## Remerciements

Je remercie tout d'abord mon tuteur Mr Zouaoui BENSAÂD, pour avoir accepté d'être mon encadrant pour effectuer ce travail de recherche, ainsi que Mr Hamza ABID, Mr Belabbes SOUDINI et Mr Rafah NAOUM pour m'avoir fait l'honneur d'en être le jury.

Je tiens également à remercier tous mes enseignants du « Laboratoire des Matériaux Appliqués » à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbes qui m'ont fait bénéficier de leurs grandes compétences scientifiques au cours de ma formation de Magister.

Je remercie aussi les deux enseignantes du laboratoire de microélectronique Mme MANSOUR et Mme BENAMARA, ainsi que toutes les personnes avec lesquelles j'ai interagi et qui m'ont directement ou indirectement aidé à comprendre une multitude de choses.

Je voudrais à la fin exprimer mes remerciements à Mr Alain Morand dont les nombreuses discussions fructueuses concernant mon travail et les méthodes de simulation ont largement contribué à mon succès dans le développement de mon programme sous MATLAB.

#### Présentation du manuscrit :

Ce manuscrit porte sur l'étude théorique du fonctionnement et des performances d'un composant optoélectronique très intéressant qui réalise simultanément l'émission et la réception. Il s'agit d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (Vertical Surface Emitting Laser ou VCSEL) et qui effectue la photo détection par cette même surface.

Le manuscrit comporte trois parties : la première porte sur l'étude théorique d'un VCSEL en mode d'émission, la deuxième donne les solutions proposées dans la littérature concernant le fonctionnement en mode de réception et une troisième partie consacrée au développement d'un programme sous MATLAB qui servira à l'étude de cette structure et qui restera à développer dans un autre travail plus avancé, jusqu'à cette date j'ai réussi juste à faire la simulation des miroirs de Bragg supérieur pour des structure adjacente sur le même wafer(Le programme sera développé et nous essayerons de le développer pour étudier la zone actif, comparer les résultats avec autre méthode tel que la FDTD, l'adapter à d'autre structure).

La première partie est composée de huit grands points afin de présenter les principales caractéristiques des lasers VCSELs, les propriétés optiques et thermiques des différentes couches semi-conductrices, l'influence de la température sur le rendement des composants, ainsi que les deux principales propriétés électriques et optiques d'une structure VCSEL.

La deuxième partie est consacrée à l'étude de la photo-détection dans une structure VCSEL. Cette partie est composée de six grands points dans lesquels je présente les différentes méthodes et configurations existantes pour obtenir la détection avec un VCSEL.

La troisième partie concerne l'étude d'une structure RCE/VCSEL et les performances du miroir supérieur de Bragg grâce à un programme de simulation exécuté sous MATLAB (en cour de développement pour étudier la zone active) qui donne la variation de la réflectivité en fonction de différents paramètres et la carte de champs électromagnétique qui nous servira à des fins technologiques pour étudier le confinement du champs électromagnétique.

## SOMMAIRE

In	trod	uci	ion générale	6	
1e	r Pai	rtie	: Etude d'une structure VCSEL		
1.	I. Introduction				
2.	2. Historique				
3.	3. Principe de fonctionnement d'un laser à semi-conducteur				
	3.1 (	Con	dition sur le gain	12	
	3.2 (	Con	dition sur la phase	12	
4.	Pou	rqu	oi la télécommunication préfère une longueur d'onde de 1,55 µm?	13	
5.	Stru	ctu	e et Principe de fonctionnement du VCSEL	14	
	5.1 F	Prés	sentation	14	
	5.2 /	Ava	ntage de VCSEL	15	
	5.3	Тур	e de configuration de la VCSEL	16	
	5.4 /	Арр	lication de la VCSEL	18	
	5.5 L	Lon	gueurs d'onde d'émission : Du bleu jusqu'à l'infrarouge	18	
6.	Les	s mé	thodes de confinements électriques	21	
	6.1	Mé	thode de confinement	21	
		a)	L'implantation ionique de protons	21	
		b)	La structure Mesa	22	
		c)	Un diaphragme d'oxyde enterré	23	
		d)	Confinement par jonction tunnel enterrée	24	
		e)	Confinement par sous gravure	24	
	6.2	Pro	blématique de l'injection dans les VCSEL	25	
	6.3	Те	chnologie innovantes pour maitrise de l'injection électrique	27	
		a)	Jonction Tunnel (jonction Esaki)	27	
		b)	Injection asymétrique	28	
		c)	Diaphragme par gravure humide	29	
		d)	Injection localisée par gravure enterrée		
		e)	Electrode conductrice transparente	31	
7.	La l	Pola	arisation	31	
8.	Les	s mi	roirs de Bragg	32	
	a.	Pri	ncipe de fonctionnement	32	
	b.	Ind	ices de réfraction des semi-conducteurs III-V	34	
	c.	Pro	priétés optiques et pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg		
		a)	Matrice de transfère	37	
		b)	la stop-band	39	

c) La longueur de pénétration	38
9. Propriétés électriques des miroirs de Bragg	41
10. Autres effets agissant sur le spectre du pouvoir réflecteur	44
11. Système de matériaux utilisés pour le domaine de l'infrarouge	44
a. Miroirs semiconducteurs	44
b. Miroirs Diélectriques(Amorphe)	46
12. La cavité semi-conductrice à puits quantiques	49
a. Couches actives émettant dans la gamme infrarouge 1,3-1,55 µm	49
a) Filière InP	50
b) Filière GaAs	50
c) Filière GaSb	50
b. Les puits quantiques	51
c. Le Gain	51
d. Onde stationnaire dans le puits	54
e. Couches intermédiaires	55
f. Caractérisations optiques des puits quantiques	56
g. Conductivité électrique	57
13. Absorption dans les couches constituant une VCSEL	59
a. Au niveau des miroirs de Bragg	59
b. Au niveau la cavité	60
a) InP dopé « n »	60
b) InP dopé « p »	62
14. Effets thermiques dans le VCSEL	62
a. Au niveau des miroirs de Bragg	64
b. Au niveau de la zone active	65
15. Caractéristique d'un Laser VCSEL	69
a. Caractéristique électrique	69
b. Caractéristique Optique	69
16. Conclusion de la première partie	71
17.	
2eme Partie : Détection dans les VCSELs	
1. Introduction	73
2. Photodétecteur	73
2.1 L'origine du photocourant	73
2.2 Grandeurs caractéristiques des photodétecteur	74
a) L'efficacité quantique	74
b) La sensibilité de détection	75

3.	Pl	hoto-détection renforcée par effet de la cavité	.76
4.	In	térêt d'un composant duel	.77
5.	D	étection verticale dans les VCSELs	.77
		5.1 Composant dual en fonctionnement alternatif ou à simple cavité	.77
		5.2 Intégration d'une deuxième structure	.81
		5.3 Structure VCSEL avec une zone de détection interne	.82
		5.4 Cavité couplées – BiVCSEL	.83
	6.	Détection latérale dans les VCSELs	.84
	7.	Conclusion de la deuxième partie	.88

#### 3eme partie : Résultats de simulations

1.	Introduction90					
2.	Méthode de simulation91					
	2.1 Description de la méthode91					
	2.2 Equation de propagation et résolution dans l'espace de Fourier92					
	2.3 Définition de la structure pour la RCWA98					
3.	Définition de la structure RCE/VCSEL99					
	3.1 Le miroir de Bragg inférieur100					
	3.2 La zone active102					
	3.3 La jonction Tunnel104					
4.	Optimisation du miroir de Bragg supérieur104					
	4.1 Influence du nombre de périodes sur le pouvoir réflecteur105					
	4.2 Influence de l'épaisseur des couches pour une période constante106					
	4.3 Le pouvoir réflecteur du miroir107					
	1- Cas d'émission108					
	2- Cas de réception111					
	4.4 Relation entre la réflectivité et la longueur de la cavité113					
	4.5 Structure de la RCE/VCSEL114					
5.	Conclusion de la troisième partie117					
Concl	usion générale118					
Biblio	Bibliographie					

### Introduction générale :

Les diodes laser à cavité verticale émettant par la surface dont l'acronyme est VCSEL (de l'anglais : Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) sont des composants optoélectroniques qui émettent la lumière et qui interviennent aujourd'hui dans divers domaines. En particulier, nous les trouvons dans les réseaux locaux dans le domaine des télécommunications ; Elles sont aussi utilisées pour le stockage optique de données, la lecture des codes-barres et les systèmes d'affichage. Leurs applications les plus récentes concernent la *spectroscopie d'absorption des gaz* ou l'impression laser.

Ces composants électroniques sont constitués d'un milieu actif contenant des puits quantiques permettant la génération de photons qui seront amplifiés par la suite grâce à un résonateur optique comportant deux miroirs de Bragg.

Les miroirs de Bragg sont faits à partir d'un empilement de couches alternant haut et bas indices de réfraction. L'épaisseur de chaque couche est d'un quart de la longueur d'onde du laser dans le matériau, permettant ainsi d'obtenir un facteur de réflexion supérieur à 99.5%. (Dans le moyen infrarouge, les matériaux semi-conducteurs disponibles pour la réalisation de diodes VCSEL ont un écart d'indice relativement faible, ce qui rend l'épaisseur des miroirs de Bragg plus importante et complique leur intégration dans les composants).

L'évolution de la micro et la nanotechnologie a favorisé la miniaturisation des composants pour faciliter leur intégration dans des microsystèmes compacts. Toutefois, la miniaturisation pourrait atteindre un niveau supérieur avec les avancées technologique. Nous assistons alors à une diversification de la conception des composants dans lesquels un petit système peut traiter et analyser les informations créées par l'association de différents types de briques de base.

Nous trouvons plusieurs configurations envisageables pour intégrer un photo-détecteur dans un VCSEL selon l'application à laquelle est destinée la photo-détection. Ainsi, le VCSEL peut être alternativement émetteur ou récepteur en changeant simplement la polarisation électrique. Et elle peut aussi réaliser les deux fonctions en même temps, dans le cas où nous voulons contrôler en cours de fonctionnement la puissance émise par un VCSEL, ou encore se servir du VCSEL comme d'une source lumineuse excitatrice tandis que le détecteur associé capte le signal optique réémis.

# 1er Partie Etude d'une structure VCSEL

#### 1. Introduction :

La première partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude de la VCSEL en mode émission. Après un bref historique du développement de la VCSEL, je donne les descriptions nécessaires pour comprendre le bon fonctionnement de ces composants en détaillant les différentes zones et les matériaux constituants à savoir, les miroirs de Bragg, les puits quantiques et les couches intermédiaires.

Au final, je cite les principales méthodes utilisées pour la maitrise de l'injection électrique.

#### 2. Historique :

L'histoire du laser débute à la découverte du phénomène de l'émission stimulée par *Albert Einstein* en 1917 ; En 1950, *Alfred Kastler* propose un procédé de pompage optique, mais il fallait attendre l'invention du premier MASER à Ammoniac (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) en 1953 à l'université Columbia par *Charles Townes*, *James Gordon* et *Herbert Zeiger*. Au cours des sept années suivantes de nombreuse recherches et travaux étaient faites et en 1960, le physicien américain *Théodore Maiman* obtient pour la première fois une émission LASER au moyen d'un cristal de Rubis. Et ce n'est qu'en 1962 qu'apparaissent les premiers lasers à semi-conducteurs .Il s'agissait en fait d'une simple jonction *PN* réalisé sur un substrat *GaAs* et traversée par un courant de forte intensité. Ces composants fonctionnaient en mode pulsé et à la température de l'azote liquide.

D'autre études et travaux ont été réalisés sur le développement des hétéro-structures afin d'améliorer le confinement optique de l'onde et confinement électronique des électrons.

Le principe se base sur une ingénierie de bande en alternant des couches de différents matériaux par exemple, *AlGaAs*, *GaAs*où cela donne un indice de réfraction différent et énergie de bande interdite différentes. Et c'est qu'à 1969, que les premiers lasers à hétérojonctions voient le jour.

Grace au développement d'autres études physiques et des techniques d'épitaxie moléculaire (MBE) y a eu l'introduction des puits quantiques dans la couche active de lasers.

En 1977 pour la première fois Les lasers à cavité verticale émettant par la surface VCSELs (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) était proposé par *Kenichi Iga* du « Tokyo Institute of technology ».

En 1979, le premier dispositif était présenté par *Ken-ichi Iga, Haruhisa Soda, Chiyuki Kitahara* et *Yasuharu Suematsu*, et c'était de faire croitre dans la même direction de croissance et en une seul étape épitaxiale, le milieu amplificateur et le résonateur. Il s'agissait d'un composant émettant à la longueur d'onde de  $1,18\mu m$  dans lequel la zone active était composée de puits quantiques en *GaInAsPs*ur un substrat*InP*. Le résonateur était obtenu avec des miroirs métalliques. Cette VCSEL fonctionnait à la température de 77 *K* sous pompage électrique impulsionnel avec un courant de seuil de 900 *mA*.

En 1984, le premier composant fonctionne à la température ambiante à base de *GaAs/ AlGaAs* voit le jour.

En 1987 la première diode laser fonctionne en continu et en température ambiante.

En 1994, *Huffaker* puis *Choquette* ont intégré un diaphragme d'oxyde grâce à la technique de l'oxydation humide latéral, ce procédé a permis d'obtenir une injection localisée grâce à un confinement des porteurs, et le courant de seuil est diminué à  $225 \,\mu A$  pour des composants ayant un diaphragme d'oxyde de  $8\mu m$ .

## 3. Principe de fonctionnement d'un laser à semiconducteur :

Le laser à semi-conducteur fonctionne à l'aide d'un milieu amplificateur (zone active), d'un résonateur (miroirs de Bragg) et d'un processus de pompage (injection du courant électrique) qui a pour but de peupler la bande de conduction (l'état excité) et créer une densité de population supérieur à celle de la bande de valence (l'état fondamental), c'est ce que nous appelons « une inversion de population ».

La désexcitation des électrons de l'état excité à l'état fondamental se traduit par des recombinaisons radiatives; En premier lieu ces radiations sont due au phénomène d'émission spontanée (Transition des électrons à leurs état stable). Ces photons créés sont amplifiés par le processus d'émission stimulée dans lequel le photon créé induit la transition d'un électron excité vers l'état fondamental en générant un photon avec des caractéristique identique (fréquence, phase, direction, polarisation), c'est-à-dire une amplification du rayonnement, C'est l'effet laser.

Ce phénomène de multiplication de photons est entretenu par les oscillations dans la cavité résonnante, ou chaque photon fait plusieurs aller-retours, d'où il induit un nombre plus important d'émissions. Une partie du rayonnement s'échappe de la cavité, formant ainsi le rayon laser.

La longueur d'onde, ou la fréquence, du faisceau émis dépend des dimensions de la cavité, et du type des miroirs de Bragg. En effet, la longueur d'onde des ondes lumineuses allant et venant dans la cavité et donnant lieu à l'effet laser doit être un diviseur entier de la longueur de la cavité. Sans cela, il se produirait des interférences destructives entre les ondes se propageant dans un sens et celles se propageant dans l'autre, et pour assurer l'émission laser nous devons satisfaire deux conditions:

#### 3.1 Condition sur le gain :

Le gain du milieu amplificateur doit compenser les pertes totales  $\alpha_T$ . Nous pouvons distinguer deux types :

-  $\alpha_i$  (i: interne) : Pertes liées au matériau dues aux absorptions ou la diffusion.

 $-\alpha_m$  (m : miroir) : Pertes liées aux pouvoir réflecteurs des miroirs  $R_1$  et  $R_2$ .

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}$$
(1.1)

- L: distanceentrelesdeuxmiroirs
- $R_i$ : lareflectivitédesmiroirsi = 1,2

Le gain doit dépasser la valeur de seuil  $g_{th}$  que nous l'écrivons sous la forme :

$$g_{th} \ge \alpha_i + \alpha_m \tag{1.2}$$

#### **3.2Condition sur la phase:**

L'onde après un aller-retour dans la cavité introduit un déphasage multiple entier de $2\pi$ , donc pour avoir des ondes constructives, la longueur *L*de la zone active doit être un multiple entier  $\frac{\lambda}{2n}$ etnous les notons sous la forme :

$$\lambda_{mod} = \frac{2nL}{p}avecp = 0, 1, 2, \dots$$
(1.3)

 $\lambda_{mod}$ : longeurd ondeder ésonance de la cavit é.

L : longeurdelacavitéoptique.

n: l'indiceeffectifdanslacavité.

En différenciant l'équation précédente avecp = 1, nous obtenons l'écart inter-mode de la cavité, appelé aussi « Intervalle Spectral Libre » (ISL) :

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} = ISL \tag{1.4}$$

## 4. Pourquoi la télécommunication préfère une longueur d'onde de 1,55 μm?

La fibre optique est un moyen de transport de la lumière le plus utilisé de nos jours dans les réseaux de télécommunication. L'accroissement de sa utilisation conduit naturellement à accroître le besoin de trouver des sources fiables pour transmettre les données à des débits de plus en plus grands.

La figure (1.1) montre l'atténuation mesurée dans une fibre optique standard en dB/km en fonction de la longueur d'onde.



Figure 1.1 : Atténuationdansunefibreoptiquedesiliceen fonctiondelalongueurd'onde.

A une longueur d'onde de 1,55  $\mu m$ , l'atténuation est minimale, elle est de l'ordre de 0,1 dB/Km. De plus autour de cette longueur d'onde la fibre présente une bande passante théorique de l'ordre de Therahertz.

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

#### 5. Structure et Principe de fonctionnement du VCSEL :

#### 5.1 Présentation :

La diode laser à cavité verticale émettant par la surface dite VCSEL (pour l'anglais : Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) est une diode laser à semi-conducteur émettant un faisceau laser perpendiculairement à la surface, contrairement aux lasers conventionnels à semi-conducteur émettant par la tranche. Voir Fig. 1.2



Figure 1.2 : schémad'un VCSELà diaphragmed'oxyde.

Une VCSEL est constituée d'une zone active (cavité) de faible épaisseur, contenant des puits quantiques et prise en sandwich entre deux miroirs de Bragg (Réflecteur de Bragg Distribués ou DBR).

Le miroir supérieur est dopé P et le miroir inférieur est dopé N, formant ainsi une diode PIN. En polarisant la VCSEL en direct, les électrons et les trous vont pouvoir pénétrer la zone active où ils seront piégés dans les puits quantiques. Ils se recombinent ensuite en générant des photons qui effectuent des aller-retours verticaux dans la cavité.

- La génération de photons est obtenue sur une très courte distance. Avoir un gain élevé nécessite une multiplication des photons par un nombre conséquent d'aller-retours dans la cavité. Ceci ne peut être possible que si la réflectivité des miroirs est très élevée et qu'elle atteint une valeur supérieure à 99% (le miroir inférieur  $\geq$  99,9% et le miroir supérieur $\geq$  99,5%) pour permettre aux photons d'effectuer plusieurs passages avant de s'échapper de la cavité.

Les miroirs de Bragg sont constitués d'un empilement périodique de deux couches à fort et à faible indice de réfraction, l'épaisseur de chaque couche est du quart de la longueur d'onde du laser de fonctionnement de telle façon que les ondes réfléchies interfèrent d'une façon constructive.

Une électrode annulaire est déposée au-dessus du miroir supérieur pour polariser la structure. Le courant électrique est injecté verticalement jusqu'à la zone active, c'est pour cela que les miroirs supérieur sont souvent élaborés à partir d'un matériau semi-conducteur dopé (A noter qu'il est possible de trouver l'électrode annulaire au-dessus de la zone active selon le type de configuration).

Enfin, le faisceau laser est émis verticalement à travers le miroir supérieur de type P car elle possède une réflectivité légèrement inférieure à celle du miroir inférieur de type N.

#### 5.2 Avantage de VCSEL :

La fabrication des VCSELs est plus longue et couteuse par rapport à celle des diodes lasers émettant par la tranche, et présentent beaucoup d'avantages dont :

- La fabrication de plusieurs dizaines de milliers sur un même substrat, et qui sont facilement testées et contrôlées au cours du processus de fabrication (Une émission perpendiculaire aux plans de la croissance épitaxiale permet de fabriquer des matrices de composants et de les tester plus facilement sans cliver les composants.

