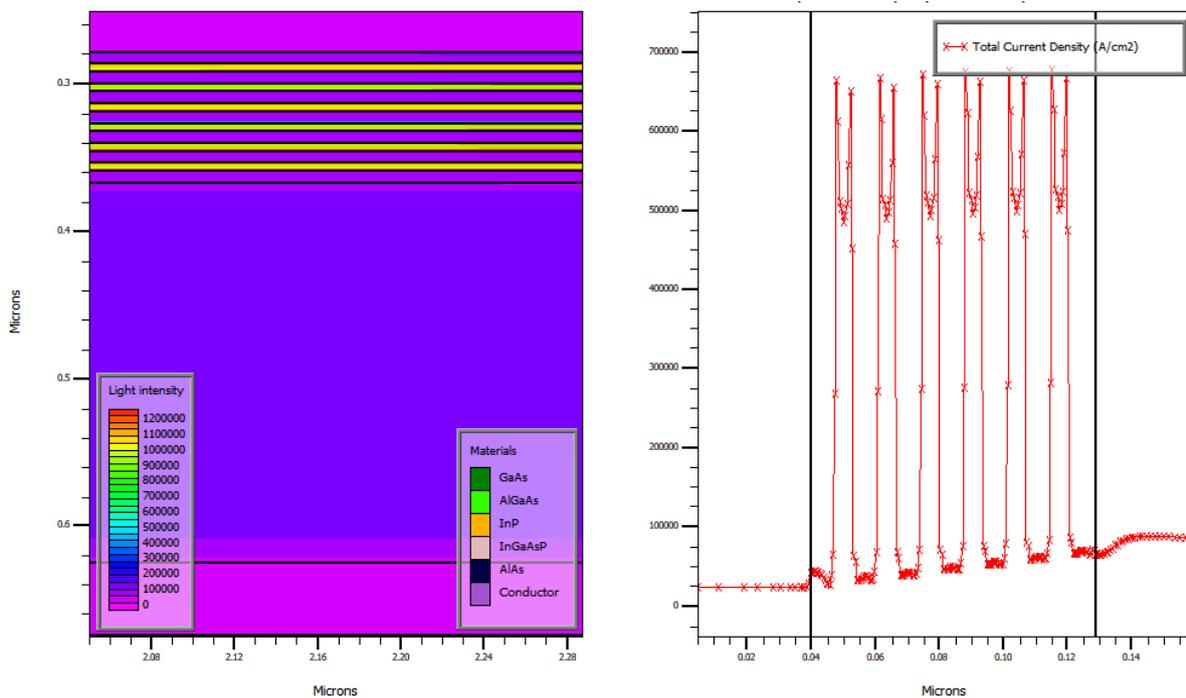


Figure IV. 24: Cartographie de la Densité du courant totale du modèle thermique

La figure IV.24 illustre la cartographie de la densité du courant totale dans la région active de la diode VCSEL, le profil de la densité du courant totale est tracé sur le côté droit de la figure IV.24. On remarque que cette densité est maximale au centre de la région active,

elle est de l'ordre de $125\ 104\ \text{A/cm}^2$. On constate que la densité du courant totale diminue de plus de moitié (59%) par rapport au modèle iso-thermique

IV.6 Conclusion

Le logiciel de simulation SILVACO joue un rôle très important dans la modélisation des dispositifs à semi-conducteurs.

Nous avons utilisé ce logiciel pour analyser les caractéristiques d'une diode VCSEL émet à une longueur d'onde de $1.55\ \mu\text{m}$ qui correspond à l'une des fenêtres utilisées en télécommunication et présente un courant de seuil assez faible qui donne une puissance optique et un gain importants. Ces caractéristiques sont courant-tension, puissance-tension, puissance-courant, puissance émise par miroir en fonction de tension et de courant ainsi que les cartographies des grandeurs optiques et électriques puis une comparaison entre le modèle iso-thermique avec le modèle thermique.

Nous avons conclu que le modèle thermique réduit les performances de la diode VCSEL d'environ 50% par rapport au modèle iso-thermique. Mais, malgré cette diminution, nos résultats sont satisfaisants par rapport aux d'autres technologies de la diode VCSEL.

