



HAL
open science

Etude des Lasers à Semiconducteur au Second Ordre : Bruit d'Amplitude - Bruit de Fréquence

Philippe Signoret

► **To cite this version:**

Philippe Signoret. Etude des Lasers à Semiconducteur au Second Ordre : Bruit d'Amplitude - Bruit de Fréquence. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2004. tel-00067959

HAL Id: tel-00067959

<https://theses.hal.science/tel-00067959>

Submitted on 9 May 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE MONTPELLIER II

SYNTHESE DES TRAVAUX SCIENTIFIQUES

pour l'obtention de l'

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

par

Philippe SIGNORET

**Etude des Lasers à Semiconducteur au Second Ordre :
*Bruit d'Amplitude - Bruit de Fréquence***

16 Décembre 2004

Rapporteurs : A. Brun, Professeur au IOTA, Université Paris-Sud, Orsay

D. Decoster, Professeur à l'IEMN, Université Lille 1

P. Gallion, Professeur à l'ENST, Paris

Examineurs : R. Alabedra, Professeur à l'Université Montpellier II

B. Orsal, Professeur à l'Université Montpellier II

J. Jacquet, HDR, Ingénieur Alcatel

Membre Invité : C. Alibert, Professeur Emérite à l'Université Montpellier II

Travaux de Recherche Effectués au :

Centre d'Electronique et de MicroOptoélectronique de Montpellier

CNRS - UMR 5507 - Montpellier

Table des matières

1	Les composants étudiés	6
1.1	Introduction	7
1.2	Les lasers accordables	7
1.2.1	Le rôle des sources accordables	7
1.2.2	Technologie et état de l'art	9
1.3	VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser	14
1.3.1	Historique et rôle du VCSEL	14
1.3.2	VCSELS @ 850 nm	15
1.3.3	VCSELS @ 1.55 μm	16
1.3.4	VCSELS @ 1.3 μm : Rapide état de l'art	17
1.3.5	VCSELS : Le problème du confinement ...	18
1.3.6	Confrontation Edge Emitting Lasers – Vertical Cavity Surface Emitting Lasers	20
1.4	Conclusion	24
2	Bruit d'Amplitude Electrique et Optique	33
2.1	Introduction	34
2.2	Equations d'Evolution en Régime de Bruit Bi-mode	35
2.3	Schéma Equivalent Electrique en Régime de Bruit d'une Diode Laser	35
2.4	Densité Spectrale de Bruit Blanc Electrique de la Diode	37
2.4.1	Protocole de Mesure du Bruit Electrique	37
2.4.2	Confrontation Modèle / Mesures	39
2.5	Densité Spectrale de Bruit Blanc Optique de la Diode	40
2.5.1	Expression du Bruit d'Intensité Relatif Système - RIN_{syst} : <i>Relative Intensity Noise</i>	41
2.5.2	Protocole de Mesure du Bruit Optique et Confrontation Modèle / Mesures	41
2.6	Equations d'Evolution avec Couplage de Modes	44
2.7	Conclusion	46
3	Bruit optique de Fréquence et Largeur de Raie	48
3.1	Introduction	49
3.2	Expression théorique du Bruit de Fréquence Optique	49
3.2.1	Equation d'évolution de la phase	49
3.2.2	Système d'équations d'évolution	50
3.2.3	Schéma équivalent de bruit	50

3.3	Expression de la largeur de raie intrinsèque au laser	51
3.4	Effet du protocole de mesure sur le spectre de largeur de raie obtenu	52
3.4.1	Méthode hétérodyne	52
3.4.2	Méthode self-homodyne	54
3.5	Mise en œuvre du banc de mesure du Bruit de Fréquence	57
3.5.1	La cavité Fabry-Pérot	57
3.5.2	Description du banc de mesure - Quelques résultats expérimentaux	62
3.6	Conclusion	64
4	Perspectives	66
4.1	Facteur de couplage phase-amplitude α_H	67
4.1.1	Largeur de raie en régimes d'émission spontanée et d'émission stimulée	67
4.1.2	Mesure du spectre de gain	68
4.1.3	Modulation interne HF	68
4.1.4	Corrélation bruit d'amplitude - bruit de fréquence	68
4.1.5	Autres méthodes	68
4.2	Etude de la compétition modale	69
4.3	VCSELS à cristaux photoniques	70

Introduction

Cette synthèse présente mes travaux post-doctorants sur les années 1995 à 2004. Ils se sont déroulés au sein de l'Equipe OptoElectronique de l'Opération Microélectronique et Bruit de Fond, une des quatre thématiques du Centre d'Electronique et de MicroOptoélectronique de Montpellier (CEM2 - UMR5507). Mon projet scientifique se situe dans la continuité du travail de recherche axé sur le Bruit d'Amplitude Electrique et Optique, et initié dans l'équipe en 1982 pour les photodiodes III-V et en 1985 pour les lasers à semi-conducteur, par les Professeurs R. Alabedra et B. Orsal.

Après ma nomination en 1995, j'ai poursuivi l'étude en bruit d'amplitude des lasers à semi-conducteur pour applications télécommunications optiques [1], ainsi que l'étude des composants en ligne, tels que par exemple le modulateur électro-optique, dans le cadre d'un stage de DEA [2], ou l'amplificateur optique à fibre dopée Erbium [3].

En parallèle, j'ai activement participé à la mise en place de nouveaux enseignements au sein de l'IUP GEII de Montpellier, et plus particulièrement dans les domaines de l'optique et de l'optoélectronique [4].

Développer au sein de l'équipe optoélectronique un axe de recherche fondé sur les nouvelles technologies opérationnelles et étendre notre champ d'investigation au second ordre me paraissait important, non seulement pour le renforcement de notre équipe mais également afin d'ouvrir une voie scientifique théorique et expérimentale essentielle à la maîtrise des composants en applications systèmes. Le colloque Photonics West'97 organisé par le SPIE à San José, Californie, fût l'amorce de cette nouvelle entreprise : en effet, la rencontre avec Kent D. Choquette, alors "Principal Member of the Technical Staff" aux laboratoires Sandia, Albuquerque (N.M.), a été décisive pour la concrétisation de mon projet scientifique. Une collaboration s'ouvrait alors avec les laboratoires Sandia, et les structures VCSELS «Vertical Cavity Surface Emitting Laser» à émission par la surface.

J'ai également établi des contacts au moins aussi importants sur notre "vieux" continent. En effet, les JNMO de 1999 m'ont permis d'apprécier les compétences internationales de Joël Jacquet, Ingénieur Opto+, Alcatel Innovation & Research. De plus, la participation en 2000 au COST 268 (european COoperation in the field of Scientific and Technical research) a été le point de départ de notre collaboration avec l'Université de Florence, Italie.

Enrichi par toutes ces collaborations, j'ai donc développé, au sein de notre laboratoire, un nouvel axe de métrologie des composants optoélectroniques : l'analyse de la pureté spectrale des lasers à semi-conducteur par l'étude du bruit de fréquence et de la largeur de raie.

Actuellement, le bruit électrique basse-fréquence nous renseigne sur la qualité des hétérostructures et des contacts. Ce paramètre intéresse tout particulièrement les technologues et permet

d'analyser l'influence du dopage, de la structure, du confinement ... sur les caractéristiques du composant.

Le bruit d'amplitude optique basse fréquence est, quant à lui, un paramètre dont la connaissance est indispensable pour les systèmes de modulation. Le transfert du bruit optique basse fréquence au pied de la porteuse hyperfréquence est maintenant un phénomène connu et la conversion du bruit optique du laser en bruit de phase peut être un handicap pour les applications systèmes.

Enfin, les performances des systèmes de télécommunications cohérents, comme la *PSK* «Phase Shift Keying» ou la *FSK* «Frequency Shift Keying», nécessitent une certaine pureté spectrale de la source lumineuse, et par la même une parfaite connaissance et maîtrise du bruit de fréquence et/ou de phase du composant émetteur.

Le chapitre 1 du présent document décrit les trois principales structures émettrices étudiées au sein de notre équipe opto-électronique :

- les lasers accordables à *DBR* «Distributed Bragg Reflector» à base de matériau quaternaire *InGaAsP*, pour les applications télécommunications optiques
- les *VCSELs* de type *InP* à implantation protonique et jonction tunnel, émettant à $1.55\mu m$
- et également les *VCSELs* hybrides implantés et oxydés, de type *GaAs*, pour une émission à $850nm$.

Le chapitre 2 présente le modèle de bruit électrique de Harder et Yariv "enrichi" ; ce modèle équivalent de la diode laser est validé par nos mesures de bruit d'amplitude électrique par intercorrélations. L'étude du bruit d'amplitude optique et du Bruit d'Intensité Relatif - *RIN* «Relative Intensity Noise» - est également présentée dans ce chapitre. Nous reprenons également ici le modèle classique de bruit basé sur les équations d'évolution des porteurs et des photons, dans une configuration de couplage optique entre les modes en compétition.

Le principal axe de recherche que j'ai développé durant ces 5 dernières années au laboratoire apparaît dans le chapitre 3. Après avoir précisé l'expression théorique du bruit de fréquence et de la largeur de raie intrinsèque à la diode laser, nous examinons l'effet du protocole de mesure sur le spectre de raie obtenu. Cette étude préliminaire est complétée par une étude théorique plus poussée, permettant d'établir le lien très étroit existant entre le bruit de fréquence des lasers à semi-conducteur et leur largeur de raie. Nous montrons ensuite le cheminement scientifique pour mettre au point un banc de démodulation des fluctuations de fréquence des lasers étudiés, ainsi que toutes les précautions expérimentales indispensables. Ce chapitre se referme sur quelques résultats expérimentaux encourageants obtenus récemment.

Le chapitre 4 présente les trois principales perspectives de recherche :

- établir expérimentalement le couplage phase/amplitude des lasers à semi-conducteur, relier cette étude à la théorie décrite par Henry [5], et approcher la corrélation entre le bruit de fréquence du faisceau optique et le bruit électronique des miroirs composants les lasers *VCSELs*, afin de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu,
- réviser le modèle de compétition modale développé dans ce document pour des structures Fabry-Pérot classiques, afin d'expliquer le comportement en bruit d'amplitude des lasers accordables multi-sections dans des configurations critiques,
- mener une étude approfondie des structures à cristaux photoniques, avec application *VCSELs*, dans le cadre de la collaboration avec le Professeur Kent D. Choquette.

Chapitre 1

Les composants étudiés

Sommaire

1.1	Introduction	7
1.2	Les lasers accordables	7
1.2.1	Le rôle des sources accordables	7
1.2.2	Technologie et état de l'art	9
1.3	VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser	14
1.3.1	Historique et rôle du VCSEL	14
1.3.2	VCSELS @ 850 nm	15
1.3.3	VCSELS @ 1.55 μm	16
1.3.4	VCSELS @ 1.3 μm : Rapide état de l'art	17
1.3.5	VCSELS : Le problème du confinement	18
1.3.6	Confrontation Edge Emitting Lasers – Vertical Cavity Surface Emitting Lasers	20
1.4	Conclusion	24

1.1 Introduction

Grâce aux différentes collaborations industrielles et universitaires, entretenues durant la décennie écoulée à l'échelle nationale et internationale, j'ai eu l'opportunité d'étudier des diodes laser à semi-conducteur, à la pointe de la technologie.

Ces collaborations ont conduit au co-encadrement de trois doctorants, dont deux ont déjà soutenu leur thèse [6] [7].

Les composants étudiés représentent les deux grandes familles de lasers à semi-conducteur, à savoir les lasers conventionnels à émission par la tranche - appelés *EEL* pour «Edge Emitting Laser» - et plus particulièrement les lasers accordables, ainsi que les lasers à cavité verticale à émission par la surface, dits *VCSEL*, acronyme de «Vertical Cavity Surface Emitting Laser».

Les lasers accordables émettant dans la fenêtre des télécommunications optiques jouent et joueront un rôle crucial dans les systèmes de transmission optique à Multiplexage Dense en Longueur d'Onde - DWDM : «Dense Wavelength Division Multiplexing». Les composants étudiés dans le cadre d'un contrat entre la société Alcatel/Opto+ et notre équipe optoélectronique sont des lasers DBR à miroirs de Bragg distribués, dont l'accordabilité avoisine les 15nm , dans la plage des $1.55\mu\text{m}$. La structure de ces composants, et leur principe de fonctionnement, sont explicités dans le présent chapitre. D'autres structures accordables à émission par la tranche, plus performantes mais également plus complexes, sont également décrites ici, afin de mieux situer les composants étudiés au laboratoire dans leur contexte, et afin également de mieux discerner les composants optoélectroniques clés de la décennie à venir.

Depuis la fin des années 80, suite à la mise au point du premier VCSEL fonctionnant à température ambiante et sous pompage électrique continue, le laser à émission par la surface fait l'objet d'une compétition internationale. Grâce encore à Alcatel/Opto+ nous avons étudié au laboratoire le premier VCSEL émettant à $1.55\mu\text{m}$ de très faible largeur de raie d'émission, soit à peine quelques MHz [8]. De plus, le soutien de K.D. Choquette nous a permis de caractériser, en collaboration avec les Sandia National Laboratories, des VCSELs oxydés fonctionnant dans les applications courtes distances, émettant donc dans la plage des 850nm . Ce même soutien nous permet aujourd'hui de travailler sur les structures VCSELs hybrides, implantés et oxydés, développés au sein de l'Université d'Urban-Champaign. Et la précieuse collaboration avec K.D. Choquette nous permettra demain de mener des études approfondies de caractérisation au second ordre sur les structures VCSELs à cristaux photoniques. Le présent chapitre détaille donc les structures VCSEL étudiées, et donne un état de l'art de la technologie laser à cavité verticale. Les structures à cristaux photoniques seront par contre évoquées dans la partie *Perspectives* du présent document.

Le présent chapitre s'achève sur une confrontation des deux grandes familles de lasers à semi-conducteur, via la comparaison de caractéristiques essentielles telles que puissance optique en sortie de cavité, bande passante en modulation directe, largeur de raie d'émission ...

1.2 Les lasers accordables

1.2.1 Le rôle des sources accordables

Les sources laser accordables jouent donc aujourd'hui un rôle important dans les systèmes de transmission optique ; en effet, sur un système de communication optique, un laser défectueux

doit pouvoir être remplacé aussi rapidement que possible. Dans cette optique, les opérateurs disposent donc de stocks de lasers de remplacement à réaction distribuée - DFB : «Distributed Feedback». Etant donné qu'il faut pouvoir remplacer un laser quelle que soit sa longueur d'onde, les stocks peuvent s'avérer importants et donc coûteux, en particulier sur les systèmes qui comportent de nombreuses longueurs d'onde. Cette gestion et ce coût sont largement simplifiés par l'utilisation de lasers accordables qui peuvent remplacer n'importe lequel des lasers DFB en situation.

Pour de tels systèmes de transmission numérique, il devient complexe de séparer les messages entre deux canaux adjacents en utilisant un filtrage optique. Avec une détection hétérodyne, le problème optique est transformé en problème électronique. Ceci est avantageux puisqu'un filtre électronique peut être conçu pour avoir une sélectivité très bonne, particulièrement si l'on compare avec les performances des filtres optiques.

Nous pouvons donc utiliser un système de détection hétérodyne, dans lequel le laser accordable va agir en tant qu'oscillateur optique local accordable. L'interférence entre les deux signaux donne une nouvelle fréquence ajustable via la longueur d'onde d'émission du laser accordable. On peut ainsi choisir la fréquence électrique autour de laquelle se trouvera le signal à démoduler.

L'intérêt de ce type de montage est que l'on peut totalement s'affranchir du bruit propre à l'amplificateur. En effet, l'amplitude du signal-interférence étant proportionnelle à la puissance optique du laser accordable, il suffit que cette puissance soit suffisamment grande pour que le bruit du système ramené à l'entrée de l'amplificateur soit dominé par le bruit de grenaille de la photodiode, et non par le bruit propre à l'amplificateur.

De plus, ces lasers accordables sont très prometteurs pour les applications à réseaux locaux optiques, réseaux en Anneau ou réseaux en Maillage : multiplexage à canal optique simple OADM (*optical add/drop multiplexing*) ou systèmes à interconnexions optiques OXC (*optical cross-connect systems*) respectivement.

La grande caractéristique des réseaux en Maillage est qu'ils permettent une distribution efficace des longueurs d'onde, étant donné que les mêmes longueurs d'onde peuvent être utilisées sur plusieurs sous-réseaux indépendants. Dans l'exemple de la figure 1.1, les sous-réseaux

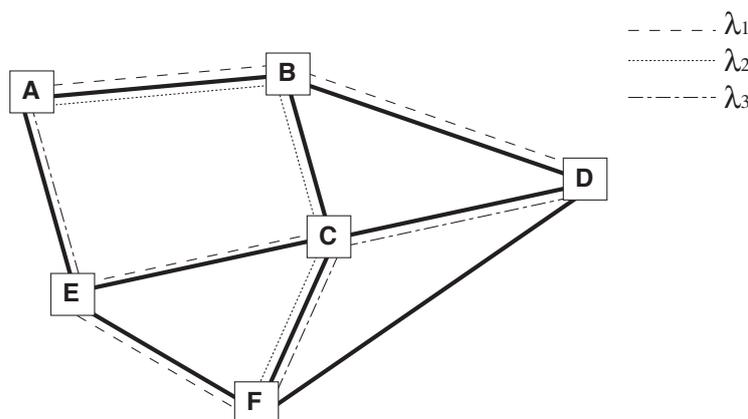


FIG. 1.1 – Réseau de type « WDM mesh network »

$A \rightarrow B \rightarrow D$ et $C \rightarrow E \rightarrow F$ sont indépendants et utilisent chacun la longueur d'onde λ_1 . Ils peuvent communiquer entre eux grâce à λ_3 entre C et D .

Les noeuds permettent de router les signaux : chaque OXC démultiplexe les signaux qui arrivent, choisit une sortie et remultiplexe le signal à la bonne longueur d'onde. Le paramétrage de ces OXC permettrait de pouvoir choisir le débit à chaque instant et en chaque lieu, au lieu de permettre des débits très importants en permanence qui ne seront utilisés que pendant les pics de trafic sur le réseau.

1.2.2 Technologie et état de l'art

Il existe actuellement quatre principales catégories de lasers accordables [9] :

- les structures "tableaux" à base de lasers DFB
- les VCSELs à système micro-électromécanique - MEMS : «Micro ElectroMechanical System», dans lesquels l'accordabilité est obtenue en déplaçant physiquement un miroir
- les diodes laser à cavité externe
- les diodes laser DBR, à miroir de Bragg distribué

Les futurs réseaux locaux optiques nécessiteront des temps de commutation de la longueur d'onde de l'ordre de la nanoseconde. Les seuls candidats actuels potentiels pour ces applications ultra-rapides sont les lasers accordables à DBR.

Laser DBR *Distributed Bragg Reflector* accordable

Les composants multi-sections étudiés au laboratoire dans le cadre de la *thèse de Mikhaël Myara* [7] proviennent de Alcatel/Opto+. Ils sont épitaxiés sur substrat InP et comportent une zone active quaternaire à 6 multi-puits quantiques InGaAsP/InGaAs, une zone de Bragg passive et une zone de phase pour les 3-sections : cf figure 1.2. Les couches anti-reflet permettent d'éviter d'amplifier dans la cavité les modes de transmission du réseau de Bragg, et de ne conserver que les modes en réflexion. Les cotes précisées sur le schéma ne sont, par souci de confidentialité, que des ordres de grandeur usuels, qui permettent toutefois d'obtenir une idée globale de la structure du composant.

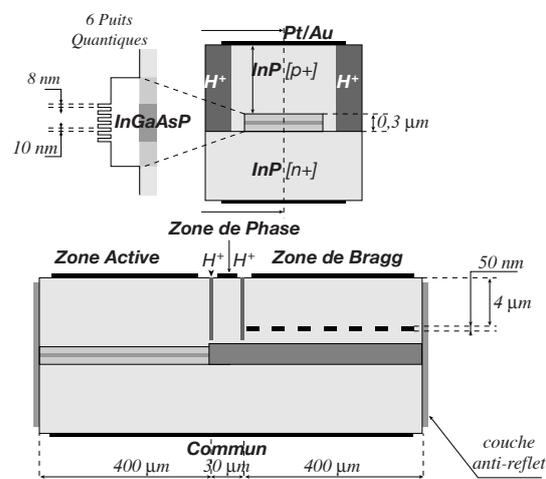


FIG. 1.2 – Structure du laser DBR 3-sections

En fonction de l'injection dans la zone de Bragg, le filtre de Bragg se déplace spectralement tout en conservant sa bande passante et permet ainsi la sélection d'un autre mode Fabry-Pérot et donc le changement de la condition d'oscillation du laser. Ceci est clairement illustré sur la figure 1.3-a, où nous avons représenté le peigne Fabry-Pérot propre à la cavité active et la translation du filtre de Bragg avec injection dans la zone passive. L'évolution de la longueur d'onde en fonction du paramètre de Bragg se fait donc de manière discontinue.

Cette accordabilité discontinue est précisée avec un relevé expérimental de la longueur d'onde, en fonction de la polarisation de la zone de Bragg, la zone de phase étant court-circuitée : figure 1.3-b ; l'accordabilité complète de la structure étudiée avoisine les 15 nm [7]. Cette accordabilité est essentiellement limitée par l'échauffement des zones passives et non par la largeur de la courbe de gain qui avoisine les 100nm.

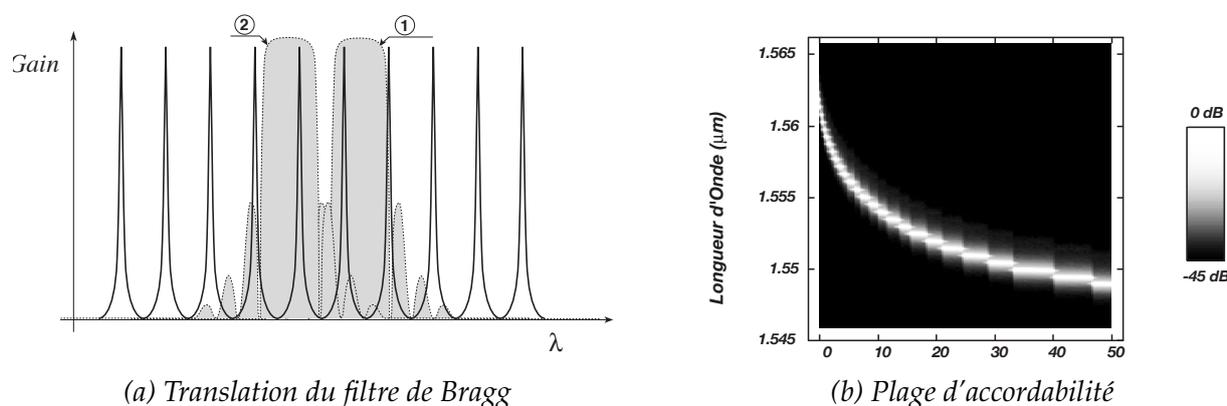


FIG. 1.3 – Effet de l'injection sur le filtre de Bragg et l'accordabilité

Le principe physique majeur utilisé ici pour l'accordabilité est la modification de l'indice de réfraction par injection de porteurs dans les zones passives, essentiellement par absorption entre les sous-bandes de la bande de valence (effet appelé «IVBA» pour «Inter-Valence Band Absorption») et par absorption de photons par les électrons libres puis émission ultérieure de phonons. La zone de phase, comprise entre la zone active et la zone de Bragg, permet de modifier finement la condition de phase du Fabry-Perot. La combinaison des deux zones passives autorise ainsi une accordabilité quasi-continue du laser à DBR.

Autres structures lasers accordables à DBR : Lasers à effet Vernier

Nous présentons, à présent, quelques structures qui ont pour but d'étendre la plage d'accordabilité d'un laser à DBR. En effet, les composants étudiés dans le cadre de la thèse de M. Myara [7] sont limités à une accordabilité d'environ 15nm, comme indiqué ci-dessus. Le principe utilisé est celui de l'effet Vernier, via deux réflecteurs de Bragg à spectre en peigne, ou l'utilisation d'un coupleur associé à un réflecteur de Bragg.

Afin d'utiliser le principe du pied à coulisse à Vernier, il faut nécessairement disposer de deux miroirs à fonction de transfert optique périodique, ce qui n'est pas le cas de la structure de miroir à DBR étudiée au laboratoire. Les miroirs avant et arrière doivent être élaborés afin qu'il y ait un écart entre leurs périodicités spectrales respectives, comme schématisé sur la figure 1.4. La coïncidence entre les deux fonctions de transfert optique définit un mode appelé «super-mode».

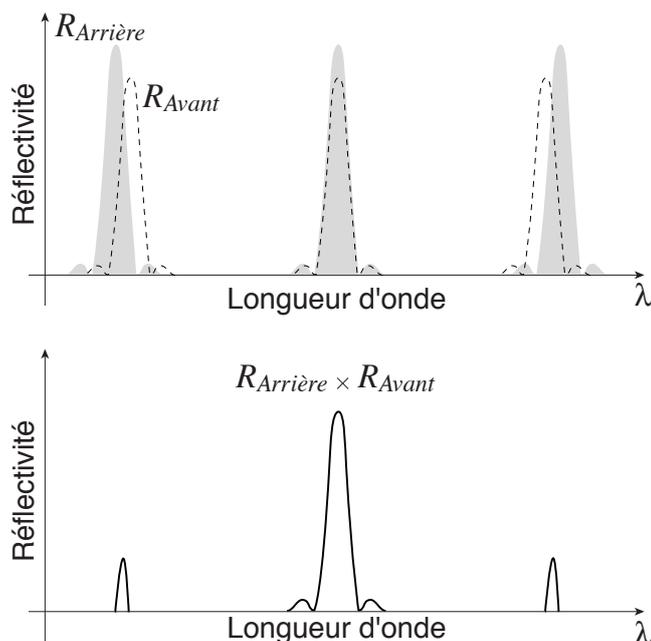


FIG. 1.4 – *Effet Vernier sur des lasers accordables à DBR à spectre en «peigne» : fonction de filtrage cumulée des deux miroirs, en situation de «coïncidence» des deux miroirs.*

Ainsi, si l'on garde fixe le spectre du miroir avant par exemple, et que l'on effectue des translations avec le miroir arrière, on va pouvoir stimuler plusieurs super-modes les uns après les autres, jamais simultanément. Par ailleurs, l'écart spectral entre deux modes du miroir avant peut lui aussi être utilisé, simplement en jouant sur les translations des deux miroirs à la fois [7].

Le spectre final du laser est donc lié d'une part à l'apparition d'un super-mode, et d'autre part à la coïncidence de ce super-mode avec l'un des modes du Fabry-Perot de la cavité. Le choix judicieux de l'écart entre les périodicités spectrales des deux miroirs est capital : trop petit il peut engendrer une compétition modale, trop grand il ne permettra pas la sélection d'un super-mode.

Avec un tel processus, la seule limitation en accordabilité est donnée par la courbe de gain due au confinement électronique.

Il existe plusieurs structures de DBR qui permettent d'obtenir une fonction de transfert périodique :

- **les DBR échantillonnés «SG-DBR»** : «*Sampled Grating DBR*»

La structure de ces lasers est représentée figure 1.5 :

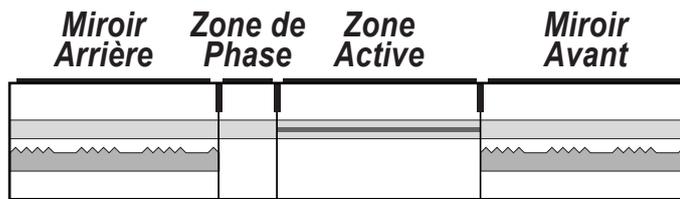


FIG. 1.5 – *Structure d'un DBR à 4 sections à effet Vernier*

Ce type de miroir de Bragg est né dans les laboratoires californiens de Santa Barbara en

1989 [10]. La fonction de transfert périodique est obtenue en alternant dans la structure les tronçons de Bragg classiques et des zones de guide. Un faible écart d'indice entre les deux miroirs échantillonnés permet d'obtenir une forte variation de la longueur d'onde sélectionnée, conformément à l'effet Vernier. La première structure à 3 sections, sans zone de phase, développée par L.A. Coldren présente approximativement une accordabilité de 35 nm, pour une réjection des modes satellites intéressante : $\text{SMSR} > 35 \text{ dB}$ [10].