- La réduction de la cavité permet l'émission d'un seul mode longitudinal, et réduit la densité de courant de seuil qui soit plus faible de l'ordre de milli Ampère.

- Le faisceau émis à une symétrie circulaire ou quasi-circulaire avec une faible divergence en sortie (de l'ordre de 10° pour certains conditions (longueur d'onde, température, diamètre du diaphragme) alors qu'il est typiquement de l'ordre de 30° dans la diode à émission par la tranche).

- L'étape de découpe des dispositifs est également simplifiée car cette étape ne définit pas la face du miroir de la cavité.

- Facilité d'intégration dans les microsystèmes.

-Faible sensibilité à la température (système de refroidissement à base de modules Peltier).

 Enfin, la fréquence de coupure de ces composants dépasse 10 GHz, ce qui peut être mis à profit pour la modulation de signaux de communication optique (>20 Gbits/s).

- Couplage aisé aux fibres.

#### 5.3 Type de configuration de la VCSEL :

Il existe deux configurations, les VCSELs à microcavité (figure. 1.3) et les VCSELs à cavité externe (figure. 1.4). Les VCSELs à microcavité ou « *VCSELs à structure monolithique* » est la configuration la plus répondu et que nous pouvons l'utilisé en fonctionnement dual.

Lorsque les miroirs de Bragg sont remplacés par des miroirs diélectriques pour limité l'influence d'absorption par recombinaison Auger et par porteur libre, la structure est appelée une « *structure hybride* ».

Nous pouvons trouver des structures dites « *wafer-bonding* » où le miroir supérieur est épitaxie sur un substrat hôte, ces miroirs comportent moins de couches et sont peu résistifs. Existe aussi des « miroirs Métamorphiques »c'est-à-dire consistant à épitaxier directement un miroir en GaAs sur une zone active en InP. Cela permet de profiter au maximum des propriétés thermiques, optiques et électriques du matériau.

La technique utiliser pour reporter le miroir supérieur sur la structure est « le collage épitaxiale » et elle se fait par une application de forte pression à haute température qui rend la technique plus couteuse.

La puissance de sortie des VCSEL monolithique est limitée par la température et la surface d'émission. Pour avoir des meilleurs résultats, il faut avoir une meilleure dissipation thermique et une grande surface d'émission. Cependant, augmenter la surface engendre inévitablement une émission sur plusieurs modes transverses. Parmi les solutions pour augmenter la puissance de la lumière émise est la VCSEL à cavité externe en modifiant la géométrie de la cavité.



Figure 1.3 : structure typique d'unemicrocavit & CSEL.



Figure 1.4 : structure d'un VCSEL à cavité externe.

#### 5.4 Application de la VCSEL :

Ces propriétés uniques expliquent le nombre croissant d'applications basées sur les VCSELs dans des domaines aussi variés que les télécommunications optiques), l'instrumentation, les capteurs, l'analyse biomédicale, la télémétrie laser. D'autre applications voient le jour telle que la spectroscopie d'absorption des gaz, l'impression laser ou encore le stockage optique de données (lecture et écriture optique).

Pour la spectroscopie d'absorption, nous utilisons une source accordable de type VCSEL à cavité externe, qui permet aussi d'avoir un balayage fin obtenu grâce à une cale piézoélectrique permettant la rotation d'un réseau de diffraction (voir figure ci-dessous).



Figure 1.5 : représentation schématique simplifié d'un VCSEL à cavité externe.

#### 5.5 Longueurs d'onde d'émission : Du bleu jusqu'à l'infrarouge

La zone active d'un Laser à semi-conducteur est constitué de différents matériaux (double hétérojonction) pour confiner les porteurs et les faire se recombiner dans une région à faible énergie de gap, appelés les puits quantiques (ou boites quantiques). Parmi l'éventail de matériaux disponibles pour les puits et les barrières, seuls certains sont compatibles, c'est-à-dire en accord de maille ou faiblement contraints. L'obtention de lasers performants à une longueur d'onde est donc tout d'abord liée au choix des matériaux et à la technique possible de croissance de couples puits quantiques/barrières.



Figure 1.6 : Energiedebandeinterditeenfonctiondelalongueur demailledesmat ériaux semiconducteurs III – V

L'optimisation des miroirs de Bragg est un point majeur, car les propriétés des miroirs déterminent l'onde qui propage dans la cavité mais également les résistivités électriques et thermiques.

En effet, une résistance électrique trop élevée conduira à une dissipation d'énergie inutile et à un échauffement de la zone active ; cette résistance thermique diminue l'émission en régime continu.

Le tableau 1.1 donne un bref aperçu des principaux matériaux et des choix technologiques mis en œuvre pour couvrir tout le spectre.

Longueur	Matériaux du	Matériaux des	Cubatrat	
d'onde	puits /barrière	miroirs	Substrat	Remarque
1,55 μm	In <sub>0.80</sub> Ga <sub>0.20</sub> As <sub>0.78</sub> P <sub>0.22</sub> / In <sub>0.80</sub> Ga <sub>0.20</sub> As <sub>0.38</sub> P <sub>0.62</sub>	<u>DBR sup :</u> GaAs/AlAs <u>DBR inf :</u> InP/InGaAsP	InP	Monolithique Emission par le bas Junction tunnel Implantation ionique
1,55 µm	InGaAlAs/InP	Al <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> As <sub>0.58</sub> Sb <sub>0.42</sub> / AlAs <sub>0.46</sub> Sb <sub>0.44</sub>	InP	Bottom-Emitting
1,3 µm	InGaAsP/InP	<u>DBR sup :</u> Si/SiO <sub>2</sub> <u>DBR inf :</u> AlAs/GaAs	GaAs	Wafer fusion Cavité/DBR inf.
850 nm	GaAs/GaAlAs	Al <sub>0.20</sub> Ga <sub>0.80</sub> As/ Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	GaAs	Technique la plus mature
700 nm Rouge profond	Al <sub>0.24</sub> Ga <sub>0.76</sub> As/ Al <sub>0.40</sub> Ga <sub>0.60</sub> As	Al <sub>0.40</sub> Ga <sub>0.60</sub> As/ Al <sub>0.96</sub> Ga <sub>0.04</sub> As	GaAs	Limite d'utilisation de <i>AlGaAs</i>
680 nm Rouge	GaInP/ (Al <sub>0.50</sub> Ga <sub>0.50</sub> ) <sub>0.50</sub> In <sub>0.50</sub> P	Al <sub>0.50</sub> Ga <sub>0.50</sub> As/ AlAs	GaAs	Nbre de périodes DBR élevé
484 nm Bleu/Vert	Cd <sub>0.20</sub> Zn <sub>0.80</sub> Se/ZnSe	Diélectriques SiO <sub>2</sub> /TiO <sub>2</sub>	<i>GaAs</i> gravé par suite	T = 77KBotom-Emiting

Tableau1.1 : PrincipalestechnologiesetprincipauxmatériauxmisenoeuvredanslesVCSELpourcouvrirlabandespectralevisibleetinfrarouge [5]

#### 6. Les méthodes de confinements électriques :

#### 6.1 Méthode de confinement

La réduction de la dimension latérale de la cavité est obtenu grâce à un confinement à la fois électrique (les porteurs : électrons et trous) et optique (les photons). Cela permettre d'obtenir une émission à une seul longueur d'onde.

Un confinement efficace se traduit par :

- Favoriser la conversion des porteurs en photons utiles au faisceau laser.
- Réduisant la densité de courant nécessaire au déclenchement laser.

Dans les VCSELs, la totalité du plan des puits ne participe pas à l'amplification du signal, l'inversion de population est requise localement, en général au centre du composant. Trois méthodes de confinement électrique sont principalement mises en œuvre :

#### a) L'implantation ionique de protons :

La technique d'implantation ionique consiste à modifier localement les propriétés électriques du semi-conducteur en créant une zone amorphe et isolante en introduisant des défauts cristallins par l'implantation d'ions localisés (H<sup>+</sup>, O<sup>+</sup> ou N<sup>+</sup>) donc une zone à forte résistivité afin de guider le courant vers une zone restreinte (zone ou y a pas d'implantation).Le diamètre d'injection varie suivant la nature de matériaux utilisés pour les miroirs et les dimensions de la structure. Celui-ci peut être réduit à une dizaine de $\mu m$ .

Cette technique comporte cependant les inconvénients suivants :

- Augmentation des pertes optiques, diffraction et diffusion du mode optique résonant engendrées par les défauts cristallins ; donc confiner le mode optique dans la zone non implanté.
- Création de perte lors des recombinaisons non radiatives des porteurs.
- Méthode peu efficace pour l'antimoniure de gallium pour l'émission en Infrarouge.

En régime continu nous pouvons assurer le guidage en modifiant le profil d'indice dans la direction transverse par l'effet de la température, en utilisant une lentille thermique.



Figure 1.7: structured'un VCSEL avec une implantation ionique.

#### b) La structure Mesa :

Dans cette méthode, le miroir supérieur est isolé et présente une sorte de guide d'onde pour les photons. La dimension de la structure est définie que par les étapes technologiques de la photolithographie et la gravure pour former un cylindre permettant l'émission d'un monomode. Les pertes par diffraction et diffusion sont inversement proportionnelles au diamètre de la Mesa.



 $Figure 1.8: structure {\it M}\'esad'un VCSEL\,.$ 

La mésa permet d'obtenir un guide d'onde pour le mode fondamentale résultant de la différence de contraste d'indice entre le matériau semi-conducteur et le milieu environnant, généralement une couche de passivation en oxyde.

Le diamètre du cylindre ne peut pas être réduit en-dessous de 10  $\mu m$  qui reste plus grande par rapport à la petite taille du mode fondamental, de plus nous obtenons des pertes optiques engendrées par l'interaction du mode avec le contour du cylindre car une grande partie du faisceau émis à tendance à se localiser en périphérie de l'anneau comme montre la figure (1.9) [4]



Figure 1.9: champproched'une VCSELémettantparlehaut[4].

#### c) Un diaphragme d'oxyde enterré :

Le diaphragme isolant est créé après la gravure de la mésa par l'oxydation latérale partielle et sélective d'une ou plusieurs couches de la structure (miroir supérieur). La longueur (ou la taille) de l'oxyde n'est définie que par le temps d'oxydation ou par un contrôle optique en temps réel. Cette technologie produit un guidage par l'indice et par le gain qui permis donc d'obtenir un confinement électrique et un filtrage optique [2].En effet, l'oxyde étant isolant, les porteurs sont guidés vers le centre du composant.



Figure 1.10 : structured'unVCSELavecundiaphragmed'oxyde.

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 élevée) et la zone périphérique (indice plus faible, $n_{AlOx} \approx 1,6$ ) contribue à former un guide d'onde et donc à guider les photons. Cette dernière configuration donne les meilleurs résultats en termes de courant de seuil et de confinement optique car les dimensions atteintes pour la zone active sont faibles. Les pertes optique restent non nulles et proviennent principalement de l'interaction entre le champ et le diaphragme d'oxyde (épaisseur, position, et le diamètre) et l'augmentation de l'épaisseur des couches oxydées réduisant ses propriétés isolantes (Il faut un bon contrôle de l'étape de l'oxydation et le recuit).

Cette technique est la plus utilisé, car elle offre les meilleurs résultats, dans le terme du rendement quantique et de courant de seuil et étape de réalisation technologique.

#### d) Confinement par jonction tunnel enterrée

La jonction tunnel est gravée dans la zone centrale de la mésa pour ne conserver qu'un faible diamètre afin de guider les porteurs vers le centre de la mesa ; en effet cette zone est 2000 à 6000 fois plus conductrice.

Cette structure reste très complexe au niveau de la fabrication des VCSELs ; en plus cette jonction modifie latéralement les propriétés optiques de la cavité (similaire à une fibre à saut d'indice du au différente d'indice) et il est possible de concevoir la cavité pour obtenir une résonance uniquement pour la partie centrale de la Mésa.

Cette technique présente les meilleurs résultats pour els VCSELs émettant dans l'infrarouge lointain (2.3 μm). (Voir aussi le §C.)

#### e) Confinement par sous gravure

Une solution alternative de confinement été proposée pour les VCSELs à base d'InP (émettant à 1.3 et 1.5um) en permettant d'atteindre un rapport de suppression de mode de 40dB par une gravure sélective affectant uniquement la jonction tunnel située sous le miroir de Bragg supérieur. Récemment cette technique été adaptée aux VCSELs de la filière GaAs en utilisant des solutions de gravure sélectives entre InAs et GaSb.

#### 6.2 Problématique de l'injection dans les VCSEL :

Le pompage dans la VCSEL se fait par deux manières : électriquement ou optiquement le tableau ci-dessous présente les avantages et les inconvénients de chaque méthode.

Type de Pompage	Avantages	Inconvénients
Optique	<ul> <li>Facilité technologique</li> <li>Pas d'échauffement au niveau des miroirs.</li> <li>Possibilité de choisir le profil spatial de pompage.</li> </ul>	<ul> <li>Source laser externe (encombrement).</li> <li>Couplage à la cavité</li> <li>Aucune possibilité d'intégration.</li> <li>Système optique de focalisation</li> </ul>
Electrique	<ul> <li>Forte densité de courant Intégration.</li> <li>diminution du coût de production.</li> </ul>	<ul> <li>Echauffement par effet joule.</li> <li>Inhomogénéité spatiale</li> <li>Contrainte technologique.</li> </ul>

 $Table au\ 1.2: Avantage et in convinient des deux type de pompage.$ 

Le pompage électrique présente plus de difficultés en terme de contrainte technologique et de maitrise de l'injection électrique mais il reste le plus intéressant pour l'industrie car se sont facilement intégrables c'est pourquoi y a plus de recherche afin d'améliorer ces techniques dans les différents filières afin d'avoir une émission sur d'autre longueur d'onde.

De plus les inconvénients cités un autre problème s'ajoute où une grande partie du faisceau émis est caché par l'électrode annulaire de l'anode, car l'émission à tendance de se localiser en périphérie de l'anneau comme montrer précédemment sur la figure (1.9). - Le champ proche d'un VCSEL émettant à 850nm est représenté sur la figure (1.10).



Figure 1.11: Champproched 'unVCSEL lasurintensit éducot éoulapointed 'alimentationestpos ée.

Pour un courant appliqué inférieur au seuil, le tracé du profil d'intensité (figure 1.11) d'un bord d'électrode à l'autre, montrant l'inhomogénéité d'injection dont souffrent ces composants.



Figure 1.12 : coupetransversale de l'intensité émise d'une VCSEL émettant par le haut

#### 6.3 Technologie innovantes pour maitrise de l'injection électrique :

Parmi les solutions technologiques visant une injection localisée et contrôlée, nous distinguerons le cas des techniques qui nécessitent une modification de la structure dans la phase d'épitaxie initiale ou qui exigent une reprise d'épitaxie de celles qui sont directement applicables sur des structures VCSEL standard.

#### a) Jonction Tunnel (jonction Esaki)

C'est une simple jonction PN dans laquelle les couches sont fortement dopées au-delà de la dégénérescence du semi-conducteur (supérieur  $a10^{19}$  cm<sup>-3</sup>).

Les couches sont fortement dopées donc les bandes d'énergie à l'interface sont très courbées avec des niveaux de Fermi qui sont positionnés à l'intérieur des bandes de conduction pour le SC dopé « n » et de valence pour le SC dopé « p ».

La probabilité qu'un porteur franchisse la barrière de potentiel en passant de la bande de valence vers la bande de conduction est quasi nulle par des mécanismes de conduction thermoélectronique. À l'inverse, cette probabilité est non nulle par des mécanismes de condition d'effet tunnel direct.

La figure (1.13) représente le fonctionnement d'une telle jonction. A l'équilibre, la zone de charge d'espace est très faible, de l'ordre de quelque dizaines de nanomètre. Ainsi sous polarisation inverse, les électrons de la $B_v$ de la zone p + vont pouvoir être directement injectés dans la zone n + par effet tunnel,nous obtenons une génération de courant de trou dans la zone p +.



Figure 1.13 : Bandes d'énergied'unejonction tunnel. (a)à l'équilibre thérmodynamique (b)sous polarisation inverse.

L'intégration de ce type de jonction dans un VCSEL consiste à épitaxier partiellement la structure jusqu'à une couche fortement dopée de type  $P^{++}$  située au-dessus de la zone active, puis la graver jusqu'à atteindre la couche inférieure plus faiblement dopée P. Nous réalisons ensuite une reprise d'épitaxie avec une couche  $N^{++}$  pour former la jonction suivie éventuellement de la croissance du DBR supérieur. Ainsi nous obtenons deux zones : une zone conductrice : la jonction Esaki  $P^{++}/N^{++}$  et une zone isolante : une diode standard PN + + en inverse. Voir figure (1.14).



Figure 1.14 : VCSEL incorporant une jonction tunnel dans la cavité.

L'épaisseur et le placement de cette jonction dans l'empilement multicouche devront être précisément étudiés pour limiter la zone de charge d'espace et les pertes optiques dans les zones fortement dopées [05].

#### b) Injection asymétrique

Une autre technique d'injection a été proposée en 2000 pour des VCSELs à base de GaAs à contacts intra-cavité et en 2001 pour les VCSELs à base de GaN [1], avec une injection électrique asymétrique en diagonale pour les composants de grand diamètre.

Les simulations sur ce type de structure ont montrée des résultats prometteurs avec une excitation privilégiée du mode fondamental associée à de faible seuil.



 $Figure \ 1.15: Injection \ diagonale + contact \ intra - cavit \acute{e}$ 

#### c) Diaphragme par gravure humide :

C'est une méthode démontrée en 2001 pour un VCSEL à base d'*AlAsSb* [1]. Cette méthode est basée sur la réalisation d'un diaphragme par voie humide sélective.



Figure 1.16 : Réalisation d'un diaphragme par gravure humide sélective

Il s'agissait dans cette méthode de graver de manière sélective avec une solution à base d'acide citrique la zone active (*AlInGaAs*) par rapport aux miroirs de Bragg (*AlGaAsSb*/ *AlAsSb*).

En laissant émerger l'échantillon pendant une heure dans la solution, ils ont réussi à sous gravé une épaisseur de 6*mm* de la zone active sans dégrader les miroirs de Bragg. L'oxydation des couches d'*AlAsSb* peut produire d'antimoine métallique, et peut aussi détruire les couches à cause d'une augmentation trop importante de volume.

#### d) Injection localisée par gravure enterrée

L'injection localisée peut être également obtenue en exploitant les propriétés de conduction variable des hétérojonctions iso-types selon les matériaux mis en jeux. Comme dans le cas de la jonction tunnel, une gravure préalable pour localiser les zones d'injection permet d'atteindre une couche différente (en termes de composition du matériau ou de dopage) de celle de la surface initiale.



Figure 1.17: Principe du "Grating – Confined" VCSEL ou VCSEL à réseau de diffraction intégré réalisé par Gazula et Al [5].

La profondeur de la gravure peut bloquer le mode (par changement de phase ou plus encore par antirésonance) ou le sélectionner (par résonance, bien que la réflectivité soit modifiée). Dans cette structure, le réseau de diffraction enterré défini par cette technique est exploité pour modifier les propriétés d'émission du VCSEL.

Ce type de réseau enterré a été également exploité pour des VCSELs émettent simultanément par la surface et par la tranche.

#### e) Electrode conductrice transparente :

Sur cette technique une couche équipotentielle à base d'Oxyde d'indium-étain (En : Indium Tin Oxide (ITO)) est déposée sur toute la face supérieure du composant à la place de l'électrode métallique annulaire. Cette couche permettrait d'obtenir une densité latérale de porteurs constante dans les puits quantiques.

C'est une technique qui permet de localisé les lignes de courant au centre du composant. L'ITO c'est un matériau de choix puisque il assure à la fois la transparence à la longueur d'onde de travail et une bonne conductivité électrique. Toutefois, l'épaisseur de cette couche doit être calculée de manière à ne pas perturber la réflectivité du miroir supérieur.



Figure 1.18: différents types de contact

#### 7. La polarisation :

La géométrie circulaire de la cavité et le gain du milieu actif quasi-isotrope dans les plans de croissance, induisent une orientation en polarisation du faisceau émis mal définie. De nombreuses recherches concernant l'instabilité de cette polarisation tiennent compte des différents paramètres, tel que le courant d'injection, les dimensions de la structure...etc.

