



**HAL**  
open science

# Diode laser 1.5 micron de puissance et faible bruit pour l'optique hyperfréquence.

Mickael Faugeron

► **To cite this version:**

Mickael Faugeron. Diode laser 1.5 micron de puissance et faible bruit pour l'optique hyperfréquence.. Autre. Supélec, 2012. Français. NNT : 2012SUPL0018 . tel-00765446

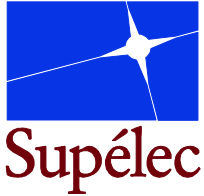
**HAL Id: tel-00765446**

**<https://theses.hal.science/tel-00765446v1>**

Submitted on 14 Dec 2012

**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.



N° d'ordre : 2012-18-TH

## THÈSE DE DOCTORAT

**DOMAINE : Sciences pour l'ingénieur (SPI)**

**SPECIALITE : Photonique**

**Ecole Doctorale « Énergie, Mécanique et Matériaux »**

*Présentée par :*

**Mickaël FAUGERON**

Diode laser 1.5  $\mu\text{m}$  de puissance et faible bruit pour l'optique hyperfréquence

Soutenue le 22 octobre 2012 devant les membres du jury :

<b>M. Frédéric GENTY</b>	LMOPS/Supélec	Président
<b>M. Mehdi ALOUINI</b>	IPR/Rennes 1	Rapporteur
<b>M. Abderrahim RAMDANE</b>	LPN/CNRS	Rapporteur
<b>M. Benoit CHARBONNIER</b>	Orange Labs	Examineur
<b>M. Mourad CHTIOUI</b>	Thales Air Systems	Examineur
<b>M. Ammar SHARAIHA</b>	Lab-STICC/ENIB	Examineur
<b>M. Joël JACQUET</b>	LMOPS/Supélec	Directeur de thèse
<b>M. Frédéric VAN DIJK</b>	III-V lab	Encadrant industriel
<b>M. Francis DOUKHAN</b>	DGA	Invité



A Damaris,



# Remerciements

Cette thèse a été réalisée au laboratoire de recherche III-V lab (GIE entre Thales Research and Technology, Alcatel-Lucent Bell Labs et le CEA-Leti) à Palaiseau. Je voudrais en premier lieu remercier Messieurs Dominique Pons, président du III-V lab et Bruno Gérard, responsable du groupe sources optroniques de m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je voudrais aussi remercier chaleureusement Messieurs Thomas Merlet et Alexandre Marceaux pour avoir initié ce projet et permis le financement de ma thèse par Thales Air Systems.

Au III-V lab, j'ai eu le plaisir d'être encadré par Frédéric van Dijk, responsable de l'équipe sources proche IR sur InP. Son optimisme à toute épreuve et sa facilité déconcertante lors des manips ont été très utiles tout au long de ma thèse. Je voudrais aussi le remercier de m'avoir fait confiance pour ce travail de thèse et pour tous les projets auxquels j'ai participé.

Joël Jacquet (Supélec/LMOPS) a accepté d'être mon directeur de thèse. Je le remercie pour sa disponibilité et ses nombreuses visites à TRT ainsi que pour son enthousiasme permanent. Merci aussi de t'être occupé de toutes les tracasseries administratives : inscriptions / ré-inscriptions à Supélec, à l'école doctorale.

Je tiens aussi à remercier Mourad Chtioui qui est pour beaucoup dans l'obtention des bons résultats des liaisons analogiques (les magnifiques photodiodes UTC de puissance !!!). Grâce à sa rigueur et ses nombreux conseils, j'ai beaucoup appris à ses côtés que ce soit en manips ou sur les aspects théoriques des liaisons.

J'adresse mes remerciements à Abderrahim Ramdane et Mehdi Alouini pour avoir accepté la difficile tâche de rapporteurs de ma thèse ainsi qu'à Benoit Charbonnier, Francis Doukhan, Frédéric Genty et Ammar Sharaiha pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je voudrais tout particulièrement remercier Alain Enard pour son aide, notamment concernant le montage des bancs de manips. Son habileté, sa polyvalence et son expérience vont manquer. Je te souhaite de bien profiter de ta retraite après ses nombreuses années de travail.

J'exprime ma reconnaissance et je remercie mon collègue de bureau Romain Brenot pour son aide et ses conseils avisés, malgré son accueil un peu réservé au début. Sa physique avec les mains m'a toujours particulièrement plu. J'espère que les SOA de puissance fonctionneront du tonnerre... J'ai aussi trouvé en Romain un sérieux concurrent niveau look vestimentaire.

La réussite de mes structures verticales un peu exotiques (semelle massive / diluée) doit beaucoup aux épitaxieurs du III-V lab. Je remercie les deux paires François Lelarge / Yohann Moustapha-Rabault et Olivier Parillaud / Jean-Pierre Le Goec, à qui je n'ai pas toujours rendu la vie facile, de m'avoir toujours fourni de belles plaques.

Merci aussi à Michael Tran, Michel Calligaro et Marco Lamponi, les technologues qui ont réalisés les lasers et m'ont initiés à l'art du process des lasers sur InP. Je n'oublie pas non plus Olivier Drisse et Estelle Derouin pour l'écriture e-beam des réseaux. Je remercie également Yannick Robert et Eric Vinet pour les nombreux clivages, traitement des facettes et montages des puces.

Grâce à mon statut particulier de salarié de TR6 travaillant au III-V lab, j'ai pu rencontrer de nombreuses personnes. Merci à Christophe Feuillet et Jawad Louardi pour les adaptations d'impédances et la réalisation des liaisons qui ont permis d'obtenir ces très bons résultats de liaisons en bandes étroites. Merci à Danièle Simon pour la gestion à distance de mes notes de frais et mes ordres de mission.

Je tiens également à remercier tous les collègues du III-V lab que j'ai côtoyé, qui m'ont aidé et encouragé lors de ces trois années de travail : Francis Poingt, Nadine Lagay, Guang-hua Duan, Frédéric Pommereau, Alain Accard, Nathalie Martin, Anne Rouvié, Michel Krakowski, Michel Garcia, Grégory Maisons, Matthieu Carras, Alexandre Shen, Hélène Sillard, François Brillouet, Catherine Fortin, Dalila Make, Bouzid Simozrag, Maria Carras, Sophie Barbet, Christophe Caillaud, Nicolas Chimot, Alexandre Garreau, Geneviève Glastre, Maryline Beguet.

J'ai aussi eu la chance de travailler et d'échanger avec de nombreux doctorants motivés : Joseph Bebe Manga Lobe, Charles Cayron, Guilhem de Valicourt, Guy-Maël de Naurois, Alban Lelievre, Marco Lamponi, Jérémy Maxin, Hamza Alami. Je salue également les stagiaires et les apprentis avec lesquels j'ai travaillé : Gaël Kervella (bon courage pour ta thèse), Hermine de Château-Thierry, Viannet Caullet et Antoine Jammot.

La proximité de notre salle de manip avec la machine à café du groupe de physique ainsi que les collaborations avec TRT, m'ont permis de travailler avec de nombreuses personnes que je remercie : Grégoire Pillet, Loïc Morvan, Jérôme Bourderionnet, Ghaya Baili, Stéphanie Molin, Loïc morvan et Daniel Dolfi.

Je voudrais aussi remercier Jean-Paul Salvestrini, le directeur du LMOPS qui a accepté de me prendre en thèse. Je citerai aussi les permanents et les doctorants du LMOPS à Supélec que j'ai fréquenté parmi lesquels Mourad Bourezzou, Nadège Brun, Vianney Caullet (encore lui), Christyves Chevalier, Adrian Iordachescu, Nicolas Marsal, Cécile Schreiber, Marc Sciamanna, Laurent Weiss et Delphine Wolfersberger.

J'ai aussi pu bénéficier de la mise en modules chez 3S Photonics de mes lasers. J'en remercie François Laruelle, Emmanuel Grard ainsi que Jean-René Burie.

Je voudrais aussi tout particulièrement remercier mes parents ainsi que ma famille et belle-famille qui m'ont encouragé et soutenu durant ma thèse et tout au long de ma scolarité.

Je finirai, par un remerciement tout particulier à mon épouse Damaris qui m'a accompagnée et encouragée durant ma thèse que ce soit dans mon travail ou mes déplacements en conférences ☺. Elle a été mon équilibre au jour le jour et a su me motiver durant la longue étape de rédaction et je l'en remercie.

# Résumé

---

## Diode laser 1.5 $\mu\text{m}$ de puissance, faible bruit pour l'optique hyperfréquence

---

Ce travail de cette thèse porte sur la conception, la réalisation et la caractérisation de diodes lasers de puissance, faible bruit à 1.5  $\mu\text{m}$  sur InP pour des applications d'optique hyperfréquence et plus particulièrement pour des liaisons optiques analogiques de grande dynamique pour les systèmes radar.

La première partie du travail a consisté à modéliser et concevoir des structures laser DFB ayant de faibles pertes internes. Ces structures, appelées lasers à semelle, incorporent une couche épaisse de matériaux entre la zone active et le substrat afin d'agrandir le mode propre optique et surtout de réduire le confinement dans les zones dopées p qui sont à l'origine d'une grande partie des pertes optiques dans la structure. La complexité de la conception résidait dans le bon compromis à trouver entre les performances statiques (puissance, rendement) et dynamiques (RIN et bande passante) du laser. Nous avons ainsi réalisé des diodes-lasers DFB avec une puissance supérieure à 150 mW, un fort rendement (0.4 W/A), un niveau de bruit (RIN) autour de -160 dB/Hz et une bande passante de modulation à -3 dB jusqu'à 7.5 GHz.

Les composants ont ensuite été caractérisés puis évalués dans des liaisons analogiques en bande étroite avec adaptation d'impédance et dans des liaisons analogiques large bande sans adaptation d'impédance. Nous avons ainsi démontré des performances de gain de liaison, de dynamique et de point de compression à l'état de l'art mondial. En bande L (1-2 GHz) par exemple, nous avons montré des liaisons avec 0.5 dB de gain, un point de compression de 21 dBm et une dynamique (SFDR) de 122 dB.Hz<sup>2/3</sup>.

En utilisant la même méthodologie de conception et les mêmes types de structures, la dernière partie du travail de thèse a été consacrée à la réalisation et à la caractérisation de lasers de puissance à verrouillage de modes pour la génération de train d'impulsions ultra-courts et la génération de peignes de fréquences optiques et électriques. Ces structures présentent de très faibles largeurs de raie RF (550 Hz) associées à de très fortes puissances optiques (> 400 mW en continu et > 18 W en puissance crête) et une très courte durée d'impulsion (750 fs). Ces résultats à l'état de l'art font de ces composants de bons candidats pour application à l'échantillonnage optique.



# Abstract

---

## High power, low noise 1.5 $\mu\text{m}$ diode laser for microwave applications

---

This work focuses on the design, realization and characterization of high power, low noise 1.5  $\mu\text{m}$  diode lasers for microwave applications and more particularly for high dynamic range microwave photonic links for radar systems.

The first part of this study deals with modeling and design of low internal losses DFB laser structures. These specific structures are called slab-coupled optical waveguide lasers, and are composed of a thick layer between the active layer and the substrate. The aim of this waveguide is to enlarge the optical eigenmode and to reduce the optical mode confinement in p-doped layers where most of the optical losses occur. The main difficulty was to find the good trade-off between laser static performances (optical power, efficiency) and dynamic performances (RIN and modulation bandwidth). We have succeeded in developing high efficiency (0.4 W/A), low noise (RIN  $\approx$  -160 dB/Hz) DFB lasers with more than 150 mW and a -3 dB modulation bandwidth up to 7.5 GHz.

We have then characterized our components on wide band and narrow band analog links. We have demonstrated state of the art gain links, dynamic range, and -1 dB compression power. In the L band (1-2 GHz) for example, we have obtained an optical link with a gain of 0.5 dB, a compression power of 21 dBm and a spurious free dynamic range (SFDR) of 122 dB.Hz<sup>2/3</sup>.

Finally we have applied the methodology and the design of slab-coupled optical waveguide structures to develop high power mode-locked lasers for ultra-short pulses generation and for optical and electrical comb generation. We have demonstrated narrow RF linewidth (550 Hz) lasers with very high power (continuous power > 400 mW and peak power > 18 W), and ultra-short pulses (750 fs). The achieved state of the art results make the developed components very attractive for use in optical sampling applications.

# Table des matières

<b>Introduction générale.....</b>	<b>1</b>
<b>1. Les lasers de puissance à 1.5 <math>\mu\text{m}</math> dans les liaisons optiques : intérêts et applications .....</b>	<b>5</b>
1.1. Applications et intérêts des composants à semi-conducteurs de puissance pour l'optique hyperfréquence.....	5
1.1.1. Liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique.....	5
1.1.1.1. Liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique : principes et applications .....	6
1.1.1.2. Gain de la liaison.....	8
1.1.1.3. Bruit dans la liaison.....	9
1.1.1.4. Linéarité et Spurious Free Dynamic Range.....	12
1.1.2. Autres applications des structures de puissance .....	15
1.1.2.1. Génération de peignes de fréquences électriques et optiques .....	15
1.1.2.2. Amplificateurs de puissance.....	16
1.1.3. Etat de l'art et besoins en lasers de puissance.....	17
1.1.3.1. Etat de l'art et disponibilité des sources lasers .....	18
1.1.3.2. Besoins en lasers de puissance et performances requises.....	20
1.2. Généralités sur les lasers de puissance .....	22
1.2.1. Guidage optique du mode.....	22
1.2.1.1. Matériaux utilisés et guidage par l'indice .....	22
1.2.1.2. Confinement optique sur les différentes couches .....	23
1.2.2. Principes et rappels théoriques sur les lasers à base de semi-conducteurs .....	23
1.2.2.1. Jonction P-I-N et inversion de population .....	23
1.2.2.2. Condition d'oscillation et accord de phase .....	25
1.2.2.3. Mécanismes de recombinaison radiatifs et non-radiatifs.....	26
1.2.2.4. Densité de porteurs dans la structure.....	27
1.2.3. Choix de la zone active .....	30
1.2.3.1. Puits quantiques.....	30
1.2.3.2. Boîtes et bâtonnets quantiques .....	34
1.2.4. Caractéristiques électro-optiques d'un laser à semi-conducteur .....	36
1.2.4.1. Un paramètre clé pour les performances du laser: le gain différentiel .....	36
1.2.4.2. Structures à fort gain différentiel.....	41
1.2.5. Deux types de lasers : les lasers Fabry-Perot et les lasers à contre-réaction optique distribuée.....	42
1.2.5.1. Lasers Fabry-Perot.....	42
1.2.5.2. Lasers à contre-réaction distribuée.....	44
1.2.6. Quelques explications sur le verrouillage de modes.....	46
<b>Bibliographie .....</b>	<b>48</b>
<b>2. Technologie de fabrication et caractérisations élémentaires des lasers.....</b>	<b>53</b>
2.1. Technologie de fabrication : process shallow ridge double canal.....	53
2.1.1. Topologie retenue : laser shallow ridge à double canal.....	53
2.1.2. Epitaxie des couches minces .....	55
2.1.2.1. Epitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses (GS-MBE).....	55

2.1.2.2.	Epitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE) .....	56
2.1.3.	Etapas technologiques de fabrication .....	56
2.1.3.1.	Lasers FP .....	56
2.1.3.2.	Lasers DFB.....	59
2.1.4.	Préparations finales des composants : clivage, traitement des facettes, montage.....	61
2.2.	Caractérisations élémentaires des lasers.....	63
2.2.1.	Caractéristiques électro-optiques statiques des lasers.....	63
2.2.1.1.	Tension en fonction du courant (V-I) et résistance série .....	63
2.2.1.2.	Puissance optique en fonction du courant (P-I) .....	64
2.2.1.3.	Spectre optique d'émission .....	65
2.2.1.4.	Champ lointain .....	66
2.2.2.	Caractéristiques dynamiques .....	67
2.2.2.1.	Bruit en intensité relative (RIN).....	67
2.2.2.2.	Bande passante de modulation.....	68
2.2.3.	Largeur de raie optique .....	69
<b>Bibliographie .....</b>		<b>71</b>
<b>3.Conception et modélisation des structures de puissance .....</b>		<b>73</b>
3.1.	Contraintes guidant la conception des structures de puissance.....	73
3.1.1.	Contraintes générales pour les structures de puissance.....	73
3.1.1.1.	Réduction des pertes internes .....	73
3.1.1.2.	Optimisation de la zone active .....	76
3.1.1.3.	Résistances thermiques, électriques et effets de la température .....	76
3.1.1.4.	Optimisation du couplage optique.....	78
3.1.2.	Contraintes spécifiques .....	79
3.1.2.1.	Lasers à modulation directe pour les liaisons optiques hyperfréquences.....	79
3.1.2.2.	Lasers à verrouillage de modes à faible largeur de raie RF.....	82
3.2.	Conception des lasers à structure asymétrique .....	85
3.2.1.	Outils de modélisation.....	85
3.2.1.1.	Calcul des indices optiques.....	85
3.2.1.2.	Modes propres de la cavité .....	85
3.2.2.	Concepts et avantages des structures asymétriques ou à semelle.....	85
3.2.2.1.	Principe des structures à semelle.....	86
3.2.2.2.	Impact de la semelle sur les pertes optiques et le couplage .....	87
3.2.2.3.	Problématiques liées à l'utilisation de structures à semelle .....	88
3.2.2.4.	Deux types de semelle.....	88
3.2.3.	Conception des structures.....	94
3.2.3.1.	Structure laser DFB à fort rendement et faible bruit .....	94
3.2.3.2.	Structure de puissance à verrouillage de modes et faible largeur de raie RF.....	100
<b>Bibliographie .....</b>		<b>106</b>
<b>4.Caractérisations statiques et dynamiques des composants de puissance .....</b>		<b>111</b>
4.1.	Laser DFB de puissance à semelle massive .....	111
4.1.1.	Description générale de la structure .....	111
4.1.1.1.	Structure verticale .....	111
4.1.1.2.	Paramètres internes des structures .....	112
4.1.2.	Optimisation de l'épaisseur de la semelle.....	114

4.1.2.1.	Influence de l'épaisseur de la semelle sur le rendement du laser .....	114
4.1.2.2.	Champ lointain et couplage optique .....	115
4.1.2.3.	Les problèmes de saturation thermique .....	116
4.1.2.4.	Evolution des performances dynamiques de RIN et de bande passante .....	117
4.1.3.	Optimisation de la zone active .....	118
4.1.3.1.	Une nouvelle zone active .....	118
4.1.3.2.	Le choix du nombre de puits quantiques .....	120
4.1.4.	Influence de la longueur d'onde d'émission .....	121
4.1.4.1.	Compromis entre performances statiques et dynamiques.....	122
4.1.4.2.	Les sauts de mode .....	123
4.1.5.	Bilan de la structure .....	125
4.1.5.1.	Performances de la puce .....	126
4.1.5.2.	Performances du module .....	128
4.2.	Laser DFB de puissance à semelle diluée .....	131
4.2.1.	Evaluation de plusieurs épaisseurs de semelle diluée .....	131
4.2.1.1.	Structure à semelle diluée (1.715 $\mu\text{m}$ ) très confinée .....	131
4.2.1.2.	Structure à semelle diluée (1.685 $\mu\text{m}$ ) peu déconfinée .....	132
4.2.2.	Comparatif des performances entre la structure à semelle massive et celle à semelle diluée.....	133
4.2.2.1.	Performances statiques.....	133
4.2.2.2.	RIN et bande passante électro-optique .....	136
4.2.2.3.	Largeur de raie optique .....	139
4.2.3.	Comportement en température de la structure .....	140
4.2.3.1.	Puissance optique et rendement .....	140
4.2.3.2.	Spectre optique et accord en longueur d'onde.....	141
4.2.3.3.	RIN et largeur de raie optique .....	142
4.2.4.	Modification du process technologique : passage du shallow ridge au deep-ridge ...	144
4.2.4.1.	Limitation du process shallow ridge.....	144
4.2.4.2.	Nouvelle technologie dérivée de la topologie deep-ridge .....	146
4.2.4.3.	Impact des modifications .....	152
<b>Bibliographie .....</b>		<b>157</b>
<b>5.Application des lasers de puissance à la transmission de signaux analogiques .....</b>		<b>163</b>
5.1.	Liaison analogique hyperfréquence à modulation directe .....	163
5.1.1.	Liaison sans adaptation d'impédance .....	163
5.1.1.1.	Mise en œuvre expérimentale .....	163
5.1.1.2.	Descriptif et performances du laser et de la photodiode .....	164
5.1.1.3.	Gain de liaison sans adaptation d'impédance.....	165
5.1.1.4.	Non-linéarités et dynamique (SFDR) de la liaison .....	167
5.1.1.5.	Analyse des résultats et comparaison avec la littérature .....	171
5.1.2.	Liaison avec adaptation d'impédance bande étroite .....	173
5.1.2.1.	Adaptation d'impédance en bande étroite.....	173
5.1.2.1.	Performances des liaisons adaptées en bandes L et S .....	175
5.2.	Lasers à verrouillage de modes pour la génération d'impulsions brèves et l'échantillonnage optique .....	181
5.2.1.	Un design poussé à l'extrême en termes de confinement sur la zone active.....	181
5.2.1.1.	Lasers larges à bâtonnets quantiques et à semelle.....	181
5.2.1.2.	Première validation du design en shallow ridge .....	181
5.2.2.	Caractérisation des structures.....	183

---

5.2.2.1.	P-I, V-I et résistance série .....	183
5.2.2.2.	Spectre optique et raie RF .....	186
5.2.2.3.	Champ lointain .....	187
5.2.3.	Génération de peignes de fréquences optiques et électriques et d'impulsions femtosecondes .....	189
5.2.3.1.	Compression des impulsions .....	189
5.2.3.2.	Caractérisation des impulsions et génération de train d'impulsions femtosecondes .....	193
5.2.3.3.	Peignes de fréquences optiques .....	195
5.2.3.4.	Mesure de la raie radiofréquence et peignes de fréquence électrique.....	196
5.2.3.5.	Verrouillage sur un générateur externe .....	197
5.2.3.6.	Abaissement de la fréquence de répétition et problèmes associés .....	201
<b>Bibliographie .....</b>		<b>205</b>
<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>		<b>207</b>
<b>Liste des publications.....</b>		<b>213</b>
<b>Glossaire.....</b>		<b>215</b>

# Introduction générale

L'utilisation des télécommunications optiques a connu une montée en puissance importante depuis une vingtaine d'années. L'essor des technologies optiques a été principalement poussé par le développement d'internet et de la téléphonie mobile et donc des télécommunications numériques. Beaucoup de travaux de recherche tant au niveau des composants (lasers, photodiodes, multiplexeurs...) que des systèmes (liaisons optiques métropolitaines et océaniques, systèmes d'accès...) ont été entrepris dans le cadre des télécommunications optiques numériques. Plus récemment l'utilisation de l'optique pour des systèmes hyperfréquences (radar, télémétrie, transmission sans fil...) a connu un intérêt et un développement même si les marchés en volume de l'optique hyperfréquence sont beaucoup moins importants que ceux des télécommunications numériques optiques. L'utilisation même marginale dans les systèmes de l'optique hyperfréquence est maintenant une réalité. Un des paramètres importants qui expliquent cet intérêt est la montée en fréquence des systèmes. Aujourd'hui, les systèmes les plus avancés ne se cantonnent plus à des fréquences autour du GHz mais plutôt autour de la dizaine de GHz. Gérer des fréquences proches du GHz en électronique ne pose pas de réel problème, par contre dès que la fréquence augmente et atteint des dizaines de GHz, l'utilisation de l'électronique même si elle reste possible est plus difficile et délicate notamment à cause des pertes de propagation dans les câbles électriques.

Les principaux avantages des solutions à base d'optique sont liés aux propriétés intrinsèques de la lumière et à l'utilisation de la fibre optique. On peut citer par exemple :

- les grandes bandes passantes disponibles ( $> 10$  THz) qui permettent grâce au multiplexage en longueur d'onde (WDM) de transporter des signaux montants et descendants et de natures différentes (oscillateurs locaux, signaux analogiques et numériques) dans une même fibre optique,
- la possibilité d'avoir des fréquences de modulation élevées ( $> 50$  GHz) pour chaque canal,
- l'insensibilité aux perturbations électromagnétiques de l'optique qui permet de simplifier considérablement la compatibilité électromagnétique dans des systèmes généralement saturés d'électronique.
- de faibles pertes de propagation ( $0.2$  dB/km à  $1.55$   $\mu\text{m}$ ), qui contrairement aux câbles coaxiaux sont indépendantes de la fréquence RF,
- une grande légèreté et un faible encombrement de la fibre optique comparée aux câbles coaxiaux.

Le but du développement de l'optique hyperfréquence n'est pas d'éliminer complètement l'électronique dans les systèmes mais bien d'allier l'électronique et l'optique en prenant le meilleur de chacun. Pour le moment l'électronique reste toujours mieux adaptée et plus efficace que l'optique pour ce qui concerne le traitement du signal, le filtrage des signaux ou la numérisation des signaux.

De nombreuses applications utilisant l'optique hyperfréquence sont effectivement déployées ou bien envisagées dans les systèmes. On peut mentionner les oscillateurs opto-électroniques pour la

synthèse de signaux très purs en fréquence, les liaisons hyperfréquences pour le transport et la distribution de signaux analogiques ou la génération de signaux optiques et/ou électriques. Les domaines d'applications sont aussi très variés : défense, sécurité, contrôle industriel des procédés et de l'environnement, aéronautique... Dans notre cas, nous nous intéressons plus particulièrement aux radars sols et aéroportés et à la guerre électronique.

Dans le cas des radars au sol, les liaisons optiques hyperfréquences peuvent avantageusement remplacer les solutions électroniques pour différentes fonctions telles que :

- le déport et la distribution de signaux d'antennes,
- la génération et la distribution de signaux d'oscillateurs locaux,
- et la formation optique de faisceaux d'antennes (retards temporels, sommation de signaux hyperfréquences...).

Réaliser des liaisons optiques hyperfréquences équivalentes ou supérieures en performances et équivalentes ou inférieures en coût par rapport aux liaisons analogiques avec des câbles coaxiaux nécessite des composants optiques à l'état de l'art. Beaucoup de travaux et de résultats développés pour les télécommunications optiques numériques qui sont maintenant une technologie mature restent valables et ré-utilisables pour l'optique hyperfréquence. C'est notamment le cas des technologies d'épitaxie et de fabrication des composants et des comportements de vieillissement et de fiabilité des puces. Les composants pour l'optique hyperfréquence nécessitent cependant des performances spécifiques comme la forte puissance optique ou le faible bruit qui n'ont été que peu étudiés jusqu'à présent.

Ce travail de thèse propose donc l'étude, la réalisation et la caractérisation de diodes laser 1.5  $\mu\text{m}$  de puissance et faible bruit pour l'optique hyperfréquence.

Dans le chapitre 1, je présenterai d'abord les intérêts des lasers de puissance pour l'optique hyperfréquence et plus particulièrement pour les liaisons optiques hyperfréquences de forte dynamique. Un état de l'art des sources lasers de puissance nous permettra de comprendre l'importance de développer des lasers de puissance faible bruit modulable car ce type de composant stratégique n'est actuellement pas disponible ni commercialement ni en laboratoire. La suite du chapitre est consacrée à la physique et aux propriétés des lasers à semi-conducteurs, l'accent étant mis sur le choix du type de zone active et sur les caractéristiques dynamiques (bruit, modulation et largeur de raie) des lasers à semi-conducteurs.

Le chapitre 2 traite à la fois de la technologie de fabrication et des caractérisations élémentaires des lasers à semi-conducteurs. Les composants ont été presque exclusivement fabriqués à partir de briques élémentaires déjà développées précédemment au III-V lab ; des développements technologiques spécifiques tels que la gravure profonde de la double tranchée ont cependant été étudiés et sont exposés au chapitre 4.

Les conceptions des différentes structures lasers de puissance sont expliquées au chapitre 3. La première partie du chapitre traite des contraintes de design inhérentes aux structures de puissance. La conception proprement dite des structures à semelle de puissance est exposée dans la deuxième partie du chapitre avec pour objectif le développement de deux composants : un laser DFB de puissance faible bruit et un laser de puissance à verrouillage de modes.

Le chapitre 4 présente les résultats de caractérisations statiques et dynamiques des lasers de puissance DFB faible bruit. Nous avons d'abord évalué l'impact de l'épaisseur de la semelle, du nombre de puits quantiques ou du choix du pas de réseau sur les performances de la puce. Nous avons ensuite comparé deux structures lasers utilisant des types de semelle différents (massive ou diluée). Nous avons conçu et réalisé des lasers DFB ayant simultanément une puissance optique supérieure à 160 mW, un rendement élevé, un RIN inférieur à -160 dB/Hz et une bande passante de modulation de 7 GHz. Afin de diminuer la divergence du faisceau de sortie et de réduire l'ellipticité nous avons réalisé des modifications du procédé de fabrication des lasers. Ce changement de topologie laser est présenté dans la fin du chapitre 4.

Les lasers DFB de puissance développés ont été testés dans le cadre de liaisons optiques hyperfréquences à modulation directe sans adaptation d'impédance et avec adaptation d'impédance en bande étroite. Les résultats de mesures, exposés dans le chapitre 5, démontrent des liaisons en bande étroite avec un gain en dB positif, un point de compression de 21 dBm et une SFDR record ( $122 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  en bande L) et des liaisons large bande jusqu'à 7 GHz avec un gain de -6.4 dB et un OIP3 et une SFDR très élevés. Ce chapitre traite aussi des lasers de puissance à verrouillage de modes et de leurs applications pour générer des trains d'impulsions femtosecondes et des peignes de fréquences optiques et électriques.





## Chapitre 1

# Les lasers de puissance à 1.5 $\mu\text{m}$ dans les liaisons optiques : intérêts et applications

Le chapitre 1 est consacré aux aspects théoriques des liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique et des lasers de puissance. Dans la première partie du chapitre, une analyse du fonctionnement des liaisons optiques hyperfréquences permettra de dégager les paramètres pertinents et les performances requises des composants (plus particulièrement des lasers) dans le but de concevoir des liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique. La deuxième partie du chapitre est consacrée aux généralités sur les lasers à semi-conducteurs de puissance. Nous présenterons les mécanismes physiques utiles pour comprendre les choix que nous avons pris quant à la conception des structures laser.

### 1.1.Applications et intérêts des composants à semi-conducteurs de puissance pour l'optique hyperfréquence

Dans cette partie, nous verrons d'abord les principes et les paramètres caractéristiques des liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique que sont le gain de liaison, le bruit dans la liaison, la linéarité et la dynamique de la liaison. Nous présenterons ensuite d'autres applications des structures semi-conductrices de puissance pour mettre en évidence l'intérêt de concevoir de tels composants. Nous finirons par un état de l'art des lasers de puissance.

#### 1.1.1. Liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique

Les liaisons optiques hyperfréquences sont de plus en plus utilisées de nos jours, par exemple dans les systèmes radars, la télévision analogique par câble (CATV) ou la radio sur fibre. Après avoir détaillé les principes généraux et les applications de ce type de liaisons, je présenterai les problématiques et les performances de la liaison à modulation directe.

### 1.1.1.1. Liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique : principes et applications

L'attractivité des liaisons optiques repose principalement sur l'utilisation de la fibre optique qui permet :

- de faibles pertes optiques (typiquement 0.2 dB/km),
- une forte réduction de la masse et de l'encombrement,
- une bonne immunité aux perturbations électromagnétiques,
- le multiplexage en longueur d'onde.

Pour avoir un ordre d'idée, les pertes dans une liaison analogique utilisant des câbles coaxiaux sont de l'ordre de 10 dB/km à 1 GHz et 1 dB/m à 20 GHz. De plus, les câbles coaxiaux sont lourds et rigides. L'aspect monovoie rend souvent difficile les évolutions et les mises à jour d'un système utilisant des liaisons analogiques à câbles coaxiaux.

Nous allons voir qu'il existe deux grandes familles de liaisons à modulation d'amplitude : celle à modulation directe et celle à modulation externe. Leurs spécificités et donc leurs performances sont assez différentes.

#### a) Principes des différents types de liaisons optiques hyperfréquences

Le principe général d'une liaison optique hyperfréquence repose sur 3 points : la modulation de la porteuse optique par le signal hyperfréquence, la transmission par fibre optique du signal optique modulé puis la détection et la démodulation de la porteuse optique pour en extraire le signal hyperfréquence.

Nous nous intéressons ici aux liaisons à modulation d'amplitude, l'information est codée par l'amplitude du signal. La liaison la plus simple à mettre en œuvre est la liaison à modulation directe (Fig. 1.1(a)). Elle est seulement composée de deux éléments actifs : un laser et une photodiode. Dans ce cas, la génération et la modulation de la porteuse optique sont faites directement par le laser. En pratique, le laser est alimenté par un courant qui est la somme de la polarisation continue et du courant de modulation hyperfréquence. A la sortie, la photodiode détecte directement le signal optique pour en extraire le signal hyperfréquence.

L'autre type de liaison est la liaison à modulation externe (Fig. 1.1(b)) : elle est plus complexe à mettre en œuvre car elle utilise 3 éléments actifs. Le laser ne sert plus qu'à générer la porteuse optique car la modulation de la porteuse se fait par un modulateur. On utilise généralement un modulateur à électro-absorption (MEA) ou bien un modulateur Mach-Zehnder (exemple de la Fig. 1.1 (b)). La détection directe est toujours assurée par la photodiode.

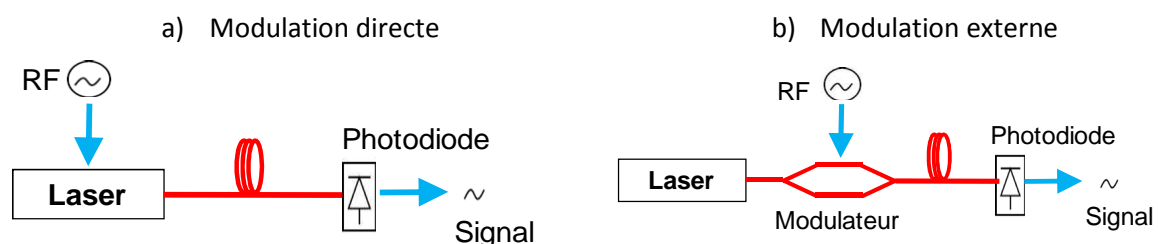


Fig. 1.1. Schéma de principe d'une liaison optique hyperfréquence.

Dans les liaisons à modulation directe, une grande partie des performances de la liaison est directement imputable aux performances du laser et de la photodiode. Les performances requises pour le laser sont donc très contraignantes en termes de bande passante, de bruit, de rendement, de linéarité et de puissance. C'est donc principalement l'indisponibilité de sources lasers conjuguant toutes ces performances qui limite les performances de la liaison et notamment la bande passante de modulation et la dynamique (Tab. 1.1).

Les performances des liaisons à modulation externe sont bien meilleures grâce à la séparation en deux éléments distincts de la génération de la porteuse optique (laser) et de la modulation de la porteuse (modulateur). Des modulateurs Mach-Zehnder ayant une forte puissance de saturation, une grande bande passante et une bonne linéarité sont déjà disponibles. Par contre, la liaison est moins intégrée et a un coût beaucoup plus élevé.

**Tab. 1.1. Performances générales des liaisons à modulation directe et à modulation externe.**

Performances	Modulation directe	Modulation externe
Bande passante de modulation	+ ( < 10-20 GHz)	++ ( > 40 GHz)
Dynamique (Spurious Free Dynamic Range)	- (110 dB.Hz <sup>2/3</sup> )	+ (120 dB.Hz <sup>2/3</sup> )
Intégration, simplicité	++	-
Consommation électrique, coût	++	-

Il existe d'autres configurations de liaisons optiques utilisant la modulation en amplitude (1), en phase (2) (codage du signal sur la phase de la porteuse optique) ou en fréquence (1). La détection différentielle (3), (4) peut également être utilisée car elle permet de réduire la contribution du bruit de la source laser (5).

#### b) Applications des liaisons optiques hyperfréquences

Une application assez naturelle des liaisons optiques hyperfréquences concerne le remplacement des liaisons hyperfréquences à base de câbles coaxiaux. Cela est actuellement le cas, dans les systèmes radars par exemple, pour la distribution des signaux (signal d'horloge, oscillateur local, signal radar...) et le déport à la réception. Ce changement de technologie permet de réduire drastiquement l'encombrement et le poids des systèmes, de limiter les pertes optiques et de les rendre indépendantes de la fréquence. L'environnement d'un radar étant très exposé au champ électromagnétique, l'insensibilité de l'optique aux perturbations électromagnétiques est aussi un atout très important. Le dernier point concerne l'attrait du multiplexage en longueur d'onde : une seule fibre optique permet le passage de plusieurs signaux montants et descendants.

Le Tab. 1.2 rappelle les principales bandes radar et leur correspondance en fréquences.

**Tab. 1.2. Principales bandes radar et correspondance en fréquences.**

Bande radar	UHF	L	S	C	X	Ku	K	Ka
Fréquence (GHz)	0.3 - 1	1 - 2	2 - 4	4 - 8	8 - 12	12 - 18	18 - 27	27 - 40

Parmi tous les différents types de liaisons optiques hyperfréquences, nous avons choisi de travailler sur les liaisons à modulation directe d'amplitude. Par rapport à l'application principale, les liaisons en bande étroite jusqu'à 6 GHz pour les systèmes radars au sol (bande UHF, L, S, et une partie de la bande C), et à la vue des performances visées, ce choix nous a semblé le plus pertinent.

Un des objectifs de cette thèse est de développer une source laser DFB de forte puissance, faible bruit et modulable jusqu'à 6 GHz. Associé à une photodiode de puissance, ce composant devrait permettre de démontrer des liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique à modulation directe en bandes L (1-2 GHz) et S (2-4 GHz). Si les performances en puissance, rendement et bruit sont au rendez-vous, ce laser devrait aussi être performant comme laser de puissance continu, faible bruit.

#### 1.1.1.2. Gain de la liaison

Le gain de la liaison représente le ratio entre la puissance hyperfréquence à la sortie et à l'entrée (Fig. 1.2). Si le gain en dB est négatif cela signifie qu'il y a des pertes dans la liaison. L'Éq. 1.1 exprime le gain d'une liaison à modulation directe en fonction des paramètres du laser et de la photodiode (6):

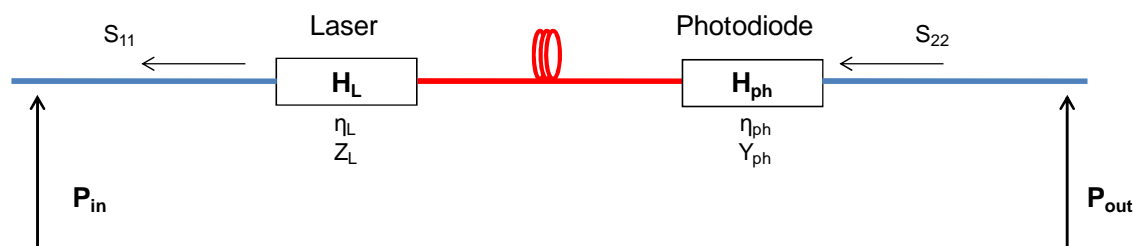


Fig. 1.2. Schéma d'une liaison optique.