Les mêmes laboratoires ont mis au point en 2003 le premier composant intégré accordable comportant, outre les 4 sections usuelles, une zone amplificatrice (entre 4 et 8 dB de gain) et un modulateur électro-optique (bande passante maximale de 18 GHz), figure 1.6 : Les

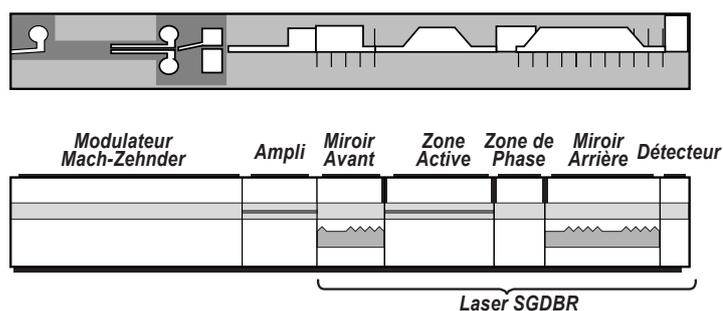


FIG. 1.6 – Intégration d'un Laser à DBR échantillonné

résultats présentés par cette équipe sont très encourageants et motivants pour les travaux d'intégration futurs, utilisant des lasers à DBR échantillonnés.

Toutefois, le principal handicap inhérent à ces structures échantillonnées est l'enveloppe de la courbe de réflectivité, qui induit des puissances optiques plus fortes pour les super-modes centraux que pour les super-modes extrêmes. C'est dans ce contexte que des DBR plus sophistiqués à super-structure ont été élaborés dans les années 93 par les laboratoires japonais NTT.

- les DBR à super structure «SSG-DBR» : «Super Structure Grating DBR». Dans un tel DBR, le tronçon de Bragg n'est plus classique mais présente une modification de la répartition spatiale des indices de réfraction : figure 1.7

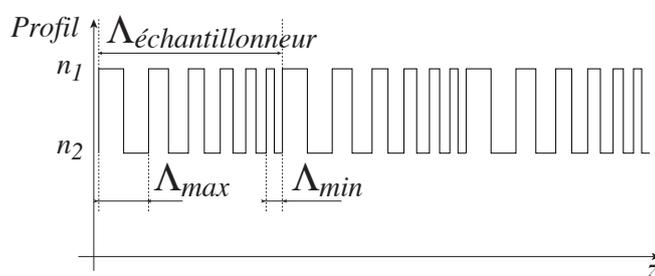


FIG. 1.7 – Exemple de profil d'indice d'une superstructure à DBR

L'intérêt théorique de cette structure est la quasi-uniformité des puissances lumineuses des différents super-modes. Les performances obtenues en 1993 montrent expérimentalement une accordabilité discontinue de 50nm, mais correspondant à une quasi-accordabilité cu-

mulée de seulement 16 nm, les structures initiales étant composées de 3 sections, donc sans zone de phase [11]. Une structure plus élaborée à 4 sections a été également développée par les mêmes laboratoires nippons en 1996 [12] : l'accordabilité totale quasi-continue atteint les 60nm mais le SMSR se situe pour certains super-modes entre 20dB et 30dB ; de plus, le courant dans les zones d'accord augmente les pertes de propagation, ce qui induit une variation de la puissance lumineuse dans une plage d'environ 10dB, d'où un certain handicap. Ainsi, il s'agit de trouver le bon compromis entre uniformité de la puissance optique et plage d'accordabilité [13].

L'utilisation des ces composants dans des applications DWDM, avec un espacement des canaux inférieur ou égal à 25GHz, passe nécessairement par l'utilisation d'une boucle de contre-réaction et un Fabry-Pérot étalon, permettant d'assurer la stabilité en fréquence et le maintien d'une forte réjection des modes satellites [14]. L'asservissement assure une stabilité à long terme du composant : après plusieurs années d'utilisation, les émetteurs doivent en effet être recalibrés suite à leur vieillissement et les tables de référence (qui précisent puissance et fréquence d'émission) éventuellement modifiées en fonction des spécifications des systèmes en cours.

L'alignement des pics de réflectivité des miroirs de Bragg avec un mode de cavité correspond à un minimum pour le gain au seuil et la densité de porteurs [14], et donc un minimum pour la tension aux bornes de la zone active. Cette propriété essentielle est utilisée pour l'asservissement de ces structures. La variation de puissance le long de la plage d'accordabilité est alors également réduite à moins de 1dB.

- **les DBR échantillonnés ou à super-structure associés à un coupleur codirectionnel «GC-S-DBR»** : «*Grating assisted codirectional Coupler laser with rear Sampled grating DBR*» ou «GC-SSG-DBR» : «*Grating codirectional Coupler with a Super Structure Grating DBR*». La lumière issue de la zone de gain est couplée de manière sélective en longueur d'onde depuis le guide d'onde inférieur vers le guide d'onde supérieur dans le coupleur, puis réfléchi par le miroir de Bragg : figure 1.8 :

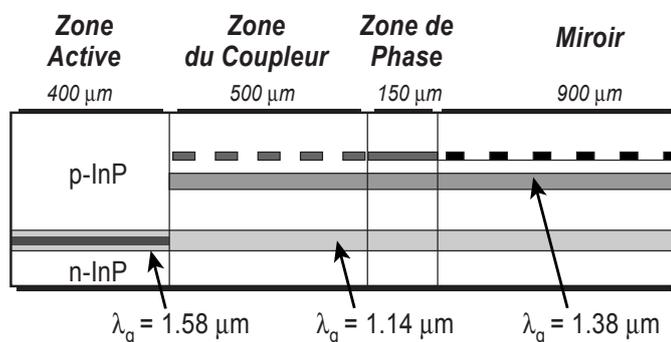


FIG. 1.8 – Structure d'un Laser à DBR à Coupleur Codirectionnel

Ces structures combinent la grande plage d'accordabilité des filtres à coupleur codirectionnel avec la forte sélectivité spectrale des SG ou SSG-DBR. Certes les meilleurs résultats expérimentaux obtenus dans les années 95 sur ces structures sont assez prometteurs, puisqu'elles

présentent des plages d'accordabilité supérieures à 100nm [15], mais il faudrait examiner de près les résultats expérimentaux obtenus afin d'établir l'ensemble des longueurs d'onde distinctes disponibles et obtenues avec un bon SMSR. En effet, l'augmentation de l'accordabilité du filtre à coupleur codirectionnel augmente la bande passante de celui-ci et compromet ainsi le taux de réjection des modes satellites, ce qui représente le plus lourd inconvénient de ces composants. De plus, ces structures nécessitent 5 étapes d'épitaxie, ce qui les rend inadaptés à la production de masse.

Cet état de l'art ne serait pas complet si nous ne citons pas une technologie également prometteuse, à savoir les lasers accordables à cavité externe, utilisant également l'effet Vernier avec une fibre à réseau de Bragg échantillonné [16] :

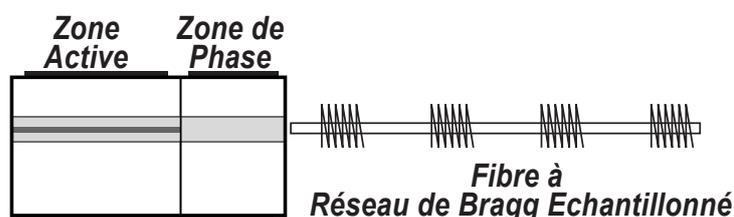


FIG. 1.9 – Laser à cavité externe avec fibre à réseau de Bragg échantillonné

L'intérêt majeur de cette structure comparée aux structures décrites plus haut est la simplicité d'utilisation, puisque les lasers à quatre sections nécessitent des algorithmes de contrôle des injections relativement complexes. Dans la structure à fibre présentée ici, l'effet Vernier est mis en jeu entre le peigne Fabry-Pérot et les bandes permises par le filtre de Bragg échantillonné inscrit dans la fibre. Lorsqu'une résonance de la cavité laser coïncide avec un pic du réflecteur externe, le composant "lase" à cette longueur d'onde. L'accordabilité est donc obtenue ici en contrôlant simplement l'injection dans la zone de phase : injecter du courant dans cette zone déplace le peigne Fabry-Pérot et induit un saut du laser sur la longueur d'onde suivante. Les résultats obtenus montrent une accordabilité par paliers (et non quasi-continue) sur 15nm, avec un SMSR toujours supérieur à 40dB, pour une variation très faible de l'injection dans la zone de phase (3mA) [16].

Toutefois, la stabilité de ce courant d'injection ainsi que les conditions thermiques d'utilisation de la cavité externe doivent être parfaitement maîtrisées, afin d'éviter tout saut de modes chaotique.

1.3 VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser

1.3.1 Historique et rôle du VCSEL

Le premier laser à cavité verticale a été présenté à la fin des années 70 par K. Iga et son équipe au Japon. Il était alors difficile d'obtenir de forts gains optiques dans les matériaux "massif", et l'obtention de miroirs de très forte réflectivité était un challenge. Malgré cela, les chercheurs nippons ont démontré la faisabilité d'un VCSEL InGaAsP/InP pompé électriquement et émettant en mode pulsé sous 77°K [17].

La mise au point quelques années plus tard par la même équipe d'un VCSEL fonctionnant en continu sous 77°K et en mode pulsé à température ambiante [18] a été le point de départ d'une

compétition internationale sur ces composants laser, visant à obtenir des diodes laser à très faible seuil, de forte puissance, et émettant sur une vaste plage de longueurs d'onde.

Les lasers à émission par la surface sont élaborés en épitaxiant de part et d'autre d'une zone active à fort gain optique deux miroirs de très forte réflectivité. Dans la plus grande majorité des cas, ces miroirs sont obtenus par croissance alternative de couches d'indice fort et d'indice faible. Ces miroirs de Bragg distribués présentent des réflectivités pouvant être supérieures à 99,9 % en fonction du nombre de couches épitaxiées et du contraste d'indice.

Les avantages industriels majeurs des VCSELs sont liés à la croissance verticale des couches : la procédure de test sur wafer est simplifiée, et le clivage de la face d'émission devient inutile. De plus, la taille relativement compacte des VCSELs permet une densité plus élevée par wafer. Ceci induit ainsi un coût de production beaucoup plus bas que pour les lasers conventionnels à émission latérale. De plus, la divergence relativement faible du faisceau émis, la faible consommation électrique, ainsi que la bande passante élevée en modulation, sont des atouts supplémentaires pour les VCSELs.

Ainsi, les lasers à cavité verticale sont les candidats idéaux pour les applications optiques sur réseaux locaux «LAN» : «Local Area Networks» et métropolitains «MAN» : «Metropolitan Area Networks». Par ailleurs, les matrices de VCSELs peuvent remplacer les interconnexions carte à carte au sein d'une unité de calcul, et ainsi définir une structure de bus optique.

La taille minimale de la matrice de VCSELs est quand même limitée par la diaphonie (crosstalk) optique ; toutefois, les laboratoires Sandia ont clairement montré que l'utilisation de matrices de VCSELs à gradient de longueur d'onde associées à des matrices de photodétecteurs sélectifs en longueur d'onde [19] permet de minimiser cette diaphonie entre les canaux voisins.

1.3.2 VCSELs @ 850 nm

La maîtrise de la croissance de DBRs de type GaAs/AlGaAs sur substrat GaAs a entraîné l'essor des structures VCSELs à 850nm : le fort contraste d'indice entre deux couches adjacentes permet l'obtention de fortes réflectivités avec un nombre réduit de couches. De plus, un profil de dopage approprié pour ce matériau, associé à un gradient d'indice, permet de réduire encore la résistivité du miroir de Bragg complet. Le fort gain optique est obtenu en introduisant dans la zone active des puits quantiques, également de type GaAs/AlGaAs à cette longueur d'onde.

Grâce à la collaboration établie avec les laboratoires Sandia, nous avons eu l'opportunité d'étudier ce type de VCSEL en bruit d'amplitude, analyse spatiale et spectrale, dans le cadre de la *thèse de G. Belleville* [6].

La production de masse des VCSELs de faible longueur d'onde a commencé dans les années 97 dans le monde entier. Très rapidement, ces composants à 850 nm ont remplacé les diodes électroluminescentes dans les applications LAN telles que l'Ethernet Gigabit. Cependant, la dispersion de la fibre optique et sa forte absorption à 850nm imposent un compromis entre le taux de transmission et la portée des LAN à haut débit : ainsi le développement de structures à 1.3 ou 1.55 microns est indispensable pour des applications sur réseaux locaux ultra-rapides, comme le 10 Gbit Ethernet.¹ On commence à voir aujourd'hui des évolutions dans l'usage. Elles arrivent lente-

¹Il existe quatre grandes normes pour le 10 giga Ethernet : le 10gbase SR qui a une distance très limitée de 28 mètres sur de la fibre optique, pour l'interconnexion d'équipements très proches, le 10gbasez4, qui a une portée de 300 mètres sur de la fibre multimode, et ensuite deux technologies faites pour le MAN : 10gbaseLR qui va à dix kilomètres et le 10gbaseER à 40 kilomètres. Aujourd'hui le 10 giga a une portée de 70 kilomètres, ce qui correspond aux distances utiles

ment avec des applications liées à la vidéoconférence de haute qualité, le téléenseignement, avec des technologies qui prennent de plus en plus de place au quotidien mais qui nécessitent des changements sociaux dans les entreprises et donc qui prennent du temps.

1.3.3 VCSELS @ 1.55 μm

Le premier VCSEL fonctionnant aux grandes longueurs d'onde utilisées dans les télécommunications et à base de miroirs de Bragg à semi-conducteur a été élaboré dans les laboratoires californiens de Santa Barbara [20]. La zone active de type InGaAsP, le miroir N en AlAs/GaAs et le miroir P en AlGaAs/GaAs sont épitaxiés séparément sur substrat InP pour la zone active et sur GaAs pour les miroirs de Bragg, puis combinés en utilisant la technique du «wafer fusion», c'est-à-dire du collage de couches. Toutefois, la complexité du processus de double-collage, ainsi que le souci de fiabilité de certaines étapes de fabrication ont conduit les fondeurs à envisager d'autres alternatives [21].

La fabrication de VCSELS émettant à 1.55 μm et à base de matériaux de type InP rencontre plusieurs problèmes technologiques. Il est difficile d'obtenir des DBR de forte réflectivité à ces longueurs d'onde : en effet, bien que le DBR InGaAsP/InP soit en accord de maille avec le substrat InP, la différence d'indice entre les matériaux InGaAsP et InP est tellement faible qu'il faut épitaxier au-moins 40 paires de telles couches pour obtenir une réflectivité correcte. Ceci est un handicap sérieux pour la production de masse, et le contrôle de la qualité. Les résistivités thermiques et électriques augmentent avec le nombre de couches, ce qui n'est pas du tout désirable dans les VCSELS. De plus, les phénomènes de recombinaison non radiatives ne sont dès lors plus négligeables.

En dépit de ces difficultés technologiques, l'équipe de J. Jacquet a développé en 1999 un VCSEL fonctionnant en continue à l'ambiante à la longueur d'onde de 1.55 μm [21] :

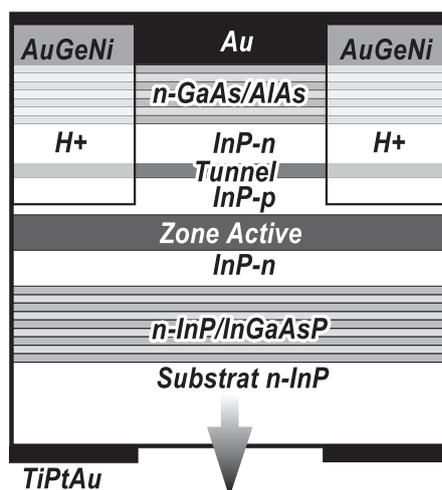


FIG. 1.10 – Structure d'un VCSEL à jonction tunnel émettant à 1.55 μm

Dans cette structure figure 1.10, la zone active à puits quantique InGaAsP est prise en sandwich entre le DBR inférieur InGaAsP/InP et le DBR supérieur métamorphique GaAs/AlAs. L'intérêt ici est d'exploiter au maximum les propriétés thermiques, optiques et électriques du DBR binaire en environnement métropolitain.

supérieur de type N. La jonction tunnel utilisée permet justement d'éviter l'utilisation de miroirs de type P et minimise ainsi les effets de l'absorption.

Cette structure a été étudiée en bruit d'amplitude dans le cadre de la *thèse de Guillaume Belleville* [6] puis a fait l'objet dans notre équipe optoélectronique des *premières mesures de largeur de raie* [8].

Toutefois, la structure précédente nécessite des étapes de fabrication assez lourdes et, de plus, il reste aujourd'hui une certaine ambiguïté au sujet de la fiabilité des miroirs métamorphiques, car les dislocations présentes dans le miroir peuvent se propager dans la zone active.

C'est pourquoi d'autres technologies ont été développées, toujours sur substrat InP. Deux principales filières ternaires et quaternaires ont été étudiées pour l'élaboration des miroirs de Bragg : InAlAs/InAlGaAs [22, 23, 24] et AlGaAsSb/AlAsSb [25, 26], avec une zone active à base de matériau InGaAlAs. Mais ces matériaux ont une conductivité thermique beaucoup moins bonne que les matériaux binaires. En outre, une autre alternative a été démontrée, en utilisant le motif hétérostructure InP/AlGaAsSb [27]. Mais les technologues se heurtent encore aujourd'hui au problème de reproductibilité de la croissance avec l'antimoine.

Ainsi, les récents travaux les plus prometteurs sont ceux utilisant les matériaux InP/InAlGaAs pour l'élaboration des DBRs inférieurs [28, 29], avec une zone active comprenant des puits quantiques à base de matériau AlGaInAs.

Enfin, la technologie utilisant des puits quantiques GaInNAs/GaAs pour la zone active et des DBR à base de matériau GaAs n'est pas encore assez mature pour permettre une production de masse et assurer la fiabilité du composant.

1.3.4 VCSELS @ 1.3 μm : Rapide état de l'art

La longueur d'onde de 1.3 μm est le candidat idéal pour les réseaux locaux et métropolitains, sachant que la fibre optique présente un minimum de dispersion à cette longueur d'onde. 3 principales technologies sont étudiées pour développer des lasers à cavité verticale émettant à cette longueur d'onde [26] :

- Plusieurs équipes de recherche travaillent sur des technologies VCSELS sur **substrat GaAs**, avec des DBRs GaAs/AlAs, avec une zone active comprenant soit des puits quantiques de type InGaAsN [30, 31], soit des puits élaborés avec des matériaux GaAsSb [32] ou des matériaux AlInGaAs [33]. Ces structures utilisent les qualités de forte réflectivité et de forte conductivité thermique des matériaux GaAs/AlAs. Le problème reste toujours le faible niveau de puissance optique obtenu, en configuration d'émission monomode.
- Alcatel a développé une technologie semblable à celle fonctionnant à 1.55 μm , sur **substrat InP**, avec un DBR InGaAsP/InP et un DBR diélectrique, la zone active comprenant toujours des puits quantiques InGaAsP/InGaAs [34]. Alcatel associé au CEM2 a également mis au point le premier miroir de Bragg à forte réflectivité de type AlGaAsSb/AlAsSb sur substrat InP [35]. De même l'Université de Santa Barbara a mis au point récemment une structure sur InP comprenant des miroirs AlGaAsSb et une zone active présentant des puits quantiques AlGaInAs [36]. Mais subsiste toujours le problème de faible conductivité thermique des matériaux ternaires ou quaternaires, ce qui minimise l'évacuation des calories générées dans la zone active.
- Enfin, la technique de «**wafer fusion**» du GaAs sur InP est une alternative intéressante permettant de combiner les avantages des deux approches précédentes : miroirs accordés sur

substrat GaAs et zone active à base de matériau InGaAsP sur substrat InP [37, 38], mais le souci de fiabilité de l'ajustement du mode de cavité persiste avec cette technique.

1.3.5 VCSELS : Le problème du confinement ...

Le confinement transversal du champ optique et du courant injecté nécessite également une attention particulière dans les structures à émission par la surface. Le confinement peut être obtenu en utilisant un guidage par le gain, par l'indice ou encore des mécanismes d'anti-guidage.

- Les premières techniques utilisant un contact métallique circulaire et un **guidage par le gain** permettaient, certes, une grande facilité de fabrication très appréciable, mais ne donnaient qu'un confinement relativement faible. L'implantation protonique dans le DBR supérieur permet alors d'améliorer le confinement électronique dans ce type de structure. Cependant, cette implantation ne peut avoir lieu au niveau même de la zone active, car elle engendre une forte augmentation des pertes optiques par absorption, liées à la diffusion ionique. Ainsi, dans de telles structures, le confinement des porteurs n'est pas optimum et, sous forte injection, de nombreux modes transverses peuvent apparaître.
- Les VCSELS à **guidage par l'indice** présentent un meilleur confinement du champ optique. Différents processus de fabrication permettent d'obtenir ce type de guidage, mais nous insisterons ici sur les structures oxydés, puisque nous avons précisément travaillé sur ces composants, en collaboration avec les laboratoires Sandia, et car ce sont les seules structures à guidage par l'indice permettant une production de masse.

La maîtrise de l'oxydation des couches de type $Al_xGa_{1-x}As$ a permis l'introduction d'une ouverture d'oxyde dans la structure. L'indice de réfraction de la couche oxydée est plus faible que celui du matériau semi-conducteur original [39]. Ainsi, la différence d'indice effectif induite entre la zone active et les zones de confinement peut être contrôlée avec l'épaisseur et la position de la couche oxydée. Le champ optique selon la direction transverse est donc confiné par la ou les couches oxydées.

Les VCSELS à ouverture d'oxyde sont donc aujourd'hui les composants les plus prometteurs pour les applications à réseaux locaux et métropolitains. De plus, la réduction de la consommation électrique de tels composants peut être obtenue en utilisant des reports de contacts supérieurs intra-cavité [40]. La fiabilité est également un des facteurs clés des VCSELS oxydés commercialisés aujourd'hui : ils présentent par exemple un temps moyen de fonctionnement entre deux pannes «MTBF : Mean Time Between Failure» supérieur à 10^7 heures.

Toutefois, il existe toujours un compromis entre le caractère monomode du faisceau et la puissance optique en sortie de cavité, cette dernière étant proportionnelle à la taille de l'ouverture oxydée utilisée.

- Cependant, même si le VCSEL présente intrinsèquement un fort caractère monomode longitudinal de par la faible longueur de sa cavité active, un fonctionnement multi-mode transverse apparaît dès lors que de grandes ouvertures d'oxyde sont utilisées et sous forte injection. C'est un sérieux handicap à résoudre, si l'on souhaite à terme remplacer le laser conventionnel par le laser à cavité verticale. Actuellement, **plusieurs techniques permettent de mieux contrôler le caractère monomode transverse** : la mise en place d'une gravure en surface [41], l'élaboration d'une hétérostructure enterrée présentant un guide d'onde « co-

nique », l'anti-guidage latéral [42, 43, 44], la technique hybride comprenant implantation protonique et couches oxydées, et l'introduction d'une structure cristalline photonique dans le miroir de Bragg supérieur [45].

Dans le cadre de la collaboration entretenue avec K. D. Choquette, actuellement Professeur à l'Université d'Urbana-Champaign (Illinois, USA), nous étudions aujourd'hui la structure VCSEL hybride en bruit de fréquence et largeur de raie, dans le cadre de la *thèse de Jean-Philippe Tourrenc*. Nous disposons de deux structures monomodes distinctes présentant des diamètres d'implantation et des ouvertures d'oxyde valant respectivement : 6×6 et $8 \times 8 \mu\text{m}^2$; 8×8 et $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. La vue en coupe de cette structure est représentée sur la figure 1.11.

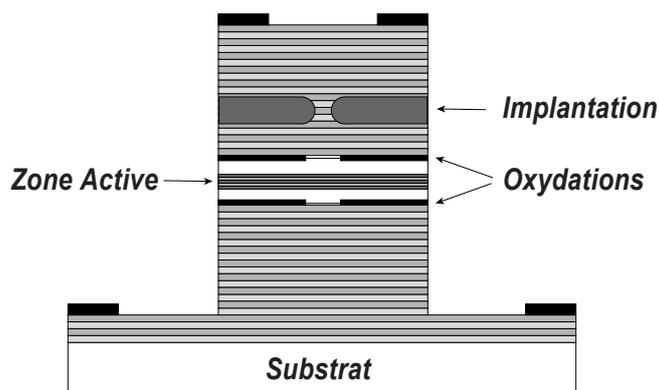


FIG. 1.11 – Structure d'un VCSEL Hybride

La structure comprend une zone active composée de 5 puits quantiques GaAs/AlGaAs, au sein d'une double hétérostructure de type «GRINSCH» : «GRaded INdex Separate Confinement Heterostructure», présentant donc une variation graduelle de l'indice de la zone active vers les miroirs. Ces derniers sont des DBR formés d'une alternance de bicouches $\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}/\text{Al}_{0.92}\text{Ga}_{0.08}\text{As}$ en $\frac{\lambda}{2}$ à interfaces graduelles facilitant le transport des porteurs vers la zone active.

La vitesse d'oxydation des couches évolue de manière exponentielle avec la composition de celles-ci en aluminium. C'est pourquoi, de part et d'autre de la zone active, la première couche d'indice faible, donc celle de composition $\text{Al}_{0.92}$ est "remplacée" par une couche plus riche en aluminium $\text{Al}_{0.98}$ puis oxydée. Le cahier d'épitaxie fourni par le fondeur nous a permis d'établir la distribution de l'indice de réfraction, comme cela est représenté sur la figure 1.12. Nous avons également reporté la répartition du champ optique selon l'axe longitudinal médian de la structure. Le profil d'indice graduel choisi facilite grandement le déplacement des porteurs majoritaires : les fondeurs ont par exemple clairement montré l'influence du profil quasi-parabolique élaboré dans le miroir de Bragg de type P sur le transport des trous et donc sur la diminution de la résistivité de ce miroir [46].

Enfin, le DBR supérieur dispose d'une implantation réalisée par bombardement protonique pour le confinement des porteurs.

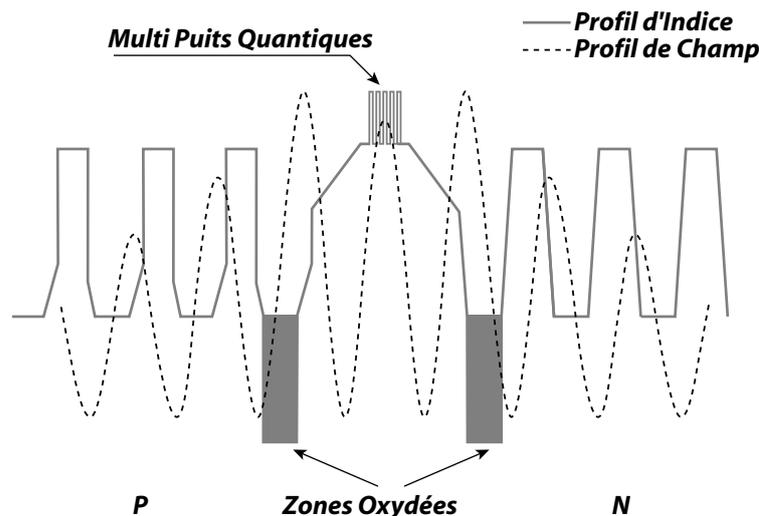


FIG. 1.12 – Distribution de l'indice de réfraction et du profil de champ dans la structure VCSEL hybride

1.3.6 Confrontation Edge Emitting Lasers – Vertical Cavity Surface Emitting Lasers

Puissance Optique

L'état de l'art en 2003 montre que les seuls VCSELs présentant de fortes puissances (de l'ordre du Watt) sont multimodes et émettent à 980nm [47], donc pour applications pompage optique. Les meilleures performances optiques pour des VCSELs fonctionnant en régime monomode transverse sont de quelques mW seulement, que ce soit à 850nm [48, 49], à 1310nm [33] ou à 1550nm [50].