#### 8. Les miroirs de Bragg :

Les miroirs ou réflecteurs de Bragg ou encore dite miroirs de Bragg distribués (DBR) sont conçu avec le même principe d'une cavité Fabry-Pérot dont les miroirs sont métallique et d'une épaisseur fins mais leur réflectivité est insuffisantes pour les VCSELs (la réflectivité maximales d'un miroir d'or est limité à des valeurs avoisinant les 98% pour une  $\lambda =$ 1.55  $\mu$ m) Alors que les miroirs de Bragg sont les seuls permettant d'atteindre des pouvoirs réflecteurs supérieurs à 99,5 % et ils peuvent atteindre jusqu'à 99,999% mais dans un domaine spectral restreint de telle façon nous aurons compensation de la faible épaisseur du milieu amplificateur. Ils sont constitués d'une alternance périodique de deux couches de fort indice de réfraction, nous le notons $\tilde{n}_H = n_H + j k_H$  et un autre de faible indice de réfraction $\tilde{n}_L = n_L + jk_L$ , d'épaisseur quart d'onde (onde émise).

Tous les miroirs de Bragg semi-conducteurs sont à la base des composés III-V, citant ceux à base de *GaAs* et *AlAs* pour une VCSEL émettant dans la gamme  $0,8 - 1\mu m$ .

Le plus grand avantage des miroirs composés de matériaux semi-conducteurs est de pouvoir atteindre une grande réflectivité dans toute la gamme de longueurs d'onde de l'infrarouge jusqu'à l'UV en changeant seulement les matériaux constituant et en jouant sur le coefficient stœchiométrique. De plus ils assurent un bon transport électrique à travers la structure. (Amener les porteurs jusqu'à la couche active du laser).

#### 8.1 Principe de fonctionnements :

Le principe du miroir de Bragg est basé sur la réalisation à une longueur d'onde donnée, permettant l'obtention des interférences constructives.

Les points essentiels à connaitre sur leurs fonctionnements :

- Une onde traversant un milieu d'épaisseur « d » et d'indice « n » subit un déphasage

$$\delta = 2\pi . n. \frac{d}{\lambda} \tag{1.5}$$

Alors pour un déphasage  $\delta = \frac{\pi}{2}$ , l'épaisseur de la couche est  $d = \frac{\lambda}{4n}$ 

- Le passage d'une onde d'un milieu de faible indice  $n_L$ vers un milieu de haut indice  $n_H$  introduit un déphasage de  $\pi$ , tandis que l'inverse (l'autre sens de propagation) n'introduit pas de déphasage.

- Si l'épaisseur des couches est un multiple du quart de la longueur d'onde, toutes les ondes réfléchies sont en phase et les intensités peuvent s'additionner à chaque réflexion.



Figure1.19.: Interférences constructives dans un miroir de Bragg. (faisceau incident est perpendiculaire au plan des couches dans le cas d'une VCSEL).

Alors pour les deux couches de haut et bas indice de réfraction, la longueur d'onde de résonnance doit vérifier la relation suivante :

$$n_H d_H = n_L d_L = \frac{\lambda}{4} \tag{1.6}$$

- L'influence de la partie imaginaire est négligé car les ondes sont strictement en phase grâce au choix d'épaisseur en quart d'onde qui engendre des interférences constructives en réflexion et destructives en transmission.

- A ces conditions le pouvoir réflecteur à une interface est  $R = \frac{(n_H - n_L)^2}{(n_H + n_L)^2}$  [1], nous remarquons intuitivement que le pouvoir réflecteur de l'ensemble sera d'autant plus fort que le nombre de bicouche sera important et que l'écart d'indice entre  $n_H$  et  $n_L$  sera plus élevé.

Pour les miroirs de Bragg seul (sans substrat) dans l'air, la première couche doit être d'indice fort, afin que la première réflexion soit en phase avec les réflexions multiples. Le déphasage à la réflexion vaut  $\pi$  à la longueur d'onde  $\lambda_0$ et pour le cas où le miroir est sur un substrat la première couche doit être celle d'indice faible et le déphasage à la réflexion sera nul.

#### 8.2 Indices de réfraction des semi-conducteurs III-V :

La conception et l'optimisation des miroirs de Bragg nécessite la connaissance réaliste de la valeur absolue et de la dispersion des indices des alliages III-V, et ce jusqu'à des longueurs d'ondes proches de la longueur d'onde de coupure.

La table 1 rapporte des valeurs des indices de réfraction des substrats intervenant dans la fabrication des miroirs de Bragg pour une longueur d'onde 1,55µm.

Substrat	GaAs	InP	GaSb
$\tilde{n} = n - ik$	3,377 [12]	3,172 [1] 3,146 [11]	≈ 4,15 – j0,02 [1]

Tableau1.3 : Indices de réfraction pour des substrat destinée à l'emission a 1,55µm

Les tableaux 1.4 et 1.5 donnent les différentes valeurs de l'indice de réfraction pour  $Al_{1-x}Ga_yIn_{1-x-y}As$  et  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$  pour une longueur d'onde de 1,55µm à température ambiante pour un substrat de InP.

x	у	$E_g(ev)$	n
0.09	0.38	0.89	3.511
0.10	0.37	0.91	3.500
0.15	0.32	0.98	3.454
0.20	0.27	1.05	3.416
0.25	0.22	1.12	3.382
0.30	0.17	1.19	3.351
0.35	0.12	1.26	3.320
0.40	0.07	1.32	3.291
0.45	0.02	1.39	3.264

Table1.4 : Indices de réfraction et énergie de gap pour  $Al_{1-x}Ga_yIn_{1-x-y}As$ à T = 300K pour une longeur d'onde de 1,55 µm pour un accord de mail sur un substart InP. [29]

x	У	$E_g(ev)$	n
0.09	0.193	1.215	3.250
0.10	0.215	1.201	3.260
0.15	0.322	1.131	3.310
0.20	0.429	1.063	3.370
0.25	0.536	0.998	3.420
0.30	0.644	0.936	3.480
0.35	0.751	0.877	3.550
0.40	0.858	0.820	3.650

Table 1.5 : Indices de réfraction et énergie de gap pour  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ à T = 300K pour une longeur d'onde de 1,55 µm. [29]

#### 8.3 Propriétés optique et pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg :

Parmi les propriétés Importantes des miroirs de Bragg leur spectres de pouvoir réflecteur ; une méthode matricielle introduite par *Abèles* permet de calculer la réflectivité d'un empilement de n couches, en tenant compte des conditions aux interfaces.

Le coefficient de réflexion en amplitude en incidence normale $\tilde{r}$ , d'une onde incidente venant d'un milieu d'indice de réfraction $\tilde{n}_1$  sur une interface qui le sépare d'un milieu d'indice $\tilde{n}_2$ est donné par :

$$\tilde{r} = \frac{\tilde{n}_1 - \tilde{n}_2}{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_2} \tag{1.7}$$

Le coefficient de transmission en amplitude est donné par :

$$\tilde{t} = \frac{2.\tilde{n}_2}{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_2} \tag{1.8}$$

La valeur de réflectivité en intensité théorique d'un miroir de Bragg sans perte, est donnée par [5]:

Si le nombre de couches est pair (2N) :

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_{ext}} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_{ext}} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}\right)^2$$
(1.9)

Si le nombre est impair (2N+1).

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_L}{n_{ext}} \frac{n_L}{n_s} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}{1 + \frac{n_L}{n_{ext}} \frac{n_L}{n_s} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}\right)^2$$
(1.10)

#### $n_s$ : indice de réfraction du substrat

 $n_{ext}$  : indice de réfraction du mileu extérieur.

Par conséquent pour avoir une réflectivité qui tend vers 1, il existe deux possibilité, avoir un nombre de périodes élevées, ou avoir un rapport des indices  $\frac{n_L}{n_H}$ trèsfaible.
#### a) Matrice de transfère :

La matrice élémentaire du système  $M_i$  de dimension 2 x 2 représente la i<sup>ème</sup> couche de l'empilement et s'exprime comme suit :

$$M_{i} = \begin{pmatrix} m_{11} & j m_{12} \\ j m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_{i} & \frac{j}{\eta_{i}} \sin \delta_{i} \\ j\eta_{i} \sin \delta_{i} & \cos \delta_{i} \end{pmatrix}$$
(1.11)

Avec : $\delta_i = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_i d_i \cos \theta_i)$  : Le déphasage.

La quantité  $n_i d_i \cos \theta_i$  est l'épaisseur optique effective de la couche i, et  $\theta_i$ angle de réfraction. Le paramètre  $\eta$  représente l'indice de réfraction effectif du milieu, et il est dépendant de la polarisation et défini par :

$$\eta_{i} = \begin{cases} \frac{n_{i}}{\cos \theta_{i}} & polarisation TM \\ n_{i} \cos \theta_{i} & polarisation TE \end{cases}$$
(1.12)

L'angle  $\theta_i$  est relié à l'angle d'incidence  $\theta_m$  par la loi de réfraction de Snell-Descartes :

$$n_m \sin \theta_m = n_i \sin \theta_i \tag{1.13}$$

Les coefficients de réflexion et de transmission en intensité sont alors donnés par :

$$\begin{cases} T = \frac{\eta_s}{\eta_m} |t^2| \\ R = |r|^2 \end{cases}$$
(1.14)

Dans le cas d'un matériau totalement non-absorbant l'équation ci-dessus vérifie la relation triviale :

$$T + R = 1$$
 (1.16)

Pour des matériaux absorbants, i.e.<sup>1</sup> des matériaux présentant des indices complexes, le formalisme ci-dessus reste valable et l'absorption totale de l'empilement A peut alors être calculée simplement par

$$A = 1 - R - T (1.17)$$

La valeur de l'absorption A est donnée par l'expression suivante :

RCE/VCSEL

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> i.e. : c'est-à-dire.

- Si la première couche est de haut indice :

$$A = 2\pi \frac{(k_H + k_L)}{n_H + n_L} \cdot \frac{n_{ext}}{(n_H - n_L)} (1.18)$$

- Si la première couche est de bas indice :

$$A = \frac{2\pi}{n_{ext} (n_H - n_L)} \cdot \frac{(n_L^2 \cdot k_H + n_H^2 \cdot k_L)}{(n_H + n_L)}$$
(1.19)

Avec :  $\begin{cases} k_H = \frac{\lambda . \alpha_H}{4\pi} \\ k_L = \frac{\lambda . \alpha_L}{4\pi} \end{cases}$ 

 $\alpha_L, \alpha_H$ : Sont les absorptions dans les couches respectivement de haut et bas indices.

Le coefficient de réflexion maximum en intensité que nous pouvons atteindre dans le cas d'un milieu transparent sans pertes est donné par [5]:

$$R_{max} = \left|\frac{\alpha - 1}{\alpha + 1}\right|^2 \tag{1.20}$$

Pour un nombre pair de couches 2N :

$$\alpha = \frac{n_s}{n_0} \cdot \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N} \tag{1.21}$$

Pour un nombre pair de couches 2N+1 :

$$\alpha = \frac{n_L^2}{n_0 \cdot n_s} \cdot \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N} \tag{1.22}$$

Le coefficient de réflexion maximum sera d'autant plus fort que le nombre de paires sera important et que l'écart d'indice  $\Delta n = n_H - n_L$  sera élevé.

Ainsi, plus cet écart sera contrasté, plus le pouvoir réflecteur tendra rapidement vers 1 lorsque nous augmentons le nombre de couches.

Dans le cas où le milieu de départ est d'indice plus faible $(n_0 < n_L < n_H)$ , la première couche doit être d'indice fort pour que la première réflexion soit en phase avec les réflexions multiples. Dans ce cas, le déphasage vaut  $\pi$  à la longueur d'onde centrale du miroir.

Ainsi lorsque  $(n_L < n_H < n_0)$  la première couche est d'indice faible et le déphasage vaut alors 0.

La figure (1.20) donne la courbe de réflectivité d'un miroir GaAlAs/InP en faisant varier le nombre de période.



Figure 1.20 : courbe de réflectivité d'un miroir InGaAs/InP pour différent nombre de périodes [9] .

# b) la stop-band :

Une autre caractéristique importante des VCSELs est la largeur spectrale de la bande de réflectivité  $\Delta \lambda_{stop-band}$ . Dans ce domaine spectrale la réflectivité est maximale, et la propagation de la lumière est impossible il s'agit donc d'une bande interdite photonique, elle est équivalente à la bande interdite des semi-conducteurs dans la physique des solides. D'où vient son nom « stop-band ».

La largeur de cette stop-band est en fonction de l'écart d'indice du miroir. Pour un nombre entier de périodes de couche à épaisseur équivaut à un quart d'onde [1]:

$$\Delta \lambda_{stop-band} = \frac{2 \,\lambda_{Bragg} \,\Delta n}{\pi . \, n_{eff}} \tag{1.23}$$

Avec  $n_{eff}$  : l'indiceeffectif du miroir de Bragg donné par :

$$n_{eff} = 2.\left(\frac{1}{n_H} + \frac{1}{n_L}\right)^{-1}$$
(1.24)

Cela montre que la largeur du « Stop-band » est plus grande si nous avons un grand écart d'indice $\Delta n$ .

# c) La longueur de pénétration l<sub>pen</sub> :

Dans les VCSELs, la longueur de la cavité n'est pas la même que la longueur séparant les deux miroirs de Bragg car le champ électromagnétique pénètre légèrement dans chacun d'entre eux sur une distance "l<sub>pen</sub>" de l'interface.

Cette notion de longueur de pénétration qui correspond à la distance sur laquelle l'onde va pénétrer dans le miroir est donnée par l'expression [1] :

$$l_{pen} = \frac{\lambda}{4.\Delta n} \tag{1.25}$$

Alors la longueur effective de la cavité est donnée par l'équation :

$$L_{eff} = L_{cavit\acute{e}} + 2.L_{pen} \tag{1.26}$$

Cette profondeur de pénétration est un paramètre important pour les lasers, car la fraction du faisceau réfléchie absorbée dans le miroir est proportionnelle à cette profondeur de pénétration.

Pour minimisé ces pertes optiques dues à l'absorption dans cette longueur  $L_{pen}$ , il convient de maximaliser l'écart d'indice. $\Delta n = n_H - n_L$ .

A la fin il faut noter que pour améliorer les caractéristiques des miroirs de Bragg leurs pouvoirs réflecteurs et la largeur spectrale « Stop-band » il faut choisir l'écart d'indice le plus élevé possible.

La figure (1.21) donne le tracé du pouvoir réflecteur maximal attendu des miroirs de Bragg réalisés avec différents matériaux en fonction du nombre de paires [5].



Figure 1.21: Pouvoir réflecteur maximal en fonction du nombre de paires de couches pour les systèmes dont les paramètres sont donnés

Des recherches [18] sur l'effet d'une couche de  $SiO_2$  sur la réflectivité des miroirs  $(Al_xGa_{1-x}As)$  et sur la puissance émise par une VCSEL émettant à 850 nm, montre que cette couche a pour effet d'augmenter la puissance émise et de diminué la réflectivité loin de la longueur d'onde de travail. Cela est intéressant pour avoir des VCSELs monomode

# 9. Propriétés électrique des miroirs de Bragg :

Les propriétés électriques caractérisant les VCSELs pompées électriquement sont la conductivité et la résistivité des couches empilées constituant les miroirs de Bragg. Ces deux grandeurs physiques sont directement liés à la résistance série du miroir ; qui l'origine de l'effet Joule.

La solution pour minimiser cet effet et diminuer la chaleur dissipée par le miroir, en augmentant à la fois la conductivité électrique, est le dopage des couches constituant le miroir de Bragg.

Par contre un dopage aussi important va provoquer une forte absorption qui résulte une diminution de la réflectivité du miroir.

Toutes les études faites sont pour gérer ce compromis entre une bonne conductivité électrique et des faibles pertes optiques. Il faut juste noter que le miroir inférieur sera dopé P donc elle présente des mauvaises caractéristiques électriques dues à la faible mobilité des porteurs (la mobilité des trous est beaucoup moins importante que la mobilité des électrons).

La figure (1.22) [21] montre la variation I(V) de trois exemples de miroirs de Bragg dopé « n »



Figure 1.22: La densité de courant en fonction de la tension pour trois types de miroirs de type n La ligne pointillée: InGaAsP – InP ( dopage : 1 x 10<sup>18</sup>cm<sup>-3</sup>). La ligne discontinu: AlGaInAs – AlInAs(dopage : 1 x 10<sup>18</sup>cm<sup>-3</sup>). Ligne continue: AlGaAsSb – AlAsSb (dopage : 1 x 10<sup>18</sup>cm<sup>-3</sup>).

Le tableau 1.6 présentera des caractéristiques des miroirs de Bragg dopé « n » résultantes d'une caractérisation électrique et optique [21].

Système de matériaux	InGaAsP/InP	AlGaInAs/AlInAs	AlGaAsSb/AlAsSb	
Mat. à haut indice	$In_{0.66}Ga_{0.34}As_{0.73}P_{0.27}  (Al_{0.1}Ga_{0.9})_{0.47}In_{0.53}A$		$Al_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.52}Sb_{0.48}$	
Composition et				
dopage	$n = 1 \ x \ 10^{18} cm^{-3}$	$n = 5 \ x \ 10^{18} cm^{-3}$	$n = 5 \ x \ 10^{18} cm^{-3}$	
Mat. bas indice	InP	$Al_{0.48}In_{0.52}As$	$AlAs_{0.56}Sb_{0.44}$	
Composition et		0.10 0.32	0.30 - 0.34	
dopage	$n = 7 \ x \ 10^{18} cm^{-3}$	$n = 6 x \ 10^{18} cm^{-3}$	$n = 2.5 \ x \ 10^{18} cm^{-3}$	
$\Delta \boldsymbol{E}_{\boldsymbol{c}}\left(\boldsymbol{eV}\right)$	0,186 (Γ – Γ)	0,381 (Γ – Γ)	0,467 (Γ – Γ)	
Différence d'indice	0,27	0,29	0,54	
Epaisseur des	122/112	110/120	107/123	
couches (nm)	122/112	110/120	107/123	
Nombre des paires	<u>41,5</u>	30,5	20,5	
Temps de	6.25	7.0	3.9	
croissance (h)	0,20	7,0	3,7	
Chute de tension				
/pair (mV) à	11	16	37	
$1kA/cm^2$				
R <sub>série</sub> à 1 kA	$4,5 \ x \ 10^{-4}$	$4,8 \times 10^{-4}$	7,6 x 10 <sup>-4</sup>	
$/\mathrm{cm}^2\left(\Omega,\mathrm{cm}^2\right)$				
Réflectivité	0,995	0,982	0,995	
Longueur d'onde	1.51	1.54	1,51	
centrale (🛙 m)	_,~ _	_,~ _		
Largeur de Stop- band	97	107	188	

Tableau 1.6 : Caractéristiques des échantillons de miroir de Bragg: paramètres intrinsèques, les paramètres structurels, Résultats de caractérisation éléctrique et optique.[21]

# 10. Autres effets agissant sur le spectre de pouvoir réflecteur :

Précédemment, nous avons vu qu'il y a des conditions pour avoir une grande réflectivité mais y a d'autres effets perturbateurs peuvent agir sur le spectre de pouvoir réflecteur des miroirs de Bragg.

Les paramètres des matériaux tels que l'épaisseur des couches et leurs compositions (variation de l'indice de réfraction) peuvent subir encore de légères variations. De plus l'existence de pertes optiques inattendues qui sont due aux défauts pendant la croissance cristallines (diffusion, diffraction)

Le dopage des miroirs de Bragg utilisé pour une structure VCSEL induit une densité de porteurs libres susceptibles de réagir au champ optique (voir 7.g).

L'effet non négligeable de la température, puisque toutes les paramètres optiques  $(n, \lambda)$  et électrique (résistivité et mobilité des porteurs) varient en fonction de la température (voir § 8).

# 11. Système de matériaux utilisés pour le domaine du infra rouge :

Nous distinguons deux types de matériaux utilisés pour la fabrication de miroirs de Bragg dans les VCSELs à 1,55  $\mu m$ : les matériaux semi-conducteurs synthétisés par croissance épitaxiale et les matériaux diélectriques obtenus par dépôt.