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{1}{4} (\eta_L L_{opt} \eta_{ph})^2 |H_L(I_L, f)|^2 |H_{ph}(V_{ph}, f)|^2 \frac{(1 - |S_{11}|^2)(1 - |S_{22}|^2)}{\text{Re}(Z_L) \text{Re}(Y_{ph})} \quad \text{Éq. 1.1.}$$

avec η<sub>L</sub> et η<sub>ph</sub> respectivement les rendements couplés du laser et de la photodiode, L<sub>opt</sub> les pertes optiques de la liaison (connecteurs, atténuateurs, pertes dans la fibre), H<sub>L</sub>(I<sub>L</sub>, f) et H<sub>ph</sub>(V<sub>ph</sub>, f) les réponses fréquentielles du laser et de la photodiode, S<sub>11</sub> et S<sub>22</sub> les coefficients de réflexion RF à l'entrée et à la sortie, Re(Z<sub>L</sub>) et Re(Y<sub>ph</sub>) les parties réelles de l'impédance du laser et de l'admittance de la photodiode.

Le gain de la liaison est proportionnel au carré du rendement de la photodiode et du laser. Au niveau des composants, le rendement électro-optique est donc le paramètre crucial pour améliorer le gain de la liaison. On utilise dans cette formule les rendements couplés du laser et de la photodiode i.e. le rendement du composant multiplié par les pertes de couplage. La différence entre le rendement composant et le rendement fibré pour le laser est importante puisque les pertes de couplage dans un module sont typiquement de l'ordre de 3 dB. Pour les photodiodes, le raisonnement est moins vrai : dans le cas des photodiodes à éclairage face arrière, le couplage est proche de 100 %.

Pour comprendre le lien entre le rendement du laser et le gain de liaison, examinons la modulation d'amplitude du laser (Fig. 1.3) sur la caractéristique puissance-courant (P-I) du laser. Dans la partie linéaire de la caractéristique, la pente de la droite représente le rendement du laser.

La caractéristique bleue représente un laser avec un fort rendement et la caractéristique rouge un laser avec un rendement faible. La modulation du courant électrique autour du point de polarisation entraîne une modulation d’amplitude du signal optique. On voit que plus le rendement du laser est fort (i.e. plus la pente est raide), plus la modulation optique est efficace. Cela revient à dire que pour une même modulation du signal électrique, la modulation d’amplitude du signal optique sera plus ou moins forte suivant la valeur du rendement.

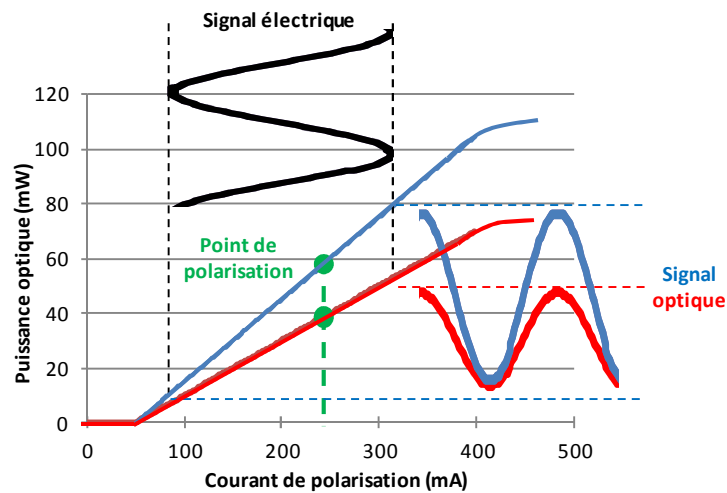


Fig. 1.3. Modulation d’amplitude de la caractéristique du laser.

**Le gain de la liaison étant proportionnel au carré du rendement du laser, un des enjeux de la conception de nos structures est de réussir à obtenir des lasers avec de forts rendements.**

1.1.1.3. Bruit dans la liaison

Le bruit dans la liaison est un paramètre important puisqu’il va déterminer le rapport signal sur bruit (SNR) de la liaison. Après avoir détaillé les différentes sources de bruit, nous analyserons le bruit total de la liaison pour en déduire les performances des composants nécessaires pour maximiser le SNR.

a) Bruit thermique

Le bruit thermique est présent dans tous les systèmes électroniques puisqu’il provient de la fluctuation thermique de la vitesse des porteurs. La puissance de bruit thermique est donnée par l’Éq. 1.2, T étant la température en Kelvin,  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $\Delta f$  la bande passante. Le bruit thermique est un bruit blanc, il ne dépend que de la température et fixe le niveau de plancher du bruit.

$$b_T = k_B T \Delta f \tag{Éq. 1.2.}$$

b) Bruit de grenaille

La nature corpusculaire des porteurs (photons et électrons) est à l’origine du bruit associé à la photodétection : c’est le bruit de grenaille. Il suit une loi de distribution Poissonnienne. Sa puissance

de bruit dans la bande passante  $\Delta f$  est exprimée par l'Éq. 1.3,  $q$  étant la charge élémentaire. Le bruit de grenaille dans une résistance de charge  $R_C$  est donc linéaire avec le courant  $I$  (courant de photodiode + courant d'obscurité).

$$b_G = 2qR_C I \Delta f \quad \text{Éq. 1.3.}$$

c) Bruit du laser

La dernière source de bruit est le bruit généré par les fluctuations d'amplitude du signal optique dans un laser. Ces variations de puissance sont dues au caractère aléatoire de l'émission spontanée et éventuellement au bruit technique et au bruit d'injection. Ce bruit, appelé bruit en intensité relative ou RIN (Relative Intensity Noise), est défini comme le rapport entre la densité spectrale des fluctuations de la puissance optique  $P_{opt}$  et le carré de la puissance (Éq. 1.4).

$$RIN = \frac{\langle \Delta P_{opt}^2 \rangle}{P_{opt}^2} \quad \text{Éq. 1.4.}$$

Ce bruit va être détecté dans la photodiode et va s'ajouter au bruit de grenaille. La puissance de bruit détectée dans une résistance de charge  $R_C$  est donnée par l'Éq. 1.5, elle est fonction du carré du photocourant.

$$b_{RIN} = R_C I_{ph}^2 RIN \Delta f \quad \text{Éq. 1.5.}$$

d) Bruit total et rapport signal sur bruit

La puissance de bruit totale dans une liaison est la somme du bruit thermique, du bruit de grenaille et du RIN car les trois bruits sont indépendants. Le SNR défini comme la puissance de signal hyperfréquence sur la puissance de bruit totale, est exprimé par l'Éq. 1.6.

$$SNR = \frac{S}{B} = \frac{P_{out}}{b_T + b_G + b_{RIN}} = \frac{\frac{1}{2} R_C I_{ph}^2}{(k_B T + 2qR_C I_{ph} + R_C I_{ph}^2 RIN) \Delta f} \quad \text{Éq. 1.6.}$$

La puissance de bruit totale et la puissance du signal sont tracées sur la Fig. 1.4 en fonction du photocourant détecté pour un niveau de RIN de -155 dB/Hz. Le SNR correspond à l'écart en dB entre la puissance de signal et le bruit total. Si l'on s'intéresse au bruit de liaison, on remarque qu'il évolue différemment pour trois domaines de photocourant. A faibles photocourants ( $I < 0,1$  mA), le bruit total est constant et est dominé par le bruit thermique. Le SNR est faible. Pour des valeurs intermédiaires de photocourants ( $0,1 < I < 10$  mA), le bruit total est dominé par la contribution du bruit de grenaille. Le signal étant proportionnel à  $I_{ph}^2$  et le bruit total à  $I_{ph}$ , le rapport signal sur bruit continue d'augmenter au fur et à mesure de l'augmentation du photocourant. A forts photocourants ( $I > 10$  mA), c'est le RIN qui est le bruit dominant dans la liaison. Le signal et le bruit évoluant tous les deux comme  $I_{ph}^2$ , les courbes de bruit et de signal sont parallèles. Pour une valeur de RIN fixée, le SNR maximal est donc atteint dès que le RIN est la source de bruit dominante.

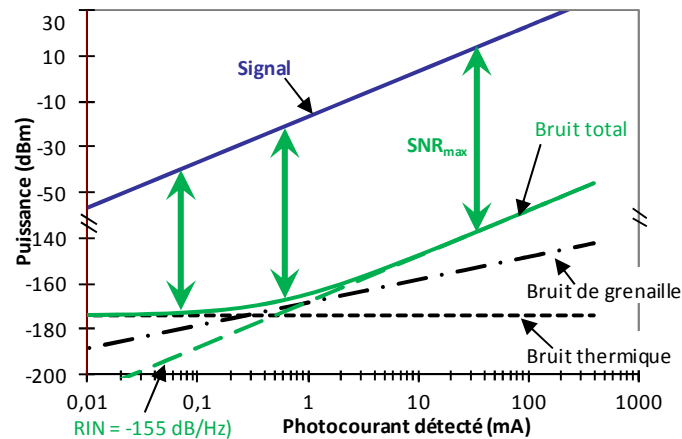


Fig. 1.4. Rapport signal sur bruit de la liaison optique en fonction du photocourant (simulation pour une valeur de RIN = -155 dB/Hz).

Dans une liaison optique, le SNR sera maximum pour de forts photocourants i.e. pour des puissances optiques élevées. Il faut donc travailler avec des lasers de forte puissance et des photodiodes de fort courant de saturation.

Sur la Fig. 1.4, la puissance de bruit de RIN correspondait à un niveau de RIN du laser de -155 dB/Hz. Nous allons analyser l'impact du niveau de RIN du laser sur le SNR de la liaison. La Fig. 1.5 présente le bruit total pour deux niveaux de RIN du laser: -155 dB/Hz (courbes vertes) et -165 dB/Hz (courbes rouges). On peut noter que plus le niveau de RIN est faible plus le SNR maximal est grand (double flèche rouge plus grande que la double flèche verte). Par contre, le photocourant pour lequel le RIN est dominant est aussi plus élevé si le niveau de RIN est plus faible.

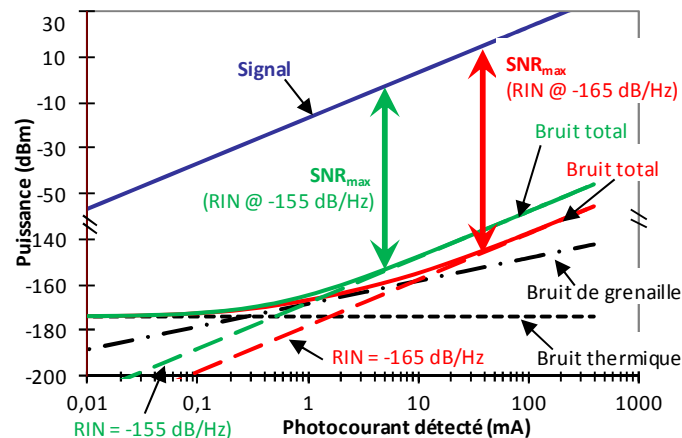


Fig. 1.5. Rapport signal sur bruit de la liaison optique en fonction du photocourant pour deux valeurs de RIN (-155 et -165 dB/Hz).

Pour maximiser le SNR d'une liaison optique, il faut utiliser un laser à très faible bruit. Plus le niveau de RIN est faible, plus le laser doit être puissant si l'on veut être en RIN dominant.

En analysant les niveaux de puissance de bruit et de signal, nous en avons déduit que pour maximiser le SNR i.e. la dynamique maximale de la liaison optique hyperfréquence, il faut que le RIN soit la source prédominante de bruit. Pour cela, il faut utiliser des composants spécifiques : un laser de forte puissance et de faible RIN et une photodiode de fort courant de saturation.



## 1.1.1.4. Linéarité et Spurious Free Dynamic Range

Afin d'avoir des liaisons ne distordant pas les signaux à transmettre et ayant la plus grande dynamique de signal possible, il est essentiel d'étudier la linéarité des composants de la liaison. La compression, qui correspond à la saturation hyperfréquence du composant, et la génération d'harmoniques et de produits d'intermodulation sont les paramètres permettant de caractériser au mieux la linéarité des composants et de la liaison entière.

a) Point de compression

Lorsqu'un composant actif soumis à une modulation hyperfréquence sature en s'écartant du comportement linéaire idéal, on dit que le composant comprime. On définit le point de compression à -1 dB (P1dB) comme le point de puissance pour lequel l'écart entre la puissance électrique de sortie et son extrapolation linéaire atteint 1 dB (Fig. 1.6). La compression dite en entrée (P1dB<sub>in</sub>) correspond à la puissance électrique maximale que l'on peut injecter dans le composant avant qu'il ne sature alors que la compression en sortie (P1dB<sub>out</sub>) indique la valeur maximale de puissance électrique qui peut être extraite du composant sans que la saturation dépasse 1 dB. Le lien entre la compression en entrée et en sortie est donné par le gain de la liaison (Éq. 1.7).

$$P1dB_{out} = P1dB_{in} + G_{dB} - 1_{dB} \quad \text{Éq. 1.7.}$$

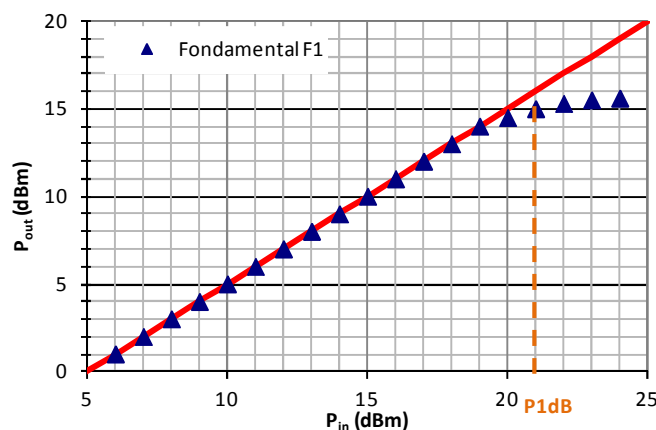


Fig. 1.6. Point de compression à -1 dB du laser.

Si l'on veut garantir de fortes puissances hyperfréquences en sortie de la liaison, les composants étudiés et développés dans cette thèse devront être linéaires au sens de la compression i.e. avoir des points de compression aussi élevés que possibles.

b) Harmoniques et intermodulation d'ordre 3

Dans la partie 1.1.1.3, nous avons défini et étudié le SNR, qui caractérise la dynamique maximale que peut atteindre la liaison optique hyperfréquence. Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la compression des composants de la liaison peut perturber la dynamique de la liaison pour de fortes puissances de modulation. La linéarité au sens de la compression est estimée pour une excitation monofréquence (fréquence fondamentale  $f_1$ ). On a donc maintenant une image assez

claire du comportement de la liaison pour une modulation à la fréquence  $f_1$ . Dans la plupart des applications de liaisons hyperfréquences, plusieurs fréquences fondamentales ( $f_k$  pour  $k = 1, 2, 3\dots$ ) sont transmises simultanément par la liaison. Quel est l'impact de cette modulation à différentes fréquences sur les performances de la liaison ?

Les non-linéarités des différents composants de la liaison vont générer de nouvelles fréquences: des harmoniques et des produits d'intermodulation. Les harmoniques sont des multiples de la fréquence fondamentale ( $m \times f_k$ ), alors que les produits d'intermodulation sont des mélanges des fréquences fondamentales ( $m \times f_j + n \times f_i$ ). La Fig. 1.7 représente le spectre électrique à la sortie de la liaison pour une excitation à deux tons (fréquences fondamentales  $f_1 = 2 \text{ GHz}$   $f_2 = 2.4 \text{ GHz}$ ).

La nocivité des harmoniques et des produits d'intermodulation pour les performances de la liaison est assez différente. Dès que les fréquences fondamentales sont au-dessus du GHz, les harmoniques sont repoussés loin de la porteuse et peuvent normalement être filtrés. Les produits d'intermodulation et plus particulièrement les produits impairs ( $m \times f_j + n \times f_i$  avec  $m + n$  impair) sont eux beaucoup plus gênants car ils sont situés très près des porteuses. Le filtrage de ces fréquences parasites n'est donc pas possible sans risquer de perturber et dégrader les signaux utiles. Dans l'exemple Fig. 1.7, on comprend que même si leur niveau de puissance est élevé, les harmoniques d'ordre 2 ( $2f_1, 2f_2$ ) et 3 ( $3f_1$  et  $3f_2$ ) ne sont pas très gênants car situés à plusieurs GHz des signaux utiles. Les produits d'intermodulation d'ordre 3 ( $2f_1 - f_2 = 1.6 \text{ GHz}$  et  $2f_2 - f_1 = 2.8 \text{ GHz}$ ), même s'ils sont beaucoup moins puissants, sont eux situés à 400 MHz des porteuses i.e. à la fréquence séparant les deux fréquences fondamentales. Il est donc impossible de les retirer par filtrage. Les intermodes d'ordre 5 sont encore moins puissants et sont un peu plus éloignés des porteuses (800 MHz).

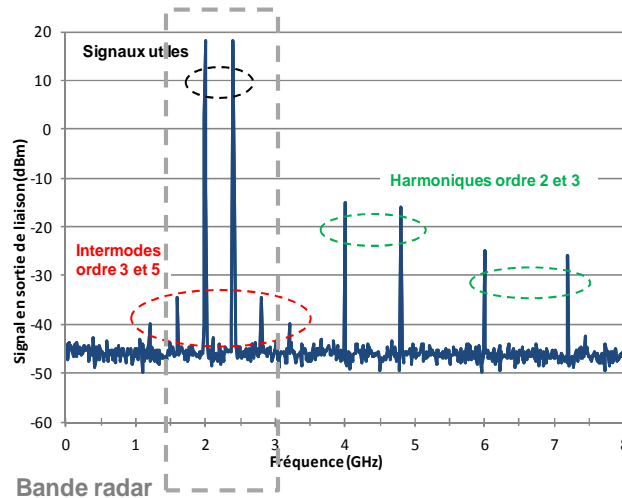


Fig. 1.7. Spectre électrique en sortie de liaison suite à une modulation à  $f_1$  et  $f_2$ .

Naturellement, plus on injecte de fréquences fondamentales, plus les mélanges vont être complexes et nombreux. Afin de caractériser les non-linéarités dans une liaison optique hyperfréquence, on utilise la modulation à deux tons et la mesure des produits d'intermodulation d'ordre 3 (IMD3). Le schéma de principe de la mesure des IMD3 est donné au chapitre 5 (5.1.1.4). En effet, ce sont eux qui vont être pénalisants le plus rapidement pour la dynamique de la liaison. La Fig. 1.8 représente l'évolution de la puissance aux fréquences fondamentales et la puissance des produits d'intermodulation d'ordre 3. La puissance des fréquences fondamentales suit une pente de 1 en dB et celle des produits d'intermodulation une pente de 3. En prolongeant les deux droites, on déduit les points d'interception d'ordre 3 en entrée (IIP3) et en sortie (OIP3) de la liaison. Dans cet exemple, l'IIP3 est de 33 dBm et l'OIP3 de 30 dBm et la différence entre l'OIP3 et l'IIP3 est le gain de la liaison

(-3 dB). Pour une puissance donnée, la linéarité (exprimée en dBc) correspond à l'écart entre le fondamental et les produits d'intermodulation.

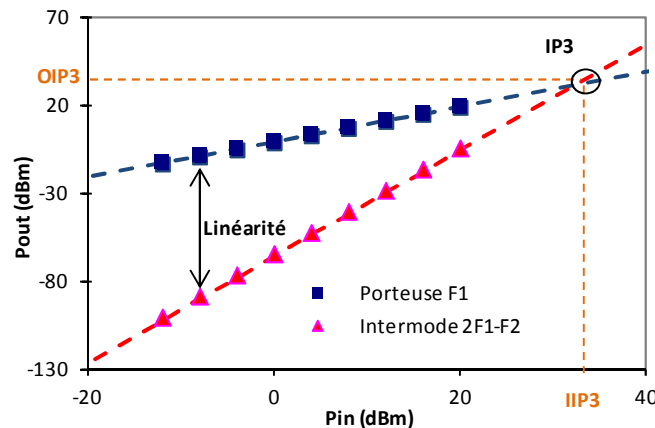


Fig. 1.8. Points d'interception d'ordre 3 en entrée et en sortie.

**Les non-linéarités des composants de la liaison entraînent la génération de nouvelles fréquences : les harmoniques et les produits d'intermodulation.**

c) Spurious Free Dynamic Range

A cause des non-linéarités des composants et donc de la liaison, la dynamique de la liaison devient inférieure au SNR. En pratique, le paramètre utilisé pour caractériser la dynamique de liaison est la dynamique exempte de signaux parasites ou Spurious Free Dynamic Range (SFDR). La SFDR s'exprime en  $\text{dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  et correspond à l'écart maximal entre le fondamental et l'IMD3 lorsque l'IMD3 est supérieur au niveau de bruit (puissance de bruit dans 1 Hz). Pour faire le lien avec le SNR, la SFDR est égale au SNR lorsque les intermodes d'ordre 3 sont égaux au niveau de bruit. En plaçant le niveau de bruit (courbe verte) sur les mesures de produits d'intermodulation, on peut directement lire la SFDR (Fig. 1.9).

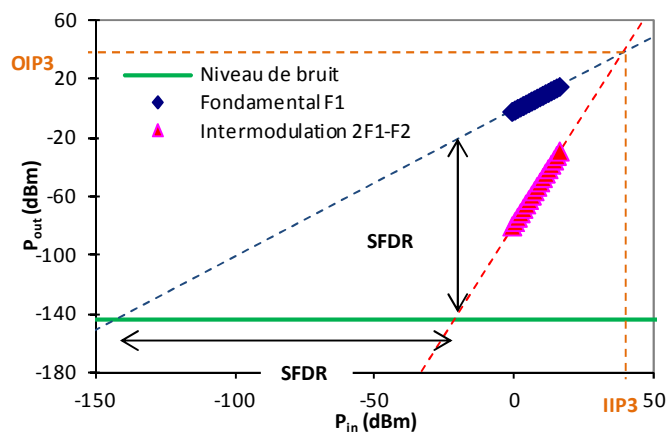


Fig. 1.9. Mesure des IMD3 et définition de la SFDR.

L'Éq. 1.8 permet de calculer la SFDR en connaissant le niveau de bruit et l'OIP3. Dans le cas d'un niveau de RIN de -165 dB/Hz, un photocourant de 50 mA permet de se placer en régime de RIN dominant. La puissance de bruit est alors de -143.2 dBm/Hz. Si l'on considère un OIP3 de 30 dBm, la SFDR est de  $115.5 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$ .

$$SFDR_{dB} = \frac{2}{3}(OIP3_{dB} - Noise_{dB}) \quad \text{Éq. 1.8.}$$

Idéalement, le SNR permet de connaître la dynamique de la liaison. Cependant, à cause des non-linéarités des composants de la liaison optique, la dynamique utile de la liaison est fortement dégradée. Pour caractériser convenablement la liaison, on utilise donc plutôt la SFDR qui prend en compte le SNR et les non-linéarités. Pour maximiser la SFDR, il faut à la fois maximiser le SNR et minimiser les non-linéarités et plus particulièrement augmenter l'OIP3.

Nous connaissons maintenant tous les éléments nécessaires pour obtenir une liaison optique hyperfréquence de fort gain et de grande dynamique. Les caractéristiques nécessaires du laser sont une forte puissance optique de sortie, un fort rendement, un faible RIN et une forte linéarité. Pour la photodiode, les performances recherchées sont un fort courant de saturation, un fort rendement et une forte linéarité. La bande passante de modulation des composants devra aussi être compatible avec la bande passante souhaitée de la liaison.

### 1.1.2. Autres applications des structures de puissance

Nous avons discuté jusqu'à présent des lasers de puissance faible bruit pour le transport de signaux analogiques. Il existe cependant d'autres applications nécessitant des structures de puissance à 1.5  $\mu\text{m}$ . Dans la suite de ce paragraphe, nous allons parler de la génération de peignes de fréquence et de l'amplification de puissance, qui sont quelques-unes des applications potentielles de nos structures de puissance.

#### 1.1.2.1. Génération de peignes de fréquences électriques et optiques

Les peignes de fréquences électriques et optiques sont utilisés pour la métrologie optique et radiofréquence et la génération d'impulsions ultra-courtes. Un coup de projecteur sur le domaine a été donné en 2005 avec l'attribution du prix Nobel à T. W. Hänsch (7) et J. L. Hall (8) pour leurs travaux sur la spectroscopie laser de haute précision à base de peignes optiques. Le lien entre peigne optique et peigne électrique est simple : si l'on envoie un peigne optique sur une photodiode, le battement entre les différents modes optiques va générer un peigne électrique. Un peigne optique verrouillé en phase, et dont la phase entre les modes est nulle, donne lieu à des impulsions. La largeur des impulsions dépend principalement de la largeur du spectre optique.

Plusieurs méthodes à base de modulateurs Mach-Zehnder (9), de micro-résonateurs (10) ou de lasers à verrouillage de modes (11) ont déjà été développées. La méthode avec des modulateurs Mach-Zehnder consiste à moduler un laser monomode de puissance pour générer des bandes latérales successives et ainsi obtenir un peigne de fréquences optiques. Pour les micro-résonateurs, il s'agit de coupler un laser de puissance monomode avec un micro-résonateur et d'utiliser les fortes densités de puissance confinées dans le résonateur pour générer le peigne de fréquences optiques grâce aux effets non-linéaires. Les lasers à verrouillage de modes permettent de générer directement un peigne de fréquences optiques avec un espacement constant entre les modes. Les lasers à fibre sont de bons candidats car il est facile d'obtenir une forte puissance en sortie des lasers à fibre.

Nous pensons qu'en développant une source à verrouillage de modes monolithique de puissance, nous pourrions générer un peigne de fréquences optiques relativement large (10 nm) avec un intervalle entre les modes de l'ordre du GHz et une forte puissance optique. Ce type de source doit permettre de générer un train d'impulsions picosecondes (12).

L'échantillonnage optique pourrait aussi tirer profit des travaux sur les lasers impulsionsnels de puissance. L'une des techniques les plus prometteuses consiste à utiliser comme échantillonneur un photoconducteur en GaAs basse température déclenché par un signal laser autour de 780 nm ayant une faible gigue et une fréquence de répétition de quelques GHz (Fig. 1.10). En lieu et place d'un laser semiconducteur à verrouillage de modes à 780 nm sur GaAs qui n'est pas disponible actuellement, on pourrait profiter de la maturité des lasers sur InP et utiliser un laser à verrouillage de modes à 1.5  $\mu\text{m}$  doublé en fréquence. En plus des performances classiques d'un laser à verrouillage de modes (faible largeur d'impulsion, faible largeur de raie RF, faible gigue), le laser doit être assez puissant (puissance crête) pour permettre un doublage en fréquence efficace et pour avoir une puissance à 780 nm suffisante pour faire commuter le photoconducteur.

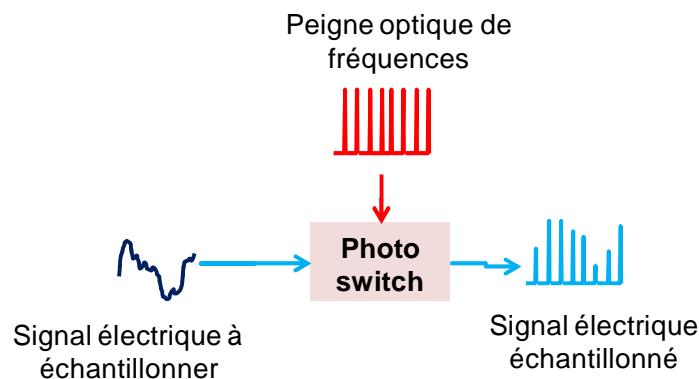


Fig. 1.10. Schéma de principe de l'échantillonnage optique.

#### 1.1.2.2. Amplificateurs de puissance

Les amplificateurs à semiconducteurs (SOA) sont aujourd'hui utilisés pour l'amplification de signaux optiques. La structure des SOA étant très proche de celle d'un laser, on peut facilement concevoir un SOA de puissance si on maîtrise la conception d'un laser de puissance (13).

En plus des applications assez classiques des SOA de puissance telles que les communications en espace libre ou les lidars, nous nous sommes intéressés à deux applications: l'amplification des signaux télécoms transocéaniques et métropolitains et les lasers en cavité externe.

Actuellement, ce sont les amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA) qui règnent en maître dans les télécoms grâce à leur forte puissance de saturation, leur fort gain et leur faible facteur de bruit. La bande d'amplification optique des EDFA est cependant limitée à 30-35 nm en bande L (1565-1625 nm) ou en bande C (1530-1565 nm). Une des réponses à l'augmentation des débits est le multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing : WDM) i.e. l'utilisation de plusieurs canaux espacés en longueur d'onde associé à des formats de modulation complexe (QAM-64). Le problème actuel est l'étalement en longueur d'onde des canaux qui dépasse la bande d'amplification optique des EDFA. La Fig. 1.11 présente la bande d'amplification d'un SOA standard (typiquement 70 nm), d'un EDFA ainsi que le spectre d'un signal Coarse WDM (espacement de 20 nm entre chaque canal). Les 30 nm de bande passante optique de l'EDFA ne permettent l'amplification que de 2 canaux alors que le SOA standard permet de traiter 4 canaux.

En optimisant la conception de la zone active du SOA, il est possible d'augmenter considérablement la bande d'amplification du SOA. Carrère et al. ont par exemple démontré des largeurs de gain supérieures à 110 nm (14).

De manière générale, les SOA ont un facteur de bruit plus élevé et une puissance de saturation plus faible que les EDFA. Cependant, un SOA combinant une structure de puissance (forte puissance de saturation) et une zone active à gain large serait un bon candidat pour le remplacement des EDFA dans les systèmes de télécommunications longue distance.

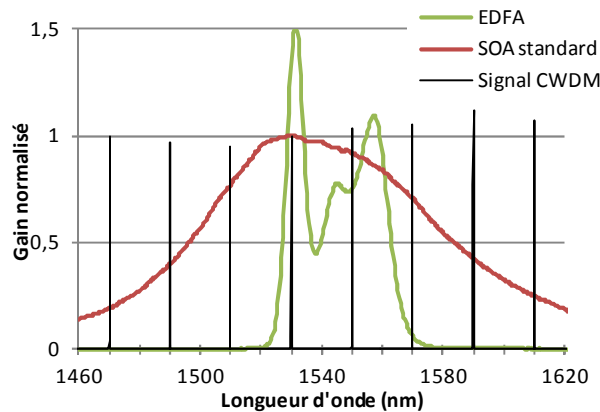


Fig. 1.11. Gamme d'amplification en longueur d'onde d'un EDFA et d'un SOA standard.

Le développement des lasers en cavité externe pour réduire la largeur de raie optique ou le bruit par exemple peut bénéficier du développement de SOA de puissance plus performant. Utiliser directement un SOA de puissance simplifie le montage et permet de s'affranchir d'amplificateurs optique (EDFA) ou électrique. Plusieurs articles traitent de ce sujet : (13) présente des lasers faible bruit et des lasers à verrouillage de modes et (15) expose des résultats sur des oscillateurs COEO (Coupled Opto-Electronic Oscillator).

**De nombreuses applications comme la métrologie, l'échantillonnage optique ou les télécoms sont aujourd'hui demandeuses de structures lasers FP à verrouillage de modes et de SOA à 1.5  $\mu\text{m}$ . En plus des caractéristiques classiques des structures sur InP (fort gain, fort rendement, forte maturité technologique et forte robustesse), les lasers et les SOA devraient démontrer de fortes puissances de saturation (centaines de mW en continu et dizaines de W en puissance crête).**

### 1.1.3. Etat de l'art et besoins en lasers de puissance

Un état de l'art des lasers DFB de puissance et des lasers FP de puissance est donné dans les paragraphes suivants. Ces résultats sont ensuite confrontés à nos besoins pour chacune de ces sources.

## 1.1.3.1. Etat de l'art et disponibilité des sources lasers

a) Lasers DFB de puissance

Le Tab. 1.3 présente un état de l'art des lasers DFB de puissance commerciaux. Ces 3 sources ont des puissances, des courants de seuil et des largeurs de raie assez proches. Même si les informations sont parcellaires, la principale différence de performances concerne le niveau de RIN.

Mise à part la mention d'une possible option pour un té de polarisation pour le laser d'EM4, ces structures sont présentées comme des lasers de puissance continus. Aucune bande passante de modulation n'est donc mentionnée.

**Tab. 1.3. Etat de l'art des lasers DFB de puissance commerciaux à 1.5  $\mu\text{m}$ .**

Paramètres	Unités	Entreprise		
		EM4 (16)	Emcore (17)	JDS Uniphase (18)
Disponibilité commerciale	-	Oui	Oui	Oui
Type de composant	-	Module butterfly	Module butterfly	Module butterfly
Longueur d'onde	nm	1550	1550	1555
Puissance optique	mW	100	100	60
Courant de fonctionnement	mA	375 (550 max)	500	375
Courant de seuil	mA	50	40	25
Bande passante de modulation	GHz	Té de polarisation en option	-	-
Largeur de raie	MHz	1	< 1	< 1
RIN	dB/Hz	< -150 [0.2-14 GHz]	< -163	< -160 [0.02-1 GHz]
SMSR	dB	> 30	> 30	45

Les performances de laser de puissance publiées par des laboratoires sont données dans le Tab. 1.4. Les deux types de topologies enterrée (Buried Heterostructure : BH) et ridge sont utilisées. Des puissances supérieures à 200 mW ont déjà été démontrées par des lasers DFB de puissance dans (19) et (20). D'autres équipes ont travaillé pour réduire le RIN (21), améliorer le rendement (22) ou la largeur de raie (23) mais aucune n'a réellement pu trouver un compromis satisfaisant concernant la puissance, le niveau de RIN et le courant de fonctionnement. De plus, là encore, aucune mention n'est faite des propriétés de modulation de ces structures.

**Tab. 1.4. Etat de l'art des lasers DFB de puissance développés en laboratoire.**

Paramètres	Unités	Laboratoire ou entreprise					
		Emcore (22)	Sensors Unlimited (24)	Yokohama R&D Labs (19)	3S Photonics (21)	Matsushita Elec. (23)	Princeton Lightwave (20)
<b>Topologie</b>		BH	Ridge	pn-BH	Ridge	pn-BH	Ridge
<b>Longueur d'onde</b>	nm	1550	1550	1562	1540	1545	1550
<b>Puissance optique</b>	mW	138	162	240	135	180	440
<b>Courant de fonctionnement</b>	mA	400	800	1200	1200	600	1600
<b>Courant de seuil</b>	mA	< 20	50	40	70	15	NR
<b>Bande passante de modulation</b>	GHz	NR	NR	NR	NR	NR	NR
<b>Largeur de raie</b>	MHz	0.1	0.75	1	NR	0.3	1.6
<b>RIN</b>	dB/Hz	-161 @0.86 GHz	-155 @ ?	-169 [0-1 GHz]	< -165 [0-20 GHz]	-159 @ ?	NR
<b>SMSR</b>	dB	58	23	47	> 50	50	> 30

L'offre commerciale de sources lasers DFB de puissance faible bruit est assez restreinte et surtout ne concerne pas les lasers à modulation directe. Dans la littérature, des performances intéressantes en puissance, RIN et largeur de raie ont été démontrées mais encore une fois il n'y a pas de résultat de bande passante de modulation.

#### b) Lasers FP de puissance

Le Tab. 1.5 est un état de l'art des lasers de puissance FP à 1.5  $\mu\text{m}$  monomodes transverses. Mis à part les résultats obtenus par le Lincoln Lab (25), il y a très peu de publications avec de bons résultats sur le sujet. Thorlabs (26) vend des lasers sur embase à 1.55  $\mu\text{m}$  mais la puissance continue est relativement faible (140 mW). Je rappelle aussi les résultats de Princeton Lightwave (20) car suivant le courant de polarisation et la température, leur structure lase comme un Fabry-Perot et non plus comme un DFB. Les publications faites par Cornell University (27), (28) détaillent bien le comportement du laser verrouillé en mode mais assez peu les performances intrinsèques (puissance moyenne, courant de seuil) de leur laser.

Même si les problématiques sont un peu différentes, beaucoup plus de travail a été effectué à 1.48  $\mu\text{m}$  pour les lasers de pompe pour l'amplification Raman. De nombreuses publications rapportent des puissances fibrées de l'ordre du watt (29), (30), (31).

A 1.5  $\mu\text{m}$ , Sarnoff Corporation a démontré des puissances supérieures à 10 W avec des lasers larges (lasers multimodes transverses) de puissance (32) et (33).



**Tab. 1.5. Etat de l'art des lasers de puissance monomodes transverses à 1.5  $\mu\text{m}$ .**

Paramètres	Unités	Lincoln Lab(25)	Thorlabs(26)	Princeton Lightwave (20)	Cornell Univ. (27), (28)
Longueur du composant	mm	10	1	2	8.3
Puissance optique	mW	860 en CW @ 12 °C	140 en CW 300 en pulsé	440 en CW @ 18 °C	285 en CW
Courant de fonctionnement	A	5	1	1.6	2.2
Courant de seuil	mA	291	40	NR	350

Le Lincoln Lab (13) et Cornell University (27), (28) utilisent leur laser FP de puissance pour faire du verrouillage de modes. Les structures lasers de ces deux groupes sont assez proches (semelle très épaisse en quaternaire et puits quantiques) et utilisent toutes les deux un absorbant saturable ce qui entraîne une forte perte de puissance moyenne. Dans le cas du Lincoln Lab, la puissance moyenne passe de plus de 800 à 250 mW, une fois l'absorbant alimenté en tension. Les puissances crêtes et les largeurs d'impulsions sont assez similaires ( $\approx 5$  W et entre 5 et 10 ps) et même en utilisant de la fibre optique pour comprimer le signal, l'impulsion reste relativement large (4 ps). La structure utilisée par Glasgow University (34) n'est pas très puissante, par contre ils ont réussi à bien comprimer les impulsions en obtenant des impulsions de l'ordre de la picoseconde.

