



Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE : **Master II**

Filière : Physique
Option : Physique des Matériaux

THÈME :

**Modélisation du bruit relatif d'intensité
des lasers à cavité verticale émettant
par la surface**

Préparé par : HAOUACHE Ahlem

Soutenu le :

Devant le jury :

Président : Dr. LATRECHE Abdelhakim.
Rapporteur : Pr. HAMADOU Abdelouahab.
Examineur : Dr. BENCHIKH Abdelhalim.
Examineur : Dr. LABGA Noujoud.

Année Universitaire 2019-2020

Remerciement



*Je tiens tout d'abord à remercier ALLAH le tout puissant et miséricordieux,
qui m'a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.*

*En seconde lieu, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon encadreur
Pr.Hamadou Abdelouhab, pour sa disponibilité, sa patience, son précieux conseil et son
aide qui ont contribué à orienter et à réaliser notre recherche et notre
réflexion durant toute la période du travail.*

*Je remercie infiniment le président de jury et ces membres d'avoir accepté
d'examiner ce travail.*

*Je remercie s'adresse également à tous me professeurs pour leurs générosités la
grande patience dont ils ont su faire preuve malgré leurs charges académiques
et professionnelles.*

*Je remercie les étudiants Boukhattela Islah(Universite BBA) .Nebbad Sofiane(Universite
de M'sila). Malki Adil(ENSM-Maroc) et Ahmad Aldaher(Surie)*

*Enfin, j'adresse mon plus sincère remerciement à toutes les personnes qui ont participé
de près ou de loin à la réalisation de ce travail.*

Dédicace

A ma mère

A mon père

A mes frères et sœurs

A tous ceux qui m'aiment

Qu'ils trouvent ici mes sincères gratitude.

Ahlem

Sommaire

Sommaire

Introduction générale	1
Partie I: Généralités sur les lasers a cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)	
I.1. Bref historique	2
I.2. Amplification laser à semi-conducteur	2
I.2.1 L'absorption.....	3
I.2.2 L'émission spontanée.....	3
I.2.3 L'émission stimulée.....	3
I.3. Laser a cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)	3
I.3.1 Structure des VCSEL.....	3
I.3.2. Principe de fonctionnement.....	4
I.3.3. Condition d'oscillation d'un VCSEL.....	5
I.3.4. Les miroirs de Bragg.....	5
I.3.4.1 Expression de la réflectivité et de la bande passante.....	5
I.3.4.2. Largeur de Stop-band.....	6
I.4. Les matériaux	7
I.5. Longueur de pénétration et influence de l'angle	7
I.6. Différent structure	8
I.6.1. Le confinement des porteurs.....	8
I.6.2. Le confinement optique.....	9
I.6.3. L'implantation de protons.....	9
I.6.4. Les structures enterrées.....	10
I.6.5. Les VCSEL à diaphragme d'oxyde.....	10
I.6.6. Les structures à anti guidage optique.....	11
I.6.7. Les VCSEL à cristaux photoniques (PC-VCSEL).....	12
I.7. Matrice des VCSELs	14
I.8. Avantages et inconvénients	16
I.8.1. Avantages.....	16
I.8.2. Inconvénients.....	16
I.9. Applications des VCSEL	17
I.9.1. Applications domestiques.....	17
I.9.2. Détection et télémétrie.....	18

Partie II: Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface	
II.1. Le bruit dans les diodes Lasers VCSEL.....	19
II.1.1. Origines physiques du bruit des diodes laser.....	19
II.1.1.1. Description par les champs.....	19
II.1.1.2. Description par les particules.....	20
II.1.2. Définition du RIN.....	21
II.2. Equations de Langevin des lasers à VCSEL.....	22
II.3. Modulation en faible signal.....	23
II.3.1. Linéarisation des équations du bilan.....	23
II.3.2. Solution du système linéarisé.....	26
II.3.3. Dérivation des fonctions de Langevin dans l'espace fréquentiel.....	28
II.3.4. Résultats et discussions.....	30
II.4. Dérivation du bruit relatif d'intensité (RIN).....	31
II.4.1. Résultats et discussions.....	32
II.5. Paramètres optimaux.....	34
II.5.1. Fréquence de résonance ($\omega_{\text{résonance}}$).....	34
II.5.2. Résultats et discussions.....	35
II.5.3. maximum de la réponse fréquentielle.....	36
II.5.4. Résultats et discussions.....	36
II.5.5. Limite du RIN.....	37
II.5.6. Résultats et discussions.....	37
Conclusion générale.....	39
Références bibliographiques	

Liste des figures

Partie I :

Figure(I.1.a) : Absorption.....	3
Figure(I.1.b) : Emission spontanée.....	3
Figure(I.1.c) : Emission stimulée.....	3
Figure(I.2) : Schéma de principe d'une diode VCSEL.....	4
Figure(I.3.a) : Vue générale d'un VCSEL à injection électrique.....	5
Figure(I.3.b) : cas du VCSEL à diaphragme d'oxyde enterré conduisant à un confinement transverse optimal.....	5
Figure(I.4) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de nombre de paires de couches N.....	6
Figure(I.5) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de longueur d'onde.....	7
Figure(I.6) : Répartition du champ électrique et des indices à l'intérieur d'une structure.....	8
Figure(I.7) : VCSEL à implantation de protons.....	9
Figure (I.8) : VCSEL à structure enterrée.....	10
Figure(I.9) : VCSEL à diaphragme d'oxyde.....	11
Figure(I.10) : Mode principal LP_{01} et secondaire LP_{11} dans une structure d'anti-guidage optique ($n_2 < n_1$).....	12
Figure (I.11) : VCSEL à cristal photonique.....	12
Figure (I.12) : Répartition des trous dans le plan horizontal.....	13
Figure (I.13) : Puissance monomode maximum émise en fonction du diamètre d'ouverture d'oxyde.....	14
Figure (I.14) : Barrette de 8 VCSELs TRT et report sur céramique.....	15
Figure (I.15) : Barrette de 4 VCSELs Ulm Photonics avec accès coplanaire direct.....	15

Partie II :

Figure (II.1) : Variation de la phase d'un flux laser par une émission spontanée.....	19
Figure(II.2) : Relations entre les différents bruits dans un laser à semi-conducteur.....	20
Figure(II.3) : Interactions entre les populations de porteurs et de photons.....	20
Figure (II.4) : Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons en fonction du courant injecté pour différents nombre de puits. $\eta=0.86$.....	30
Figure (II.5) : Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons en fonction du courant injecté pour différents nombre de puits. $\eta=0.6$.....	31
Figure (II.6) : Bruit relatif d'intensité (RIN) en fonction de la fréquence de modulation pour	

différents courant d'injection: (a) $N_w=1$ et (b) $N_w=3$. $C=0s^{-1}$	33
Figure (II.7) : Bruit relatif d'intensité (RIN) en fonction de la fréquence de modulation pour différents courant d'injection. On distingue : (a) $N_w=1$ et (b) $N_w=3$. $C= 5.10^{-7}s^{-1}$	33
Figure (II.8) : Bruit relatif d'intensité (RIN) en fonction du courant pour différents fréquence de modulation. On distingue : (a) $C=0$, (b) $C= 5.10^{-7}s^{-1}$. Le nombre du puits quantiques $N_w=1$	34
Figure (II.9) : Variation de la fréquence de résonance en fonction du courant pour différents nombre du puits et à différents coefficients de recombinaison Auger : (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^7s^{-1}$	36
Figure (II.10) : Variation du maximum de la réponse fréquentielle en fonction du courant pour différents nombre du puits et à différents coefficients de recombinaison Auger : (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^{-7}s^{-1}$	37
Figure (II.11) : Variation de la limite du RIN en fonction du courant pour différents nombre du puits et à différents coefficients de recombinaison Auger : (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^{-7}s^{-1}$	38

Liste des tableaux :

Partie I :

Tableau I.1 : Longueur d'onde émise en fonction des alliages III- IV [11].....	7
---	----------

Partie II :

Tableau (II.1) : Intervalles de valeurs des paramètres intrinsèques du VCSELs (850nm)...	23
---	-----------

Introduction générale

Introduction générale

Le laser est un acronyme anglais: **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation. Un laser peut être simplement modélisé par l'association de deux sous-ensembles : un milieu amplificateur qui génère un gain optique, et un résonateur qui permet à une onde optique d'osciller dans le milieu actif amplificateur. Il consiste à créer un rayonnement optique à partir d'une induction (pompage) appliquée sur une cavité. Si cette dernière est fabriquée d'une superposition des couches de matériaux semi-conducteurs, le laser dit laser à semi-conducteur. Il est basé généralement sur les recombinaisons électrons-trous entre les bandes de conduction et de valence, adaptés sous l'effet d'une injection électrique qui assure l'inversion de population entre ces deux niveaux d'énergie et la désexcitation radiative des électrons de conduction produit l'émission de photons.

La recherche dans le domaine de la physique des semi-conducteurs a toujours connue un réel succès car elle tente de remplacer l'électronique par des composantes optoélectroniques. Donc elle nous conduit à développer les lasers à émission par la tranche par des lasers à émission par la surface en ajoutant un réseau de Bragg à la sortie du laser de façon à le dévier vers le sens vertical.

En raison principalement de la jeunesse technologique de ce type d'émetteurs, certaines des qualités intrinsèques des faisceaux laser qu'ils émettent ont, jusqu'à aujourd'hui, souffert de la comparaison avec celles des diodes lasers plus classiques (DFB, DBR), dites à émission par la tranche. Les VCSELs ont ainsi été temporairement confinés à des applications de moindres exigences, ne nécessitant par exemple ni un rapport signal à bruit élevé, ni une excellente linéarité. Toutefois le déploiement massif d'applications industrielles basées sur les émetteurs par la surface a propulsé leur développement technologique et, compte tenu de ses qualités intrinsèques, il faut s'attendre à voir le VCSEL devenir un émetteur concurrentiel, dans des domaines de plus en plus exigeants que sont les transmissions optiques de signaux analogiques et les liaisons numériques.

Le présent travail s'inscrit dans le cadre d'un thème de recherche qui consiste à étudier la modélisation du bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface.

Le présent travail comporte deux parties distinctes:

- La première partie présente quelques généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).
- La deuxième partie du mémoire est consacrée à l'étude du bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface.

Le travail s'achève par une conclusion générale.

Partie I :

Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

I.1. Bref historique

Les sources lasers à semi-conducteurs se sont développées à partir des années 60, offrant une nouvelle solution technologique compacte et efficace pour générer de la lumière laser du domaine ultra-violet au domaine proche infrarouge.

Un laser est une source d'émission de photons qui par émission stimulée crée une lumière monochromatique et cohérente d'où son nom LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). IL existe plusieurs types de lasers : lasers à solide, lasers liquide, lasers à gaz et lasers à semi- conducteurs. Cette dernière l'amplification de la lumière provient de la transition d'électrons entre la bande de conduction et la bande de valence, induite artificiellement. Le milieu actif est un cristal semi-conducteur constitué d'atomes neutres arrangés dans le réseau cristallin correspondant au matériau considéré.

L'histoire du laser débute en 1917 lorsqu'Einstein introduit pour la première fois le phénomène d'émission stimulée (un photon réagissant avec la matière produit un second photon). Cette découverte permit beaucoup plus tard en 1951 à Townes et, Bassov et Prokhorov d'amplifier les hyperfréquences et de réaliser les premiers MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation), et à partir de 1958 à Gordon Gould puis Schawlow et Townes d'atteindre les longueurs d'ondes visibles et ainsi le LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Le premier laser à rubis fût fabriqué en 1960 par Maiman, rapidement suivi par l'utilisation des semi-conducteurs avec en 1962 les premiers lasers à homo-jonction à base de GaAs par Holonyak [1], puis les premiers lasers semi-conducteurs modernes utilisant des hétérostructures de GaAs/AlGaAs, au niveau de la jonction p-n, permet en 1975 par van der Zeil [2]. Le premier laser à cavité verticale émettant par la surface (Vertical Cavity Surface Emitting laser (VCSEL)) a vu le jour en 1979 grâce aux travaux de l'équipe de K. Iga du Tokyo Istitue of Technology, l'émission laser ayant été observée à partir d'une structure GaInAs/In émettant à 1.18 μ m, capable de fonctionner en régime pulsé à 77 K [3]. Ce n'est qu'en 1988 que la même équipe réalisa la première structure à base de puits quantiques fonctionnant en injection continue et à température ambiante [4].

I.2. Amplification laser à semi-conducteur

Les phénomènes régissant l'interaction entre les photons et les électrons dans un semi-conducteur sont de trois sortes [5,6].

I.2.1. Absorption

La propagation d'un photon dont l'énergie est supérieure ou égale à l'énergie de la bande interdite $h\nu \geq E_g = E_C - E_V$ d'un élément semi-conducteur provoque l'absorption de l'énergie

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

du photon par un électron de la bande de valence qui peut alors atteindre le niveau d'énergie de la bande de conduction (fig. I.1a).

I.2.2. Emission spontanée

Le retour d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence de niveau énergétique plus faible entraîne l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = E_g$, de direction et de phase aléatoires. Comme nous le verrons plus loin, ce phénomène est déterminant dans l'origine physique du bruit d'émission d'un laser (fig. I.1b).

I.2.3. Emission stimulée

L'interaction entre un photon se propageant dans le semi-conducteur et un électron situé dans la bande de conduction entraîne la recombinaison de la paire électron-trou (fig. I.1c) et l'émission d'un photon identique (même longueur d'onde, même direction, même phase) au photon incident. Ces photons pourront à leur tour faire recombinaison des paires électrons-trous et ce phénomène, équivalent à une amplification, est une condition indispensable à l'émission laser.