## 11.1 Miroirs semi-conducteurs :

Les miroirs semi-conducteurs sont les plus utilisés, à noter que les miroirs de Bragg inférieur sont toujours à la base de semi-conducteurs pour faciliter la croissance des puits quantiques. Le choix des matériaux semi-conducteurs dépendent de leur accord de maille avec le substrat. Les empilements InP/InGaAlAs ( $\lambda_{gap} = 1,4 \ \mu m$ ) et InP/InGaAsP ( $\lambda_{gap} =$  $1,4 \ \mu m$ ) sont les deux principaux empilements utilisés sur un substrat InP pour les VCSELs émettant à  $1,55 \ \mu m$ .

Ces miroirs présentent un contraste d'indice maximal  $\Delta n \sim 0,3$  [9]. Il existe aussi des matériaux à base d'antimoine [9.6.7] épitaxiés sur *InP* ayant un contraste d'indice  $\Delta n \sim 0,5$ .



Figure 1.23: réflectivités pour  $\lambda_B = 1,55 \mu m$  en fonction du nombre de paires Le gap des matériaux quaternaire utilisé est de (1,4  $\mu m$ ).

Le calcul de la réflectivité dans la figure 1.23est effectués pour une valeur de  $n_{ext} = n_{couche intérmédiaire InP} = n_s = n_{InP} = 3,146$ .Nous remarquons que 40 paires de InP/InGaAlAs et 46 paires de InP/InGaAsP sont nécessaire pour atteindre une réflectivité de 99,8 %.

# Propriétés thermiques :

Nous donnons la valeur des conductivités thermiques des alliages InGaAsP et l'InGaAlAs. [26]

	$m(\dot{a} 1 \text{ EE} um)$	$(\lambda T)$ $(W/K cm)$	$R_{th}(K/W)$	Nbre de
	π ( a 1,55μπ)	K (a T <sub>ambiante</sub> )(W/K.CIII)		paires
InP ( 0,8 eV)	3,17	0,68	-	1
InGaAsP (1,4 µm)	3,44	0,045	670	50
InGaAlAs (1,4 µm)	3,49	0,045	540	40

Tableau1.7 : Valeurs des résistances thermiques (1Dimention) d'un empilement de miroir de Bragg présentant une réflectivité

égale à ~99,8%. [26]

Les valeurs données dans le tableau ci-dessus 1.7 montre que la conductivité thermique  $\kappa$  d'*InGaAsP* et *InGaAlAs* est 15 fois plus petite que celle de*l'InP*.

# 11.2 Miroirs Diélectriques(Amorphe) :

La gamme de matériaux diélectriques utilisés pour une longueur d'onde de 1,55  $\mu m$ , est plus large que celle des matériaux semi-conducteurs. Ces matériaux présentent deux avantages par rapport aux miroirs semi-conducteurs:

- Une structure amorphe ne nécessitant pas un accord de maille.
- Un grand contraste d'indice  $\Delta n$  permettant d'atteindre une réflectivité souhaitable avec un nombre réduit de paires.

Pour ce genre de miroirs nous entendons parler aussi des *miroirs hybrides* voir figure (1.24) se sont des miroirs constituée d'un empilement de couches diélectriques complété par une couche métallique généralement de l'or (Au) ou de l'argent (Ag) cette couche apporte d'autre avantage en citant :

- Atteindre une grande réflectivité avec un nombre encore plus réduit de couche diélectrique.

- Faire un collage par brasure métallique sur un substrat hôte (*Si*, *SiC*, *AIN*,..) qui présente une bonne conductivité thermique et une grande dissipation thermique.



Figure 1.24 : Représentation schématique des couches du miroir hybride dans la cavité.



Figure 1.25 a : Réflectivités pour  $\lambda_B = 1,55 \mu m$  en fonction du nombre demi entier de paires pour couples de matériaux diélectriques des miroirs hybrides.

Le tableau (1.8) donne l'écart d'indice pour des différentes paires de miroirs de Bragg

Paires	Δn (1,55μm)
SiNx/Si	1,70
SiO <sub>2</sub> /TiO	1,99
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Si	1,88
SiO <sub>2</sub> /Si	2,15
CaF <sub>2</sub> /Si	2,17

Tableau1.8 : Contraste d'indices des différentes paires de miroirs de Bragg.

Les principaux matériaux diélectriques utilisés pour la constitution des miroirs de Bragg supérieur pour une émission à 1,55  $\mu$ m sont représentés dans le tableau 1.9 ci-dessous :

Matériaux	CaF2	MgF2	Silice	ZnS	TiO2	a — Si(amorph
$n(\lambda = 1, 55 um)$	1.35	1,35	1,45	2,5	2,5	3,5

Tableau 1.9 : indices de réfraction de différentsmatériaux diélectrique utilisé pour VCSELs sur substrat de InP

Nous remarquons dans les deux tableaux que la différence d'indice de réfraction  $\Delta$ n peut varier entre 1 et 2 ; ce qui réduit la taille de la structure en utilisant un nombre réduit de miroirs pour atteindre une grande réflectivité.

Le principal inconvénient de ces matériaux est leur faible conductivité thermique et électrique.



figure 1.25 b : spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg de a  $-Si/Al_2O_3$ pour deux différentes longueurs d'onde1,3 et 1,55µm [24]

# 12. La cavité semi-conductrice à puits quantiques

Le confinement des porteurs dans les puits quantiques se fait dans la direction perpendiculaire au plan de croissance des couches ; les porteurs restent libres dans le plan des couches. De ce fait, le confinement des porteurs dans les puits quantiques est appelé 2D, en comparaison à une structure de couche massive où le confinement est dit 3D (où il n'y pas de confinement), ou encore les boites quantiques qui représentent un confinement (0D). Nous allons maintenant nous intéresser à la caractérisation de la cavité à puits quantiques.

# 12.1 Couches actives émettant dans la gamme infrarouge 1,3-1,55 µm

La première VCSEL à 1,55  $\mu m$  a été fabriquée par *D.I. Babic* en utilisant une technique hybride consistant à coller des miroirs épitaxies sur *GaAs* avec une couche active sur *InP*. Ainsi pour obtenir des VCSELs émettant un seul mode et dans une gamme choisie, il faut à la fois maitriser le choix des matériaux constituant la structure et la technologie de réalisation.

L'analyse du spectre d'émission montre l'existence d'autres modes d'émission dits transverses. Pour supprimer ces modes, plusieurs solutions technologiques ont été proposées.

La technique la plus utilisée est la formation d'un diaphragme d'oxyde enterré [20], [21]. Le choix du diamètre du diaphragme et sa position au niveau des couches se font suite à un calcul bien précis avec une des méthodes de simulation FDTD, ou avec la RCWA que je développe.

La fabrication d'une VCSEL en une seule étape d'épitaxie reste la méthode la plus pertinente pour bénéficier de tous les avantages qu'offre la géométrie verticale de ces structures.

Le type de couches actives (puits quantiques) est basé sur le choix des matériaux composant les miroirs de Bragg. Trois filières sont concernées pour les miroirs de Bragg émettant à  $1,3 - 1,55 \ \mu m$ : GaAs/AlAs, InP/InGaAsP et GaSb/AlSb. Bien que les couches actives dans la filière InP soient très performantes.

# a) Filière InP

Pour cette filière, la réalisation des miroirs de Bragg posent des problématiques par rapport aux autres filières, mais la couche active est très performante et présente un courant de seuil très petit. (Valeur record pour une structure multi-puits *GalnAs/GalnAsP* :  $J_{th} =$  $400 \ A/cm^2$ ) [6].

Les structures à puits quantiques concernées sont du type :

- « puits InGaAsP / barrières InP ». ( $1,3 1,55 \mu m$ )
- « puits InGaAs / barrières InGaAsP ».

# b) Filière GaAs

Pour cette filière grâce au développement de l'épitaxie par jet moléculaire (MBE), des équipes ont incorporé de l'azote au ternaire *GaInAs* dans la structure *InGaAs/GaAs* qui fonctionne dans la gamme 0,8 – 1,1  $\mu$ m.Ces miroirs n'ont pas encore abouti à des résultats fiables pour 1,55  $\mu$ m et nous notons aussi que le courant de seuil reste plus élevé. Le meilleur résultat actuel est l'obtention d'un signal de photoluminescence à 1,3  $\mu$ m [27] Le quaternaire *GaInNAs* contenant seulement 1 % d'azote augmente considérablement la discontinuité de la bande de conduction avec *GaAs*, ce qui permet d'obtenir des puits émettant vers 1,3  $\mu$ m [5].

## c) Filière GaSb

Le système puits/barrières GaSb/AlGaSb a été proposé pour émettre à 1,55 µm. Plusieurs lasers ont été fabriqués fonctionnant à température ambiante et l'émission la plus basse en longueur d'onde (pas en régime continu) était  $\lambda = 1,66 \mu m$  [6].

Les couches actives sur substrat *GaSb* sont destinées dans leur quasi-totalité à des applications dans l'infrarouge moyen et lointain ( $\lambda = 2 \mu m$ ). La quasi-égalité des mailles atomiques des binaires *GaSb*, *AlSb* et *InAs* permet pourtant de couvrir une large gamme d'énergie de bande interdite avec les nombreux composés ternaires et quaternaires engendrés (0.3 eV < EG < 1.58 eV).

Autour de 2µm des diodes lasers ont été fabriquées à partir d'un puits quantique de GaInAsSb dans des barrières d'AlGaAsSb (une puissance d'émission de 4W et une densité de courant de seuil de 115  $A/cm^2$ ). [6]).

L'obstacle fondamental de ces structures provient des recombinaisons non-radiatives dues à l'effet important des recombinaisons Auger.

# 12.2 Les puits quantiques

Les principaux matériaux qui assurent une émission à 1,55  $\mu$ m sur un substrat InP sont les matériaux de la filière d'InP sont InGaAsP et InGaAlAs.

Ci-dessous les deux types de couples de matériaux puits-barrières accordés sur InP qui sont conçus pour émettre autour de 1,55  $\mu$ m à la température ambiante [8] :

1- Des puits d'InGaAs insérés dans des barrières d'InP :





2- Des puits d'*InGaAs* insérés dans des barrières de QP (*InGaAsP*) ( $\lambda g = 1, 2 \mu m$ ):



Figure 1.27 : schéma de bande d'une hétérostructure à six puits quantique couche active InGaAs/InGaAsP

La deuxième configuration est plus intéressante dans le cas d'une VCSEL à émission par la tranche » car les électrons seront piégés deux fois et l'énergie de confinement des porteurs est plus grande.

Un léger désaccord de mail entre les matériaux et le substrat introduit une contrainte dans la structure et provoque une petite modification des bandes de conduction et de valence.

Cette modification se traduit par une énergie de transition différente et une densité de porteurs à la transparence (gain=0 cm<sup>-1</sup>) plus faible, du fait de la levée de la dégénérescence en k=0 entre la bande de trous lourds et de trous légers [9].

La densité de porteur au seuil du laser se retrouve réduite ainsi l'échauffement thermique. La figure (1.28) illustre cet effet sur des puits quantiques contraints InGaAsP et InGaAlAs dans les VCSELs monolithiques pompés électriquement et opérant à 1.55  $\mu m$ .



Figure 1.28: Représentation schématique de l'effet de la contrainte sur la structure des bandes valence.

La tension diminue le gap, les transitions radiatives dans ce cas se font entre la bande de conduction "Bc" et la bande de trous légers "LH"(Light Holes).

La compression augmente le gap favorisant les transitions radiatives entre la bande de conduction "Bc" et la bande de trous lourds "HH"(Heavy Holes).

La contrainte cumulée dans un empilement de plusieurs puits quantiques peut être compensée dans les barrières pour empêcher une dislocation de la zone active. Si les puits sont en compression, les barrières seront en détention de façon à avoir une contrainte résultante presque nulle.

## 12.3 Le Gain :

L'évolution du gain en fonction de l'injection électrique, à une température et une longueur d'onde données, est sous la forme logarithmique suivante [9]:

$$g(cm^{-1}) = g_0 \ln\left(\frac{J}{J_0}\right)$$
(1.27)

Où: J : est la densité de courant radiative.

 $J_0$ : est la densité de courant à la transparence (gain = 0 cm<sup>-1</sup>). g<sub>0</sub>: est le coefficient de gain ou gain caractéristique [cm<sup>-1</sup>]. Les paramètres  $g_0$  et  $J_0$  dépendent de la composition des puits quantiques et de la température.

Un exemple expérimental [9] d'une VCSEL pompé électriquement ayant six puits quantiques InGaAsP à contrainte compensée, à température ambiante, les valeurs du gain correspond au seuil du laser sont comprise entre 750  $cm^{-1}$  et 1300  $cm^{-1}$ ,

Avec  $g_0 = 726 \ cm^{-1}$  et  $J_0 = 72 \ A/cm^2$ 

Le gain va dépendre de l'épaisseur de la zone de gain et de sa position par rapport à l'onde stationnaire.

# 12.4 Onde stationnaire dans le puits :

Le gain est modulé par le champ stationnaire de la cavité résonnante, nous parlons alors de gain effectif. Pour minimiser les pertes et maximiser le gain la zone à multi-puits quantiques devra être centrée sur un ventre du champ stationnaire.

Pour avoir un seul mode dominant l'épaisseur de la cavité ou la langueur optique de la cavité doit être un multiple de  $\lambda$ (nous notons souvent  $\left(m \cdot \frac{\lambda}{n}\right)$ 

m : entier, n : indice de la cavité).

La figure (1.29) montre une représentation schématique de la position de la zone active (puits et barrières) par rapport au ventre de l'intensité du champ stationnaire.



Figure 1.29: Représentation schématique du décentrage de la zone active par rapport au ventre de l'intensité du champ stationnaire. (a)centrage parfait. (b)décentrage de80 nm.

# 12.5 Couches intermédiaires:

Nous appelons « couches intermédiaires » les couches entre la zone de gain et les deux miroirs de Bragg. Pour les VCSELs qui émettent à 1,55µm les couches utilisées sont à base d'InP dopé de part et d'autre de la zone active:

- InP dopé « n » au-dessus de la zone de gain (puits quantique).
- InP dopé « p »au-dessous de la zone de gain.

Pour une VCSEL à jonction tunnel en zone active les couches intermédiaires seront :

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

L'ajustement de l'épaisseur de chacune de ces couches de InP varie en fonction de l'épaisseur des couches de la zone active (nombre de puits quantiques) ainsi de tel façon à permettre de placer les puits quantique de la zone active dans le maximum du champ stationnaire.

Par ailleurs, les épaisseurs, le type et le niveau de dopage sont des facteurs déterminants pour les caractéristiques optiques et électriques de ces couches. Les caractéristiques de ces couches influent sur les performances des VCSELs.

Les couches intermédiaires d'InP améliorent aussi l'aspect thermique de la structure ; plus les couches sont épaisses, plus elles contribuent à mieux dissiper la chaleur.

# 12.6 Caractérisation optique des puits quantiques

La caractérisation des propriétés d'émission en photoluminescence des couches actives à température ambiante, sous faible excitation, de deux couches actives InGaAs/InP et InGaAs/InGaAsP sont montrée sur la figure 1.30.

Le laser utilisé pour cette mesure est un Nd : YVO4, émettant à 532 nm [8].



Figure 1.30 : Spectres de PL à température ambiante de deux couches actives InGaAs/InP (a) et InGaAs/InGaAsP (b), relevés à faible excitation[8].

- La photoluminescence des couches actives sont respectivement maximale à 1527 *nm* et 1549 *nm*.

- La largeur à mi-hauteur est faible pour les deux couches, cela montre la bonne qualité de l'interface puits-barrière qui reflète la qualité de ces puits quantiques.

- La largeur à mi-hauteur est plus faible pour le système *InGaAs/InGaAsP* (18 *meV*), ce qui semble qu'il est de meilleure qualité structurale (interface plus abrupte).

Pour préciser ces caractérisations, une autre mesure de photoluminescence à température ambiante sous très faible puissance d'excitation résolue en temps était faite [8], afin de mesurer la durée de vie non-radiative ( $\tau_{nr}$ ) des porteurs dans les puits quantiques.

Le laser excitateur utilisé est un «Ti: *Saphir* » à modes bloqués accordable entre 750 *et* 850 *nm* environ, pompé par un laser Argon, qui délivre des impulsions d'une durée de 2 *ps*sur une période de 12,5 *ns*. [8]

La photoluminescence émise est dispersée spectralement dans un monochromateur et détectée à l'aide d'une caméra à balayage de fente permettant la résolution temporelle du signal. Le déclin de la photoluminescence des puits quantiques est présenté sur la figure (1.31)



Figure 1.31 : Déclin de la photoluminescence en fonction du temps pour les deux couches actives. La mesure a été réalisée sous très faible excitation à température ambiante. [8]

# 12.7 Conductivité électrique :

La conductivité électrique dans un semi-conducteur présentant une densité d'électrons libres *n*avec une mobilité  $\mu_n$ et une densité de trous *p* avec une mobilité $\mu_p$ , s'écrit comme suit :

$$\sigma(\Omega. \, cm)^{-1} = q \left( n \, \mu_n + p \mu_p \right) \tag{1.28}$$

q: charge de l'électron.

Dans les semi-conducteurs dopés, dont la concentration en atomes accepteurs ou en atomes donneurs sont respectivement  $N_A$  et  $N_D$ , les conductivités électriques dans les deux couches dopées p et n s'expriment comme :

$\sigma(\Omega.cm)^{-1} = qn\mu_n$	(1.29. <i>a</i> )
------------------------------------	-------------------

$$\sigma(\Omega. \, cm)^{-1} = qp\mu_p \tag{1.29. b}$$

La formulation suppose que tous les atomes dopants sont ionisés et sont placés en site substitutionnel.



Figure 1.32 : conductivités électriques (Axe gauche), mobilité(Axe droit) en fonction du niveau de dopage pour InP: n et InP: p. [28]

Pour le même niveau de dopage, la conductivité électrique d'une couche dopée p est typiquement trente fois plus petite que la conductivité électrique d'une couche dopée n. La faible valeur de la conductivité électrique de l'InP dopé p explique la raison pour laquelle la majorité des industriels préfèrent l'utilisation des VCSEL à jonction tunnel.

# 13 Absorption dans les couches constituant une VCSEL :

Le but est de minimiser les pertes optiques, dans les différentes couches constituant les miroirs de Bragg et la zone active, pour minimiser le courant de seuil et la résistance électrique d'accès pour diminuer l'échauffement par effet Joule dans la structure.

Il est évident que l'augmentation du niveau de dopage des couches améliore leur conductivité électrique et facilite l'injection latérale sur la surface d'émission. Cependant, il augmente parallèlement les pertes optiques par absorption dues aux porteurs libres dans les couches semi-conductrices dopées.

L'absorption due aux porteurs libres est appelée aussi « absorption intra-bande » elle intervient lorsqu'un photon transmet son énergie à un électron se trouvant déjà dans la bande de conduction ou à un trou se trouvant déjà dans la bande de valence comme schématisé sur la figure (1.33). (Ces pertes peuvent être modélisées et calculé à partir d'un modèle théorique de Drude-Zener).



Figure 1.33: absorption intra – bande dans la bande de conduction et la bande de valence.

Autre effet d'absorption dite de type *Urbach,* ce type d'absorption augmente avec la température [16] et très présent dans les matériaux à base d'antimoniure (Sb) [1] surtout quand l'énergie de gap se rapproche de la longueur d'onde de travail.

# 13.1 Au niveau des miroirs de Bragg :

La réflectivité dans les miroirs de Bragg est limitée par l'absorption au niveau de ces couches. Les meilleurs miroirs sont ceux transparents à la longueur d'onde de travail. Beaucoup de recherches sont faites pour pouvoir contrôler l'absorption au niveau des couches en fonction du champ appliqué, où l'absorption est proportionnelle à l'intensité [20]

L'absorption optique est ainsi renforcée ou diminuée en fonction de la distribution des couches de haut et bas d'indice de réfraction.

#### 13.2 Au niveau de la cavité :

Nous intéressons au cas de l'InP qui représente la majeure partie semi-conductrices de la cavité résonante du VCSEL émettant à  $1,55\mu m$ .