**Tab. 1.6. Etat de l'art des lasers à verrouillage de modes de puissance à 1.5  $\mu\text{m}$ .**

Paramètres	Unités	Lincoln Lab (13)	Cornell Univ. (28)	Glasgow Univ. (34)
Absorbant saturable	-	Oui	Oui	Oui
Puissance moyenne	mW	250	212	< 5 mW
Puissance crête	W	5.8	3.95	-
Energie par impulsion	pJ	58	46	-
Fréquence de répétition	GHz	4.3	4.6	10
Largeur des impulsions (FWHM)	ps	10 4 avec compression	5.8 - 7	1.1
Largeur du spectre optique (FWHM)	nm	5.7	-	5.6
Produit largeur spectre x largeur impulsion	-	7.5	-	0.74
Largeur de raie RF	kHz	-	-	2

**Mis à part le travail considérable effectué par le Lincoln Lab et leurs partenaires (13), (15) et (25), assez peu de résultats ont été publiés concernant les lasers FP de puissance à 1.5  $\mu\text{m}$  et leur utilisation comme laser à verrouillage de modes.**

#### 1.1.3.2. Besoins en lasers de puissance et performances requises

Les objectifs de cette thèse sont de travailler sur des structures de puissance et plus particulièrement sur deux composants : un laser DFB de puissance faible bruit modulable jusqu'à 6 GHz et un laser Fabry-Perot de puissance à verrouillage de modes.

Nous avons vu, en faisant l'état de l'art des lasers DFB de puissance (1.1.3.1), qu'il n'existe ni sources commerciales ni résultats publiés sur des lasers de puissance DFB combinant un fort rendement, un faible RIN, une faible largeur de raie et une bande passante de modulation jusqu'à

6 GHz. Les laboratoires ayant travaillé sur le sujet ont toujours optimisé leur structure soit sur la puissance, soit sur le faible bruit ou sur la largeur de raie.

Le Tab. 1.7 détaille les performances que nous souhaitons obtenir pour la puce laser DFB de puissance faible bruit. Ces performances devraient nous permettre ensuite de développer une liaison optique de grande dynamique.

**Tab. 1.7. Performances souhaitées pour la puce laser DFB de puissance faible bruit.**

Paramètres	Unités	Performances de la puce DFB		
		Min.	Typ.	Max.
Longueur d'onde	nm	1530	1550	1560
Courant de seuil	mA	-	40	-
Puissance maximale	mW	120	150	
Puissance optique au point de polarisation	mW	85	115	-
Rendement	W/A	0.21	0.4	-
Courant de polarisation	mA	-	500	600
Bande passante	GHz	6	8	-
RIN sur [0.08-20]	dB/Hz	-	-160	-155
SMSR	dB	30	50	-
Largeur de raie optique	MHz	-	0.5	1

Les performances envisagées pour le laser de puissance FP sont indiquées dans le Tab. 1.8. Parce que les applications pour ces structures sont moins matures, les performances visées sont un peu plus floues. En effet, pour le doublage de fréquence par exemple, il est difficile de donner une valeur de puissance crête nécessaire. La contrainte de faible gigue temporelle implique une faible largeur de raie RF. Par rapport à l'état de l'art, nous aimerions donc nous placer avec des puissances moyennes de l'ordre de celles obtenues par le Lincoln Lab et avoir en même temps les largeurs d'impulsions et de raie RF obtenues par Glasgow University.

**Tab. 1.8. Performances souhaitées pour la puce FP de puissance.**

Paramètres	Unités	Performances de la puce FP		
		Min.	Typ.	Max.
Longueur d'onde	nm	-	1550	-
Absorbant saturable	-	Non		
Puissance moyenne	mW	300	-	-
Puissance crête	W	10	-	-
Fréquence de répétition	GHz	1	5	10
Largeur des impulsions	ps	-	1	2
Largeur du spectre optique	nm	5	10	-
Largeur de raie RF	kHz	-	5	10

## 1.2. Généralités sur les lasers de puissance

Dans cette partie, nous allons détailler le fonctionnement général des lasers à semi-conducteurs en axant notre étude sur les paramètres-clés pour concevoir des lasers de puissance faible bruit. Ainsi nous évoquerons, entre autres, le choix de la zone active, la densité de porteurs dans la structure ainsi que les principales caractéristiques électro-optiques en lien avec les différents sujets traités dans la thèse (largeur de raie, bande passante de modulation et RIN).

### 1.2.1. Guidage optique du mode

Dans un premier temps, nous nous intéresserons au guidage optique dans la structure, en détaillant les matériaux utilisés et le confinement du mode optique sur les couches optiques.

#### 1.2.1.1. Matériaux utilisés et guidage par l'indice

Dans cette thèse, nous allons considérer des lasers sur substrat de phosphure d'indium (InP). Le gap de l'InP est de 1.36 eV soit 0.91  $\mu\text{m}$  en longueur d'onde. L'indice optique de l'InP non dopé est d'environ 3.169, il passe à 3.165 pour un dopage de type p à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Les couches optiques du cœur de la structure (zone active, puits quantiques, barrières, couches de confinement) sont constituées de matériau quaternaire  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ . En modifiant, les paramètres x et y, on peut faire varier le gap du matériau et donc son indice optique. Dans la thèse, les quaternaires seront appelés Q1.55, Q1.17... le chiffre (1.55 ou 1.17) représentant le gap du matériau en micron. Sans dopage le Q1.55 et le Q1.17 ont respectivement un indice optique de 3.542 et 3.318. Pour pouvoir être proprement épitaxiés sur l'InP, les matériaux quaternaires doivent être accordés en maille i.e. avoir un paramètre de maille (côté de la maille conventionnelle cubique) proche de celui de l'InP. Un désaccord de maille trop important entraînerait des défauts dans le réseau cristallin, défauts qui augmenteraient les pertes dans le laser.

Notre structure laser fonctionne avec un guidage par l'indice : le mode optique est guidé par les différences d'indice entre les couches ou les différentes parties du laser. Verticalement, le guidage s'effectue grâce à l'empilement des couches de semi-conducteurs : les couches du cœur en matériau quaternaire, qui ont un indice optique fort (3.542 à 3.318), sont prises en sandwich entre les couches d'InP d'indice optique faible (3.165). Le mode va donc naturellement se confiner dans les couches du cœur. Latéralement, le guidage s'effectue grâce au ruban en semi-conducteur qui a un indice beaucoup plus fort que les canaux remplis de polymère (indice 1.5) ou d'air (indice 1). La Fig. 1.12 résume les indices optiques de la structure dans le plan (x,y). Le mode optique est donc piégé dans les couches de cœur, en dessous du ruban.

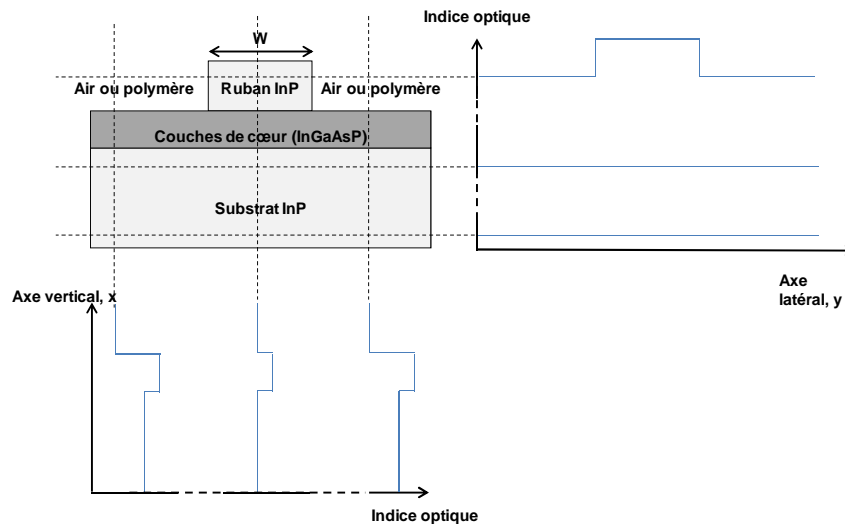


Fig. 1.12. Indices optiques du laser.

### 1.2.1.2. Confinement optique sur les différentes couches

Pour caractériser la proportion d'énergie sur une couche optique particulière  $i$ , on utilise le facteur de confinement optique appelé aussi recouvrement optique. La forme générale du confinement sur la couche  $i$  est donnée par l'Éq. 1.9 (35 p. 451):

$$\Gamma_i = \frac{\int_{-d_i/2}^{+d_i/2} \int_{-W_i/2}^{+W_i/2} |E(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{x, y} |E(x, y)|^2 dx dy} \quad \text{Éq. 1.9.}$$

où  $d_i$  et  $W_i$  sont respectivement l'épaisseur et la largeur de la couche  $i$  et  $E$  le champ électromagnétique.

En pratique, on s'intéresse surtout au confinement sur la zone active pour avoir une information sur le gain de la structure, au confinement sur la couche de réseau pour évaluer sa force et au confinement sur les zones dopées pour caractériser les pertes internes de la cavité.

## 1.2.2. Principes et rappels théoriques sur les lasers à base de semi-conducteurs

### 1.2.2.1. Jonction P-I-N et inversion de population

Le diagramme de dispersion pour la bande de valence et la bande de conduction d'un semi-conducteur et plus particulièrement le phénomène de photoluminescence sont représentés sur la Fig. 1.13. Suite à l'absorption d'un photon ayant une énergie supérieure au gap du matériau, un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction. Une fois dans la bande de conduction, l'électron va se relaxer par des collisions avec des électrons ou des phonons jusqu'à atteindre les niveaux de plus basses énergies de la bande. Le temps caractéristique de cette relaxation est sub-picoseconde (relaxation rapide) car la densité d'états disponibles est continue. Le processus sera le même dans la bande de valence pour le trou, qui va rechercher les états de plus hautes énergies disponibles (même temps caractéristique). Finalement l'électron de la bande de conduction va se recombiner avec un trou de la bande de valence. Par rapport à la simple relaxation

intra-bande, l'écart d'énergie d'une relaxation inter-bande est beaucoup plus important, ce qui signifie que cette relaxation ne peut pas se faire à l'aide d'un phonon mais va préférentiellement aboutir à l'émission d'un photon ayant une énergie proche du gap. Le temps caractéristique de cette étape est la nanoseconde.

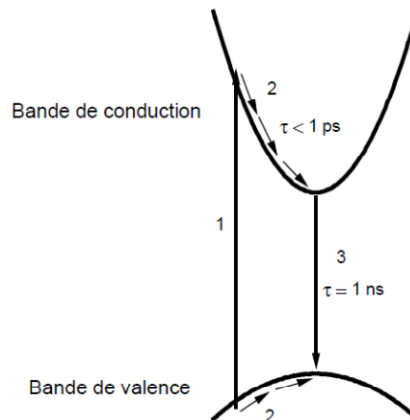


Fig. 1.13. Diagramme de dispersion dans un semiconducteur (d'après (36)).

Le processus que nous venons de décrire est le processus de photoluminescence qui correspond à l'absorption d'un photon puis à l'émission spontanée d'un photon après recombinaison électron-trou.

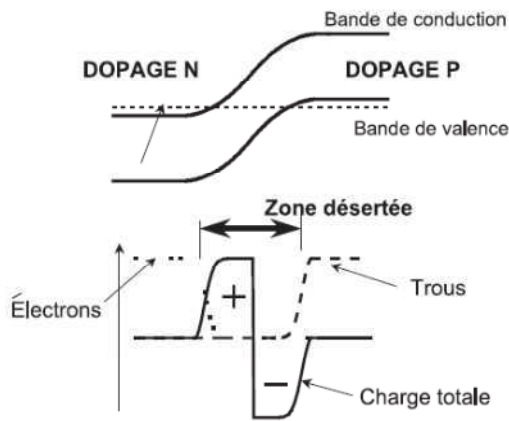
L'émission stimulée est responsable de l'effet laser. C'est le processus par lequel la présence d'un rayonnement incident (photon) induit la désexcitation d'un électron de la bande de conduction (dans le cas des semi-conducteurs) et l'émission d'un photon identique (mêmes caractéristiques) au photon incident. Pour que l'électron se trouve dans la bande de conduction, il a fallu lui apporter de l'énergie : c'est le pompage. Dans les semi-conducteurs, le pompage peut être d'origine optique ou électrique.

Pour avoir un effet laser, il faut réaliser une inversion de population. L'inversion de population correspond à un état hors équilibre thermodynamique dans lequel la densité de population sur un état excité est supérieure à celle sur l'état fondamental.

La Fig. 1.14 représente une jonction p-n à l'équilibre (a) et hors équilibre (b) thermodynamique. A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion et le courant d'entraînement se compensent. Le courant d'entraînement est créé par un électron qui, en quittant la zone dopée n pour aller dans la zone dopée p (phénomène de diffusion), laisse une charge fixe positive qui crée une force coulombienne de rappel. A l'équilibre, on obtient une zone dopée p et une dopée n remplies respectivement de trous et d'électrons et une fine zone désertée entre les deux.

L'application d'une tension  $V$  aux bornes de la jonction p-n revient à appliquer la tension aux bornes de la zone désertée car la résistivité de la zone désertée est très forte par rapport aux zones dopées. La zone désertée étant très fine, on arrive à casser l'équilibre thermodynamique et à créer l'inversion de population. La tension appliquée fait baisser le champ interne ce qui entraîne l'abaissement d'une énergie eV de la barrière de diffusion. L'équilibre thermodynamique est rompu et la diffusion des électrons et des trous dans la zone désertée a lieu. On a donc maintenant des électrons et des trous au même endroit ce qui rend la recombinaison possible (Fig. 1.14 (b)). En augmentant le courant injecté dans la jonction, on augmente la population d'électrons et de trous jusqu'à atteindre l'inversion de population.

a) Jonction à l'équilibre thermodynamique



b) Jonction hors équilibre thermodynamique

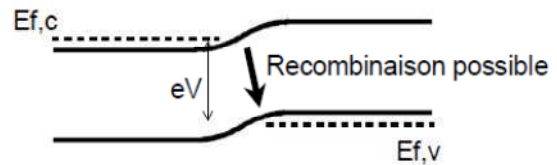


Fig. 1.14. Jonction p-n à l'équilibre (a) et hors équilibre (b) thermodynamique (d'après (36)).

Dans un laser à semi-conducteur, la différence de potentiel appliquée à la jonction p-n induit une injection de porteurs dans la structure. In en résulte l'inversion de population nécessaire à l'effet laser. La recombinaison électron-trou par émission stimulée est le mécanisme à l'origine de l'émission laser.

1.2.2.2. Condition d'oscillation et accord de phase

La structure laser est composée d'un milieu à gain et d'une cavité Fabry-Perot dans laquelle les oscillations vont avoir lieu. Dans les diodes lasers, le pompage du milieu à gain est électrique.

Après avoir parcouru N allers-retours dans la cavité de longueur L, l'onde électromagnétique prend la forme analytique donnée par l'Éq. 1.10 avec E<sub>0</sub> l'amplitude du champ électrique, r<sub>1</sub> et r<sub>2</sub> les coefficients de réflexions en amplitude des miroirs, Γ le confinement sur la zone active, g le gain, α<sub>i</sub> les pertes internes, k le vecteur d'onde et n<sub>eff</sub> l'indice effectif :

$$E = E_0 \frac{e^{i\omega t}}{1 - r_1 r_2 e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} e^{2ikLn_{eff}}} \tag{Éq. 1.10}$$

Il y a oscillation laser quand le champ E devient divergent i.e. que le dénominateur de l'Éq. 1.10 s'annule. Pour cela, il faut que l'expression  $r_1 r_2 e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} e^{2ikLn_{eff}}$  remplisse deux conditions, l'une sur l'amplitude et l'autre sur la phase.

a) Condition sur l'amplitude

La première condition sur l'amplitude (Éq. 1.11) va nous donner une condition sur le gain (Éq. 1.12). Cette condition exprime le fait que le gain du milieu amplificateur doit compenser toutes les pertes de la cavité (pertes internes, réflexions des miroirs, défauts de la cavité...).

$$r_1 r_2 e^{(\Gamma g - \alpha_i)L} = 1 \tag{Éq. 1.11}$$

En partant de l'Éq. 1.11, on peut exprimer le seuil de gain (g<sub>th</sub>) nécessaire pour obtenir l'oscillation laser. Le seuil est donné par l'Éq. 1.12 avec R<sub>1</sub> et R<sub>2</sub> les coefficients de réflexions en intensité des miroirs:

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left( \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) = \frac{1}{\Gamma} (\alpha_i + \alpha_m) \quad \text{Éq. 1.12.}$$

L'Éq. 1.12 permet de définir les pertes aux miroirs  $\alpha_m$ , exprimées par l'Éq. 1.13. Elles sont exprimées en  $\text{cm}^{-1}$  et caractérisent les pertes dues aux 2 miroirs de la cavité par unité de longueur.

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad \text{Éq. 1.13.}$$

#### b) Condition sur la phase

La deuxième condition d'oscillation porte sur la phase de l'onde (Éq. 1.14). Cela revient à dire qu'en tout point de la cavité le signal incident et le signal de retour doivent être en phase.

$$e^{2ikLn_{eff}} = 1 \quad \text{Éq. 1.14.}$$

Les modes pouvant exister dans la cavité sont donc donnés par l'Éq. 1.15 :

$$\nu_m = m \frac{c}{2n_{eff}L} \text{ avec } m \text{ un entier} \quad \text{Éq. 1.15.}$$

On peut ainsi définir l'intervalle spectral libre (ISL) comme l'écart entre deux modes consécutifs de la cavité. Cet intervalle est donné soit en fréquence soit en longueur d'onde (Éq. 1.16). Dans les lasers à semiconducteurs, à cause de la forte dispersion, du taux de répétition élevé et de la largeur du spectre optique, on doit utiliser l'indice effectif de groupe  $n_g$  (Éq. 1.17) qui tient compte de la dispersion en longueur d'onde.

$$ISL_\nu = \frac{c}{2n_g L} \quad ; \quad ISL_\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \quad \text{Éq. 1.16.}$$

$$n_g \approx n_{eff} - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \quad \text{Éq. 1.17.}$$

**L'oscillation laser repose sur deux conditions. La première concerne le gain du milieu amplificateur qui doit compenser les pertes totales de la cavité (pertes aux miroirs et pertes internes). La deuxième condition porte sur la phase de l'onde électromagnétique et définit les modes pouvant osciller de manière constructive dans la cavité.**

#### 1.2.2.3. Mécanismes de recombinaison radiatifs et non-radiatifs

Les porteurs injectés dans la structure laser vont être consommés par deux processus de recombinaisons non-radiatives et un de recombinaison radiative. Ces trois mécanismes sont les recombinaisons radiatives des porteurs par émission spontanée, les recombinaisons non-radiatives sur les défauts et les recombinaisons non-radiatives par effet Auger.

Le mécanisme le plus important est la recombinaison radiative des porteurs par émission spontanée. Le taux de recombinaison est proportionnel à la densité des trous dans la bande de valence et à la densité des électrons dans la bande de conduction. En notant  $N$  la densité des porteurs et  $B$  le coefficient de recombinaison radiative, le taux de recombinaison radiative est  $BN^2$ .

Le deuxième mécanisme, la recombinaison non-radiative sur les défauts, concerne le piégeage d'un porteur par un défaut situé dans le gap. Il n'y a qu'un seul porteur libre en jeu, le taux de recombinaison est donc proportionnel à N et s'exprime AN avec A le coefficient de recombinaison linéaire. Ce coefficient est fonction du nombre de défauts dans la structure.

Le dernier processus est la recombinaison non-radiative Auger, qui fait intervenir 3 porteurs et est donc proportionnelle au cube de la densité de porteurs  $CN^3$  avec C le coefficient Auger. Dans ce processus, l'énergie dégagée par la recombinaison d'un électron avec un trou est retransférée directement à un porteur (électron ou trou) au lieu d'être émise sous forme d'un photon comme dans une recombinaison radiative. Si le transfert a lieu vers un électron, cet électron va migrer vers un niveau supérieur de la bande de conduction. Si c'est vers un trou, le trou va aller dans un niveau inférieur de la bande de valence.

Le taux total de recombinaisons  $R(N)$  exprimé par l'Éq. 1.18 est la somme des 3 processus décrits ci-dessus, avec  $\tau_{rec}$  le temps de recombinaison des porteurs :

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 = \frac{N}{\tau_{rec}} \quad \text{Éq. 1.18.}$$

On peut définir deux rendements pour la structure laser : le rendement quantique interne  $\eta_i$  qui représente la quantité de porteurs libres injectés dans la structure convertis en photons par recombinaison stimulée (Éq. 1.19) et le rendement externe  $\eta_{ext}$  (Éq. 1.20) qui représente la puissance optique par unité de courant :

$$\eta_i = \frac{v_g g S}{AN + BN^2 + CN^3 + v_g g S} \quad \text{Éq. 1.19.}$$

avec S la densité de photons et  $v_g$  la vitesse de groupe.

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{hv}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad \text{Éq. 1.20.}$$

#### 1.2.2.4. Densité de porteurs dans la structure

##### a) Densité de porteurs dans la structure

Dans la cavité laser, les densités de porteurs et de photons obéissent aux équations couplées ci-dessous (Éq. 1.21) (35 p. 187):

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{J}{qd} - (AN + BN^2 + CN^3) - v_g \Gamma g(N) S \\ \frac{dS}{dt} &= v_g \Gamma g(N) S - v_g (\alpha_i + \alpha_m) S + \beta BN^2 \end{aligned} \quad \text{Éq. 1.21.}$$

avec J la densité de courant, d l'épaisseur de la couche active et  $\beta$  le coefficient d'émission spontanée.

Une bonne approximation du gain non saturée est donnée par l'Éq. 1.22 avec  $N_{tr}$  la densité de porteurs à la transparence et  $\frac{\partial g}{\partial N} = \frac{g_0}{N}$  le gain différentiel (35 p. 44). La transparence est définie comme le moment où le gain compense les pertes dans la cavité.



$$g = g_0 \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right) \quad \text{Éq. 1.22.}$$

En utilisant l'Éq. 1.22 et l'Éq. 1.12, on peut déterminer la densité de porteurs au seuil (Éq. 1.23):

$$N_{th} = N_{tr} e^{\left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma g_0}\right)} \quad \text{Éq. 1.23.}$$

Enfin, en considérant qu'au seuil, ce sont les recombinaisons radiatives par émission spontanée qui dominent, on en déduit le courant de seuil (Éq. 1.24):

$$I_{th} = \frac{qV}{\eta_i} \frac{N_{th}}{\tau_{rec}} \cong \frac{qV}{\eta_i} B N_{tr}^2 e^{2\left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma g_0}\right)} \quad \text{Éq. 1.24.}$$

avec V le volume de la zone active.

**La réduction de la densité de porteurs au seuil et du courant de seuil passe donc par une réduction des pertes totales (pertes internes et pertes aux miroirs) et une augmentation du gain différentiel.**

#### b) Spectral hole burning

Le processus d'émission stimulée consomme des porteurs à la longueur d'onde laser. Dans la suite, nous appellerons spectral hole burning la diminution des porteurs qui en résulte. L'Éq. 1.25 donne l'expression du gain modal en tenant compte du gain matériau non linéaire (37):

$$g(N) = \frac{\frac{dg}{dN}(N - N_{tr})}{1 + \varepsilon S} \quad \text{Éq. 1.25.}$$

avec  $\frac{dg}{dN}$  le gain différentiel et  $\varepsilon$  le coefficient de compression du gain. L'ordre de grandeur de  $\varepsilon$  est  $1 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$  (37). Avec l'augmentation de la densité de photons, le gain va diminuer. Pour conserver un gain constant, il faut donc augmenter la densité de porteurs. Girardin et al. dans (37) ont montré qu'après le seuil laser la densité de porteurs n'est pas complètement clampée. Si l'on considère un nombre de photons de l'ordre de  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , le facteur  $\varepsilon S$  ( $1 \times 10^{-3}$ ) est très petit devant 1 ce qui signifie que l'impact du spectral hole burning est assez faible. Cet effet n'est donc pas responsable de la saturation de la puissance.

#### c) Longitudinal Spatial hole burning

Nous allons maintenant nous intéresser à la densité de porteurs et de photons le long de l'axe de propagation des ondes électromagnétiques. Il est compréhensible que ces densités ne soient pas toujours constantes : par exemple si l'on prend le cas d'un laser avec des coefficients de réflexions différents aux 2 facettes. Si l'on excepte ces problèmes aux facettes du composant, le gain est relativement plat dans les lasers à semi-conducteurs grâce à la diffusion des électrons. Du fait des équations couplées électrons-photons (Éq. 1.21), une variation de la densité de porteurs entraîne une variation de la densité de photons et inversement. De ce fait, localement et pour des courants élevés, la densité de porteurs injectés peut être insuffisante pour compenser la consommation des

porteurs par le processus de recombinaison radiative. Ce phénomène de non uniformité des densités de porteurs porte le nom de longitudinal spatial hole burning. Afin de maximiser la puissance optique de sortie, on procède généralement à un traitement haute réflectivité (HR) et faible réflectivité (LR) des facettes des lasers de puissance. Dans ce cas, la densité de photons côté HR est plus importante que du côté LR. Pour la densité de porteurs c'est l'inverse : elle est plus faible du côté HR que LR. Le déséquilibre des réflectivités casse la symétrie de densité des porteurs et des photons (38).

On peut exprimer le gain non linéaire qui tient compte du longitudinal spatial hole burning sur la facette avant de la cavité (LR). Le point de départ est une dépendance linéaire du gain en fonction de la densité de porteurs  $N$  (Éq. 1.26).

$$g_L(N) = \frac{dg}{dN}(N(z) - N_{tr}) \quad \text{Éq. 1.26.}$$

En utilisant l'équation de la densité de porteurs (Éq. 1.21) en régime stationnaire ( $\frac{dN}{dt} = 0$ , Éq. 1.27) et en considérant que le temps de recombinaison ne dépend pas de  $z$ , on obtient l'Éq. 1.28 qui donne la densité de porteurs le long de l'axe  $z$  (axe de propagation).

$$\frac{J}{qd} - \frac{N(z)}{\tau_{rec}} - v_g \Gamma \frac{dg}{dN}(N(z) - N_{tr})S(z) = 0 \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\tau_{rec}} = A + BN + CN^2 \quad \text{Éq. 1.27.}$$

$$N(z) = \frac{\frac{J}{qd} + \Gamma \frac{dg}{dN} v_g N_{tr} S(z)}{\frac{1}{\tau_{rec}} + \Gamma \frac{dg}{dN} v_g S(z)} \quad \text{Éq. 1.28.}$$

En remplaçant, le résultat de l'Éq. 1.28 dans Éq. 1.26, on obtient le gain dans la cavité (Éq. 1.29). On voit que l'on peut mettre le gain sous la même forme que pour le spectral hole burning en définissant un coefficient de saturation du gain par longitudinal spatial hole burning  $\epsilon_{LSHB}$ .

$$g_{NL}(z) = \frac{\frac{dg}{dN} \left( \frac{J\tau_{rec}}{qd} - N_{tr} \right)}{1 + \Gamma \frac{dg}{dN} v_g \tau_{rec} S(z)} = \frac{\frac{dg}{dN} \left( \frac{J\tau_{rec}}{qd} - N_{tr} \right)}{1 + \epsilon_{LSHB} S(z)} \quad \text{avec} \quad \epsilon_{LSHB} = \Gamma \frac{dg}{dN} v_g \tau_{rec} \quad \text{Éq. 1.29.}$$

Pour comparer les deux effets de hole burning (spectral et spatial) il suffit donc de comparer les deux coefficients de saturation du gain. On a vu dans les paragraphes précédents que  $\epsilon_{\text{spectral}} \approx 10^{-17} \text{ cm}^3$ . En prenant, un confinement de 3 %, un gain différentiel de  $1 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ , un indice de groupe de 3.5 (soit une vitesse de groupe de  $8.6 \times 10^9 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et un temps de recombinaison d'une microseconde on obtient  $\epsilon_{LSHB} \approx 10^{-16} \text{ cm}^3$ , soit un ordre de grandeur de plus que le spectral hole burning.

**Dans les lasers de puissance, les phénomènes de saturation du gain perturbent le bon fonctionnement du laser. C'est principalement le longitudinal spatial hole burning qui est à l'origine de la saturation du gain même si le spectral hole burning existe aussi. Les phénomènes de saturation thermique à travers l'effet thermoïonique seront développés au chapitre 3.**

### 1.2.3. Choix de la zone active

Dans une structure laser, la zone active est l'élément qui va amener le gain nécessaire à faire laser la structure. Elle va aussi déterminer en partie ou être à l'origine de beaucoup de caractéristiques du composant comme le rendement quantique interne, le gain différentiel ou la fréquence de relaxation par exemple.

Nous avons utilisé deux types de zones actives : la première à base de puits quantiques et la deuxième à base de bâtonnets quantiques. Les deux avaient déjà été développées et optimisées au laboratoire III-V lab. Dans la suite, je détaillerai le comportement physique et les différences de ces deux types de zone de gain en mettant en avant les intérêts et les spécificités de chacune suivant les objectifs de conception et les types d'applications envisagés.

#### 1.2.3.1. Puits quantiques

Je vais d'abord m'attacher à montrer l'intérêt des puits quantiques par rapport aux structures massives. Je parlerai ensuite des puits sous contraintes de compression et de tension en expliquant les phénomènes physiques principaux et leurs implications.

##### a) Intérêts des puits quantiques

Le premier type de zone active utilisé est celle à puits quantiques. Elle se compose d'une fine couche (quelques nanomètres) de quaternaire InGaAsP ayant un gap proche de 1.55  $\mu\text{m}$ , entourée de barrières elles aussi réalisées en InGaAsP mais avec un gap plus faible (1.17  $\mu\text{m}$ ). Le nombre total de puits est ajusté en fonction des performances souhaitées. La Fig. 1.15 représente le diagramme de bande d'un laser sur InP. La zone active est composée de 6 puits quantiques séparés par une barrière. On peut aussi voir la couche de réseau servant à réaliser le réseau de Bragg dans la structure.

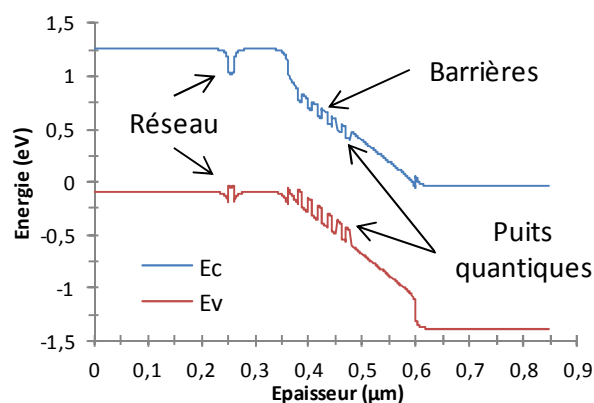
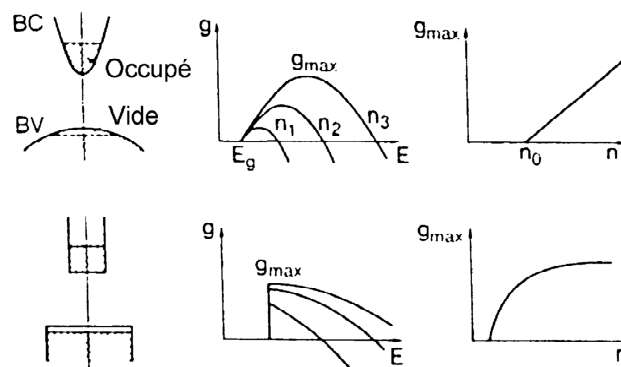


Fig. 1.15. Diagramme de bande d'un laser à puits quantiques sur InP.

D'un point de vue physique, les puits quantiques permettent de quantifier les niveaux d'énergies. La densité d'état est en marche d'escalier pour une structure bidimensionnelle (puits quantiques) alors qu'elle est proportionnelle à  $\sqrt{E}$  pour une structure tridimensionnelle (matériau massif), (Fig.

1.21). La bande de valence se trouve aussi modifiée car le potentiel du puits quantiques entraîne une levée de dégénérescence au centre de la zone de Brillouin (point  $\Gamma$ ) des bandes de trous lourds et de trous légers à cause de leur différence de masse. Nous allons voir que d'un point de vue de la conception, le fait d'utiliser des puits quantiques par rapport à du matériau massif permet de considérablement diminuer le courant de seuil.

La Fig. 1.16 détaille le gain et le gain maximum obtenus dans les structures à zone active massive (figures du haut) et à zone active à base de puits quantiques (figure du bas). Pour un matériau massif, une fois le gap du matériau dépassé le gain en fonction de l'énergie croit lentement, de la même manière que la densité d'état. Le gain diminue ensuite aux alentours du niveau de Fermi puis s'annule quand il n'y a plus de porteurs. Pour la structure à puits quantiques, dès que le gap est franchi, la densité d'état est directement maximale ce qui fait que le gain est directement très important. On remarque aussi que le gain maximum est atteint pour une densité de porteurs plus faible, ce qui signifie que le seuil laser et donc le courant de seuil est plus faible.



**Fig. 1.16. Evolution du gain dans une structure massive (en haut) et dans une structure à puits quantiques (en bas) (d'après (39)).**

Deux autres mécanismes sont en faveur de la réduction du courant de seuil dans les lasers à puits quantiques par rapport aux matériaux massifs : la réduction de l'épaisseur de la zone active (40 p. 544) et la diminution de l'absorption dans la zone active (40 p. 551).

#### b) Puits quantiques contraints

Nous venons de voir l'intérêt de travailler avec des puits quantiques par rapport à du matériau massif en particulier pour réduire le courant de seuil. Un autre paramètre très important concerne la contrainte appliquée au matériau. Dans le cas général en épitaxie, on fait croître des matériaux qui sont à l'accord de maille car les matériaux massifs désadaptés en maille présentent des défauts (dislocations, fissures etc...) qui donneront de mauvaises propriétés optiques et électriques au matériau (mauvaise qualité de matériau). Dans le cas de couches fines de l'ordre de la dizaine de nanomètre, il est cependant possible de mettre des contraintes dans le matériau tout en gardant de bonnes propriétés. Les deux types de contraintes sont la compression et la tension et sont explicités sur la Fig. 1.17. La compression consiste à faire croître un matériau avec une maille plus large que la maille du matériau sur lequel se fait la croissance. C'est l'inverse pour la contrainte en tension.

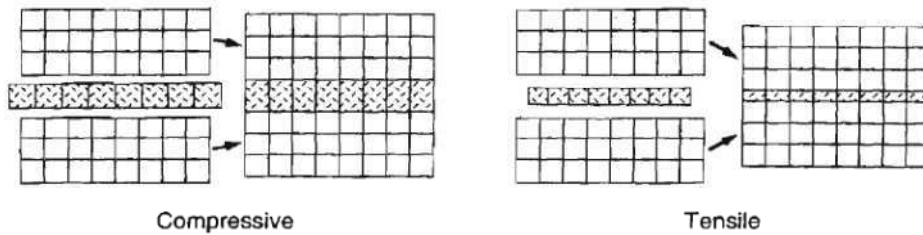


Fig. 1.17. Matériaux en compression et matériaux en tension (d'après (35 p. 13)).

Les contraintes vont modifier en profondeur les caractéristiques des matériaux. Pour nous, les modifications les plus importantes concernent la structure de bande et la masse effective des porteurs (Fig. 1.18). Pour le matériau massif sans contrainte, les bandes de valence des trous lourds (HH pour Heavy Holes) et des trous légers (LH pour Light Holes) ne sont pas dégénérées, seule la bande de trous de Split-off (SO) est décalée vers les plus hautes énergies. De manière générale, les contraintes vont modifier le gap du matériau et surtout vont lever la dégénérescence des trous lourds et des trous légers. En cas de compression, la bande HH passe très nettement au dessus de la bande LH et le gap du matériau est augmenté. Si la contrainte est en tension, la bande de LH passe au dessus de la bande de HH. La polarisation de la lumière émise n'est pas la même suivant que le gap se situe entre la bande de conduction (C) et la bande des trous lourds (HH) ou entre la bande de conduction (C) et la bande des trous légers (LH). Pour un gap C-LH (matériau en tension), l'émission sera majoritairement transverse magnétique (TM) alors qu'elle sera majoritairement transverse électrique (TE) pour un gap C-HH (matériau en compression) (41), (35 p. 122).

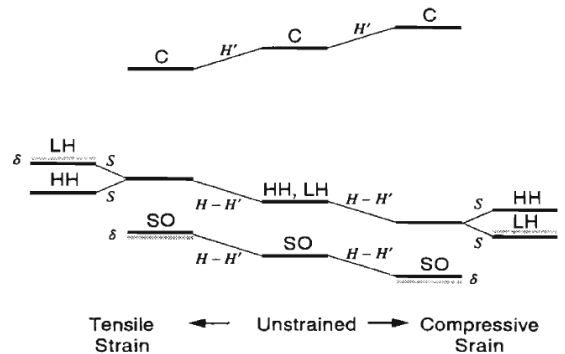


Fig. 1.18. Evolution de la structure de bandes en fonction de la contrainte (d'après (35 p. 532)).

L'exemple de l'InGaAs sur InP est traité dans la Fig. 1.19(a) qui représente l'évolution de la bande de conduction et de la bande de valence pour le matériau sans contrainte (au centre), en compression (à droite) et en tension (à gauche). Sur la Fig. 1.19(b) est représentée la position des bandes de HH et de LH en fonction de l'épaisseur de la couche pour de l'InGaAs en tension (0.9 %). Le passage de la bande des trous légers au dessus de celle des trous lourds ne se produit qu'à partir d'une épaisseur de couche de 3 nm environ. J'ai pris cet exemple pour montrer que même si globalement pour une contrainte en tension, la bande LH passe au dessus de la bande HH, en pratique il faut tenir compte de plusieurs autres paramètres (valeur de la contrainte, épaisseur du puits, type de matériau etc...).