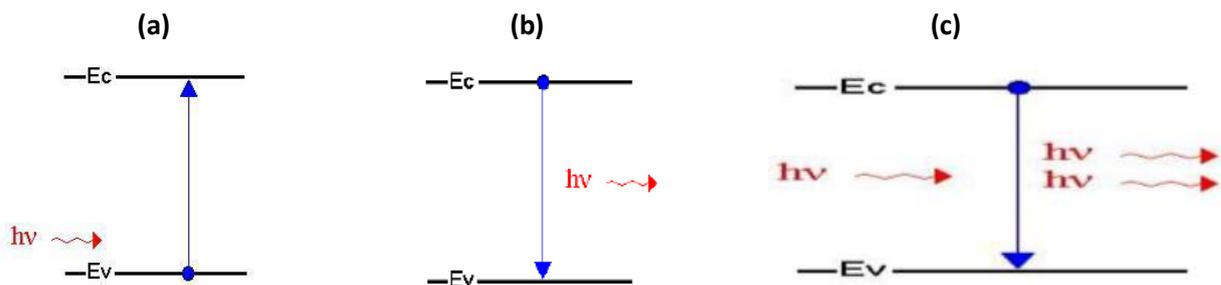


Figure (I.1) : (a) Absorption, (b) Emission spontanée, (c) Emission stimulée

I.3. Laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

I.3.1 Structure des VCSEL

La structure d'un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) est représentée schématiquement sur la figure (I.2), sur laquelle on peut identifier les éléments essentiels d'une diode laser (couche active, cavité Fabry-pérot délimitée par des miroirs). Ce composant peut comporter jusqu'à 200 couches semi-conductrices superposées, la cavité laser est formée dans la direction perpendiculaire à la direction de croissance. Le faisceau est émis par la surface du composant. Dans cette configuration, l'épaisseur de milieu du gain est faible (quelques dizaines de nanomètres), ce qui conduit à un gain par passage beaucoup plus faible que dans le cas des diodes lasers à guidage par l'indice (<5%). D'où la nécessité de diminuer

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

les pertes optiques de cavité par conséquent, les miroirs utilisés présentent de hautes réflectivités (>99%). Ces hautes réflectivités sont atteintes avec les miroirs de Bragg. D'autre part, la géométrie de la zone d'émission n'est plus limitée par la taille transverse du milieu actif, mais par les dimensions de la zone de pompage (typiquement plusieurs μm à plusieurs dizaines de μm). La divergence d'un faisceau émis par VCSEL est bien plus faible que celui émis par une diode laser [7].

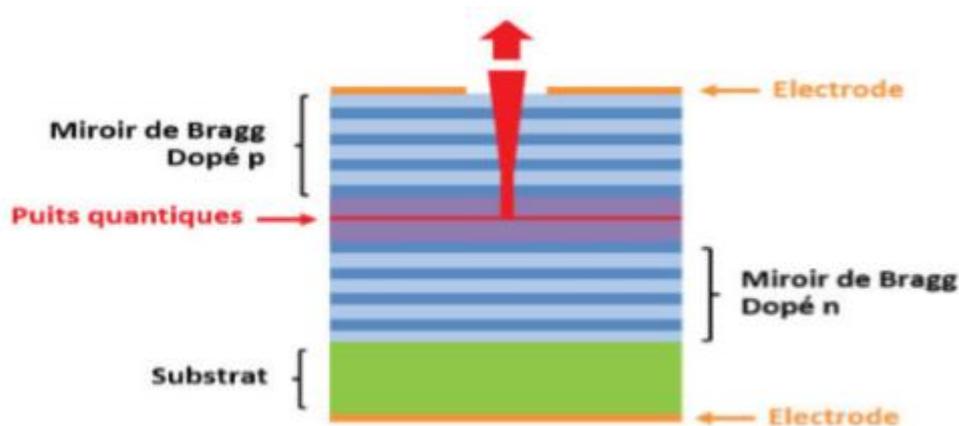


Figure (I.2) : Schéma de principe d'une diode VCSEL

I.3.2. Principe de fonctionnement

Un VCSEL standard à injection électrique est constitué d'une zone active (dite cavité contenant des puits quantiques et entourée de deux miroirs de Bragg distribués (DBR) (Fig. I.3.a). Les miroirs sont dopés de manière à former une diode PIN et à injecter des électrons et des trous dans les puits quantiques où ils sont piégés et se recombinent. Les photons ainsi générés effectuent de multiples allers-retours dans la cavité. Pour obtenir l'effet laser, les pertes de la cavité et des miroirs doivent être inférieures au gain optique dans la cavité. Dans un VCSEL, ce dernier est faible en raison de la faible épaisseur de la cavité (épaisseur optique égale en général à la longueur d'onde). Pour compenser celui-ci, des miroirs de très haute réflectivité sont donc nécessaires. Les DBR sont constitués de plusieurs dizaines de périodes de couches de bas et haut indices alternées et d'épaisseur quart d'onde qui permettent d'atteindre plus de 99% de réflectivité. Le faisceau laser est émis verticalement, en général à travers le miroir supérieur de type p qui possède une réflectivité légèrement inférieure à celle du miroir de type n et sur lequel est déposée une électrode annulaire.

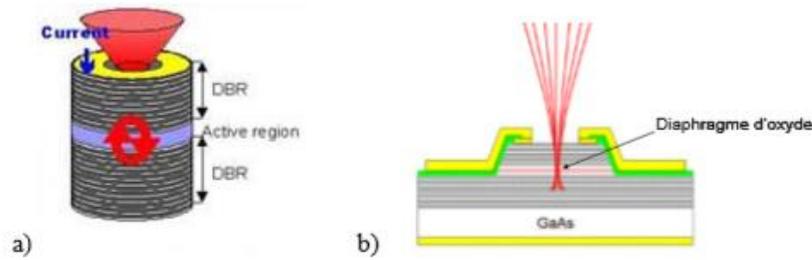


Figure (I.3) : a) Vue générale d'un VCSEL à injection électrique b) cas du VCSEL à diaphragme d'oxyde enterré conduisant à un confinement transverse optimal

I.3.3. Condition d'oscillation d'un VCSEL

Pour que l'oscillation laser démarre, il faut que, pour chaque passage dans le milieu amplificateur, la condition de seuil soit adaptée. Cette dernière s'exprime par l'égalité entre le gain et les pertes optiques. Au-delà de ce seuil (pour un gain supérieur aux pertes), on obtient ce que l'on appelle la condition d'oscillation [8]

$$\Gamma_{Y_{\max}} = \alpha_p + \frac{1}{2L_{\text{eff}}} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (\text{I.1})$$

Où R_1 et R_2 représentent respectivement la réflectivité du miroir dopé P et N, α_p désigne les pertes de cavité (en cm^{-1}). On peut considérer le VCSEL comme une cavité Fabry-Pérot dont on la condition laser d'un VCSEL est exprimée comme suit :

$$\ln \frac{1}{R_1 R_2} = 2\eta L_{Y_{\text{seuil}}} \quad (\text{I.2})$$

Où η compris entre 1 et 2. Le gain au seuil est alors donner par :

$$Y_{\max} = \alpha_{2d} \left(1 - e^{\frac{n_s}{n_c}} - e^{\frac{-n_c}{R_{cu} n_c}} \right) \quad (\text{I.3})$$

I.3.4. Les miroirs de Bragg

I.3.4.1 Réflectivité

On peut exprimer le coefficient de réflexion d'un miroir de Bragg en fonction de l'indice de réfraction des matériaux et du nombre de paires N_p de bicouches successives [9] :

$$R = \left(\frac{n_s - n_{\text{inc}} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}}{n_s + n_{\text{inc}} \left(\frac{n_b}{n_h} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (\text{I.4})$$

n_s : Indices du substrat sur lequel est réalisé l'empilement.

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

n_{inc} : Indices de milieu incident.

Ainsi, suivant le nombre N de bicouches et les indices n_b et n_h on peut obtenir des taux de réflexion R proche de 1. Plus le contraste d'indices sera grand pour un n_b petit, moins il faudra de couches pour obtenir un grand coefficient de réflexion. Ce comportement est illustré sur la figure suivante :

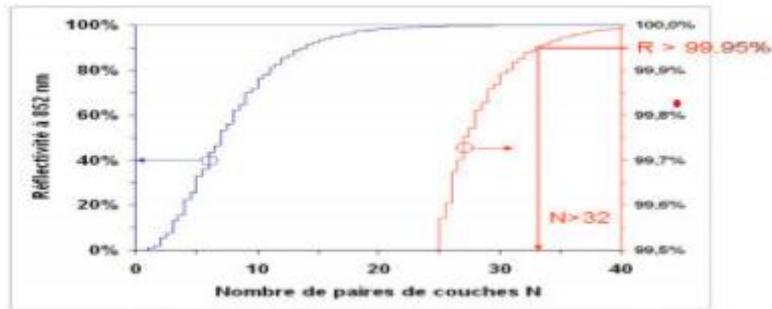


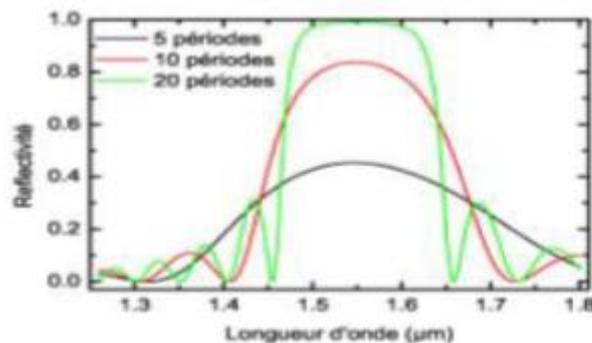
Figure (I.4) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de nombre de paires de couches N .

I.3.4.2. Largeur de Stop-band

La réflectivité est importante autour de la longueur d'onde de Bragg λ_B . le domaine spectral $\Delta\lambda$ de forte réflectivité (maximale) du miroir de Bragg est appelé « stop-band ». Cette dernière est caractérisée par sa largeur à mi hauteur dont l'expression est donnée par :

$$\Delta\lambda_B = \frac{4\lambda_B}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_H - n_L|}{n_H + n_L}\right) \quad (I.5)$$

A l'intérieure de stop-band, la réflectivité du miroir de Bragg varie peut et reste très élevée [10].



Figure(I.5) : Réflectivité d'un miroir de Bragg en fonction de longueur d'onde.

I.4. Les matériaux

Les exigences des télécommunications optiques en ce qui concerne la longueur d'onde de la lumière laser pour la propagation dans les fibres optiques (850nm et surtout 1330nm et 1550nm) nécessitent l'utilisation de certains alliages de semi-conducteurs pour la réalisation de la zone active des diodes lasers (Tableau I.1).

Alliage	(nm)	Applications
AlGaAs / GaAs	680 → 890	Datacom (850nm) Diode de pompe pour lasers solides Lecteurs, graveurs CD
InGaAs / GaAs	950 → 1100	Diode de pompe pour amplificateurs à fibre dopée Erbium
InGaAs / InP	1000 → 1700	Télécom (1330nm, 1550nm)
AlGaInP / GaAs	600 → 700	Applications visibles Fibres polymères courtes distances

Tableau I.1 : Longueur d'onde émise en fonction des alliages III- IV [11]

I.5. Longueur de pénétration et influence de l'angle

Pour rendre compte de l'effet de pénétration de l'onde optique dans le miroir de Bragg fermant une cavité laser, on introduit une grandeur appelée longueur de pénétration notée $L_{pén}$. En effet, le fait que le miroir soit constitué de plusieurs couches donne lieu à une pénétration de l'énergie dans le miroir et à un délai à la réflexion qui s'ajoute au temps d'aller et retour dans la cavité [12]. La longueur de pénétration est définie comme étant la dérivée de la phase du miroir φ par rapport au vecteur d'onde $k = 2\pi n/\lambda$ à la longueur d'onde de résonance du miroir [13]

$$L_{pén}(k) = \frac{1}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial k} = \frac{\lambda^2}{4\pi n} \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \quad (I.6)$$

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

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

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

$$n_1 d_1 \cos \theta_1 + n_2 d_2 \cos \theta_2 = \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{I.7})$$

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

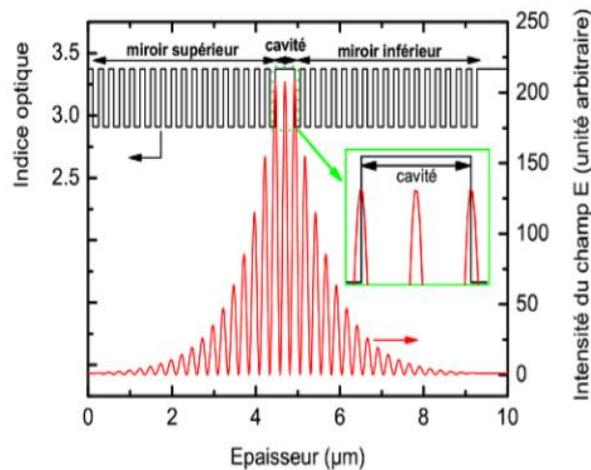


Figure (I.6): Répartition du champ électrique et des indices à l'intérieur d'une structure comprenant une cavité d'épaisseur optique λ en GaAs et des miroirs de Bragg en GaAs et AlAs. Le substrat est à droite de la structure et l'air est à gauche.

I.6. Différent structure

I.6.1. Le confinement des porteurs

C'est une difficulté originelle des lasers émettant par la surface. En effet, il s'agit de drainer le maximum de porteurs vers la zone active qui est située à la verticale de la zone d'émission, alors même que l'électrode ne peut être placée sur cet axe sous peine d'obstruer l'émission du faisceau [14].

I.6.2. Le confinement optique

Dans les premiers VCSELs, le confinement optique était réalisé par le gain. Les porteurs étant concentrés dans une zone active réduite, l'émission n'est possible que dans une colonne dont la base est peu ou prou équivalente à l'aire de la zone active. Si ce guidage par le gain est

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

toujours présent dans les VCSEls modernes, il est la plupart du temps complété par un guidage par l'indice ou par un anti guidage.