Par contre, pour les lasers à émission par la tranche, certaines technologies permettent d'obtenir des lasers émettant plusieurs dizaines de mW en régime monomode à 850nm [51], ainsi que des lasers DFB fonctionnant en monomode longitudinal et présentant quelques centaines de mW en sortie de cavité, à la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$ [52, 53], comme à $1.55\mu\text{m}$ [54, 55].

Courant de Seuil et Rendement Quantique Différentiel Externe

Pour les VCSELs, ces deux paramètres obéissent à un compromis, puisqu'une augmentation de la réflectivité des miroirs de Bragg entraîne à la fois une diminution du courant de seuil, mais également une diminution du rendement quantique externe [56]. Toutefois, l'introduction de puits quantiques dans la zone active permet fortement d'augmenter le gain différentiel, donc de diminuer également le courant de seuil du composant.

On peut ainsi obtenir aujourd'hui des compromis seuil / rendement tout à fait intéressants, dans le domaine des faibles longueurs d'onde, comme pour les longueurs d'onde des télécommunications :

- à $1.5\mu\text{m}$, nous pouvons par exemple citer des travaux récents issus de Corning, illustrant le fonctionnement d'un VCSEL avec un courant de seuil de $450\mu\text{A}$, un rendement différentiel externe de 46%, et une puissance émise voisine du mW [57]
- à la longueur d'onde de 980nm , certains VCSELs présentent des courants de seuil de quelques μA seulement [58], mais le meilleur compromis semble avoir été établi par l'Université du Texas, avec une diode laser à cavité verticale à contacts intra-cavité présentant un courant de

seuil de $67\mu A$ et un rendement de 60% [59]. La puissance en sortie de cavité reste toujours faible, puisqu'inférieure ici à $200\mu W$.

- Citons enfin les VCSELs hybrides de l'Université d'Urbana-Champaign sur lesquels nous travaillons, qui émettent dans la plage des 850nm et qui présentent au tout proche voisinage du seuil une conversion courant / puissance proche des $1.5W/A$, soit un rendement externe voisin des 100%.

Les lasers conventionnels à émission par la tranche présentent des rendements quantiques aussi élevés que les VCSELs, pour des puissances en sortie de cavité beaucoup plus élevées, donc nécessairement pour des courants injectés plus forts.

- Les chercheurs japonais ont par exemple démontré le fonctionnement d'un laser DFB présentant un rendement quantique valant 62%, jusqu'à plus de 5 fois le courant de seuil - celui-ci étant voisin des $20mA$ - avec des puissances de plusieurs dizaines de mW à la longueur d'onde de $1.3\mu m$ [60],
- il en est de même pour les lasers de pompe émettant autour des 980nm : certains groupes ont montré le fonctionnement de lasers DFB, de courant de seuil $I_{seuil} \approx 15mA$, avec un rendement supérieur à 70% au voisinage du seuil laser, et une puissance en sortie de cavité pouvant dépasser les $200mW$ [61].

Bande Passante en Modulation Interne

L'amplitude et la fréquence des diodes laser peuvent être aisément modulées par modulation directe du courant injecté. On définit alors la fréquence de relaxation f_R de la diode laser [62] :

$$f_R \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{Av_g S}{\tau_{ph}(1 + \epsilon S)}} \quad (1.1)$$

A : gain différentiel

S : densité de photons dans la cavité

τ_{ph} : durée de vie des photons dans la cavité

ϵ : facteur de compression du gain, illustrant la non linéarité de ce dernier.

f_R renseigne sur la bande passante en modulation directe [62] :

$$\begin{cases} f_{0dB} = \sqrt{2}f_R \\ f_{3dB} \approx \sqrt{1 + \sqrt{2}}f_R \end{cases} \quad (1.2)$$

Bande passante des Lasers à Cavité Verticale à Emission par la Surface

Concernant à présent les VCSELs, l'équation précédente 1.1 nous permet de constater que l'effet d'une augmentation de la densité de photons sur la fréquence de relaxation n'est visible que lorsque le gain évolue purement linéairement avec la densité de porteurs. Or ceci n'est pas systématiquement le cas. De plus, les miroirs distribués des VCSELs présentent de fortes réflectivités, comparées aux classiques 30% des lasers conventionnels. Ainsi, même si la longueur de cavité d'un VCSEL vaut seulement quelques λ , la durée de vie des photons n'est pas nécessairement plus courte. C'est pourquoi la fréquence de relaxation du VCSEL est du même ordre de grandeur que celle du EEL.

A ce jour, la bande passante la plus élevée, mesurée à 3dB, pour un VCSEL sous modulation directe est $21.5GHz$ [63]. Certes, certaines équipes ont publié des mesures en régime impulsionnel annonçant des fréquences de relaxation de $40GHz$, voire même $70GHz$ [64], mais l'interprétation des résultats obtenus est très délicate et peut même être controversée.

La faible puissance optique émise par le VCSEL, ainsi que sa bande passante en modulation directe à peine sensiblement plus élevée que celle du EEL, limitent le laser à émission par la surface à une utilisation sur de courtes distances.

Des performances très honorables en applications systèmes ont toutefois été obtenues avec des VCSELs. Nous pouvons les détailler par plage de longueur d'onde :

- pour les structures oxydées émettant à 850 nm , des transmissions à des cadences de 12.5 Gbit/s ont été démontrées, pour une longueur de 100 m de fibre multimode (50/125) et pour un tronçon de 1 km de fibre monomode [65]. Dans les deux cas, le taux d'erreur de bit transmis mesuré est de 10^{-11} , valeur tout à fait acceptable
- à la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$, une transmission sur 50 km de fibre monomode a été obtenue par modulation directe d'un VCSEL pompé optiquement, avec un débit de 2.5 Gbit/s [66]. D'autres équipes ont montré la faisabilité de transmissions à 5 Gbit/s et 10 Gbit/s , sur des distances plus faibles [67].
- Tout récemment, une transmission par modulation directe d'un VCSEL émettant à $1.55\mu\text{m}$ a été établie, pour une modulation à 2.5 Gbit/s , sur une distance comprise entre 100 et 800 km , en fonction du type de fibre utilisée [68].

Bande passante des Lasers à Emission par la Tranche

Pour les structures émettant à 850 nm , donc à base de matériau GaAs, f_R évolue quasiment linéairement avec $\sqrt{P_{opt}}$, où P_{opt} désigne la puissance optique en sortie de cavité, jusqu'à un point de non retour, dû à la détérioration des miroirs [69].

La bande passante f_{3dB} la plus élevée mesurée sur des structures à émission par la tranche émettant à 850 nm est de 11 GHz [70]. Cette bande passante est mesurée dans des conditions normales d'utilisation : pas de réinjection optique dans la cavité et température ambiante.

Pour les structures sur substrat InP, émettant à $1.3\mu\text{m}$ ou $1.55\mu\text{m}$, on observe par contre une saturation de f_{3dB} , lorsque P_{opt} atteint des niveaux élevés. Cette saturation est liée soit à des effets thermiques, soit à l'influence des capacités et résistance d'accès parasites, soit aux non linéarités du gain [62].

A la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$, les bandes passantes les plus élevées obtenues à ce jour pour des EEL sont comprises entre 20 GHz et 25 GHz , que ce soit avec des structures à base de matériau massif [71], ou avec une zone active comprenant des puits quantiques [72]. La maîtrise dans les années 90 des puits quantiques a en effet engendré une augmentation du gain des milieux actifs utilisés. Mais en contrepartie, les fondeurs se sont alors heurtés au problème de déplacement des porteurs dans les zones d'accès à la zone active [73]

Pour l'émission à $1.55\mu\text{m}$, les premières structures avec un matériau InGaAsP massif présentaient une bande passante à 3dB inférieure à 10 GHz à température ambiante [74]. L'introduction de puits quantiques dans le milieu actif permet actuellement d'atteindre des bandes passantes comprises entre 25 GHz et 30 GHz , pour des composants à puits quantiques contraints [75], à réaction distribuée [76] ou à miroir de Bragg [77].

Largeur de Raie

Les systèmes de communication cohérents nécessitent l'utilisation de diodes laser de forte puissance et de faible largeur de raie. Par exemple le PSK fonctionne correctement avec des sources de largeur de raie inférieure à 100kHz, pour une transmission à 622Mbit/s [78].

Dans ce domaine, l'état de l'art du VCSEL a relativement peu évolué et on constate aisément que ce composant peut difficilement convenir à ce type d'application. En effet, à la longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$, l'état de l'art en 2001 montrait des structures VCSEL de largeurs de raie comprises entre 40MHz et 150MHz [79][80]. Nous avons eu alors l'opportunité, dans le cadre de notre collaboration avec Alcatel/Opto+ et grâce à Joël Jacquet, de mesurer dans notre équipe des largeurs de raie très faibles pour des lasers à cavité verticale, avec un minimum de 3.6MHz obtenu sous forte polarisation avec la structure présentée plus haut figure 1.10 [8]. Depuis ces travaux, aucun autre groupe n'a développé des structures aussi intéressantes en termes de largeur de raie, à la longueur d'onde des télécommunications. Certes le record de largeur de raie obtenu pour un VCSEL est de 3MHz, mais pour une émission à 760nm [81].

Concernant les EEL émettant autour de $1.55\mu\text{m}$, donc essentiellement les structures DFB à réaction répartie sur toute la cavité et les structures à DBR à miroir de Bragg distribué, les deux paramètres technologiques clés sont la longueur totale de cavité L et le produit kL , où k désigne la force ou le pouvoir de réflectivité du réseau. Un bon compromis entre la sélectivité modale et la largeur de raie est en général obtenu pour une longueur totale L supérieure au mm et un produit kL compris entre 1 et 2 [82].

La réaугmentation de la largeur de raie sous forte puissance est ainsi minimisée dans les structures DFB de longueur de cavité élevée, puisque ce phénomène est inversement proportionnel au carré de la longueur de cavité [55].

De plus, les faibles valeurs de kL minimisent l'effet appelé Spatial Hole Burning (SHB) dans les structures DFB, effet qui produit à lui seul un offset de largeur de raie à puissance infinie [83]. En effet, pour des valeurs de kL élevées, le champ présente un maximum au centre de la cavité ; l'émission stimulée étant proportionnelle au champ, la recombinaison des porteurs par émission stimulée est plus importante au centre. Il s'en suit un "trou" de la densité de porteurs, et donc du gain, au milieu de la cavité. Tandis que lorsque kL est inférieur à 2, les structures DFB présentent une quasi-uniformité du gain le long de la cavité [82].

La largeur de raie la plus fine obtenue à ce jour avec un laser DFB uniforme, de longueur de cavité avoisinant 1.5mm et présentant une zone active à puits quantiques contraints, est de 70kHz [78]. Un autre groupe a également obtenu des largeurs de raie tout à fait spectaculaires, valant quelques kHz seulement, sur des structures DFB à saut de phase réparti, mais dans des conditions expérimentales bien particulières [84]. On peut également citer d'autres travaux japonais intéressants, sur des structures DBR à 5 sections mais mono-électrode, avec un plancher de largeur de raie de 85kHz [85].

Quant à l'effet SHB, ce phénomène est moindre dans les structures à DBR, car les miroirs sont situés en dehors de la zone active [85]. Par contre, le revers de la médaille apparaît lorsque ces structures à DBR sont multiélectrodes, donc accordables, à cause de l'élargissement de raie lié à l'injection de porteurs dans la zone passive [86].

Largeur de Raie des structures accordables

L'accordabilité en longueur d'onde dans les structures multiélectrodes de type DFB ou DBR peut en effet être obtenue soit par effet plasma par injection de porteurs dans les zones d'accord - cas des structures étudiées au laboratoire et présentées dans ce présent chapitre - soit par effet thermique, par polarisation inverse des zones d'accord ou par contrôle thermique de celles-ci.

Quel que soit le phénomène physique utilisé pour l'accordabilité, la largeur de raie typique de telles structures est de quelques MHz [86][87][88][89].

Certes les lasers **DFB** à 3 sections (1 électrode centrale + 2 électrodes latérales communes) permettent l'obtention de largeurs de raie plus fines, via la présence de la zone active dans la section d'accord. Les meilleurs résultats obtenus à ce jour sont de $100kHz$ de largeur de raie sous $10mW$ de puissance optique pour un laser à changement de phase réparti [90] et des largeurs de raie comprises entre $500kHz$ et $10MHz$, correspondant à des puissances d'émission entre $20mW$ et $2mW$ respectivement, pour un laser à changement de phase localisé [91]. Les plages d'accordabilité de telles structures restent toutefois dérisoires, puisque comprises entre 1 et 2 nm .

Concernant les lasers à **DBR** classiques, c'est-à-dire à zones d'accord passives, l'injection dans ces zones implique un processus de bruit de grenaille électrique, pouvant être à l'origine de l'élargissement de raie observé [92]. L'émission spontanée issue de la zone d'accord passive peut également expliquer le changement et l'élargissement de la raie observée dans des structures multi-sections utilisant l'effet plasma [93].

Le changement de la polarisation des zones d'accord permet l'utilisation bénéfique des effets thermiques et l'extension de la plage d'accordabilité. Certains groupes ont ainsi démontré l'accordabilité de lasers DBR à 3 sections sur $5nm$, tout en conservant une largeur de raie inférieure à $4.5MHz$ [88].

D'autres groupes ont élaboré des radiateurs, sous forme de couches minces, sur les sections passives d'un laser DBR multiélectrodes, afin de contrôler thermiquement leurs indices de réfraction. L'accordabilité obtenue est d'environ $11nm$, et la largeur de raie mesurée reste inférieure à $1.6MHz$ sur toute la plage d'accordabilité [89].

Mais l'handicap majeur des structures utilisant l'effet thermique pour l'obtention de l'accordabilité est le temps de communication intrinsèquement élevé, de l'ordre de la milliseconde, ce qui réduit considérablement le champ d'applications de telles structures.

1.4 Conclusion

L'état de l'art des structures lasers accordables à émission par la tranche nous permet clairement d'entrevoir le rôle important, aujourd'hui et encore plus demain, dans les systèmes de communication optique de longue portée et ultra-rapide, des structures à miroir de Bragg distribué simple, ainsi que des structures plus complexes telles que celles utilisant l'effet Vernier, sur un guide d'onde intégré ou sur une fibre à réseau de Bragg. Les structures accordables intégrées, comprenant en outre amplificateur, modulateur et photodétecteur de contrôle, seront également des structures clés dans les années à venir.

Concernant les applications optiques sur réseaux locaux et métropolitains, le laser à cavité verticale émettant par la surface dans la plage des $850nm$ est devenu le composant idéal faible

coût, présentant une simplicité de procédure de test in situ inégalable, ainsi qu'une intégration dense sur wafer très appréciable.

La comparaison des deux grandes familles de lasers à semi-conducteur fait ressortir le caractère monomode des lasers conventionnels émettant par la tranche, même pour de fortes puissances lumineuses en sortie de cavité, ainsi que leur faible largeur de raie d'émission. Par contre, en termes de courant de seuil, de consommation [94], de couplage et d'intégration, le laser à émission par la surface présente de véritables atouts. La fréquence de relaxation des deux structures reste relativement comparable. Ainsi, ces deux grandes familles de composants sont aujourd'hui complémentaires, dans le domaine des interconnexions optiques et des transmissions de données par fibre optique.

Bibliographie

- [1] P. Signoret, B. Orsal, J.M. Peransin, and R. Alabedra. Analyse des bruits blancs optique et électrique d'une tête d'émission laser à réaction répartie en présence d'une réinjection optique. *Journal de Physique III*, 5 :519–536, May 1995.
- [2] N. Buldawoo. Mesure de bruit optique d'une tête laser équipée d'un modulateur électro-optique : MEO. *Stage DEA, Université Montpellier II*, 1995.
- [3] P. Fournier. Etude et analyse du bruit d'un amplificateur optique à fibre dopée erbium en relation avec le bruit du laser de pompe émettant à la longueur d'onde de 1,48 μm . *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 1996.
- [4] P. Signoret. Transmission analogique et numérique par fibre optique. *Colloque sur l'Enseignement des Technologies et des Sciences de l'Information et des Systèmes*, 1999.
- [5] C.H. Henry. Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2) :259–264, February 1982.
- [6] G. Belleville. Etude des diodes laser à émission par la surface : analyse statique, spectrale et spatiale, évaluation des bruits d'intensité électrique et optique. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 2000.
- [7] M. Myara. Caractérisation et modélisation de lasers accordables a DBR émettant autour de 1.55 μm . Etude des Bruits d'Amplitude et de la Largeur de raie. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 2003.
- [8] P. Signoret, F. Marin, S. Viciani, G. Belleville, M. Myara, J.P. Turrenc, B. Orsal, A. Plais, F. Gaborit, and J. Jacquet. 3.6-MHz Linewidth 1.55- μm Monomode Vertical-Cavity Surface Emitting Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4) :269–271, April 2001.
- [9] H. Hatakeyama, K. Kudo, Y. Yokoyama, K. Naniwae, and T. Sasaki. Wavelength-Selectable Microarray Light Sources for Wide-Band DWDM Applications. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, 8(6) :1341–1348, Nov.-Dec. 2002.
- [10] V. Jayaraman and L.A. Coldren. Theory, Design, and Performance of Extended Tuning Range Semiconductor Lasers with Sampled Gratings. *IEEE Journal of Quantum electronics*, 29(6) :1824–1834, June 1993.
- [11] Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, H. Ishii, F. Kano, T. Tamamura, Y. Kondo, and M. Yamamoto. Broad-Range Wavelength-Tunable Superstructure Grating (SSG) DBR Lasers. *IEEE Journal of Quantum electronics*, 29(6) :1817–1823, June 1993.
- [12] H. Ishii, H. Tanobe, F. Kano, Y. Tohmori, Y. Kondo, and Y. Yoshikuni. Broad-range wavelength coverage (62.4 nm) with superstructure-grating DBR laser. *Electronics Letters*, 32(5) :454–455, February 1996.
- [13] H. Ishii, H. Tanobe, F. Kano, Y. Tohmori, Y. Kondo, and Y. Yoshikuni. Quasicontinuous Wavelength Tuning in Super-Structure-Grating (SSG) DBR Lasers. *IEEE Journal of Quantum electronics*, 32(3) :433–441, March 1996.
- [14] G. Sarlet, G. Morthier, and R. Baets. Control of Widely Tunable SSG-DBR Lasers for Dense Wavelength Division Multiplexing. *Journal of Lightwave Technology*, 18(8) :1128–1138, August 2000.

- [15] P.J. Rigole, S. Nilsson, L. Backbom, T. Klinga, J. Wallin, B. Stalnacke, E. Berglind, and B. Stoltz. 114-nm Wavelength Tuning Range of a Vertical Grating Assisted Codirectional Coupler Laser with a Super Structure Grating Distributed Bragg Reflector. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(7) :697–699, June 1995.
- [16] A. Bergonzo, J. Jacquet, D. De Gaudemaris, J. Landreau, A. Plais, A. Vuong, H. Sillard, T. Fillion, O. Durand, H. Krol, A. Accard, and I. Riant. Widely vernier tunable external cavity laser including a sampled fiber bragg grating with digital wavelength selection. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(8) :1144–1146, August 2003.
- [17] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu. GaInAsP-InP surface emitting injection lasers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 18 :2329–2330, 1979.
- [18] K. Iga, S. Kinoshita, and F. Koyama. Microcavity GaAlAs/GaAs Surface-Emitting Laser with $I_{Th}=6\text{mA}$. *Electronics Letters*, 23(3) :134–136, 1987.
- [19] S. Q. Luong, G. G. Ortiz, Y. Zhou, Jun Lu, C. P. Hains, Julian Cheng, H. Q. Hou, and G. A. Vawter. Monolithic Wavelength-Graded VCSEL and Resonance-Enhanced Photodetector Arrays for Parallel Optical Interconnects. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(5) :642–644, May 1998.
- [20] D.I. Babic, K. Streubel, P. Mirin, N.M. Margalit, J.E. Bowers, E.L. Hu, D.E. Mars, L. Yang, and K. Carey. Room-Temperature Continuous-Wave Operation of $1.54\ \mu\text{m}$ Vertical-Cavity Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(11) :1225–1227, November 1995.
- [21] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouché, E. Derouin, J.C. Remy, J. Bonnet-Gamard, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, and J. Jacquet. Metamorphic DBR and Tunnel-Junction Injection : a CW RT Monolithic Long-wavelength VCSEL. *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(5) :520–529, May-June 1999.
- [22] W. Yuen, G. S. Li, R. F. Nabiev, J. Boucart, P. Kner, R. J. Stone, D. Zhang, M. Beaudoin, T. Zheng, C. He, K. Yu, M. Jansen, D. P. Worland, and C. J. Chang-Hasnain. High-performance $1.6\ \mu\text{m}$ single-epitaxy top-emitting VCSEL. *Electronics Letters*, 36(13) :1121–1123, June 2000.
- [23] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Bohm, F. Kohler, and M.-C. Amann. Lowthreshold index-guided $1.5\ \mu\text{m}$ long-wavelength vertical-cavity surface emitting laser with high efficiency. *Applied Physics Letters*, 76(16) :2179–2181, April 2000.
- [24] J. P. Debray, I. Sagnes, G. Le Roux, P. Legay, M. Quilic, C. Kazmierski, R. Madani, and J. F. Palmier. MOVPE growth of a monolithic VCSEL at $1.56\ \mu\text{m}$ in the InGaAlAs-InAlAs system lattice-matched to InP. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11 :770–772, July 1999.
- [25] E. Hall, G. Almuneau, J. K. Kim, H. Kroemer, and L. A. Coldren. Electrically pumped single epitaxial VCSEL at $1.55\ \mu\text{m}$ with Sb-based mirror. *Electronics Letters*, 35 :1337–1338, August 1999.
- [26] S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J. K. Kim, D. A. Buell, H. Kroemer, and Larry A. Coldren. $1.55\text{-}\mu\text{m}$ InP-Lattice-Matched VCSELs with AlGaAsSb-AlAsSb DBRs. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(2) :224–230, March-April 2001.
- [27] G. Almuneau, E. Hall, T. Mukaihara, S. Nakagawa, C. Luo, D. R. Clarke, and L. A. Coldren. Improved electrical and thermal properties of InP-AlGaAsSb Bragg mirrors for long-wavelength vertical-cavity lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12 :1322–1324, October 2000.

- [28] I. Sagnes, G. Le Roux, C. Meriadec, A. Mereuta, G. Saint-Girons, and M. Bensoussan. MOCVD InP/AlGaInAs distributed Bragg reflector for 1.55 μm VCSELs. *Electronics Letters*, 37 :500–501, Avril 2001.
- [29] M. H. M. Reddy, T. Asano, R. Koda, D. A. Buell, and L. A. Coldren. Molecular beam epitaxy-grown AlGaInAs-InP distributed Bragg reflectors for 1.55 μm VCSELs. *Electronics Letters*, 38(20) :1181–1182, September 2002.
- [30] K. D. Choquette, J. F. Klem, A. J. Fischer, O. Blum, A. A. Allerman, I. J. Fritz, S. R. Kurtz, W. G. Breiland, R. Sieg, K. M. Geib, J. W. Scott, and R. L. Naone. Room temperature continuous wave InGaAsN quantum well vertical-cavity lasers emitting at 1.3 μm . *Electronics Letters*, 36(16) :1388–1389, August 2000.
- [31] D. A. Louderback, M. A. Fish, J. F. Klem, D. K. Serkland, K. D. Choquette, G. W. Pickrell, R. V. Stone, and P. S. Guilfoyle. Development of Bottom-Emitting 1300-nm Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(4) :963–965, April 2004.
- [32] M. Yamada, T. Anan, K. Kurihara, K. Nishi, K. Tokutome, A. Kamei, and S. Sugou. Room temperature low-threshold CW operation of 1.23 μm GaAsSb VCSELs on GaAs substrates. *Electronics Letters*, 36(7) :637–638, March 2000.
- [33] V. Jayaraman, M. Mehta, A. W. Jackson, S. Wu, Y. Okuno, J. Piprek, and J. E. Bowers. High-Power 1320-nm Wafer-Bonded VCSELs With Tunnel Junctions. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(11) :1495–1497, November 2003.
- [34] P. Salet, F. Gaborit, Ph. Pagnod-Rossiaux, A. Plais, E. Derouin, J. Pasquier, and J. Jacquet. Room-temperature pulsed operation vertical-cavity lasers including bottom InGaAsP/InP multilayer Bragg mirrors. *Electronics Letters*, 33(24) :2048–2049, November 1997.
- [35] G. Almuneau, F. Genty, L. Chusseau, N. Bertru, B. Fraisse, and J. Jacquet. Molecular beam epitaxy growth of 1.3 high-reflectivity AlGaAsSb/AlAsSb Bragg mirror. *Electronics Letters*, 33(14) :1227–1229, July 1997.
- [36] T. Asano, D. Feezell, R. Koda, M. H. M. Reddy, D. A. Buell, A. S. Huntington, E. Hall, S. Nakagawa, and L. A. Coldren. InP-Based All-Epitaxial 1.3 μm VCSELs With Selectively Etched AlInAs Apertures and Sb-Based DBRs. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(10) :1333–1335, October 2003.
- [37] V. Jayaraman, J.C. Geske, M.H. MacDougal, F.H. Peters, T.D. Lowes, and T.T. Char. Uniform threshold current, continuous-wave, singlemode 1300 nm vertical cavity lasers from 0 to 70° C. *Electronics Letters*, 34(14), July 1998.
- [38] Y. Gian, Z.H. Zhu, Y.H. Lo, H.Q. Hou, M.C. Wang, and W. Lin. 1.3 μm Vertical-cavity Surface-Emitting Lasers with Double-Bonded GaAs-AlAs Bragg Mirrors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(1) :8–10, January 1997.
- [39] K.D. Choquette, K.M. Geib, C.I.H. Ashby, R.D. Twesten, O. Blum, H.Q. Hou, D.M. Follstaedt, B.E. Hammons, D. Mathes, and R. Hull. Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(3) :916–926, June 1997.
- [40] M.H. MacDougal, J. Geske, C.K. Lin, A.E. Bond, and P.D. Dupkus. Low resistance intracavity contacted oxide-aperture VCSEL's. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(13) :9–11, 1997.
- [41] H. Martinsson, J.A. Vukusic, and A. Larsson. Single mode power dependence on surface relief size for mode stabilized oxide confined vertical cavity surface emitting lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(9) :1129–1131, 2000.