Lorsque les semi-conducteurs sont dopés, nous introduisons des porteurs libres engendre une absorption des photons avec une énergie au-dessus du gap nominal. Ce phénomène est connu sous le nom de l'effet « Burstein-Moss » [10].

#### a) InP dopé « n » :

Le dopage type « n » se fait par introduction d'atomes de Silicium, Dans ce cas, il y a une basse densité d'état dans la bande de conduction pour qu'un petit nombre d'électrons puisse remplir la bande de conduction à une grande profondeur. Les électrons dans la bande de valence doivent avoir une énergie supérieure au gap [10] comme montre la figure (1.34).



figure 1.34 : structure de bande d'energie pour des transitions laissant réspectivement un trous lourd et un trous légér. pour un VCSEL à 1,55µm [10]

Par conséquent, cet effet est observé pour des énergies légèrement au-dessus de l'énergie de gap modifie la valeur du coefficient d'absorption. Les mesures expérimentales à 300 K du

coefficient d'absorption, d'une couche d'InP dopée« n », en fonction du niveau de dopage pour des longueurs d'onde allant de 1  $\mu$ mà1,55  $\mu$ m. L'expression analytique qui donne une valeur approximative de l'absorption due aux porteurs libres est donnée par [3]:

$$\alpha = \frac{N_D.e^3.\lambda_0^2}{4\pi^2.n.m^{*2}.\mu.\varepsilon_0.c^3}$$
(1.30)

 $N_D$  : la densité de donneurs, le dopage e : est la charge de l'électron.  $\lambda_0$ : est la longueur d'onde. n : est l'indice de réfraction. m \* : est la masse effective des porteurs majoritaires.  $\mu : est$  la mobilité des électrons.  $\varepsilon_0$ : est la permittivité du vide.

c : est la célérité de la lumière.

L'absorption due aux porteurs libres est une contribution de trois phénomènes qui sont les phonons optique, les phonons acoustique et les impuretés ionisées [3]. Ces contributions induisent des coefficients d'absorption variant suivant l'élévation de la puissance de la longueur d'onde $\lambda^n$  pour n = 1,5 - 2,5 et 3,5. Donc l'expression de  $\alpha$  n'est que la moyenne des contributions des trois phénomènes.

La figure (1.35) rassemble les mesures expérimentales et le calcul théorique suivant l'équation (1.30) pour une longueur d'onde égale  $a1,55 \mu m$ .



Figure 1.35 : Mesures expérimentales et calcul du coefficient de pertes optiques dues aux porteurs libres en fonction du niveau de dopage pour une couche d'InP dopée "n" . [9]

Une grande différence entre les valeurs expérimentales et la valeur théorique calculé pour un dopage supérieur  $a10^{18} atm/cm^3$ , cela rend l'équation théorique valable juste pour un dopage inférieur ou égale  $a10^{18} atm/cm^3$ .

# b) InP dopé « p » :

La situation dans un semi-conducteur de type p est similaire. Sauf qu'il y a l'apparition de l'effet de dégénérescence des bandes de remplissages pour une concentration de porteurs donnée en raison de la masse effective des trous (HH ,LH), ce qui signifie une densité plus élevée dans la structure de la bande des états.

La figure (1.36) représente une mesure expérimentale des coefficients d'absorption en fonction de différents niveaux de dopage à une température de 300 K d'une une couche InP dopée « p » pour une longueur d'onde de 1,55  $\mu$ m[9].



Figure 1.36: Mesures expérimentales du coefficient de pertes optiques dues aux porteurs libres en fonction du niveau de dopage pour une couche d'InP dopée "p" à une longueur d'onde de 1,55 μm.

Pour une plage de valeur du dopage allant de  $10^{18}$  à  $7x10^{18}$  atomes/cm3 les pertes optiques varient de 30 cm<sup>-1</sup> à 150 cm<sup>-1</sup>. Pour le même niveau de dopage, l'absorption dans l'InP dopé p est dix fois plus importante que celles dans l'InP dopé n.

# 14. Effets thermiques dans le VCSEL :

La puissance de sortie dans les VCSELs pompées électriquement est limitée essentiellement par l'échauffement de la structure. Les miroirs de Bragg épitaxies en accord de maille avec l'InP présentent un obstacle à la dissipation de la chaleur générée dans la structure à cause de leur mauvaise conductivité thermique.

# 14.1 Au niveau des miroirs de Bragg :

Cette variation de température par effet joule entraine une variation des indices de réfraction [1], ainsi qu'un changement des épaisseurs par dilatation qui engendre un décalage du stop band des deux miroirs vers les grandes langueurs d'ondes figure (1.37).



figure 1.37 : spectre d'émission laser à 1,55µm en fonction de la température 25° (ligne pleine), 55°(ligne discontinue)et 85 ° (ligne poitillés ) [24]

Un calcul permet de situer l'ordre de grandeur de l'écart de la longueur d'onde centrale du miroir. Si « d » est l'épaisseur d'une couche miroir et «  $\lambda_c$  » la longueur d'onde centrale, une variation de température agit sur la longueur d'onde comme :

$$\frac{d\lambda_c}{dT} = 4d \ \frac{dn}{dT} \tag{1.30}$$

L'épaisseur  $d = \frac{\lambda_c}{4n}$  des couches pour des miroirs centrés à 1,55 µm est toujours autour de 1000 Å, si nous supposons de plus que la variation de l'indice est linéaire avec la température et vaut environ 2,5 10<sup>-4</sup> K<sup>-1</sup> [5] alors :

$$\Delta \lambda = \left(\frac{d\lambda_c}{dT}\right) \Delta T \tag{1.31}$$

Cette relation montre qu'une variation de température de 1 K infirme une variation de la longueur de 0,1 nm ce qui correspond à une variation des performances du miroir. Pour évaluer cet échauffement, il faut remonter aux valeurs de résistance thermique des couches semi-conductrices. Un model unidimensionnelle simple est utilisé pour comparer qualitativement les différents empilements de miroirs de Bragg.

La résistance thermique est considérée comme étant la somme des résistances thermiques de chaque couche assemblée en série. Son expression est :

$$R_{th,1D} = \frac{4}{\pi d^2} \sum_i \frac{h_i}{\kappa_i}$$
(1.32)

Où :

h<sub>i</sub> : est l'épaisseur de la couche "i".

 $\kappa_i$  : est la conductivité thermique du matériau constituant la couche "i". d : diamètre de la structure.

## 14.2 Au niveau de la zone active :

La température a pour effet de réduire le gain et de décaler le maximum de l'émission des puits quantiques vers les grandes longueurs d'ondes du fait du rétrécissement du gap. La chute du gain dans les puits à base d'InGaAsP émettant à 1,55  $\mu m$  est typiquement de 1,2  $\frac{cm^{-1}}{K}$ , alors que le décalage du gap est de l'ordre ~3,75  $10^{-4} \frac{eV}{K}$ à la même longueur d'onde démission [25]. Ce décalage correspond à 0,6 nm/K sur le maximum de gain des puits quantiques [25].

La figure (1.38) illustre l'effet cumulé de ces deux phénomènes :



Figure 1.38: Décalage spectrale du pic de résonance et du gain dus à l'élévationde la température au sein de la structure VCSEL [5], [9]

Lorsque la température augmente la courbe du gain et la résonance vont déplacer vers les grandes longueurs d'onde [9]. Pour obtenir un fonctionnement optimal du Laser, il faut dès le début réaliser un désalignement volontaire du maximum de la courbe du gain avec la résonance de la cavité à la température ambiante vers les petites longueurs d'onde, cela permettre d'avoir un alignement à la température de fonctionnement. Cet alignement permettre au Laser de fonctionner avec le maximum de gain disponible [1].

Théoriquement à cette température de fonctionnement, les performances du Laser sont les meilleurs, avec un courant de seuil qui atteint sa valeur minimum comme représentée sur la figure (1.39).



Figure 1.39: courant de seuil du laser en fonction de la température

Si la température continue à augmenter, le désaccord gain-cavité augmente, entrainant une dégradation des caractéristiques du VCSEL, qui a pour effet :

- Augmenter la densité de courant de seuil du laser (du fait de la chute du gain).
- Diminuer la puissance maximale en sortie en raison de la diminution du niveau de saturation du gain des puits quantiques [9].

Dans les VCSEL pompés électriquement, la puissance optique de sortie en fonction du courant électrique injecté peut être écrite [9] suivant l'expression suivante:

$$P_{opt}(I) = \eta_d \left( I - I_{th}(T) \right) \frac{hv}{q}$$
(1.33)

Où:

 $\eta_d$ : est l'efficacité quantique différentielle (voir référence [21]).

h : est la constante de Planck.

v: est la fréquence de l'émission laser.

q: est la charge de l'électron.

 $I_{th}(T)$ : est le courant de seuil du laser à une température moyenne de la structure T.

Le courant de seuil varie suivant la température T de la structure. L'expression donne son évolution.

$$I_{th}(T) = I_{ref} exp\left(\frac{T - T_{ref}}{T_0}\right)$$
(1.34)

Où:

 $T_0$ : est la température caractéristique de la structure.

 $T_{ref}$  : est une température de référence dans la plage de température

considérée, sa valeur est arbitraire.

 $I_{ref}$ : est le courant de seuil à la température  $T_{ref}$ .

La température de la structure est donnée par rapport à la température du substrat comme suit [9]:

$$T = T_{substrat} + \Delta T \tag{1.35}$$

 $O\dot{u}$  :  $\Delta T$ : est l'élévation de la température.

L'expression ci-dessous définie la résistance thermique du VCSEL. Elle est donnée comme étant le rapport entre l'élévation de la température sur la puissance :

$$R_{th} = \left(\frac{d\lambda_{moy}}{dT}\right) \cdot \frac{d\lambda}{dP} = \frac{dT}{dP} \left[\frac{K}{W}\right]$$
(1.36)

La variation de la longueur d'onde en fonction de la température  $\frac{d\lambda_{moy}}{dT}$ est obtenu en relevant les spectres de la diode pour différentes températures en courant pulsé et constant [1].

La variation de la longueur d'onde en fonction de la puissance  $\frac{d\lambda}{dP}$  est obtenue en traçant à température constante les spectres de différents courants puis tracé la courbe V(I) [1]. Le tracé sur la figure (1.40) représente la puissance de sortie en fonction de la densité de courant d'injection calculée suivant les précédentes expressions [9].



Figure 1.40: Puissance optique de sortie en fonction du courant électrique injecté pour différente valeurs de la résistance thermique, calculées suivant l'expression de Popt [9]

# 15. caractéristiques d'un laser VCSEL :

# 15.1 caractéristique électrique :

La caractéristique I (V) typique d'une VCSEL pompé électriquement est schématisé dans la figure (1.41) :



figure 1.41 : caractéristique I(V)d'unVCSEL pompé électriquement.

A travers cette courbe, nous déduisons la tension  $V_d$ ainsi que la résistance série  $R_s$  de la diode qui correspond à la pente.

# 15.2 Caractéristique Optique :

L'allure typique de la puissance optique émise en fonction du courant injecté dans la diode VCSEL est représentée sur la figure (1.42) :





La figure (1.42), montre l'existence de trois régimes de fonctionnement différent :

- Régime d'émission spontanée, dans cette région, nous avons une augmentation des transitions radiatives mais inférieur au seuil de l'effet laser.

Régime d'émission spontanée, nous atteindrons ce régime lorsque le courant injecté soit suffisant(*le cournat injecté ≥ courant de seuil*) pour obtenir un gain égale aux pertes dans la structure. La puissance émise croit linéairement avec le courant injecté et s'exprime comme suit :

$$P_{opt} = \frac{h\nu}{q} (I - I_s)\eta_{ext}$$
(1.37)

h : constante de planck.

v: la fréquence de l'émission laser.

q : charge de l'électron.

 $\eta_{ext} = le rendement quantique différentiel externe.$ 

Le rendement  $\eta_{ext}$  représente la fraction des porteurs injectés au-dessus du seuil qui sont convertis en photons émis. Ce rendement caractérise l'efficacité de la recombinaison radiative stimulé dans la zone active. Et il est donné par la relation suivante :

$$\eta_{ext} = \frac{q\lambda}{hc} \cdot \frac{\Delta P}{\Delta I}$$
(1.38)

 $\lambda$  : la longeur d'onde de l'émission laser. c : la vitesse de la lumière dans le vide.

- Le dernier régime de la caractéristique à une rupture de la linéarité et une chute de la puissance émise malgré l'augmentation du courant injecté. Nous avons une dégradation catastrophique de la puissance, liée au phénomène de roll-over thermique. La forte injection du courant entraine un échauffement de la structure par effet joule qui provoque un décalage entre le maximum de gain et résonance de la cavité.

# 16.Conclusion de la première partie :

Dans cette première partie nous avons fait un petit rappel théorique en expliquant le principe de fonctionnement de la VCSEL, ses différentes configurations, les différents types de pompage électrique peuvent être employés et les principaux procédés technologiques pour maitriser l'injection électrique localisée.

Par la suite nous avons traité les constituants élémentaires (les miroirs de Bragg et la zone active) en citant les différents matériaux utilisés ainsi leurs propriétés optiques avec notamment, l'origine des pertes optiques sur le pouvoir réflecteur des miroirs.

Dans un second temps, nous avons cité les couples de matériaux associés à chaque longueur d'onde en déterminant leurs propriétés (l'épaisseur et la stœchiométrie) en détaillant plus ceux utilisés pour la longueur d'onde qui nous intéresse plus (1,55 µm).

Au final, nous avons cité les pertes dues aux porteurs libres sur les différents matériaux constituant la structure, l'effet de la température et les caractéristiques électriques, optiques. La compréhension du VCSEL en mode émission nous aide à comprendre la possibilité de l'intégration d'une photodiode en gardant la même structure et de savoir quelles modifications peuvent l'être en gardant les mêmes performances de ce composant.

# 2eme Partie Détection dans les VCSELs
# 1. introduction :

Parmi les recherches dans le domaine de la photonique est l'intégration d'une photodiode dans la structure VCSEL ou de faire fonctionner la structure en dual c'est-à-dire en émission et en réception simultanément.

La photodiode est renforcée par une cavité résonante afin d'améliorer son fonctionnement d'où l'acronyme anglais RCE pour Resonant-Cavity Enhanced.

Parmi les applications de cette structure dual est la photo-détection d'une partie de la lumière émise (elle doit être adapté à la longueur d'onde de résonance) qui permet le contrôle de la puissance émise par le VCSEL.

# 2. Photo-détecteur

#### 2.1 Origine du photo-courant :

Une photodiode est une jonction PIN polarisée en inverse, constituée d'un matériau absorbant. À l'interface existe une zone de déplétion où règne un champ électrique important. De façon schématique, le rayonnement incident crée des paires électron-trous dans le matériau, les électrons allant vers la région de type « n », les trous vers celle de type « p » ce que nous appelons un photo-courant. Ainsi, toute augmentation du courant aux bornes du dispositif est proportionnelle à l'énergie absorbée [2].



Figure 2.1 : Photoporteurs générés dans la photodiode.

Le rayonnement augmente le courant inverse par la création des porteurs minoritaires dans les régions neutres et par la génération des paires électron-trous dans la zone de charge d'espace (ZCE). Il existe donc deux contributions au photo-courant : 1- Photo-courant de diffusion : Dans les régions neutres, les porteurs minoritaires diffusent jusqu'à la ZCE puis sont accélérés par le champ électrique vers la région où ils deviennent majoritaires.

2- Photo-courant de génération : Dans la ZCE, les paires créées sont dissociées par le champ électrique puis les porteurs sont propulsés vers leurs régions majoritaires.

Ces deux phénomènes donne naissance au photo-courant indépendant de la tension appliquée qui contribue au courant inverse de la diode tel que :

$$I = I_s \left( exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) - I_{ph}$$
(2.1)

*I*<sub>ph</sub>: photocourant généré.

En pratique : $V \gg \frac{eV}{kT}$ , ainsi que le courant de saturation  $I_s$  est très faible, alors le courant mesuré est égale au photocourant et proportionnelle au rayonnement incident.

Compte-tenu de l'origine du courant, alors le temps de réponse est lié au temps de transit des porteurs dans chacune des zones. La diffusion est relativement lente de l'ordre de ( $\sim 10^{-9} s$ ) et la génération des paires électron-trous est plus courte de l'ordre de  $\sim 10^{-11} s$  si la tension de polarisation est assez importante.

Pour diminuer la constante de temps, nous avons intérêt à ce que tout le rayonnement soit absorbé dans la zone de charge d'espace. Pour cela nous incluons une région intrinsèque pour augmenter la valeur de la ZCE pour avoir des photodiodes rapides et très sensibles.

#### 2.2 Grandeurs caractéristiques des photo-détecteurs :

#### a) L'efficacité quantique η

C'est la probabilité qu'un photon incident sur un système génère une paire électron-trou qui contribue au courant de détection. Généralement plusieurs photons sont présents, Alors l'efficacité est définie comme le rapport entre le flux du courant photo-généré et le flux de photons reçus.

#### b) La sensibilité de détection S

C'est la principale caractéristique d'un photo-détecteur. Elle est définie par le rapport du photo-courant généré dans le dispositif sur la puissance optique incidente et s'exprime en A/W. Nous pouvons l'obtenir par la relation suivante qui la relie avec l'efficacité de détection :

$$S = \frac{\eta \cdot e}{hv} = \eta \frac{\lambda}{1,24}.$$
 (2.2)

Elle est obtenue expérimentalement en mesurant le photo-courant générer par un rayonnement monochromatique

$$S = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} \tag{2.3}$$

La figure 2.2 représente la réponse spectrale typique d'une photodiode GaAs.



Figure 2.2 : Allure de la réponse spectrale d'une photodiode GaAs :  $S(\lambda)[2]$ 

# 3. Photo-détection renforcée par effet de cavité :

Le principal intérêt d'une structure à microcavité pour la photo-détection réside dans la séparation sensibilité-bande passante. En effet grâce à l'augmentation de l'absorption des photons par le confinement de la lumière à l'intérieur de la cavité, l'épaisseur de la zone l'absorbante va pouvoir être réduite tout en conservant la même sensibilité qu'une couche plus épaisse dans une diode pin classique [3]



Diode p-i-n classique Microcavité

figure 2.3 : photodetecteur simple et renforcé par effet de cavité.

La réflectivité à la longueur d'onde de résonance est ajustable en optimisant la structure, en particulier le nombre de périodes des miroirs de Bragg pour obtenir une réflectivité nulle sans dépôt de couche supplémentaire.

Un calcul du rendement quantique d'une structure à cavité résonnante a montré qu'il est de 4 à 10 *fois* (pour 800*nm*et 860*nm*) supérieur à celui obtenu avec une diode p-i-n classique de même épaisseur de couche active [3] (figure 2.2).

Toutefois, ces composants sont surtout intéressants pour des fonctionnements dans une faible plage de longueur d'onde (quelques dizaines de nm) et un faible cône angulaire de détection (20° maximum) car leur sélectivité spectrale et angulaire est ajustable mais limitée par l'effet de résonance [3].



figure 2.4 : Comparaison de la réponse spectrale d'un photodétecteur simple(bleu discontinu) et d'un photodétecteur renforcé par effet de cavité (trait rouge continu).[3]

# 4. Intérêt d'un composant duel :

Pour des applications de haute densité d'interconnexions optiques, il est avantageux d'intégrer monolithiquement un photo-détecteur à un VCSEL sur un même substrat.

Cela permettre de rassembler dans un espace réduits toutes les connexions optoélectronique et optique et facilite aussi l'intégration des composants optoélectroniques avec le routage optique et la focalisation des faisceaux.

# 5. Détection verticale dans les VCSELs :

Il existe plusieurs méthode d'intégré un photo-détecteur dans la structure VCSEL, comme sera décrit dans les points suivants :

# 5.1 Composant dual en fonctionnement alternatif ou à simple cavité :

La différence entre le fonctionnement d'un émetteur de lumière et un détecteur est simplement le sens de polarisation, donc la première solution était de maintenir la structure et le basculement de la polarisation crée un comportement alternatif de la VCSEL en émetteur et en détecteur.