Différentes stratégies ont donc été appliquées, nous nous contenterons ici de présenter les principales variantes permettant la réalisation de VCSEls à 850nm [14].

I.6.3. L'implantation de protons

Les zones qui entourent le réflecteur de Bragg ont été bombardées de protons et sont donc fortement isolantes, améliorant ainsi le guidage des porteurs vers la zone active (fig. 1.7). Du point de vue du confinement optique, ce genre de structure ne présente qu'un simple guidage par le gain [14].

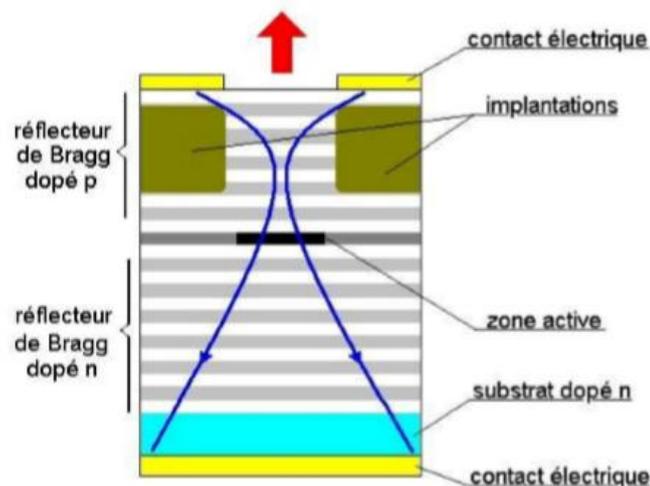


Figure (I.7) : VCSEL à implantation de protons

Cette structure se distingue surtout par la facilité de réalisation, elle fut la première à être commercialisée. L'un des principaux défauts de ce genre de VCSEL est la résistivité accrue du réflecteur de Bragg qui va entraîner un échauffement dans la cavité.

Avec une injection de porteurs élevée, ce genre de structure présente de nombreux modes transverses.

I.6.4. Les structures enterrées

Elles permettent un guidage par l'indice du faisceau optique, ainsi que le confinement des porteurs dans une colonne qui a le diamètre de la zone active. Le miroir arrière et la zone

Partie I : Généralités sur les lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)

active sont "enterrés" dans un matériau d'indice plus faible que celui de la cavité et de conductivité moindre (fig. I.8) [14].

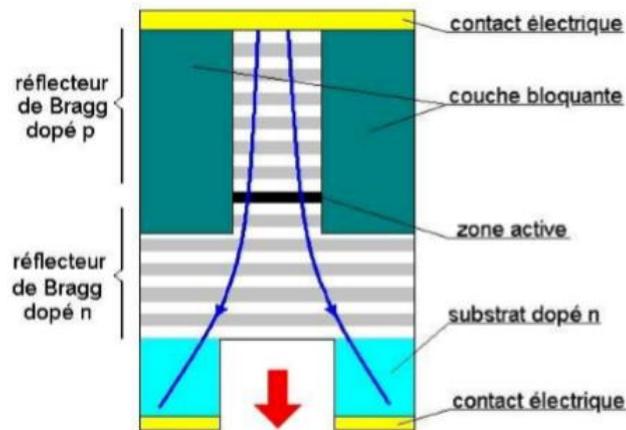


Figure (I.8) : VCSEL à structure enterrée

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

Certaines structures, permettant de diminuer le nombre de manipulations en remplaçant la couche bloquante par l'air, ont été essayées, mais sa faible conductivité thermique s'est avéré un inconvénient de poids.

I.6.5. Les VCSEL à diaphragme d'oxyde

Le dépôt d'une fine couche d'oxyde (AlOx) sur laquelle une ouverture circulaire est pratiquée au-dessus de la zone active permet un excellent confinement des porteurs et du faisceau laser. Le dépôt d'oxyde est isolant et son indice est inférieur à celui du semi-conducteur.

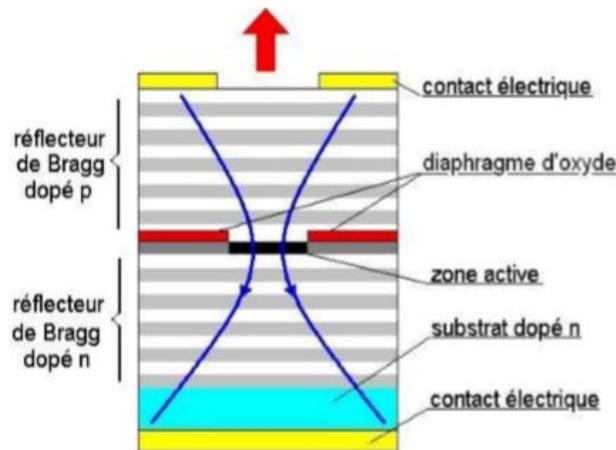


Figure (I.9): VCSEL à diaphragme d'oxyde

Certaines structures présentent une seconde ouverture d'oxyde située sous la zone active [15] afin d'augmenter les confinements. Il est notable que le procédé permettant le dépôt de la couche d'oxyde est assimilable par le processus de croissance monolithique du GaAs. A ce jour, les VCSELs à diaphragme d'oxyde, sont les seuls VCSEL à guidage par l'indice ayant été massivement produits et commercialisés.

La réjection des modes latéraux secondaires pour les structures à guidage par l'indice nécessite une forte réduction du diamètre du guide ($<5\mu\text{m}$). Or la réduction du diamètre du guide a pour conséquence l'augmentation de la résistivité électrique des miroirs de Bragg. Les structures à guidage par l'indice et à émission monomode sont donc incapables d'émettre un faisceau de puissance supérieure à quelques milliwatts [16], [17]. Par ailleurs, la réduction du diamètre du diaphragme d'oxyde réduit dramatiquement la bande passante de modulation du VCSEL [18], ce qui est un inconvénient majeur, même dans le cadre d'application courte distance.

I.6.6. Les structures à anti guidage optique

La nécessité de produire des VCSEL monomodes a entraîné la réalisation de structures mettant en œuvre un anti-guidage du faisceau laser. Les miroirs sont entourés d'un matériau d'indice optique plus faible que celui de l'alliage semi-conducteur utilisé pour le réseau. L'absence de guidage entraîne des pertes latérales, mais la répartition spatiale de l'intensité du faisceau des modes secondaires étant plus élevée sur les côtés des miroirs, ils sont plus sensibles aux pertes (figure I.10).

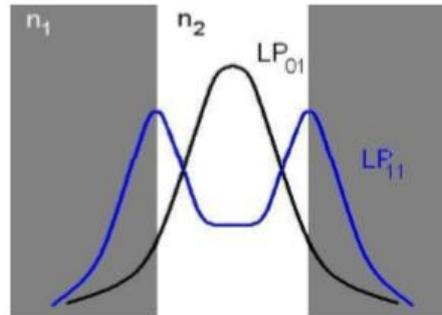


Figure (I.10): Mode principal LP_{01} et secondaire LP_{11} dans une structure d'anti-guidage optique ($n_2 < n_1$)

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

I.6.7. Les VCSEL à cristaux photoniques (PC-VCSEL)

La technologie permettant la réalisation de VCSEL monomodes transverses la plus en vogue actuellement fait appel aux propriétés de guidage des cristaux photoniques. Des "trous", qui sont en fait des colonnes d'air pratiquées dans le milieu semi-conducteur, sont disposés dans le miroir supérieur du VCSEL (figure I.11) [19].

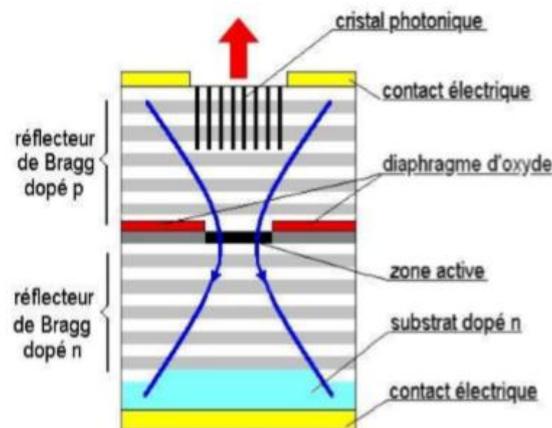


Figure (I.11) : VCSEL à cristal photonique

La répartition de ces trous est homogène, exception faite d'une zone de faible dimension (figure. 1.12) qui se comporte comme le cœur d'une fibre optique, étant donné que son indice effectif est supérieur à celui des zones homogènement trouées qui l'entourent [20,21].

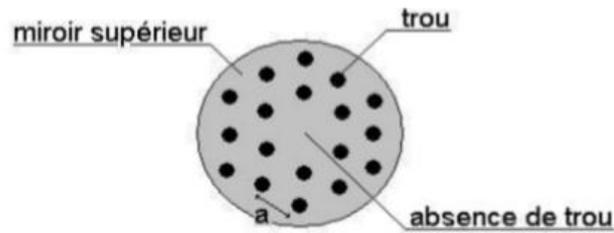


Figure (I.12) : Répartition des trous dans le plan horizontal

Le cristal se comporte donc comme un guide d'onde de très faibles dimensions latérales. Sa fréquence réduite V s'écrit [19]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \rho \sqrt{n_o - n_{\text{eff}}} \quad (\text{I.8})$$

où ρ est le rayon effectif du "cœur" du guide, n_o est l'indice du matériau semi-conducteur, n_{eff} est l'indice effectif de la "gaine" du guide. L'indice effectif est une variable du rapport b/a entre le diamètre des trous (b) et le pas du réseau (a) ainsi que de la profondeur des trous. La théorie des guides d'onde démontre que le guide ne pourra propager que le mode principal si $V \leq 2,405$.

Des essais ont été menés par H.J. Unold [21] pour des diamètres de trous allant de $0,5\mu\text{m}$ à $3,2\mu\text{m}$ et des pas allant de $1,4\mu\text{m}$ à $5,1\mu\text{m}$ pour des VCSELs émettant à 980nm .

Une partie du miroir supérieur est donc réfléchissante uniquement pour le mode fondamental. La réflectivité totale de ce miroir vis à vis des modes transverses est faible, ils sont donc éliminés. Le procédé de fabrication de structures à cristaux photoniques fait appel à des techniques usuelles (masques de silicone, gravure ionique ou par lithographie électronique [22]) qui rendent le coût de fabrication attractif.

Ce genre de structures permet d'obtenir une émission monomode, avec un taux de réjection des modes transverses supérieur à 30dB, à partir de VCSELs à diaphragme d'oxyde, dont le diamètre est important ($9\mu\text{m}$ et $12\mu\text{m}$ pour [21], $19\mu\text{m}$ pour [19]). La conductivité du miroir supérieur est très peu affectée par la présence du cristal photonique, ce qui permet une puissance émise plus élevée [23] comme le montre le comparatif de la figure 1.13, et la bande passante reste élevée (au delà de 9GHz [18]).

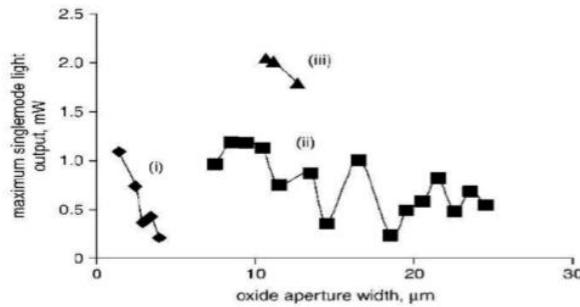


Figure (I.13) : Puissance monomode maximum émise en fonction du diamètre d'ouverture d'oxyde.

- (i) VCSEL à diaphragme d'oxyde uniquement
- (ii) VCSEL à cristaux photonique Ø du guide=6,7 µm
- (iii) VCSEL à cristaux photonique Ø du guide=8 µm

I.7. Matrice des VCSELs

Comme il a été présenté dans le paragraphe I.3, les diodes laser à cavité verticale ont été principalement conçues pour pallier au problème d'encombrement dans des matrices à une ou plusieurs dimensions. Ces nouveaux composants ont permis d'imaginer des liaisons sur plusieurs canaux couplés avec des nappes de fibre optique. Mais pour cela, la disposition des VCSELs est soumise à certaines conditions nécessaires pour ne pas dégrader les performances du composant seul.

En effet, l'encombrement des lasers à cavité verticale est très réduit (quelques dizaines de microns) mais une certaine distance doit être respectée entre deux VCSELs voisins d'une même matrice. Car malgré un faisceau faiblement divergent, des VCSELs trop proches sur une même matrice pourraient engendrer des interférences entre les ondes optiques émises.

L'aspect électrique doit également être pris en compte, il est indispensable que la qualité de la réponse fréquentielle du VCSEL soit conservée. Si les accès électriques nécessaires à l'injection de courant et à la modulation des VCSELs sont trop proches, les signaux de chaque canal pourraient être perturbés par ceux des canaux voisins. Ce phénomène est appelé diaphonie ou crosstalk.

La Figure (I.14) présente une barrette de VCSELs conçue par le fabricant TRT (Thales)

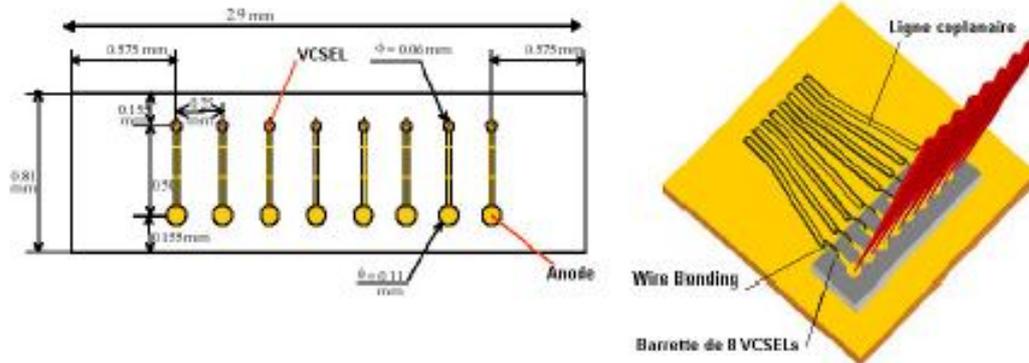


Figure (I.14) : Barrette de 8 VCSELs TRT et report sur céramique.