- [42] T.-H. Oh, O.B. Shchekin, and D.G. Deppe. Single-mode operation in an antiguided vertical-cavity surface-emitting laser using a low-temperature grown AlGaAs dielectric aperture. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(8) :1064–1066, August 1998.
- [43] Y.A. Wu, G.S. Li, R.F. Nabiev, K.D. Choquette, C. Caneau, and C.J. Chang-Hasnain. Single-mode, passive antiguide vertical cavity surface emitting laser. *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(2) :629–637, June 1995.
- [44] B.-S. Yoo, H. Y. Chu, H.-H. Park, H. G. Lee, and J. Lee. Transverse mode characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers buried in amorphous GaAs antiguide layer. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(10) :1794–1800, October 1997.
- [45] N. Yokouchi, A.J. Danner, and K.D. Choquette. Two-Dimensional Photonic Crystal Confined Vertical-Cavity Surface Emitting Lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(5) :1439–1445, 2003.
- [46] W.W. Chow, K.D. Choquette, M.H. Crawford, K.L. Lear, and G.R. Hadley. Design, fabrication, and performance of infrared and visible vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(10) :1810–1824, 1997.
- [47] M. Miller, M. Grabherr, R. King, R. Jager, R. Michalzik, and K.-J. Ebeling. Improved Output Performance of High-Power VCSELs. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(2) :210–216, March-April 2001.
- [48] K.D. Choquette. Multi-section Vertical-Cavity Laser diode for High Power Single Mode operation. *Conference on Laser and Electro-Optics*, 2001.
- [49] H. Martinsson, J. A. Vukusic, M. Grabherr, R. Michalzik, R. Jager, K. J. Ebeling, and A. Larsson. Transverse Mode Selection in Large-Area Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Using a Shallow Surface Relief. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(12) :1536–1538, December 1999.
- [50] J. Boucart, R. Pathak, D. Zhang, M. Beaudoin, P. Kner, D. Sun, R. J. Stone, R. F. Nabiev, and W. Yuen. Long Wavelength MEMS Tunable VCSEL With InP-InAlGaAs Bottom DBR. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(9) :1186–1188, 2003.
- [51] S. F. Yu, C. W. Lo, and E. H. Li. High-Power Single-Mode Operation in DFB and FP Lasers Using Diffused Quantum-Well Structure. *IEEE Journal of Quantum electronics*, 33(6) :999–1009, June 1997.
- [52] H. Lu, C. Blaauw, B. Benyon, G.P. Li, and T. Makino. High-Power and High-Speed Performance of 1.3 μm strained MQW Gain-Coupled DFB Laser. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(2) :375–381, June 1995.
- [53] M. Kito, N. Otsuka, S. Nakamura, M. Ishino, and Y. Matsui. High-Power, wide-temperature range operation of 1.3 μm gain-coupled DFB lasers with automatically buried InAsP absorptive grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(10) :1299–1301, October 1996.
- [54] Y. Inaba, H. Nakayama, M. Kito, M. Ishimo, and K. Itoh. High-Power 1.55 μm Mass-Transport-Grating DFB Lasers for Externally Modulated Systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 7(2) :152–158, March-April 2001.
- [55] K. Takaki, T. Kise, K. Maruyama, N. Yamanaka, M. Funabashi, and A. Kasukawa. Reduced Linewidth Re-Broadening by Suppressing Longitudinal Spatial Hole Burning in High-Power

- 1.55 μm Continuous-Wave Distributed-Feedback (CW-DFB) Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum electronics*, 39(9) :1060–1065, September 2003.
- [56] S.F. Yu. *Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*. Wiley-Interscience, 2003.
- [57] N. Nishiyama, C. Caneau, G. Guryanov, X.S. Liu, M. Hu, and C.E. Zah. High efficiency long wavelength VCSEL on InP grown by MOCVD. *Electronics Letters*, 39(5) :437–439, March 2003.
- [58] G.M. Yang, M. MacDougal, and P.D. Dapkus. Ultralow threshold current vertical cavity surface emitting laser obtained with selective oxidation. *Electronics Letters*, 31(11) :886–888, May 1995.
- [59] D.L. Huffaker and D.G. Deppe. Intracavity Contacts for Low-Threshold Oxide-Confined Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(8) :934–936, August 1999.
- [60] M. Kito, Y. Inaba, H. Nakayama, T. Chino, M. Ishino, Y. Matsui, and K. Itoh. High Slope Efficiency and Low Noise Characteristics in Tapered-Active-Stripe DFB Lasers with Narrow Beam Divergence. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35(12) :1765–1770, December 1999.
- [61] R.M. Lammert, J.E. Ungar, S.W. Oh, H. Qi, J.S. Chen, and N. Bar-Chaim. 980nm high power, high slope efficiency distributed feedback lasers with nonabsorbing mirrors. *Electronics Letters*, 34(17) :1663–1664, August 1998.
- [62] J.E. Bowers. High speed semiconductor laser design and performance. *Solid-State Electronics*, 30(1) :1–11, 1987.
- [63] K.L. Lear. Small and large signal modulation of 850nm oxide-confined vertical cavity surface emitting lasers. *OSA Trends in Optics and Photonics*, 15 :69–74, 1997.
- [64] D. Tauber, G. Wang, R.S. Geels, J.E. Bowers, and L.A. Coldren. Large and small signal dynamics of vertical cavity surface emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 62(4) :325–327, January 1993.
- [65] K.J. Ebeling. 12.5 Gbit/s data rate fiber transmission using single-mode selectively oxidized GaAs VCSELs at $\lambda=850$ nm. *Lasers and Electro-Optics Society*, 1999.
- [66] J. Geske, V. Jayaraman, T. Goodwin, M. Culick, M. MacDougal, T. Goodnough, D. Welch, and J.E. Bowers. 2.5-Gb/s Transmission over 50km with a 1.3 μm Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(12) :1707–1709, December 2000.
- [67] G. Steinle, F. Mederer, M. Kicherer, R. Michalzik, G. Kristen, A.Y. Egorov, H. Riechert, H.D. Wolf, and K.J.Ebeling. Data transmission up to 10Gbit/s with 1.3 μm wavelength InGaAsN VCSELs. *Electronics Letters*, 37(10) :632–634, May 2001.
- [68] A. Filios and R. Gutierrez-Castrejon and I. Tomkos and B. Hallok and R. Vodhanel and A. Coombe and W. Yuen and R. Moreland and B. Garret and C. Duvall and C. Chang-Hasnain. Transmission of a 1.5 μm 2.5-Gb/s Directly Modulated Tunable VCSEL. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(4) :599–601, April 2003.
- [69] K.Y. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury, Ch. Harder, and A. Yariv. Direct amplitude modulation of short-cavity GaAs lasers up to X-band frequencies. *Applied Physics Letters*, 43(1) :1–3, July 1983.
- [70] K.Y. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury, and A. Yariv. 11-GHz direct modulation bandwidth GaAlAs window laser on semi-insulating substrate operating at room temperature. *Applied Physics Letters*, 45(4) :316–318, August 1984.

- [71] E. Meland, R. Holmstrom, J. Schlafer, R.B. Lauer, and W. Powazinik. Extremely high-frequency (24 GHz) InGaAsP diode lasers with excellent modulation efficiency. *Electronics Letters*, 26(21) :1827–1829, October 1990.
- [72] H. Lipsanen, D. L. Coblentz, R.A. Logan, R.D. Yadvish, P.A. Morton, and H. Temkin. High-speed InGaAsP/InP multi-quantum well laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(7) :673–675, July 1992.
- [73] K. Sato. Semiconductor Light sources for 40-Gb/s transmission systems : Invited Paper. *Journal of Lightwave Technology*, 20(12) :2035–2043, December 2002.
- [74] J.E. Bowers, T.L. Koch, B.R. Hemenway, D.P. Wilt, T.J. Bridges, and E.G. Burkhardt. High-frequency modulation of 1.52 μm vapour-phase-transported InGaAsP lasers. *Electronics Letters*, 21(7) :297–299, March 1985.
- [75] Y. Matsui, H. Murai, S. Arahira, S. Kutsuzawa, and Y. Ogawa. 30-GHz bandwidth 1.5 μm strain-compensated InGaAlAs-InGaAsP MQW Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(1) :25–27, January 1997.
- [76] P.A. Morton, R.T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, N. Chand, K.W. Wecht, A.M. Sergent, and P.F. Sciorino. Packaged 1.5 μm DBF laser with 25GHz modulation bandwidth. *Electronics Letters*, 30(24) :2044–2046, November 1994.
- [77] O. Kjebon, R. Schatz, S. Lourduoss, S. Nilsson, B. Stalnacke, and L. Backbom. 30GHz direct modulation bandwidth in detuned loaded InGaAsP DBR lasers at 1.5 μm wavelength. *Electronics Letters*, 33(6) :488–489, March 1997.
- [78] H. Bissessur, C. Starck, J.Y. Emery, F. Pommereau, C. Duchemin, J.G. Provost, J.L. Beylat, and B. Fernier. Very narrow-linewidth (70 kHz) 1.55 μm strained MQW DFB lasers. *Electronics Letters*, 28(11) :998–999, May 1992.
- [79] N.M. Margalit, J. Piprek, S. Zhang, D.I. Babic, K. Streubel, R.P. Mirin, J.R. Wesselmann, J.E. Bowers, and E.L. Hu. 64° C continuous-wave operation of 1.5- μm Vertical-Cavity Laser. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(2) :359–365, April 1997.
- [80] W. Yuen, G.S. Li, R.F. Nabiev, J. Boucart, P. Kner, R.J. Stone, D. Zhang, M. Beaudoin, T. Zheng, C. He, K. Yu, M. Jansen, D.P. Worland, and C.J. Chang-Hasnain. High performance 1.6 μm single-epitaxy top-emitting VCSEL. *Electronics Letters*, 36(13) :1121–1123, 2000.
- [81] F. Monti di Sopra, H.P. Zappe, M. Moser, R. Howel, H.P. Gauggel, and K. Gulden. Near-Infrared Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with 3-MHz Linewidth. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(12) :1533–1545, 1999.
- [82] J. Jacquet. Contribution à l'étude de lasers à semi-conducteurs multisections émettant à 1.5 μm accordables en longueur d'onde. *Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Paris*, 1992.
- [83] H. Bissessur. Effects of Hole burning, Carrier-Induced Losses and the Carrier-Dependent Differential Gain on the Static Characteristics of DFB Lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 10(11) :1617–1630, November 1992.
- [84] M. Okai, M. Suzuki, and T. Taniwatari. Strained multi-quantum well corrugation-pitch-modulated DFB laser with ultranarrow (3.6kHz) spectral linewidth. *Electronics Letters*, 29(19) :1696–1697, September 1993.

- [85] T. Kunii, Y. Matsui, H. Horikawa, T. Kamijoh, and T. Nonaka. Narrow linewidth (85kHz) operation in long cavity 1.55 μm -MQW DBR laser. *Electronics Letters*, 27(9) :691–692, April 1991.
- [86] Y. Tohmori, F. Kano, H. Ishii, Y. Yoshikuni, and Y. Kondo. Wide tuning with narrow linewidth in DFB lasers with super-structure grating (SSG). *Electronics Letters*, 29(15) :1350–1352, July 1993.
- [87] D.V. Eddolls, S.J. Vass, R.M. Ash, and C.A. Park. Two-segment MQW lasers with 7nm tuning range and narrow linewidth. *Electronics Letters*, 28(11) :1057–1058, May 1992.
- [88] M. Oberg, S. Nilsson, J. Wallin, D. Karlsson-Varga, L. Backbom, and G. Landgren. Wide Continuous Wavelength Tuning of a Narrow Linewidth DBR Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(3) :230–232, March 1992.
- [89] T. Kameda, H. Mori, S. Onuki, T. Kikugawa, Y. Takahashi, F. Tsuchiya, and H. Nagai. A DBR Laser Employing Passive-section Heaters, with 10.8 nm Tuning Range and 1.6 MHz Linewidth. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(6) :608–610, June 1993.
- [90] M. Okai and T. Tsuchiya. Tunable DFB lasers with ultra-narrow spectral linewidth. *Electronics Letters*, 29(4) :349–351, February 1993.
- [91] Y. Kotaki, S. Ogita, M. Matsuda, Y. Kuwahara, and H. Ishikawa. Tunable narrow-linewidth and high power $\lambda/4$ -shifted DFB laser. *Electronics Letters*, 25(15) :990–992, July 1989.
- [92] M.C. Amann and R. Schimpe. Excess linewidth broadening in wavelength-tunable laser diodes. *Electronics Letters*, 26(5) :279–280, 1990.
- [93] P. Signoret, M. Myara, J.P. Turrenc, B. Orsal, M.H. Monier, J. Jacquet, P. Leboudec, and F. Marin. Bragg Section Effects on Linewidth and Lineshape in 1.55- μm DBR Tunable Laser Diodes. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(6) :1429–1431, June 2004.
- [94] B. Madhavan and A.F.J. Levi. Low power 2.5 Gbit/s VCSEL driver in 0.5 μm CMOS technology. *Electronics Letters*, 34(2) :178–179, 1998.

Chapitre 2

Bruit d'Amplitude Electrique et Optique

Sommaire

2.1	Introduction	34
2.2	Equations d'Evolution en Régime de Bruit Bi-mode	35
2.3	Schéma Equivalent Electrique en Régime de Bruit d'une Diode Laser	35
2.4	Densité Spectrale de Bruit Blanc Electrique de la Diode	37
2.4.1	Protocole de Mesure du Bruit Electrique	37
2.4.2	Confrontation Modèle / Mesures	39
2.5	Densité Spectrale de Bruit Blanc Optique de la Diode	40
2.5.1	Expression du Bruit d'Intensité Relatif Système - <i>RIN_{sys}</i> : <i>Relative Intensity Noise</i>	41
2.5.2	Protocole de Mesure du Bruit Optique et Confrontation Modèle / Mesures	41
2.6	Equations d'Evolution avec Couplage de Modes	44
2.7	Conclusion	46

2.1 Introduction

L'analyse statique d'un composant émetteur nous renseigne sur certains paramètres importants tels que courant de seuil, résistance équivalente, densité de porteurs, transparence, rendement quantique, densité de photons ... La connaissance de certains de ces paramètres est indispensable afin de caractériser correctement les composants en bruit. L'analyse au second ordre est quant à elle révélatrice de caractéristiques plus pointues du laser [1] : «SMSR» pour «Side Mode Suppression Ratio», c'est à dire réjection des modes satellites, compétition et sauts de modes, largeur de raie, «RIN» pour «Relative Intensity Noise», ...

De plus, il est souvent intéressant de caractériser un laser par des mesures purement électriques : aucun élément optique ne se trouvant face au faisceau, le retour de lumière vers la cavité laser est alors nul. Cette absence totale de feedback est très intéressante expérimentalement, puisque le retour de lumière vers la cavité laser peut complètement corrompre certaines caractéristiques optiques de ce dernier, notamment le RIN et la largeur de raie.

Pour mener à bien cette étude, le laser multisections accordable semble être un candidat intéressant puisqu'il permet une approche pragmatique, en autorisant le découplage de la condition de gain, de la condition de phase et des filtrages optiques.

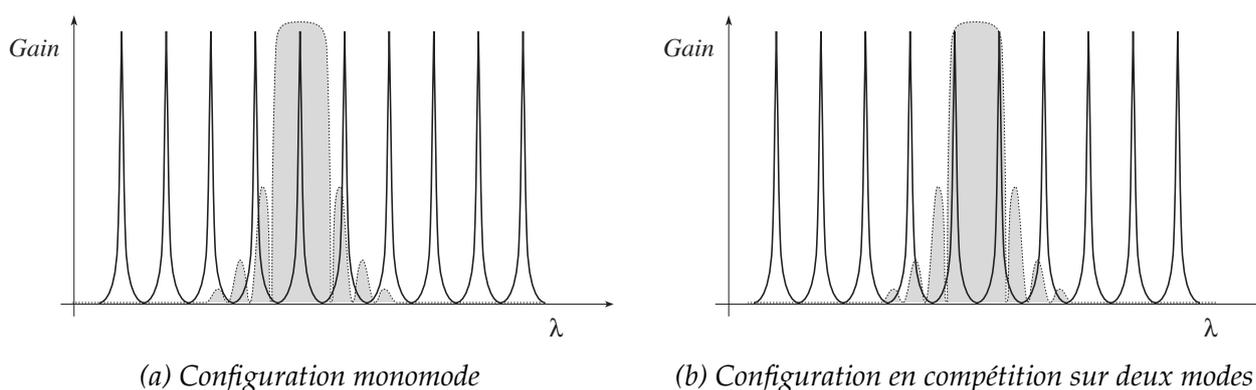


FIG. 2.1 – Effet de la position du filtre de Bragg sur le spectre optique

Le laser accordable peut fonctionner suivant deux régimes spectraux distincts [1] : monomode et bimode, comme illustré sur la figure 2.1 ; l'étude présentée ici est donc réalisée dans ces deux modes de fonctionnement. Si le bruit blanc en régime monomode est quelque chose d'assez bien connu et modélisé [2], le bruit en régime bimode nécessite, quant à lui, une étude plus approfondie des couplages entre les modes "lasant".

Nous présentons tout d'abord le modèle de bruit d'amplitude électrique et optique "simple", fonctionnant sur 2 modes, mais ne prenant pas en compte le couplage entre modes. Ce modèle, basé sur le schéma équivalent de C. Harder & A. Yariv [3], est établi à partir du système d'équations décrivant l'évolution des populations de photons et d'électrons au sein de la cavité laser. Cette partie inclut également une confrontation de cette modélisation avec les résultats expérimentaux.

Ce modèle est complété en régime de compétition bimode dans la deuxième partie de ce chapitre, ce modèle plus complet et complexe étant un axe de recherche théorique à approfondir à court terme. Nous nous sommes appuyés ici sur un modèle physique développé par M. Yamada[4] et repris plus récemment en termes de schéma équivalent par T. T. Bich-Ha & J.-C. Mollier[5].

2.2 Equations d'Evolution en Régime de Bruit Bi-mode

Le point de départ est le système d'équations d'évolution des densités de porteurs et de photons propres aux deux modes en concurrence [1] :

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eVol_{MQW}} - \left(AN + BN^2 + CN^3 \right) - \sum_{k=1}^2 \mathcal{A}_k v_g (N - N_{tr}) S_k \\ \frac{\partial S_k}{\partial t} = \Gamma_{Actif} \mathcal{A}_k v_g (N - N_{tr}) S_k - \frac{1}{\tau_{ph_k}} S_k + \beta B N^2 \end{cases} \quad (2.1)$$

- I désigne le courant injecté, Vol_{MQW} le volume des puits quantiques dans la zone active. Les coefficients A , B et C représentent respectivement les coefficients de recombinaison non radiative, radiative et Auger, intervenant dans l'expression du taux de recombinaison spontanée R_{sp} : $R_{sp} = AN + BN^2 + CN^3$
- Γ_{Actif} est le facteur de confinement dans le milieu actif, \mathcal{A}_k le gain optique du mode k , τ_{ph_k} la durée de vie des photons du mode k et β la fraction d'émission spontanée couplée au mode lasant.

L'ensemble des quantités mises en jeu (N par exemple) est alors écrit comme la somme d'une partie statique (\bar{N}) et d'une partie dynamique (\tilde{N}). On obtient ainsi le système suivant, en régime dynamique :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} = \frac{\tilde{I}}{eVol_{MQW}} \\ \quad - \tilde{N} \left(A + 2B\bar{N} + 3C\bar{N}^2 + \sum_{k=1}^2 \mathcal{A}_k v_g \bar{S}_k \right) - \sum_{k=1}^2 \mathcal{A}_k v_g (\bar{N} - N_{tr}) \tilde{S}_k + \mathbf{f}_N(t) \\ \frac{\partial \tilde{S}_k}{\partial t} = -\tilde{S}_k \frac{\beta B \bar{N}^2}{\bar{S}_k} + \tilde{N} \left(\Gamma_{Actif} \mathcal{A}_k v_g \bar{S}_k + 2\beta B \bar{N} \right) + \mathbf{f}_{S_k}(t) \end{cases} \quad (2.2)$$

Les sources de Langevin $\mathbf{f}_N(t)$ et $\mathbf{f}_{S_k}(t)$ expriment respectivement les fluctuations de la densité de porteurs N et celles de la densité de photons S_k ; elles ne comportent pas de composante continue, elles peuvent donc être directement rajoutées à chaque équation du système. Elles sont obtenues par comptage des événements qui ont lieu dans la cavité. En effet, le modèle développé par McCumber [6] associe une impulsion de bruit à chaque apparition/disparition de porteurs ou de photons dans la cavité. Ainsi, chaque terme du système précédent, excepté le terme de pompage extrinsèque à la diode laser, est à l'origine d'une telle impulsion, sous forme de générations / recombinaisons pour les porteurs, et de générations / émissions / absorptions pour les photons. Les expressions des densités spectrales de bruit blanc des deux sources de Langevin $\mathbf{f}_N(t)$ et $\mathbf{f}_{S_k}(t)$ sont détaillées dans la thèse de Mikhaël Myara [1].

2.3 Schéma Equivalent Electrique en Régime de Bruit d'une Diode Laser

Nous pouvons maintenant introduire la tension et le courant de la diode par les expressions :

$$\tilde{v} = mV_T \frac{\tilde{N}}{\bar{N}} \quad (2.3)$$

où apparaît la proportionnalité entre les variations de tension aux bornes de la zone active et les variations de la densité de porteurs, comme démontré dans [7]. m est le pseudo-facteur d'idéalité de la diode laser et V_T désigne la tension thermique à température ambiante : $V_T = \frac{kT}{e}$.

En anticipant le circuit équivalent, on introduit aussi la variable i_{L_k} :

$$\widetilde{i}_{L_k} = eA_k v_g (\bar{N} - N_{tr}) Vol_{MQW} \widetilde{S}_k \quad (2.4)$$

Nous constaterons plus loin que le courant i_{L_k} correspond à la part de courant servant à alimenter le processus d'émission stimulée propre à la densité de photons S_k .

Nous obtenons alors le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial \widetilde{v}}{\partial t} = \frac{\widetilde{I} - \widetilde{i}_{L_1} - \widetilde{i}_{L_2}}{C} - \frac{\widetilde{v}}{RC} + \frac{i_n(t)}{C} \\ \frac{\partial \widetilde{i}_{L_k}}{\partial t} = \frac{\widetilde{v}}{L_k} - \frac{R_{se_k} \widetilde{i}_{L_k}}{L_k} - \frac{v_{n_k}(t)}{L_k} \end{cases} \quad (2.5)$$

qui peut se représenter sous la forme d'un circuit RLC, cf figure 2.2.

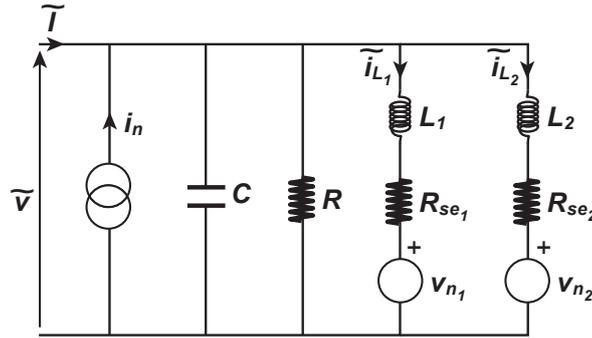


FIG. 2.2 – Schéma équivalent électrique correspondant au système 2.5

– i_n représente la source de courant de bruit due aux fluctuations des porteurs :

$$i_n(t) = eVol_{MQW} f_N(t) \quad (2.6)$$

– v_{n_k} représente la source de tension de bruit due aux fluctuations de photons pour chaque mode :

$$v_{n_k}(t) = -eVol_{MQW} A_k v_g (\bar{N} - N_{tr}) L_k f_{S_k}(t) \quad (2.7)$$

– C , R , L_k et R_{se_k} désignent respectivement la capacité de diffusion due au stockage des porteurs injectés, la résistance différentielle modifiée, l'inductance différentielle liée aux photons du mode k et la résistance additionnelle due au couplage d'une fraction de l'émission spontanée avec le mode oscillant du laser.

2.4 Densité Spectrale de Bruit Blanc Electrique de la Diode

A partir du schéma équivalent de bruit (fig. 2.2), nous obtenons la tension de bruit de la jonction laser :

$$\tilde{V}(\omega) = \frac{I_n(\omega) + \sum_{k=1}^2 \frac{V_{n_k}(\omega)}{R_{se_k} + jL_k\omega}}{\frac{1}{R} + jC\omega + \sum_{k=1}^2 \frac{1}{R_{se_k} + jL_k\omega}} \quad (2.8)$$

En négligeant les densités croisées $S_{(v_{n_k}, v_{n_l})}(\omega)$, nous pouvons alors établir la densité spectrale de la source équivalente de bruit [1] :

$$S_{\tilde{v}}(\omega) \approx \frac{S_{i_n}(\omega) + \sum_{k=1}^2 \frac{1}{R_{se_k}^2} S_{v_{n_k}}(\omega) + 2 \sum_{k=1}^2 \frac{1}{R_{se_k}} S_{(i_n, v_{n_k})}(\omega)}{\left| \frac{1}{R} + \sum_{k=1}^2 \frac{1}{R_{se_k}} \right|^2} \quad (2.9)$$

Le modèle détaillé ci-dessus doit aussi prendre en compte la contribution de la résistance série R_s , qui exprime la résistance des différentes couches traversées par le courant ainsi que la résistance des contacts.

Par ailleurs, Mikhaël Myara a clairement montré pendant ses travaux de thèse les effets expérimentaux de limitation du courant par la zone de charge d'espace. Ces effets se remarquent ici par une évolution quadratique du courant sous forte injection :

$$I_{SCLC} \propto V^2 \quad (2.10)$$

avec I_{SCLC} pour «Space Charge Limited Current». En présence de tels effets, la mesure ne permet plus d'accéder au régime de résistance série pure.

Ainsi, la densité spectrale de fluctuations de la tension aux bornes du composant complet $S_{\tilde{v}_d}(\omega)$ s'écrit :

$$S_{\tilde{v}_d}(\omega) = S_{\tilde{v}}(\omega) + 4kT(R_s + R_{SCLC}) \quad (2.11)$$

2.4.1 Protocole de Mesure du Bruit Electrique

En régime d'émission spontanée, le composant émetteur présente une résistance différentielle, dont la valeur est issue des caractéristiques au premier ordre, comprise entre 10Ω et quelques $M\Omega$, correspondant à un régime de diffusion des porteurs. Les mesures de la densité spectrale de bruit électrique s'effectuent simplement par le biais d'un pré-amplificateur de tension faible bruit de très forte impédance d'entrée ($100M\Omega$ ou $1G\Omega$) placé aux bornes du composant sous test. Ainsi le composant étudié est vu par le pré-amplificateur comme une source de tension quasi-parfaite. La seule limitation est le niveau de bruit propre au préamplificateur, compris entre $6 \times 10^{-19} V^2/Hz$ et $2 \times 10^{-18} V^2/Hz$ exprimé en densité spectrale de tension de bruit, et sa bande passante, de l'ordre du MHz.

Au voisinage du seuil laser et au-delà, la configuration décrite ci-dessus est toujours correcte en terme d'impédance mais le plancher de bruit intrinsèque au pré-amplificateur est un handicap.

C'est pourquoi nous utilisons alors le principe de la mesure par corrélation, comme décrit sur la figure 2.3. L'analyseur FFT effectue un calcul de corrélation entre ses deux voies, donné par :

$$Corr_{(R,T)}(\tau) \approx G^2 \left\langle V_{Laser}(t) V_{Laser}(t - \tau) \right\rangle_t \quad (2.12)$$

où G désigne le gain propre à chaque amplificateur. En effet, les bruits des deux pré-amplificateurs ne sont corrélés ni entre eux ni avec le bruit du composant sous test. Ainsi, la corrélation donnée par l'analyseur correspond à l'auto-corrélation de la source de bruit propre au composant sous test seul ; on s'affranchit dans une certaine mesure du plancher de bruit des pré-amplificateurs.

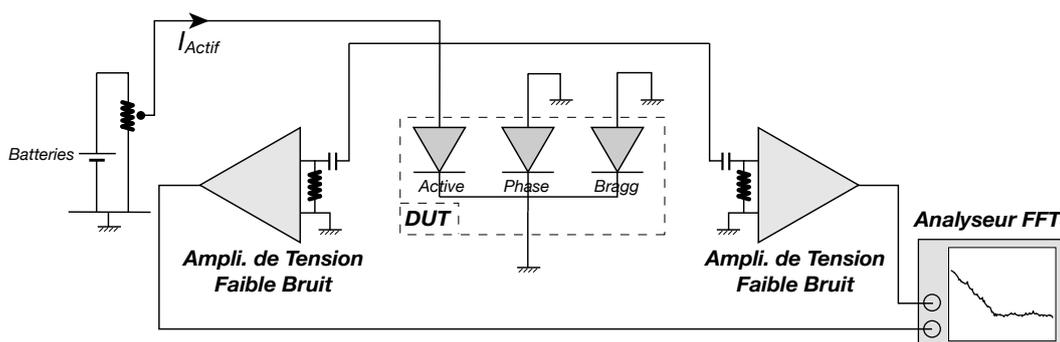


FIG. 2.3 – Schéma de Principe d'une Mesure de Bruit par Corrélation

La seule limite de cette mesure par corrélation est la diaphonie électronique entre les deux préamplificateurs - d'où la nécessité de travailler avec des pré-amplificateurs présentant une très forte impédance d'entrée - ainsi que la diaphonie entre les deux voies de l'analyseur. Ainsi, comme cela apparaît clairement sur la figure 2.4, on ne peut obtenir plus qu'un rapport d'environ 30 - ce qui est déjà très appréciable!! - en terme de résistance de bruit équivalente au plancher de bruit, entre le protocole de mesure classique et le protocole par corrélation.