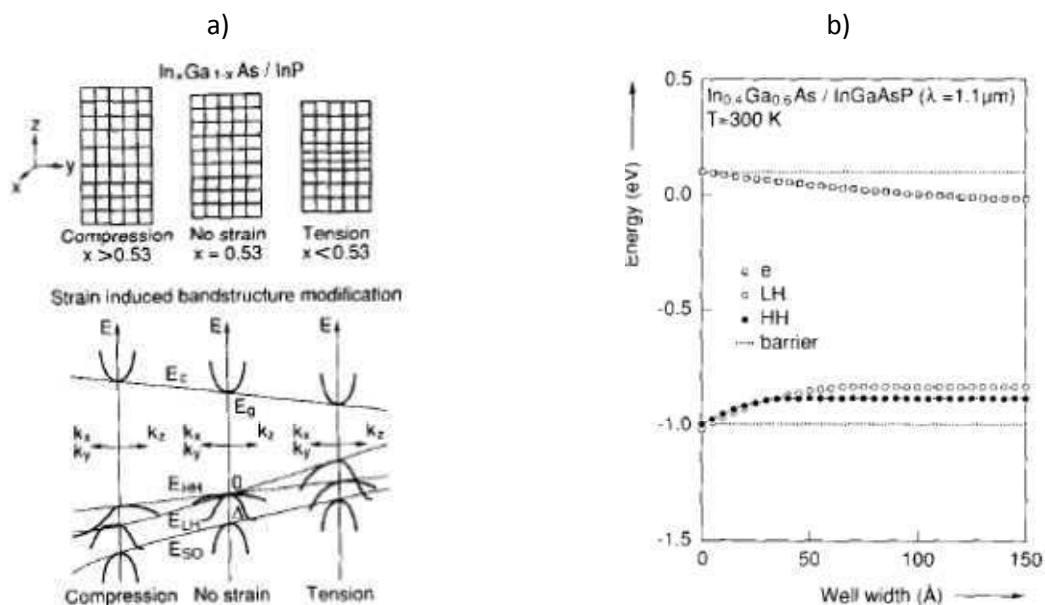


Fig. 1.19. Evolution de la structure de bandes de l'InGaAs en compression et en tension (d'après (42)).

La contrainte va aussi fortement modifier la masse effective des bandes de valence et de conduction. Tiemeijer et al. dans (43) ont déterminé la modification de la masse effective des trous lourds et des trous légers en cas de compression et de tension dans des puits en InGaAs/InP. A cause de la contrainte en compression, la masse effective des trous lourds passe de  $0.12m_0$  à  $0.07m_0$  avec  $m_0 = 9.1 \times 10^{-31}$  kg la masse de l'électron. En tension, la masse effective des trous légers passe de  $0.055m_0$  à  $0.1m_0$ . L'appellation trous lourds et trous légers perd donc un peu de son sens si le matériau est contraint. La masse effective de conduction varie elle assez peu ( $0.038m_0$  en tension et  $0.04m_0$  en compression).

Connaître les masses effectives des bandes est important, car elles entrent en compte par exemple dans la formule exprimant le gain maximum du puits (40 p. 555):

$$g_{\max} = \alpha_{2d} \left( 1 - e^{-\frac{n_s}{n_c}} - e^{-\frac{n_s}{R_{cv} n_c}} \right) \text{ avec } R_{cv} = \frac{m_v}{m_c} \quad \text{Éq. 1.30.}$$

avec  $\alpha_{2d}$  l'absorption du puits quantique à population nulle,  $n_s$  la densité de porteurs par unité de surface,  $n_c$  la densité critique bidimensionnelle et  $R_{cv}$  le rapport des masses effectives des porteurs de la bande de valence et de la bande de conduction. Pour maximiser le gain, il est donc intéressant d'avoir des masses effectives de bande de valence et de bande de conduction proches. Si on reprend les valeurs de masse effective de (43), le coefficient  $R_{cv}$  est de 3 sans contrainte, 1.75 en compression et 2.6 en tension. Ce qui signifie que le gain sera maximal dans les puits en compression. Ce n'est donc pas parce que la bande LH passe au-dessus de la bande HH que les masses effectives de la bande de conduction et de valence sont plus proches.

Les contraintes en compression et en tension provoquent des effets contraires sur le diagramme de bandes de valence. Les deux configurations sont cependant chacune plus performantes que le matériau sans contrainte. Krijn et al. dans (44) ont comparé théoriquement et expérimentalement le courant de seuil de lasers à puits quantiques InGaAs/InGaAsP en tension et en compression (Fig. 1.20). Les courbes en trait plein et avec des tirets représentent respectivement une émission TE et TM. Le passage de TE à TM a lieu pour une tension de l'ordre de 0.3 % dans les puits. Les carrés et les

ronds sont des valeurs de mesure. Le chiffre à droite des courbes est la valeur des pertes totales dans la structure. A partir d'une petite contrainte en compression (0.3 %), la densité de courant de seuil est minimale et reste globalement constante si les pertes totales ne sont pas trop élevées ( $< 20$   $30 \text{ cm}^{-1}$ ). En tension, il existe un minimum local de densité de courant de seuil pour une valeur de tension de 0.7 % environ. Théoriquement, on peut donc obtenir approximativement les mêmes valeurs de courant de seuil pour des puits en tension et des puits en compression. Les mesures effectuées montrent néanmoins que les structures en tension sont moins performantes et qu'il est nécessaire de mettre des tensions fortes ( $> 1$  %) pour être au minimum local de courant de seuil. Ces valeurs de tension élevées (risque de dislocation) et la petite plage de tension dans laquelle les performances sont améliorées rendent l'utilisation des puits en tension plus marginale et risquée.

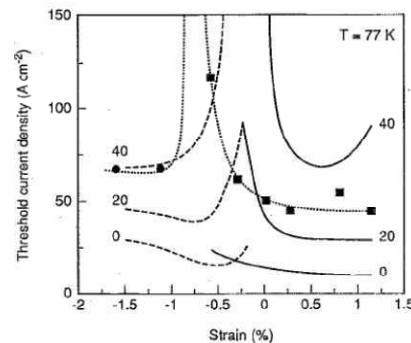


Fig. 1.20. Courant de seuil en fonction de la contrainte sur les puits quantiques (d'après (44)).

Tout d'abord nous avons vu que la quantification des états d'énergies dans les puits quantiques permet d'améliorer les performances des lasers par rapport aux zones actives massives.

Nous avons ensuite considéré l'impact des contraintes en compression et en tension sur les performances du laser. Par rapport à des puits à l'accord de maille, les deux types de contraintes permettent de réduire le courant de seuil, d'augmenter le gain du matériau et le rendement du laser. Le meilleur comportement des puits sous contraintes vient de la forte levée de dégénérescence des bandes HH et LH et de modifications des masses effectives des bandes de conduction et de valence.

En pratique, la plage de contraintes pour laquelle les performances des lasers sont améliorées est plus large et plus facilement accessible pour une contrainte en compression. Les risques d'un mauvais calage de la contrainte et surtout de problème de relaxation des contraintes (dislocations, défauts dans le matériau) sont donc beaucoup plus forts pour des puits en tension. Sauf dans des cas très spécifiques (émission TM, insensibilité à la polarisation), on préfère donc utiliser des puits en compression.

### 1.2.3.2. Boîtes et bâtonnets quantiques

#### a) Propriétés des structures à 1 et 0 dimension

Une boîte quantique va confiner le potentiel dans les trois dimensions de l'espace, ce qui fait que la densité d'états devient discrète. La Fig. 1.21 montre la densité d'état pour des structures à 1D (fils ou bâtonnets quantiques) et 0D (boîtes quantiques) par rapport au structure 3D (matériau massif) et 2D (puits quantiques).

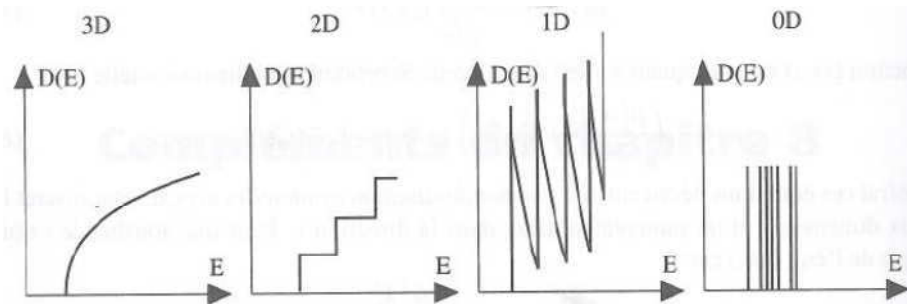


Fig. 1.21. Densité d'états en fonction du degré de liberté (d'après (40))

En pratique, on ne retrouve pas une densité d'état discrète à cause de la dispersion de tailles, d'épaisseurs et de composition des boîtes quantiques. Ce sont néanmoins ces aspects théoriques novateurs qui ont incité de nombreux chercheurs à fabriquer et utiliser des structures à base de boîtes quantiques. Yariv (45) et Arakawa et al. (46) ont respectivement démontré théoriquement l'avantage des boîtes quantiques pour réduire le courant de seuil, le facteur d'élargissement de raie et augmenter la fréquence de relaxation.

Ce qui fait réellement la force et l'intérêt des structures à base de boîtes quantiques est le ratio élevé entre le gain optique et le confinement. Par rapport aux structures à puits quantiques, on peut obtenir le même gain avec un confinement optique beaucoup plus faible. De nombreux travaux ont été publiés sur les performances des lasers à boîtes quantiques notamment pour les lasers InAs/GaAs à 1.3  $\mu\text{m}$  (47) et (48). Il y a beaucoup moins de publications à 1.5  $\mu\text{m}$ , car dans cette gamme de longueurs d'onde, il faut utiliser des structures en InAs/InP qui sont beaucoup plus difficiles à épitaxier que celles en InAs/GaAs.

**La très faible épaisseur des couches de boîtes quantiques permet de diminuer considérablement le recouvrement du mode optique avec la zone active tout en conservant un gain suffisamment fort. Le faible recouvrement avec la zone active est aussi favorable à l'obtention de structures avec des faibles pertes internes (49).**

#### b) Description de la zone active à base de bâtonnets quantiques

Je vais ici décrire une des zones actives à base de bâtonnets quantiques développés au III-Vlab que j'ai utilisée durant ma thèse. Cette zone active est composée de plans de bâtonnets quantiques en arséniure d'indium (InAs) pris en sandwich par des barrières épaisses en InGaAsP (Q1.17). Ce type de structure est connu sous le nom de DBAR (Fig. 1.22(a)). Par rapport à de véritables boîtes quantiques, les bâtonnets ont une forme allongée mais des performances de gain ou de tenue en température relativement proches. Les bâtonnets quantiques ont une largeur de 15 à 20 nm, une longueur de 40 à 300 nm et une hauteur de quelques nanomètres (Fig. 1.22(b)).



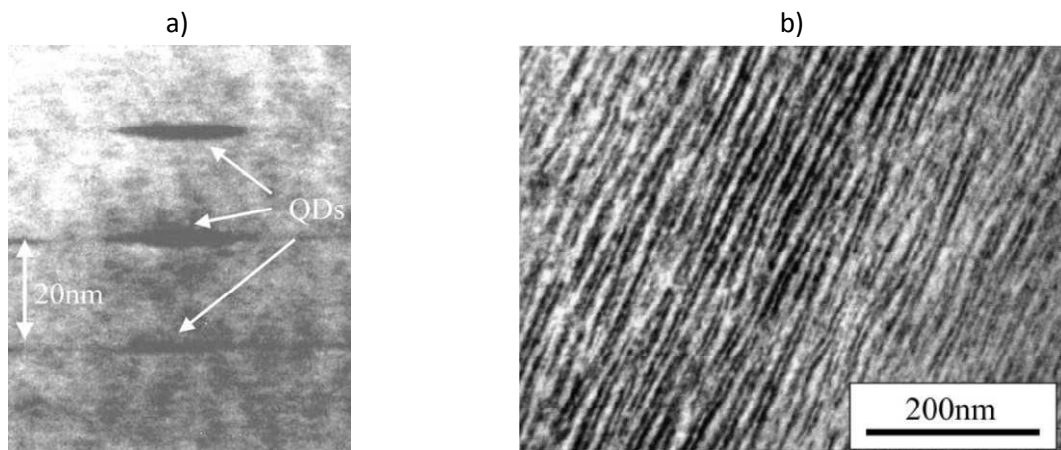


Fig. 1.22. Photographies MEB d'une structure DBAR (a) et d'un plan de bâtonnets quantiques (b) (d'après (49), photographies réalisées au LPN par G. Patriarche).

De très bons résultats de lasers à verrouillage de mode ont déjà été démontrés sur ce type de structure laser (49). Par rapport à l'autre type de zone active à bâtonnets quantiques appelée DWELL (dash-in-a-well), la zone active DBAR présente un indice optique moyen plus faible.

**L'analyse théorique des boîtes (bâtonnets) quantiques a démontré que la densité d'états devient discrète ce qui doit permettre de réduire le courant de seuil, d'augmenter le gain et les propriétés dynamiques des lasers. Ce qui rend particulièrement intéressantes ces structures est le fort gain obtenu par rapport au confinement sur la zone active.**

#### 1.2.4. Caractéristiques électro-optiques d'un laser à semi-conducteur

Nous allons maintenant regarder les caractéristiques électro-optiques d'un laser semi-conducteur en se focalisant plus particulièrement sur l'impact du gain différentiel sur les performances de bande passante, de RIN et de largeur de raie optique.

##### 1.2.4.1. Un paramètre clé pour les performances du laser: le gain différentiel

Dans la suite, nous allons voir l'importance du gain différentiel  $dg/dN$  pour les performances dynamiques du laser et en particulier l'augmentation de la fréquence de relaxation et la diminution du RIN et de la largeur de raie. Le gain différentiel décrit le taux de croissance du gain en fonction de la variation d'injection de porteurs.

##### a) Bande passante de modulation

La fonction de transfert  $H_L(\omega)$  d'un laser est le produit de deux fonctions de transfert  $H_1(\omega)$  et  $H_2(\omega)$  (Éq. 1.31). De manière générale,  $H_1$  est un filtre RLC passe-bas mais dans notre cas (pas de très hautes fréquences) on peut se limiter à un filtre RC passe-bas du premier ordre (Éq. 1.32) qui caractérise les éléments parasites du circuit (50 pp. 93-97) tandis que  $H_2$  est un filtre RLC passe-bas de deuxième ordre (Éq. 1.33) qui décrit le fonctionnement intrinsèque du laser (50 pp. 83-88).

$$H_L(\omega) = H_1(\omega)H_2(\omega) \quad \text{Éq. 1.31.}$$

$$H_1(\omega) = \frac{1}{1 + j\omega RC} \quad \text{Éq. 1.32.}$$

$$H_2(\omega) = \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_a} \quad \text{Éq. 1.33.}$$

avec  $\omega_r$  la pulsation de relaxation et  $\gamma_a$  le facteur d'amortissement. La pulsation de relaxation et le facteur d'amortissement sont exprimés en fonction du gain différentiel respectivement dans les Éq. 1.34 et Éq. 1.35 (35 p. 202), (51):

$$\omega_r^2 = \frac{v_g S dg/dN}{\tau_p} \quad \text{Éq. 1.34.}$$

$$\gamma_a = \gamma_0 + Kf_r^2 \text{ avec } K = 4\pi^2 \tau_p \left( 1 - \frac{\Gamma \partial g / \partial S}{\partial g / \partial N} \right) = 4\pi^2 \left( \tau_p + \frac{\epsilon}{v_g \partial g / \partial N} \right) \quad \text{Éq. 1.35.}$$

avec  $\gamma_0$  un paramètre d'offset,  $f_r = \omega_r/2\pi$  la fréquence de relaxation,  $S$  la densité de photons et  $\tau_p$  la durée de vie des photons. Pour les deux équations, l'augmentation du gain différentiel induit une augmentation de la fréquence de relaxation et de l'amortissement au travers du facteur  $K$ . Des mesures du facteur  $K$  en fonction du gain différentiel ont été faites par Tatham dans (51). Elles confirment la diminution du facteur  $K$  avec l'augmentation du gain différentiel.

La pulsation de relaxation dépend aussi linéairement de la densité de photons  $S$  (Éq. 1.34). En utilisant les relations classiques pour la densité de photons (35 p. 188) et la puissance optique (35 p. 190), on peut exprimer la fréquence de relaxation en fonction du courant injecté dans le laser (Éq. 1.36):

$$\omega_r^2 = \frac{v_g dg/dN}{qV} \eta_i (I - I_{th}) \quad \text{Éq. 1.36.}$$

Sur la Fig. 1.23, on peut voir les contributions de  $H_1$  et  $H_2$ . La chute linéaire en dB de la réponse à faible fréquence ( $f < 5$  GHz) est due aux éléments parasites du circuit ( $H_1$ ). La résonance est par contre due aux propriétés intrinsèques du laser ( $H_2$ ).

Si l'on souhaite augmenter considérablement la bande passante à -3 dB, il faut repousser à plus haute fréquence la coupure parasite RC. Pour cela, il faut soigner la conception de la structure et en particulier diminuer la capacité des électrodes de contact.

L'amortissement étant fonction de la fréquence de relaxation au carré, plus la fréquence de relaxation va augmenter, plus l'amortissement sera fort. Ce phénomène est visible sur la mesure de la réponse du laser en fonction du courant de la Fig. 1.23. Pour de faibles courants laser (faible puissance de sortie et donc faible densité de photons), la fréquence de résonance et l'amortissement sont faibles. Plus on injecte du courant, plus la puissance et la densité de photons seront fortes et donc la fréquence de relaxation et l'amortissement élevés.

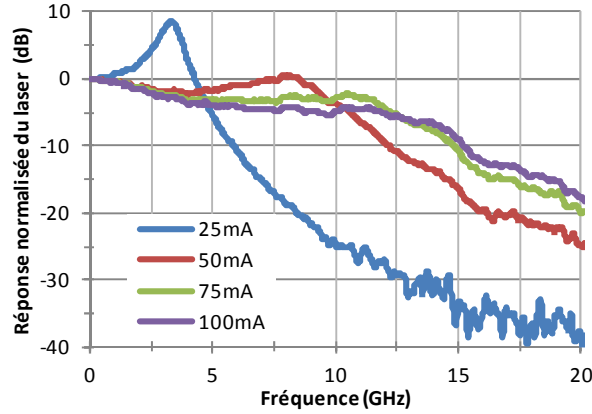


Fig. 1.23. Mesure de bande passante d'un laser pour différents courants.

Jusqu'à présent, nous avons parlé de la fréquence de relaxation du laser or le paramètre le plus intéressant d'un point de vue de la modulation est plutôt la fréquence de coupure à -3 dB. Tant que l'amortissement est faible, la fréquence de coupure est proportionnelle à la fréquence de relaxation (35 p. 202). Pour des amortissements forts, la relation linéaire n'est plus valable mais quoi qu'il en soit, augmenter la fréquence de relaxation permet d'améliorer la fréquence de coupure et donc la bande passante du composant.

**La fréquence de relaxation et l'amortissement étant liés au gain différentiel, pour améliorer les performances de modulation, il est intéressant de maximiser le gain différentiel de la structure.**

#### b) Réduction du RIN

Une méthode classique pour déterminer le niveau de RIN consiste à utiliser les sources de bruit de Langevin pour les densité de porteurs et de photons (35 p. 227), (40 p. 601). L'Éq. 1.37 décrit le niveau de RIN du laser obtenu par cette méthode (35 p. 230), avec  $2h\nu/P_{opt}$  qui représente la limite quantique:

$$\frac{RIN}{\Delta f} = \frac{2h\nu}{P_{opt}} \left( \frac{a_1 + a_2 \omega^2}{\omega_r^4} |H_2(\omega)|^2 + 1 \right) \quad \text{Éq. 1.37.}$$

avec les paramètres  $a_1$  et  $a_2$  décrits ci-dessous :

$$a_1 = \frac{8\pi(\Delta\nu)_{ST} P_{opt}}{h\nu} \frac{1}{\tau_{\Delta n}^2} + \eta_0 \omega_r^4 \left( \frac{(I + I_{th})}{(I - I_{th})} - 1 \right) \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\tau_{\Delta n}} = \frac{d}{dN} \left( \frac{N}{\tau_{rec}} \right) \approx A + 2BN + 3CN^2$$

$$a_2 = \frac{8\pi(\Delta\nu)_{ST} P_{opt}}{h\nu} + 2\eta_0 \omega_r^2 \frac{\Gamma \partial g / \partial S}{\partial g / \partial N}$$

$$(\Delta\nu)_{ST} = \frac{v_g^2 h \nu g n_{sp} \alpha_m}{8\pi P_{opt}} \quad \text{avec} \quad n_{sp} = \eta_i \eta_r \frac{I}{qV}$$

avec  $\tau_{\Delta n}$  la durée de vie différentielle des porteurs,  $(\Delta\nu)_{ST}$  la largeur de raie de Schawlow-Townes et  $n_{sp}$  le facteur d'émission spontanée.

La largeur de raie de Schawlow-Townes est un paramètre important qui caractérise les fluctuations de phase dans le laser. Ces fluctuations proviennent de deux phénomènes : l'émission spontanée et les fluctuations de la densité de porteurs. La largeur de raie de Schawlow-Townes telle

qu'elle est donnée dans l'Éq. 1.37 est inversement proportionnelle à la puissance optique et ne prend en compte que l'émission spontanée. Elle n'est donc pleinement valable qu'avant le seuil laser. Nous verrons dans la partie c) que pour décrire correctement la largeur de raie d'un laser à semi-conducteur au-dessus du seuil, il faut multiplier la largeur de raie de Schawlow-Townes par  $(1+\alpha^2)$  avec  $\alpha$  le facteur de Henry.

La Fig. 1.24 est une représentation typique du RIN d'un laser de 1 mm. Le comportement du RIN en fonction de la fréquence peut être décrit par 5 domaines de fréquences que nous allons détailler dans la suite :

- très basse fréquence :  $f < \text{centaine de MHz}$
- basse fréquence :  $\text{centaine de MHz} < f < f_r$
- fréquence de relaxation électron-photon :  $f_r$
- haute fréquence :  $f_r < f < f_{\text{photon-photon}}$
- fréquence de battement photon-photon :  $f_{\text{photon-photon}}$

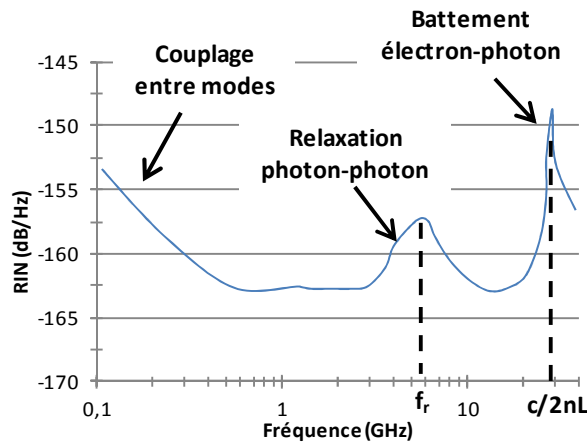


Fig. 1.24. Evolution du RIN en fonction de la fréquence.

• **Très basse fréquence**

A très basse fréquence, le niveau de RIN remonte fortement à cause du couplage entre les modes longitudinaux de la cavité (52). Pour un laser multimode longitudinalement, la remontée du RIN est importante à cause du battement entre les modes. Dans le cas d'un laser monomode, la remontée du RIN dépend du taux de réjection des modes secondaires (SMSR). Su et al. dans (52), ont calculé le RIN à très basse fréquence (proche de 0 Hz) pour des SMSR de 20, 28 et 40 dB. Pour 20 dB de SMSR, la remontée du RIN est très forte ( $\approx 14$  dB), elle est beaucoup plus faible pour 28 dB de SMSR, pratiquement inexistante pour 40 dB de SMSR. Pour un laser DFB, l'analyse visuelle du SMSR à l'analyseur de spectre optique permet d'avoir rapidement une idée du RIN à très basse fréquence.

• **Basse fréquence**

En appliquant  $\omega = 0$ , on peut déduire de l'Éq. 1.37, le niveau de RIN à faible fréquence (Éq. 1.38) :

$$\frac{RIN}{\Delta f} = \frac{16\pi(\Delta\nu)_{ST}}{\omega_r^4 \tau_{\Delta n}^2} + \frac{2h\nu}{P_{opt}} \left( \frac{\eta_0(I + I_{th})}{(I - I_{th})} + (1 - \eta_0) \right) \tag{Éq. 1.38}$$

Le premier terme est proportionnel à  $1/P_{opt}^3$  car la largeur de raie  $(\Delta\nu)_{ST}$  est proportionnelle à l'inverse de  $P_{opt}$  et la pulsation de relaxation  $\omega_r$  à  $P_{opt}^{1/2}$  (Éq. 1.36). Dès que la puissance optique est importante, ce terme devient négligeable devant le deuxième terme de la formule qui est lui proportionnel à  $1/P_{opt}$ . Pour une forte puissance optique, le RIN à faible fréquence est constant et égal à  $2h\nu/P_{opt}$ .

Fukushima et al. (53) ont examiné le niveau de RIN à faible fréquence, et ont montré que le RIN à basse fréquence est dominé par le facteur K. Pour de fortes puissances optiques, en diminuant le facteur K, on abaisse donc le niveau de RIN.

- **Fréquence de relaxation électron-photon**

On peut démontrer que le niveau de RIN passe par un maximum, situé approximativement à la fréquence de relaxation électron-photon  $f_r = \omega_r/2\pi$ . Ce niveau de RIN maximum est donné par l'Éq. 1.39 :

$$\frac{RIN}{\Delta f} = \frac{16\pi(\Delta\nu)_{ST}}{\gamma_a^2} \quad \text{Éq. 1.39.}$$

Pour de fortes puissances optiques, le facteur d'amortissement  $\gamma_a \approx Kf_r^2$ , ce qui signifie que le facteur d'amortissement est proportionnel à la puissance optique  $P_{opt}$ . La largeur de raie  $(\Delta\nu)_{ST}$  est elle, proportionnelle à l'inverse de  $P_{opt}$ . A la fréquence de relaxation, le niveau maximum de RIN est donc proportionnel à  $1/P_{opt}^3$ . Une augmentation de la puissance optique se traduit donc par une forte diminution du niveau de RIN à la fréquence de relaxation. Chaque fois que l'on double la puissance optique, le niveau maximum du RIN diminue de 9 dB.

- **Haute fréquence**

A haute fréquence, le niveau de RIN diminue jusqu'à la limite quantique.

- **Fréquence de battement photon-photon**

La fréquence de relaxation photon-photon correspond à la fréquence fondamentale de la cavité i.e. à l'inverse de la durée d'un aller-retour de l'onde dans la cavité optique (ISL) (Éq. 1.16). Pour des lasers semi-conducteurs courts ( $L < 500 \mu\text{m}$ ), la fréquence de relaxation photon-photon est située très haute en fréquence ( $f_{\text{photon-photon}} > 80 \text{ GHz}$ ). Dans le cas des lasers semi-conducteurs longs ou des lasers en cavité externe, la fréquence de relaxation photon-photon est plus basse en fréquence et peut se trouver dans la bande de fréquence d'intérêt. Comme on le voit Fig. 1.24 et dans (54), cette résonance est très piquée.

L'Éq. 1.40 permet d'approximer le niveau de RIN en utilisant 2 paramètres (A et B), la fréquence de relaxation et l'amortissement (51). C'est cette équation qui est utilisée de manière usuelle pour étudier le RIN dans la bande de fréquence 0.1 – 20 GHz :

$$RIN = \frac{A + B\omega^2}{(\omega^2 - \omega_r^2) + \omega^2\gamma_a^2} \quad \text{Éq. 1.40.}$$

Le maximum de RIN va donc s'aplatir pour de fortes puissances optiques, ou de forts courants de polarisation. Pour éviter d'avoir cette forte remontée du RIN dans la bande de fréquence d'intérêt

(dans notre cas 6 GHz), il faut arriver à repousser la fréquence de relaxation au-delà de 6 GHz. Pour les mêmes raisons que précédemment cela passe par une augmentation du gain différentiel.

**Le niveau de RIN atteint son maximum aux alentours de la fréquence de relaxation, le maximum étant proportionnel à  $1/P_{opt}^3$ . A haute et basse fréquence par rapport à la fréquence de relaxation, le niveau de RIN est plus faible.**

**Travailler à fortes puissances optiques permet de réduire le RIN à la fréquence de relaxation. La maximisation du gain différentiel et donc du paramètre K permet de repousser la fréquence de résonance au-delà de la bande de fréquence d'intérêt et de réduire le niveau de RIN à basse fréquence.**

### c) Réduction du facteur de largeur de raie

L'Éq. 1.41 issue de (55) relie le facteur de largeur de raie  $\alpha_H$  (ou facteur de Henry) au gain différentiel et l'Éq. 1.42 donne la largeur de raie ( $\Delta f$ ) en fonction de  $\alpha_H$ :

$$\alpha_H = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dg/dN} \quad \text{Éq. 1.41.}$$

$$\Delta f = (\Delta\nu)_{ST} (1 + \alpha_H^2) \quad \text{Éq. 1.42.}$$

Pour une puissance P fixée, la réduction de la largeur de raie passe donc par une réduction du paramètre  $\alpha_H$  et donc une augmentation du gain différentiel. La largeur de raie est aussi inversement proportionnelle à la puissance optique.

**Le paramètre important pour la largeur de raie optique est le facteur de largeur de raie  $\alpha_H$ . Pour réduire ce facteur et donc diminuer la largeur de raie, il faut améliorer le gain différentiel. De plus, comme dans le cas du RIN, il faut travailler à forte puissance optique pour diminuer la largeur de raie.**

#### 1.2.4.2. Structures à fort gain différentiel

Nous venons de voir dans la partie 1.2.4.1, l'importance de maximiser le gain différentiel dans les structures lasers pour améliorer la bande passante de modulation, le RIN et la largeur de raie. L'objectif de cette partie est de trouver comment augmenter le gain différentiel.

L'Éq. 1.43 donnée par (56) et (57) relie le gain différentiel aux masses effectives des bandes de valence et de conduction du laser :

$$\frac{dg}{dN} = \frac{2\pi^2}{\ln(2)} \frac{|\mu|^2 n_g}{\lambda \epsilon k_B T} \frac{\sqrt{m_c m_v}}{m_c + m_v} \frac{1}{W} \quad \text{Éq. 1.43.}$$

avec  $\mu$  le moment dipolaire et W la largeur effective du mode optique. Pour maximiser le gain différentiel, il faut avoir les masses effectives des bandes de valence et de conduction les plus proches possibles. Comme nous l'avons vu au 1.2.3.1, l'utilisation de puits contraints (en tension ou en compression) permet une optimisation du gain différentiel par rapport au matériau sans contrainte (58).

Une des variables d'ajustement les plus importantes pour la zone active est le nombre de puits quantiques. Seki et al. (59) et Tatham et al. (51) ont respectivement calculé et mesuré le gain différentiel en fonction du nombre de puits quantiques (Fig. 1.25(a) et (b)). Ils ont démontré que le gain différentiel augmentait avec le nombre de puits quantiques. On a donc intérêt à utiliser des structures lasers avec beaucoup de puits quantiques si l'on veut profiter des avantages procurés par un fort gain différentiel.

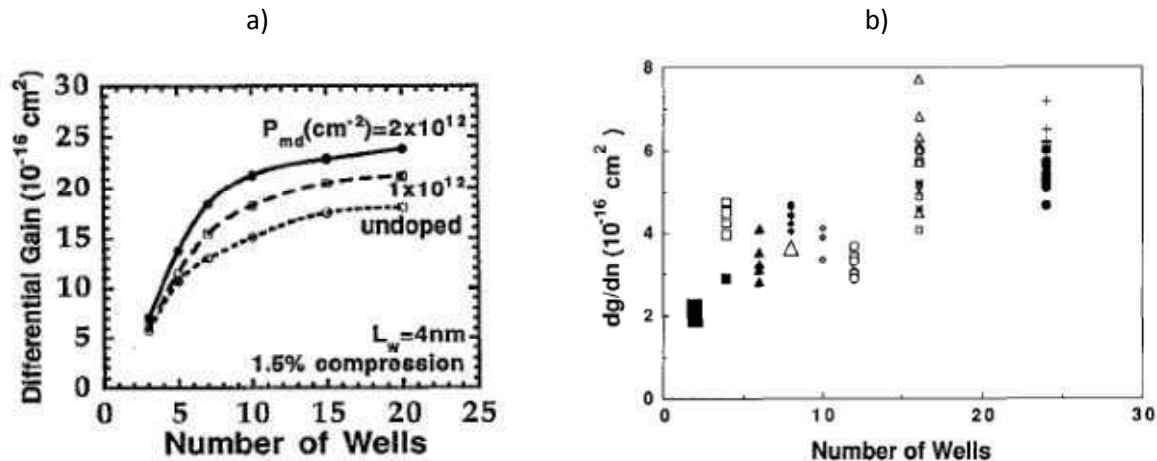


Fig. 1.25. Gain différentiel en fonction du nombre de puits quantiques (d'après (59) et (51)).

Le dopage des puits quantiques a aussi une influence sur le gain différentiel. Il a été montré dans (60) et (61) que le gain différentiel est maximisé par un dopage p et minimisé par un dopage n. Le dopage p des puits quantiques, qui permet d'accroître la fréquence de relaxation du laser (62), présente néanmoins un inconvénient majeur : l'augmentation substantielle des pertes internes, ce qui se traduit entre autre par une forte élévation du courant de seuil et une baisse du rendement.

L'augmentation du gain différentiel passe donc généralement par l'utilisation de zones actives à base d'un nombre élevé de puits contraints. Le dopage de la zone active améliore aussi les performances dynamiques mais au prix d'une forte dégradation du courant de seuil et du rendement.

### 1.2.5. Deux types de lasers : les lasers Fabry-Perot et les lasers à contre-réaction optique distribuée

Je vais maintenant décrire les schémas de principe des lasers Fabry-Perot (FP) et des lasers à contre-réaction optique que sont les lasers Distributed Bragg Reflector (DBR) et les lasers Distributed FeedBack (DFB). Une des différences entre ces deux types de laser concerne le spectre optique de sortie : il est multimode pour les lasers FP et monomode pour les lasers à contre-réaction.

#### 1.2.5.1. Lasers Fabry-Perot

Le laser FP est la plus simple des structures. Le gain est assuré par la zone active (matériau massif, puits quantiques ou boîtes quantiques) et est contrôlé par le niveau du courant injecté. Les miroirs de la cavité sont simplement formés par les deux facettes clivées semiconducteur/air. La

différence d'indice entre l'air et le semiconducteur fournit un miroir avec une réflectivité de l'ordre de 30 % (Fig. 1.26).

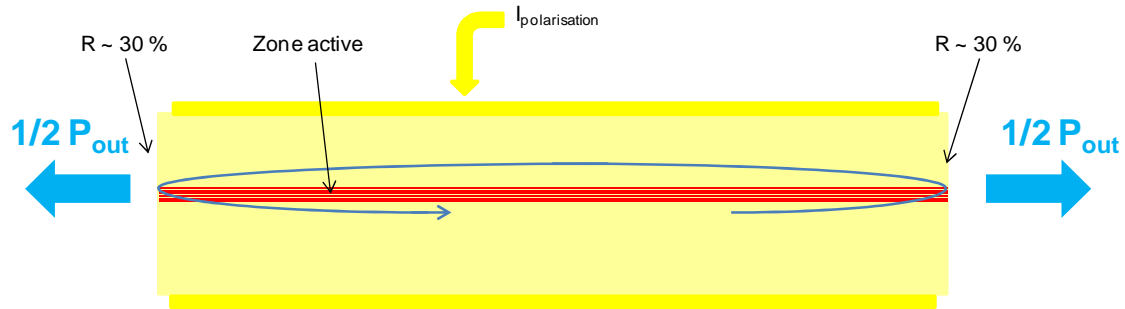


Fig. 1.26. Lasers Fabry-Perot brut de clivage.

En se servant de facettes simplement clivées, la cavité est complètement symétrique et la moitié de la puissance optique totale est évacuée sur chaque facette (Fig. 1.26). Vu que l'on ne peut récupérer la puissance que sur une seule facette, la moitié de la puissance totale de sortie est perdue ce qui est réhébitoratoire dans le cas de laser de puissance. Pour remédier à ce problème, on effectue un traitement des facettes pour modifier les coefficients de réflexion. Pour extraire toute la puissance d'un seul côté de la cavité optique on réalise un traitement antireflet (AR) sur une des facettes et un traitement haute réflectivité (HR) sur l'autre (Fig. 1.27). Des détails sur le type de traitement des facettes sont donnés au 2.1.4.

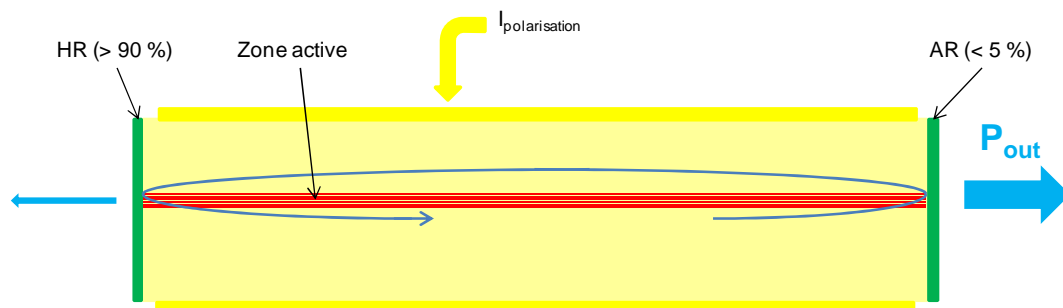


Fig. 1.27. Lasers Fabry-Perot avec traitement AR/HR.

Le fonctionnement du laser va être légèrement modifié par le traitement car les pertes miroirs vont être modifiées. Pour un laser de 1 mm de long, les pertes aux miroirs passent d'environ 12 à 15  $\text{cm}^{-1}$ , si les facettes sont traitées AR (5 %) / HR (95 %). Cette nouvelle valeur de pertes aux miroirs va engendrer des modifications sur le comportement du laser et notamment sur le courant de seuil. D'après l'Éq. 1.27, l'augmentation des pertes aux miroirs va engendrer une augmentation du courant de seuil.

Nous avons déjà vu au 1.2.2.2 que la condition sur la phase de l'onde électromagnétique permet de trouver les modes pouvant être amplifiés à l'ISL. Etant donnée la valeur de l'ISL ( $\approx 0.34 \text{ nm}$  pour une cavité de 1 mm), et la largeur de la courbe de gain ( $\approx 40$  à 50 nm), plus d'une centaine de modes vont osciller dans la cavité (Fig. 1.28). Le laser est donc multimode spectralement.



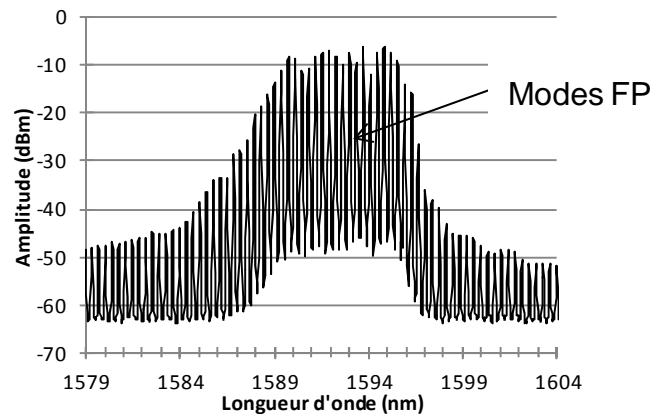


Fig. 1.28. Spectre optique d'un laser Fabry-Perot.