L'inconvénient de cette solution que le miroir de Bragg supérieur est très élevé pour favorisé l'effet laser, par conséquent nous avons une limitation de l'efficacité et la sensibilité de détection et une forte sélectivité spectrale [5]. Cela impose une légère modification de la géométrie de la VCSEL.



figure 2.5: schéma typique d'un VCSEL ajusté pour la detection.

Avec une attaque localisée et en surface des premières périodes formant le miroir de Bragg supérieur comme montre la figure (2.5) [1], entraîne en effet une réduction de la réflectivité où un nombre plus important de photon accède dans la cavité, il y aura une augmentation de l'efficacité de détection en polarisation inverse.

Ainsi, Knodl et al [1] ont mesurés une augmentation de l'efficacité de détection de 11 à 69% en gravant 8 des 23 périodes d'un VCSEL à base de GaAs. La figure 2.6 représente l'allure de l'efficacité après la gravure de 8 périodes pour une tension de polarisation inverse -1,5 *volt* 



figure 2.6 : éfficacité quantique avant et après gravure de 8 période du miroirs supérieus pour une tensiton de polarisation inverse de - 1.5 v [1]

L'influence de la température [1] sur l'efficacité quantique est montré sur la figure (2.7) Nous remarquons une diminution de 30% lorsque la température est au-dessous de la température ambiante (10 °C) et une diminution de 50% lorsque la température dépassant les 50°C.



figure 2.7: Mesurer l'efficacité quantique à des températures différentes pour une tension de polarisation de 0V et 1,5 V [1]

Ce comportement est lié à la variation du coefficient d'absorption en fonction de la température, En pratique cela a pour effet de décaler les pics de résonance vers les courtes longueurs d'onde, qui limitera par la suite la plage de fonctionnement de la VCSEL en mode de détection pour une gamme de température autour de la température ambiante.

En polarisation directe, la gravure a pour conséquence d'augmenter le courant de seuil laser mais également diminution de la puissance émise (une quantité supérieure de lumière s'échappe de la cavité). Il peut s'en suivre également d'une modification de conditions de propagation des modes transverses (d'autres modes transverses résonnent) provoque une modification du spectre d'émission.

Dragas et al ont proposé sur deux travaux [5] une structure portent elle aussi la diminution de la réflectivité du miroir supérieur comme montre la figure (2.8). La gravure de 10 périodes est réalisée sur un disque central de6  $\mu m$  de diamètre.

Cette configuration donne une amélioration de 20% sur le rendement d'émission (l'émission est répartie sur la périphérie du disque gravé) avec une dégradation du courant de seuil.



figure 2.8 : gravure réalisé de la miroirs supérieur

Une dernière approche [2] était proposer comme le montre la figure (2.9), la gravure concerne un anneau périphérique de façon que la réflectivité soit élevée au centre pour

favorisé l'émission. Et la détection s'effectue dans la zone circulaire, ce genre de structures, il se peut être efficace dans les systèmes de télémétrie ou le signal après réflexion soit élargi.



Figure 2.9 gravure d'un anneau périphérique du miroir supérieur.

### 5.2 Intégration d'une deuxième structure :

Une autre approche de l'intégration d'une photodiode dans une VCSEL consiste à séparer dans le plan horizontal la VCSEL et la photodiode sur la base d'une même structure épitaxié commune comme le montre la figure 2.10. Cette structure permet de traiter simultanément l'information. Mais l'auto-centrage d'un lien bidirectionnel matriciel n'est pas possible car les deux structures sont éloignées.



figure 2.10 exemple d'intégration horizontale VCSEL/RCPD

La même structure était utilisée par Sjolund [6] pour la réalisation d'un capteur biomédical, avec une efficacité de détection de 85%.

#### 5.3 Structure VCSEL avec une zone de détection interne :

Une première structure fonctionnant en émission et réception en même temps qui permet le contrôle de la VCSEL en émission. Cette structure est obtenue en intégrant une couche absorbante dans une couche de miroir de Bragg supérieur. Figure 2.11

La première configuration était pour une structure PN puis était pour une zone active constitué de puits quantiques [6] afin d'améliorer l'émission et limité les pertes due à l'absorption au niveau de matériaux absorbant.



figure 2.11 : Integration verticale d'une couche absorbante

La mesure du photo-courant collecté par le matériau absorbant donne la possibilité de contrôler la commande de la puissance émise par la VCSEL lors de son fonctionnement.

Il faut noter que la détection diminue la puissance de sortie de la VCSEL, ce problème était résolu par l'optimisation de la réponse du photo-détecteur en plaçant les puits quantiques dans un plan correspondant au ventre du champ optique [7].En plus le dispositif est rendu insensible à la température [5] en décalant volontairement vers le rouge la longueur d'onde de détection des puits absorbants( comme décrit dans la première partie).

RCE/VCSEL

### 5.4 Cavité couplées – BiVCSEL :

La Bi-VCSEL est la technologie la plus complexe comparant aux autres structures dans lequel sont superposé deux cavités d'où le nom Bi-VCSEL. Cette configuration permet l'émission et la détection en même temps et de façon centrée. Figure 2.12 [5].

La structure comprend deux cavités Fabry-Pérot couplées, dont le miroir central fixe le degré de couplage. L'émission est localisée dans la cavité supérieure ainsi que la détection est localisée dans la cavité inférieure. Le spectre de réflectivité d'une telle structure présente deux pics de résonance [5].



figure 2.12 : Empilement de deux cavité pour intégration verticale d'un photodétecteur

Les commandes électriques des composants étant séparées, la rapidité de fonctionnement s'en trouve accrue. Dans une étude récente, il a été démontré que la cavité polarisée en inverse est sensible à l'émission de l'autre cavité. Dans ce cas le photo-courant suit exactement l'évolution de la puissance émise par la face supérieure à un facteur près (la différence du niveau de signal étant due à la géométrie du composant).

## 6. Détection latérale dans les VCSELs :

La structure verticale est toujours limitée par le filtre spectral dû à la présence des miroirs de Bragg, qui a mener à d'autres travaux de s'orientés vers une nouvelle configuration. Dans cette structure, une Photodiode détecte la lumière émise latéralement par les puis quantiques.

Pour caractériser l'émission latérale de la VCSELs une première expérience était faite par Shin et Al [9][4]; ils ont réalisé une structure de deux VCSELs adjacentes. La première VCSEL (fonctionnant à  $\lambda = 850 nm$ ) est polarisée en directe avec une injection des porteurs jusqu'à le seuil de l'émission laser et la deuxième est polarisée en inverse pour jouer le rôle d'un détecteur, comme montre la figure (2.13).

Au niveau de la deuxième VCSEL Nous remarquons l'apparition d'un photo-courant proportionnel à la lumière qui se propage latéralement (L'origine de la lumière qui propage est l'émission spontanée) et qui s'élève à 120nA ; ce photo-courant est proportionnel à l'injection électrique sur la première VCSEL ce qui permettra à connaître indirectement la puissance émise.



figure 2.13 : Détection latérale de l'émissionl grâce au VCSEL voisin.

Pour expliquer leur résultat ils ont mesuré cette émission à l'aide d'une fibre optique reliée à un analyseur de spectre.

Pour un courant  $\leq$  courant de seuil : Les spectres sont larges de l'ordre de quelque dizaine de nanomètre qui décrit l'évolution de l'émission spontanée.

Pour un courant  $\geq$  courant de seuil (l'apparition de l'effet d'émission stimulé) : Apparition d'un pic centré autour de la longueur d'onde d'émission des puits quantiques. Comme montre la figure 2.14.



figure 2.14 : spectres de mesures optique de l'émission latérale par le mésa [7]

Cet effet d'avoir une propagation latérale de la lumière est due à la région au-dessous du diaphragme d'oxyde où une partie de la lumière sera guidée latéralement vers les bords de la mesa. Pour augmenter la détection Choquette et al [8] ont réalisé une VCSEL annulaire polarisé en inverse qui jouera le rôle d'un détecteur autour d'un autre VCSEL émetteur avec une distance de 30µm. figure 2.15

Le niveau du signal détecté reste trop faible de quelque dizaine de microampère pour être utiliser à commander l'émission de la VCSEL.

Un effet indésirable pour cette structure est la température ; Où la VCSEL sera entourée par le photo-détecteur. La chaleur confinée dans l'espace qui les sépare va diminue la performance de la structure en émission et en réception.



figure 2.15 : structure VCSEL au milieu d'un détecteur annulaire

La faible détection de la lumière émis par le VCSEL latéralement au niveau du photo-détecteur annulaire est liée au deux phénomène de *diffraction* au niveau de la première interface *cavité-air* et la *réflexion* au niveau de l'interface *air-cavité*.

Pour éliminer ces effets d'autres travaux [10] ont proposé de conserver la cavité et de l'utiliser comme un guide d'onde comme montre la figure 2.16



figure 2.16 : Guidage par la cavité pour détection avec une VCSEL

Dans ce cas Nous s'intéressons au mode guidé latéralement qui se crée en dessous du diaphragme d'oxyde engendré par l'émission spontanée avant d'avoir l'effet laser.

La lumière propagé horizontalement qui provient de la cavité était transmet par une fibre monomode à un analyseur de spectre.



Les spectres mesurés sont représentés sur la figure (2.17)

figure 2.17: spectres mesuré sur la face clivée sous injéction croisante [4]

Nous pouvons remarquer dans les spectres tracés que :

- Tous les spectres sont large quelle que soit la valeur du courant injecté.
- Absence d'un pic à la fréquence résonante du laser.
- Sous la croissance du courant le pic s'étend de plus en plus loin vers le rouge.

Le faite que les deux structure sont adjacente et la cavité était conservé entre les deux structure, les deux structures sont rendu non isolées électriquement provoque une circulation d'un courant de parasite circulant entre les deux structures.

# 7. Conclusion de la 2eme partie :

Sur cette deuxième partie nous avons parlé de la photo-détection en commençant par un petit rappel théorique de la photodiode en citant ces principales caractéristiques puis nous avons donné l'importance qui rapporte la cavité à la détection.

Après nous avons déterminé les différentes configurations possible pour la détection à base d'une VCSEL, En citant au début le composant dual qui assure l'émission et la détection simultanément, puis un aperçu sur les différentes structures proposées pour la détection de la lumière émise par une structure VCSEL par la tranche.

A la fin nous avons étudié la configuration d'une structure à deux VCSEL ou l'une joue le rôle d'émetteur et l'autre de récepteur et la cavité joue le rôle d'un guide d'onde entre les deux VCSEL. La quantité de lumière qui se propage en direction latérale reste faible, par conséquent la lumière détectée n'évolue pas comme celle émise par la surface, et sa valeur reste en dessous des pertes d'absorption.

Cette deuxième partie de mon manuscrit nous montrent clairement du besoin de développement de ce composant en fonctionnement dual.

# 3 eme Partie Résultats de simulation

# 1. Introduction

La réalisation d'une structure RCE/VCSEL n'est pas aussi simple qu'elle peut paraître. Il faut acquérir plusieurs connaissances physiques ainsi qu'un savoir-faire technologique (étapes de croissances, méthodes utilisées..) pour atteindre des performances suffisantes.

En absence de moyen technologique pour réaliser une telle structure ou d'un logiciel destiné à l'étude des performances de ce genre de structure, mon travail s'est orienté vers le développement d'une méthode numérique de simulation.

La méthode choisie était la RCWA (Rigorous coupled-wave analysis) sous MATLAB qui a pour but l'étude de la performance de la structure VCSEL et pour d'autres structures différentes, pour calculer la réflectivité, l'émission et l'absorption, ainsi que la propagation des modes et les traces du champ électrique te magnétique.

Un logiciel de simulation permettre de jouer sur plusieurs paramètres physiques pour étudier l'influence de chacun d'eux sur le rendement du composant, et pour définir la structure.

L'idée du départ, c'était la proposition de d'autres solutions et d'autre structure adéquate suivie d'une simulation de chaque partie, l'influence des différents paramètres et le choix de matériaux sur la réflectivité des miroirs, le mode résonant, la puissance émise, le rendement...etc.

Je propose d'autre solution peuvent être envisageable, mais rien ni confirmer car se sont que des propositions et peut être sont étudier dans des laboratoires :

- L'utilisation de structure MEMS (Microsystème électromécanique) ou le miroir supérieur sera portée sur une membrane et selon la polarisation la membrane bouge et change la distance séparant le miroir et augmente ou diminue l'épaisseur effective de la zone active. Cette solution semble plus adapter à une VCSEL qui émet à différent mode ou pour remplacer un VECSEL.
- L'utilisation d'un réseau à la place du miroir supérieur : un miroir Sub-longueur d'onde...etc.

- L'utilisation d'une couche de polymère qui joue le rôle d'un switch photonique. la polarisation des polymères change leurs orientations qui permettent le passage ou non de la lumière dans certaine direction. Cette solution est difficile technologiquement car les bâti de croissance actuel des VCSEL ne permet pas de déposer les polymères seulement si nous retournant à l'utilisation du CBE (Chemical Beam Epitaxy) ...etc.

Malheureusement, durant mon magister je ne pouvais pas réaliser ce que j'ai voulu faire, donc j'ai démarré d'un petit programme existant sous MATLAB et j'ai développé plusieurs autres algorithmes pour ajouter d'autres fonctionnalités, étude de structure en 3D, carte de champs, résonance des modes transverses. Ce programme peut être adapté à d'autres structures.

Développement d'un programme de zéro, demande la bonne maitrise du logiciel, des maths et de la physique pour savoir ce que nous cherchons et ce qui est possible à optimiser avec cette méthode. Il faut créer une bibliothèque d'algorithme d'optimisation, pour chaque partie et une base de données comporte les différents paramètres de matériaux utilisés...etc.

Pour ces raisons, je n'ai pas réussi à finir ce que j'ai commencé et reste beaucoup de chose à faire pour avoir une version totale et la porte est ouverte pour le développement.

Le programme actuel trace une structure, mesure la transmission, la réflectivité et l'absorption ainsi trace les cartes de champs électrique et magnétique en 2D; et je suis en cours de développer l'étude des propagations des modes dans la structure (des bugs reste à résoudre).

# 2. Méthode de simulation :

# 2.1 Description de la méthode :

La méthode utilisée pour simuler les différentes structures est la RCWA (Rigourous Coupled Wave Analysis),

La RCWA, est une méthode numérique permettant de modéliser la propagation d'une onde plane à travers un réseau périodique. La transmission, la réflexion et l'absorption éventuellement du réseau en sont déduites. Pour cela, la méthode est basée sur la résolution des équations de Maxwell sans recourir à des approximations. La méthode consiste à utiliser les propriétés de périodicités du réseau. En effet, nous pouvons décrire une période du réseau selon l'axe de périodicité par une série de Fourier- le même type d'expression pour les champs électriques et magnétiques à l'intérieur du réseau-, Nous utilisons aussi la base de Fourier pour décomposer la permittivité, et la perméabilité.

Des réseaux complexes peuvent être décrits une superposition de films chacun étant associés à une distribution périodique donnée. En appliquant des conditions de continuités aux interfaces de chaque film, Nous pouvons en déduire l'évolution des champs à travers ces différentes couches.

Ainsi la solution exacte de ce problème est donnée si nous considérons un nombre infini d'harmoniques dans les séries de Fourier.

Dans le calcul numérique nous prenons en compte qu'un nombre fini d'harmoniques (Plus nous utilisons d'harmoniques plus le résultat s'approche de la solution exacte).

La méthode nous permettre de déterminer le comportement de la structure en réflexion, transmission et l'absorption.

# 2.2 Equation de propagation et résolution dans l'espace de Fourier :

Considérant une onde électromagnétique évoluant dans milieu à deux dimension linéaire, diélectrique, sans charge ni courant, nous considérant aussi que les matériaux peuvent être anisotropes en introduisant les tenseur de permittivité relative [ $\varepsilon_r$ ] et de perméabilité magnétique relative [ $\mu_r$ ] définis par :

$$[\varepsilon_r] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{rx} & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon_{ry} & 0\\ 0 & 0 & \varepsilon_{rz} \end{bmatrix} et [\mu_r] = \begin{bmatrix} \mu_{rx} & 0 & 0\\ 0 & \mu_{ry} & 0\\ 0 & 0 & \mu_{rz} \end{bmatrix}$$
(3.1)

Les équations de maxwell des champs :

$$\begin{cases} \nabla \Lambda \vec{E} = -\frac{\delta \mu_0 [\mu_r] \vec{H}}{\delta t} \\ \nabla \Lambda \vec{H} = \frac{\delta \varepsilon_0 [\mu \varepsilon_r] \vec{E}}{\delta t} \\ \nabla . \left( \varepsilon_0 [\varepsilon_r] \vec{E} \right) = 0 \\ \nabla . \left( \mu_0 [\mu_r] \vec{H} \right) = 0 \end{cases}$$
(3.2)

La structure étant invariante dans la direction *y*; La solution harmonique temporelle et spatiales :

$$\vec{E}(x,z,t) = \vec{E}(x).e^{j(\omega t - \beta z)}$$
(3.3.a)

$$\vec{H}(x,z,t) = \vec{H}(x). e^{j(\omega t - \beta z)}$$
(3.3.b)

En injectant ces relations dans les équations de Maxwell nous obtenons :

a) En mode polarisation TE :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{y}}{\partial x} = -j\omega\mu_{0}\mu_{rz}H_{z} \\ j\beta E_{y} = -j\omega\mu_{0}\mu_{rx}H_{x} \\ -j\beta H_{x} - \frac{\partial H_{z}}{\partial x} = j\omega\varepsilon_{0}\varepsilon_{ry}E_{y} \end{cases}$$
(3.4)

b) En mode polarisation TM :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{rz}E_z\\ j\beta H_y = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{rx}E_x\\ -j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0\mu_{ry}H_y \end{cases}$$
(3.5)

La combinaison des équations des deux systèmes donne l'équation d'Helmholtz pour les deux polarisations :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{\mu_{rz}} \cdot \frac{\partial E_y}{\partial x} \right] + \left( k_0^2 \varepsilon_{ry} - \frac{\beta^2}{\mu_{rx}} \right) E_y = 0$$
(3.6)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \frac{1}{\varepsilon_{rz}} \cdot \frac{\partial H_y}{\partial x} \right] + \left( k_0^2 \mu_{ry} - \frac{\beta^2}{\varepsilon_{rx}} \right) H_x = 0$$
(3.7)



Figure 3.1 : periodisation de la structure

Nous devrons périodiser la structure à l'infini de manière à pouvoir décomposer les paramètres en série de Fourier, et nous résolvons après l'équation d'Helmholtz en utilisant la base de Fourier.