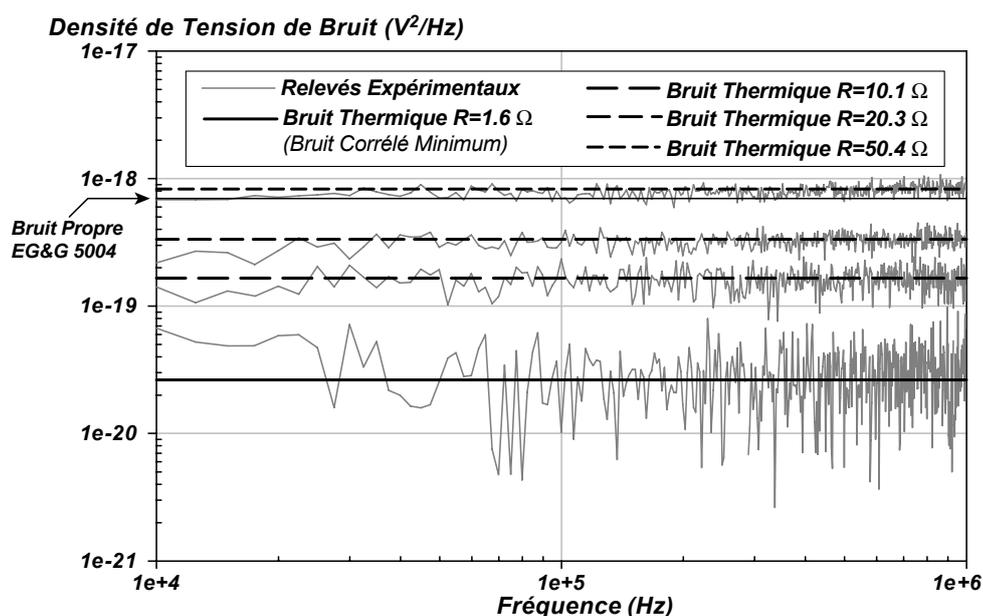


FIG. 2.4 – Densités Spectrales de Tension de Bruit des Résistances de Calibration

Les mesures présentées sur la figure 2.4 ont été réalisées à temps d'intégration constant (256 moyennes par courbe). Or nous constatons que l'écart-type augmente avec la diminution du niveau de bruit à mesurer : ce phénomène est connu en métrologie et explique la difficulté inhérente à la mesure de très faibles niveaux lors de mesures de corrélation. L'erreur de mesure propre à un système de corrélation en tension est proportionnelle aux sources non corrélées (*en particulier les sources de bruit intrinsèques aux amplificateurs*) négligées dans l'expression (2.12). Cet écart-type peut tout de même être minimisé en augmentant le temps d'intégration, donc le nombre de moyennes [8]. Ceci peut toutefois représenter un handicap en basse fréquence, puisque le temps d'acquisition d'un échantillon est environ égal à la fréquence basse d'analyse.

A partir d'une mesure de densité spectrale de tension de bruit (exprimée en V^2/Hz), on déduit la densité spectrale de courant de bruit (exprimée en A^2/Hz) à partir de la loi d'Ohm :

$$S_i(\omega) = \frac{S_v(\omega)}{R_d^2} \quad (2.13)$$

2.4.2 Confrontation Modèle / Mesures

Les paramètres utilisés dans le modèle sont soit des paramètres connus liés au matériau et extraits de la littérature, soit des paramètres propres au composant et issus des caractérisations au premier ordre et de l'analyse spectrale. Sur les deux figures 2.5 suivantes, nous reportons l'évolution avec le courant injecté dans la zone active des bruits blancs électriques mesurés aux bornes de la diode émettrice, avec et sans polarisation dans la zone de Bragg. Le modèle obtenu à partir des équations décrites précédemment est également présenté.

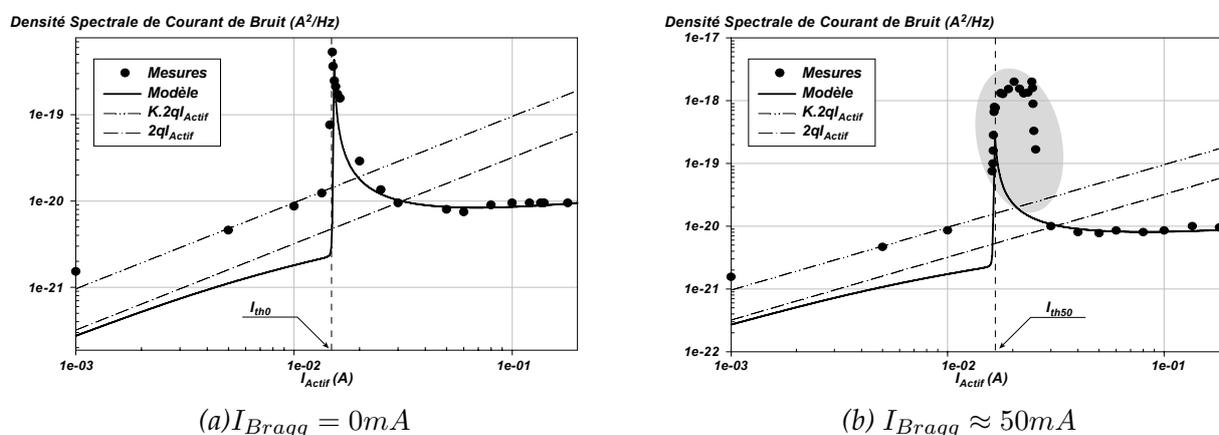


FIG. 2.5 – Densité Spectrale de Courant de Bruit Blanc du Laser Accordable

En régime d'émission spontanée, la diode laser est régie par le phénomène de diffusion des porteurs dans la double hétérostructure constituant le guide d'onde. Un tel comportement a déjà été expliqué et modélisé dans des travaux antérieurs réalisés au sein de notre équipe optoélectronique, concernant des structures DFB et également des diodes laser de pompe à hétérostructure enterrée [9].

En régime d'émission stimulée établi, les niveaux théoriques et expérimentaux se situent en dessous du bruit de grenaille fondamental et sont parfaitement superposés. A notre connaissance, c'est la première fois que des mesures de bruit d'amplitude électrique permettent d'extraire des

niveaux nettement inférieurs au bruit de grenaille $2qI_{Actif}$, correspondant aux niveaux fondamentaux : effet de la résistance série R_s et effet SCLC [10]. Le régime purement thermique observé ici permet d'affirmer que pour cette structure l'effet de franchissement de barrières est négligeable. La nature "sous-poissonnière électrique" observée permet de mettre en avant la qualité et la maturité des composants étudiés.

Quant au comportement observé au voisinage du seuil laser, nous avons constaté expérimentalement un élargissement du "pic" de bruit blanc proportionnel à l'injection dans la zone de Bragg [11]. Cet élargissement est dû à l'apparition d'un régime de compétition de modes ; le niveau de bruit d'amplitude observé à 1MHz n'est pas un véritable bruit blanc, mais la partie basse et plate d'un spectre Lorentzien, dont la fréquence de coupure se situe en dehors de la plage d'analyse. De tels spectres ont déjà été observés par d'autres équipes, notamment M. Ohtsu et al. [12].

Le phénomène de compétition modale est très vraisemblablement lié à l'**émission spontanée de la zone de Bragg**, qui présente sa propre courbe de gain. L'injection dans les zones passives implique dès lors l'existence d'une courbe de gain composite et autorise ainsi l'émission de deux longueurs d'onde en compétition. Le deuxième mode ne disparaît que lorsque la courbe de gain intrinsèque à la zone active domine largement celle de la zone de Bragg. Ainsi, pour de fortes injections dans la zone de Bragg, le courant actif nécessaire pour l'obtention d'un régime purement monomode devra être encore plus élevé.

2.5 Densité Spectrale de Bruit Blanc Optique de la Diode

En utilisant à nouveau le schéma équivalent de la diode détaillé plus haut (fig. 2.2), on peut exprimer dans l'espace de Fourier le courant \widetilde{I}_{L_k} , traduisant le processus d'émission stimulée propre à la densité de photons S_k du mode k , en fonction des densités spectrales des sources de bruit de Langevin :

$$\widetilde{I}_{L_k}(\omega) = \frac{\widetilde{V}(\omega) - V_{n_k}(\omega)}{R_{se_k} - jL_k\omega} = \frac{I_n(\omega) + \sum_{l=1}^2 \frac{V_{n_l}(\omega)}{R_{se_l}} - \left(\frac{1}{R} + \sum_{l=1}^2 \frac{1}{R_{se_l}}\right) V_{n_k}(\omega)}{R_{se_k} \left(\frac{1}{R} + \sum_{l=1}^2 \frac{1}{R_{se_l}}\right)} \quad (2.14)$$

A partir des équations 2.4 et 2.14, on peut alors établir l'expression de la densité spectrale de bruit blanc optique, en terme de densité de photons des deux modes en présence [1] :

$$S_{(\sum_{k=1}^2 S_k)}(\omega) = \frac{1}{(e\mathcal{A}_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) Vol_{MQW})^2 \left(\frac{1}{R} + \sum_{k=1}^2 \frac{1}{R_{se_k}}\right)^2} \left\{ S_{in}(\omega) \left(\sum_{k=1}^2 \frac{1}{R_{se_k}}\right)^2 + \frac{1}{R^2} \sum_{k=1}^2 \frac{S_{v_{n_k}}(\omega)}{R_{se_k}^2} + \frac{2}{R} \left(\sum_{k=1}^2 \frac{1}{R_{se_k}}\right) \sum_{k=1}^2 \frac{S_{(in, v_{n_k})}(\omega)}{R_{se_k}} + \frac{2}{R^2} \frac{S_{(v_{n_1}, v_{n_2})}(\omega)}{R_{se_1} R_{se_2}} \right\} \quad (2.15)$$

Les densités spectrales $S_{i_n}(\omega)$, $S_{v_{n_k}}(\omega)$, $S_{(i_n, v_{n_k})}(\omega)$ et $S_{(v_{n_1}, v_{n_2})}(\omega)$ expriment qualitativement les fluctuations de la densité de porteurs, les fluctuations de la densité de photons du mode k , les fluctuations croisées entre populations de porteurs et de photons et les corrélations entre les deux populations de photons, respectivement.

2.5.1 Expression du Bruit d'Intensité Relatif Système - RIN_{syst} : *Relative Intensity Noise*

Le bruit optique du laser $S_{I_{ph}}(\omega)$ est vu à travers une photodiode dont le bruit propre est dominé par le bruit de grenaille. L'expression du bruit d'intensité relatif RIN doit donc prendre en compte cette composante de bruit extrinsèque au laser :

$$RIN = \frac{S_{I_{ph}}(\omega) - 2q\overline{I_{ph}}}{\overline{I_{ph}}^2} \quad (2.16)$$

avec :

$$\frac{S_{I_{ph}}(\omega)}{\overline{I_{ph}}^2} = \frac{S_{(\sum_{k=1}^2 S_k)}(\omega)}{\left(\sum_{k=1}^2 S_k\right)^2} \quad (2.17)$$

et $\overline{I_{ph}}$: composante continue du photocourant détecté.

2.5.2 Protocole de Mesure du Bruit Optique et Confrontation Modèle / Mesures

Nous représentons sur la figure 2.6 le montage expérimental d'une mesure de bruit optique standard.

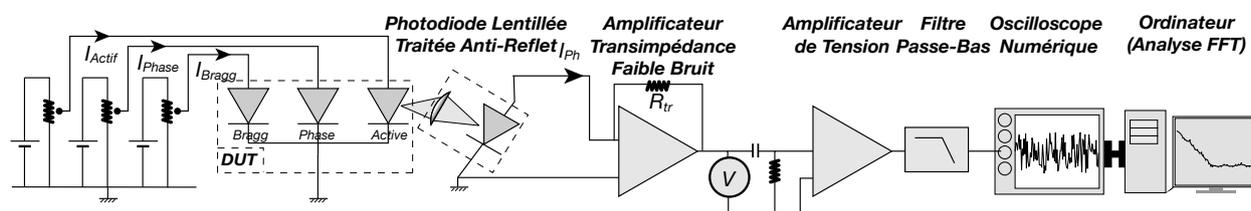


FIG. 2.6 – Schéma de Principe d'une Mesure de Bruit Optique

Ce schéma de principe comporte plusieurs éléments :

- Le laser sous test («DUT» pour *Device Under Test*) est polarisé par des batteries transformées en sources de courant par le biais de résistances faible bruit, afin de ne pas mesurer le bruit dû aux sources d'alimentation. Il est de plus incliné d'un angle égal à son demi angle d'émission par rapport au banc optique, dans le but de limiter les effets du feedback (*effet de cavité externe*). On trouve en effet dans la littérature de nombreux ouvrages traitant des effets du feedback sur l'ensemble des caractéristiques du laser, notamment sur la valeur de son RIN.
- La puissance optique de bruit est détectée au moyen d'une photodiode faible bruit lentillée, avec un traitement anti-reflet dans le but, encore une fois, de minimiser les effets du feedback.
- Le photocourant de bruit détecté par la photodiode est amplifié par un amplificateur transimpédance à faible bruit, conçu dans le cadre la thèse de Mikhaël Myara et présentant un courant de bruit équivalent ramené en entrée compris entre 0.1 et $0.15 pA/\sqrt{Hz}$.

- Après amplification, le signal de bruit est analysé par le système composé d'un filtre passe-bas anti-repliement, d'un oscilloscope numérique utilisé en simple échantillonneur et d'un ordinateur qui effectue le rapatriement des données fournies par l'oscilloscope ainsi que le calcul de la FFT en temps réel.

Densité spectrale de Bruit Optique

De telles mesures ont été menées sur des VCSELs dans le cadre de la **thèse de Guillaume Belleville** [13], et également sur des lasers accordables à émission par la tranche, dans le cadre de la **thèse de Mikhaël Myara** [1]. Les mesures ainsi que les valeurs fournies par le modèle, dans le cas des lasers accordables, sont représentées sur la figure 2.7.

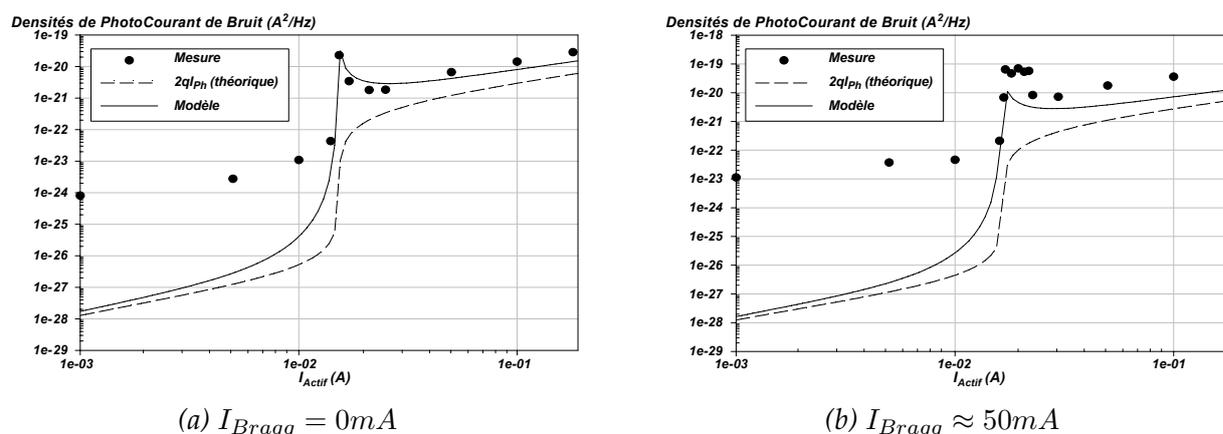


FIG. 2.7 – Densité spectrale de bruit blanc optique en fonction de l'injection

Nous observons que :

- Sous le seuil, le modèle n'est pas du tout en accord avec la mesure. Ceci est lié au fait que le modèle ne gère que deux modes et non l'ensemble des modes contenus dans la courbe de gain. On relève expérimentalement des valeurs plus fortes du bruit sous le seuil lorsque la zone d'accord est polarisée : cet effet est attribué à la contribution de l'émission spontanée de la zone de Bragg qui vient se superposer à celle de la zone Active seule.
- Autour du seuil, les niveaux relevés sont en assez bon accord avec le modèle proposé, seulement lorsque $I_{Bragg} = 0mA$. Pour $I_{Bragg} \approx 50mA$, le modèle ne peut expliquer les relevés expérimentaux, car il ne gère pas le processus de compétition modale lié à l'injection dans les zones passives.
- Au delà du seuil laser, le niveau de bruit relevé est légèrement supérieur à ce qui est prévu par le modèle lorsque la zone d'accord est éteinte, en sachant toutefois que **nous avons rajouté à notre modèle la contribution du bruit de grenaille propre au photodétecteur éclairé**. Par contre, pour $I_{Bragg} \approx 50mA$, les niveaux sont globalement une décade au-dessus de ce qui est prévu par le modèle. Ceci est intrinsèquement lié à la mesure : le niveau relevé ici n'est pas un vrai niveau de bruit blanc mais un résidu de bruit en $1/f$. L'extrapolation de nos mesures ne suffit pas, il sera nécessaire de concevoir des amplificateurs faible-bruit large-bande, ce qui n'est pas trivial.

Bruit d'Intensité Relatif - RIN : Relative Intensity Noise

Le bruit d'intensité relatif RIN est extrait des valeurs de la densité spectrale de bruit optique $S_{I_{ph}}$ via les équations 2.16 et 2.17, et est donné sur la figure 2.8.

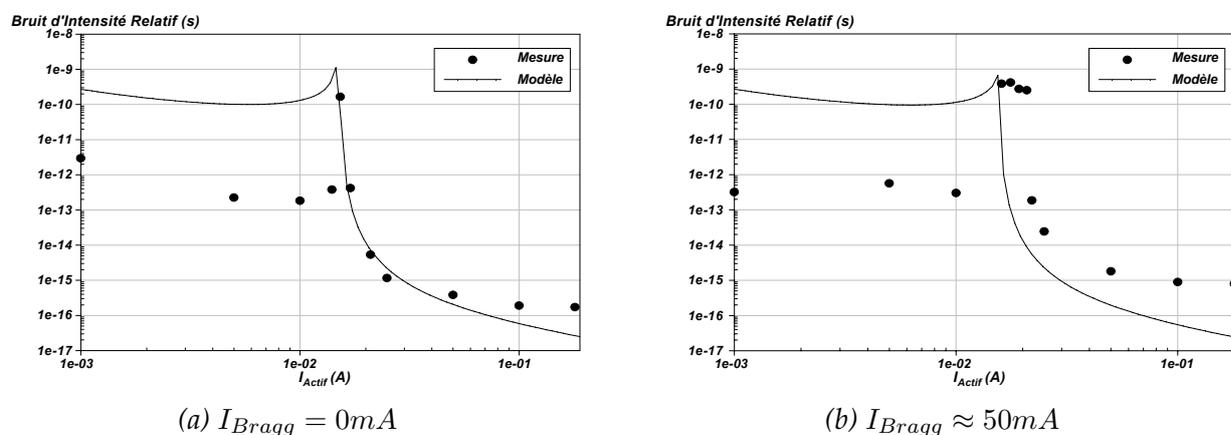


FIG. 2.8 – Bruit d'Intensité Relatif

L'analyse du RIN est identique à celle développée plus haut au sujet de la densité de bruit optique $S_{I_{ph}}$. Les niveaux de RIN obtenus sous forte polarisation électrique sont compris entre -150 et $-160dB$: de tels niveaux illustrent parfaitement la qualité et la maîtrise technologique des structures étudiées.

Retenons de plus quelques points essentiels, nous permettant d'améliorer à court terme nos confrontations expérimentations - modèles :

- Le bruit d'amplitude en $1/f$ est fortement présent dans les structures étudiées, même à la fréquence de $1MHz$. L'accès aux véritables niveaux de bruit blanc nécessite donc la mise au point d'amplificateurs de tension ou transimpédance large-bande (au-moins $10MHz$) et faible bruit, ce qui est en partie assez incompatible. La solution serait vraisemblablement de mettre au point un banc de mesure aérien par corrélation optique, nécessitant une lame semi-réfléchissante, deux photodiodes identiques, deux amplificateurs large-bande et pas nécessairement ultra-faible-bruit. L'utilisation de **l'analyseur FFT en corrélation**, comme dans les mesures de bruit d'amplitude électrique décrites figure 2.3, **permettrait alors de s'affranchir partiellement du bruit propre aux amplificateurs**, en augmentant le temps d'intégration, **ainsi que du bruit de grenaille des photodétecteurs**.

Nous pourrions ainsi confronter nos mesures avec les nombreux travaux théoriques développés par J. Arnaud et L. Chusseau. Leurs modélisations prédisent en effet la présence d'un processus d'émission optique sous-poissonien, pour un laser pompé optiquement lorsque l'émission spontanée est relativement faible et le pompage élevé, et pour un laser attaqué en courant, seulement sous faible pompage électrique au-dessus du seuil laser [14], à cause vraisemblablement du processus de "Hole Burning" apparaissant sous forte injection de porteurs et décrit au chapitre premier de ce document.

- Le second élément important est la mise en oeuvre d'un modèle multimode prenant en compte la compétition, et donc l'échange d'énergie entre modes voisins. A cet effet, nous reprenons ci-dessous le formalisme de M. Yamada [4], et nous synthétisons les travaux de J.C. Mollier [5] à travers un schéma équivalent à la fois complet et simple. Nous reviendrons également sur cette partie modélisation dans le chapitre *Perspectives* de ce document.

2.6 Equations d'Evolution avec Couplage de Modes

En utilisant la compression du gain et le formalisme de Yamada, l'expression du gain optique devient :

$$G_k = v_g \mathcal{A}_k (N - N_{tr}) \{1 - \mathcal{E} S_k - \mathcal{E} \mathcal{K} S_l\} \quad / \quad k \neq l, \quad k, l \in \{1, 2\} \quad (2.18)$$

\mathcal{E} et \mathcal{K} désignent respectivement le facteur de compression du gain et le facteur de couplage des modes en compétition.

En injectant cette nouvelle expression du gain dans notre système d'équations d'évolutions développé sur deux modes, on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{e \text{Vol}_{MQW}} - \left(AN + BN^2 + CN^3 \right) \\ \quad - v_g (N - N_{tr}) [\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 - S_1 (\mathcal{A}_1 \mathcal{E} + \mathcal{A}_2 \mathcal{E} \mathcal{K}) - S_2 (\mathcal{A}_2 \mathcal{E} + \mathcal{A}_1 \mathcal{E} \mathcal{K})] + \mathbf{f}_N(t) \\ \frac{\partial S_1}{\partial t} = \Gamma_{Actif} \mathcal{A}_1 v_g (N - N_{tr}) \{1 - \mathcal{E} S_1 - \mathcal{E} \mathcal{K} S_2\} S_1 - \frac{1}{\tau_{ph1}} S_1 + \beta B N^2 + \mathbf{f}_{S_1}(t) \\ \frac{\partial S_2}{\partial t} = \Gamma_{Actif} \mathcal{A}_2 v_g (N - N_{tr}) \{1 - \mathcal{E} S_2 - \mathcal{E} \mathcal{K} S_1\} S_2 - \frac{1}{\tau_{ph2}} S_2 + \beta B N^2 + \mathbf{f}_{S_2}(t) \end{array} \right. \quad (2.19)$$

Ce sont les termes $\mathcal{E} \mathcal{K} S_k$ qui introduisent l'effet de compétition de modes.

Pour établir le schéma équivalent, nous relierons les densités de photons et de porteurs à des grandeurs électriques, exactement comme cela a été fait précédemment sans couplage entre les modes voisins. Ces relations précisées dans la thèse de Mikhaël Myara permettent d'établir un schéma équivalent identique à celui développé par J.C. Mollier [5] et représenté figure 2.9.

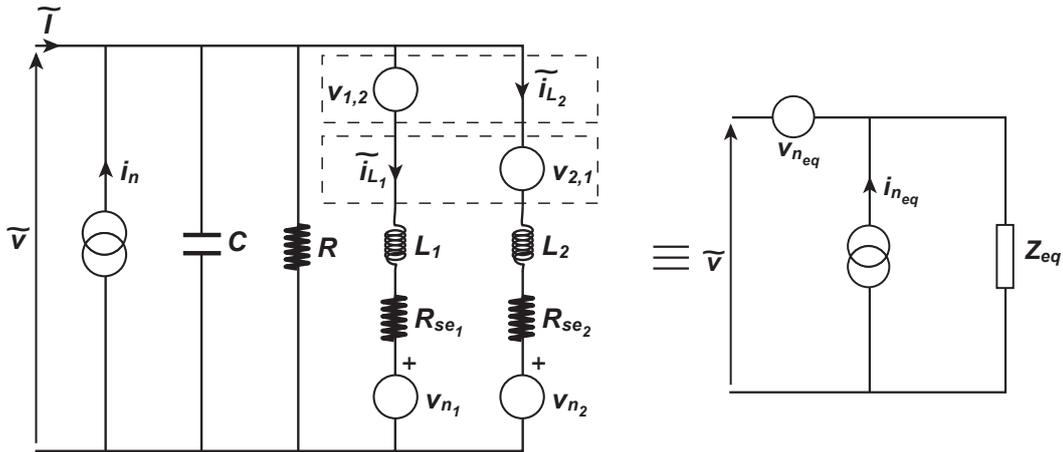


FIG. 2.9 – Schéma équivalent électrique simplifié

Les sources $v_{1,2}$ et $v_{2,1}$ expriment le couplage optique entre les deux modes en compétition, via les relations suivantes, où les coefficients $M_{1,2}$ et $M_{2,1}$ ont la dimension d'une impédance :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{1,2} = M_{1,2} \widetilde{i}_{L1} \\ v_{2,1} = M_{2,1} \widetilde{i}_{L2} \end{array} \right. \quad (2.20)$$

Un développement analytique complet nous a permis d'établir le schéma simplifié représenté également sur la figure 2.9, avec :

$$i_{neq}(t) = i_n(t) \quad (2.21)$$

$$v_{neq}(t) = \frac{(Z_2 - M_{2,1})v_{n1}(t) + (Z_1 - M_{1,2})v_{n2}(t)}{\left(\frac{1}{R} + jC\omega\right)(Z_1Z_2 - M_{1,2}M_{2,1}) + Z_2 - M_{1,2} + Z_1 - M_{2,1}} \quad (2.22)$$

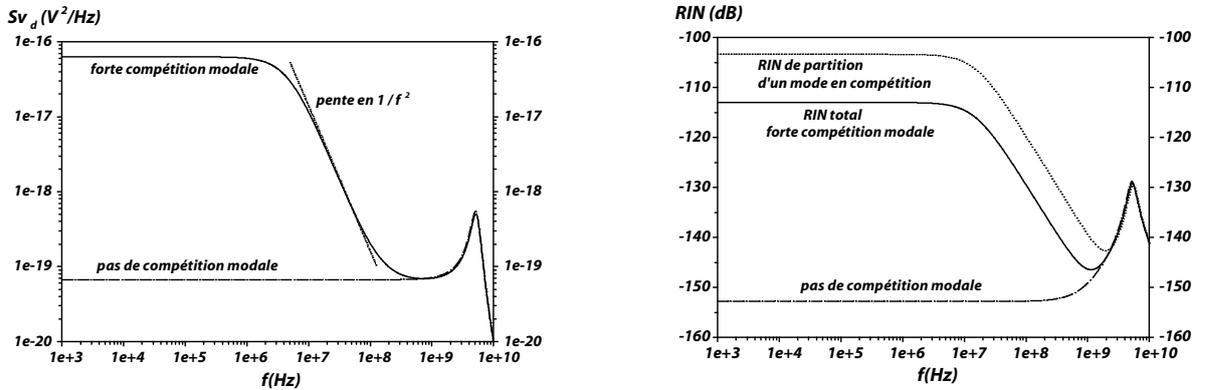
$$Z_{eq} = \frac{Z_1Z_2 - M_{1,2}M_{2,1}}{\left(\frac{1}{R} + jC\omega\right)(Z_1Z_2 - M_{1,2}M_{2,1}) + Z_2 - M_{1,2} + Z_1 - M_{2,1}} \quad (2.23)$$

avec :

$$Z_1 = (R_{se1} + jL_1\omega) \quad (2.24)$$

$$Z_2 = (R_{se2} + jL_2\omega) \quad (2.25)$$

A partir de ce formalisme, nous pouvons examiner analytiquement l'effet de la compétition modale sur l'évolution des densités spectrales de bruit électrique et optique. Nous avons ici supposé égales les durées de vie des photons des deux populations. Les modélisations obtenues sous forte injection électrique sont reportées sur les figures 2.10 :



(a) Densité spectrale de Bruit Electrique

(b) Bruit Optique d'Intensité Relatif

FIG. 2.10 – Effet du couplage modal sur les densités spectrales de Bruit d'Amplitude

En présence de compétition modale entre longueurs d'onde adjacentes, nous constatons grâce au modèle repris plus haut l'apparition d'un spectre de type Lorentzien, c'est-à-dire un niveau de bruit très élevé et indépendant de la fréquence, suivi d'une décroissance en $1/f^2$. Cette forme de spectre est remarquable autant sur le Bruit Optique illustrant les fluctuations de la puissance optique en sortie de cavité, que sur le Bruit Electrique d'Amplitude mesuré via les fluctuations de la tension aux bornes du composant.