L'accès électrique positif se fait sur la face supérieure de chaque VCSEL alors que la cathode est commune pour toute la barrette sur la face inférieure. Cette conception est la plus courante et la plus ancienne. Elle peut être intégrée sur le circuit électronique haute fréquence de commande mais doit être adaptée par un fil de liaison (« wirebonding ») sur les anodes situées à 500 μm de chaque VCSEL et reportée par brasure étain-plomb ou or-étain sur silicium. Ce qui engendre des pertes lorsque le signal électrique d'entrée monte en fréquence.

La seconde barrette présentée sur la Figure (I. 15), de technologie plus récente, est plus adaptée à un fonctionnement supérieur à plusieurs GHz.

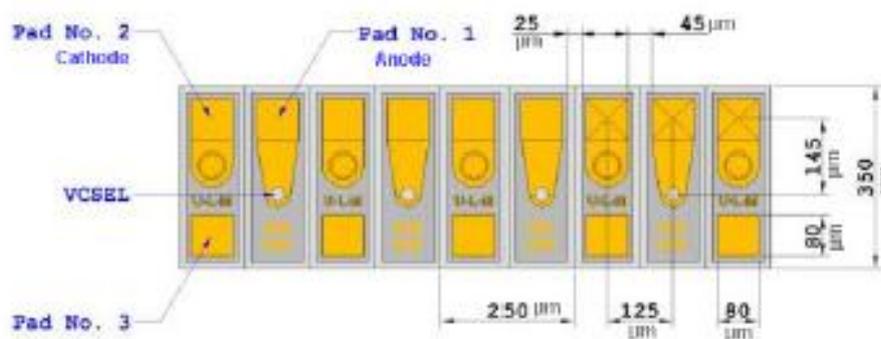


Figure (I.15) : Barrette de 4 VCSELs Ulm Photonics avec accès coplanaire direct.

La masse est remontée sur la face supérieure par la technique via-hole. L'accès coplanaire est direct sur la face supérieure ce qui évite le report par brasure, limite le « wirebonding » et permet un contrôle direct des caractéristiques dynamiques de chaque composant. Il est également possible d'injecter une zone isolante entre chaque composant de façon à éviter le crosstalk.

Une autre technique de report, le « flip-chip » (composant retourné), est de plus en plus utilisée pour fixer les matrices de VCSELs sur leur accès électrique. Elle donne de bonnes performances et limite le crosstalk car elle raccourcit considérablement les « wirebonding ». Par contre, elle nécessite une modification de la structure du VCSEL de telle sorte qu'il émette par le substrat (« bottomemitting ») [24].

I.8. Avantages et inconvénients

I.8.1. Avantages

La structure en empilements, qui met en jeu une seule dimension, permet l'utilisation de l'épithaxie par jet moléculaire (MolecularBeamEpitaxy), une production massive et un contrôle des propriétés lasers à même le wafer, sous pointes, avant de séparer chacune des puces. La fabrication est donc beaucoup plus aisée et moins coûteuse que celle des émetteurs par la tranche. La faible dimension de la zone active, ainsi que son orientation par rapport à l'injection de porteurs permet d'atteindre des densités de porteurs dans la zone active élevées pour des courants faibles. Le courant seuil des VCSEL, de l'ordre du mA, est nettement plus faible que celui des autres diodes lasers.

La symétrie cylindrique de la structure du VCSEL permet l'émission d'un faisceau quasi-circulaire, alors que les émetteurs par la tranche présentent un faisceau fortement elliptique. Cette caractéristique, principalement due à la diffraction au niveau de la surface de sortie du laser, entraîne pour les émetteurs DFB et DBR une difficulté d'injection du faisceau dans la fibre optique qui contraint à l'utilisation d'un dispositif de focalisation.

Le faisceau émis par le VCSEL, circulaire et faiblement divergent, est facilement injecté dans la fibre optique. La résistivité des réflecteurs de Bragg lorsqu'ils sont traversés par le courant injecté permet au VCSEL de présenter une résistance dynamique supérieure à celle des émetteurs par la tranche. Or cette faible résistance électrique (quelques Ohms) est un inconvénient dans le cadre d'une utilisation du laser en haute fréquence où l'impédance est de 50 Ohms. Il est alors nécessaire de rajouter un circuit d'adaptation d'impédance [14].

I.8.2. Inconvénients

La difficulté inhérente à l'injection de courant important à travers les empilements de couches dont l'épaisseur est de l'ordre de la centaine de nanomètres et qui présentent une résistance au passage du courant, limite la puissance optique pouvant être émise par une telle structure. En effet, un échauffement trop important des réflecteurs serait susceptible de déformer les bi-couches et donc de détériorer la réflectivité des miroirs. Les VCSELs sont limités en puissance à quelques mW.

Une des conditions nécessaires à l'obtention d'une puissance optique de sortie non négligeable est l'élargissement du diamètre de la zone active. Or cet élargissement entraîne l'apparition de modes transverses. La présence de ces modes entraîne l'utilisation de fibres multi-modes dont l'atténuation est beaucoup plus élevée que celle des fibres monomodes [14].

Les VCSELs sont le plus souvent multi-modes transverses. Même si les espoirs que cette limitation soit rapidement dépassée sont grands, la réalisation de VCSEL aux longueurs d'ondes télécom (1330nm, 1550nm) a longtemps été très problématique. En effet, les matériaux susceptibles de générer un effet laser à ces longueurs d'onde (tab. I.1) ne sont pas adaptés à la réalisation de réflecteurs de Bragg capables de subir un courant électrique suffisant [14].

Les propriétés des matériaux traditionnels des VCSEL (AlGaAs/AlAs) ne permettent pas l'émission laser à 1330nm et 1550nm.

I.9. Applications des VCSEL

I.9.1. Applications domestiques

Le faible coût de production entraîne le remplacement des diodes électroluminescentes (DEL) par des VCSELs dans nombre d'applications courantes. Le rendement très élevé de ces lasers et leurs qualités optiques (faible divergence du faisceau, monochromaticité) rendent leur utilisation avantageuse par rapport aux DELs. Nous ne nous attarderons pas sur ces applications nécessitant une très faible bande de modulation et qui sont généralement insensibles aux niveaux de bruits d'amplitude émis par les VCSELs.

En revanche parmi les activités propres aux lasers, on peut recenser parmi les utilisations domestiques : les imprimantes laser, les têtes de lectures du platines disque compact ou DVD et plus récemment, les sauvegardes de données par effets magnéto-optiques.

Concernant les imprimantes laser, la faible divergence du faisceau optique circulaire, la faible occupation spatiale et la possibilité de réalisations en matrices sont autant d'avantages évidents des VCSELs par rapport aux autres sources. Récemment, une équipe de Xerox [25] a

démontré la réalisation d'une tête d'imprimante laser composée de 8x4 VCSELs à 780nm disposés en matrice. Les performances sont éloquentes: 12,5 pages en couleur par minutes avec une résolution de 2400 DPI (Dot Per Inch, points par pouce) [14].

I.9.2. Détection et télémétrie

Les applications de détection sont un domaine porteur pour les émetteurs lasers. Que ce soit pour la spectroscopie, les nombreuses applications du domaine de la médecine et de la biologie (bio-senseurs, thérapie lasers de faible niveau, etc...) ou pour des applications de télémétrie (lidars, anémométrie, ...), l'utilisation de sources monochromatiques est souvent indispensable.

Dans la plupart des ces possibles utilisations, le VCSEL présente le double avantage de sa faible dimension, associée à la possible intégration d'un module de détection (la plupart du temps photodiode PIN) sur la même puce.

Cet avantage se traduit en spectrographie par la possibilité de réaliser des laboratoires embarqués (avions, satellites, ...). Pour autant, une des difficultés reste la longueur d'onde du VCSEL, aujourd'hui comprise entre 400nm et 1,5 μ m, qui ne permet pas encore de couvrir le spectre d'absorption des milieux généralement étudiés. En médecine, la réalisation d'instruments de poids et de dimensions moindres, permet une plus grande maniabilité et le faible coût de réalisation permet de soigner plus de populations à travers le monde.

Par ailleurs, les matrices de VCSEL sont devenues omniprésentes dans les systèmes permettant de lire l'ADN, de détecter les interactions entre protéines et le développement de nouveaux médicaments. D'après K. Kincade [26], grâce aux dispositifs en matrice, le coût estimé d'un test ADN, ou d'un test permettant de détecter une interaction entre protéines est passé de 2\$ à 0,0001\$. Ce genre de dispositifs de taille réduite, bénéficie de l'angoisse américaine du bioterrorisme, qui les pousse à investir dans des dispositifs faible coût et faibles dimensions ("lab-on-a-chip") pouvant être largement distribués aux services de secours. En télémétrie, le faible encombrement et la faible consommation permet la réalisation de robots ou de drones de tailles de plus en plus faibles et d'autonomie plus élevée, même si la faible puissance émise est handicapante.

Partie II :

**Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité
verticale émettant par la surface**

II.1. Le bruit dans les diodes Lasers VCSEL

II.1.1. Origines physiques du bruit des diodes laser

La problématique du bruit dans les diodes lasers se situe au cœur de la dualité onde corpuscule de la lumière. La face ondulatoire du problème semble être la plus désignée pour entrevoir la complexité des processus [27,14].

II.1.1.1. Description par les champs

La cause du bruit d'émission optique des lasers est l'émission spontanée. Le schéma de la figure (II.1) explique la construction du champ électrique d'une émission laser perturbée par un événement d'émission spontanée. Le faisceau laser est la somme de M photons et donc son champ électrique est \sqrt{M} fois le champ d'un de ces photons E_p . L'émission spontanée d'un photon de phase aléatoire se traduit par une variation de l'amplitude et par un déphasage du champ électrique total [28,29].

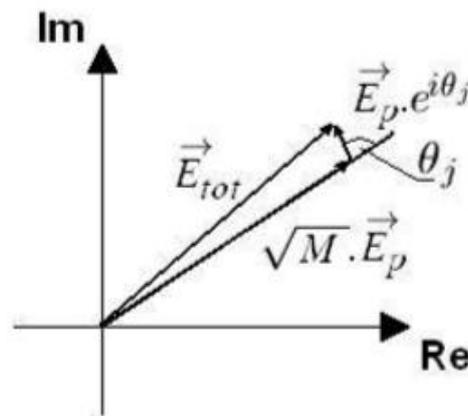


Figure (II.1) : Variation de la phase d'un flux laser par une émission spontanée.

Si on répète cette construction géométrique pour m émissions spontanées, s'écrit :

$$\vec{E}_T = \sqrt{M}\vec{E}_p + \vec{E}_p \sum_{j=1}^m e^{i\theta_j} \quad (\text{II.1})$$

Mais l'influence de l'émission spontanée ne s'arrête pas là. Un laser étant un système complexe et bouclé, les fluctuations d'un paramètre ont un effet d'entraînement sur les autres. Les interactions les plus importantes sont résumées par le schéma de la figure (II. 2) :

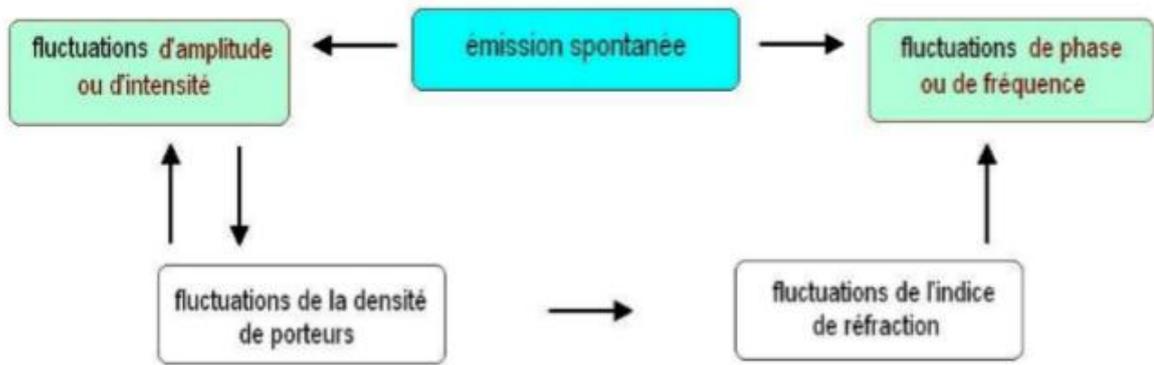


Figure (II.2) : Relations entre les différents bruits dans un laser à semi-conducteur

Ces interactions, dont l'émission spontanée est la source sont ici décrites par des équations mettant en jeu des variables de champs. La prise en compte de phénomènes aussi imbriqués, et dans un espace à géométrie réduite, avec un formalisme "Maxwellien" n'est pas aisé, c'est pourquoi une description plus quantique des interactions électron photon est préférable, en particulier lorsqu'on souhaite modéliser la diode laser par les équations d'évolution.

II.1.1.2. Description par les particules

Cette description, développée par Mc Cumber [30] a été reprise par Harder [31] pour introduire les fonctions de Langevin dans les équations d'évolution des lasers. Chaque changement d'état d'un photon ou d'un électron est associé à une impulsion de bruit. Si on peut quantifier les taux de génération, recombinaison, et d'absorption dans la cavité, il est possible d'écrire les densités spectrales des fonctions de Langevin [32]

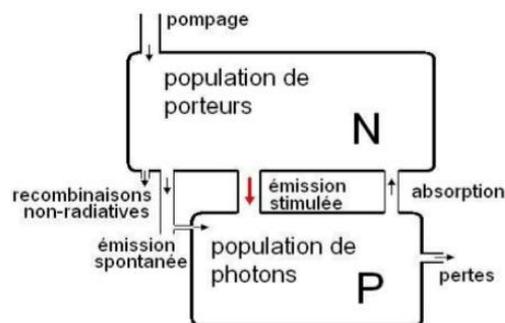


Figure (II.3): Interactions entre les populations de porteurs et de photons.