Les lasers de puissance à verrouillage de modes pour la génération de peignes de fréquences seront des lasers FP avec un traitement AR/HR des facettes pour extraire le maximum de puissance.

#### 1.2.5.2. Lasers à contre-réaction distribuée

Nous venons de voir qu'un laser FP à émission latérale produisait un rayonnement laser multimode en fréquence. Ceci n'est pas un problème pour certaines applications (éclairage de scène, lasers chirurgicaux) et est même parfois indispensable par exemple dans le cas des lasers à verrouillage de modes. Cependant, pour la transmission de signaux par fibre optique, il est préférable d'avoir un laser monomode spectralement pour améliorer le rapport signal sur bruit et permettre un multiplexage en longueur d'onde.

Deux grandes familles de composants ont donc été développées pour donner des lasers monomodes : les lasers à réflecteurs de Bragg distribués (DBR) et les lasers à contre-réaction distribuée (DFB). Dans les deux cas le principe est le même, il s'agit de filtrer l'onde électromagnétique pour favoriser un des modes par rapport aux autres, mais la manière de filtrer l'onde diffère pour les deux méthodes.

##### a) Lasers à réflecteurs de Bragg distribués (DBR)

Un laser DBR est un composant monolithique composé de 3 sections : une section de gain, une section de phase et une section de Bragg. Un schéma de principe est donné Fig. 1.29. La section active est le milieu amplificateur qui apporte le gain à la cavité grâce au courant  $I_{\text{actif}}$ . Généralement la facette du côté de la section de gain est traitée AR ( $\approx 3\%$ ) et sert de miroir pour la cavité FP.

La section de Bragg qui est complètement séparée de la section de gain active contient un réseau de Bragg (variation périodique de l'indice effectif) et agit comme un filtre en réflexion centré sur la longueur d'onde de Bragg ( $\lambda_{\text{Bragg}}$ ) :

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff}}\Lambda \quad \text{Éq. 1.44.}$$

avec  $\Lambda$  la période du réseau de Bragg. La facette du côté de la section DBR reçoit un traitement AR très efficace ( $< 0.01\%$ ) pour éliminer les modes FP entre les deux facettes de sortie. La cavité est donc formée par le réseau de Bragg et la facette du côté de la section active. L'injection d'un courant  $I_{\text{Bragg}}$  dans la section de Bragg permet d'augmenter la densité de porteurs et donc de diminuer l'indice

effectif et la longueur d'onde de Bragg (Éq. 1.44). L'accordabilité est typiquement de l'ordre de 15 à 20 nm (63). Le filtre de Bragg permet de sélectionner le mode FP ayant la plus forte réflectivité, sur lequel s'effectuera l'émission laser.

La section de phase permet l'accord fin de la longueur d'onde d'émission par injection de porteurs pour faire varier l'indice de réfraction d'une partie de la cavité FP et ainsi décaler les modes. On peut ainsi accorder la longueur d'onde dans la gamme couverte par le réseau de Bragg en maintenant un comportement monomode. On obtient donc un accord quasi-continu en longueur d'onde.

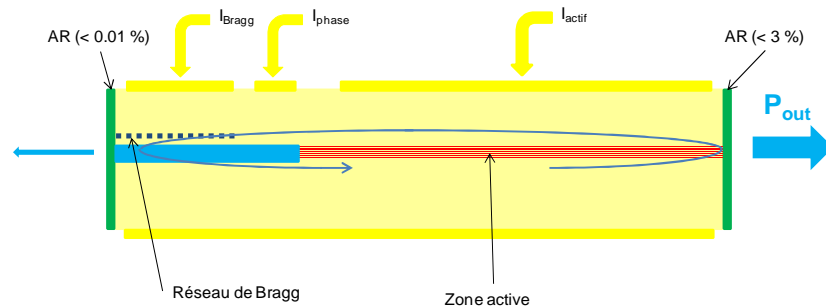


Fig. 1.29. Principe de fonctionnement d'un laser DBR.

Il a été démontré des lasers DBR avec de fortes puissances (100 mW dans (63)) mais ce composant n'est pas adapté à nos applications car son principal avantage, la grande accordabilité par injection de porteurs, n'est pas intéressant pour nous. En plus de cela, le fonctionnement avec 3 courants de polarisation est complexe à gérer, la réjection des modes secondaires n'est pas très bonne et ce sont des lasers générant beaucoup de bruit à cause des différentes sections d'accord.

#### b) Lasers à contre-réaction distribuée (DFB)

Dans le cas des lasers DFB, le réseau de Bragg est situé dans la section active, un seul courant régissant le fonctionnement du laser (Fig. 1.30). L'onde électromagnétique se réfléchit donc à l'intérieur de la cavité sur le miroir de Bragg. La longueur d'onde de Bragg est donnée par l'Éq. 1.44. Le miroir étant continu tout le long de la structure, si les réflectivités des facettes sont considérées comme nulles, le laser va osciller sur deux longueurs d'onde (64), (65), l'écart entre les deux modes définissant la stop-band. L'étude de la stop-band permet de connaître la force du réseau de Bragg. En pratique, à cause de la réflectivité des facettes, du déphasage aux facettes et de pertes différentes sur chaque mode, un seul des deux modes va laser mais il est difficile à priori de savoir lequel (66), (67). Pour éviter ce problème et maîtriser complètement la longueur d'onde d'oscillation, une solution a été proposée dans (68). Elle consiste à incorporer un déphasage (ou saut de phase) contrôlé dans le réseau de Bragg. Cette solution n'est cependant pas adaptée pour les lasers de puissance car elle ne fonctionne bien qu'avec un traitement AR/AR des facettes i.e. que la moitié de la puissance optique totale est extraite par chaque facette. Nous avons donc travaillé sur des lasers DFB sans saut de phase. La Fig. 1.31 montre le spectre monomode de ce type de laser. Le traitement des facettes permet de réduire très fortement les oscillations FP.

Des détails sur le process technologique sont donnés dans le chapitre 2. Parce qu'il n'y a qu'une électrode et que la densité de porteurs est clampée au passage du seuil laser, le seul accord possible avec ce type de laser est un accord thermique.

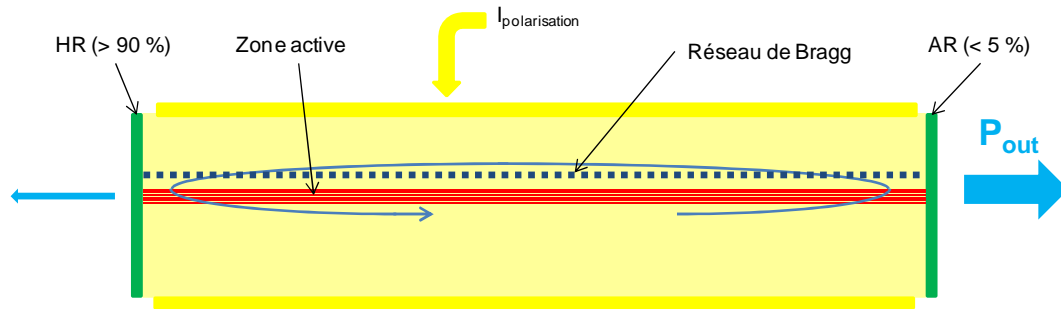


Fig. 1.30. Schéma de principe d'un laser DFB sans saut de phase.

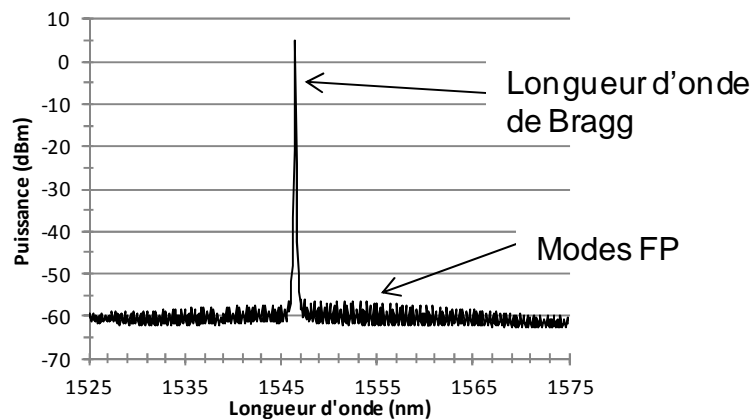


Fig. 1.31. Spectre optique d'un laser DFB sans saut de phase.

Le laser DFB est plus adapté à nos besoins, car il permet l'obtention de laser puissant, de faible bruit et avec une forte réjection des modes secondaires. Les lasers monomodes développés durant la thèse l'ont été avec cette technologie.

### 1.2.6. Quelques explications sur le verrouillage de modes

Nous avons vu au 1.2.2.2 que les fréquences discrètes de la cavité allaient être sélectionnées en fonction de la longueur de la cavité (Éq. 1.15). Étant donnée la largeur du gain optique, seul un certain nombre de modes optiques appelés modes longitudinaux vont laser dans la cavité. De manière générale, ces modes oscillent avec une phase aléatoire les uns par rapport aux autres, ce qui conduit à une puissance optique constante en sortie du laser.

Sous certaines conditions, il peut néanmoins y avoir une relation de phase non aléatoire entre les modes optiques : c'est ce que l'on appelle le verrouillage de modes. Les phénomènes physiques à l'origine de ce verrouillage de modes sont le mélange à quatre ondes et les non-linéarités du gain (69), (70). Quand les modes optiques sont verrouillés en phase, l'espace spectral entre les modes est constant (Fig. 1.32) et il existe une corrélation de phase entre les modes (71). Le déphasage entre les modes n'est cependant pas nul.

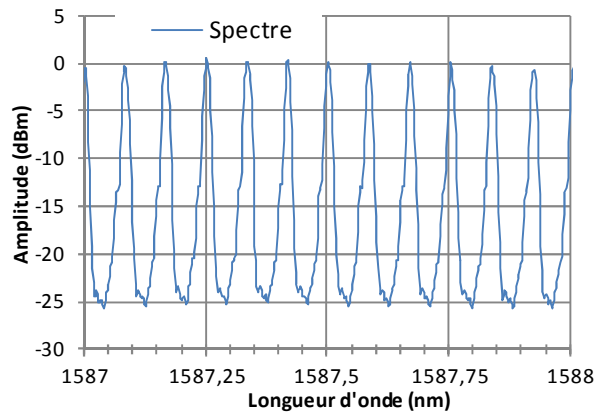


Fig. 1.32. Modes optiques verrouillés.

Une preuve du verrouillage de modes est donnée par l'observation à l'analyseur de spectre optique après photodétection, de la fine raie de battement (dizaine à centaine de KHz) entre les modes optiques (69). Pour obtenir une modulation de la puissance optique et générer un train d'impulsions, il faut en plus que les modes optiques soient en phase i.e. que le déphasage entre les différents modes doit être nul. Une méthode utilisée classiquement pour passer d'une modulation en fréquence à une modulation en amplitude et donc produire un train d'impulsions consiste à utiliser le déphasage introduit par une fibre optique (72), (69), (70).

L'étude sur le verrouillage de modes des lasers et plus particulièrement sur les lasers à semi-conducteur est relativement ancienne (73). Il s'agissait généralement de la génération d'un train d'impulsions courtes. Avec des lasers à semi-conducteurs, il a été démontré la génération de train d'impulsions avec des fréquences de répétition de plusieurs centaines de GHz (74), et des durées d'impulsions de la centaine de femtosecondes.

En pratique, on trouve dans la littérature 3 formes de verrouillage de modes des cavités lasers : actif, passif et hybride. Le verrouillage de modes actif consiste à forcer le laser à se verrouiller en appliquant un signal de modulation externe qui va moduler le champ optique à l'intérieur de la cavité. Le signal de modulation peut être électrique (75), (76) ou optique (77), (76). Dans le cas du verrouillage de modes passif, aucun signal de modulation externe n'est appliqué sur le laser. La synchronisation en phase des modes se réalise grâce aux propriétés intrinsèques de la cavité laser. Plusieurs approches différentes ont été développées pour réaliser un verrouillage passif : l'utilisation d'un absorbant saturable (78), (79), l'utilisation de l'effet Kerr optique (80) ou bien tout simplement les effets non-linéaires de saturation du gain dans la cavité (69), (72), (81). Au III-V lab, nous travaillons plus particulièrement sur cette dernière méthode de verrouillage de modes (49), qui utilise des lasers avec une seule section (section de gain). Le verrouillage de modes hybride consiste lui à favoriser le verrouillage de modes actif en injectant un signal de modulation externe.

## Bibliographie

1. **R. F. Kalman, J. C. Fan, and L. G. Kazovsky.** Dynamic Range of Coherent Analog Fiber-optic Links. *J. Lightw. Technol.* Jul. 1994, Vol. 12, 7, pp. 1263-1277.
2. **V. J. Urick, F. Bucholtz, P. S. Devgan, J. D. McKinney, and K. J. Williams.** Phase Modulation with Interferometric Detection as an Alternative to Intensity Modulation with Direct Detection for Analog Photonic Link. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Sep. 2007, Vol. 55, 9, pp. 1978-1985.
3. **K. J. Williams, L. T. Nichols, and R. Esman.** Externally-Modulated 3 GHz Fibre Optic Link Utilizing High Current and Balanced Detection. *Electron. Lett.* Jul. 1997, Vol. 33, 15, pp. 1327-1328.
4. **J. D. McKinney, M. Godinez, V. J. Urick, S. Thaniyavarn, W. Charczenko, and K. J. Williams.** Sub-10-dB Noise Figure in a Multiple-GHz Analog Optical Link. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2007, Vol. 19, 7, pp. 465-467.
5. **L. T. Nichols, K. J. Williams, and R. D. Esman.** Optimizing the Ultrawide-Band Photonic Link. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Aug. 1997, Vol. 45, 8, pp. 1384-1389.
6. **S. Daryoush, E. Ackerman, R. Saedi, R. Kunath, and K. Shalkhauser.** High-Speed Fiber-Optic Links for Distribution of Satellite Traffic. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* May 1990, Vol. 38, 5, pp. 510-517.
7. **R. Holzwarth, M. Zimmermann, T. Udem, and T. W. Hänsch.** Optical Clockworks and the Measurement of Laser Frequencies With a Mode-Locked Frequency Comb. *IEEE J. Quantum Electron.* Dec. 2001, Vol. 37, 12, pp. 1493-1501.
8. **S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, and R. S. Windeler.** Direct RF to Optical Frequency Measurements with a Femtosecond Laser Comb. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* Apr. 2001, Vol. 50, 2, pp. 552-555.
9. **I. Morohashi, T. Sakamoto, H. Sotobayashi, T. Kawanishi, I. Hosako, and M. Tsuchya.** 10 GHz-200 fs Pulse Generation with High Extension Ratio Using Mach-Zehnder-Modulator-Based Optical Comb Generator. *in Proc. Opt. Fiber Commun.(OFC/NFOEC 2008).* 2008, pp. 1-3.
10. **I. S. Grudin, N. Yu, and L. Maleki.** Generation of Optical Frequency Combs with a CaF<sub>2</sub> Resonator. *Opt. Lett.* 1 Apr. 2009, Vol. 34, 7, pp. 878-880.
11. **S. Gee, F. Quinlan, S. Ozharar, J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, and P. J. Delfyett.** Optical Frequency Comb Generation from Mode-Locked Diode Lasers - Techniques and Applications. *in Proc. IEEE Lasers Electro-Opt. Soc. Annu. Meet. (LEOS 2005).* 2005, pp. 71-72.
12. **F. van Dijk, A. Enard, A. Akrouf, G.-H. Duan, and F. Lelarge.** Optimization of a 54.8 GHz Coupled Opto-Electronic Oscillator through Dispersion Compensation of a Mode-Locked Semiconductor Laser. *in Proc. Int. Top. Meet. Microw. Photon. (MWP 2008).* 2008, pp. 279-282.
13. **P. W. Juodawlkis, J. J. Plant, W. L. Loh, L. J. Missaggia, F. J. O'Donnell, D. C. Oakley, A. Napoleone, J. Klamkin, J. T. Gopinath, D. J. Ripin, S. Gee, P. J. Delfyett, and J. P. Donnelly.** High-Power, Low-Noise 1.5- $\mu\text{m}$  Slab-Coupled Optical Waveguide (SCOW) Emitters: Physics, Devices, and Applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Nov/Dec. 2011, Vol. 17, 6, pp. 1698-1714.
14. **H. Carrère, V. G. Truong, X. Marie, R. Brenot, G. De Valicourt, F. Lelarge, and T. Amand.** Large Optical Bandwidth and Polarization Insensitive Semiconductor Optical Amplifiers using Strained InGaAsP Quantum Wells. *Appl. Phys. Lett.* 2010, Vol. 97, 121101, pp. 1-3.

15. **C. Williams, J. Davila-Rodriguez, D. Mandridis, and P. J. Delfyett.** Noise Characterization of an Injection-Locked COEO With Long-Term Stabilization. *J. Lightw. Technol.* 1 Oct. 2011, Vol. 29, 19, pp. 2906-2912.
16. **EM4.** Datasheet High Power 14 Pin DFB Laser. 2010.
17. **Emcore.** Datasheet 1782 DWDM High Power CW Source Laser. 2012.
18. **Uniphase, JDS.** Datasheet High Power 1550 nm CW DFB Lasers with PM fiber.
19. **K. Takaki, M. Funabashi, and A. Kasukawa.** High Power CW-DFB-LD with a Novel Non-Integer Order Grating Structure. in *Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2004)*. 2004, pp. 515-518.
20. **R. Menna, A. Komissarov, M. Maiorov, V. Khalfm, L. DiMarco, J. Connolly, and D. Garbuzov.** High Power 1550 nm Distributed FeedBack Lasers with 440 mW CW Output Power for Telecommunication Applications. in *Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. (CLEO'01)*. 2001, pp. CPD12 - CP1-2.
21. **J.-R. Burie, G. Beuchet, M. Mimoun, P. Pagnod-Rossiaux, B. Ligat, J.-C. Bertreux, J.-M. Rousselet, J. Dufour, P. Rougeolle, F. Laruelle.** Ultra high power, Ultra low RIN up to 20 GHz 1.55  $\mu\text{m}$  DFB AlGaInAsP Laser for analog applications. in *Proc. SPIE, the International Society for Optical Engineering*. 2010.
22. **J.-S. Huang, H. Lu, and H. Su.** Ultra-High Power, Low RIN and Narrow Linewidth Lasers for 1550 nm DWDM 100 km Long-Haul Fiber Optic Link. in *Proc. IEEE Lasers Electro-Opt. Soc. Annu. Meet. (LEOS 2008)*. 2008, pp. 894-895.
23. **Y. Inaba, H. Nakayama, M. Kito, M. Ishino, and K. Itoh.** High-Power 1.55- $\mu\text{m}$  Mass-Transport-Grating DFB Lasers for Externally Modulated Systems. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Mar/Apr. 2001, Vol. 7, 2, pp. 152-158.
24. **A. R. Sugg, J. H. Abeles, A. M. Braun, M. Maiorov, R. J. Menna, L. A. DiMarco, R. U. Martinelli, and J. C. Connolly.** Design and Characterization of 200-mW-Class Distributed Feedback Lasers at 1.55  $\mu\text{m}$ . in *Proc. Indium Phosphide and Related Material (IPRM 2000)*. 2000, pp. 282-285.
25. **J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, and K. G. Ray.** 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 735-737.
26. **Thorlabs.** 1550 nm Fabry-Perot Laser Diode FPL1055C. 11 Apr. 2011.
27. **F. R. Ahmad, and F. Rana.** Fundamental and Subharmonic Hybrid Mode-Locking of a High-Power (220 mW) Monolithic Semiconductor Laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1 Aug. 2008, Vol. 20, 15, pp. 1308-1310.
28. —. Passively Mode-Locked High-Power (210 mW) Semiconductor Lasers at 1.55- $\mu\text{m}$  Wavelength. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1 Feb. 2008, Vol. 20, 3, pp. 190-192.
29. **N. Lichtenstein, A. Fily, C. Hermens, B. Schmidt, C. Harder, G. Knight, B. Reid, T. Oldroyd, U. Riley, and N. Zayer.** 1 Watt 14xy InGaAsP/InP Ridge Waveguide Pump Laser Diodes with Low Vertical Farfield and High Efficiency. in *Proc. Opt. Fiber Commun. (OFC'03)*. 2003, pp. 396-397.
30. **A. Guermache, V. Voiriot, N. Bouche, F. Lelarge, D. Locatelli, R. M. Capella, and J. Jacquet.** 1 W Fibre Coupled Power InGaAsP/InP 14xx Pump Laser for Raman Amplification. *Electron. Lett.* 25 Nov. 2004, Vol. 40, 24, pp. 1535-1536.
31. **Y. Nagashima, S. Onuki, Y. Shimose, A. Yamada, and T. Kikugawa.** 1480-nm Pump Laser with Asymmetric Quaternary Cladding Structure Achieving High Output Power of >1.2 W with Low Power Consumption. in *Proc. Semicon. Laser Conf. (ISLC 2004)*. 2004, pp. 47-48.
32. **D. Z. Garbuzov, R. J. Menna, R. U. Martinelli, J. H. Abeles, and J. C. Connolly.** High Power Continuous and Quasicontinuous Wave InGaAsP/InP Broad-Waveguide Separate Confinement Heterostructure Multiquantum Well Diode Lasers. *Electron. Lett.* 11 Sep. 1997, Vol. 33, 19, pp. 1635-1636.
33. **C. Belenky, L. Shterengas, W. Trussel, K. Menrid, L. Donetsky, J. Connolly, and D. Garbuzov.** Effect of Heterobarrier Leakage on the Performance of High Power 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP Multiple Quantum Well Lasers. in *Proc. Lasers Electro-Opt. Soc. Annu. Meet. (LEOS 2000)*. 2000, Vol. 2, pp. 872-873.

34. **L. Hou, M. Haji, B. Qiu, J. Akbar, A. Catrina Bryce, and J. H. Marsh.** 10-GHz AlGaInAs/InP 1.55- $\mu\text{m}$  Passively Mode-Locked Laser With Divergence Angle and Timing Jitter. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1 Aug. 2011, Vol. 23, 15, pp. 1079-1081.
35. **L. A. Coldren, and S. W. Corzine.** *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits (Microwave and Optical Engineering)*. New York : Wiley, 1995.
36. **Berger, V.** *Les lasers: applications aux technologies de l'information et au traitement des matériaux - Principes physiques des lasers à semiconducteurs*. s.l. : EDP Sciences, 2002.
37. **F. Girardin, G-H. Duan, C. Chabran, P. Gallion, M. Blez, and M. Allovon.** Determination of Nonlinear Gain Coefficient of Semiconductor Lasers from above Threshold Spontaneous Emission Measurement. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 1994, Vol. 6, 8, pp. 894-896.
38. **A. Guermache, V. Voiriot, D. Locatelli, F. Legrand, R.-M. Capella, P. Gallion, and J. Jacquet.** Experimental Demonstration of Spatial Hole Burning Reduction Leading to 1480-nm Pump Laser Output Power Improvement. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Oct. 2005, Vol. 17, 10, pp. 2023-2025.
39. **C. Weisbuch, and B. Vinter.** *Quantum Semicon. Struct.: Fundamentals and Applications*. s.l. : Academic Press Inc, 1991.
40. **E. Rosencher, and B. Vinter.** *Optoélectronique*. Paris : Dunod, 2002.
41. **B. Lakshmi, D. T. Cassidy, and B. J. Robinson.** Quantum Well Strain and Thickness Characterization by Degree of Polarization. *J. Appl. Phys.* 15 May 1996, Vol. 79, 10, pp. 7640-7645.
42. **P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma, J. J. M. Binsma, and T. V. Dongen.** High-Performance 1.5  $\mu\text{m}$  Wavelength InGaAs-InGaAsP Strained Quantum Well Lasers and Amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.* 1991, Vol. 27, 6, pp. 1426-1439.
43. **L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, J. J. M. Binsma, and T. v. Dongen.** Direct Measurement of the Transparency Current and Valence Band Effective Masses in Tensile and Compressively Strained InGaAs/InP Multiple Quantum-well Laser Amplifiers. *Appl. Phys. Lett.* 1992, Vol. 60, 5, pp. 554-556.
44. **M. P. C. M. Krijn, G. W. 't Hooft, M. J. B. Boermans, P. J. A. Thijs, T. van Dongen, J. J. M. Binsma, and L. F. Tiemeijer.** Improved Performance of Compressively as Well as Tensile Strained Quantum-well Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 12 Oct. 1992, Vol. 61, 15, pp. 1772-1774.
45. **Yariv, A.** Scaling Laws and Minimum Threshold Currents for Quantum-Confined Semiconductor Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 19 Sept. 1988, Vol. 53, 12, pp. 1033-1035.
46. **Y. Arakawa, K. Vahala, and A. Yariv.** Quantum Noise and Dynamics in Quantum Well and Quantum Wire Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 1 Nov. 1984, Vol. 45, 9, pp. 950-952.
47. **D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Zh. I. Alferov, P. S. Kop'ev, and V. M. Ustinov.** InGaAs-GaAs Quantum-Dot Lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Apr. 1997, Vol. 3, 2, pp. 196-205.
48. **M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo, and H. Ishikawa.** Performance and Physics of Quantum-Dot Lasers with Self-Assembled Columnar-Shaped and 1.3- $\mu\text{m}$  Emitting InGaAs Quantum Dots. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* May/June. 2000, Vol. 6, 3, pp. 462-474.
49. **F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J.-G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, and G-H. Duan.** Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55  $\mu\text{m}$ . *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Jan/Feb. 2007, Vol. 13, 1, pp. 111-124.
50. **Petermann, K.** *Laser Diode Modulation and Noise*. Dordrecht : Kluwer Academics Publishers, 1988.
51. **M. C. Tatham, I. F. Lealman, C. P. Seltzer, L. D. Westbrook, and D. M. Cooper.** Resonance Frequency, Damping, and Differential Gain in 1.5  $\mu\text{m}$  Multiple Quantum-Well Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Feb. 1992, Vol. 28, 2, pp. 408-414.
52. **C. B. Su, J. Schlafer, and R. B. Lauer.** Explanation of Low Frequency Relative Intensity Noise in Semiconductor Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 27 Aug. 1990, Vol. 57, 9, pp. 849-851.
53. **T. Fukushima, R. Nagarajan, J. E. Bowers, R. A. Logan, and T. Tanbun-Ek.** Relative Intensity Noise Reduction in InGaAs/InP Multiple Quantum Well Lasers with Low Nonlinear Damping. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 1991, Vol. 3, 8, pp. 691-693.

54. **R. Nagarajan, S. Levy, A. Mar, and J. E. Bowers.** Resonantly Enhanced Semiconductor Lasers for Efficient Transmission of Millimeter Wave Modulated Light. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Jan. 1993, Vol. 5, 1, pp. 4-6.
55. **N. K. Dutta, H. Temkin, T. Tanbun-Ek, and R. Logan.** Linewidth Enhancement Factor for InGaAs/InP Strained Quantum Well Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 1 Oct. 1990, Vol. 57, 14, pp. 1390-1391.
56. **K. J. Vahala, and C. E. Zah.** Effect of Doping on the Optical Gain and the Spontaneous Noise Enhancement factor in Quantum Well Amplifiers and Lasers Studied by Simple Analytical Expressions. *Appl. Phys. Lett.* 6 Jun. 1988, Vol. 52, 23, pp. 1945-1947.
57. **L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, P. J. de Waard, J. J. M. Binsma, and T. v. Dongen.** Dependence of Polarization, Gain, Linewidth Enhancement Factor, and K Factor on the Sign of the Strain of InGaAs/InP Strained Layer Multiquantum Well Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 17 Jun. 1991, Vol. 58, 24, pp. 2738-2740.
58. **A. Ghiti, E. P. O'Reilly, and A. R. Adams.** Improved Dynamics and Linewidth Enhancement Factor in Strained-Layer Lasers. *Electron. Lett.* 22 Jun. 1986, Vol. 25, 13, pp. 821-823.
59. **S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, and K. Yokoyama.** Theoretical Analysis of Differential Gain of 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAsP/InP Compressive Strained Multiple Quantum Well Lasers. *J. Appl. Phys.* 1 Feb. 1994, Vol. 75, 3, pp. 1299-1303.
60. **S. W. Corzine, R.-H Yan, and L. A. Coldren.** *Quantum Well Lasers.* [éd.] Jr. P. S. Zory. San Diego : Academic Press, Inc., 1993.
61. **G. Belenky, C. L. Reynolds, Jr., L. Shterengas, M. S. Hybertsen, D. V. Donetsky, G. E. Shtengel, and S. Luryi.** Effect of p-Doping on the Temperature Dependence of Differential Gain in FP and DFB 1.3- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Multiple-Quantum-Well Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 2000, Vol. 12, 8, pp. 969-971.
62. **I. Suemune, L. A. Coldren, L. A. Yamanishi, and Y. Kan.** Extremely Wide Modulation Bandwidth in a low Threshold Current Strained Quantum Well Laser. *Appl. Phys. Lett.* 10 Oct. 1988, Vol. 53, 15, pp. 1378-1380.
63. **F. Delorme, G. Alibert, P. Boulet, S. Grosmaire, S. Slempek, and A. Ougazzaden.** High Reliability of High-Power and Widely Tunable 1.55- $\mu\text{m}$  Distributed Bragg Reflector Lasers for WDM Applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Apr. 1997, Vol. 3, 2, pp. 607-614.
64. **H. Kogelnik, and C. V. Shank.** Stimulated Emission in a Periodic Structure. *Appl. Phys. Lett.* 15 Feb. 1971, Vol. 18, 4, pp. 152-154.
65. —. Coupled Wave Theory of Distributed Feedback Lasers. *J. Appl. Phys.* May 1972, Vol. 43, 5, pp. 2327-2335.
66. **Y. Itaya, T. Matsuoka, K. Kuroiwa, and T. Ikegami.** Longitudinal Mode Behaviors of 1.5  $\mu\text{m}$  Range GaInAsP/InP Distributed Feedback Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Mar. 1984, Vol. QE-20, 3, pp. 230-235.
67. **T. Matsuoka, Y. Yoshikuni, and H. Nagai.** Verification of the Light Phase Effect at the Facet on DFB Laser Properties. *IEEE J. Quantum Electron.* Dec. 1985, Vol. QE-21, 12, pp. 1880-1886.
68. **K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima.**  $\lambda/4$ -Shifted InGaAsP/InP DFB Lasers by Simultaneous Holographic Exposure of Positive and Negative Photoresists. *Electron. Lett.* 22 Nov. 1984, Vol. 20, 24, pp. 1008-1010.
69. **Sato, K.** Optical Pulse Generation Using Fabry-Pérot Lasers Under Continuous-Wave Operation. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Sep/Oct. 2003, Vol. 9, 5, pp. 1288-1293.
70. **R. Rosales, S. G. Murdoch, R. T. Watt, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Accard, L. P. Barry, and A. Ramdane.** High Performance Mode Locking Characteristics of a Single Section Quantum Dash Lasers. *Opt. Express.* 9 Apr. 2012, Vol. 20, 8, pp. 8649-8657.
71. **J. Renaudier, G.-H. Duan, J.-G. Provost, H. Debregeas-Sillard, and P. Gallion.** Phase Correlation Between Longitudinal Modes in Semiconductor Self-Pulsating DBR Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 741-743.
72. **S. R. Chinn, and E. A. Swanson.** Passive FM Locking and Pulse Generation from 980-nm Strained-Quantum-Well Fabry-Perot Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Sep. 1993, Vol. 5, 9, pp. 969-971.



73. **V. N. Morozov, V. V. Nikitin, and A. A. Sheronov.** Self-Synchronization of Modes in a GaAs Semiconductor Injection Laser. *Lett. J. Exp. Theo. Phys.* 1968, Vol. 7, pp. 256-258.
74. **K. Merghem, A. Akrouf, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, and G.-H. Duan.** Pulse Generation at 346 GHz Using a Passively Mode Locked Quantum Dash-Based Laser at 1.55 $\mu\text{m}$ . *Appl. Phys. Lett.* 2009, Vol. 94, 021107, pp. 1-3.
75. **M. Teshima, K. Sato, and M. Koga.** Experimental Investigation of Injection Locking of Fundamental and Subharmonic Frequency-Modulated Active Mode-Locked Laser Diodes. *IEEE J. Quantum Electron.* Sep. 1998, Vol. 34, 9, pp. 1588-1596.
76. **J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, A. Accard, C. Gosset, J.-L. Oudar, P. Gallion, and G.-H. Duan.** Active and Passive Mode-Locking in Buried Ridge Mode-Locked Quantum Dots Fabry-Perot Semiconductor Lasers. *in Proc. Eur. Conf. Opt. Comm. (ECOC 2005)*. 2005, Vol. 3, pp. 571-572.
77. **Y. J. Wen, D. Novak, and H. F. Liu.** Mode-Locking of Long Cavity Fabry-Perot Semiconductor Laser at Millimetre Wave Frequencies by Subharmonic Optical Injection. *Electron. Lett.* May 2000, Vol. 36, 10, pp. 879-881.
78. **Leegwater, J. A.** Theory of Mode-Locked Semiconductor Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Oct. 1996, Vol. 32, 10, pp. 1782-1790.
79. **J. J. Plant, J. T. Gopinath, B. Chann, D. J. Ripin, R. K. Huang, and P. W. Juodawlkis.** 250 mW, 1.5 $\mu\text{m}$  Monolithic Passively Mode-Locked Slab-Coupled Optical Waveguide Laser. *Opt. Lett.* 15 Jan. 2006, Vol. 31, 2, pp. 223-225.
80. **Haus, H. A.** Mode-Locking of Lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Nov/Dec. 2000, Vol. 6, 6, pp. 1173-1185.
81. **Y. Nomura, S. Ochi, N. Tomita, K. Akiyama, and T. Isu.** Mode Locking in Fabry-Perot Semiconductor Lasers. *Phys. Rev. A.* 2002, Vol. 65, 4, p. 043807.

## Chapitre 2

# Technologie de fabrication et caractérisations élémentaires des lasers

Ce chapitre est consacré à la description de la fabrication des lasers et aux caractérisations élémentaires. Nous verrons dans un premier temps le type de topologie de lasers choisis en essayant de comprendre pourquoi cette topologie est adaptée à la réalisation de lasers de puissance. Nous détaillerons ensuite les différentes étapes de fabrication des lasers. Dans la deuxième partie du chapitre, nous expliciterons les différentes caractérisations élémentaires des lasers, qu'elles soient statiques ou dynamiques, d'ordre électrique ou optique.

### 2.1. Technologie de fabrication : process shallow ridge double canal

#### 2.1.1. Topologie retenue : laser shallow ridge à double canal

Dans cette thèse, la topologie retenue pour la fabrication des diode-lasers a été la technologie « shallow ridge » (laser en arête ou à ruban peu profond) à double canal. Cette structure se caractérise par une gravure peu profonde d'un canal de part et d'autre du ruban. Les structures de type « ridge » sont généralement simples à mettre en œuvre, robustes, et contrairement aux structures de type « enterrées » ne nécessitent pas de reprise d'épitaxie de rebouchage. De plus, cette technologie est bien maîtrisée au sein du laboratoire III-V lab.

Il est néanmoins intéressant de se poser la question de savoir si cette technologie est adaptée aux lasers de puissance en général, et plus spécifiquement aux lasers de puissance faible bruit à modulation directe. Aux vues des différentes publications sur le sujet, deux types de technologies sont utilisés pour les lasers de puissance : les structures de type ridge (1), (2), (3), (4) et celles de type enterrées à jonction bloquantes ou pn-BH (Buried Heterostructure) (5), (6), (7). La structure étant enterrée (Fig. 2.1) c'est-à-dire que la zone active est entièrement recouverte de matériaux semiconducteurs (InP généralement), les lasers pn-BH présentent une très bonne conduction thermique, une faible divergence de faisceau et une bonne circularité du faisceau de sortie (5). Même si les performances précédentes sont très alléchantes, il existe cependant un point noir pour notre application : on ne peut pas faire de modulation électrique sur une structure pn-BH à cause de

la fréquence de coupure du circuit RC. Ce problème rend l'utilisation de ce type de topologie rédhibitoire dans le cas de laser de puissance modulable.

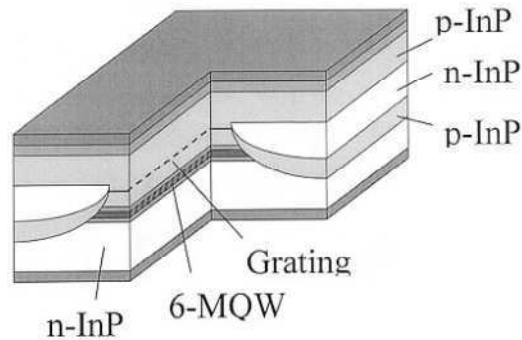


Fig. 2.1. Laser en topologie pn-BH (d'après (6)).

La Fig. 2.2 représente un laser shallow ridge double canal. La structure shallow ridge est assez simple et le process technologique robuste. Grâce à la gravure du ruban et l'isolation électrique de part et d'autre du ruban, l'injection des électrons dans la zone active est très bonne et les fuites de courants très faibles.

Pour que la modulation du composant soit efficace même à hautes fréquences, il faut que la fréquence de coupure à -3 dB du circuit RC parasite soit supérieure à la fréquence de modulation envisagée. On peut estimer la valeur de la capacité parasite en utilisant l'Éq. 2.1 (condensateur plant) et en ainsi déduire la fréquence de coupure du circuit RC sachant que pour une puce de 1 mm de long la résistance R est comprise en 1.5 et 2  $\Omega$  :

$$C = \epsilon_0 \epsilon_R \frac{A}{d} \quad \text{Éq. 2.1}$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique dans le vide,  $\epsilon_R$  la permittivité diélectrique relative de l'isolant, A l'aire des armatures et d l'épaisseur de matériau isolant. Dans le cas d'un laser ridge à double canal, la capacité parasite est donnée par la capacité entre le contact métallique supérieur et la zone active : elle est constituée par la capacité  $C_1$  en parallèle de la capacité  $C_2$  en série avec  $C_3$  (Fig. 2.2). Pour la capacité  $C_1$  et  $C_3$  l'isolant est l'InP ( $\epsilon_R \approx 10$ ) et pour la capacité  $C_2$  l'isolant est le BCB ( $\epsilon_R \approx 2.5$ ). Pour une puce de 1 mm, on obtient une capacité de 5.8 pF ce qui implique une fréquence de coupure entre 13.7 et 18.2 GHz pour une résistance entre 1.5 et 2  $\Omega$ . Ces simulations ne tiennent pas compte des capacités de jonction et du temps de transit des porteurs au niveau du ruban laser.