Nous avons plusieurs fois rencontré expérimentalement cette forme d'évolution spectrale, par exemple tout récemment sur les lasers accordables à DBR [15]. Toutefois, une divergence importante existe entre le modèle et les résultats expérimentaux : les spectres Lorentziens sont observés expérimentalement pour des SMSR faibles, à fortiori aussi pour une réjection quasiment nulle

des modes latéraux, donc pour une quasi-équirépartition de la puissance optique sur les deux modes en compétition. Ce n'est pas du tout ce que nous obtenons avec le modèle : celui-ci prévoit en effet une forme Lorentzienne pour un ratio des densités de photons des deux populations en compétition voisin de 1/2 et un bruit d'amplitude blanc classique pour un ratio égal à l'unité, configuration dénommée "*multimode stable*" [4]. Cette différence fondamentale est vraisemblablement liée à l'hypothèse de départ du modèle qui distingue les modes par l'amplitude de leur gain, alors que dans le cas des lasers accordables à miroirs DBR, c'est la durée de vie des photons qui différencie les deux modes optiques voisins [1]. Les lasers multi-sections semblent donc être des candidats intéressants pour une telle étude, tant du point de vue expérimental [15] que du point de vue théorique, grâce au contrôle fin du spectre d'émission, depuis un régime purement monomode jusqu'à un régime bi-mode de forte compétition.

La partie modélisation en configuration *multimode instable* sera à nouveau évoquée dans le chapitre *Perspectives* de ce document.

2.7 Conclusion

Nous avons développé dans ce chapitre le modèle équivalent de bruit d'amplitude électrique et optique des lasers à semi-conducteur. Dans une configuration purement monomode de la source émettrice, c'est-à-dire pour un taux de réjection des modes satellites supérieur à $40dB$, ce modèle a été confronté avec succès à nos résultats expérimentaux obtenus par corrélation. C'est la première fois, à notre connaissance, que modélisation et expérimentation coïncident aussi correctement pour une étude de bruit d'amplitude électrique, pour de fortes injections dans la cavité émettrice [10].

Nous avons également repris ici les équations d'évolution couplées, en régime de compétition modale forte, afin de mieux apprécier les phénomènes physiques mis en jeu. Ce modèle, fondé sur le couplage entre populations de photons proches en longueur d'onde mais différenciées par leur gain optique, n'est pas satisfaisant, dans les cas d'une réjection quasi nulle des modes satellites. Afin de mieux approcher les résultats expérimentaux obtenus dans une configuration aussi critique, nous reviendrons sur les perspectives théoriques de recherche, à la fin de ce document.

Les travaux développés dans ce chapitre ont représenté une partie du travail de thèse de Guillaume Belleville [13] et ont été le fil conducteur de la thèse de Mikhaël Myara [1]. Ces travaux ont été menés sur diverses structures émettrices :

- VCSELs oxydés, à base de matériau GaAs, émettant à $850nm$, dans le cadre de la collaboration avec les Sandia National Laboratories, N.M (USA) et K.D. Choquette, étudiés lors de la thèse de Guillaume Belleville
- VCSELs émettant à $1.55\mu m$ issus des laboratoires Alcatel/Opto+ de Marcoussis, grâce à Joël Jacquet, et étudiés également dans le cadre de la thèse de Guillaume Belleville
- Lasers accordables multi-sections émettant autour de $1.55\mu m$, composants essentiels de la thèse de Mikhaël Myara, toujours dans le cadre du partenariat avec Alcatel-Marcoussis.

Bibliographie

- [1] M. Myara. Caractérisation et modélisation de lasers accordables a DBR émettant autour de $1.55 \mu\text{m}$. Etude des Bruits d'Amplitude et de la Largeur de raie. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 2003.
- [2] P. Signoret. Analyse des Bruits Optique-Electrique et Etude de leur Corrélation - Application à une tête optique d'Emission Laser à Réaction Répartie. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 1994.
- [3] C. Harder, J. Katz, S. Margalit, J. Shacham, and A. Yariv. Noise equivalent circuit of a semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(3) :333–337, March 1982.
- [4] M. Yamada. Theory of Mode Competition Noise in Semiconductor Injection Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(7) :1052–1059, July 1986.
- [5] T.T. Bich-Ha and J.-C. Molliet. Noise equivalent circuit of a two-mode semiconductor laser with the contribution of both the linear and the nonlinear gain. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(2) :304–308, April 1997.
- [6] D.E. McCumber. Intensity Fluctuations in the Output of CW laser Oscillators. *Physical Review*, 141(1) :306–321, January 1966.
- [7] M. Morishita, T. Ohmi, and J. Nishizawa. Impedance characteristics of double-heterostructure laser diodes. *Solid-State Electronics*, 22 :951–962, 1979.
- [8] M. Sampietro, G. Accomando, L. Fasoli, G. Ferrari, and E.C. Gatti. High Sensitivity Noise Measurement with a Correlation Spectrum Analyser. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 49(4) :820–822, August 2000.
- [9] B. Orsal, P. Signoret, J.M. Peransin, K. Daulasim, and R. Alabedra. Correlation Between Electrical and Optical Photocurrent Noises in Semiconductor Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 41(11) :2151–2161, 1994.
- [10] M. Myara, P. Signoret, J.P. Turrenc, J.P. Perez, B. Orsal, and J. Jacquet. Strongly Sub-Poissonian Electrical Noise in $1.55\text{-}\mu\text{m}$ DBR Tunable Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(7) :852–857, 2004.
- [11] M. Myara, P. Signoret, J.P. Turrenc, B. Orsal, R. Alabedra, and J. Jacquet. Electrical Noise power spectrum behaviour around threshold in DBR 2 and 3 section tunable lasers emitting around $1.55 \mu\text{m}$. *Fluctuations and Noise Symposium*, 2003.
- [12] M. Ohtsu, Y. Otsuka, and Y. Teramachi. Precise measurements and computer simulations of mode-hopping phenomena in semiconductor laser. *Applied Physics Letters*, 46(2) :108–110, January 1985.
- [13] G. Belleville. Etude des diodes laser à émission par la surface : analyse statique, spectrale et spatiale, évaluation des bruits d'intensité électrique et optique. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 2000.
- [14] L. Chusseau, J. arnaud, and F. Philippe. Rate-Equation Approach to Laser Light Statistics. *Optics and Spectroscopy*, 94(5) :805–812, 2003.
- [15] M. Myara, P. Signoret, J.P. Turrenc, J.P. Perez, B. Orsal, R. Alabedra, and J. Jacquet. Competition Noise in DBR Tunable Lasers. *Fluctuation and Noise Letters*, 3(3) :289–294, September 2003.

Chapitre 3

Bruit optique de Fréquence et Largeur de Raie

Sommaire

3.1	Introduction	49
3.2	Expression théorique du Bruit de Fréquence Optique	49
3.2.1	Equation d'évolution de la phase	49
3.2.2	Système d'équations d'évolution	50
3.2.3	Schéma équivalent de bruit	50
3.3	Expression de la largeur de raie intrinsèque au laser	51
3.4	Effet du protocole de mesure sur le spectre de largeur de raie obtenu	52
3.4.1	Méthode hétérodyne	52
3.4.2	Méthode self-homodyne	54
3.5	Mise en œuvre du banc de mesure du Bruit de Fréquence	57
3.5.1	La cavité Fabry-Pérot	57
3.5.2	Description du banc de mesure - Quelques résultats expérimentaux	62
3.6	Conclusion	64

3.1 Introduction

Les systèmes de télécommunication cohérents, tels que le PSK «Phase Shift Keying» ou le FSK «Frequency Shift Keying» nécessitent une parfaite connaissance du bruit de fréquence de la raie laser, et par la même la maîtrise de la largeur de raie de la source utilisée. En effet, selon la théorie de A.L. Schawlow & C.H. Townes [1], la largeur de raie d'un laser est principalement due aux fluctuations de phase, donc de fréquence, de l'émission spontanée (fig. 3.1).

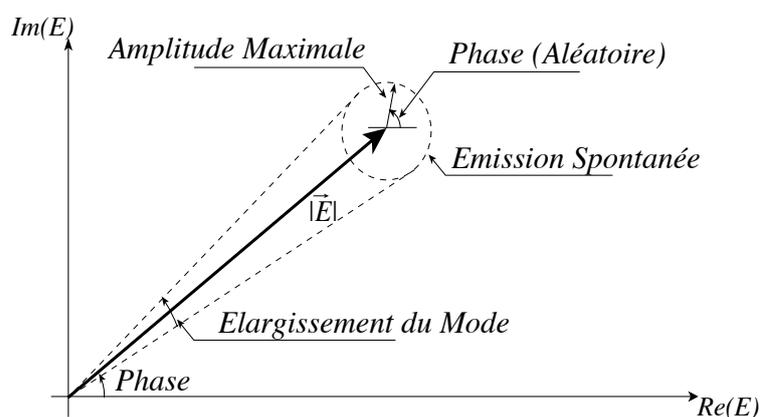


FIG. 3.1 – Origine de la Largeur de Raie selon A.L. Schawlow & C.H. Townes.

Dans un laser à semi-conducteur, les choses sont un peu différentes : C. H. Henry a en effet montré que la raie d'émission d'un laser à semi-conducteur est élargie par rapport à ce qui est prévu par la théorie classique de A.L. Schawlow et C.H. Townes, à cause de variations couplées du gain et de l'indice optique [2]. Cet élargissement est caractérisé par une quantité appelée le «facteur d'élargissement de la raie laser» ou «facteur de Henry» et sera noté α_H .

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord une étude théorique du bruit de fréquence suivie de l'expression de la largeur de raie intrinsèque au laser. Nous examinons ensuite l'effet du protocole expérimental sur le spectre de raie obtenu.

Le second volet de cette partie s'articule autour de l'interféromètre Fabry-Pérot, qui nous permet d'accéder au bruit de fréquence de la diode laser, en transformant les fluctuations de fréquence en fluctuations d'amplitude.

Nous présentons enfin les premiers spectres de bruit de fréquence obtenus au laboratoire, ainsi que les spectres de raie. Ce travail s'inscrit dans le cadre de la **thèse de Jean-Philippe Turrenc**.

3.2 Expression théorique du Bruit de Fréquence Optique

3.2.1 Equation d'évolution de la phase

Compte tenu de l'origine physique de la largeur de raie, la pré-étude indispensable pour établir l'expression théorique du bruit de fréquence est l'étude de la phase du faisceau. Le système d'équations d'évolution développé dans le chapitre précédent étant basé sur des considérations purement corpusculaires, «l'information» portée par la phase est perdue. Nous devons donc établir un système d'équations prenant en compte les effets dus à la phase.

A l'aide des travaux développés par Henry [2] et en reprenant le formalisme du chapitre précédent, nous pouvons établir l'équation d'évolution de la phase :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{2} \left(\Gamma_{Actif} \mathcal{A}v_g (\bar{N} - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) \quad (3.1)$$

3.2.2 Système d'équations d'évolution

Nous pouvons ainsi en déduire un système d'équations d'évolution en régime monomode comprenant l'information sur la phase :

$$\begin{cases} \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eVol_{MQW}} - \left(AN + BN^2 + CN^3 \right) - \mathcal{A}v_g (N - N_{tr}) S + \mathbf{f}_N(t) \\ \frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma_{Actif} \mathcal{A}v_g (\bar{N} - N_{tr}) S - \frac{S}{\tau_{ph}} + \beta BN^2 + \mathbf{f}_S(t) \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{2} \left(\Gamma_{Actif} \mathcal{A}v_g (\bar{N} - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) + \mathbf{f}_\phi(t) \end{cases} \quad (3.2)$$

Nous avons rajouté les trois sources de Langevin $\mathbf{f}_N(t)$, $\mathbf{f}_S(t)$ et $\mathbf{f}_\phi(t)$ se rapportant respectivement aux porteurs, aux photons et à la phase. Toujours à l'aide des travaux de Henry, nous pouvons expliciter l'expression de la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation de la source de Langevin $\mathbf{f}_\phi(t)$. On obtient alors [2] :

$$S_{f_\phi} = \mathfrak{F} \{ \langle f_\phi(t) f_\phi(t + \tau) \rangle \} = \mathfrak{F} \left\{ \frac{R_{sp}}{2S} \delta(\tau) \right\} = \frac{\beta B \bar{N}^2}{2S} \quad (3.3)$$

Le terme $B\bar{N}^2$ représente la partie radiative du taux de recombinaison spontané et β la fraction d'émission spontanée couplée au mode laser oscillant.

3.2.3 Schéma équivalent de bruit

En appliquant un traitement similaire à celui développé dans le chapitre précédent, on peut à présent établir un schéma électrique complet de la diode laser, incluant les fluctuations des populations de porteurs et de photons, ainsi que les fluctuations de la phase optique.

En effet, en posant $\phi = \bar{\phi} + \tilde{\phi}$ dans l'équation 3.2 précédente, on obtient :

$$\frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial t} = \frac{1}{2} \alpha_H \mathcal{A}v_g \frac{\bar{N}}{mV_T} \tilde{v} + \mathbf{f}_\phi(t) \quad (3.4)$$

Le paramètre \tilde{v} a été introduit au chapitre précédent :

$$\tilde{v} = mV_T \frac{\tilde{N}}{\bar{N}} \quad (3.5)$$

On peut, par analogie électrique, en déduire l'équation suivante :

$$\boxed{\eta \tilde{v} = R_\phi \tilde{i}_\phi + v_\phi} \quad (3.6)$$

avec :

$$\tilde{i}_\phi = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad v_\phi = -R_\phi \mathbf{f}_\phi(t) \quad (3.7)$$

$$R_\phi = \frac{2\mathcal{A}^2 v_g^2 m V_T}{\alpha_H \bar{N}} \quad \eta = \mathcal{A}^3 v_g^3 \quad (3.8)$$

Le schéma équivalent complet est donné figure (fig. 3.2), où le coefficient η désigne le couplage entre la branche exprimant les fluctuations de la densité de photons au sein de la zone active et celle liée aux fluctuations de la phase optique [3].

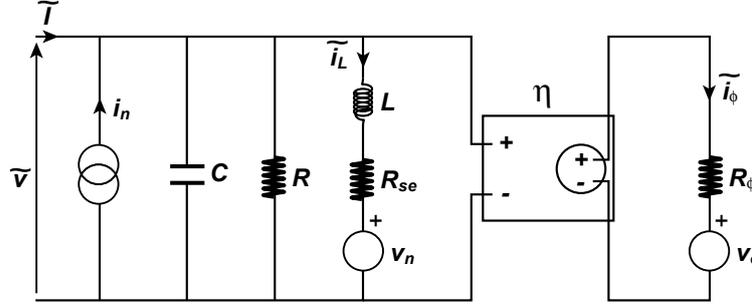


FIG. 3.2 – Schéma équivalent de Bruit d'une diode laser incluant les fluctuations de la phase optique

La connaissance des densités de porteurs et de photons en fonction de l'injection, ainsi que l'expression de la densité spectrale de bruit d'amplitude électrique intrinsèque à la zone active, permettent ainsi d'obtenir numériquement l'expression du bruit de fréquence lié aux fluctuations de la phase optique :

$$S_{\dot{\phi}}(f) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 S_{\dot{\phi}}(\omega) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \langle |\tilde{i}_{\phi}(\omega)|^2 \rangle \quad (3.9)$$

3.3 Expression de la largeur de raie intrinsèque au laser

Il est à présent important de préciser le lien mathématique étroit existant entre la densité spectrale de bruit de fréquence et la largeur de raie intrinsèque au laser.

La fonction d'autocorrélation du champ complexe $E(t) = E_0 \exp(j\omega_0 t + \phi(t))$ dans la cavité s'écrit [4] :

$$\Gamma_E(\tau) = E_0^2 \exp(j\omega_0 \tau) \langle \exp(-j\Delta\phi(t, \tau)) \rangle = E_0^2 \exp(j\omega_0 \tau) \exp\left\{-\frac{1}{2} \langle \Delta\phi(t, \tau)^2 \rangle\right\} \quad (3.10)$$

en supposant que la probabilité de fluctuation de phase est issu d'un phénomène Gaussien.

Exprimons maintenant la quantité $\langle \Delta\phi(t, \tau)^2 \rangle$ en fonction de la densité spectrale de bruit de fréquence :

$$\langle \Delta\phi(t, \tau)^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\Delta\phi}(f) df \quad (3.11)$$

$$= 4 \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2(\pi\tau f) S_{\phi}(f) df \quad (3.12)$$

$$= 4 \int_{-\infty}^{+\infty} S_f^{\text{math}} \frac{\sin^2(\pi\tau f)}{f^2} df \quad (3.13)$$

Ainsi :

$$\langle \Delta\phi(t, \tau)^2 \rangle = 4 \int_0^{+\infty} S_f^{phys} \frac{\sin^2(\pi\tau f)}{f^2} df \quad (3.14)$$

S_f^{math} et S_f^{phys} représentent respectivement les densités spectrales de bruit de fréquence sur toute la bande de fréquence et sur la bande des fréquences positives seulement, le second terme étant simplement obtenu par repliement du premier.

Pour du **bruit de fréquence blanc** noté $S_{f|_0}^{phys}$, la largeur de raie à mi-hauteur désignée usuellement par FWHM « Full Width at Half Maximum » s'obtient simplement en passant dans l'espace de Fourier :

$$\mathfrak{F}(\Gamma_E(\tau)) = \mathfrak{F} \left\{ E_0^2 \exp(2j\pi\nu_0\tau) \exp \left\{ -2S_{f|_0}^{phys} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(\pi\tau f)}{f^2} df \right\} \right\} \quad (3.15)$$

$$= E_0^2 \delta(\nu - \nu_0) * \frac{2\pi^2 S_{f|_0}^{phys}}{(\pi^2 S_{f|_0}^{phys})^2 + (2\pi\nu)^2} \quad (3.16)$$

$$= E_0^2 \frac{2\pi^2 S_{f|_0}^{phys}}{(\pi^2 S_{f|_0}^{phys})^2 + 4\pi^2(\nu - \nu_0)^2} \quad (3.17)$$

ν_0 désigne la fréquence optique du laser. Le 2ème terme du produit de convolution met en évidence l'élargissement de la raie du laser, sous forme d'un spectre Lorentzien. On extrait alors la largeur de raie à mi-hauteur ; on obtient une relation de proportionnalité directe :

$$\boxed{FWHM = \pi S_{f|_0}^{phys}} \quad (3.18)$$

Concernant par contre **tout type de bruit autre que du bruit blanc**, décrit par exemple sous la forme K^{phys}/f^α , avec $\alpha > 0$, on se heurte alors ici à la divergence de l'intégrale précédente en 0. C'est pourquoi nous allons maintenant détailler l'expression théorique de la largeur de raie dans une configuration expérimentale, par battement du laser avec lui-même ou avec une source de référence.

3.4 Effet du protocole de mesure sur le spectre de largeur de raie obtenu

3.4.1 Méthode hétérodyne

Cette méthode utilise deux lasers différents, le laser sous test et un laser de référence. On mesure le battement résultant de la composition des deux champs, comme représenté sur le schéma donné page suivante (fig. 3.3).

Dans le cadre du stage d'élève-ingénieur de Jean-Philippe Tourrenc, nous avons mis en place cette première technique dans notre équipe optoélectronique dans les années 1999-2000, et elle a nous a permis de caractériser en pureté spectrale la première génération de VCSELs émettant à 1550nm, issus des laboratoires Alcatel de Marcoussis et de la collaboration avec Joël Jacquet.

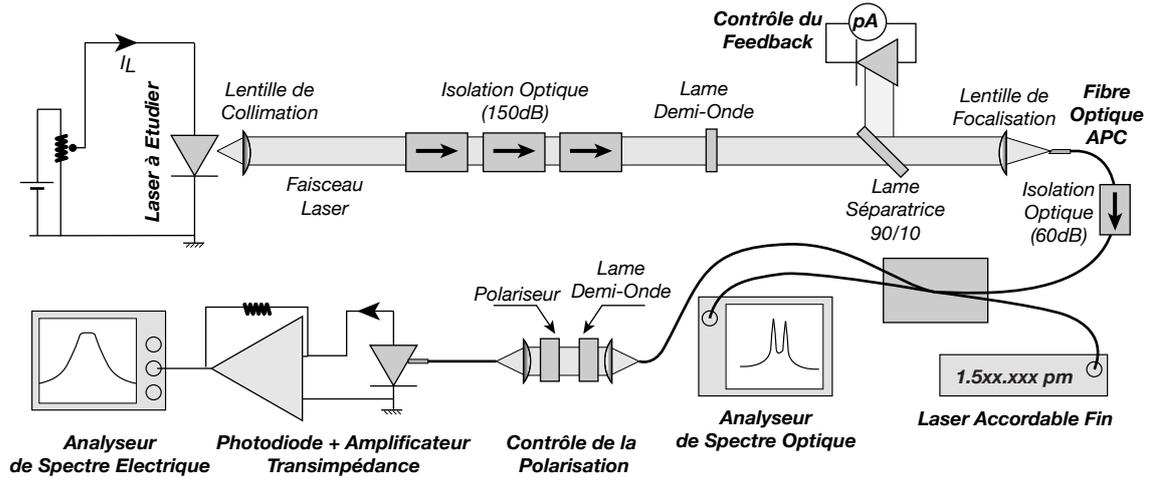


FIG. 3.3 – Banc de Mesure de la Largeur de Raie par Hétérodynage

L'intérêt majeur de cette mesure hétérodyne est la possibilité de caractériser des sources émettant même seulement quelques dizaines de μW . Une chaîne de détection et d'amplification connectée à un Analyseur de Spectre Electrique permet de visualiser la forme de raie du laser sous test, le laser de référence présentant un étalement spectral au moins 10 fois plus fin que le laser sous test.

La fonction d'autocorrélation de l'intensité résultante s'écrit :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \exp(j(\omega_2 - \omega_1)\tau) \langle \exp(j\Delta\phi_2(t, \tau) - \Delta\phi_1(t, \tau)) \rangle + cc \quad (3.19)$$

$$\text{avec} \quad \Delta\phi_i(t, \tau) = \phi_i(t + \tau) - \phi_i(t) \quad (3.20)$$

Comme dans le paragraphe précédent, nous pouvons écrire, ici pour chaque émetteur d'indice i :

$$\langle \Delta\phi_i^2(t, \tau) \rangle = 4 \int_0^{+\infty} S_{f_i}^{phys}(f) \frac{\sin^2(\pi\tau f)}{f^2} df \quad (3.21)$$

Lorsque le bruit de fréquence n'est que blanc :

$$\langle \Delta\phi_i^2(t, \tau) \rangle = 2\pi^2\tau S_{f_i|_0}^{phys} \quad (3.22)$$

Ainsi, avec un niveau de bruit de fréquence blanc du laser sous test largement prédominant par rapport à celui du laser de référence, on obtient deux Lorentziennes centrées en $\pm(f_2 - f_1)$ et de largeur de raie :

$$FWHM = \pi S_{f|_0}^{phys} \quad (3.23)$$

Ainsi, dans la configuration de simple hétérodynage, la largeur de raie mesurée correspond, dans l'hypothèse d'une source de bruit de fréquence blanc, à la largeur de raie intrinsèque au laser. Subsiste, toutefois, le souci de divergence de l'intégrale sur la borne inférieure, pour tout type de bruit autre que du bruit blanc.

3.4.2 Méthode self-homodyne

Le laser bat ici avec lui-même, grâce à un interféromètre de type Mach-zehnder, comme décrit ci-après (fig. 3.4) :

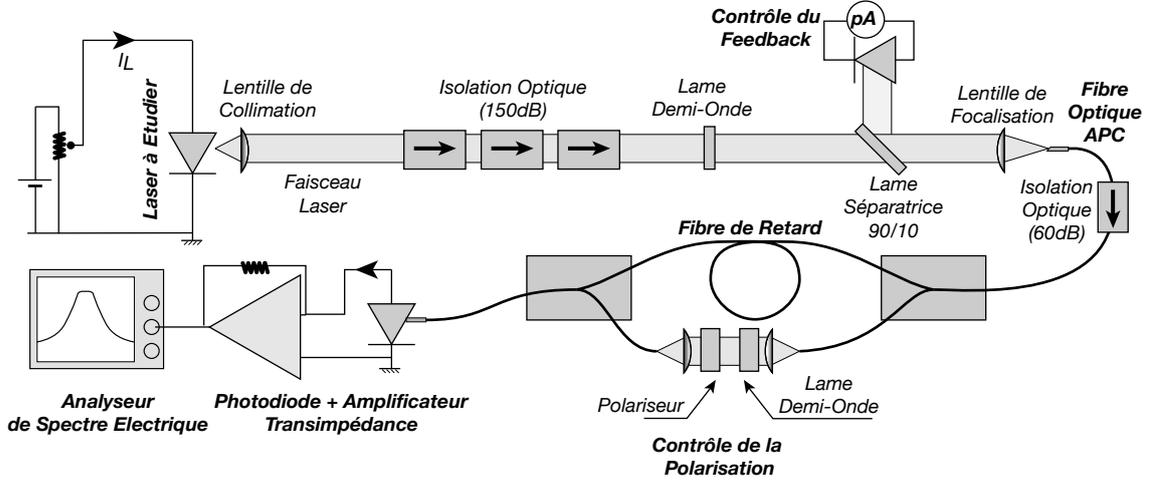


FIG. 3.4 – Banc de Mesure de la Largeur de Raie par Self-Homodynage

Un des deux bras de l'interféromètre comprend un retard optique τ_0 , permettant l'obtention d'un certain déphasage entre les deux ondes résultantes. En reprenant le formalisme utilisé dans les paragraphes précédents, on retrouve la fonction d'autocorrélation de l'intensité lumineuse résultante, comme décrite dans la littérature [5, 6, 4] :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \exp \left\{ -8 \int_0^{+\infty} \sin^2(\pi\tau f) \sin^2(\pi\tau_0 f) \frac{S_f^{phys}(f)}{f^2} df \right\} \quad (3.24)$$

Il faut être prudent, car cette expression est une approximation valable seulement si les fluctuations temporelles de la différence de phase optique entre les deux faisceaux recombinaés en sortie du Mach-Zehnder sont suffisamment importantes, pendant la durée d'une acquisition [7]. C'est le cas avec les lasers sous test sur ce banc de mesure, puisqu'il s'agit de VCSELs, donc des composants de largeur de raie élevée, présentant donc des niveaux de bruit de fréquence importants. Dans le cas contraire, il aurait fallu utiliser un modulateur de phase, afin de pouvoir quasiment assimiler théoriquement ce banc de mesure par self-homodynage à un banc par self-hétérodynage [7], au changement de fréquence optique près.