Partie II : Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface

L'ensemble des interactions entre les photons et les porteurs dans la cavité est représenté par le schéma de la figure (II.3) On déduit de ce schéma les densités spectrales des fonctions de Langevin qui sont la somme des taux moyens des différents changements d'états des particules. Comme Harder et al. Avant nous, nous excluons le pompage puisqu'il n'est pas intrinsèquement dû à l'oscillateur [33]

$$\langle F_P^2 \rangle = \langle \text{ém. stimulé} \rangle + \langle \text{absorption} \rangle + \langle \beta * \text{ém. spontanée} \rangle + \langle \text{pertes} \rangle \quad (\text{II.2})$$

$$\langle F_N^2 \rangle = \langle \text{ém. stimulée} \rangle + \langle \text{absorption} \rangle + \langle \text{recombinaison non radiative} \rangle \quad (\text{II.3})$$

Ainsi que le produit d'inter corrélation entre ces deux fonctions:

$$\langle F_P F_N \rangle = [\langle \text{ém. stimulée} \rangle + \langle \text{absorption} \rangle + \langle \beta * \text{ém. spontanée} \rangle] \quad (\text{II.4})$$

où β est la part de l'émission spontanée qui participe au mode.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que cette description présente l'avantage de formuler les fonctions de Langevin uniquement à partir des paramètres intrinsèques utilisés dans les équations d'évolution.

II.1.2. Définition du RIN

Le bruit relatif d'intensité (Relative Intensity Noise) est un outil mathématique qui permet de comparer le poids des fluctuations du nombre de photons sur l'émission, pour différents lasers ou pour un même laser à différents niveaux d'injection Le RIN est donc le rapport entre la densité spectrale $S_{pe}(f)$ des fluctuations de la puissance optique émise et du carré de la puissance moyenne P_e émise par la diode laser [14]

$$\text{RIN} = \frac{S_{pe}(f)}{P_e^2} \quad (\text{II.5})$$

La densité spectrale des fluctuations est définie par:

$$S_{pe}(f) = \langle \delta P_e^2 \rangle \quad (\text{II.6})$$

Il peut être utile, on le verra plus loin, d'exprimer le RIN directement à partir du nombre P de photons dans la cavité:

$$\text{RIN} = \frac{\langle \delta P_e^2 \rangle}{P_e^2} \quad (\text{II.7})$$

On notera pour conclure que compte tenu de la faible valeur de RIN que présentent les diodes lasers, le bruit relatif d'intensité est presque toujours exprimé en dB.

$$RIN_{dB} = 10\log_{10} \left(\frac{S_{pe}(f)}{P_e^2} \right) = 10\log_{10} \left(\frac{(\delta P^2)}{P^2} \right) \quad (II.8)$$

II.2. Equations de Langevin des lasers à VCSEL

Le système d'équation pour le nombre de photons dans la cavité P et le nombre d'électrons N est donné par les équations de Langevin :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\eta I}{qN_w} - (AN + BN^2 + CN^3) - g_0(N - N_{tr})P + F_N(t) \quad (II.9)$$

$$\frac{dP(t)}{dt} = N_w \Gamma \beta BN^2 + N_w g_0(N - N_{tr})P - \frac{P}{\tau_p} + F_P(t) \quad (II.10)$$

Avec : $F_N(t)$ et $F_P(t)$ sont les fonctions de Langevin.

N : Nombre de porteurs

P : Nombre de photons

η : Efficacité d'injection

I : Courant électrique (A)

q : Charge électrique (C)

N_w : Nombre puits

τ_p : Durée de vie des photons dans la cavité (s)

g_0 : Gain modal (s^{-1})

N_{tr} : Nombre de porteurs à la transparence

Γ : Facteur de confinement

β : Facteur d'émission spontanée

A : Facteur de recombinaisons non –radiatives

B : Facteur de recombinaisons spontanées

C : Facteur de recombinaisons Auger.

Partie II : Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface

Le tableau(II.1) donne les valeurs des variables laser

Paramètres	Unité	Valeurs
N_{tr}		$[0,83.10^{24}; 4,4.10^{24}]$ $V_{act}V_{act}$:volume du milieu active
η		$[0,6 ; 0,86]$
q	C	$[1,602.10^{-19}]$
τ_p	ps	$3,5.10^{-12}$
g_0	s^{-1}	$1,2.10^4$
A	s^{-1}	$1,02.10^8$
B	s^{-1}	20,40
Γ	-	0,05
β	-	10^{-5}

Tableau (II.1) : intervalles de valeurs des paramètres intrinsèques du VCSELS (850nm)

II.3. Modulation en faible signal

II.3. 1. Linéarisation des équations du bilan

Le principe de la modélisation optique en petit signal de la cavité verticale émettant par la surface est bien connu. Les équations de Langevin des lasers à VCSEL sont linéaires pour de faibles variations des grandeurs de fonctionnement (N et P) autour de leur valeur en régime stationnaire.

Le nombre de porteurs et le nombre de photons varieront en fonction du temps sous la forme :

$$\begin{cases} N(t)=N_0 + \Delta N(t) & \text{(II.11a)} \\ P(t)=P_0 + \Delta P(t) & \text{(II.11b)} \end{cases}$$

Si l'on fait l'hypothèse d'une modulation petit signal (c'est-à-dire $\Delta N(t) \ll N_0$ et $\Delta P(t) \ll P_0$), cela revient à dire que $\Delta N(t)$ et $\Delta P(t)$ correspondent aux variations élémentaire autour de N_0 et P_0 respectivement.

Il est alors possible d'obtenir les équations de Langevin des lasers VCSEL de la variation du nombre de photons $\frac{d\Delta P}{dt}$ et du nombre de porteurs $\frac{d\Delta N}{dt}$.

Partie II : Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface

Donc en remplaçant les équations linéaires (II.11) dans l'équation (II.9) on trouve :

$$\frac{d[N_0 + \Delta N(t)]}{dt} = \frac{\eta I}{q N_w} - \{A[N_0 + \Delta N(t)] + B[N_0 + \Delta N(t)]^2 + C[N_0 + \Delta N(t)]^3\} - g_0[N_0 + \Delta N(t) - N_{tr}][P_0 + \Delta P(t)] + F_N \quad (\text{II.12})$$

Pour une meilleure lisibilité de ces équations, il est préférable de regrouper les termes constants et éliminer les termes correspondant au régime stationnaire.

Donc le résultat de cette linéarisation est le suivant :

$$\frac{d[\Delta N(t)]}{dt} = -\{A[\Delta N(t)] + B[2N_0\Delta N(t)] + C[3N_0^2\Delta N(t)]\} - g_0[(N_0 - N_{tr})\Delta P(t) + \Delta N(t)P_0] + F_N(t) \quad (\text{II.13})$$

De même manière, en remplaçant l'équation (II.11) dans l'équation (II.10) on trouve :

$$\frac{d[\Delta P(t)]}{dt} = N_w \Gamma \beta B [2N_0 \Delta N(t)] + N_w g_0 [(N_0 - N_{tr}) \Delta P(t) + \Delta N(t) P_0] - \frac{[\Delta P(t)]}{\tau_p} + F_P(t) \quad (\text{II.14a})$$

$$\Rightarrow \frac{d[\Delta P(t)]}{dt} = [2N_0 N_w \Gamma \beta B + N_w g_0 P_0] \Delta N(t) + \left[N_w g_0 (N_0 - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_p} \right] \Delta P(t) + F_P(t) \quad (\text{II.14b})$$

Après un calcul élémentaire, l'équation (II.14b) s'écrit :

$$\frac{d[\Delta P(t)]}{dt} = [2N_0 N_w \Gamma \beta B + N_w g_0 P_0] \Delta N(t) + F_P(t) \quad (\text{II.15})$$

Ecrivons $\Delta N(t)$, $\Delta P(t)$ sous la forme :

$$\begin{cases} \Delta N(t) = \delta n e^{j\omega t} & (\text{II.16a}) \\ \Delta P(t) = \delta p e^{j\omega t} & (\text{II.16b}) \end{cases}$$

avec ω est la fréquence de modulation et δn et δp sont les perturbations.

Donc

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = j\omega \delta n e^{j\omega t} \quad (\text{II.17a})$$

Partie II : Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface

$$\frac{d\Delta P(t)}{dt} = j\omega\delta p e^{j\omega t} \quad (\text{II.17b})$$

En remplaçant (II.16) et (II.17) dans (II.13) et (II.15) on trouve :

$$F_N(t) = j\omega\delta n e^{j\omega t} + [A\delta n e^{j\omega t} + B(2N_0\delta n e^{j\omega t}) + C(3N_0^2\delta n e^{j\omega t})] + g_0[(N_0 - N_{tr})\delta p e^{j\omega t} + \delta n e^{j\omega t} P_0] \quad (\text{II.18})$$

$$F_P(t) = j\omega\delta p e^{j\omega t} - (2N_0N_w\Gamma\beta B + N_wg_0P_0)\delta n e^{j\omega t} \quad (\text{II.19})$$

On multiplie les équations (II.18) et (II.19) par $e^{-j\omega t}$, on trouve :

$$F_N(t)e^{-j\omega t} = (j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0P_0)\delta n + g_0(N_0 - N_{tr})\delta p \quad (\text{II.20})$$

$$F_P(t)e^{-j\omega t} = j\omega\delta p - (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_wg_0P_0)\delta n \quad (\text{II.21})$$

On remplace $F_N(t)e^{-j\omega t}$ par \widetilde{F}_N et $F_P(t)e^{-j\omega t}$ par \widetilde{F}_P , on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} \widetilde{F}_N = (j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0P_0)\delta n + g_0(N_0 - N_{tr})\delta p \\ \widetilde{F}_P = j\omega\delta p - (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_wg_0P_0)\delta n \end{array} \right. \quad (\text{II.22})$$

II.3.1. Solution du système linéarisé

Le système décrit par les équations de Langevin à seconde linéarisation est en fait soumis à deux types de variation de population : les porteurs et les photons, la solution de chacune des équations (II.22) et (II.23) est :

$$\delta n = \frac{\widetilde{F}_N - g_0(N_0 - N_{tr})\delta p}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0P_0)} \quad (\text{II.24})$$

En remplaçant (II.24) dans (II.23) on trouve :

$$\widetilde{F}_P = j\omega\delta p - (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_wg_0P_0) \left[\frac{\widetilde{F}_N - g_0(N_0 - N_{tr})\delta p}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0P_0)} \right] \quad (\text{II.25})$$

$$\widetilde{F}_P = \left[j\omega + \frac{g_0(2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_wg_0P_0)(N_0 - N_{tr})}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0P_0)} \right] \delta p - \frac{\widetilde{F}_N(2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_wg_0P_0)}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0P_0)} \quad (\text{II.26})$$

Partie II : Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface

$$\widetilde{F}_P + \frac{\widetilde{F}_N(2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)} = \left[\frac{j\omega(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)} + \frac{g_0(2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)(N_0 - N_{tr})}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)} \right] \delta p \quad (\text{II.27})$$

$$\delta p \left[\frac{j\omega(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0) + g_0(2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)(N_0 - N_{tr})}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)} \right] = \widetilde{F}_P + \frac{\widetilde{F}_N(2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)}{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)} \quad (\text{II.28})$$

Soit

$$\delta p = \frac{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)\widetilde{F}_P + (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)\widetilde{F}_N}{[-\omega^2 + (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)g_0(N_0 - N_{tr}) + j\omega(A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)]} \quad (\text{II.29})$$

Après quelques transformations élémentaires, on trouve

$$\delta p = \frac{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)\widetilde{F}_P + (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)\widetilde{F}_N}{-\omega^2 + \omega_R^2 + 2j\omega\Gamma_R} \quad (\text{II.30})$$

Posons

$$\omega_R^2 = (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)g_0(N_0 - N_{tr}) \quad (\text{II.31})$$

$$\Gamma_R = \frac{(A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)}{2} \quad (\text{II.32})$$

avec ω_R et Γ_R sont la fréquence de relaxation et le coefficient d'amortissement respectivement.