Nous décomposons les composantes en série de Fourier :

En mode TE :

$$\frac{1}{\mu_{rx}} = \sum_{p} M_{p}^{x} e^{jp\frac{2\pi}{\Lambda}y}$$

$$\frac{1}{\mu_{rz}} = \sum_{m} M_{m}^{z} e^{jm\frac{2\pi}{\Lambda}y} \qquad (3.8.a)$$

$$\varepsilon_{ry} = \sum_{l} C_{l}^{y} e^{jl\frac{2\pi}{\Lambda}y}$$

$$E_{y} = \sum_{n} U_{n} e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y}$$

En mode TM :

$$\frac{1}{\varepsilon_{rx}} = \sum_{p} C_{p}^{x} e^{jp\frac{2\pi}{\Lambda}y}$$
$$\frac{1}{\varepsilon_{rz}} = \sum_{m} C_{m}^{z} e^{jm\frac{2\pi}{\Lambda}y}$$
(3.8. b)

$$\mu_{ry} = \sum_{l} M_{l}^{y} e^{jl\frac{2\pi}{\Lambda}y}$$
$$H_{y} = \sum_{n} U_{n} e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y}$$

Nous pouvons résoudre l'équation d'Helmholtz en TE ou en TM, donc pour le cas TE nous réinjectons les séries de (3.8.a) dans l'équation de propagation (3.6):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \sum_{m} M_{m}^{z} e^{jm\frac{2\pi}{\Lambda}y} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left( \sum_{n} U_{n} e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y} \right) \right] + \left( k_{0}^{2} \sum_{l} C_{l}^{y} e^{jl\frac{2\pi}{\Lambda}y} - \beta^{2} \sum_{p} M_{p}^{x} e^{jp\frac{2\pi}{\Lambda}y} \right) \sum_{n} U_{n} e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \sum_{m} M_{m}^{z} e^{jm\frac{2\pi}{\Lambda}y} \cdot jn\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \sum_{n} U_{n} e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y} \right] + \left( k_{0}^{2} \sum_{l} C_{l}^{y} e^{jl\frac{2\pi}{\Lambda}y} \sum_{n} U_{n} e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y} - \beta^{2} \sum_{p} M_{p}^{x} e^{jp\frac{2\pi}{\Lambda}y} \sum_{n} U_{n} e^{jn\frac{2\pi}{\Lambda}y} \right) = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \sum_{m} \cdot \sum_{n} M_{m}^{z} U_{n} jn\frac{2\pi}{\Lambda} e^{j(n+m)\frac{2\pi}{\Lambda}y} + k_{0}^{2} \sum_{l} \cdot \sum_{n} C_{l}^{y} U_{n} e^{j(l+n)\frac{2\pi}{\Lambda}y} - \beta^{2} \sum_{p} \cdot \sum_{n} M_{p}^{x} U_{n} e^{j(p+n)\frac{2\pi}{\Lambda}y} = 0$$

$$-\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^{2}\sum_{m}\sum_{n}M_{m}^{z}U_{n}n(n+m)e^{j(n+m)\frac{2\pi}{\Lambda}y} + k_{0}^{2}\sum_{l}\sum_{n}C_{l}^{y}U_{n}e^{j(l+n)\frac{2\pi}{\Lambda}y} - \beta^{2}\sum_{p}\sum_{n}M_{p}^{x}U_{n}e^{j(p+n)\frac{2\pi}{\Lambda}y} = 0$$

Pour avoir une propagation, nous admettons que les sommes n + p = n + m = n + l = q

$$-\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 \sum_q \sum_n M_{q-n}^z U_n \, nq e^{jq\frac{2\pi}{\Lambda}y} + k_0^2 \sum_q \sum_n C_{q-n}^y U_n e^{jq\frac{2\pi}{\Lambda}y} - \beta^2 \sum_q \sum_n M_{q-n}^x U_n e^{jq\frac{2\pi}{\Lambda}y} = 0$$

Les  $e^{jq\frac{2\pi}{\Lambda}z}$  forme une base hilbertienne, ainsi les coefficients placés devants les exponentielle doivent être égaux quel que soit q.

$$-\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^{2}\sum_{n}M_{q-n}^{z}U_{n}\,nq+k_{0}^{2}\sum_{n}C_{q-n}^{y}U_{n}-\beta^{2}\sum_{n}M_{q-n}^{x}U_{n}=0$$

posant  $\beta = k_0 n_{eff}$ :

$$-\left(\frac{2\pi}{\Lambda k_0}\right)^2 \sum_n M_{q-n}^z U_n \, nq + \sum_n C_{q-n}^y U_n - n_{eff}^2 \sum_n M_{q-n}^x U_n = 0 \tag{3.9}$$

En mode TM :

Même calcule en réinjectant les séries de (3.8.b) dans l'équation de propagation (3.7) nous aurons :

$$-\left(\frac{2\pi}{\Lambda k_0}\right)^2 \sum_n C_{q-n}^z U_n \, nq + \sum_n M_{q-n}^y U_n - n_{eff}^2 \sum_n C_{q-n}^x U_n = 0 \tag{3.10}$$

C'est un système d'équation linéaire que nous pouvons le mettre sous forme matricielle, en se servant de la matrice de Toeplitz.

#### Définition de la matrice de Toeplitz [T]:

Une matrice de Toeplitz ou matrice à diagonales constantes est une matrice dont les coefficients sur une diagonale descendant de gauche à droite sont les mêmes.

Un élément situé à l'intersection des lignes « i » et colonne « j » de T est noté $T_{i,j}$ , alors nous avons :

$$T(i,j) = T_{i-j}.$$

Où : « i » indice de la ligne et « j » indice de la colonne.

Par exemple, la matrice suivante est une matrice de Toeplitz :

$$T = \begin{bmatrix} T_0 & T_{-1} & T_{-2}T_{-3} & T_{-4} & T_{-5} \\ T_1 & T_0 & T_{-1}T_{-2} & T_{-3} & T_{-4} \\ T_2 & T_1 & T_0 & T_{-1} & T_{-2} & T_{-3} \\ T_3 & T_2 & T_1 & T_0 & T_{-1} & T_{-2} \\ T_4 & T_3 & T_2 & T_1 & T_0 & T_{-1} \\ T_5 & T_4 & T_3 & T_2 & T_1 & T_0 \end{bmatrix}$$
(3.11)

Pour la simulation nous prenons un nombre fini d'harmoniques pour résoudre ce système, en faisant varié les indices des coefficients de Fourier n et q de –N à N qui mène a utilisé les harmonique de [-2N ; 2N] pour décrire la perméabilité et la permittivité.

- En posant les matrice de Toeplitz associées au 
$$\frac{1}{\mu_{rx}}$$
,  $\frac{1}{\mu_{rz}}$  et  $\mathcal{E}_{ry}$  :

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{\mu_{rx}} \end{bmatrix}$$
,  $\begin{bmatrix} \frac{1}{\mu_{rz}} \end{bmatrix}$  et  $\llbracket \varepsilon_{ry} \rrbracket$ 

RCE/VCSEL

En introduisant K, matrice diagonale où l'élément à la position (n, n) vaut

$$(n-1-N)\frac{2\pi}{\Lambda k_0}$$

En notant  $\overline{U}$  le vecteur associé à $U_n$ .

Le système d'équation se réécrit :

$$-K\left[\!\left[\frac{1}{\mu_{rx}}\right]\!\right] \cdot K\overline{U} + \left[\!\left[\varepsilon_{ry}\right]\!\right]\overline{U} - n_{eff}^2\left[\!\left[\frac{1}{\mu_{rz}}\right]\!\right]\overline{U} = 0$$
(3.12)

Ou encore :

$$\left[\!\left[\frac{1}{\mu_{rz}}\right]\!\right]^{-1} \left( K \left[\!\left[\frac{1}{\mu_{rx}}\right]\!\right] K - \left[\!\left[\varepsilon_{ry}\right]\!\right] \right) \overline{U} = -n_{eff}^2 \overline{U}$$
(3.13)

- En posant maintenant toute la quantité  $\left[\frac{1}{\mu_{rz}}\right]^{-1} \left(K\left[\frac{1}{\mu_{rx}}\right]K - \left[\varepsilon_{ry}\right]\right) = A_{TE}$ Nous obtenons :

$$A_{TE}\overline{U} = -n_{eff}^2\overline{U} \tag{3.14}$$

Pour le mode TM le système d'équation s'écrit :

$$\left[\!\left[\frac{1}{\varepsilon_{rz}}\right]\!\right]^{-1} \left( K \left[\!\left[\frac{1}{\varepsilon_{rx}}\right]\!\right] K - \left[\!\left[\mu_{ry}\right]\!\right] \right) \overline{U} = -n_{eff}^2 \overline{U}$$
(3.15)

De même :

$$A_{TM}\overline{U} = -n_{eff}^2\overline{U} \tag{3.16}$$

Finalement les coefficients de Fourier  $U_n$  définissent les vecteurs propres de la matrice A, et les valeurs propres de cette matrice définissent les indices effectifs de chaque mode guidé, rayonné ou évanescent.

Dans les deux polarisations TM ou TE la matrice A est instable c'est pour cela nous choisissons un nombre très important d'harmonique afin de converger vers un résultat correcte. Dans le cas de la simulation du miroir puisque elle présente un diamètre de mésa de l'ordre de micromètre, nous pouvons se limité à un nombre très réduit d'harmoniques car le résultat converge rapidement. Pour un système périodique à saut d'indice nous avons une discontinuité des composantes normales des champs et de la fonction  $\left[\!\left[\frac{1}{\varepsilon_{rz}}\right]\!\right]$  (mode TE) et  $\left[\!\left[\frac{1}{\mu_{rz}}\right]\!\right]$  (mode TE) pour cela nous remplacerons $\left[\!\left[\frac{1}{\varepsilon_{rz}}\right]\!\right]$  par  $\left[\!\left[\varepsilon_{rz}\right]\!\right]^{-1}$  et  $\left[\!\left[\frac{1}{\mu_{rz}}\right]\!\right]$  par  $\left[\!\left[\mu_{rz}\right]\!\right]^{-1}$  pour éviter les problèmes de convergence.et ainsi la matrice A pour les deux modes de propagation devient :

$$A_{TE} = \left[ \left[ \frac{1}{\mu_{rz}} \right] \right]^{-1} \left( K \left[ \left[ \mu_{rz} \right] \right]^{-1} K - \left[ \left[ \varepsilon_{ry} \right] \right] \right)$$
(3.17)

$$A_{TM} = \left[\!\left[\frac{1}{\varepsilon_{rz}}\right]\!\right]^{-1} \left(K[\!\left[\varepsilon_{rz}\right]\!\right]^{-1}K - \left[\!\left[\mu_{ry}\right]\!\right]\right) \quad (3.18)$$

La résolution fait apparaitre trois types de modes :

- 1- Mode guidé :  $n_{couche \ qui \ entour} < n_{eff} < n_{coeur}$
- 2- Mode rayonnés : $n_{eff} < n_{couche \ qui \ entour} < n_{coeur}$
- 3- Mode évanescent :  $n_{eff} = imaginaire pure$

#### 2.3 Définition de la structure pour la RCWA :

Avant de lancer la simulation nous devons définir la structure étudiée puis nous la décomposons en sections et en zones.

Echontillonage de chaque zone							
n1	n2	n3	n4	n1		e_section1	
n1	n5	n6	n7	n1		e_section2	
n1	n8	n9	n10	n1		e_section3	
 ← → h_zone1	←→ h_zone2	←→ h_zone3	←→ h_zone4	←→ h_zone5			

Figure 3.2 : représentation de la Structure pour la simulation.

Chaque intersection entre une zone et une section définit une région qui a sa propre épaisseur, sa propre hauteur et son propre indice de réfraction.

# 3. Définition de la structure de la RCE/VCSEL:

Mon idée du départ repose sur l'intégration de deux couches de polymère au cours de la croissance du miroir supérieur de Bragg en utilisant un dépôt en CVD, sur chaque couche nous déposons le polymère avec deux orientations différentes (rotation de 90°) en changeant la polarisation électrique en favorise soit l'émission ou la réception ce que j'appelle une structure Switch. Voir figure ci-dessous.



Figure 3.3. Configuration 1 du miroir de Bragg pour un fonctionnement dual.

En faisant la croissance, nous déposons le polymère au centre de tel façon en polarisant la couche avec une certaine tension les molécules au centre vont avoir une orientation perpendiculaire et ceux autour une orientation opposé à 90°. Et vice versa avec cela en passe d'une structure Mésa pour l'émission à une structure inversé avec une surface plus grande pour la photodiode (le changement de la polarisation change l'orientation des molécules).

ma non maitrise des polymères et l'absence de moyen d'essaie de dépôt nous limite à faire des simulations des miroirs de Bragg sans l'ajout d'une couche ou deux de polymère.( Si l'idée est réalisable la simulation nous montre à quel niveau nous mettons la couche, et s'il faut deux couches de polymère ou juste une seul...etc.) Je donne aussi l'évolution des champs TE et TM dans le miroir en traçant la carte du champ TE et TM pour le miroir simple (la partie fonctionnel dans mon programme).



Figure 3.4 : Configuration 2 pour un composant dual émetteur / détecteur.

Les recherches sont bien concentrées sur les VCSELs qui émettent dans l'infrarouge, qui sont utilisé pour la spectroscopie de gaz (le choix de la longueur d'onde est choisi par le gaz détecté) et les réseaux de communication. La petite simulation faite est pour un VCSEL qui émet à 1,55 µm sur un substrat InP (certaine structure utilise des substrats GaAs).

#### 3.1 Le miroir de Bragg :

Le programme de simulation permet d'utiliser deux polarisation de lumière TE et TM. Les matériaux utilisés pour les différentes couches devront avoir un accord de mail avec l'InP et favorise l'émission à 1,55  $\mu$ m, chaque défaut cristallin (dislocation ou vide...) provoquera plusieurs pertes optiques ainsi la résonance d'un mode fondamental.

Le nombre de couches devra assurer un seuil minimum pour assurer l'effet laser et une réflectivité supérieur à 99,9%.

Le choix de la combinaison des deux matériaux est celui présente un bon accord de mail et un grand écart d'indice. Par exemple l'utilisation d'alternance de couches de type  $(Al_{0,55}Ga_{0,02}In_{0,53}As /Al_{0,91}Ga_{0,37}In_{0,54}As)$ . Ces couches présentent un écart d'indice de 0,247 qui est faible et oblige l'utilisation d'un nombre élevé de couches pour pouvoir atteindre une réflectivité supérieur à 99,5%.

Les épaisseurs de ces couches doivent être d'une épaisseur égale à  $\lambda/4n$ .

Pour la couche  $Al_{0,91}Ga_{0,37}In_{0,54}As$ , l'épaisseur est :

$$d = \frac{\lambda}{4n} = \frac{1550}{4x3,511} = 110,36 \, nm$$

Le nombre de périodes peut être définit analytiquement avec l'équation suivant :

$$R = \left(\frac{n_s - n_{ext} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}{n_s + n_{ext} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}\right)^2 (3.19)$$

 $n_L(1,55\mu m) = 3.264$   $n_H(1,55\mu m) = 3.500$ Le rapport des indices est  $\frac{n_L}{n_H} = 0,932$   $n_{ext} = 1 \text{ pour l'air}$ 

La réflectivité pour 36 périodes est :

$$R = \left(\frac{3,17 - 1(0.932)^{2x36}}{3.17 + 1(0.932)^{2x36}}\right)^2 = 0,9921$$

Les valeurs des indices et la valeur de l'épaisseur et la valeur de N pour atteint une réflectivité supérieur à 99% sur le tableau 3.1

	Л	<i>latériaux</i>	Nbr de paires	n (1,55µm)	d (nm)
Miroir	bas indice	$Al_{0,55}Ga_{0,02}In_{0,53}As$	36	3,264	118 nm
inférieur	Haut indice	Al <sub>0,91</sub> Ga <sub>0,37</sub> In <sub>0,54</sub> As	36	3,511	110nm

Tableau 3.1 : proprièétes des matériaux constituant le miroir de Bragg.

#### 3.2 La zone active :

Comme pour les miroirs de Bragg, le choix des matériaux constituant les puits quantiques est choisi :

- Leur énergie de gap, pour avoir une émission à 1,55 μm.
- Un bon accord de mail avec le substrat et les couches intermédiaires dans notre cas InP.

Généralement, est La cavité dans un VCSEL est constituée par un nombre de puits qui varie entre 4 à 9 puits, suivant le type d'utilisation de la VCSEL et la puissance d'émission.



 $Figure \ 3.5: Système \ {\tt a} \ multi-puits \ quantique \ .$ 

La figure 3.5, explique la limitation physique du nombre de puits utilisés pour une structure à multi puits, si le nombre de puits sera élevé les porteurs seront loin dans les deux extrémités, cela diminue le taux de recombinaison dans les deux cas de fonctionnement du composant.

C'est une des raisons ou les choix sont toujours autour de 8 ou 9 puits afin d'augmenter le nombre de porteur confinés et de compenser la réflectivité du miroir supérieur, car dans le cas d'un RCE/VCSEL, la gravure de quelques couches diminuer sa réflectivité pour pouvoir capté du signal en cas de réflexion.

L'épaisseur de la zone des puits quantiques pour assurer un gain maximal est définie par des conditions à la fois physique et technologique (les limites de croissance) :

-Avoir un bon confinement électronique.

-La largeur des puits « L » et la largeur de la barrière « s ».

-La différence d'énergie (le gap) entre les deux bandes  $\Delta Ec$  et  $\Delta Ev$ .

-Contrainte de croissance.



figure 3.6 : schéma d'unpuits quantique.

La valeur du gap est donnée par la relation linéaire suivante [23]:

$$Eg (In_{1-x}Ga_{x}As_{y}P_{1-y}) = x. y E_{g}(GaAs) + y(1-x)E_{g}(InAs) +x(1-y)E_{g}(GaP) + (1-x)(1-y)E_{g}(InP) -x(1-x)y C_{InGaAs} - x(1-x)(1-y)C_{InGaP} -(1-x)y(1-y)C_{InAsP} - xy(1-y)C_{GaAsP}$$
(3.20)

 $C_{InGaAs}$ : représente le paramètre de band – bowing pour leternaire InGaAs.

	Mate	Nbr	n (1,55µm)	d (nm)	
	Couche intermédiaire	InP (dopé p)	1	3,17	A déterminer
	Barrière (0,6%)	InGaAlAs	1	3,45	8nm
Zone	Puits (1,4%)	InGaAlAs	9	3,45	8nm
Active	Barrière (0,6%)	InGaAlAs	9	3,45	8nm
	Couche	InP (dopé n)	1	3,17	A déterminer
	intermédiaire				

Tableau 3.2 : proprièétes des matériaux constituant la zone active[9].

L'épaisseur des deux couches intermédiaires de part et d'autre des puits est déterminée suite à l'étude du profile du champ :

- Les puits doivent être situés dans un maximum de champ.
- L'épaisseur de la zone active doit être aussi un multiple de la langueur d'onde.  $((\frac{1}{2} \lambda, \frac{3}{2} \lambda, \dots)).$

Une partie du programme reste en court de développement.

#### 3.3 La jonction tunnel:

La jonction tunnel assure le passage de courant vers la zone active, même critère de choix pour les matériaux, le matériau utilisé pour ces couches à haut niveau de dopage est InGaAsP à un gap 1,4µm.

Le tableau suivant indique un exemple des empilements d'une jonction tunnel.

Couche	<i>Type de dopage</i>	Niveau de dopage (atm/cm <sup>3</sup> )	Epaisseur
InGaAsP (1,4µm)	<i>n</i> <sup>+</sup>	1.10 <sup>18</sup>	20 <i>nm</i>
InGaAsP (1,4µm)	<i>n</i> ++	$Max \sim 3.10^{18}$	10 <i>nm</i>
InGaAsP (1,4µm)	<i>p</i> ++	$Max \sim 2.10^{18}$	20 <i>nm</i>
InGaAsP (1,4µm)	$p^+$	1,2.10 <sup>18</sup>	20 <i>nm</i>
InGaAsP (1,4µm)	p	1.10 <sup>18</sup>	5 <i>nm</i>

Tableau 3.3 : Détails des couches de jonctions tunnel utilisées dans la structure

# 4. optimisation du miroir de Bragg supérieur :

Les aspects du fonctionnement que nous voulons étudier montrent l'importance du miroir supérieur à celle global, notamment en termes de fonctionnement du composant en émission et en réception.

Le choix des matériaux utilisés pour la réalisation d'un miroir de Bragg et lié à la longueur d'onde. La différence entre la structure VCSEL et une structure RC Photodiode, repose sur là réflectivité du miroir supérieur. Pour un VCSEL, la réflectivité soit supérieur à 99,9% pour avoir un bon fonctionnement par contre pour une photodiode nous devons avoir une réflectivité plus petite pour permettre le passage de la lumière à l'intérieur de la cavité. Cela ouvre un axe de recherche pour avoir un seul miroir qui présente une bonne performance pour un fonctionnement dual (la possibilité d'utiliser des polymères ou un réseau de diffraction sub-longueur d'onde que nous sommes en train de voir son comportement).

Les miroirs de Bragg utilisés présentent une alternance de matériaux qui assurent un bon accord de mail avec un écart d'indice élevé et leur épaisseurs sont de l'ordre de  $\lambda/4n$ . Si par exemple, on utilise la paire de matériaux $Al_{0,55}Ga_{0,02}In_{0,53}As/Al_{0,91}Ga_{0,37}In_{0,54}As$ ) qui présente un écart d'indice de 0,247 nous allons utiliser un nombre élevé de périodes.

#### 4.1 Influence du nombre de périodes sur le pouvoir réflecteur :

La relation analytique qui définit la relation entre le rapport d'indice et la Réflectivité est donnée par l'équation (1.9) [9]:

$$R = \left(\frac{n_s - n_{ext} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}{n_s + n_{ext} \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2N}}\right)^2 (3.21)$$

Les deux paramètres que nous pouvons varier pour avoir une réflectivité qui tend vers 1, sont le rapport d'indice et le nombre de couches.