On constate que l'intégrale apparaissant ci-dessus équation 3.24 est définie en 0 avec un bruit autre que du bruit blanc : si $S_f^{phys} = K^{phys}/f^\alpha$, alors l'intégrale est définie pour $\alpha \leq 2$.

Examinons à présent de plus près les différents cas de figure.

Bruit de fréquence blanc

Dans ce cas simple, la fonction d'autocorrélation devient :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \begin{cases} \exp(-2\pi^2 S_{f|_0}^{phys} |\tau|) & \text{pour } |\tau| < \tau_0 \\ \exp(-2\pi^2 S_{f|_0}^{phys} |\tau_0|) & \text{pour } |\tau| > \tau_0 \end{cases} \quad (3.25)$$

Ainsi, dans le cas d'un retard τ_0 plus grand que le temps de cohérence du laser, il vient :

$$\mathfrak{F}(\Gamma_I(\tau)) \propto \frac{2(2\pi^2 S_{f|_0}^{phys})}{(2\pi^2 S_{f|_0}^{phys})^2 + (2\pi f)^2} \quad (3.26)$$

ce qui représente toujours une Lorentzienne, de largeur de raie à mi-hauteur égale ici au double de la largeur de raie intrinsèque au laser :

$$\boxed{FWHM = 2\pi S_{f|_0}^{phys}} \quad (3.27)$$

Bruit de fréquence en $1/f^2$

Ce cas est également relativement simple à traiter. En effet, dans cette configuration :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \begin{cases} \exp \left\{ -\frac{4}{3} K^{phys} \pi^4 (3\tau^2 \tau_0^2 - \tau^3) \right\} & \text{pour } |\tau| < \tau_0 \\ \exp \left\{ -\frac{4}{3} K^{phys} \pi^4 (3\tau_0^2 \tau^2 - \tau_0^3) \right\} & \text{pour } |\tau| > \tau_0 \end{cases} \quad (3.28)$$

Bruit de fréquence en $1/f$

En posant $S_f^{phys} = K^{phys}/f$, la fonction d'autocorrélation s'écrit :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \exp \left\{ -K^{phys} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_0^{+\infty} \left[2 + \cos(2\pi f(\tau + \tau_0)) + \cos(2\pi f(\tau - \tau_0)) - 2 \cos(2\pi f\tau) - 2 \cos(2\pi f\tau_0) \right] \frac{df}{f^{3+\epsilon}} \right\} \quad (3.29)$$

En introduisant la fonction $\Gamma(x)$ on peut écrire [8] :

$$\int_0^{+\infty} \frac{\cos(2\pi f\tau)}{f^{3+\epsilon}} df = \Gamma(-2 - \epsilon) \Re \epsilon (j2\pi|\tau|)^{2+\epsilon} \quad (3.30)$$

$$= \Gamma(-2 - \epsilon) \Re \epsilon (-4\pi^2 |\tau|^2 (1 + \epsilon \ln(j2\pi|\tau|))) \quad (3.31)$$

et

$$\int_0^{+\infty} \frac{2df}{f^{3+\epsilon}} df = 2 \lim_{\eta \rightarrow 0} \eta^{2+\epsilon} \Gamma(-2 - \epsilon) \quad (3.32)$$

Ainsi :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \left(|\tau + \tau_0|^{-2\pi^2 K^{phys} |\tau + \tau_0|^2} \right) \left(|\tau - \tau_0|^{-2\pi^2 K^{phys} |\tau - \tau_0|^2} \right) \left(|\tau|^{4\pi^2 K^{phys} \tau^2} \right) \left(|\tau_0|^{4\pi^2 K^{phys} \tau_0^2} \right) \quad (3.33)$$

Cette expression est tout à fait identique à celle développée par Mercer, la seule nuance provient du fait qu'ici le coefficient K^{phys} se rapporte à la densité spectrale de bruit de fréquence expérimentale, et non théorique, exprimée sur une échelle en fréquence.

Bruit de génération-recombinaison

Il peut être également utile d'établir une relation analytique de la fonction d'autocorrélation de l'intensité lumineuse, en présence d'un processus de génération-recombinaison, de signature en bruit d'amplitude et en bruit de fréquence de la forme :

$$\mathbf{S}_f^{phys} = \frac{K^{phys}}{f^2 + f_{3dB}^2} \quad (3.34)$$

Ceci se traduit par un plateau de bruit, suivi d'une décroissance en $1/f^2$. f_{3dB} désigne la fréquence de coupure qui marque la transition entre les deux parties du spectre.

Le déroulement du calcul s'effectue classiquement par la méthode des résidus :

$$\int_0^{+\infty} \frac{\cos(2\pi f\tau)}{f^2(f^2 + f_{3dB}^2)} df = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(2j\pi f\tau)}{f^2(f^2 + f_{3dB}^2)} df \right\} = -\frac{\pi \exp(-2\pi\tau f_{3dB})}{2 f_{3dB}^3} - \frac{\pi^2 \tau}{f_{3dB}^2} \quad (3.35)$$

On obtient alors, pour $\tau > \tau_0$ [8] :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \exp - \left\{ \frac{\pi K^{phys}}{f_{3dB}^3} \left[-1 + \exp(-2\pi\tau f_{3dB}) + \exp(-2\pi\tau_0 f_{3dB}) + 2\pi\tau_0 f_{3dB} - \exp(-2\pi\tau f_{3dB}) \cosh(2\pi\tau_0 f_{3dB}) \right] \right\} \quad (3.36)$$

Bruit de fréquence quelconque

L'intérêt est d'obtenir ici une expression analytique de la fonction d'autocorrélation valable pour tout bruit de fréquence écrit sous la forme :

$$\mathbf{S}_f^{phys} = \frac{K^{phys}}{f^\alpha}, \quad \alpha \in]0, 1[\cup]1, 2[\quad (3.37)$$

Le développement du calcul est similaire à celui concernant le bruit en $1/f$ [8] :

$$\int_0^{+\infty} \frac{\cos(2\pi f\tau)}{f^{2+\alpha+\epsilon}} df = \Gamma(-1 - \alpha - \epsilon) \Re \{ (j2\pi|\tau|)^{1+\alpha+\epsilon} \} \quad (3.38)$$

et

$$\int_0^{+\infty} \frac{2df}{f^{2+\alpha+\epsilon}} = 2 \lim_{\eta \rightarrow 0} \eta^{1+\alpha+\epsilon} \Gamma(-1 - \alpha - \epsilon) \quad (3.39)$$

De plus :

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \Re \{ (j2\pi|\tau|)^{1+\alpha+\epsilon} \} = (2\pi|\tau|)^{1+\alpha} \cos\left(\frac{\pi}{2}(1+\alpha)\right) \quad (3.40)$$

On obtient ainsi :

$$\Gamma_I(\tau) \propto \exp - \left\{ K^{phys} (2\pi)^{1+\alpha} \left[|\tau + \tau_0|^{1+\alpha} + |\tau - \tau_0|^{1+\alpha} - 2|\tau|^{1+\alpha} - 2|\tau_0|^{1+\alpha} \right] \times \cos\left(\frac{\pi}{2}(1+\alpha)\right) \Gamma(-1-\alpha) \right\} \quad (3.41)$$

Sachant que le but est d'établir ici une expression analytique de la fonction d'autocorrélation et que d'autre part la fonction $\Gamma(x)$ est tabulée seulement pour $x \in]0, 1[$, il convient d'utiliser l'équation de récurrence de $\Gamma(x)$.

Nous écrivons alors :

$$\Gamma(-1 - \alpha) = -\frac{\Gamma(2 - \alpha)}{(\alpha - 1)\alpha(\alpha + 1)} \quad (3.42)$$

fonction tabulée pour $\alpha \in]1, 2[$, et

$$\Gamma(-1 - \alpha) = \frac{\Gamma(1 - \alpha)}{\alpha(\alpha + 1)} \quad (3.43)$$

fonction tabulée pour $\alpha \in]0, 1[$.

Nous avons ainsi établi une expression analytique de la fonction d'autocorrélation de l'intensité lumineuse résultant du battement du laser sous test avec lui-même, dans une configuration interférométrique Mach-Zehnder, pour tout type de bruit de fréquence du type K^{phys}/f^α , avec $\alpha \in [0, 2]$. Ce déroulement mathématique simplifie considérablement l'obtention de la largeur de raie à partir des mesures de bruit de fréquence : la Transformée de Fourier numérique de ces fonctions d'autocorrélation, ou la convolution des Transformées de Fourier lorsque différentes sources de bruit de fréquence coexistent, nous permettra à terme de confronter les formes de raie issues des mesures du bruit de fréquence avec celles issues des mesures en self-homodynage ou en self-hétérodynage. Explicitons à présent le cheminement scientifique nécessaire pour la mise en œuvre du banc de mesure de bruit de fréquence.

3.5 Mise en œuvre du banc de mesure du Bruit de Fréquence

La mesure du bruit de fréquence d'un laser à semi-conducteur suppose que les fluctuations d'amplitude du champ électrique sont négligeables devant les fluctuations de la phase.

Classiquement, la mesure d'une puissance optique, fluctuante ou non, s'effectue à l'aide d'une photodiode, par détection quadratique ; on perd alors l'information sur la phase. C'est pourquoi, comme dans le cas de la démodulation de fréquence, on utilise un discriminateur de fréquence, afin de transformer les fluctuations de fréquence du champ électrique en fluctuations d'amplitude. Les discriminateurs de fréquence les plus simples sont les systèmes interférométriques : en jouant sur un déphasage entre deux ou plusieurs rayons lumineux issus d'une même source, on peut accéder aux fluctuations de phase de la source.

Les méthodes interférométriques les plus classiques sont l'interféromètre de Michelson, l'interféromètre Mach-Zehnder et l'interféromètre Fabry-Pérot. D'autres méthodes, telles que la RLG [9] ou la technique de Pound-Drever [10], sont moins courantes et plus complexes à mettre en œuvre. Pour la mesure des fluctuations de la fréquence optique, la méthode la plus appropriée est la cavité résonante de type Fabry-Pérot.

3.5.1 La cavité Fabry-Pérot

Celle-ci est formée de deux miroirs de réflectivité R , positionnés à une distance L l'un de l'autre et composant un système optique centré. Si la cavité est correctement conçue, c'est à dire si le rayonnement incident d'intensité I_0 subit une infinité de réflexions dans la cavité, alors l'intensité I reçue par la photodiode placée en sortie de cavité est donnée par la relation de Airy suivante :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 + \frac{4F^2}{\pi^2} \sin^2 \left(\frac{\pi\nu}{ISL \cos \alpha} \right)} \quad (3.44)$$

F désigne la finesse de la cavité et vaut, pour de fortes réflectivités :

$$F \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.45)$$

ISL est l'acronyme de Intervalle Spectral Libre :

$$ISL = \frac{c}{2nL} \quad (3.46)$$

ν est la fréquence du rayonnement incident, α l'angle d'incidence et n l'indice du milieu composant la cavité.

L'ISL représente la périodicité du Fabry-Pérot : pour deux fréquences séparées d'un ISL, la réponse du résonateur sera la même. La finesse F représente, quant à elle, la résolution du Fabry-Pérot. En effet, la largeur de raie à mi-hauteur de la raie de résonance est donnée par :

$$\Delta\nu_{FP} = \frac{ISL}{F} \quad (3.47)$$

Ainsi, une cavité aura une bonne résolution fréquentielle lorsque F sera élevée.

L'équation 3.47 précédente est valable dans la mesure où les « pertes » par transmission sont dominantes par rapport aux phénomènes de diffusion sur les miroirs ou aux processus d'absorption par des impuretés.

Un paramètre également important est la linéarité de la transmittance du Fabry-Pérot. Une approximation linéaire de la conversion fréquence/intensité est toujours possible pour de faibles variations autour du point de fonctionnement. Cette quasi-linéarité est respectée lorsque les variations de la fréquence du laser sont très inférieures à la largeur de raie de la cavité Fabry-Pérot. Cette condition s'écrit donc :

$$\Delta\nu_{Laser} \ll \frac{ISL}{F} \quad (3.48)$$

Avant d'explicitier le choix de la cavité la plus appropriée à nos mesures, il est toutefois essentiel de rappeler quelques éléments clés concernant les modes de cavité.

Conditions de stabilité d'une cavité Fabry-Pérot

Le rayonnement lumineux doit rester confiné au voisinage de l'axe de révolution de la cavité. Dans ce cas, la cavité est dite stable. L'application du formalisme de l'optique matricielle permet d'effectuer l'analogie entre plusieurs allers-retours entre les deux miroirs de la cavité et des phénomènes de translation et de réfraction combinés à travers un système optique centré composé de plusieurs lentilles. La stabilité s'étudie via les valeurs propres et les vecteurs propres de ce système optique à périodiser. On obtient [11] :

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad \text{avec} \quad g_i = 1 - \frac{L}{|R_i|} \quad (3.49)$$

où R_i désigne le rayon de courbure de chacun des deux miroirs (R_1 pour le miroir de sortie et R_2 pour le miroir d'entrée). Un résonateur vérifiant l'équation 3.49 précédente est donc capable de confiner le rayonnement. Le critère de stabilité est illustré par la figure 3.5 [11], où chaque géométrie de résonateur est représenté par un point :

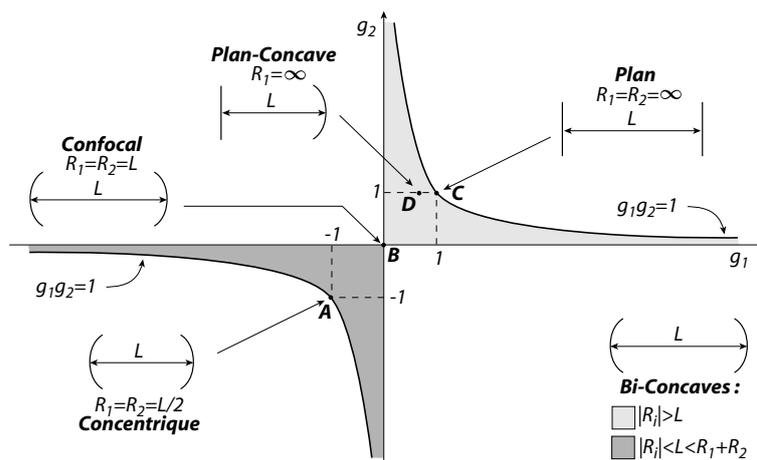


FIG. 3.5 – Critère de stabilité d'un résonateur Fabry-Pérot

On constate ainsi d'un simple coup d'œil que le résonateur plan/plan est à la limite de la stabilité. De simples défauts de planéité (pour une cavité plan/plan une finesse de 50 nécessite une planéité des miroirs plans à $\lambda/100$, soit à peine quelques nm !!) ou quelques effets thermiques suffisent donc pour déstabiliser la cavité plan/plan.

Pour les cavités confocales et concentriques, l'obtention d'un facteur de conversion fréquence / amplitude adéquat, c'est-à-dire $\Delta\nu_{FP} \approx 1GHz$, nécessite une longueur de cavité L petite, de l'ordre de quelques mm, donc des rayons de courbure R_i très petits, quasiment irréalisables.

Dans ce contexte, notre choix se limite aux cavités asymétriques bi-concave et plan-concave.

Pour établir le choix le plus judicieux des paramètres géométriques et optiques de la cavité plan-concave, intéressons-nous à présent aux modes de cavité, longitudinaux et transverses.

Modes de cavité d'un résonateur Fabry-Pérot

On suppose ici négligeables toute troncature de faisceau, toute distorsion de phase, ainsi que tout autre phénomène qui détériorerait l'aspect Gaussien du faisceau. Dans ces conditions, la résolution des équations de Maxwell appliquée aux faisceaux Gaussiens conduit à la description spatiale du mode de cavité longitudinal fondamental $TEM_{0,0}$, ainsi qu'à la mise en évidence des modes de cavité transverses $TEM_{m,n}$, également dénommés modes de Laguerre-Gauss (leur profil de champ correspondant au produit d'une fonction Gaussienne par des polynômes de Laguerre).

Un faisceau se réfléchit exactement sur lui-même à partir du moment où les rayons de courbure du miroir et du front d'onde sont confondus au niveau de chacun des deux miroirs : comme illustré sur la figure 3.6, chaque rayon lumineux est alors en incidence normale sur le miroir et se réfléchit sur lui-même.

Sur la figure 3.6 est également représenté le « rayon de ceinture » w_0 , waist en anglais, correspondant à un étalement spatial minimum du faisceau gaussien étudié. Ce waist se situe, avec les conventions utilisées, sur l'origine de l'axe de propagation z :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (3.50)$$

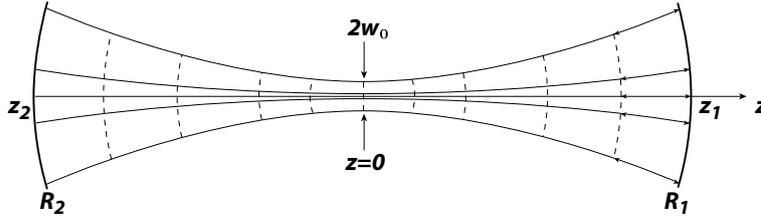


FIG. 3.6 – Fronts d'onde et waist dans un résonateur Fabry-Pérot

où z_R désigne classiquement la distance de Rayleigh $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ telle que $w(z_R) = w_0\sqrt{2}$. Le faisceau est donc d'autant plus divergent que z_R est petit. Autrement dit, plus le faisceau est pincé, plus il est divergent.

Le rayon de courbure $R(z)$ du front d'onde est donné par l'expression :

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right) \quad (3.51)$$

En $z = 0$, donc au waist de la cavité, la surface d'onde est plane, comme illustré sur la figure précédente. Pour $z = z_R$, le rayon de courbure est par contre minimum.

En écrivant l'égalité entre rayons de courbure du miroir et du front d'onde en $z=z_1$ et $z=z_2$, on peut exprimer z_1 , z_2 , z_R et w_0 en fonction de L , R_1 et R_2 . De plus, l'interférence constructive pour un mode $TEM_{m,n}$ dans la cavité s'obtient en écrivant simplement que le déphasage après un aller-retour est un multiple de 2π .

On établit ainsi l'expression de la fréquence de tout mode $TEM_{m,n}$ potentiel en fonction des paramètres géométriques de la cavité :

$$\nu_{mnq} = qISL + (m + n + 1)\Delta\nu_T \quad (3.52)$$

Pour m et n fixés, deux fréquences de résonance successives, correspondant aux indices q et $q + 1$, sont distantes de ISL .

Pour q fixé, on associe un ensemble de modes de même indice longitudinal q aux différentes valeurs de m et n . Les fréquences de deux modes transverses successifs sont distantes de $\Delta\nu_T$:

$$\Delta\nu_T = \frac{ISL}{\pi} \left\{ \arctan \frac{z_1}{z_R} - \arctan \frac{z_2}{z_R} \right\} \quad (3.53)$$

$$= \frac{ISL}{\pi} \arccos(\pm\sqrt{g_1g_2}) \quad (3.54)$$

Nous avons opté pour une cavité plan-concave, schématisée figure 3.7, avec $R_1 = +10mm$ et $R_2 = \infty$, de hauteur 1/2 pouce et de réflectivité $95 \pm 1.5\%$. Ceci conduit à un ISL de 66 GHz, une finesse $F \approx 60$ et un $\Delta\nu_{FP} \approx 1.1GHz$.

L' ISL a été choisi en fonction des caractéristiques de dérive des composants VCSELs étudiés : l'excursion fréquence optique / courant injecté varie entre 120 et 400GHz/mA, en fonction des structures étudiées. De plus, la plage de fonctionnement monomode varie entre 2 et 4mA. Ainsi, un ISL trop grand ne permet pas suffisamment de points de mesures si on effectue l'accord exclusivement sur les modes longitudinaux. D'autre part, avec un ISL trop faible, l'influence des modes transverses sera trop importante et handicapante.

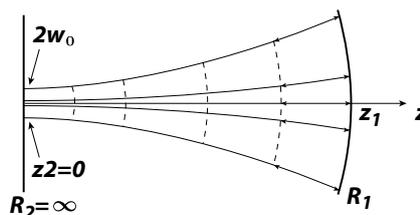


FIG. 3.7 – Fronts d'onde et waist dans la cavité plan-concave utilisée

De même, la largeur de raie à mi-hauteur du pic de résonance $\Delta\nu_{FP}$ doit être judicieusement choisie : un $\Delta\nu_{FP}$ faible engendre une conversion élevée mais une plage de linéarité limitée. En contre-partie, un $\Delta\nu_{FP}$ élevé engendre une plage de linéarité très intéressante mais une conversion fréquence / amplitude faible. C'est pourquoi la valeur de 1.08 GHz semble être un bon compromis.

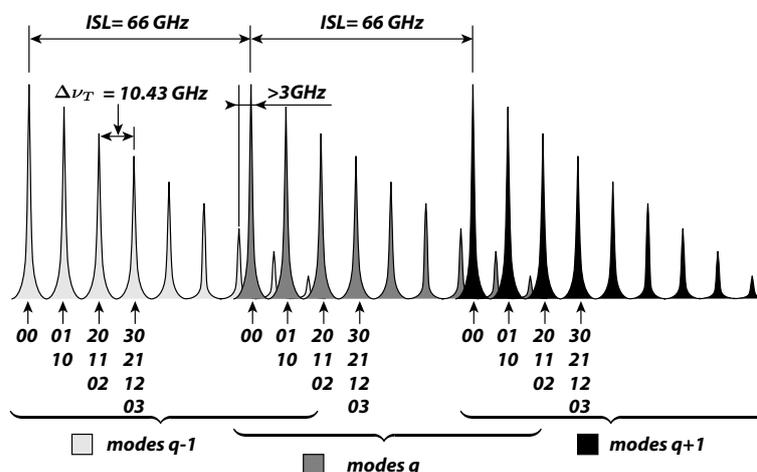


FIG. 3.8 – Fréquences propres de la cavité plan-concave choisie

Concernant les modes de cavité transverses, certes l'utilisation d'une cavité plan/plan permettrait d'éviter leur présence ($R_1 = R_2 = \infty$ implique $\Delta\nu_T = 0$), mais comme nous l'avons déjà précisé le moindre défaut de planéité ou de parallélisme engendre une accordabilité très délicate.

Pour les cavités confocales, l'écart fréquentiel entre deux modes transverses $\Delta\nu_T$ est un sous-multiple de ISL , ce qui facilite théoriquement l'accord et la conversion fréquence/amplitude. Mais on se heurte ici à la réalisation pratique d'une telle cavité.

C'est pourquoi, dans ces conditions, la cavité plan-concave s'avère être un très bon compromis. La cavité choisie présente, comme illustré sur la figure 3.8, 6 modes transverses sur un ISL , ce qui est ni trop ni trop peu ; en effet le 6ème mode transverse d'ordre q a une amplitude tout de même relativement faible par rapport à celle du mode longitudinal suivant d'ordre $q + 1$, donc il ne déforme pas trop son enveloppe ; de plus trop de modes transverses présents sur un ISL seraient un handicap lors de l'accord.

3.5.2 Description du banc de mesure - Quelques résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 3.9 suivante :

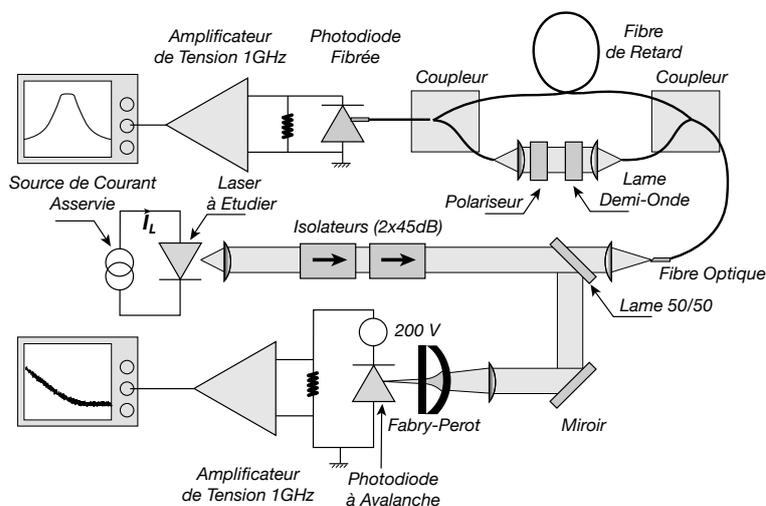


FIG. 3.9 – Banc de mesure du Bruit de Fréquence et de la Largeur de Raie

Les fortes dérives $d\lambda/dI$ (plusieurs centaines de GHz/mA) et $d\lambda/dT$ (quelques dizaines de GHz/°C) des composants VCSELs étudiés nécessitent tout d'abord une régulation très fine du courant d'injection (au μA) et un asservissement actif de la température du substrat des diodes (au mK).

Après collimation et isolation optique (2 étages de 45dB d'isolation chacun sont nécessaires pour une bonne stabilité du spectre), le faisceau monomode est focalisé sur le waist de la cavité plan-concave décrite ci-dessus, à l'aide d'une simple lentille sphérique plan/convexe. La focale de cette lentille est calculée à partir de la mesure du waist de la source collimatée et du waist de la cavité Fabry-Pérot obtenu à l'aide de la théorie des faisceaux Gaussiens.

Les chaînes de détection et d'amplification mises en œuvre nous permettent d'effectuer une mesure du bruit de fréquence dans une plage de fréquence allant de quelques Hz à quelques centaines de MHz, ce qui permet de visualiser correctement les différents types de bruit développés théoriquement dans ce même chapitre.

L'emploi d'une lame semi-réfléchissante positionnée après les isolateurs optiques permet d'accéder en parallèle au spectre de raie du composant étudié, par battement self-homodyne de la source avec elle-même via un interféromètre Mach-Zehnder, dont un des deux bras présente le retard optique adéquat.

La figure 3.10-a suivante présente un exemple de spectre de bruit de fréquence obtenu au laboratoire, sur des VCSELs des Sandia National Laboratories, émettant à 850nm.

Le spectre de bruit de fréquence montre deux signatures différentes. Dans une plage de 20kHz à environ 1MHz, le bruit de fréquence observé évolue quasiment en $1/f^2$. Ce comportement tout à fait original observé dans une plage de fonctionnement purement monomode peut être lié au bruit électrique propre aux miroirs distribués parcourus par le courant d'injection. La confrontation entre le bruit de fréquence optique du composant et le bruit d'amplitude électrique de ses miroirs pourra être l'objet d'une thèse ultérieure, sachant que les National Sandia Laboratories ont gracieusement mis à notre disposition des miroirs de Bragg seuls, identiques à ceux épitaxiés dans les structures complètes.