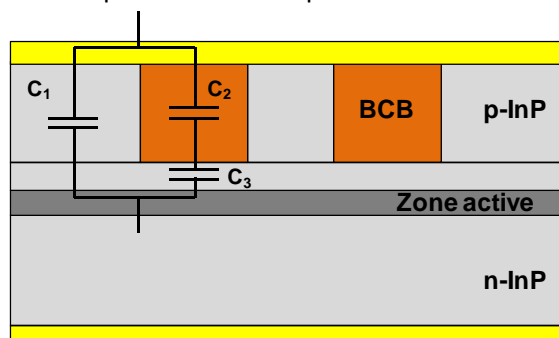


Fig. 2.2. Laser en topologie shallow ridge double canal.

La technologie shallow ridge permet à la fois de réaliser des lasers de puissance et est compatible avec une bande passante de modulation jusqu'à 15 GHz environ (8). Il semble donc que l'utilisation de shallow ridge soit parfaitement adaptée à nos besoins. Nous allons rapidement voir les principaux

avantages et inconvénients de cette structure. Lors des étapes de modélisation, il sera important de bien se souvenir des forces et des faiblesses de la structure laser envisagée. En effet, il est assez rare qu'une structure laser optimisée pour un type de topologie le soit aussi pour une autre.

A cause de la forte différence d'indice optique entre le centre et les bords de la structure, les modes propres des cavités de lasers shallow ridge sont généralement elliptiques. Ceci se traduit par un faisceau de sortie également elliptique. La forte différence d'indice des couches entraîne également une taille du mode optique faible perpendiculairement aux couches. Le faisceau de sortie est donc très divergent, notamment dans le sens perpendiculaire aux couches. Une divergence perpendiculaire de 40 à 50° avec un rapport d'ellipticité élevé est assez classique pour des structures ridge standards (9), (10). L'autre inconvénient concerne le comportement thermique de la structure. Le rebouchage des canaux se fait généralement avec un polymère de type Benzo-cyclobutène (BCB), qui est un très mauvais conducteur thermique. La partie supérieure de part et d'autre du ruban, ne permet donc pas une bonne évacuation des calories dans ces directions.

Sur ce type de structure, les deux principaux paramètres de réglages technologiques sont la largeur du ruban et la profondeur de gravure des canaux.

### 2.1.2. Epitaxie des couches minces

La première étape de technologie est la croissance épitaxiale des couches de matériaux semiconducteurs. Deux types de bâti d'épitaxie ont été utilisés dans cette étude : l'épitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses (GS-MBE pour Gas Source Molecular Beam Epitaxy) et l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD pour MetalOrganic Chemical Vapour Deposition). Même si les caractéristiques de croissance ou de dopage sont différentes pour chacune des technologies, le choix du type de bâti à utiliser a surtout été dicté par la disponibilité des équipements. Dans tous les cas, les épitaxies sont réalisées sur des substrats InP dopé n.

#### 2.1.2.1. Epitaxie par jets moléculaires à sources gazeuses (GS-MBE)

Le principe de la GS-MBE repose sur l'interaction de jets moléculaires avec un substrat chauffé ( $\approx 500^\circ \text{C}$ ) dans une enceinte sous ultravide ( $\approx 10^{-8} \text{Pa}$ ). Les jets sont obtenus par le chauffage de cellules dans lesquelles sont contenues les sources solides d'éléments III et V (11 pp. 15-16). La température de chauffage est un élément crucial car elle permet de contrôler le flux moléculaire arrivant sur l'échantillon. Dans le bâti de GS-MBE utilisé au laboratoire, les dopants sont le Béryllium (Be) pour le dopage p et le Silicium (Si) pour le dopage n.

Il est nécessaire d'obtenir un vide très poussé afin de réduire les contaminations de l'échantillon. La vitesse de croissance lente permet de réaliser des couches très minces, avec des hétérojonctions bien nettes et des niveaux de dopage bien homogènes.

La croissance par jets moléculaires à sources gazeuses, contrairement à l'épitaxie par jets moléculaires dont elle est dérivée, permet de bien contrôler la stœchiométrie d'alliages quaternaires de type InGaAsP.

### 2.1.2.2. Epitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE)

La MOCVD est une technique de croissance dans laquelle un gaz vecteur contenant les éléments chimiques à déposer balaye le substrat porté à haute température ( $\approx 600^\circ \text{C}$ ). Ces éléments chimiques sont des molécules qui vont interagir avec le substrat chauffé (11 pp. 14-15). La réaction de pyrolyse qui apparaît permet de déposer certaines espèces chimiques de la molécule alors que le reste des éléments est évacué par le gaz vecteur. Dans le bâti utilisé, le Silicium (Si) et le Zinc (Zn) servent respectivement comme dopants n et p.

Par rapport à la GS-MBE, les vitesses de croissance de la MOCVD sont beaucoup plus importantes. Les conditions de croissance sont donc différentes : le vide est beaucoup moins poussé et les températures de substrat sont plus élevées ( $\approx 100^\circ \text{C}$  de plus). La température élevée du substrat va favoriser la diffusion des espèces.

### 2.1.3. Etapes technologiques de fabrication

Après s'être intéressé à l'épitaxie des couches minces, nous allons passer en revue les principales étapes de fabrication technologique des lasers shallow ridge. Le processus classique nécessite 3 niveaux de masquage et peut se découper en 6 étapes:

- Etape 1 : Réalisation du contact ohmique supérieur
- Etape 2 : Implantation protonique
- Etape 3 : Définition des doubles canaux
- Etape 4 : Dépôt du BCB et planarisation de la structure
- Etape 5 : Métallisation de la face avant et séparation des électrodes
- Etape 6 : Amincissement et métallisation de la face arrière

#### 2.1.3.1. Lasers FP

Dans cette partie nous allons détailler chacune des 6 étapes de fabrication des lasers shallow ridge Fabry-Perot.

- **Etape 1 : Réalisation du contact ohmique supérieur**

La première étape concerne la réalisation du contact ohmique supérieur par dépôt pleine plaque d'une fine couche de platine (Fig. 2.3). La technique de dépôt utilisée est la pulvérisation par faisceau d'ions (Ion Beam Sputtering). La couche de platine est déposée sur un ternaire (InGaAs) de contact fortement dopé p (dernière couche issue de l'épitaxie). Un recuit rapide à  $400^\circ \text{C}$  est effectué pour obtenir une diffusion du platine dans le ternaire et obtenir ainsi un bon contact ohmique. Avoir un contact électrique de bonne qualité est très important pour réduire la résistance totale de l'empilement des couches.

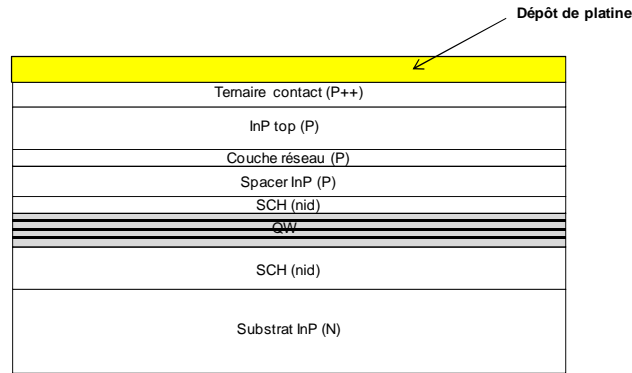


Fig. 2.3. Dépôt de la couche de platine

• Etape 2 : Implantation protonique

Après l'étape de dépôt du contact supérieur vient l'implantation protonique. Cette étape sert à isoler électriquement les parties latérales du ruban en implantant des ions hydrogène H<sup>+</sup> dans les couches de semiconducteurs dopées p. L'implantation s'effectue avec un canon à ions, qui va accélérer les ions via une différence de potentiel. Le principal paramètre de réglage est l'énergie donnée aux protons. Les énergies choisies vont donc conditionner les profondeurs d'implantation des ions hydrogène et donc les zones de passivation.

Afin de protéger les parties que l'on ne souhaite pas implanter, on réalise une étape de photolithographie en utilisant une résine photosensible épaisse (≈ 10 μm d'épaisseur) qui va arrêter les protons et empêcher leur pénétration dans le semiconducteur. Le schéma de principe est donné par la Fig. 2.4.

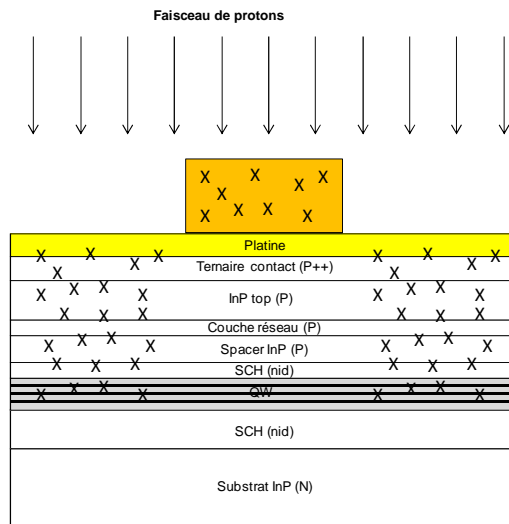


Fig. 2.4. Implantation protonique.

• Etape 3 : Définition des doubles canaux

La définition des zones à graver (canaux de 8 μm de largeur de part et d'autre du ruban) est faite par lithographie optique. Le platine, le ternaire de contact et une partie de l'InP top sont ouverts par une première gravure ionique (Ion Beam Etching). La fin de la gravure est réalisée par une gravure chimique sélective : on utilise une solution qui grave l'InP mais pas le quaternaire (InGaAsP) de la couche réseau. La solution utilisée grave de manière anisotrope, certains plans cristallins arrêtant

naturellement la gravure, ce qui a pour conséquence d'obtenir des rubans d'InP avec des flancs droits, sans sous gravure significative. La fin de la gravure des canaux s'arrête donc naturellement sur la couche de réseau (Fig. 2.5).

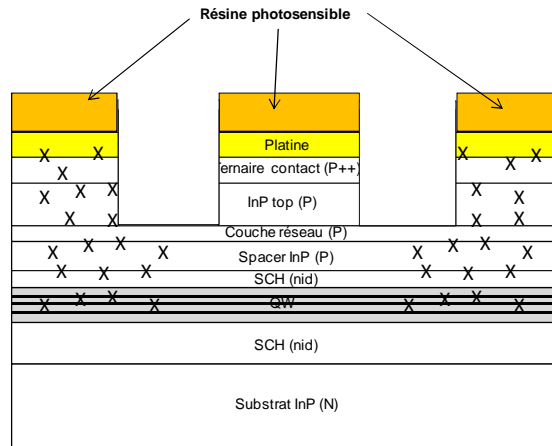


Fig. 2.5. Gravure des doubles canaux.

- **Etape 4 : Dépôt du BCB et planarisation de la structure**

Une fois la gravure des tranchées effectuée, on dépose sur la plaque entière par enduction centrifuge (spin coating) un polymère, le BCB, afin de planariser le composant. Le BCB va d'abord remplir les canaux puis former une couche plus ou moins homogène de plusieurs microns sur la surface. Après un recuit de polymérisation du BCB, on grave en pleine plaque le BCB par plasma (Reactive Ion Etching) jusqu'à déboucher complètement le ruban. Cette étape se révèle parfois délicate à cause de la vitesse de gravure inhomogène du BCB sur toute la plaque. On ne peut pas toujours avoir tous les rubans complètement dégagés et tous les canaux remplis. Une mesure par profilométrie permet de contrôler l'épaisseur de BCB dans les canaux.

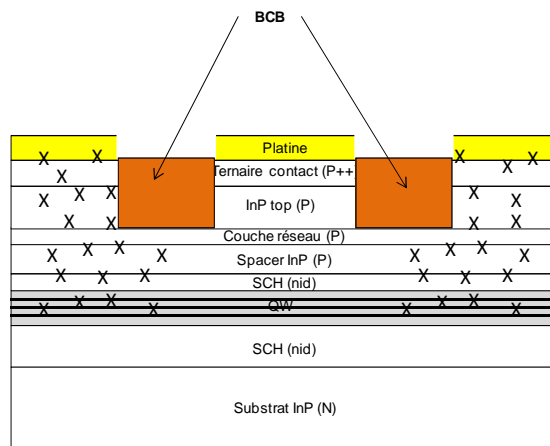


Fig. 2.6. Dépôt du BCB et planarisation.

- **Etape 5 : Métallisation de la face avant et séparation des électrodes**

On métallise ensuite la face avant du composant pleine plaque par pulvérisation par faisceau d'ions (IBS) (Fig. 2.7). Une dernière étape de lithographie suivie d'une gravure ionique (IBE) permet de séparer électriquement les puces. Il faut veiller à bien graver les couches métalliques (or et

platine) et le ternaire de contact pour avoir une bonne isolation électrique et donc pouvoir bien mesurer les composants en barrettes.

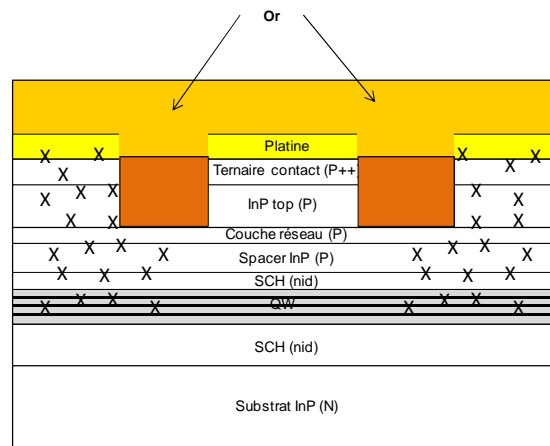


Fig. 2.7. Métallisation de la face avant.

- **Etape 6 : Amincissement et métallisation de la face arrière**

La dernière étape consiste à amincir et polir le substrat jusqu'à ce que la plaque ait une épaisseur totale de 120 à 150  $\mu\text{m}$ , puis à métalliser la face arrière du composant. Un schéma du composant final est donné Fig. 2.8.

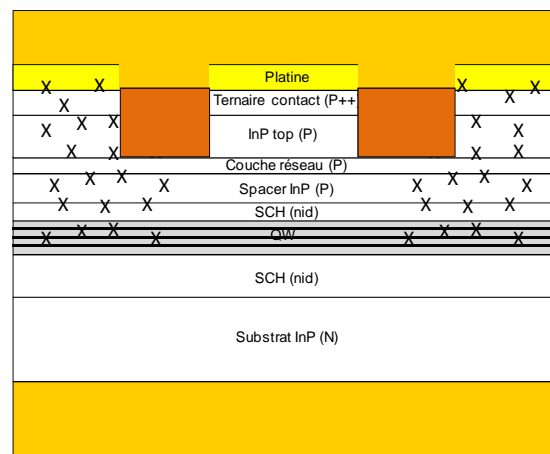


Fig. 2.8. Composant final.

### 2.1.3.2. Lasers DFB

Dans la partie précédente, nous avons vu les étapes de fabrication des lasers Fabry-Perot de type shallow ridge double canal. La majorité des composants à fabriquer dans la thèse sont des lasers DFB i.e. avec un réseau d'indice à l'intérieur de la structure. Il faut d'abord réaliser le réseau d'indice, avant de faire le process de fabrication détaillé au 2.1.3.1. Le processus complet de la réalisation du réseau de Bragg est représenté Fig. 2.9.

On récupère la plaque après la croissance de la zone active et de la couche de réseau pour réaliser le réseau de Bragg. Pour cela, on dépose d'abord une couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ) sur la structure (a). On inscrit ensuite le réseau sur une résine photosensible par lithographie électronique (e-beam lithography) car les motifs à inscrire sont de l'ordre de 200 nm ce qui n'est pas réalisable par



lithographie classique aux ultraviolets (UV) (b). Le réseau est ensuite transféré par gravure sur la couche de silice (c). La silice fait ensuite office de masque pour l'étape de gravure sèche des réseaux par torche à plasma (Inductively Coupled Plasma) (d). Le masque de silice est ensuite retiré (e) et après un contrôle par microscopie électronique à balayage (MEB) et une restauration chimique de la surface, la plaque est prête pour la reprise d'épitaxie. Cette reprise d'épitaxie consiste à faire croître les couches d'InP top et les couches de contact (f).

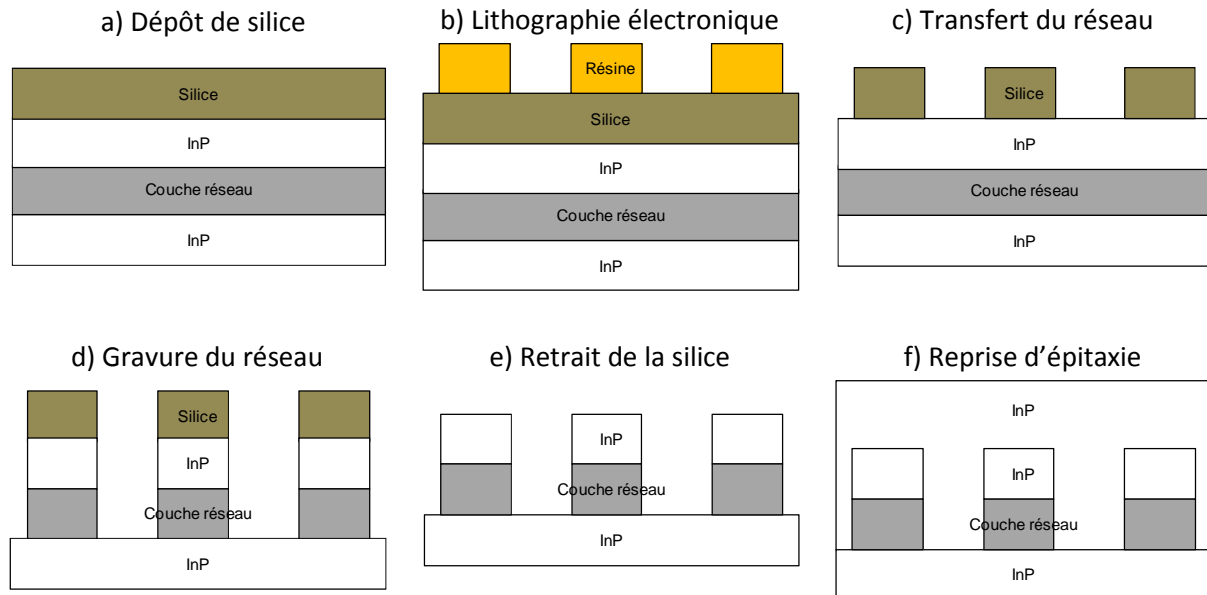


Fig. 2.9. Réalisation du réseau de Bragg.

Une photographie MEB du réseau de Bragg est donnée Fig. 2.10. Les dents du réseau ont une légère forme en trapèze. Le rapport cyclique entre l'InP et l'InGaAsP est de l'ordre de 35 % pour l'InP et 65 % pour l'InGaAsP. Tant que le taux reste inférieur à 75/80 %, la force du réseau est peu impactée par rapport au cas d'un rapport cyclique de 50 %. Au niveau de la zone active, on distingue les 6 puits quantiques (couches les plus foncées) et les barrières (couches les plus claires).

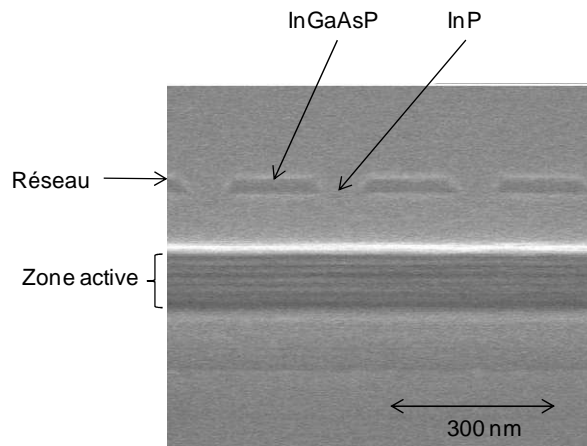


Fig. 2.10. Photographie MEB d'un réseau de Bragg.

#### 2.1.4. Préparations finales des composants : clivage, traitement des facettes, montage

Les dernières étapes technologiques concernent le clivage des plaques en barrettes, le traitement des facettes, la séparation des barrettes en puces individuelles et le montage des lasers sur des embases.

Après le process technologique, la première des choses à faire est le clivage de la plaque en barrettes de la dimension souhaitée. Pour cela, on effectue une amorce avec une pointe en diamant puis on crée un porte-à-faux de part et d'autre de l'amorce. Le clivage va s'effectuer en suivant un plan cristallographique du substrat. La longueur de la cavité va fixer les modes FP suivant l'Éq. 1.16.

Les barrettes peuvent ensuite subir un traitement des facettes de type antireflet (AR) ou haute réflectivité (HR). Le traitement AR permet de minimiser les réflexions à l'interface semi-conducteur/air alors que le traitement HR maximise les réflexions. Les traitements AR sont réalisés par dépôt de  $\text{TiO}_2$  et  $\text{SiO}_2$ ; dans notre cas un dépôt bi-couches permet d'atteindre une réflectivité inférieure à 5 % ce qui est suffisant pour nos applications. Pour le traitement HR, on utilise le couple  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$  pour une réflectivité supérieure à 90 %.

Les diode-lasers sont ensuite séparées en composants individuels pour être montées sur des embases en nitrure d'aluminium (AlN). Les puces sont d'abord soudées par or/étain sur l'embase. Les composants peuvent être montés « p-side up » i.e. avec le substrat côté embase ou « p-side down » i.e. avec les couches dopées p côté embase. Le montage « p-side down » permet une bien meilleure dissipation thermique car la zone de chaleur (zone active) est plus proche de l'embase. Ce montage présente néanmoins des risques notamment de remontée de la soudure sur la facette et de propagation jusqu'à la zone active de contraintes mécaniques. Après l'étape de soudure, il faut réaliser la connexion électrique de la puce avec l'embase par des fils d'or entre l'embase et le dessus de la puce (Fig. 2.11).

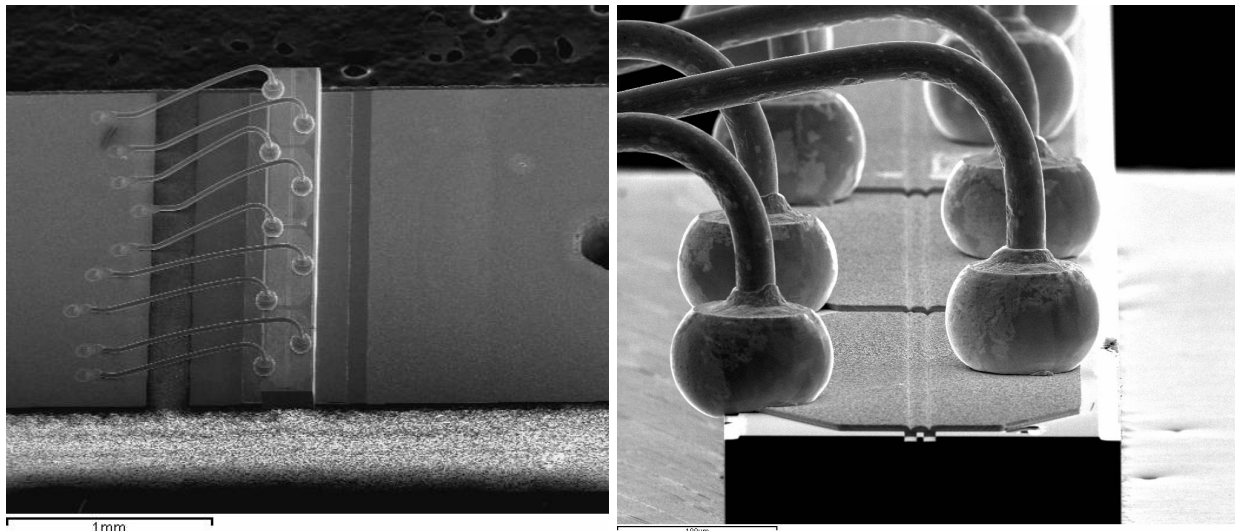


Fig. 2.11. Photographie MEB d'un composant monté sur embase.

Dans la première partie du chapitre, nous avons expliqué le choix de la topologie laser (shallow ridge double canal) utilisée durant la thèse et détaillé les différentes étapes de fabrication des composants lasers. Les deux types d'épitaxies, MOCVD et GS-MBE seront utilisés indifféremment en fonction de la disponibilité des bâtis. Le process de fabrication des lasers shallow ridge FP est

**relativement simple : il nécessite 6 étapes et 3 niveaux de masquages. Pour les lasers DFB, il faut en plus écrire le réseau d'indice dans la structure. L'utilisation du masquage électronique pour l'écriture du réseau permet une grande souplesse de conception et une bonne répétabilité. Une fois la plaque terminée, il faut procéder aux clivages, aux traitements des facettes et aux montages avant d'obtenir des lasers sur embases.**

## 2.2. Caractérisations élémentaires des lasers

Dans la suite de ce chapitre, nous verrons les différentes caractérisations élémentaires des lasers en commençant par les mesures statiques, puis les mesures dynamiques pour finir par la mesure de largeur de raie optique.

### 2.2.1. Caractéristiques électro-optiques statiques des lasers

#### 2.2.1.1. Tension en fonction du courant (V-I) et résistance série

Nous allons d'abord nous intéresser à la mesure de la tension en fonction du courant injecté dans le laser (V-I). Pour cela, le laser est polarisé avec une rampe de courant et la tension aux bornes du composant est mesurée. De cette mesure, on peut extraire la résistance série de la puce définie comme la dérivée de la tension par rapport au courant.

$$R_{\text{serie}} = \frac{dV}{dI} \quad \text{Éq. 2.2.}$$

La mesure V-I permet de valider le comportement électrique de la jonction p-n et d'estimer la tension de coude. La résistance série est aussi importante car elle permet de détecter d'éventuels courants de fuite. De plus, une résistance élevée est rédhibitoire pour des lasers de puissance car cela signifie un échauffement important par effet Joule et donc une perte de puissance et de rendement. La Fig. 2.10(a) montre une mesure de tension et la Fig. 2.10(b) de résistance série en fonction du courant. Sur la mesure de tension on voit la tension de coude de l'ordre de 0.8 V ainsi que la bonne linéarité de la tension à partir de 100 mA. Cela se traduit sur la mesure de résistance série par une valeur constante de résistance ce qui signifie qu'il n'y a pas d'augmentation du courant de fuite dans la jonction. La rupture de courbe de la résistance série marque le seuil du laser (changement de régime).

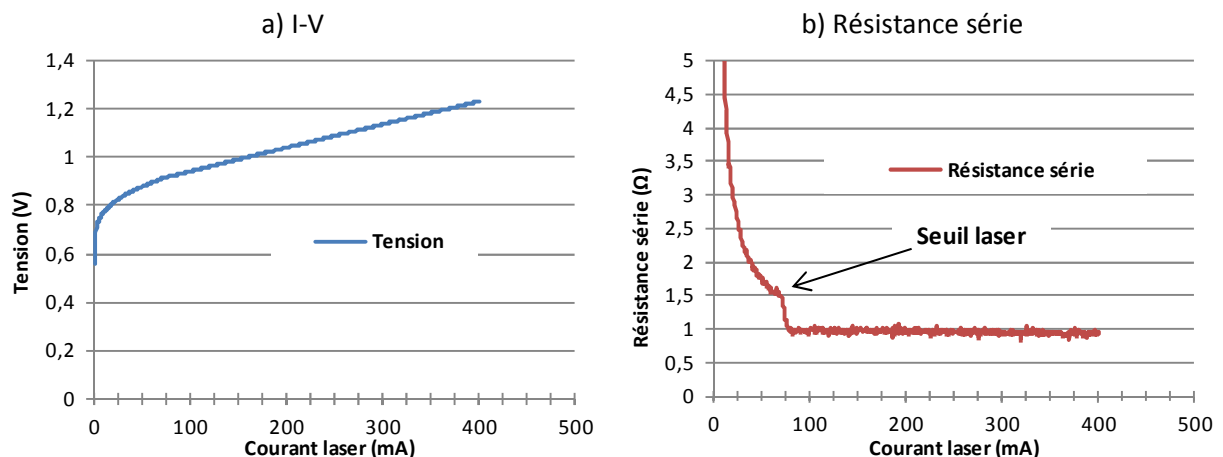


Fig. 2.12. Tension (a) et résistance série (b) en fonction du courant pour un laser de 1 mm.

## 2.2.1.2. Puissance optique en fonction du courant (P-I)

Les mesures de puissance optique en fonction du courant peuvent se faire soit en régime continu, i.e. avec un courant continu, soit en régime impulsionnel ce qui signifie que le courant d'injection est impulsionnel.

a) Régime continu

La mesure de la puissance optique en fonction du courant s'effectue avec un puissance-mètre ou une photodiode. La partie délicate de cette mesure consiste à envoyer la totalité du faisceau lumineux sortant du laser vers l'appareil de mesure. J'ai utilisé deux systèmes de couplage différents.

Le premier qui est le plus pratique à utiliser consiste en une sphère intégrante et un système de photodiodes. La sphère intégrante a la propriété de distribuer par de multiples réflexions diffuses le faisceau lumineux de façon égale sur tous les points de la sphère et ce, quelle que soit la direction d'origine de la lumière. Ce système permet donc de mesurer toute la puissance optique sortant d'un composant quelque soit la divergence ou l'ellipticité du faisceau de sortie. Le système dont je disposais s'auto-calibrage en fonction de la longueur d'onde d'émission. Ce système s'apparente donc à un puissance-mètre classique, avec l'avantage de bien récolter toute la puissance optique grâce à la sphère intégrante, par contre, il ne fonctionne qu'en régime continu.

L'autre système de mesure est utilisable aussi bien en régime continu qu'en impulsionnel et consiste en une sphère intégrante munie d'une photodiode. Dans ce cas, il est nécessaire de calibrer la photodiode pour connaître le coefficient de correction en fonction de la longueur d'onde entre la puissance optique incidente et le photocourant généré.

La mesure de P-I permet de déterminer les paramètres suivants :

- courant de seuil ( $I_{th}$ )
- rendement électro-optique ( $\eta$ )
- puissance optique de saturation ou puissance maximale ( $P_{max}$ )
- courant de saturation ( $I_{sat}$ ).

Le rendement électro-optique peut être défini de deux façons : le rendement externe (Éq. 2.3) et le rendement net (Éq. 2.4). Le rendement externe est la dérivée de la puissance en fonction du courant et le rendement net et le rapport entre la puissance et le courant net (courant laser moins courant de seuil).

$$\eta_{ext} = \frac{dP_{opt}}{dI} \quad \text{Éq. 2.3.}$$

$$\eta_{net} = \frac{P_{opt}}{(I - I_{th})} \quad \text{Éq. 2.4.}$$

La Fig. 2.13(a) représente une mesure de la P-I d'un laser et la Fig. 2.13(b) représente le rendement externe et le rendement net correspondant. Le rendement externe est chahuté car il correspond à la dérivée instantanée de la puissance.

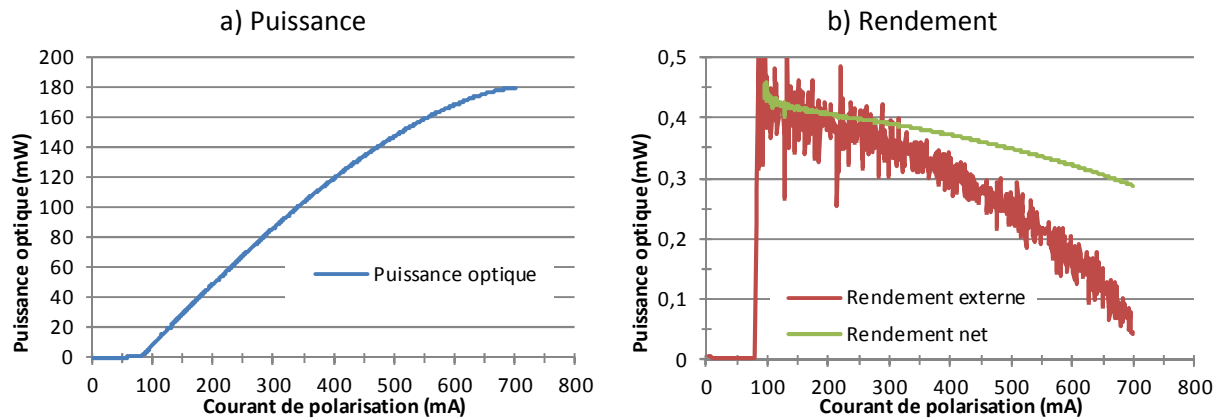


Fig. 2.13. Mesure de la P-I (a) et du rendement (b) d'un laser.

Même si le banc est équipé d'un élément Peltier pour réguler la température, lors des mesures en continu, la zone active de la puce s'échauffe. Pour s'affranchir de cet échauffement ou au moins le réduire au maximum il faut faire des mesures en régime impulsionnel. En effet, la puissance électrique injectée ( $RI^2$ ) est beaucoup plus faible dans ce régime.

#### b) Régime impulsionnel

Les deux paramètres de réglage du régime impulsionnel sont le taux de répétition qui correspond à la période avec lequel le motif principal se répète et le taux de remplissage qui est le rapport entre la durée des impulsions et le taux de répétition. Un taux de répétition de 1 s avec un taux de remplissage de 50 % signifie que l'impulsion dure 0,5 s et qu'il y a une impulsion toutes les secondes. Un taux de remplissage de 100 % correspond à du continu. La différence de puissance électrique à évacuer entre une mesure en impulsionnel et une mesure en continu est vite très importante. Pour un même courant laser et un taux de répétition de 1 % la puissance électrique en impulsionnel est 10 000 fois plus faible qu'en continu. La principale difficulté des mesures en impulsionnel concerne l'injection d'un signal électrique propre à fort courant ( $I > 500$  mA) et faible taux de répétition (ordre du %). En effet les éléments parasites associés aux câbles de test ainsi que la difficulté d'obtenir une bonne adaptation d'impédance du système de test au composant évalué tend à dégrader la forme de l'impulsion de courant délivrée avec l'apparition d'oscillations gênantes.

Les mesures en impulsionnel donnent ainsi un renseignement sur l'origine des saturations notamment si les saturations sont d'ordre thermique.

#### 2.2.1.3. Spectre optique d'émission

La mesure du spectre optique est faite à l'aide d'un analyseur de spectre optique Anritsu. Un couplage dynamique du faisceau laser permet d'envoyer la puissance sur l'analyseur. Le couplage dynamique s'effectue soit avec un collimateur composé de deux lentilles et d'un isolateur optique entre les deux, soit avec une fibre optique lentillée. La fibre optique permet de récupérer plus de puissance mais la distance de travail relativement faible (10  $\mu\text{m}$ ) rend la manipulation assez dangereuse (risque d'abimer la facette du laser). Si la résolution de l'analyseur de spectre optique (ASO) est assez fine on peut voir les oscillations Fabry-Perot de la cavité.

## 2.2.1.4. Champ lointain

Les mesures de champ lointain sont des mesures sur le mode optique. Elles permettent de contrôler la position du mode dans la cavité, la taille du mode ainsi que la divergence et la circularité du faisceau de sortie.

Le champ lointain est l'image du faisceau de sortie. On utilise une barrette de capteurs CCD pour faire la mesure d'une tranche du faisceau. Les paramètres pertinents à mesurer sont les divergences parallèles (Fig. 2.14(a)) et perpendiculaires (Fig. 2.14(b)) à mi-hauteur (FWHM : Full Width Half Maximum) et à  $1/e^2$  du maximum. La divergence parallèle est mesurée dans le plan des couches épitaxiales alors que la divergence perpendiculaire est à angle droit.

En faisant une rotation complète du capteur, on obtient l'image complète du faisceau en deux dimensions (Fig. 2.14(c)). Le logiciel associé à l'expérience permet aussi de réaliser une reconstruction en 3 dimensions du faisceau (Fig. 2.14(d)).

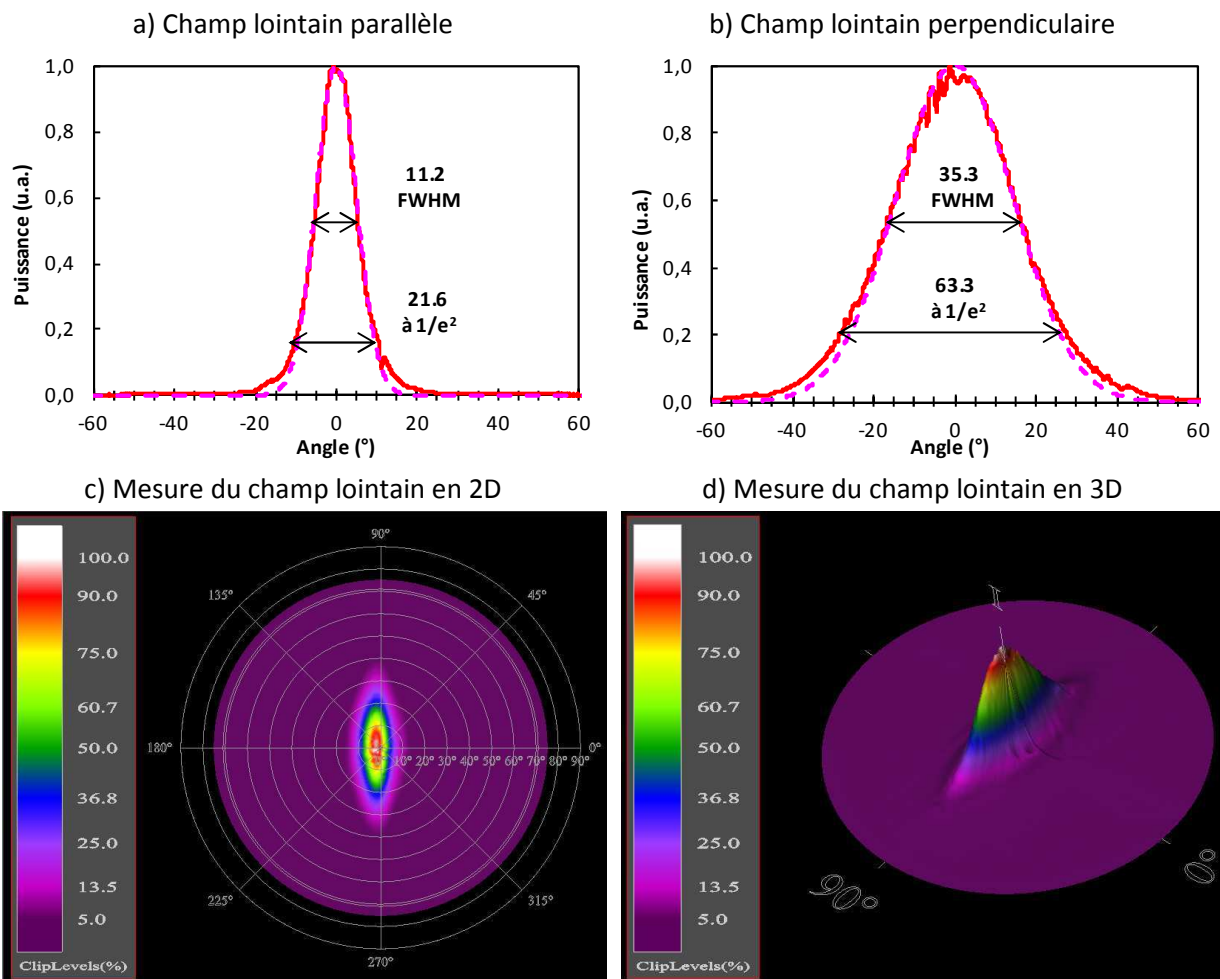


Fig. 2.14. Mesure du champ lointain parallèle (a), perpendiculaire (b), en 2D (c) et en 3D (d).