En remplaçant les expressions (II.31) et (II.32) dans l'équation (II.30) on trouve

$$\delta p = \frac{(j\omega + 2\Gamma_R)\widetilde{F}_P + (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)\widetilde{F}_N}{(\omega_R^2 - \omega^2 + j2\omega\Gamma_R)} \quad (\text{II.33})$$

Le conjugué de δp

$$\delta p^* = \frac{(-j\omega + 2\Gamma_R)\widetilde{F}_P^* + (2N_w\Gamma\beta BN_0 + N_w g_0 P_0)\widetilde{F}_N^*}{(\omega_R^2 - \omega^2 - j2\omega\Gamma_R)} \quad (\text{II.34})$$

On obtient alors la variance $\langle \delta p \delta p^* \rangle$ de δp en écrivant :

$$\langle \delta p \delta p^* \rangle = \frac{(j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0) \langle \widetilde{F}_P \rangle + (2N_w \Gamma \beta BN_0 + N_w g_0 P_0) \langle \widetilde{F}_N \rangle}{(-\omega^2 + \omega_R^2 + 2j\omega \Gamma_R)} \times \frac{(-j\omega + A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0) \langle \widetilde{F}_P^* \rangle + (2N_w \Gamma \beta BN_0 + N_w g_0 P_0) \langle \widetilde{F}_N^* \rangle}{(-\omega^2 + \omega_R^2 - 2j\omega \Gamma_R)} \quad (\text{II.35a})$$

$$\langle \delta p \delta p^* \rangle = \frac{\left((A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)^2 - (j\omega)^2 \right) \langle \widetilde{F}_P \widetilde{F}_P^* \rangle + \left((2N_w \Gamma \beta BN_0 + N_w g_0 P_0) \right)^2 \langle \widetilde{F}_N \widetilde{F}_N^* \rangle}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 - (2j\omega \Gamma_R)^2} \quad (\text{II.35b})$$

On pose

$$\langle \widetilde{F}_P \widetilde{F}_P^* \rangle = \langle \widetilde{F}_P^2 \rangle \quad (\text{II.36a})$$

$$\langle \widetilde{F}_N \widetilde{F}_N^* \rangle = \langle \widetilde{F}_N^2 \rangle \quad (\text{II.36b})$$

En remplaçant (II.36) dans (II.35b) on trouve

$$\langle \delta p \delta p^* \rangle = \frac{\left((A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)^2 - (j\omega)^2 \right) \langle \widetilde{F}_P^2 \rangle + \left((2N_w \Gamma \beta BN_0 + N_w g_0 P_0) \right)^2 \langle \widetilde{F}_N^2 \rangle}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 - (2j\omega \Gamma_R)^2} \quad (\text{II.37})$$

$$\langle \delta p \delta p^* \rangle = \frac{\left(\omega^2 + (2\Gamma_R)^2 \right) \langle \widetilde{F}_P \widetilde{F}_P^* \rangle + \left(2N_w \Gamma \beta BN_0 + N_w g_0 P_0 \right)^2 \langle \widetilde{F}_N \widetilde{F}_N^* \rangle}{\left((\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega \Gamma_R)^2 \right)} \quad (\text{II.38})$$

II.3.2. Dérivation des fonctions de Langevin dans l'espace fréquentiel

Compte tenu des équations d'évolutions (II.9) et (II.10), les équations (II.2) et (II.3) s'écrivent alors sous la forme

$$\langle \widetilde{F}_P^2 \rangle = \langle N_w g_0 NP \rangle + \langle -N_w g_0 N_{tr} P \rangle + \langle N_w \Gamma \beta BN^2 \rangle + \langle -\frac{P}{\tau_P} \rangle \quad (\text{II.39a})$$

$$\langle \widetilde{F}_P^2 \rangle = N_w g_0 NP + N_w g_0 N_{tr} P + N_w \Gamma \beta BN^2 + \frac{P}{\tau_P} \quad (\text{II.39b})$$

Donc :

$$\langle \widetilde{F}_P^2 \rangle = g_0 (N + N_{tr}) N_w P + N_w \Gamma \beta BN^2 + \frac{P}{\tau_P} \quad (\text{II.40})$$

$$\langle \widetilde{F}_N^2 \rangle = \langle -g_0 NP \rangle + \langle g_0 N_{tr} P \rangle + \langle 0 \rangle + \langle -(AN + BN^2 + CN^3) \rangle \quad (\text{II.41a})$$

Partie II : Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface

$$\langle \widetilde{F}_N^2 \rangle = g_0 N P + g_0 N_{tr} P + (AN + BN^2 + CN^3) \quad (\text{II.41b})$$

Donc :

$$\langle \widetilde{F}_N^2 \rangle = g_0 (N + N_{tr}) P + (AN + BN^2 + CN^3) \quad (\text{II.42})$$

En régime permanent les équations (II.9) et (II.10) nous donnent:

$$(AN + BN^2 + CN^3) = \frac{\eta I}{q N_w} + g_0 (N - N_{tr}) P \quad (\text{II.43a})$$

$$N_w \Gamma \beta B N^2 = \frac{P}{\tau_p} - N_w g_0 (N - N_{tr}) P \quad (\text{II.43b})$$

Les équations (II.43a) et (II.43b) nous permet de simplifier respectivement (II.40) et (II.42) en

$$\langle \widetilde{F}_N^2 \rangle = 2g_0 N_{tr} P_0 + \frac{\eta I}{q N_w} \quad (\text{II.44})$$

$$\langle \widetilde{F}_p^2 \rangle = 2N_w g_0 N_{tr} P_0 + \frac{2P_0}{\tau_p} \quad (\text{II.45})$$

En remplaçant (II.44) et (II.45) dans (II.38) on trouve

$$\langle \delta p \delta p^* \rangle = \frac{(2N_w \Gamma \beta B N_0 + N_w g_0 P_0)^2 \left(2g_0 N_{tr} P_0 + \frac{\eta I}{q N_w} \right) + \left(\omega^2 + (A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0) \right)^2 \left(2N_w g_0 N_{tr} P_0 + \frac{2P_0}{\tau_p} \right)}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega \Gamma_R)^2} \quad (\text{II.46})$$

Compte tenu des équations d'évolutions (II.9) et (II.10), l'équation (II.4) s'écrit alors sous la forme

$$\langle \widetilde{F}_p \widetilde{F}_N \rangle = - \left(2g_0 N_{tr} P_0 + \frac{P_0}{\tau_p} \right) \quad (\text{II.47})$$

Ici P_0 et N_0 sont les grandeurs continues calculées à partir des équations d'évolutions en régime stationnaire [33].

$$N_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{-A}{B} + \sqrt{\left(\frac{A}{B} \right)^2 + \frac{4\eta I_{th}}{BqN_w}} \right) \quad (\text{II.48a})$$

Partie II : Bruit relatif d'intensité des lasers à cavité verticale émettant par la surface

$$P_0 = \tau_p \left(2N_w \Gamma \beta B N_0^2 + \frac{\eta_i}{q} (I - I_{seuil}) \right) \quad (\text{II.48b})$$

où I_{seuil} est le courant de seuil donné en fonction du nombre d'électrons au seuil par [32].

$$I_{seuil} = \frac{qN_w}{\eta} (AN_{seuil} + BN_{seuil}^2) \quad (\text{II.49})$$

avec

$$N_{seuil} = N_{tr} + \frac{1}{N_w g_0 \tau_p} \quad (\text{II.50})$$

II.3.4. Résultats et discussions

Les figures (II.4) et (II.5) montrent l'évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons en fonction du courant injecté pour différents nombre de puits ($N_w=1$ et $N_w=3$) et à différents efficacité d'injection $\eta=0.86$ et $\eta=0.6$. On constate premièrement que le courant de seuil d'oscillation diminue en augmentant le nombre du puits quantiques. L'effet de l'efficacité d'injection est clairement montré sur les deux figures. on remarque aussi que les densités spectrales des forces de Langevin aux photons et aux électrons augmentent en augmentant le courant d'injection. Cette augmentation est importante pour une zone active possédant un seul puits quantique.

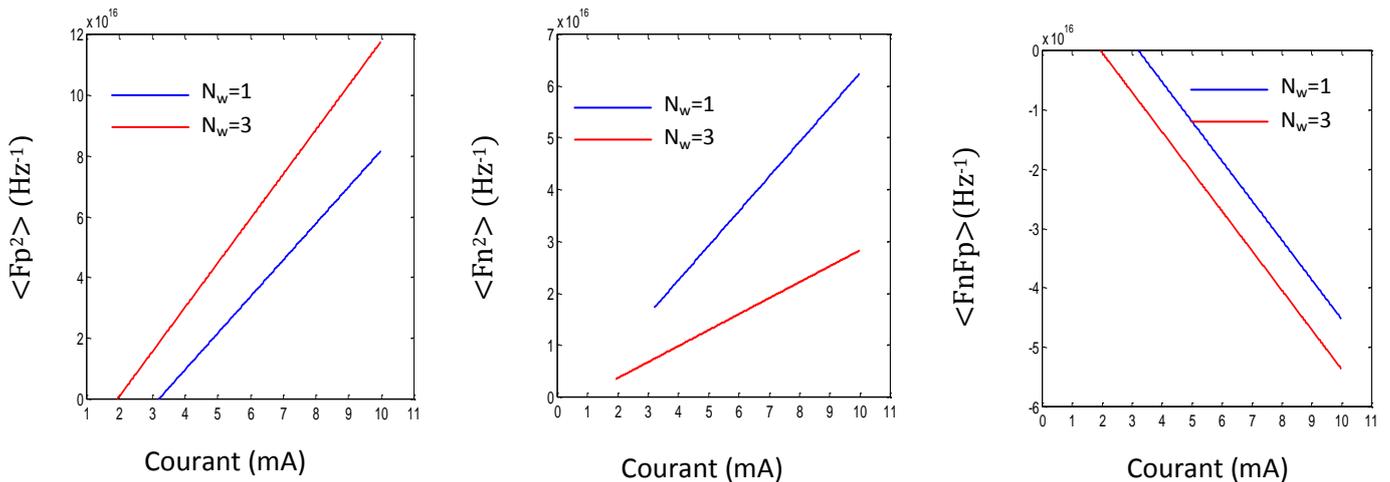


Figure (II.4) : Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons en fonction du courant injecté pour différents nombre de puits. $\eta=0.86$

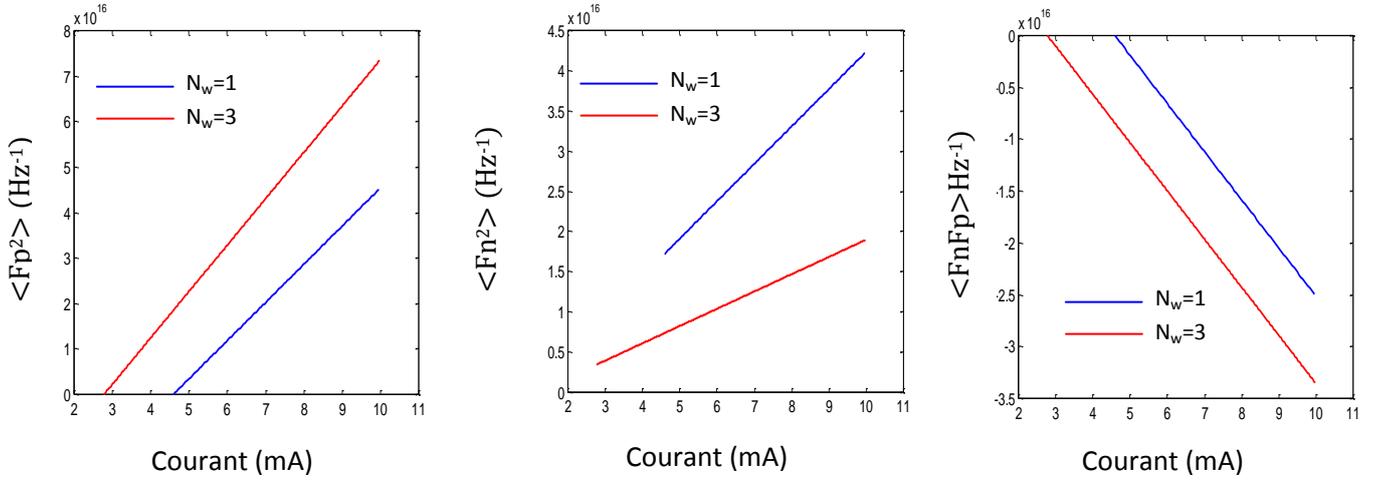


Figure (II.5) : Évolution des densités spectrales des fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons en fonction du courant injecté pour différents nombre de puits. $\eta=0.6$

II.4. Dérivation du bruit relatif d'intensité (RIN)

On définit alors le rapport de la variance $\langle \delta p^2 \rangle$ et de P_0^2 comme le bruit d'intensité relatif du laser VCSEL dont l'acronyme est de RIN pour Relative Intensity Noise en anglais. Le RIN en dB/Hz est relié au rapport (a) par :

$$RIN = \frac{\langle \delta p \delta p^* \rangle}{P_0^2} \quad (II.51)$$

Compte tenu des variances données en (II.5) et (II.35), le RIN en dB/Hz s'écrit alors sous la forme :

$$RIN = 10 \log \frac{(2N_w \Gamma \beta B N_0 + N_w g_0 P_0)^2 \left(2g_0 N_{tr} P_0 + \frac{\eta I}{q N_w} \right) + (\omega^2 + (A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)^2) \left(2N_w g_0 N_{tr} P_0 + \frac{2P}{\tau_P} \right)}{P_0^2 ((\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega \Gamma_R)^2)} \quad (II.52)$$

L'équation (II.52) peut réécrire sous la forme

$$RIN = 10 \log \frac{S_1 + (\omega^2 + S_2) S_3}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega \Gamma_R)^2} \quad (II.53)$$

avec

$$S_1 = \frac{(2N_w \Gamma \beta B N_0 + N_w g_0 P_0)^2 \left(2g_0 N_{tr} P_0 + \frac{\eta I}{q N_w} \right)}{P_0^2} \quad (II.54a)$$

$$S_2 = ((A + 2BN_0 + 3CN_0^2 + g_0 P_0)^2) \quad (II.54b)$$

$$S_3 = \frac{\left(2N_w g_0 N_{tr} P_0 + \frac{2P_0}{\tau_P}\right)}{P_0^2} = \frac{\left(2N_w g_0 N_{tr} + \frac{2}{\tau_P}\right)}{P_0} \quad (\text{II.54c})$$

II.4.1. Résultats et discussions

Les figures (II.6) et (II.7) montrent la variation du bruit relatif d'intensité (RIN en dB/Hz) en fonction de la fréquence de modulation pour différents courant d'injection et à différents nombre du puits quantiques : (a) $N_w=1$ et (b) $N_w=3$. On distingue deux différentes valeurs du coefficient de recombinaison Auger: figure (II.6) $C=0s^{-1}$ et figure (II.7) $C= 5.10^{-7}s^{-1}$.

Les figures montrent clairement que :

- Le bruit est maximal à la résonance.
- Le bruit diminue lorsque le courant d'injection augmente.
- Le bruit s'écroule aux basses fréquences de modulation.