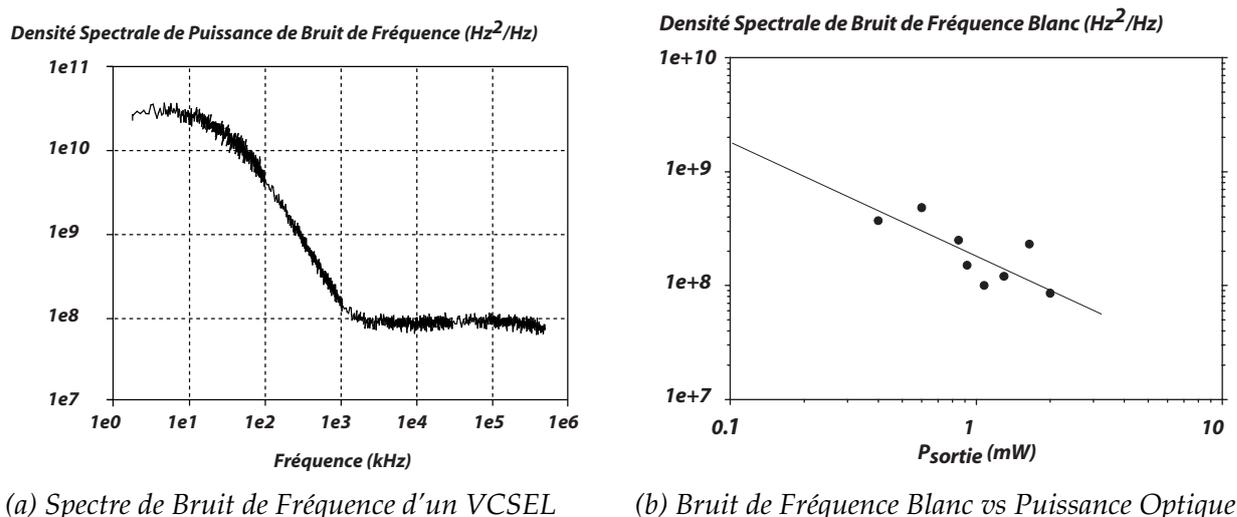


FIG. 3.10 – Bruit de Fréquence d'un VCSEL

Dans la plage de fréquence supérieure, qui s'étend jusqu'à la fréquence de coupure de la chaîne d'amplification, nous observons un bruit de fréquence blanc, dont l'origine est liée à l'émission spontanée dans la cavité. Cette partie du spectre est responsable de la largeur de raie Lorentzienne et le niveau blanc mesuré se trouve donc, comme prévu par la théorie de Henry, inversement proportionnel à la puissance lumineuse en sortie de cavité. C'est effectivement ce que nous avons observé expérimentalement [12], figure 3.10-b, dans le cadre de la **thèse de Jean-Philippe Tourrenc**.

En parallèle, nous avons également mis au point la mesure de largeur de raie par hétérodyne, selon le schéma décrit plus haut (fig. 3.3), pour accéder aux spectres de raie des lasers accordables émettant autour de $1.55\mu\text{m}$, dans le cadre de la **thèse de Mikhaël Myara**. Ces spectres sont représentés ci-dessous (fig. 3.3), dans deux configurations particulièrement intéressantes, respectivement sans polarisation et sous forte polarisation de la zone d'accordabilité.

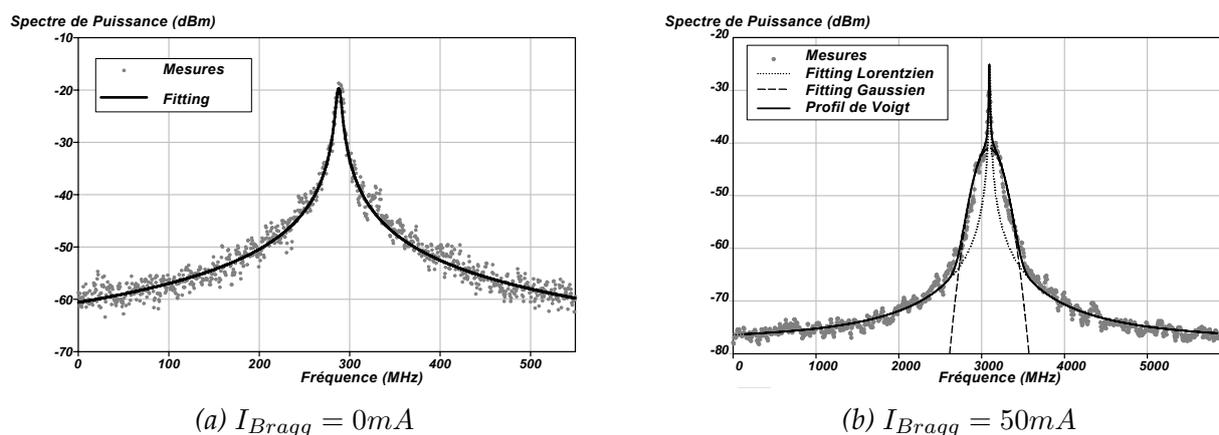


FIG. 3.11 – Spectres de raie d'un laser accordable pour deux polarisations de la zone passive

Le premier cas de figure montre un comportement classique purement Lorentzien, lié à un bruit de fréquence blanc conformément à la théorie développée plus haut. Dans la seconde configuration, un profil de raie Gaussienne se superpose au profil Lorentzien précédent. Ce profil Gaussien est indépendant du courant de polarisation de la zone active [13] et met ainsi en évidence un

bruit de fréquence autre que du bruit blanc, qui trouve son origine dans la zone d'accord.

3.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre l'axe de recherche développé ces dernières années au sein de notre équipe optoélectronique, à savoir l'étude du bruit de fréquence et de la largeur de raie des lasers à semi-conducteur. Nous avons examiné ici l'effet du protocole expérimental sur le spectre de raie obtenu, pour différentes signatures du bruit de fréquence : bruit blanc, bruit en $1/f$ et de manière plus générale tout type de bruit décrit sous la forme K^{phys}/f^α , avec $\alpha \in [0, 2]$, et bruit de génération-recombinaison. La mise en place d'un double banc de mesure, comme présenté sur la figure 3.9, nous permet, à terme, de confronter les spectres de raie obtenus expérimentalement par la méthode self-homodyne avec ceux issus théoriquement de nos mesures de bruit de fréquence.

Ce travail a été une partie du travail de thèse de Mikhaël Myara [14] et représente actuellement l'axe majeur du travail de Jean-Philippe Turrenc. Grâce aux collaborations nationales et internationales établies durant la décennie passée, nous avons toujours eu l'opportunité de travailler sur des structures innovantes :

- VCSELs émettant à $1.55\mu m$ issus des laboratoires Alcatel de Marcoussis, grâce à la collaboration avec Joël Jacquet, et étudiés lors de la thèse de Guillaume Belleville [15]
- Lasers accordables pour applications télécommunications émettant autour de $1.55\mu m$, composants phares de la thèse de Mikhaël Myara, toujours dans le cadre du partenariat avec Alcatel-Marcoussis
- VCSELs hybrides, implantés et oxydés, à base de matériau GaAs, pour une émission à $850nm$, dans le cadre de la collaboration avec le Professeur K.D. Choquette de l'Université d'Urbana-Champaign (IL, USA) et de la thèse en cours de Jean-Philippe Turrenc.

Bibliographie

- [1] A.L. Schawlow and C.H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, 112(6) :1940–1949, December 1958.
- [2] C.H. Henry. Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2) :259–264, February 1982.
- [3] E. Mortazy, V. Ahmadi, and M.K. Moravvej-Farshi. An Integrated Equivalent Circuit Model for Relative Intensity Noise and Frequency Noise Spectrum of a Multimode Semiconductor Laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(10) :1366–1371, October 2002.
- [4] L.B. Mercer. 1/f Frequency Noise Effects on Self-Heterodyne Linewidth Measurements. *Journal of Lightwave Technology*, 9(4) :485–493, April 1991.
- [5] P.B. Gallion and G. Debarge. Quantum Phase Noise and Field Correlation in Single Frequency Semiconductor Lasers Systems. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 20(4) :343–349, April 1984.
- [6] K. Kikuchi. Effect of 1/f Type FM Noise on Semiconductor-Laser Linewidth Residual in High-Power Limit. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(4) :684–688, April 1989.
- [7] H. Ludvigsen, M. Tossavainen, and Matti Kaivola. Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay. *Optics Communications*, 155 :180–186, October 1998.
- [8] M. Bellon. LPTHE, Jussieu (France). *Communications privées*, 2003.
- [9] M. R. Sayeh, H. R. Bilger M. R. Sayeh, and H. R. Bilger. Flicker Noise in frequency fluctuations of lasers. *Physical Review Letters*, 55(7) :700–702, August 1989.
- [10] Y.J. Cheng, P.L. Mussche, and A.E. Siegman. Measurement of laser quantum frequency fluctuations using a pound-drever stabilization system. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(6) :1498–1504, June 1994.
- [11] D. Dangoisse, D. Hennequin, and V. Zehnle-Dhaoui. *Les Lasers*. Dunod, 1998.
- [12] J.P. Turrenc, P. Signoret, M. Myara, R. Alabedra, F. Marin, and K.D. Choquette. Frequency noise in 850nm selectively oxidized vcsels. *Fluctuation and Noise Letters*, 3(4) :407–412, December 2003.
- [13] P. Signoret, M. Myara, J.P. Turrenc, B. Orsal, M.H. Monier, J. Jacquet, P. Leboudec, and F. Marin. Bragg Section Effects on Linewidth and Lineshape in 1.55- μm DBR Tunable Laser Diodes. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(6) :1429–1431, June 2004.
- [14] M. Myara. Caractérisation et modélisation de lasers accordables a DBR émettant autour de 1.55 μm . Etude des Bruits d'Amplitude et de la Largeur de raie. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 2003.
- [15] G. Belleville. Etude des diodes laser à émission par la surface : analyse statique, spectrale et spatiale, évaluation des bruits d'intensité électrique et optique. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 2000.

Chapitre 4

Perspectives

Sommaire

4.1	Facteur de couplage phase-amplitude α_H	67
4.1.1	Largeur de raie en régimes d'émission spontanée et d'émission stimulée . .	67
4.1.2	Mesure du spectre de gain	68
4.1.3	Modulation interne HF	68
4.1.4	Corrélation bruit d'amplitude - bruit de fréquence	68
4.1.5	Autres méthodes	68
4.2	Etude de la compétition modale	69
4.3	VCSELS à cristaux photoniques	70

Examinons à présent les principaux axes de recherche à développer à court terme au sein de notre équipe optoélectronique. Ils se situent dans le prolongement scientifique logique des travaux effectués ces dix dernières années.

Dans la logique même de l'étude au second ordre menée dans notre équipe dans le domaine du bruit d'amplitude et du bruit de fréquence des lasers à semi-conducteur, la connaissance du paramètre de couplage phase-amplitude me semble primordiale, du point de vue de la physique du composant. De plus, ce paramètre joue un rôle clé dans les applications systèmes.

Nous évoquerons ensuite la modélisation de la compétition modale. Nous disposons, en effet, de structures multi-sections accordables, nous permettant d'obtenir toutes les configurations de réjection possibles, depuis le fonctionnement monomode pur jusqu'au processus de forte compétition modale. Ces composants semblent être les candidats idéaux pour comprendre théoriquement les processus d'échange de puissance entre les modes en compétition.

Les VCSELs à cristaux photoniques sont présentés succinctement dans la dernière partie de ce chapitre. Ces composants vont vraisemblablement jouer un rôle clé dans les réseaux optiques locaux et métropolitains, durant la décennie à venir. Il est essentiel de profiter de notre fructueuse collaboration avec K.D. Choquette, un des leaders mondiaux des structures innovantes à émission par la surface, pour étudier au second ordre ces nouveaux composants.

4.1 Facteur de couplage phase-amplitude α_H

Ce coefficient mis en évidence par Henry [1] sera au cœur de nos préoccupations théoriques et expérimentales à venir. La connaissance de ce paramètre est essentielle puisqu'il intervient dans la largeur de raie et dans le décalage en fréquence, "frequency chirp", sous modulation directe.

Nous présentons ci-dessous les principales méthodes permettant d'accéder expérimentalement au facteur de couplage.

4.1.1 Largeur de raie en régimes d'émission spontanée et d'émission stimulée

Nous avons aujourd'hui l'opportunité, via notre fructueuse collaboration avec K.D. Choquette, de disposer de VCSELs émettant à 850 nm, présentant un comportement monomode intéressant en dessous du seuil et au voisinage de celui-ci.

D'autre part, les travaux de Henry [2] conduisent à l'écriture suivante de la largeur de raie :

$$\Delta\nu \propto \frac{R}{P} \quad \text{pour } I < I_{seuil} \quad (4.1)$$

$$\Delta\nu \propto \frac{R}{P} \frac{(1 + \alpha_H^2)}{2} \quad \text{pour } I > I_{seuil} \quad (4.2)$$

où R désigne le taux de recombinaison spontanée et P la puissance lumineuse émise.

La mesure de la largeur de raie en dessous et au-dessus du seuil laser peut donc nous conduire à l'évaluation du facteur α_H [3].

4.1.2 Mesure du spectre de gain

Le facteur α_H de Henry est défini comme le rapport des dérivées partielles des parties réelle et imaginaire de la susceptibilité complexe $\chi = \chi_r + i\chi_i$, par rapport à la densité de porteurs N [1] :

$$\alpha_H = -\frac{\partial\chi_r/\partial N}{\partial\chi_i/\partial N} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn}{dg} \quad (4.3)$$

où dn et dg représentent les petites variations de l'indice et du gain optique dues à une variation de la densité de porteurs.

La technique traditionnelle consiste donc à mesurer les variations de gain et d'indice liées à de faibles variations du courant d'injection, en régime d'émission spontanée. Les variations du gain sont mesurées via le contraste d'intensité dans le spectre d'émission spontanée de la cavité Fabry-Pérot, à l'aide d'un monochromateur de très haute résolution [4]. Les variations d'indice se mesurent par détection du changement de fréquence des modes longitudinaux résonnants. Cette méthode ne peut donc pas s'appliquer aux VCSELs, compte tenu de leur caractère intrinsèquement monomode longitudinal.

4.1.3 Modulation interne HF

La 2ème méthode expérimentale communément appliquée pour accéder au facteur de Henry est celle mise au point par Harder dans les années 80 [5] et appliquée aujourd'hui aux VCSELs [6][7]. Cette méthode consiste à appliquer au composant étudié une modulation interne *HF* de fréquence f , valant quelques GHz, et à examiner le rapport entre l'indice β de modulation de phase et l'indice $m/2$ de modulation d'intensité. A partir des 3 équations d'évolution classique, et en prenant en compte un gain non linéaire, on peut établir un lien entre $2\beta/m$, α et f [6].

4.1.4 Corrélation bruit d'amplitude - bruit de fréquence

Les spécialistes japonais du bruit de fréquence et de la largeur de raie, à savoir K. Kikuchi et al, sont les premiers à avoir calculé le coefficient de Henry par mesures de corrélation entre bruit d'amplitude et bruit de fréquence [8].

Compte tenu de l'axe de recherche « bruit de fréquence » développé récemment dans notre équipe, ainsi que de notre maîtrise actuelle du bruit d'amplitude, cette méthode serait pour nous la plus appropriée pour accéder au coefficient α ; nous pourrions de plus, grâce aux paramètres matériau et structure, confronter cette valeur de α avec celle issue de la mesure de la largeur de raie.

4.1.5 Autres méthodes

D'autres méthodes d'évaluation de α ont été tout récemment mises au point.

On peut citer par exemple l'extraction du facteur α à partir des spectres d'émission spontanée amplifiée, avec correction appropriée des effets thermiques [9]. Cette méthode originale s'avère toutefois très délicate dans notre cas, compte tenu des effets thermiques drastiques présents dans les structures VCSELs.

Une méthode plus simple et plus appropriée à nos composants est celle publiée récemment par G. Giuliani [10] et utilisant un effet de cavité externe, entraînant le mixage entre l'onde lumineuse incidente et l'onde réfléchie. La théorie de Lang et Kobayashi [11] permet alors d'extraire de ce battement self-homodyne la valeur de α avec une précision tout à fait acceptable (<10%).

Cet axe de recherche visant à mieux cerner expérimentalement le facteur α_H d'augmentation de largeur de raie s'insère de plus parfaitement dans le programme européen COST 288 (european COoperation in the field of Scientific and Technical research) ouvert en 2004 et impliquant plusieurs laboratoires de recherche européens, tels que l'INFM, l'Institut National de la Physique de la Matière de Florence, avec lequel nous travaillons depuis maintenant quatre ans.

De plus, ayant également à notre disposition des miroirs de Bragg seuls, identiques à ceux épitaxiés dans les structures complètes, nous pourrions à terme établir un lien étroit entre paramètres technologiques, issus de la mesure du bruit électrique basse fréquence intrinsèque aux miroirs, et coefficient de couplage phase-amplitude.

4.2 Etude de la compétition modale

La thèse de M. Myara a porté sur l'étude des lasers accordables à 3 sections. En fonction des polarisations électriques respectives de la zone d'accord et de la zone active, donc en fonction de la position des pics Fabry-Pérot à l'intérieur du filtre de Bragg, il est possible d'obtenir un taux de réjection des modes satellites *SMSR* « Side Mode Suppression Ratio » compris entre *0dB* (très forte compétition modale) et *40dB* (fonctionnement monomode).

Le formalisme classique, présenté via les équations d'évolution couplées introduites par Yamada dans les années 80 [12] et reprises dans le second chapitre de ce document, ne nous permet pas d'expliquer théoriquement le comportement en bruit d'amplitude observé expérimentalement sur les structures accordables, pour les valeurs très faibles du *SMSR* [13]. En effet, les courbes théoriques de bruit d'amplitude Lorentziennes présentées dans ce document sont obtenues en prenant en compte un écart de gain entre les modes en compétition, et non une différence sur les durées de vie des photons des deux populations considérées. Ce modèle prédit alors un spectre de bruit d'amplitude de forme Lorentzienne seulement pour des ratios critiques des deux populations [12]. Or le spectre de bruit d'amplitude que nous avons mesuré [13] est de type Lorentzien même pour de très faibles valeurs du *SMSR*, donc lorsque le rapport des deux populations est quasiment égal à l'unité.

Le phénomène de compétition modale entre deux modes de fréquences f_1 et f_2 pouvant osciller dans une cavité laser et de gain au seuil proche, conduit à des sauts de modes périodiques. L'autopulsation de la cavité, c'est-à-dire le battement à la fréquence $f_{AP} = f_1 - f_2$ est induit par ces sauts de mode [14, 15]. Ce battement conduit le laser à fonctionner en régime de blocage de modes passif [15]. Le mécanisme responsable du blocage de modes est le mélange à quatre ondes *FWM* pour « Four Wave Mixing » [16, 17], processus cohérent qui transfère la phase optique des signaux responsables des battements vers les nouvelles composantes fréquentielles créées. Les modes optiques longitudinaux vont alors avoir tendance à osciller en phase [18].

Lorsque deux modes sont parfaitement corrélés, leur phase varie de la même façon. On peut alors montrer que la densité spectrale de puissance résultante correspond à un Dirac à la fré-

quence f_{AP} . Par contre, lorsque les deux modes oscillent de façon indépendante, la résultante fréquentielle est une Lorentzienne de largeur égale à la somme des largeurs spectrales des deux modes longitudinaux respectifs [15].

Il serait donc très intéressant de mesurer, dans un premier temps, la largeur de raie de chaque mode longitudinal participant au battement, et de les comparer avec celle du spectre total ; nous pourrions ainsi établir les conditions de blocage de modes, en mesurant la réduction de la largeur de raie spectrale. Nous pourrions ensuite établir la réponse de la densité de porteurs au battement de la densité de photons, en prenant en compte la partie non linéaire du gain induite par les fluctuations de la densité de porteurs.

En différentiant de plus les durées de vie des photons des deux modes en compétition, nous obtiendrons vraisemblablement un modèle plus juste, nous permettant de mieux approcher les densités spectrales de bruit d'amplitude électrique et optique, obtenues expérimentalement dans une configuration de blocage de modes.

4.3 VCSELS à cristaux photoniques

Le 3ème point essentiel dans les perspectives de recherche de notre équipe optoélectronique est l'étude de la dernière génération des VCSELS monomodes à 850nm, à savoir les structures à cristaux photoniques émettant par la surface.

En effet, le contrôle du confinement latéral du VCSEL est important, non seulement pour les applications monomodes par fibre, mais également pour les transmissions multimodes [19]. L'étalement spectral d'un VCSEL multimode est 1nm ou plus, sous forte polarisation. La dispersion des fibres utilisées dans les systèmes de communications optiques est voisine de $70ps/nm.km$ à 850nm. De plus, pour un codage NRZ, la largeur d'impulsion d'un bit vaut 1ns pour une transmission à 1Gb/s, et 100ps pour une transmission à 10Gb/s. Ainsi, après seulement 300m de transmission par fibre, l'impulsion s'est élargie d'environ 20ps, soit 20% de sa largeur sous 10Gbit/s.

D'autre part, la forte divergence spatiale d'un VCSEL multimode est un handicap sérieux pour le couplage direct, sans optique, d'un VCSEL et d'une fibre optique multimode.

C'est dans ce contexte qu'a été élaborée à la fin des années 90 la première structure laser à cristaux photoniques [20]. Concernant les VCSELS, l'Université d'Urbana-Champaign a mis au point, avec la société japonaise Furukawa, le premier VCSEL à cristaux photoniques, pompé électriquement en continu, émettant à 850nm à température ambiante [19].

La maille cristalline photonique est constituée de trous d'air réalisés par gravure dans le matériau semi-conducteur. L'introduction d'un ou plusieurs « défauts », c'est-à-dire de zones non gravées, permet d'obtenir un fonctionnement semblable à celui d'une fibre optique monomode où le contraste d'indice entre le cœur et la gaine associé à la géométrie du guide n'autorisent qu'une propagation monomode de l'onde lumineuse, dans une plage de longueurs d'onde donnée.

La figure 4.1 représente une vue en coupe d'un VCSEL dans lequel un confinement cristallin photonique 2D a été réalisé, dans la partie supérieure du miroir de Bragg de type P.

La figure 4.2 donne, en vue de dessus, deux exemples de structure cristalline photonique, présentant respectivement 1 et 7 défauts. Le défaut central équivalent forme donc la zone hexagonale

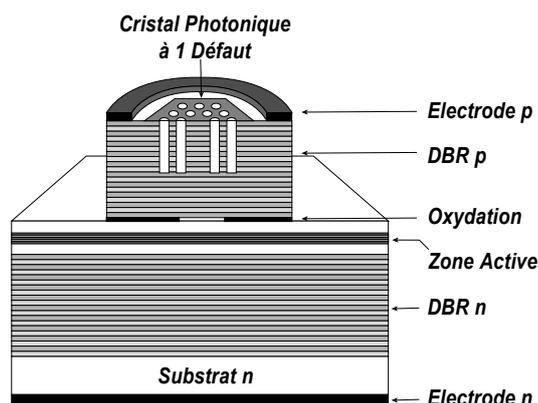


FIG. 4.1 – Vue en coupe d'un VCSEL à cristaux photoniques

d'émission du VCSEL. De plus, la variation périodique de l'indice de réfraction permet l'augmentation de la taille de la zone d'émission, tout en conservant une réjection élevée des modes transverses d'ordre supérieur.

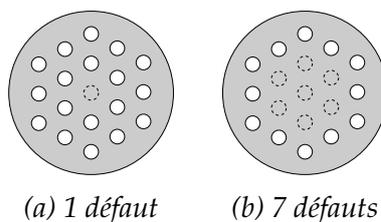


FIG. 4.2 – Cristaux Photoniques

Tous les paramètres géométriques de la maille cristalline photonique ont leur rôle dans le confinement latéral de l'onde lumineuse dans la cavité : le paramètre de maille, le diamètre du trou, sa profondeur, ainsi que le nombre de trous manquants dans la région centrale interviennent dans l'écriture du caractère monomode du guide. On définit ici aussi un paramètre de fréquence normalisé effectif V_{eff} :

$$V_{eff} = \frac{2\pi r}{\lambda} \sqrt{n_{eff}^2 - (n_{eff} - \gamma \Delta n)^2} \quad (4.4)$$

r : rayon équivalent de la zone de défaut

n_{eff} : indice de réfraction effectif de la cavité sans structure cristalline photonique

Δn : réduction de l'indice de réfraction introduite par les cristaux photoniques

γ : paramètre fonction de la profondeur des trous, qui exprime le recouvrement entre la structure cristalline et la distribution longitudinale optique dans la structure VCSEL [21].

Comme dans un guide d'onde classique, le fonctionnement monomode est obtenu lorsque V_{eff} est inférieur à la valeur charnière 2,405.

Dans le cadre de la collaboration scientifique que nous entretenons avec l'Université d'Urbana-Champaign, le Professeur K.D. Choquette nous a déjà proposé, pour caractérisation fine au second ordre, des échantillons des différentes structures à cristaux photoniques élaborées par ses soins. C'est pourquoi l'étude du bruit de fréquence et de la largeur de raie de ces structures photoniques

très prometteuses me semble vraiment un sujet porteur et essentiel dans nos activités de recherche à court terme, d'autant que le développement des réseaux optiques métropolitains n'en est encore qu'à ses premiers balbutiements.

Bibliographie

- [1] C.H. Henry. Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(2) :259–264, February 1982.
- [2] C.H. Henry. Phase Noise in Semiconductor Lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 4(3) :298–311, March 1986.
- [3] Z. Toffano, A. Destrez, C. Birocheau, and L. Hassine. New linewidth enhancement determination method in semiconductor lasers based on spectrum analysis above and below threshold. *Electronics Letters*, 28(1) :9–11, January 1992.
- [4] B.W. Hakki and T.L. Paoli. Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers. *Journal of Applied Physics*, 46(3) :1299–1306, 1975.
- [5] C. Harder, K. Vahala, and A. Yariv. Measurement of the linewidth enhancement factor α of semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, 42(4) :328–330, 1983.
- [6] H. Li. RF-Modulation Measurement of Linewidth enhancement factor and Nonlinear Gain of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(12) :1594–1596, 1996.
- [7] H. Halbritter, F. Riemenschneider, J. Jacquet, J.G. Provost, C. Symonds, I. Sagnes, and P. Meissner. Chirp and linewidth enhancement factor of tunable, optically-pumped long wavelength VCSEL. *Electronics Letters*, 40(4) :242–244, 2004.
- [8] K. Kikuchi and T. Okoshi. Estimation of Linewidth Enhancement Factor of AlGaAs Lasers by Correlation Measurement Between FM and AM Noises. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 21(6) :669–673, 1985.
- [9] D. Rodriguez, L. Borruel, I. Esquivias, H. Wenzel, B. Sumpf, and G. Erbert. CW Technique for Measurement of Linewidth Enhancement Factor : Application to 735-nm Tensile-Strained GaAsP Quantum Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(6) :1432–1434, 2004.
- [10] Y. Yu, G. Giuliani, and Silvano Donati. Measurement of the linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers Based on the Optical Feedback Self-Mixing Effect. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(4) :990–992, 2004.
- [11] R. Lang and K. Kobayashi. External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16(3) :347–355, 1980.
- [12] M. Yamada. Theory of Mode Competition Noise in Semiconductor Injection Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(7) :1052–1059, July 1986.
- [13] M. Myara, P. Signoret, J.P. Tournenc, J.P. Perez, B. Orsal, R. Alabedra, and J. Jacquet. Competition Noise in DBR Tunable Lasers. *Fluctuation and Noise Letters*, 3(3) :289–294, September 2003.
- [14] A.J. Lowery. Dynamics of SHB-induced mode instabilities in uniform DFB semiconductor lasers. *Electronics Letters*, 29(21) :1852–1854, 1993.
- [15] C. Gosset. Mélange à quatre ondes dans les structures semi-conductrices actives et ses applications à la régénération. *Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications*, 2002.
- [16] G.P. Agrawal. Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers. *Journal of the Optical Society of America, Part B*, 5(1) :147–159, 1988.

-
- [17] Y.R. Shen. Basic Considerations of Four-Wave Mixing and Dynamic Gratings. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(8) :1196–1203, 1986.
- [18] P. Gallion. Pureté spectrale d'un laser semiconducteur synchronisé : applications à la détection optique cohérente. *Thèse de Doctorat, Université Montpellier II*, 1986.
- [19] N. Yokouchi, A.J. Danner, and K.D. Choquette. Two-Dimensional Photonic Crystal Confined Vertical-Cavity Surface Emitting Lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(5) :1439–1445, 2003.
- [20] O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O'Brien, P.D. Dapkus, and I. Kim. Two-Dimensional photonic band-gap defect mode laser. *Science*, 284 :1819–1821, 1999.
- [21] N. Yokouchi, A.J. Danner, and K.D. Choquette. vertical-cavity surface-emitting laser operating with photonic crystal seven-point defect structure. *Applied Physics Letters*, 82(21) :3608–3610, 2003.