## 2.2.2. Caractéristiques dynamiques

### 2.2.2.1. Bruit en intensité relative (RIN)

La mesure du RIN est assez complexe à réaliser car les niveaux de bruit à analyser sont très faibles. Il faut donc apporter un soin tout particulier à la mesure. Au sein du laboratoire, nous disposons d'un banc de mesure de mesure de 80 MHz à 20 GHz.

Le banc de mesure se compose d'un laser de calibration, d'un rack de commutateurs optiques, d'un amplificateur faible bruit et d'un analyseur de spectre électrique, le tout étant piloté par un programme Labview (Fig. 2.15). Dans notre banc, le laser de calibration est une source laser YAG faible bruit en cavité externe à  $1.3 \mu\text{m}$ . Après la fréquence de relaxation du laser située bas en fréquence, le niveau de RIN du laser est plus faible que  $-180 \text{ dB/Hz}$  jusqu'à 20 GHz. Le choix de l'amplificateur optique faible bruit est crucial : il faut disposer d'un amplificateur avec une forte puissance de saturation, un fort gain et un faible facteur de bruit. L'amplificateur utilisé a un gain de 45 dB et un facteur de bruit de 2.6 dB.

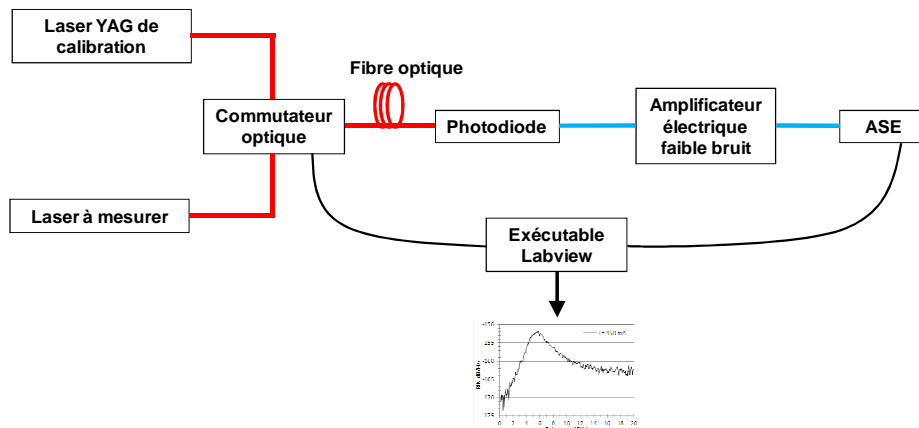


Fig. 2.15. Schéma de principe du banc de mesure de bruit en intensité relative (RIN).

En pratique, on ne mesure pas directement le niveau de RIN du laser mais le niveau de bruit total de la liaison optique qui est la somme du bruit thermique, du bruit de grenaille et du RIN du laser. Le principe de la mesure consiste à soustraire du bruit total le bruit thermique et le bruit de grenaille et d'en déduire ainsi le niveau de RIN du laser. La mesure du bruit thermique et du bruit de grenaille s'effectue à l'aide du laser de calibration faible bruit : en considérant le niveau de RIN comme négligeable, la mesure de la liaison optique laser de calibration - photodiode permet de déterminer le niveau de bruit de la somme du bruit thermique et du bruit de grenaille. Pour que la mesure soit valide, il faut soit se placer à même niveau de photocourant pour la liaison avec le laser de calibration et la liaison avec le laser à mesurer, soit corriger l'un par rapport à l'autre en utilisant les formules théoriques présentées au chapitre 1. La Fig. 2.16 présente la mesure typique d'un laser DFB jusqu'à 20 GHz.



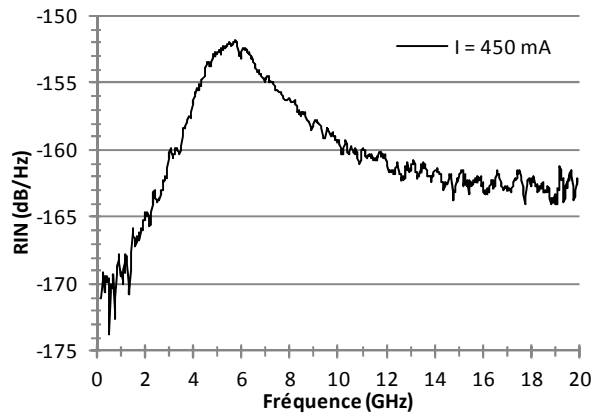


Fig. 2.16. RIN d'un laser DFB jusqu'à 20 GHz.

L'intérêt croissant pour utiliser des liaisons optiques et donc des lasers jusqu'à des fréquences de modulation supérieures à 20 GHz, nous a poussé à nous intéresser au RIN entre 20 et 40 GHz. L'amplificateur dédié au banc ne convenait plus car la bande d'amplification est de 0 à 20 GHz. Nous avons donc utilisé la cascade de deux amplificateurs « maison » pour obtenir une chaîne d'amplification avec 45 dB de gain jusqu'à 40 GHz. La mesure typique d'un laser DFB jusqu'à 40 GHz est présentée sur la Fig. 2.17

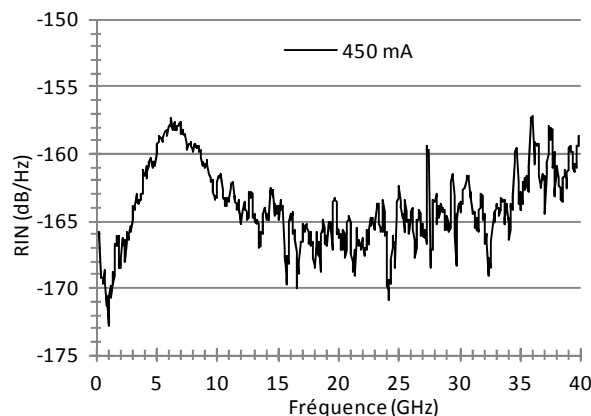


Fig. 2.17. RIN d'un laser DFB jusqu'à 40 GHz.

#### 2.2.2.2. Bande passante de modulation

La bande passante de modulation du laser se mesure avec un analyseur de réseaux vectoriel 65 GHz Anritsu et une photodiode U<sup>2</sup>T XPDV2140R (45 GHz de bande passante). La mesure consiste à moduler le laser avec un faible courant de modulation (typiquement -7 dBm) puis à regarder la bande passante de la liaison. Les lasers à mesurer dans la thèse ayant une bande passante inférieure à 10 GHz, ce n'est pas la peine de corriger la réponse de la liaison avec la réponse de la photodiode car le gain de la photodiode est plat jusqu'à plus de 20 GHz. On a donc considéré que la bande passante à -3 dB de la liaison est la bande passante à -3 dB du laser.

La Fig. 2.18(a) représente la réponse normalisée d'un laser DFB. La réponse est normalisée pour avoir un gain de 0 dB à faible fréquence. La bande passante à -3 dB est d'environ 9,5 GHz. Autour de 6 GHz, on observe une résonance de 6 dB environ. Ce n'est pas exactement la fréquence de relaxation du laser car la mesure de bande passante contient la réponse intrinsèque du laser plus la réponse de l'embase. Une modification du design de l'embase permet de modifier la réponse à une

modulation électrique. La Fig. 2.18(b) représente la réponse de la même structure laser mais avec deux embases différentes. On voit que les deux réponses sont assez différentes : la résonance est beaucoup plus marquée avec l'embase 2. Du coup, la bande passante à -3 dB passe de 7.3 GHz avec l'embase 1 à 9.5 GHz avec l'embase 2.

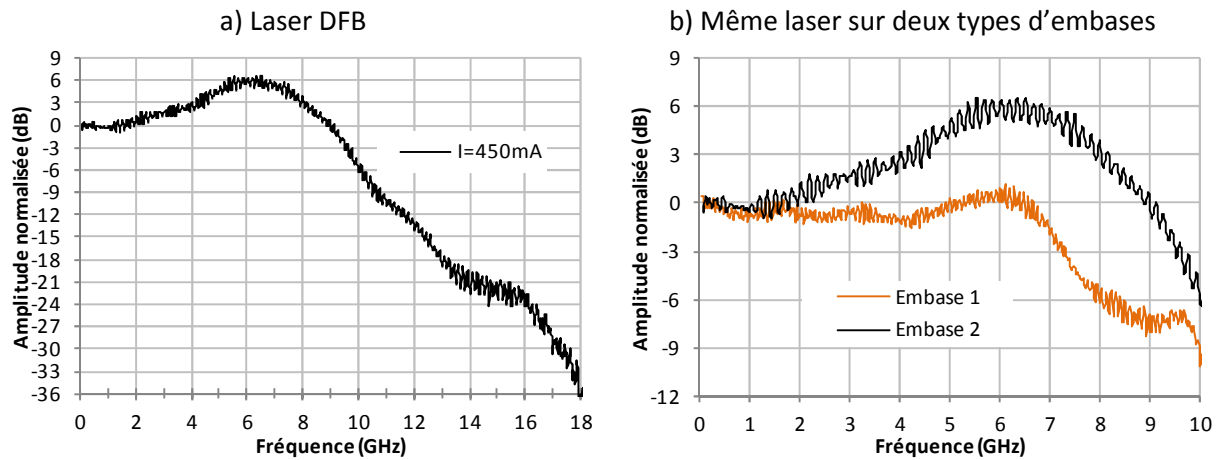


Fig. 2.18. Réponse d'un laser DFB (a) et comparatif avec deux embases différentes (b).

La mesure de bande passante de modulation ne permet pas de donner une mesure précise de la fréquence de relaxation. En effet, la fréquence de résonance visible est la superposition de la réponse du laser et de la réponse de l'embase. Pour déterminer la fréquence de relaxation, on peut par contre regarder les mesures de RIN.

### 2.2.3. Largeur de raie optique

Nous avons utilisé un banc de mesure de largeur de raie optique par battement hétérodyne (11 p. 238), (12). Le schéma de principe de la mesure est donné Fig. 2.19. Le signal optique du laser à mesurer est d'abord divisé en deux grâce un coupleur optique. Sur un des deux bras, un modulateur acousto-optique permet la descente en fréquence du signal. Dans notre banc, le signal est recopié autour de 80 MHz. L'autre bras est composé d'une certaine longueur de fibre et d'un polariseur. Les deux bras sont ensuite recouplés et le signal envoyé sur une photodiode qui va détecter le battement entre les deux signaux. La longueur de fibre permet de retarder le signal d'un bras par rapport à l'autre, et donc de décorrélérer les deux signaux. Le signal de battement est maximisé grâce au polariseur. L'ajustement du maximum se fait visuellement en bougeant manuellement la polarisation. Le signal de battement est visualisé sur un analyseur de spectre électrique. La largeur de raie étant recopié à basse fréquence (80 MHz) grâce au modulateur acousto-optique, il n'est pas nécessaire de disposer d'une photodiode et d'un ASE fonctionnant à hautes fréquences.

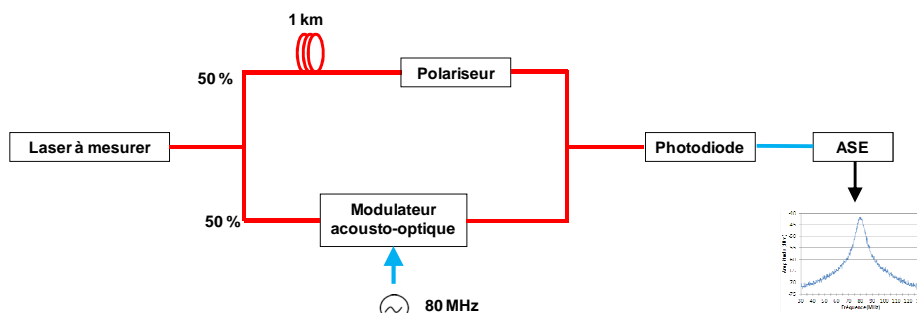


Fig. 2.19. Schéma de principe du banc de mesure de la largeur de raie optique.

La Fig. 2.20(a) montre une mesure de largeur de raie optique d'un laser DFB. La raie est centrée sur 80 MHz et présente approximativement un profil Lorentzien. Nous discuterons plus en détail du profil de la largeur de raie dans le chapitre 4. La Fig. 2.20(b) est un zoom autour de 80 MHz de la raie optique. La mesure effectuée correspondant au battement du signal avec lui-même retardé, on admettra que la largeur de raie à -3 dB mesurée est le double de la largeur de raie du laser. Dans ce cas, la largeur à -3 dB du battement est de 4.5 MHz ce qui correspond à une largeur de raie du laser de 2.25 MHz.

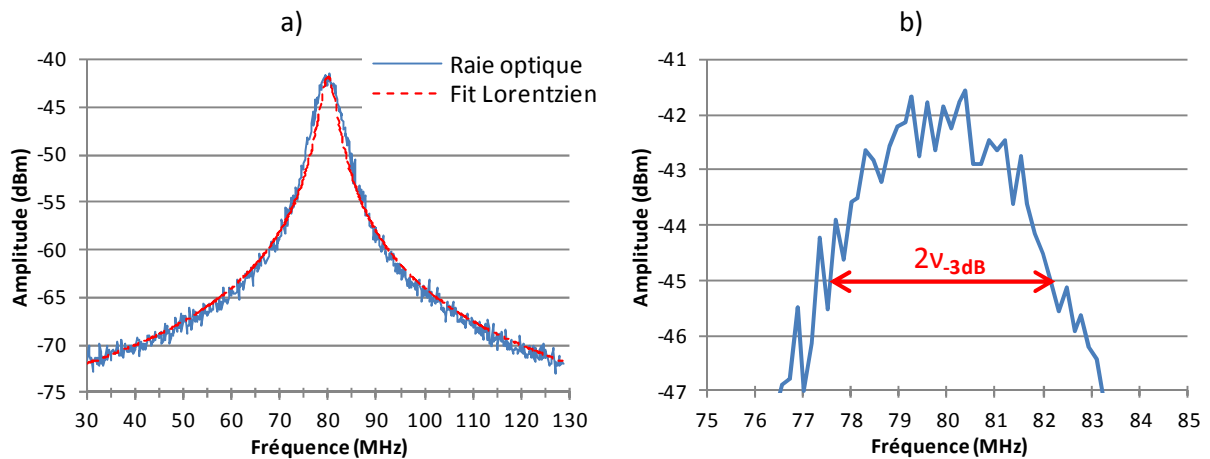


Fig. 2.20. Raie optique d'un laser DFB (a) et zoom (b) pour déterminer la largeur de raie à -3 dB.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons détaillé les principes généraux des différentes techniques de caractérisation des lasers FP et DFB. Les mesures de P-I, I-V, champs lointains et spectre optique sont assez élémentaires et simples à mettre en œuvre. Les mesures dynamiques et tout particulièrement les mesures de RIN jusqu'à 40 GHz sont plus complexes et exigent de bien connaître les phénomènes physiques si l'on veut en faire une exploitation juste. D'autres détails et explications plus spécifiques sont donnés au fil de la thèse, en particulier dans le chapitre 4.

## Bibliographie

1. **R. Menna, A. Komissarov, M. Maiorov, V. Khalfm, L. DiMarco, J. Connolly, and D. Garbuzov.** Lasers with 440 MW CW Output Power for Telecommunication Applications. *in Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. (CLEO'01)*. 2001, pp. CPD12-CP1-2.
2. **J.-R. Burie, G. Beuchet, M. Mimoun, P. Pagnod-Rossiaux, B. Ligat, J.-C. Bertreux, J.-M. Rousselet, J. Dufour, P. Rougeolle, and F. Laruelle.** Ultra High Power, Ultra Low RIN up to 20 GHz 1.55  $\mu\text{m}$  DFB AlGaInAs Laser for Analog Applications. *in Proc. the International Society for Optical Engineering (SPIE 2010)*. 2010.
3. **A. R. Sugg, J. H. Abeles, A. M. Braun, M. Maiorov, R. J. Menna, L. A. DiMarco, R. U. Martinelli, and J. C. Connolly.** Design and Charaterization of 200-mW-Class Distributed Feedback Lasers at 1.55  $\mu\text{m}$ . *in Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2000)*. 2000, pp. 282-285.
4. **J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, and K. G. Ray.** 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 735-737.
5. **A. Guermache, V. Voiriot, N. Bouche, F. Lelarge, D. Locatelli, R. M. Capella, and J. Jacquet.** 1 W Fibre Coupled Power InGaAsP-InP 14xx Pump Laser for Raman Amplification. *Electron. Lett.* 25 Nov. 2004, Vol. 40, 24, pp. 1535-1536.
6. **K. Takaki, M. Funabashi, and A. Kasukawa.** High Power CW-DFB-LD with a Novel Non-Interger Order Grating Structure. *in Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2004)*. 2004, pp. 515-518.
7. **Y. Inaba, H. Nakayama, M. Kito, M. Ishino, and K. Itoh.** High-Power 1.55- $\mu\text{m}$  Mass-Transport-Grating DFB Lasers for Externally Modulated Systems. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Mar/Apr. 2001, Vol. 7, 2, pp. 152-158.
8. **J.-R. Burie, G. Glastre, C. Starck, G. Beuchet, L. Rageot, S. Fabre, M. Mimoun, M. Thebault, B. Ligat, P. Ratel, M. Loon, J.-P. Fié, F. Laruelle, F. van Dijk, J. Decobert, O. Parrillaud, A. Enard, M. Achouche, and J.-L. Gentner.** 1550 nm AlGaInAs DFB Laser with Over 20 GHz Electro-Optical Bandwidth and Below -150 dB/Hz RIN and Receptor for Ku Band Analog Microwave Links. *in Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2008)*. 2008, pp. 1-2.
9. **B. Corbett, P. Lambkin, J. O'Callaghan, S. Deubert, W. Kaiser, J. P. Reithmaier, and A. Forchel.** Modal Analysis of Large Spot Size, Low Output Beam Divergence Quantum-Dot Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15 Jun. 2007, Vol. 19, 12, pp. 916-918.
10. **V. Vusirikala, S. S. Saini, R. E. Bartolo, R. Whaley, S. Agarwala, M. Dagenais, F. G. Johnson, and D. Stone.** High Butt-Coupling Efficiency to Single-Mode Fibers Using a 1.55- $\mu\text{m}$  InGaAsP Laser Integrated with a Tapered Ridge Mode Transformer. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Nov. 1997, Vol. 9, 11, pp. 1472-1474.
11. **L. A. Coldren, and S. W. Corzine.** *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits (Microwave and Optical Engineering)*. New York : Wiley, 1995.
12. **T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama.** Novel Method For High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum. *Electron. Lett.* 31 Jul. 1980, Vol. 16, 16, pp. 630-631.



## Chapitre 3

# Conception et modélisation des structures de puissance

Dans ce chapitre, nous verrons tout d'abord quelles sont les contraintes générales pour concevoir des structures laser de puissance. Nous détaillerons ensuite les simulations et les modélisations des lasers à semelle effectuées qui ont abouti aux designs des différents composants de cette thèse.

### 3.1. Contraintes guidant la conception des structures de puissance

#### 3.1.1. Contraintes générales pour les structures de puissance

La forte puissance optique est le point commun de toutes les diode-lasers à concevoir. Dans un premier temps, nous avons donc dû lister les contraintes structurantes pour modéliser et concevoir des composants semi-conducteurs de puissance. Ces exigences de conception ont ensuite dû être adaptées et modulées pour pouvoir satisfaire d'autres performances plus secondaires telles que la réduction du bruit en intensité ou la bande passante de modulation.

##### 3.1.1.1. Réduction des pertes internes

L'analyse des Éq. 3.1 et Éq. 3.2, qui décrivent la puissance optique de sortie ( $P_{opt}$ ) et le rendement externe ( $\eta_{ext}$ ) d'un laser, permet de déduire que le principal critère pour augmenter la puissance et le rendement est de réduire les pertes internes de la cavité. La forme la plus simple et la plus intuitive reliant la puissance optique au courant laser et au rendement externe est donnée par l'Éq. 3.1. L'Éq. 3.2 est intéressante car elle fait le lien entre un paramètre mesurable, le rendement externe, des paramètres internes ( $\eta_i$  le rendement quantique interne ;  $\alpha_m$  les pertes aux miroirs et  $\alpha_i$  les pertes internes) et des constantes ( $h$  constante de Planck,  $\nu$  la fréquence optique et  $q$  la charge élémentaire). Ces paramètres internes sont fonctions soit de la cavité, soit des matériaux utilisés. Pour augmenter le rendement externe et donc la puissance optique il faut minimiser les pertes internes et accroître le rendement quantique interne.

$$P_{opt} = \eta_{ext}(I - I_{th}) \tag{Éq. 3.1.}$$

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \tag{Éq. 3.2.}$$

Dans ce paragraphe nous allons traiter des pertes internes de la cavité ou pertes intra-cavité car c'est le paramètre clé pour réaliser des structures de puissance. Le but est donc de diminuer le plus possible les pertes intra-cavités. Les pertes internes sont la somme sur toutes les couches de la structure du produit du confinement optique sur la couche ( $\Gamma_m$ ) par le coefficient d'absorption du matériau de la couche ( $k_m$ ) (Éq. 3.3). Le confinement ou recouvrement optique se détermine en calculant le mode propre optique de la cavité (3.2.1.2). Le coefficient d'absorption est fonction du matériau utilisé et du dopage de la couche.

$$\alpha_i = \sum_m \Gamma_m k_m \tag{Éq. 3.3.}$$

Dans une structure laser, composée d'une jonction p-i-n, on peut globalement différencier trois parties : le cœur du guide, les couches dopées p et les couches dopées n (Fig. 3.1). Le cœur du guide comprend la zone active et les couches de confinement optique (Separate Confinement Heterostructure : SCH). Pour ce qui nous concerne, la zone active est composée de puits quantiques en InGaAsP entourés de barrières en InGaAsP. Dans la zone active avant d'atteindre le régime de transparence, la ré-absorption est assez forte car le gap du matériau est proche de la longueur d'onde d'émission. Néanmoins, cette zone étant aussi la zone de gain, il n'est pas très judicieux de diminuer trop fortement le confinement optique. Pour des puits en tension, le coefficient d'absorption de l'InGaAsP proche du courant de seuil est de l'ordre de  $35 \text{ cm}^{-1}$  à  $1.55 \mu\text{m}$  (1).

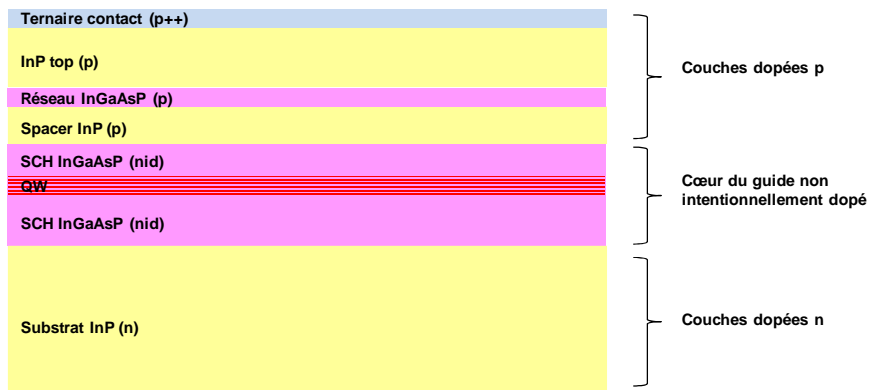


Fig. 3.1. Empilement de couches de la structure laser.

La deuxième zone correspond aux couches dopées p et comprend le spacer en InP, la couche de réseau en InGaAsP, la couche d'InP supérieure (souvent appelée InP top) et la couche de contact ohmique en InGaAs. C'est dans cette zone qu'est localisée la majorité des pertes intra-cavités. Pour les lasers à  $1.5 \mu\text{m}$ , le principal mécanisme d'absorption dans les couches de matériaux est l'InterValence Band Absorption (IVBA) qui est une absorption qui conserve le vecteur d'onde  $k$  ( $k$  constant). La Fig. 3.2, issue de (2), présente les 3 transitions possibles entre les différentes bandes de trous de la bande de valence. Les transitions A, B et C représentent respectivement le passage d'un électron de la bande LH vers la bande HH, de la bande de split-off vers la bande LH et de la bande de split-off vers la bande HH.

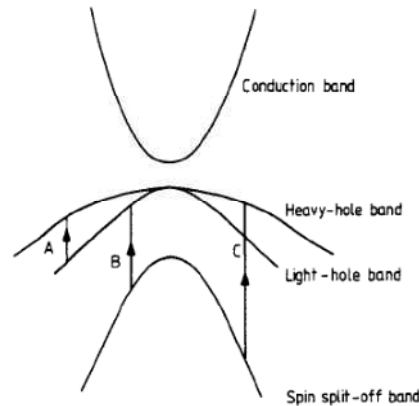


Fig. 3.2. Processus d'Intervalle Band Absorption (d'après (2)).

Henry et al. (3) ont calculé et mesuré l'absorption pour les 3 transitions dans l'InGaAs. Les résultats sont donnés sur la Fig. 3.3, les traits pleins représentant les simulations et les tirets les mesures. On voit nettement qu'autour de 1.55  $\mu\text{m}$ , seule la transition split-off vers HH présente une forte absorption.

Sur la Fig. 3.3, la transition LH vers HH est seulement visible aux faibles énergies (longueur d'onde entre 6 et 10  $\mu\text{m}$ ). A 1.55  $\mu\text{m}$ , la transition A est donc négligeable car l'énergie de transition entre les états est trop faible. La transition B est aussi négligeable entre autre car la densité d'état dans la bande LH est faible. C'est donc la transition C qui est prédominante à 1.55  $\mu\text{m}$  car la densité d'état et l'occupation des trous dans la bande HH sont importantes.

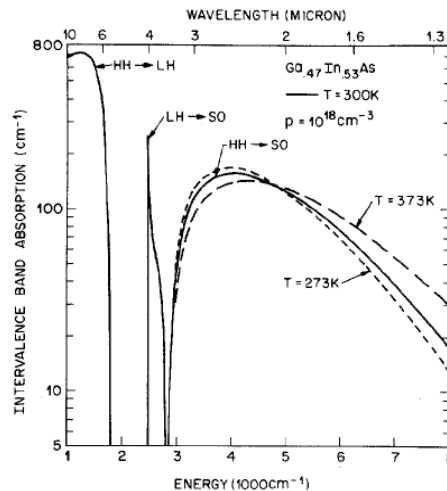


Fig. 3.3. Intervalle Band Absorption dans l'InGaAs (d'après (3)).

Pour un dopage  $p$  à  $8.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , Ballman et al. estiment le coefficient d'absorption dans l'InP à  $22 \text{ cm}^{-1}$  (4). Cette valeur est un peu plus élevée que celle mesurée ( $15 \text{ cm}^{-1}$  pour un dopage  $p$  à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) par Henry et al. dans (3). Dans cette gamme de dopage ( $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), le coefficient d'absorption dépend linéairement du taux de dopage (2). Afin de réduire l'absorption, il est envisageable de réduire le dopage dans toute la zone InP dopée  $p$  et/ou de faire un dopage graduel des zones  $p$ , i.e. de doper faiblement le matériau proche de la zone active puis d'augmenter le dopage progressivement (linéairement ou en marche d'escalier). La première solution présente l'inconvénient de dégrader la conductivité du matériau et donc d'augmenter la résistance série. Nous verrons par la suite que cela peut être tout aussi préjudiciable pour les lasers de puissance. La deuxième solution est intéressante car elle permet de diminuer les pertes sans modifier la structure



verticale, et tout en gardant une résistance correcte. D'un point de vue de l'épitaxie, cette solution est difficile à mettre en œuvre car le processus devient plus complexe et moins robuste d'une campagne d'épitaxie à l'autre. Afin de sécuriser le process, nous avons décidé de concevoir nos structures sans modifier l'empilement de référence des couches supérieures, déjà optimisé au laboratoire. Le dopage est donc moyennement élevé dans l'InP supérieur ( $1 \text{ à } 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) et fort dans les couches de contact afin de minimiser la résistance de contact.

Dans la zone dopée n (InP), l'absorption est beaucoup plus faible. Ballman et al. ont mesuré  $1 \text{ cm}^{-1}$  pour de l'InP dopé à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Les pertes par absorption dans ces zones sont donc faibles.

**Au vu des différents coefficients d'absorption, il apparaît clairement qu'à  $1.5 \mu\text{m}$  la méthode la plus efficace pour réduire les pertes internes est de diminuer au maximum le confinement dans les zones dopées p. Une légère diminution du confinement dans la zone active peut aussi être intéressante à condition de garder un gain suffisant.**

#### 3.1.1.2. Optimisation de la zone active

On a déjà noté, Éq. 3.2, que le rendement externe est proportionnel au rendement quantique interne ( $\eta_i$ ) qui représente le ratio entre le nombre de photons émis par émission stimulée et le nombre de porteurs libres injectés dans la structure. Le rendement quantique interne est déterminé par le type et la forme de la zone active utilisée. Dans le cas d'une zone active à puits quantiques, les principales variables d'ajustement sont l'épaisseur du puits quantique et le nombre de puits quantiques. L'épaisseur du puits va influencer le nombre de niveaux d'énergie possibles dans la barrière de potentiel. Pour une efficacité maximale, il est nécessaire d'avoir un seul niveau d'énergie dans le puits quantique.

Les zones actives à base de puits quantiques utilisées dans cette thèse sont constituées de puits en compression en InGaAsP et de barrières en InGaAsP Q1.17. Ces zones de gain ont été développées dans des études antérieures pour maximiser le gain différentiel et le rendement quantique interne (cf Chapitre 1). Nous avons juste adapté et optimisé le nombre de puits pour être compatible des performances dynamiques (RIN, bande passante de modulation) à atteindre.

**L'optimisation du nombre de puits et de leurs épaisseurs permet de maximiser le rendement quantique interne et le gain différentiel.**

#### 3.1.1.3. Résistances thermiques, électriques et effets de la température

Dans les paragraphes précédents, en nous appuyant sur l'équation (3.1.1), nous avons montré que dans une première approximation la puissance optique de sortie dépend des pertes internes et du rendement quantique interne. Les phénomènes thermiques interviennent cependant rapidement pour dégrader le rendement externe et la puissance optique. Dans les semiconducteurs l'échauffement thermique provient de trois mécanismes (5), (6) :

- l'effet Joule, surtout présent dans les zones dopées p (la conductivité des électrons est très grande devant celle des trous)
- les recombinaisons non-radiatives (Auger)
- l'absorption de photons et l'IVBA.

Dans les structures à puits quantiques, les porteurs (électrons et trous) sont confinés dans le puits de potentiel, la hauteur des barrières de part et d'autre du puits (à priori différente pour les électrons et les trous) dépendant des matériaux et des contraintes utilisés. Une partie des porteurs peut sortir du puits et être perdue pour toute recombinaison radiative : les électrons allant vers les zones dopées p alors que les trous vont vers les zones dopées n. A cause de leur densité d'état et de leur masse effective plus faible, on ne s'intéresse généralement qu'aux électrons. Cette fuite des porteurs, appelée effet thermoïonique, dépend exponentiellement de la hauteur des barrières du puits quantiques (7).

A cause de l'effet thermoïonique, la densité de courant à la transparence et les pertes optiques (8) vont augmenter alors que le gain différentiel (9) et le rendement quantique interne diminuent (10), (8). La diminution du gain différentiel va engendrer une dégradation des performances dynamiques (RIN, bande passante et largeur de raie optique) du laser (11). Le gain optique va lui s'élargir en fonction de la longueur d'onde et s'aplatir car la répartition en énergie des porteurs est plus étalée.

Le courant de seuil en fonction de la température suit une loi exponentielle modélisée par l'Éq. 3.4 :

$$I_{th} = I_0 e^{T/T_0} \quad \text{Éq. 3.4.}$$

avec  $I_0$  le courant de seuil pour  $T = 0$  K et  $T_0$  la température caractéristique du laser (12). La valeur de  $T_0$  dépend des matériaux utilisés pour la zone active et de leur structure de bande. Un  $T_0$  élevé signifie que le courant de seuil augmente peu avec l'élévation de la température. Le meilleur moyen de maximiser  $T_0$  est d'augmenter la barrière de potentiel vue par les électrons dans la bande de conduction. Cela permet de mieux confiner les électrons dans le puits et d'éviter qu'ils ne s'échappent. Des températures caractéristiques de l'ordre de 120 K ont été obtenues avec le système de matériaux AlGaInAs (13) alors qu'elles sont plutôt de l'ordre de 50 à 70 K pour l'InGaAsP (14 p. 58).

Le système d'équations couplées (Éq. 3.5 et Éq. 3.6) relie les principales grandeurs caractéristiques de la jonction et des matériaux : la puissance optique ( $P_{opt}$ ), le rendement externe du laser ( $\eta_{ext}$ ), le courant d'injection ( $I$ ), les températures de la jonction ( $T_j$ ), du substrat ( $T_s$ ) et caractéristique ( $T_0$ ), la résistance thermique ( $R_{th}$ ), la résistance série ( $R_{série}$ ) et la tension de coude de la jonction ( $V_d$ ). L'Éq. 3.5 décrit l'évolution de la puissance optique en fonction du courant net (courant moins courant de seuil) et du rendement externe, ces deux grandeurs dépendant de la température de la jonction. Le rendement externe (Éq. 3.2) diminue avec l'augmentation de la température car les pertes internes augmentent et le rendement quantique interne diminue. L'évolution de la température de la jonction est donnée par l'Éq. 3.6. L'élévation de température se calcule comme le produit de la résistance thermique par la puissance à dissiper par effet Joule : le terme  $(V_d + R_s I) I - P_{opt}$  représente la puissance électrique injectée dans la structure moins la puissance évacuée sous forme de lumière laser (on a négligé la puissance dissipée par émission spontanée qui est très faible devant la puissance optique laser, surtout dans le cas des lasers de puissance). La réduction de la résistance thermique et de la résistance électrique est donc primordiale si l'on souhaite minimiser la température de la jonction.

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{opt}(I) = \eta_{ext}(T_j) \left[ I - I_0 e^{\left(\frac{T_j}{T_0}\right)} \right] \\ T_j = T_S + R_{th} \left[ (V_d + R_S I) I - P_{opt} \right] \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Éq. 3.5.} \\ \text{Éq. 3.6.} \end{array}$$

De la même façon que pour le courant de seuil, on peut utiliser une loi exponentielle pour décrire le rendement externe en fonction de la température (Éq. 3.7):

$$\eta_{ext} = \eta_{ext,0} e^{T/T_1} \quad \text{Éq. 3.7.}$$

avec  $I_0$  le rendement externe pour  $T = 0$  K et  $T_1$  le rendement externe caractéristique du laser.

**Principalement à cause de l'effet thermoïonique, l'élévation de la température de la puce dégrade ses performances statiques (augmentation du courant de seuil, saturation du rendement externe et de la puissance) et ses performances dynamiques (RIN et bande passante). Pour minimiser l'échauffement, il faut réduire les résistances électrique et thermique de la structure.**

#### 3.1.1.4. Optimisation du couplage optique

Les composants développés dans le cadre de ce travail visent à transporter la lumière par fibre optique. L'utilisation des fibres optiques engendre des pertes de propagations minimales (typiquement 0.2 dB/km), une grande flexibilité et un faible encombrement. Il faut donc tenir compte des pertes de couplage de la lumière entre la puce laser et la fibre optique. Intégrer dès la conception le fait que le faisceau réfracté devra être couplé le plus simplement et le plus efficacement possible dans une fibre optique doit permettre de faciliter le travail de la mise en module.

Les pertes de couplage sont principalement liées aux caractéristiques du faisceau incident et à l'optique de couplage mise en place. À de rares exceptions près, les composants à 1.5  $\mu\text{m}$  disponibles commercialement sont fibrés. Pour obtenir des composants de puissance fibrés, il est donc essentiel d'optimiser et de maximiser le couple puissance optique – efficacité de couplage car les pertes de couplage se répercutent directement sur la puissance optique et le rendement fibrés.

La Fig. 3.4 décrit le faisceau de sortie d'un laser. La divergence parallèle est la divergence dans le plan des couches de matériaux. Le rapport d'ellipticité est le rapport entre la divergence perpendiculaire et la divergence parallèle. Pour les lasers shallow ridge, la divergence perpendiculaire est la plus importante : elle est généralement comprise entre 30 et 60°. Pour maximiser le couplage optique, il faut avoir des modes gaussiens ayant des divergences et une ellipticité les plus faibles possibles (15), (16). Le système standard de mise en module (type « Butterfly ») comprend une lentille de collimation, un isolateur optique et une lentille de focalisation. Les lentilles généralement utilisées sont des lentilles sphériques. Cependant, des lentilles cylindriques peuvent être utilisées pour corriger l'ellipticité du faisceau et ainsi diminuer les pertes de couplage.

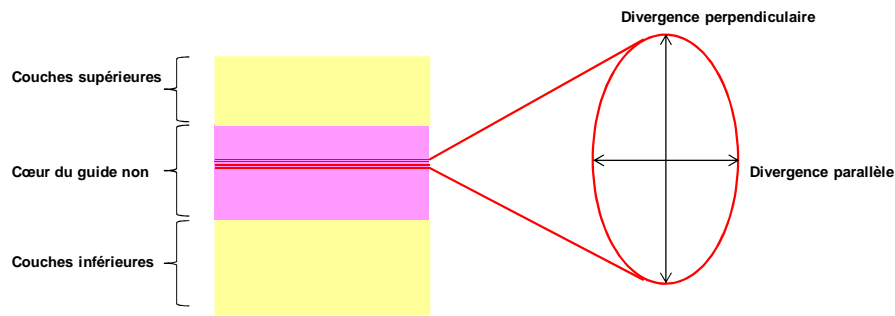


Fig. 3.4. Description du faisceau laser.