Donc pour une grande réflectivité soit nous augmentons le nombre de périodes soit nous trouvons n'apport des indices  $\frac{n_L}{n_H}$  faible.



Figure 3.7 : courbereprésentantlavaleurthéoriquedelaréfléctivité enfonctiondurapportd'indice (0,7 ~1,0)  $pourn_{ext} = 1$ ;  $n_s = n_{InP}$ 

En étudiant l'allure de la réflectivité en fonction du rapport d'indice nous remarquons clairement l'avantage apporté quand le rapport d'indice est faible. Nous constatons aussi que dès que le nombre de pairs est grand nous atteignons très vite une réflectivité haute que 99,99%.

#### 4.2 L'influence du changement de l'épaisseur des couches pour une période constante :

Pour le même système d'un empilement unidimensionnel périodique de deux matériaux soumis à une onde plane en incidence normale cas de la réception. La figure (3.2) présente la valeur de la réflectivité en fonction de l'épaisseur de la couche à faible indice. Période = épaisseur matériau à bas indice + épaisseur matériau à haut indice



Figure 3.8 : la réflectivité en fonction du changement de l'épaisseur de la couche à faible indice de 0 à l'unite 1( la période )

Les courbent montrent que la réflexion est maximale (83%) lorsque les épaisseurs respectives des deux couches égales à  $\frac{\lambda}{4n_{L,H}}$ .

Nous s'éloignons de cette valeur la réflectivité diminue.

#### 4.3 Pouvoir réflecteur du miroir supérieur :

Nous allons étudier la réflexion du miroir de Bragg supérieur utilisé pour une structure RCE/VCSEL. Dans le tracé du spectre du pouvoir réflecteur du miroir nous allons tenant compte de la dispersion de l'indice de réfraction.

Pour un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couche AlGaInAs sur un substrat d'InP.

Les valeurs de dispersion sont obtenu du site : « http://luxpop.com/ »

Longueur d'onde	Substrat	Couche bas indice	Couche haut indice
-	InP	$Al_{0.45}Ga_{0.02}In_{0.53}As$	Al <sub>0.10</sub> Ga <sub>0.37</sub> In <sub>0.53</sub> As
1300	<i>3.195</i>	3.312	3.658*
1325	3.189	3.306	3.658*
1350	3.184	3.299	3.658*
1375	3.179	3.294	3.658
1400	3.174	3.289	3.605
1425	3.169	3.284	3.574
1450	3.164	3.279	3.552
1475	3.159	3.275	3.535
1500	3.155	3.271	3.522
1525	3.151	3.267	3.510
1550	3.146	3.264	3.500
1575	3.145	3.260	3.491
1600	3.144	3.257	3.483
1625	3.143	3.255	3.476
1650	3.142	3.252	3.470
1675	3.140	3.249	3.465
1700	3.139	3.252	3.470
1725	3.138	3.244	3.455
1750	3.137	3.242	3.451

*Tableau3.1 : Dispersion d'indice des différentes couches \* : valeur non disponible* 



Figure 3.9: Dispersion des indices de réfraction des couches constituant le miroir de Bragg en rouge Al<sub>0.10</sub>Ga<sub>0.37</sub>In<sub>0.53</sub>Aset en bleu Al<sub>0.45</sub>Ga<sub>0.02</sub>In<sub>0.53</sub>As.

De notre travail, nous simulons le miroir de Bragg dans les deux cas de fonctionnement l'émission et la réception.

La mesure du pouvoir réflecteur est effectuée avec un programme exécuté sous MATLAB qui peut mesurer la transmission et la réflexion pour n'importe quelle structure que nous pouvons la mettre sous forme de section et de zone.

#### 1- Cas d'émission :

On s'intéresse ici au cas d'un empilement unidimensionnel périodique de deux matériaux soumis à une onde plane en incidence normale (figure 3.4).

La structure étant unidimensionnelle, aucun phénomène de diffraction dans une direction parallèle à celle du faisceau incident n'intervient.

Les deux matériaux ont pour indice  $n_L$  et  $n_H$  et pour épaisseur  $d_1$  et  $d_2$  respectivement dans une période  $\Lambda$ .


Figure 3.10 :empilement unidimensionnel périodique de deux milieux d'indices  $n_L$  et  $n_H$  (AlGaInAs/InP) Pour 30 paires Al<sub>0.10</sub>Ga<sub>0.37</sub>In<sub>0.53</sub>As /Al<sub>0.45</sub>Ga<sub>0.02</sub>In<sub>0.53</sub>As.



Figure 3.11 : Pouvoir réflecteur en cas de transmission d'un miroir de Bragg constitué de 30 paires AlGaInAs/InP. 1er couche extérieur est de bas indice.



1er couche extérieur est de haut indice.

Les deux figures montrent la variation de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour un miroir comptant 30 périodes. Avec un contraste d'indice étant  $\approx 0,23$ .

Le pouvoir réflecteur élevé autour de 1,55µm ce qui donne un bon fonctionnement pour la VCSEL en émission.

Sur la courbe de transmission on remarque un pic à la longueur d'onde 1,55 $\mu$ m ce qui permettre une petite quantité de lumière qui sort du résonateur et on obtient une lumière émise. Le pouvoir réflecteur maximum pour ce miroir est 95,4%. On ne trouve pas une grande différence en changeant l'alternance entre  $n_L$  et  $n_H$ .

#### 2- cas de la réception :

Dans ce cas l'onde plane est soumise en incidence normal sur l'autre côté, pour simulé la réflectivité en réception.



Figure 3.12 : empilement unidimensionnel périodique de deux milieux d'indices  $n_L$  et  $n_H$  (AlGaInAs/InP)Pour 30 paires  $Al_{0.10}Ga_{0.37}In_{0.53}As$  / $Al_{0.45}Ga_{0.02}In_{0.53}As$ .





de Bragg constitué de 28 paires AlGaInAs/InP. 1er couche extérieur est de haut indice.



Figure 3.14 : Pouvoir réflecteur en cas de réception d'un miroir de Bragg constitué de 30 paires AlGaInAs/InP. 1er couche extérieur est de bas indice.

La deuxième courbe présente un cas plus intéressant où à la longueur d'onde 1,55µm la réflexion est 81% et la transmission est à 18%, et cela n'influe pas dans le cas de l'émission. Donc premier intérêt est de garder cette structure que la dernière couche soit de bas indice, et on essaye de réduire le nombre de périodes pour permettre un bon fonctionnement en réception, mais on sera limité du nombre pour assurer l'effet laser de résonnance en émission.

La diminution du nombre de périodes influe sur la puissance émise donc peut être que le composant sera utilisé juste dans des réseaux locaux de communication à petite distance.

#### 4.4 Relation entre la réflectivité et la longueur de la cavité :

La réflectivité nécessaire pour atteindre le seuil d'émission en fonction de la longueur de la cavité Fabry-Pérot de longueur « L » prise entre deux miroirs de réflectivités  $R_1$  et  $R_2$  est :

$$R_1 \cdot R_2 \cdot e^{2L\gamma} = 1 \tag{3.7}$$

 $\gamma$ : seuil d'émission(inclut les perte). est de 40 cm<sup>-1</sup>.



Figure 3.15 : Réflectivités nécessaires pour atteindre le seuil d'émission avec un gain modal en intensité de 40cm - 1.

La figure illustre la valeur de réflectivité nécessaire pour compenser l'absorption à l'intérieur de la cavité.

Donc si on veut minimiser le nombre de période il faut augmenter la langueur de la cavité Pour cela on choisit un nombre maximum de puits quantique pour assurer l'émission. On reste limité à 9 ou 10 puits quantique comme un maximum pour assurer la recombinaison de porteurs comme décrit avant.

### 4.5 Structure du RCE/VCSEL :

	Matériaux		Nbr de périodes	n (1,55µm)	d (nm)
Miroir	bas indice	$Al_{0,55}Ga_{0,02}In_{0,53}As$	28	3,264	118 nm
Supérieur	Haut indice	Al <sub>0,91</sub> Ga <sub>0,37</sub> In <sub>0,54</sub> As	28	3,511	110 <i>nm</i>
Jonction tunnel	$n^+$	InGaAsP (1,4µm)	1	-	20 <i>nm</i>
	<i>n</i> <sup>++</sup>	InGaAsP (1,4µm)	1	-	10 <i>nm</i>
	$p^{++}$	InGaAsP (1,4µm)	1	-	20 <i>nm</i>
	$p^+$	InGaAsP (1,4µm)	1	-	20 <i>nm</i>
	p	InGaAsP (1,4µm)	1	-	5nm
Zone Active	Couche intermédiaire	InP (dopé p)	1	3.146	400nm*
	Barrière (0,6%)	InGaAlAs	1	3,45	8 <i>nm</i>
	Puits (1,4%)	InGaAlAs	9	3,45	8 <i>nm</i>
	Barrière (0,6%)	InGaAlAs	9	3,45	8 <i>nm</i>
	Couche intermédiaire	InP (dopé p)	1	3.146	416nm*
Miroir Inférieur	bas indice	$Al_{0,55}Ga_{0,02}In_{0,53}As$	36	3,264	118 nm
	Haut indice	$Al_{0,91}Ga_{0,37}In_{0,54}As$	36	3,511	110 <i>nm</i>
Substrat	_	InP	1	3.146	_

Le tableau donne les paramètres de la structure proposé.

#### Tableau 3.4: Détails de la structure

\* : L'épaisseur des deux couche intermédiaire peuvent être déterminé en étudiant le champ à l'intérieur de la structure et cela est réalisé grâce à des programme destinée à ce genre de calcule comme la FDTD, ou si on peut améliorer le programme utilisé dans cette petite simulation pour déterminer tous les paramètres de la structure RCE/VCSEL.

Nous prenons comme approche l'épaisseur de la zone active égale à  $2\frac{\lambda}{n_s}$ 

$$2\frac{\lambda}{n_S} = 985 \ nm.$$
  
$$L = 985 - (8 + 9 * (8 + 8)) = 833 \ nm$$

De part et d'autre la même épaisseur donc sera 400 nm et 416 nm.

La figure (3.11) montre la réflexion et la transmission en fonction de la longueur d'onde de la structure proposée, soumit à une onde plane dans la direction z. La réflexion est minimale pour 1,55µm, cela est avantageux dans les deux cas de

fonctionnement de notre structure.



Figure 3.16 : Réflexion/transmission pourla structure porposée

La figure (3.12) montre, en haut la carte de champ magnétique Hy et en bas la carte du champ électrique Ex pour une polarisation TM.



Figure 3.17: carte de champ magnétique et électrique de la structure proposée

### Conclusion de la 3ème partie :

Dans cette partie nous avons proposé des solutions pour une structure à fonctionnement dual et nous avons consacré plus de temps à présenter la méthode RCWA utilisée que nous avons utiliser pour étudier le miroir de Bragg supérieur qui présente un grand intérêt pour une structure qui fonctionne en émission et en réception.

Malheureusement nous n'avons pas fini l'idée prévue au départ pour plusieurs contraintes pour trouver une petite approche d'optimisation de la structure. Cette méthode RCWA est très intéressante et nous aidera prochainement pour d'autres études.

# Conclusion générale :

Dans ce manuscrit, j'ai essayé d'atteindre un objectif pour comprendre l'une des thématiques principales de la recherche dans la Photonique, à savoir l'intégration d'une photodiode dans une structure VCSEL pompée électriquement.

Dans la première partie, j'ai étudié la VCSEL en mode émission puis, en deuxième partie, l'intégration de la photodiode en citant le principe de dualité qui se base sur l'alternance de la polarisation. Puis j'ai cité les différentes structures qui permettent le fonctionnement de la VCSEL en émission et en réception simultanément. La troisième partie était consacrée à l'étude d'une structure duale émettant à 1,55µm, suivi d'une simulation sous MATLAB du miroir de Bragg supérieur.

Il sera intéressant dans un travail futur de pouvoir continuer la simulation de plusieurs configurations et des autres constituants de la structure pour pouvoir exploiter les résultats de façon adéquate pour un fonctionnement dual.

La simulation du miroir montre que la réduction du nombre de périodes est intéressante pour assurer un bon fonctionnement à la réception, mais cela perturbe le fonctionnement en émission ; par conséquent, la réduction du nombre de couche est limitée par le seuil d'émission.

Il faut noter que la modification de la structure VCSEL influe sur la maitrise de l'injection électrique, ce qui demande un bon savoir-faire pour maitriser le compromis entre augmenter le dopage du miroir supérieur, afin d'améliorer la conductivité électrique, et limiter l'absorption des couches. Une autre solution est de trouver un moyen pour améliorer les conditions d'implantation ionique, ou de trouver d'autres matériaux pour les couches semi-conductrices. En effet, durant le dépôt, le changement de température du substrat peut influer sur la structure des matériaux, générant des transitions de phase ; ces nouvelles structures peuvent donner d'autres résultats.

Dans la littérature, nous trouvons beaucoup de réalisations avec des résultats prometteurs mais qui restent limitées d'un point de vue technologique. Si un jour nous pouvons intégrer des cristaux photoniques permettant de changer leurs propriétés en fonction de la polarisation, nous aurons de bons composants fiables en émission et en réception.

## Bibliographie :

# 1<sup>er</sup> partie :

[1] Thèse de doctorat:" Etude et mise au point des procédés technologiques pour la fabrication de VCSELs moyen infrarouge pompés électriquement à base de GaSb" par Arnaud Ducanchez.

[2] Livre Handbook of Optics, Volume 1: Fundamentals, Techniques, and Design, Optical Society of America.

[3] Livre de Integrated Optics: Theory and Technology Hunsperger, Robert G. Advanced Texts in Physics 6th ed., 2009

[4] thèse de doctorat « Puits et boîtes quantiques de GaN/AlN pour les applications en optoélectronique à  $\lambda \approx 1,55 \ \mu m$  »PAR Ana HELMAN

[5] thèse de doctorat « étude et réalisation de laser à cavité vertical à 1,55µm sur GaSb » par Guilhem ALMUNEAU

[6] Garbuzov D.Z., et al, "4 W quasi-continuous-wave output power from 2µm AlGaAsSb/GaInAsSb single-quantum-well broadened waveguide laser diodes", Appl. Phys. Lett.70, 2931 (1997).

[9] A. Bousseksou, et al "Wavelength Tunable InP-based EP--VECSEL operating at Room

Temperature and in CW at  $1.55\mu m$ , Electronics Letters vol. 40, no. 23, 11thNovember, 2004, p. 1490-1491.

[10] S. Adachi, "Model dielectric constants of Gap, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb," Phys. Rev. B Vol. 35, No. 14, 15 May, 1987, pp. 7454-7463,

[11] D. E. Aspnes and A. A. Studna, "Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV," Phys. rev. B Vol. 27, No. 2, pp.985-1009 (1983).

[12] D. T. F. Marple, "Refractive index of GaAs," J. Appl. Phys., Vol. 35, No. 4, April 1964, pp. 1241-1242.

[13] M. Guden and J. Piprek, "Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 micron wavelength," Modeling Simul Mater. Sci. Eng. vol 4, (1996) pp. 349-357,

[14] B. Jensen and A. Torabi, "Refractive index of quaternary In1-xGaxAsyP1-y lattice matched to InP,"J. Appl. Phys., Vol. 54, No. 6, June 1983, pp. 3623-3625.

[15] Brian R. Bennett, Richard A. Soref, "Carrier-induced change in refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP" IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 26, NO. I, JANUARY 1990.

[16] M. Beaudoin,a) A. J. G. DeVries, S. R. Johnson,b) H. Laman, and T. Tiedjec "Optical absorption edge of semi-insulating GaAs and InP at high temperatures", 1997 American Institute of Physics.

[17] J. L. Shen, C. Y. Chang, andW. C. Chou "Temperature dependence of the reflectivity in absorbing Bragg reflectors" 2001 Optical Society of America. codes: (310.6860)

[18] ZHAO Zhen-Bo, XU Chen, et al, "Effect of SiO2 Reflection Reducing Coating on the Vertical Cavity Surface Emitting Laser" Journal of Physics: ConferenceSeries 276 (2011) 012109

[19] Joachim Pipreka, Dubravko I. Babic, "Simulation and analysis of 1.55 mm double-fused vertical-cavity lasers", 1997American Institute of Physics. [S0021-8979(97)00207-7].

[20] Kensuke Ogawa, Yasuhiro Matsui, Taro Itatani, and Kiyoshi Ouchi, "Spectral characteristics of an InP/InGaAs distributed absorbing Bragg reflector", 1998 American Institute of Physics. [S0003-6951(98)04502-1]

[21] I. F. L. Dias, B. Nabet, A. Kohl, J. L. Benchimol, and J. C. Harmand, "Electrical and Optical Characteristics of n-Type-Doped Distributed Bragg Mirrors on InP", IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 10, NO. 6, JUNE 1998.

[22] R.E.Nahory, M.A.Pollack, W.DJohnston and R.L.Barns, "Band gap versus composition and démonstration of vegard's law for In1-xGaxAsyP1-y lattice matched to InP" Appl.Phys Lett,(1978)InAlAs optical proporties, refractive index,

[23] H.Abid, M.Rezki and H.Aourag Electronic Structure and Optical Properties of the Quaternary Alloys GaAlAsSb Mat.Sci.Eng. B 41 (1996) 314

[24] N. Nishiyama, Member, IEEE, C. Caneau, B. Hall, G. Guryanov, M. H. Hu, "Long-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers on InP With Lattice Matched AlGaInAs–InP DBR Grown by MOCVD" IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 11, NO. 5, SEPTEMBER/OCTOBER 2005

[25]T. P. Lee, Current Trends In Vertical Cavity Surface Emitting Laser, World Scientific, 1995.

[26] Livre: Carl W. Wilmsen, Henryk Temkin "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser : Design, Fabrication, Characterization, and Applications ", Cambridge Studies in modern optics.

[27] Mirin R., Ibbeston J., Nishi K., Gossard A. and Bowers J., "1.3 μm photoluminescence from InGaAs quantum dots on GaAs", Appl. Phys. Lett. 67, 3795 (1995).

[28] Anderson, D. A., N. Apsley, P. Davies, and P. L. Giles, Compensation in heavily doped InP and GaAs, J. Appl Phys.,(58) 8, 3059-3067, 1985.

### 2eme partie :

[1] T. Knodl, H. K. H. Choy, et al, "RCE Photodetectors Based on VCSEL Structures", IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, VOL. 11, NO. 10, OCTOBER 1999

[2] Technologie et caractérisation des VCSELs à diaphragme d'oxyde. Application à la Détection en cavité verticale.

[3] 1. Tan I-Hsing, E.L. Hu, J.E. Bowers, B.I. Miller, "Modeling and performance of wafer-fused resonantcavity enhanced photodetectors", IEEE Journal of Quantum Electronics 31(10), 1995 pp.1863-1875.

[4] Thèse doctorat « Technologie et caractérisation de VCSELs à détection intégrée pour applications aux communications optiques et à l'instrumentation » par Cédric AMAT.

[5] M. Draga, s, I. H. White, R. V. Penty, J. Rorison, P. J. Heard et G. Parry, ` Dual-purpose

VCSEL's for short-haul bidirectional communication links ', IEEE Photonics Technology Letters, vol. 11, no. 12, p. 1548[50, 1999.

[6] O. SjÄolund, D. A. Louderback, E. R. Hegblom, J. Ko et L. A. Coldren, `Monolithic integration of substrate input/output resonant photodetectors and vertical-cavity lasers.

[7] A. HSU et S. L. CHUANG, "Measurement of spontaneous emission spectrum in vertical-cavity surface emitting lasers", in Summaries of Papers Presented at the, vol. 1, p. 469, Lasers and Electro-Optics, 2002.

[8] K. D. CHOQUETTE, N. TABATABAIE et R. E. LEIBENGUTH, "Detector-enclosed verticalcavity surface emitting lasers", Electronic Letters, vol. 29, no. 5, p. 466-7, 1993.

[9] J. –H. SHIN et Y. H. LEE, "Determination of non-radiative recombination coefficients of vertical-cavity surface-emitting lasers from lateral spontaneous emission", Applied Physics Letters, vol. 67, no. 3, p. 314-6, 1995.