La figure (II.8) montre la variation du bruit relatif d'intensité (RIN en dB/Hz) en fonction du courant d'injection pour différentes fréquences de modulation : $\omega=20, 30$ et 40GHz . On distingue deux différentes valeurs du coefficient de recombinaison Auger: (a) $C=0s^{-1}$ et (b) $C= 5.10^{-7}s^{-1}$. Le nombre du puits quantiques $N_w=1$. La figure montre clairement que l'augmentation du courant entraîne une diminution dans le RIN à haute fréquence de modulation, tandis que pour de faible fréquence de modulation le RIN diminue puis augmente. On constate aussi que le RIN est important à haute fréquence de modulation. L'effet du coefficient de recombinaison Auger n'est pas important.

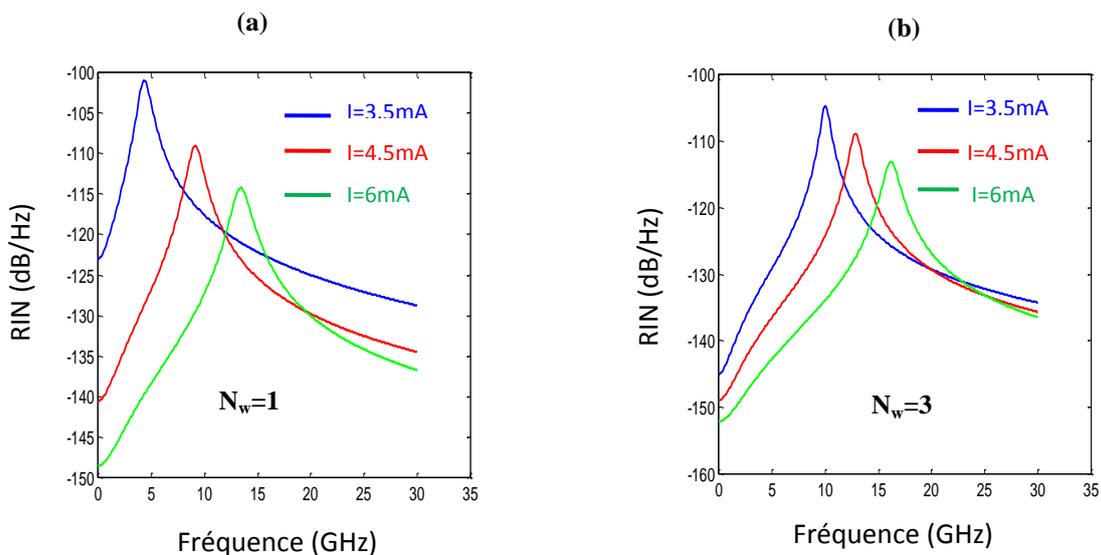


Figure (II.6) : Bruit relatif d'intensité (RIN) en fonction de la fréquence de modulation pour différents courant d'injection:(a) $N_w=1$ et (b) $N_w=3$. $C=0s^{-1}$

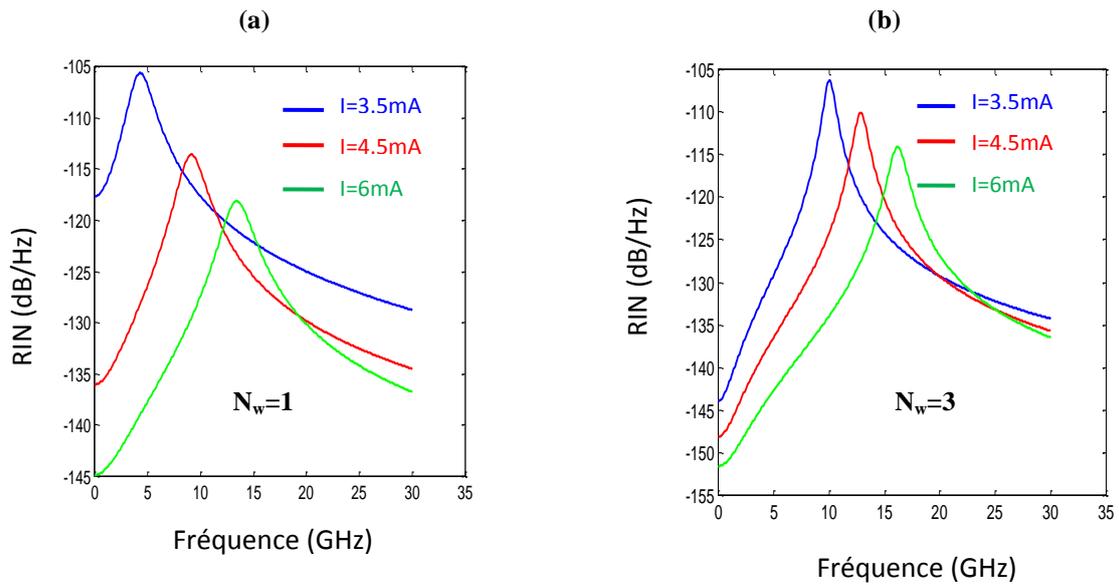


Figure (II.7) : Bruit relatif d'intensité (RIN) en fonction de la fréquence de modulation pour différents courant d'injection. On distingue : (a) $N_w=1$ et (b) $N_w=3$. $C= 5.10^{-7}\text{s}^{-1}$

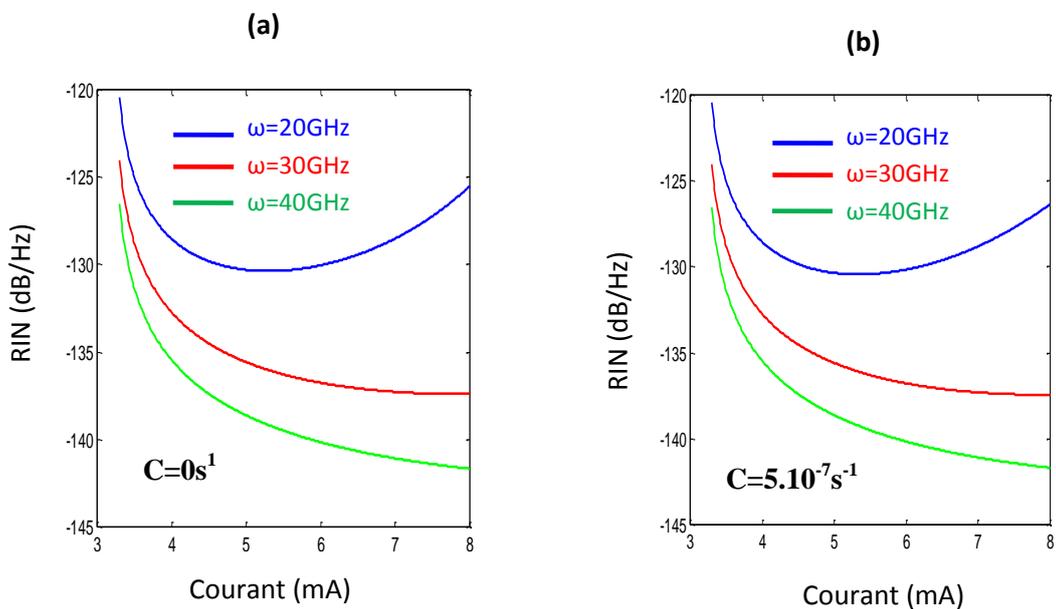


Figure (II.8) : Bruit relatif d'intensité (RIN) en fonction du courant pour différents fréquence de modulation. On distingue : (a) $C=0$, (b) $C= 5.10^{-7}\text{s}^{-1}$. Le nombre du puits quantiques $N_w=1$.

II.5. Paramètres optimaux

II.5. 1. Fréquence de résonance ($\omega_{\text{résonance}}$)

Pour calculer la fréquence de résonance on dérive l'équation (II.53) par rapport à ω c'est-à-dire $dRIN/d\omega=0$.

$$\frac{dRIN(\omega)}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{S_1 + (\omega^2 + S_2)S_3}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma_R)^2} \right) = \frac{2\omega S_3((\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma_R)^2) - [2(-2\omega)(\omega_R^2 - \omega^2) + 4\omega\Gamma_R] * (S_1 + (\omega^2 + S_2)S_3)}{((\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma_R)^2)^2} \quad (\text{II.55})$$

Ce qui donne

$$2\omega S_3((\omega_R^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma_R)^2) - [2(-2\omega)(\omega_R^2 - \omega^2) + 4\omega\Gamma_R] * (S_1 + (\omega^2 + S_2)S_3) = 0 \quad (\text{II.56})$$

Après un calcul élémentaire l'équation (II.56) s'écrit :

$$-S_3\omega^4 + (-2S_1 - 2S_2S_3)\omega^2 + (S_3\omega_R^4 + 2S_1\omega_R^2 - 4\Gamma_R^2S_1 + 2\omega_R^2S_2S_3 - 4\Gamma_R^2S_2S_3) \quad (\text{II.57})$$

On pose $x = \omega^2$

L'équation (II.57) s'écrit sous la forme :

$$ax^2 + bx + c \quad (\text{II.58})$$

avec

$$a = -S_3 \quad (\text{II.59})$$

$$b = -2S_1 - 2S_2S_3 \quad (\text{II.60})$$

$$c = S_3\omega_R^4 + 2S_1\omega_R^2 - 4\Gamma_R^2S_1 + 2\omega_R^2S_2S_3 - 4\Gamma_R^2S_2S_3 \quad (\text{II.61})$$

Les solutions de l'équation (II.58) sont :

$$x = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (\text{II.62})$$

Donc les solutions de l'équation (II.57) sont :

$$\omega_{\text{résonance}} = \sqrt{\frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}} \quad (\text{II.63})$$

II.5.2. Résultats et discussions

La figure (II.9) représente la variation de la fréquence de résonance en fonction du courant pour différents nombre du puits quantiques ($N_w=1$ et $N_w=3$) et à différents coefficients de recombinaison Auger $C=0$ et $C=5.10^{-7}s^{-1}$. On remarque que l'augmentation du courant de polarisation entraîne une augmentation dans la fréquence de fréquence de résonance au delà se seuil d'oscillation. Cette augmentation est importante pour des valeurs élevées du nombre du puits quantiques. Les figures montrent aussi que l'effet du coefficient de recombinaison Auger est très faible sur la fréquence de résonance.

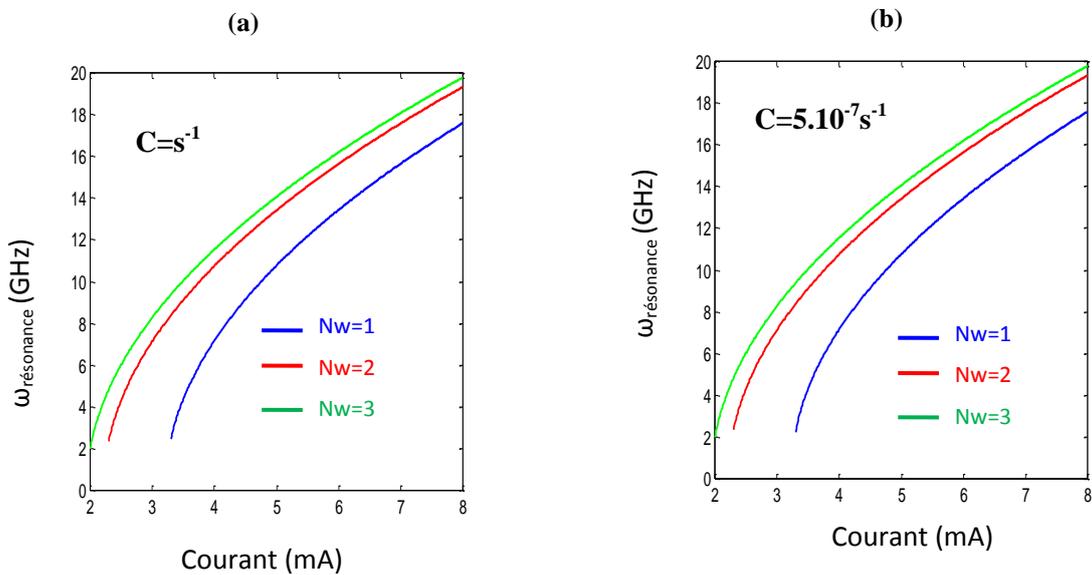


Figure (II.9) : Variation de la fréquence de résonance en fonction du courant pour différents nombre du puits et à différents coefficients de recombinaison Auger: (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^{-7}s^{-1}$

II.5.3. Maximum de la réponse fréquentielle

Le maximum de la réponse fréquentielle en petit signaux en fonction de la fréquence de résonance est donné par la formule suivante :

$$RIN_{\max} = 10 \log_{10} \frac{s_1 + (\omega_{résonance}^2 + s_2) s_3}{(\omega_R^2 - \omega_{résonance}^2)^2 + (2\omega_{résonance} \Gamma_R)^2} \tag{II.65}$$

II.5.4. Résultats et discussions

La figure (II.10) montre la variation du maximum de la réponse fréquentielle en fonction du courant pour différents nombre du puits ($N_w=1, N_w=2$ et $N_w=3$) et à différents coefficients de recombinaison Auger : (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^{-7}s^{-1}$. Les figures montrent clairement que le courant de seuil diminue en augmentant le nombre de puits quantique et l'augmentation du courant de polarisation entraine une diminution dans le maximum de la réponse fréquentielle au delà se seuil d'oscillation. Cette diminution est importante lorsque le nombre du puits quantiques augmente. On constate aussi qu'il y a très faible influence du coefficient de recombinaison Auger sur la limite du RIN.