Bibliographie du chapitre IV

- [1] **K. Iga**, “Surface-emitting laser—its birth and generation of new opto- electronic field,” IEEE J. Sel. Topics Electron., vol. 6, pp. 1201–1215, March-April 2000.
- [2] **I.-S. Chung and J. Moerk**, “Vectorial analysis of dielectric photonic crystal VCSEL,” IEEE 11th International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON '09, The Azores, Portugal, pp. 1– 4, 2009.
- [3] **S.-Y. Hu, J. Ko, and L. A. Coldren**, “High-performance densely packed vertical-cavity photonic integrated emitter arrays for direct-coupled WDM applications,” IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, pp. 766–768, June 1998. [ref4] **D. Vasileska, K. Raleva, S.M. Goodnick**, “Modeling heating effects in nanoscale devices: the present and the future”, J Comput Electron, Vol. 7, No. 2, pp. 66–93, 2008.
- [4] **BELKHIRI Amel et CHENNIT yasmîna**, «utilisation d’une diode laser comme émetteur dans les nouvelles transmissions optique», Mémoire de Master de l’UNIVERSITE de Bejaïa, 2019.
- [5] **MADANI Hassan**, , «Caractérisation de l’effet d’irradiation sur les transistors LDD MOSFET par des méthodes basées sur le pompage de charge», Mémoire de Magister de l’université M’Hamed Bougara-Boumerdes, 2013
- [6] **Mohamed Bayjja**, « Logiciel SILVACO ATLAS », tp de Université Abdelmalek Essaâdi, L’école Nationale des Sciences Appliquées (ENSA) de Tétouan, 2016.
- [7] **Mustapha Benyamna**, « Etude d’un prototype de calorimètre électromagnétique auprès de l’expérience CALICE dans le cadre du projet - International Linear Collider », thèse de doctorat de l’Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2010.
- [8] **Rahim faez, Azam Marjani and saeid Marjani**, “Design and simulation of a high power signal mode 1550 nm InGaAsP VCSEL”, IEICE Electronics Express, vol.8, No.13, pp. 1096-1101, 2011.
- [9] **ERIC PAILHAREY**, «Etude de l’interaction de rayonnements avec des lasers à semi-conducteur», thèse de doctorat de l’Université de paris-sud, 2000.
- [10] SILVACO International, ATLAS User’s Manual “Device simulation software”, Santa Clara, CA 95054, 2010.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

Le développement technologique, notamment dans le domaine de la communication optique a donné naissance à des émetteurs optoélectroniques qui sont accompagnés d'avancées technologiques. Ces émetteurs ont beaucoup progressé au niveau de leurs structures, mais actuellement, les limites physiques et thermiques de certains matériaux semi-conducteurs empêchent l'amélioration de leurs performances électriques et optiques.

Notre travail de mémoire consistait à l'étude et la simulation du comportement thermique et non thermique de la diode laser à cavité verticale émettant par la surface à 1,55 μm pour les applications dans les réseaux de télécommunications optiques moyennes et courtes distances, il s'agit de modélisation de la diode VCSEL à six puits quantiques.

Au début, nous avons rappelé les principes physiques de l'effet laser et les différentes technologies des lasers à semi-conducteurs. En effet, ces différentes configurations des diodes laser sont utiles pour comprendre le fonctionnement physique et l'impact de la température sur le comportement électro-thermo-optique de la diode VCSEL. Ainsi, nous avons discuté les matériaux semi-conducteurs comme par exemple l'InGaAsP, le GaAs et l'InP utilisés dans la fabrication des diodes VCSEL et les atouts de ces différents matériaux pour la réalisation des diodes VCSEL.

Pour prédire les performances électriques, optiques et thermiques de la diode VCSEL, un modèle électro-thermo-optique a été élaboré, ce modèle est implanté dans le module Atlas du simulateur Silvaco.

L'analyse par simulations des performances électriques et optiques de la diode VCSEL et l'impact de l'effet thermique sur performances ont été présentés et discutés.

En effet, le couplage électro-thermo-optique est exploité pour déterminer, la source de chaleur, la densité du courant totale, la puissance totale émise, l'intensité lumineuse, les distributions de la température de réseau, la distribution du champ électrique, le gain optique...etc.

D'après nos résultats de simulations obtenus nous constatons que la puissance thermique émise diminue d'environ 50 % par rapport à celle non thermique, elle varie de 0.04 W à 0.02 W, pour un courant d'injection de 60 mA (modèle non thermique) et 30 mA (modèle thermique). Ainsi, le courant de seuil diminue de 50 %.

Même avec cette diminution de performance de la diode VCSEL avec la prise en compte de l'effet thermique, les résultats de simulations de notre structure étudiée sont satisfaisants par rapport aux autres existants dans la littérature.

Les perspectives futures de notre travail de mémoire sont :

- L'implantation de la diode VCSEL simulée dans un simulateur de type circuit comme l'OptiSystem pour étudier par la suite un système optique complet.
- Développer d'autres structures des diodes VCSEL à base des cristaux photoniques
- Eventuellement, réalisation pratique de la diode VCSEL multi-longueurs d'onde.