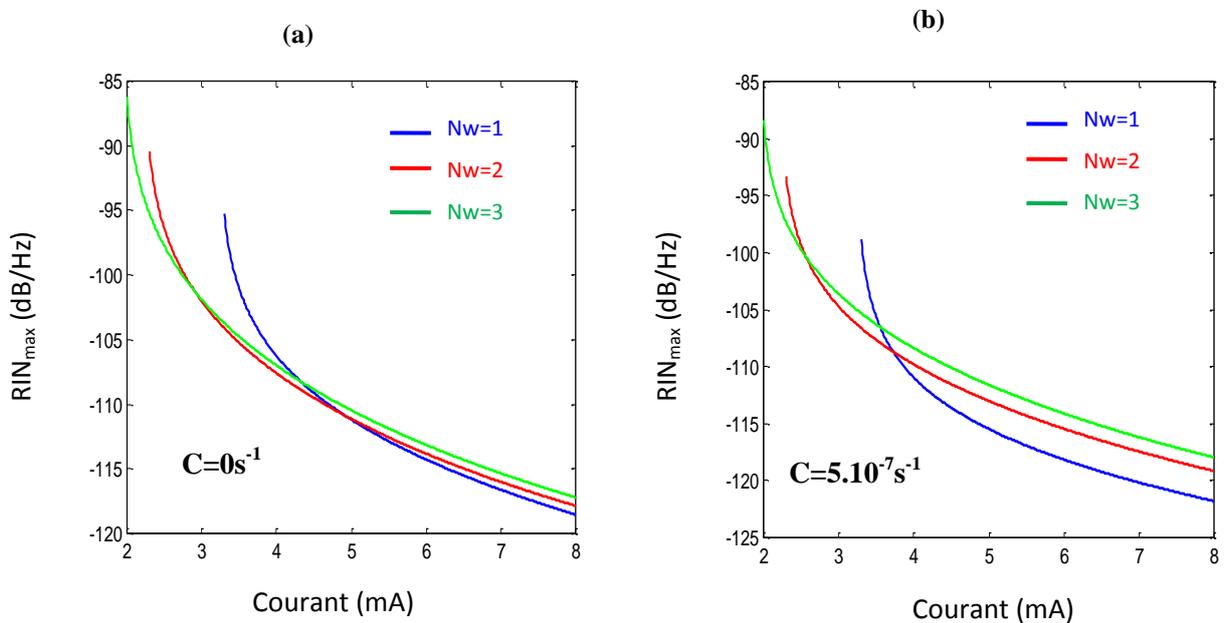


Figure (II.10) : Variation du maximum de la réponse fréquentielle en fonction du courant pour différents nombre du puits et à différents coefficients de recombinaison Auger : (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^{-7}s^{-1}$

II.5.5. Limite du RIN

Pour de faible fréquence de modulation $\omega \approx 0$, on remplace $\omega = 0$ dans l'équation (II.65), on trouve :

$$RIN_{limit} = 10 \log_{10} \frac{S_1 + S_2 S_3}{\omega_R^4} \tag{II.66}$$

II.5.6. Résultats et discussions

La figure (II.11) montre la variation de la limite du RIN en fonction du courant pour différents nombre du puits quantiques ($N_w=1$, $N=2$ et $N_w=3$) et à différents coefficients de recombinaison Auger : (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^{-7}s^{-1}$. Les figures montrent clairement que la limite du bruit diminue lorsque le courant d'injection augmente. Cette diminution est importante lorsque le nombre du puits quantiques augmente. On constate aussi qu'il y a très faible influence du coefficient de recombinaison Auger sur la limite du RIN.

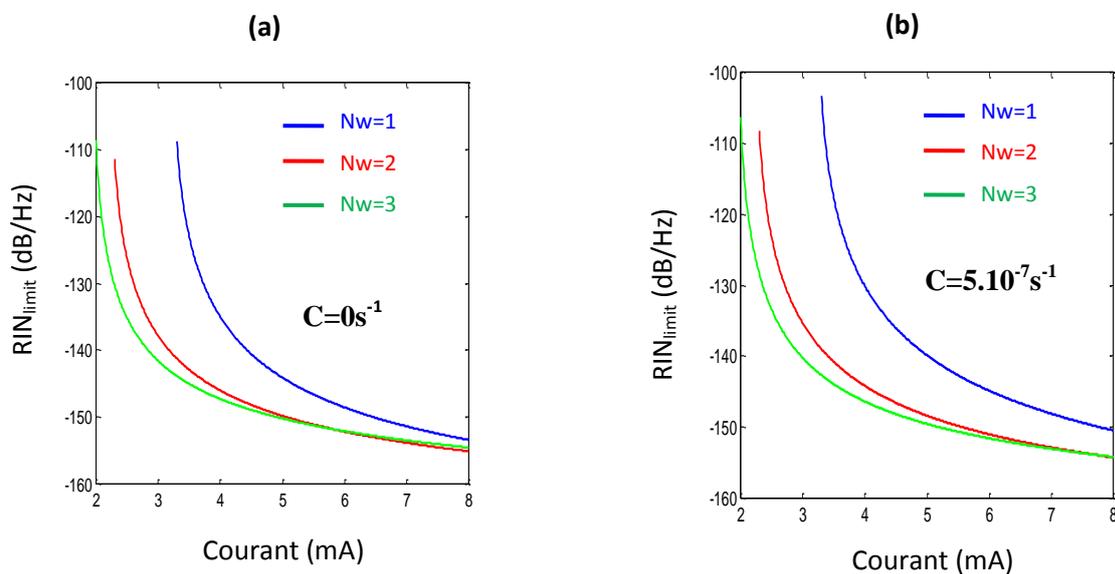


Figure (II.11) : Variation de la limite du RIN en fonction du courant pour différents nombre de puits et à différents coefficients de recombinaison Auger : (a) $C=0$ et (b) $C=5.10^{-7}s^{-1}$

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur l'étude du bruit relatif d'intensité (RIN) des lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL).

Dans la première partie, nous avons présenté un bref historique des VCSELs. Nous avons ainsi évoqué le principe de fonctionnement des VCSELs et les différents paramètres décrivant ces lasers. Après avoir présenté les structures des VCSELs, nous avons expliqué le principe de fonctionnement des miroirs de Bragg et la condition nécessaire d'oscillation laser, nous avons également précisé les matériaux utilisés dans les VCSELs et les avantages de ces lasers. Enfin, nous avons terminé cette partie en donnant quelques applications des VCSELs.

La deuxième partie est consacrée à l'étude du bruit relatif d'intensité (RIN en dB/Hz) des VCSELs. Dans un premier lieu, nous avons étudié l'influence du courant d'injection, du nombre de puits quantiques et de l'efficacité d'injection sur les densités spectrales des fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons. Les résultats montrent clairement que ces paramètres influents de façon primordiale sur les fonctions de Langevin aux porteurs et aux photons.

Nous avons en suite traité la variation du RIN en fonction de la fréquence de modulation pour différents courant d'injection et à différents nombre de puits quantiques et coefficient de recombinaison Auger. On trouve que le courant d'injection et le nombre de puits provoquent un changement sur la fréquence de modulation tandis que le coefficient de recombinaison Auger influe légèrement sur le RIN. Ensuite, l'étude de la variation de la fréquence de résonance en fonction du courant pour différents nombre du puits quantiques et à différents coefficient de recombinaison Auger montre que le nombre du puits influe sur la fréquence de résonance et l'effet Auger sur la fréquence de résonance est très faible.

Cette partie est consacrée aussi à la détermination du maximum du RIN en fonction du courant et des paramètres du laser. On constate que l'augmentation du courant de polarisation entraîne une diminution dans le maximum du RIN au delà de seuil d'oscillation. Cette diminution est importante lorsque le nombre du puits quantiques augmente.

Le dernier point de cette partie est consacré à la détermination de la limite du RIN en fonction du courant et des paramètres du laser. Les résultats montrent clairement que la limite du bruit diminue lorsque le courant d'injection augmente. Cette diminution est importante lorsque le nombre du puits quantiques augmente.

Enfin, l'étude montre que le RIN et les paramètres optimaux sont moins sensibles à l'effet Auger.

Références bibliographiques

- [1] physique des semi-conducteurs II par Marc Haelterman Université libre de Bruxelles 1998.
- [2] J. P. van der Zeil, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, and W. A. Nordland, Laser.
- [3] Soda, H., Iga., Kitahara, C., Suematsu, Y., GaInAsP/In surface emitting laser, Vol.18. Jpn.J. App. Phys, pp.2329-2330,1979.
- [4]K.Iga, S. Koyama, S. Kinochita, Surface emitting semi-conducteur laser, Vol.23. IEEE J. Quantum Electron, pp.1845-1855,1988.
- [5] Bich-Ha TranThi, "Modélisation du bruit d'intensité des lasers InGaAsP.Etude de la translation du bruit basse fréquence dans la bande du signal de modulation",These soutenue a Supaero le 16 décembre 1997 .
- [6]T.E.Sale, "Vertical cavity surface emittinglasers",RESEARCH STUDIES PRESS LTD,1995.
- [7] Technique de l'ingénieur.
- [8] Rosencher.E., Borge, V., Optoélectronique. Edition Masson, Paris, pp. 128-472522, 1998.
- [9]Guilhem ALMUNEAU., étude et réalisation de lasers à cavité à 1,55µm.sur GASB., France., pp.16. 2014.
- [10] Levallois, C., étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multilongueurs d'onde émettant à 1.55µm, France, pp.19-23,2003.
- [11] T. E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers", RESEARCH STUDIES PRESS LTD, 1995.
- [12] D.Babic,and S.W. Corzine. "Analytic Expression for the reflectiondelay, penetrationdepth, and absorbance of quarter-wavedielectricmirrors" IEEE J. Quant. Elec., vol. 28, p.514-524, 1992.
- [13] C. Wilmsen, H. Temkin, and L. A. Coldren"Vertical-CavitySurfae-EmittingLasers:Desing, Fabrication, Characterization" Cambridge UniversityPress, 1999.
- [14] Julien Perchoux. Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (AlGaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences. Optique / photonique. Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2005. Français.
- [15] T. E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers", RESEARCH STUDIES PRESS LTD, 1995.
- [16] S. F. Yu, "Analysis and design of verticlalcavity surface emitting lasers", WILEY, 2003.

- [17] Y. A. Wu, G. S. Li, R. F. Nabiev, K. D. Choquette, C. Caneau, et C.J. Chang-Hasnain, "Single-mode, passive antiguide vertical cavity surface emitting laser", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, no. 2, Juin 1995.
- [18] L.J. Mawst, "Anti up the aperture", *IEEE circuits & devices magazine*, Mars 2003.
- [19] T.S. Kim, A.J. Danner, D.M. Grasso, E.W. Young, K.D. Choquette, "Single fundamental mode photoniccrystal vertical cavity surface emitting laser with 9GHz bandwidth", *Electronicsletters*, vol. 40, no. 21, Octobre 2004.
- [20] N. Yokouchi, A. J. Danner, K. D. Choquette, "Two-dimensional photoniccrystal confined vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, Septembre/Octobre 2003.
- [21] H.J. unold, M. Golling, R. Michalzik, D. Supper, K.J. Ebeling, "Photoniccrystal surface-emitting lasers: tailoring waveguiding for single-mode emission", *Proc. 27th Eur. Conf. on Opt. Comm. ECOC'01*, Amsterdam, 2001.
- [22] A.J. Danner, J.C. Lee, J.J. Raftery Jr., K.D. Choquette, "Photoniccrystal vertical cavity lasers", *Proc. SPIE, San Jose Photonics West*, vol. 5346, Janvier 2004.
- [23] A.J. Danner, T.S. Kim, K.D. Choquette, "Single fundamental mode photoniccrystal vertical cavity laser with improved output power", *Electronicsletters*, vol. 41, no. 6, Mars 2005.
- [24] A. Rissons : Caractérisation et modélisation optoélectronique de diode lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL), thèse de Doctorat université France, 2003
- [25] D-S. Sung, S-H. Kim, H-G. Park, C-K. Kim, Y. H. Lee, "Single-mode photonic-crystal Vertical Cavity Surface Emitting Laser", *CLEO 2002*.
- [26] H. Nakayama, T. Nakamura, M. Funada, Y. Ohashi, M. Kato, "780nm VCSELS for home networks and printers", *IEEE Electronics components ad technology conference*, 2004.
- [27] Y. Yamamoto, "AM and FM quantum noise in semiconductor lasers - Part I: Theoretical analysis", *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. qe-19, no. 1, Janvier 1983.
- [28] K.J. Ebeling, "Integrated optoelectronics", *SPRINGER-VERLAG*, 1993.
- [29] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise", *KLUWER Academic Publisher*, 1988.
- [30] D. E. McCumber, "Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators. I", *Physical Review*, vol. 141, Janvier 1966.
- [31] C. Harder, J. Katz, S. Margalit, J. Shacham, A. Yariv, "Noise equivalent circuit of a semiconductor laser diode", *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. qe-18, no. 3, Mars 1982.

[32] Mémoire de fin d'études .Simulation physique de la réponse spectrale des lasers a cavite verticale émettant par la surface .MAOUASSI Bachra .Universite de BBA.2019.

[33] C. Harder, J. Katz, S. Margalit, J. Shacham,A. Yariv, "Noise equivalent circuit of a semiconductor laser diode", IEEE Journal of quantum electronics, vol. qe-18, no. 3, Mars 1982.

Résumé:

Ce travail a pour but d'étudier la modélisation du bruit relatif d'intensité (RIN) des lasers à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL). Il comporte deux parties. La première partie est une généralité sur les VCSEL. La deuxième partie est consacrée à l'étude de l'effet de des paramètres du laser telles que le courant d'injection, l'efficacité d'injection, la fréquence de modulation, le nombre de puits quantiques et le coefficient de la recombinaison Auger sur le RIN et les paramètres optimaux des VCSELs (fréquence de résonance, maximum du RIN et la limite du RIN). Il a été montré que les paramètres du laser jouent un rôle primordial sur les paramètres optimaux des VCSELs tandis que ces paramètres sont moins sensibles au coefficient de la recombinaison Auger.

Mots clés: VCSEL, équations de Langevin, bruit relatif d'intensité, fréquence de résonance.