Dans notre étude, nous nous sommes fixés comme objectif prioritaire de réduire la divergence perpendiculaire. Cela doit être obtenu sans rajouter de trop fortes contraintes lors de la fabrication des puces et être compatible avec les autres spécifications importantes de la puce. Le fait d'utiliser une technologie shallow ridge limite beaucoup les marges de manœuvres et les chances de succès car avec cette topologie de laser, le mode est naturellement très divergeant et très elliptique. De plus, les techniques mises en place habituellement telles que l'utilisation d'un adaptateur de mode (taper) sont délicates à mettre en œuvre et beaucoup moins efficaces que pour les structures enterrées.

**Pour obtenir un bon laser de puissance à 1.55  $\mu\text{m}$  il faut donc :**

- **réduire les pertes internes en éloignant le mode optique des zones dopées p,**
- **trouver la zone active qui maximise le rendement quantique interne,**
- **diminuer l'échauffement de la puce en réduisant les résistances électrique et thermique,**
- **avoir un mode optique de sortie circulaire et peu divergent, pour coupler efficacement le mode dans une fibre optique.**

### 3.1.2. Contraintes spécifiques

Jusqu'à présent, nous avons détaillé les contraintes de conception des lasers semi-conducteurs à 1.5  $\mu\text{m}$  dans le but de maximiser la puissance optique et le rendement externe. Cependant pour les applications systèmes visées, nous devons aussi optimiser notre structure sur d'autres points. Les différentes applications et les besoins en termes de performances ont été énoncés et expliqués au chapitre 1. Ces autres contraintes portent notamment sur le niveau de RIN et la bande passante de modulation. Dans cette partie, nous allons voir ce que ces autres performances imposent à la conception des structures. Nous verrons dans l'ordre le cas des lasers à modulation directe pour les liaisons optiques hyperfréquences puis celui des lasers à verrouillage de modes à faible largeur de raie RF.

#### 3.1.2.1. Lasers à modulation directe pour les liaisons optiques hyperfréquences

Nous nous sommes d'abord intéressés aux lasers de puissance à modulation directe pour la transmission de signaux analogiques par voie optique. L'offre commerciale pour ce type de composants est assez faible et les performances ne sont pas toujours suffisantes, notamment

concernant les liaisons à modulation directe. En plus de la puissance et du rendement, nous avons besoin d'améliorer la bande passante de modulation, le niveau de RIN, le caractère monomode fréquentiel et la réduction des non-linéarités.

a) Large bande passante de modulation

L'objectif à atteindre pour la bande passante de modulation est de 6 GHz. Cette valeur permet de couvrir les bandes de fréquences UHF, L, S et une partie de la bande C ce qui est suffisant pour les applications envisagées.

Tout d'abord, la topologie shallow ridge double canal est largement compatible avec cette gamme de fréquence (17) sans qu'il y ait de développement technologique à prévoir. En effet, comme nous l'avons démontré au chapitre 2, la coupure RC de ce type de structure est située à plus haute fréquence (autour de 15 GHz pour une puce de 1 mm). Nous pouvons aussi utiliser une métallisation pleine plaque sur la face avant du composant sans être pénalisés au niveau de la bande passante.

Nous avons vu au chapitre 1, que la bande passante de modulation est reliée à la fréquence de relaxation du laser et que l'augmentation de la fréquence de relaxation passe par une augmentation du gain différentiel du laser. Nous avons donc décidé d'utiliser des puits quantiques en compression et un nombre élevé de puits quantiques. Le nombre de puits est compris entre 6 et 9 en fonction des conceptions. Même si le dopage p de la zone active est en faveur d'une amélioration de la bande passante de modulation, il est pour nous impossible de doper les puits quantiques car cela augmenterait de manière rédhibitoire les pertes internes.

b) Réduction du RIN

Le RIN d'un laser remonte très fortement proche de la fréquence de relaxation. Dans notre cas, il ne faut donc pas avoir la fréquence de relaxation dans la bande d'intérêt i.e. jusqu'à 6 GHz environ. Notre objectif est donc d'arriver à repousser la fréquence de relaxation jusqu'à 7 voire 8 GHz pour ne voir qu'une remontée assez faible du RIN jusqu'à 6 GHz.

Le fait de polariser le laser à fort courant, i.e. d'augmenter la densité de photons dans la cavité est un élément favorable à la réduction du RIN. A basse fréquence, la réduction du RIN passe également par une augmentation du gain différentiel du laser, notamment au travers du paramètre K et un bon SMSR.

Le dernier paramètre concerne la position de la longueur d'onde de Bragg. Nous parlerons de cela dans le paragraphe suivant.

c) Laser DFB

Une des possibilités pour réaliser un laser monomode fréquentiel est d'inscrire un réseau d'indices dans la cavité. On parle de laser à contre-réaction distribuée ou DFB (Distributed Feedback). Le réseau d'indice va faire office de filtre et va sélectionner une longueur d'onde. Cette solution permet d'obtenir des lasers avec une bonne réjection des modes secondaires (Side-Mode

Suppression Ratio : SMSR) i.e. un rapport entre le mode principal et les modes secondaires supérieur à 50 dB.

Le réseau d'indice est réalisé par l'alternance d'InP et de quaternaire Q1.17 le long de la structure (Fig. 3.5). Généralement, ce réseau est placé au dessus de la SCH et du spacer d'InP, du côté des couches dopées p de la structure. Les détails de la réalisation technologique sont expliqués dans la partie 2.1.2.2.

Lors de la conception de la structure verticale, il faut calculer l'épaisseur de la couche de réseau d'InGaAsP qui va être gravée puis rebouchée par de l'InP. La force du réseau i.e. son aptitude à réfléchir le mode optique va être fonction de l'épaisseur de quaternaire et du taux d'ouverture. La force du réseau par unité de longueur s'appelle le coefficient de couplage du réseau et est nommé  $\kappa$ . Pour connaître la force du réseau de la cavité, il faut multiplier  $\kappa$  par la longueur de la structure (L). Plus  $\kappa L$  est grand, plus le réseau est fort.

Pour calculer  $\kappa$ , on applique l'Éq. 3.8, avec  $\lambda_B$  la longueur d'onde du réseau,  $n_{eff,1}$  l'indice effectif dans la tranche 1 et  $n_{eff,2}$  l'indice effectif dans la tranche 2 (Fig. 3.5).

$$\kappa \approx \Delta n \frac{\pi}{2\lambda_B} \quad \text{avec} \quad \Delta n = |n_{eff,1} - n_{eff,2}| \quad \text{Éq. 3.8.}$$

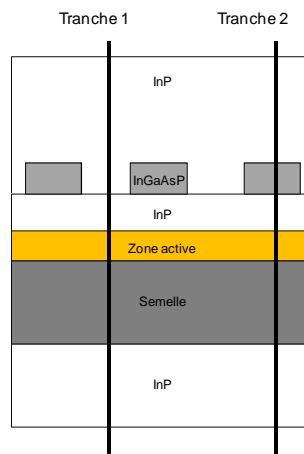


Fig. 3.5. Calcul des indices effectifs pour les différentes sections du réseau.

Pour les structures de puissance, la force du réseau est un paramètre crucial car le réseau va modifier la distribution spatiale des porteurs et des photons dans la cavité. Il va en résulter un déficit de porteurs à certains endroits de la cavité (facettes, centre de la cavité etc...) appelé spatial hole burning. Le spatial hole burning va entraîner une saturation du gain qui va réduire la puissance optique de sortie (voir chapitre 1). Dans la littérature, il est généralement conseillé d'utiliser des  $\kappa L$  plutôt faibles (entre 1 et 1.5) pour les lasers de puissance. Cela permet d'avoir une distribution de la densité de photons assez homogène le long de la cavité et donc de limiter les phénomènes de saturations.

La position de la longueur d'onde de Bragg par rapport à la courbe de gain est très importante. La Fig. 3.6 représente le gain du laser en fonction de la longueur d'onde pour 3 densités de courant ( $N_1 < N_2 < N_3$ ). En augmentant la densité de courant les niveaux de plus haute énergie i.e. de faibles longueurs d'onde, se remplissent progressivement. Comme on le voit sur la figure, le gain différentiel, qui représente la variation de gain en fonction de la variation de la densité de porteur, est plus fort à gauche du pic de gain. Un detuning négatif (longueur d'onde de Bragg inférieure à celle du pic de la courbe de gain) est donc en faveur d'une augmentation du gain différentiel et donc

d'une amélioration des performances dynamiques (réduction de la largeur de raie optique, du niveau de RIN et augmentation de la fréquence de relaxation). Cependant avec l'injection se produit une élévation de la température de la jonction qui a pour effet de diminuer le gap du matériau et donc de décaler la courbe de gain vers les plus grandes longueurs d'onde. Pour cela, il peut être intéressant de considérer le cas d'un detuning positif.

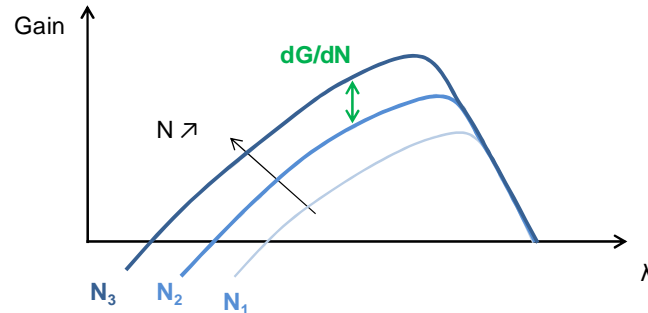


Fig. 3.6. Augmentation du gain différentiel.

Sur la Fig. 3.7 est représenté l'effet d'un detuning positif sur la puissance de saturation. Très rapidement avec l'injection du courant (avant le seuil), la courbe de gain se décale vers les hautes longueurs d'onde à cause de l'échauffement thermique. Si le detuning est positif ( $\lambda_{\text{Bragg}, 2}$ ), la longueur d'onde de Bragg est encore dans la courbe de gain même pour un fort échauffement et donc un fort courant de polarisation. La longueur d'onde de Bragg 1 ( $\lambda_{\text{Bragg}, 1}$ ) qui a un detuning négatif est elle très rapidement en dehors de la courbe de gain. Avoir un detuning positif permet de polariser le laser à plus fort courant et ainsi d'atteindre des puissances optiques plus importantes.

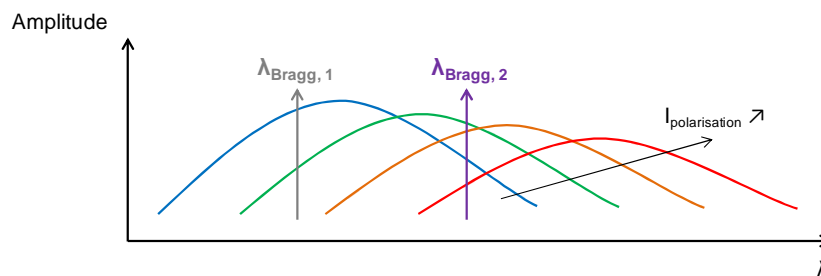


Fig. 3.7. Effet d'un detuning positif sur la puissance de saturation.

Dans notre cas, il est difficile de connaître a priori le detuning idéal car il faut trouver le bon compromis entre la forte puissance et les bonnes performances dynamiques. Le masque de lithographie de la couche réseau contient donc 4 longueurs d'onde de Bragg espacées d'environ 6.5 nm, le pas 1 étant calé sur 1537 nm.

**L'obtention de lasers DFB de puissance à modulation directe passera par une optimisation de la zone active afin de maximiser le gain différentiel et par une conception soignée du choix du pas de réseau. La difficulté majeure consistera à trouver le bon compromis du detuning afin de conserver une forte puissance ainsi qu'un RIN faible et une large bande passante de modulation.**

### 3.1.2.2. Lasers à verrouillage de modes à faible largeur de raie RF

Le point de départ pour la conception de lasers à verrouillage de modes de puissance consiste à utiliser les méthodes présentées au 3.1.1 : amélioration du rendement interne et réduction des

pertes internes, de la divergence, de la résistance thermique et de la résistance série. Cependant, en plus d'une forte puissance optique, nous souhaitons avoir des lasers avec une faible largeur de raie RF. La raie RF provient du battement sur une photodiode des modes Fabry-Perot de la cavité. Sa finesse va donc caractériser la mise en phase des modes optiques.

Un lien fort existe entre la largeur de la raie RF et le recouvrement du mode optique sur la zone active (18) : plus le confinement est faible, plus la raie est fine (Fig. 3.8). Les structures à base de zone active massive, dont le confinement est généralement supérieur à 20 %, présentent des largeurs de raie RF entre 500 kHz et 10 MHz. L'utilisation de puits quantiques permet de descendre à des largeurs de raie de la centaine de kHz (confinement optique entre 10 et 15 %). Les zones actives à base de bâtonnets ou de boîtes quantiques ont permis de diminuer considérablement le confinement sur la zone active (ordre du %). Les largeurs de raie RF obtenues sont de l'ordre de la dizaine de kHz. Il n'a pas été clairement démontré que cette réduction de la raie RF soit due à une propriété intrinsèque des boîtes quantiques. Il semblerait plutôt que la finesse de la raie RF soit liée au très faible confinement obtenu par ces types de zone active. Ce faible recouvrement du mode optique avec la zone active réduirait le couplage de l'émission spontanée avec le mode optique laser.

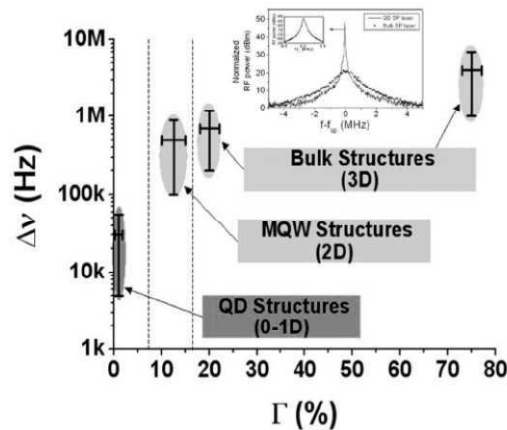


Fig. 3.8. Evolution de la largeur de raie RF en fonction du confinement optique et du type de zone active (d'après (18)).

Afin de réaliser des structures avec de faibles largeurs de raie RF, nous avons décidé d'utiliser une zone active à base de bâtonnets quantiques. En axant le design des structures sur la réduction des pertes internes, nous pouvons nous permettre un gain modal plus faible que sur une structure avec des pertes internes standards. Cela nous donnera donc, encore plus de latitude pour réduire le confinement sur les plans de bâtonnets.

Jusqu'à présent, la tendance pour la conception des lasers à bâtonnets quantiques était d'avoir des structures très confinantes i.e. avec un fort confinement du mode optique sur la zone active et les SCH (19). Le fort confinement sur la zone active permet de conserver un recouvrement assez fort sur les plans de bâtonnets malgré la finesse des couches. Pour obtenir le fort indice optique nécessaire, la zone active et particulièrement les barrières sont très épaisses. Une conséquence de cette conception est la très forte divergence de sortie puisqu'elle dépasse facilement les 40° à mi-hauteur (19), (20). Kim et al. ont par exemple mesuré des pertes de couplage supérieures à 7 dB par facette entre un SOA à boîtes quantiques et une fibre lentillée (21).

**La force des lasers à base de bâtonnets quantiques est d'avoir un faible confinement sur la zone active tout en gardant un gain suffisant pour l'effet laser. La combinaison d'une structure à**



---

**faibles pertes internes et à bâtonnets quantiques doit donc permettre de réduire drastiquement le confinement sur la zone active ce qui a pour conséquence une réduction du couplage de l'émission spontanée avec le mode optique et donc la réduction de la largeur de raie RF.**

## 3.2. Conception des lasers à structure asymétrique

### 3.2.1. Outils de modélisation

La conception et la modélisation des structures verticales doivent nous permettre de trouver les structures les plus adaptées à notre problématique. L'étape de modélisation passe d'abord par le calcul des indices optiques des différentes couches puis par la simulation par logiciels des modes propres de la cavité.

#### 3.2.1.1. Calcul des indices optiques

Les matériaux utilisés pour la conception sont l'InP et différents alliages InGaAsP caractérisés par leurs gaps. Pour calculer les indices optiques des différentes couches, nous utilisons les travaux de Broberg et al. (22), en tenant compte du gap du matériau, du dopage n ou p de la couche, de la contrainte appliquée et de la densité d'injection de porteurs.

#### 3.2.1.2. Modes propres de la cavité

Les calculs des modes propres de la cavité ont été fait principalement à l'aide du logiciel de simulation Alcor. Ce logiciel a été développé par le Centre National d'Etudes des Télécommunications (CNET) de France Télécom dans les années 1990. Les principaux paramètres d'entrée sont :

- les indices optiques des matériaux,
- le détail de la structure verticale (épaisseur de l'empilement de couches)
- les dimensions du ruban.

Le logiciel de simulation calcule ensuite le ou les modes propres de la cavité en utilisant la méthode de l'indice effectif (23), (24). Les paramètres de sortie sont l'indice effectif de la structure, les confinements optiques sur les différentes couches ainsi que la taille du mode optique. On peut aussi avoir la représentation graphique des modes propres en superposition avec la structure du laser.

L'autre logiciel que j'ai utilisé est BeamPROP RSoft. En plus du calcul des modes propres, ce logiciel permet de simuler la propagation de modes optiques.

**Le calcul des indices optiques pour les différentes couches permet d'effectuer la modélisation en 2 dimensions de la structure verticale du laser shallow ridge et la détermination des modes propres de la cavité.**

### 3.2.2. Concepts et avantages des structures asymétriques ou à semelle

Après avoir discuté du concept et du principe des structures à guide asymétrique (« asymmetrical cladding ») appelées dans la suite de la thèse structures à semelle, je détaillerai les avantages et les inconvénients de ce type de design pour la réalisation de lasers de puissance.

3.2.2.1. Principe des structures à semelle

Le principe général des structures à semelle consiste à intercaler une couche de matériaux semi-conducteurs entre la zone active et le substrat, cette couche ayant un indice optique compris entre celui de la zone active et celui du substrat. Cette couche guidante va attirer partiellement le mode propre optique de la cavité. De ce fait, le centre du mode optique ne se trouve plus localisé sur la zone active mais légèrement en dessous. La différence de structure, de mode propre et d'indice optique entre une structure laser standard et une structure à semelle est donnée sur la Fig. 3.9(a) et (b).

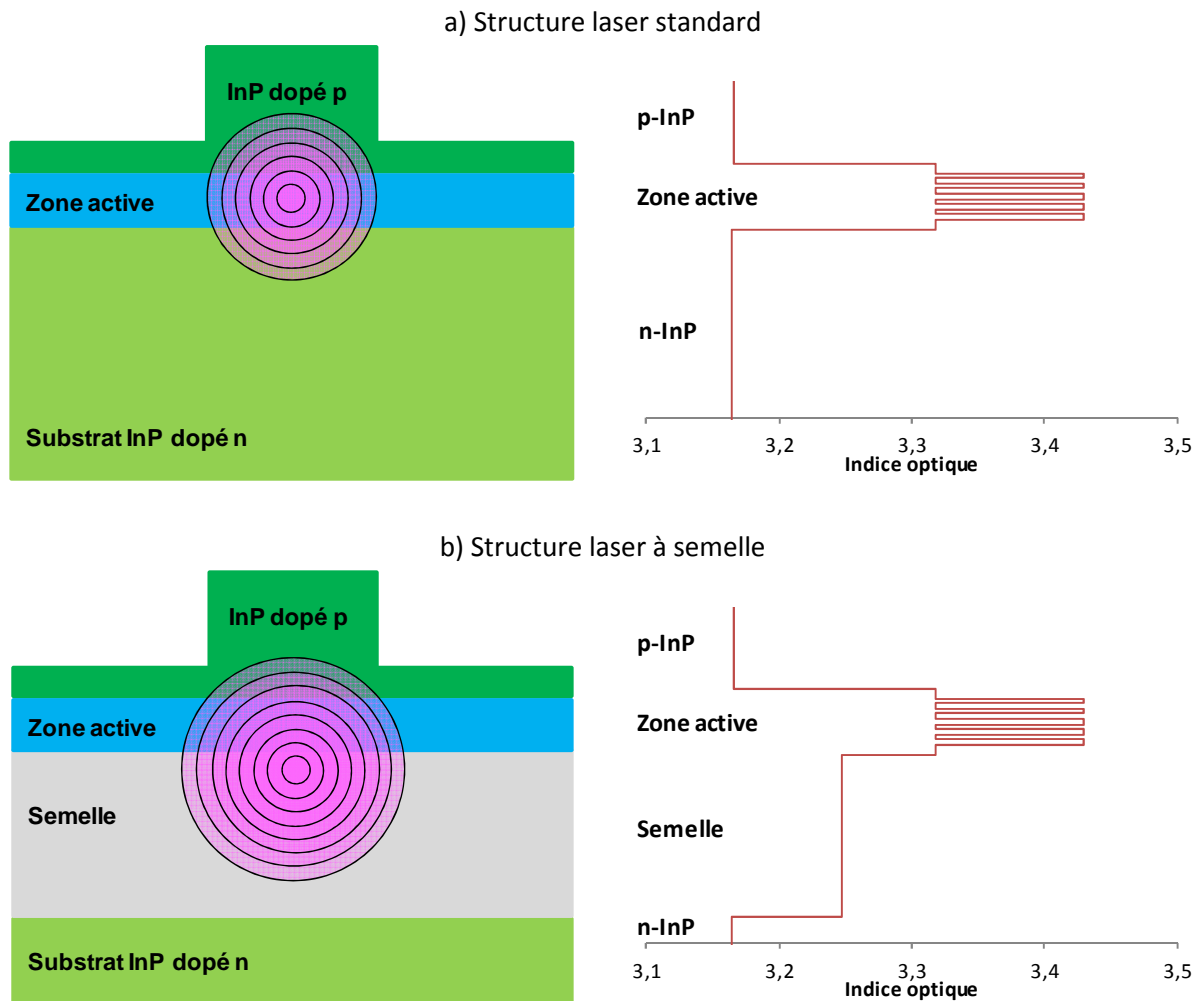


Fig. 3.9. Structure verticale, mode propre et indice optique pour un laser standard (a) et un à semelle (b).

Dans la littérature, les équipes du MIT-Lincoln Laboratory (Massachusetts Institute of Technology) ont été les premières à utiliser ces structures à partir des années 2000 pour réaliser des lasers et des amplificateurs optiques de puissance. Elles sont dérivées de l'analyse des modes couplés de Marcatili (25). Historiquement, les premières démonstrations ont été réalisées aux longueurs d'onde de 1300 (26), 980 (27) puis 915 nm (28) sur des lasers FP. Ensuite, d'autres laboratoires ont travaillé avec succès sur la réalisation de lasers à semelle autour de 1480 nm pour le pompage des EDFA (29) ou l'amplification Raman (30). Ils ont obtenu des lasers FP avec des puissances couplées dans la fibre optique supérieures à 1 W en technologie enterrée p-n BH. C'est finalement en 2005, que Plant et al. implémentent les premières structures asymétriques à 1.5  $\mu\text{m}$

pour les lasers puis pour les amplificateurs optiques à semiconducteurs (SOA) (31), (32). Ils ont démontré des puissances de 860 mW avec des lasers FP de 1 cm de long en topologie « deep ridge ». La structure utilisée est épitaxiée en MOVPE et consiste en une semelle en quaternaire InGaAsP (1.03  $\mu\text{m}$  de gap) de 5.13  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et une zone active composée de 5 puits de 8 nm d'épaisseur.

### 3.2.2.2. Impact de la semelle sur les pertes optiques et le couplage

Pour modéliser et concevoir la semelle, il existe principalement deux degrés de liberté : le matériau ou l'alliage utilisé et l'épaisseur de la couche de semelle. En pratique, la latitude sur l'alliage est faible, le matériau utilisé étant souvent dicté par les capacités d'épitaxie du laboratoire. En effet, le développement et la calibration des quaternaires en InGaAsP sont longs et difficiles. Walpole et al. (26) et Plant et al. (31) ont par exemple utilisé le même quaternaire (1.03  $\mu\text{m}$  de gap) pour des lasers émettant à 1.3 et 1.5  $\mu\text{m}$ . Pour optimiser leur structure, ils ont par contre changé l'épaisseur de la semelle (3.9  $\mu\text{m}$  pour Walpole et 5.13  $\mu\text{m}$  pour Plant), ce qui constitue en réalité le principal paramètre de liberté des structures à semelle.

Pour leur structure, Plant et al. ont démontré l'impact de l'épaisseur de la semelle sur les pertes internes et la taille du mode optique. Pour cela, ils ont testé 2 structures avec des semelles de 5.13 et 3.94  $\mu\text{m}$  d'épaisseur en modifiant l'épaisseur des barrières pour maintenir un même confinement sur la zone active (estimé à 0.3 %). Ils ont mesuré des pertes internes respectivement de 0.43 et 0.69  $\text{cm}^{-1}$  et une taille de mode de 4.5 x 8.0  $\mu\text{m}$  et 4.0 x 6.5  $\mu\text{m}$ . L'impact de la différence de pertes internes se traduit sur le rendement quantique différentiel (56 % au lieu de 50 %) et celui de la taille du mode se répercute sur le taux de couplage optique entre le laser et une fibre monomode (SMF-28) traitée antireflet (55 % de couplage au lieu de 37 %). Ces structures sont clairement optimisées pour obtenir le plus de puissance possible avec un faisceau monomode spatialement. En effet, la semelle est très épaisse ce qui permet de déconfiner presque totalement le mode propre des couches dopées p ( $\Gamma_{p\text{-InP}} \approx 0.8\%$ ) et donc d'obtenir des pertes internes très faibles ( $\alpha_i \approx 0.43 \text{ cm}^{-1}$ ). Dans le même temps, cela entraîne un confinement sur les puits quantiques très faible ( $\approx 0.3\%$ ) ce qui conduit à des courants de seuils élevés (de l'ordre de 300 mA) et des courants de fonctionnement très élevés (jusqu'à 5 A).

Ce type de structures semble bien adapté pour la réalisation des lasers de puissance à verrouillage de modes à faible largeur de raie RF. En effet pour atteindre nos objectifs, il faut d'une part diminuer le plus possible les pertes internes en réduisant le recouvrement optique du mode avec les couches dopées p et d'autre part diminuer le recouvrement avec la zone active pour obtenir une faible largeur de raie d'autopulsation. L'utilisation de bâtonnets quantiques va permettre de favoriser encore plus le faible recouvrement du mode optique avec la zone active (tout en profitant des autres atouts des bâtonnets quantiques).

La conception des lasers DFB à fort rendement et faible bruit ne répond pas seulement au besoin de performances statiques (forte puissance et fort rendement) mais aussi de performances dynamiques (faible RIN et large bande passante de modulation). La principale difficulté de la conception réside donc dans la gestion des compromis entre les différentes performances recherchées. De plus, les démonstrations à 1.48  $\mu\text{m}$  de Guermache et al., Nagashima et al. et celles à 1.5  $\mu\text{m}$  de Plant et al. ont été faites pour des lasers FP. A notre connaissance, il n'y a pas de résultats de lasers de puissance DFB à semelle. Le contrôle de la force du réseau sera donc aussi un paramètre clé pour la réussite de ce projet.

### 3.2.2.3. Problématiques liées à l'utilisation de structures à semelle

Même si l'utilisation de structures à semelle est très intéressante pour les lasers de puissance, cette méthode pose quelques problèmes. Tout d'abord, le fort déconfinement du mode propre de la zone active va entraîner une augmentation du courant de seuil. Cette dégradation du courant de seuil n'est cependant pas trop catastrophique dans le cas de lasers de puissance fonctionnant avec plusieurs centaines de milliampères de courant de polarisation.

Le développement de nouveaux quaternaires InGaAsP n'est pas aisé et demande un grand savoir-faire technologique et beaucoup d'essais et de calibrations. C'est pour cela que l'on ne peut pas se permettre de modifier aussi facilement l'alliage quaternaire que l'on utilise dans la structure. Par contre, une fois qu'un alliage est bien maîtrisé en épitaxie, de simples étapes de calibration avant chaque nouvelle campagne d'épitaxie sont suffisantes pour bien caler la longueur d'onde de photoluminescence.

Un autre inconvénient des couches épaisses de quaternaires  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  est leur mauvaise conductivité thermique, cette remarque restant valable pour la majorité des autres quaternaires. La conductivité thermique en fonction de la composition de l'InGaAsP est donnée par Adachi dans (33). Le gap en longueur d'onde de l'alliage augmente en même temps que le paramètre  $y$  ; la valeur de  $x$  est ensuite fixée par l'accord en maille avec l'InP. Une conductivité thermique de  $6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  est utilisée dans (34) pour un substrat en InGaAsP (faible gap en longueur d'onde) et de  $3.6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  dans (35) pour une zone active (fort gap en longueur d'onde). Pour les alliages d'InGaAsP nous concernant, la conductivité thermique est comprise entre 3 et  $8 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ , valeurs à mettre en regard des  $68 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  de l'InP (36).

L'utilisation d'une semelle en quaternaire risque d'augmenter la température de la zone active et donc de dégrader les performances. La problématique thermique est d'autant plus sensible que l'on souhaite un fonctionnement non-refroidi ou quasi-non refroidi du laser. La mauvaise dissipation thermique risque aussi de perturber la caractérisation des puces nues sous forte puissance car le système de régulation des bancs de mesure n'est pas aussi performant que celui d'un module.

### 3.2.2.4. Deux types de semelle

Jusqu'à présent, tous les résultats présentés dans la thèse l'ont été pour des lasers avec une semelle en matériau quaternaire InGaAsP massif. Cette structure sera notre point de départ et notre référence. Il est néanmoins intéressant de se poser la question s'il n'existe pas d'autres solutions pour réaliser la couche de semelle. Nous verrons un peu plus loin, l'idée que nous avons développée pour synthétiser un matériau avec un indice optique au choix.

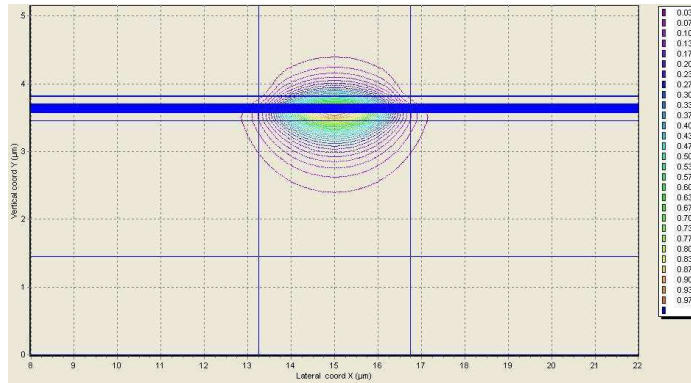
#### a) Structure à semelle massive

Au sein du laboratoire, l'équipe d'épitaxie GS-MBE avait la maîtrise de plusieurs alliages de quaternaire InGaAsP : le Q1.17 avec un pic de photoluminescence à  $1.17 \mu\text{m}$ , utilisé généralement pour les barrières des zones actives, le Q1.05 et le Q0.96 qui a servi à faire les structures à semelle en topologie p-n BH de Guermache et al. à une longueur d'onde de  $1.48 \mu\text{m}$  (30). Pour comparer ces quaternaires avec celui utilisé par le Lincoln Laboratory par exemple, il faut faire attention : dans

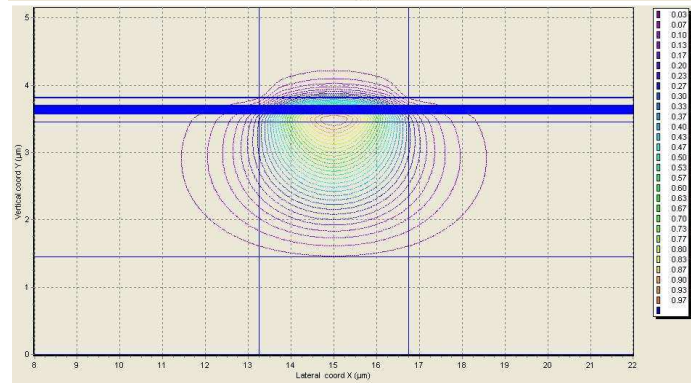
notre cas nous caractérisons le quaternaire InGaAsP par son pic de photoluminescence alors qu'ils le font par rapport au gap du matériau. Grossièrement, on peut dire que le pic de photoluminescence est décalé de 30 nm vers le bleu : leur quaternaire de 1.03  $\mu\text{m}$  de gap correspondrait approximativement à du Q1.0.

Afin de ne pas avoir de brusques changements d'indice dans la structure verticale, notre objectif était d'utiliser pour la semelle un quaternaire dopé n à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  avec un indice compris entre celui de la zone active ( $n_{\text{ZA}} \approx 3.391$ ) et celui du substrat InP ( $n_{\text{Substrat\_InP}} \approx 3.165$ ). Par rapport aux 3 matériaux disponibles, le Q1.05 avec un indice de  $n_{\text{Q1.05}} \approx 3.247$  nous a semblé le plus adapté. A cause de son fort indice, le Q1.17 ( $n_{\text{Q1.17}} \approx 3.312$ ) risque de trop attirer le mode optique alors que le Q0.96 ( $n_{\text{Q0.96}} \approx 3.195$ ) pas assez. Les représentations des modes propres pour ces trois alliages dans le cas d'une épaisseur de semelle de 2  $\mu\text{m}$  sont données Fig. 3.10(a), (b) et (c). Avec le quaternaire Q0.96 (a), le mode optique n'est que très peu confiné dans la semelle et est toujours localisé principalement sur la zone active et les couches de confinements (SCH) inférieures et supérieures. Le confinement optique sur les couches dopées p est donc toujours important. Dans le cas du quaternaire Q1.05 (b), le cœur du mode optique est situé plus bas dans la structure (à l'interface de la zone active et de la semelle). Le mode s'étend bien dans la semelle et seulement une très faible partie du mode est encore confinée dans les couches dopées p. Le dernier cas, concerne l'utilisation du Q1.17 (c). Le déconfinement est beaucoup trop fort, le mode optique est entièrement dans la semelle. Le recouvrement avec la zone active est trop faible pour espérer avoir un gain suffisant pour l'effet laser.

a) Semelle en quaternaire  
Q0.96



b) Semelle en quaternaire  
Q1.05



c) Semelle en quaternaire  
Q1.17

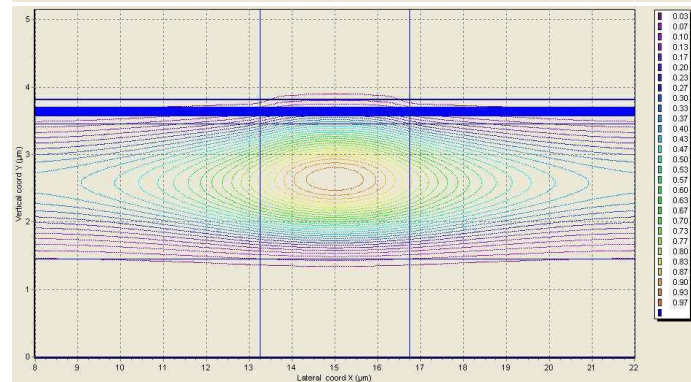
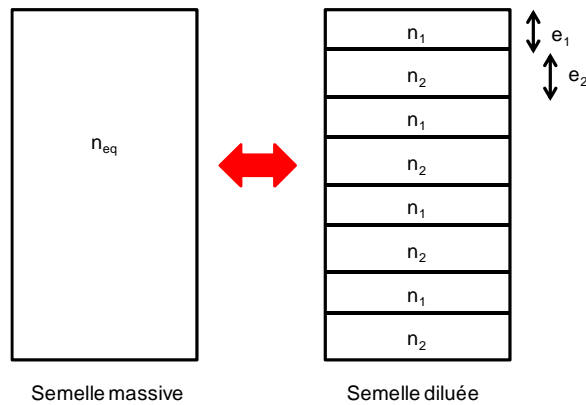


Fig. 3.10. Mode propre pour trois alliages de quaternaires : Q0.96 (a), Q1.05 (b) et Q1.17 (c).

b) Structure à semelle diluée

Comme nous venons de le voir dans la partie précédente, la solution la plus intuitive pour réaliser la semelle est d'utiliser le matériau ou l'alliage massif avec l'indice optique souhaité. Cela soulève néanmoins quelques difficultés : l'alliage avec le bon indice optique n'est pas toujours disponible et il est difficile d'en créer de nouveaux au besoin. De plus, l'utilisation d'un quaternaire massif fixe l'indice optique sur toute l'épaisseur de la semelle alors qu'il pourrait par exemple être intéressant de moduler l'indice optique le long de la structure.

Afin de résoudre, ces deux problèmes nous avons travaillé sur une autre conception de semelle : la semelle diluée. Le principe repose sur l'utilisation d'une alternance de couches fines de deux matériaux semi-conducteurs avec des indices optiques assez proches (Fig. 3.11). D'un point de vue macroscopique, le mode optique ne verra pas les différentes couches de matériaux mais un milieu homogène avec un indice optique compris entre les deux indices de chaque couche.



**Fig. 3.11. Principe général d'une semelle diluée.**

Dans le cas de couches fines devant la taille du mode optique, on peut faire l'approximation que l'indice optique équivalent du nouveau matériau sera la moyenne des indices optiques de chaque matériau pondérée par leur épaisseur. L'Éq. 3.9 donne l'indice optique équivalent dans le cas de deux matériaux d'indices optiques  $n_1$  et  $n_2$  et d'épaisseurs  $e_1$  et  $e_2$ .

$$n_{eq} = \frac{n_1 e_1 + n_2 e_2}{e_1 + e_2} \quad \text{Éq. 3.9.}$$

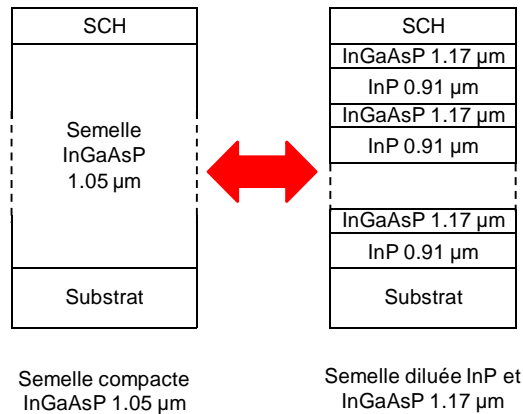
Grâce à ce concept, en utilisant deux matériaux d'indices différents, et en jouant sur les épaisseurs de chacune des couches on peut artificiellement créer un milieu avec n'importe quel indice optique compris entre celui des deux matériaux. La principale restriction repose sur l'épaisseur des couches : si la couche de fort indice (entourée par les couches de plus faible indice) est trop épaisse, le mode optique pourrait être guidé dans cette couche de la même façon qu'un mode est guidé dans une fibre optique (gaine de faible indice et cœur de fort indice).

Le principe de matériau dilué a déjà été utilisé avec succès dans des lasers, notamment pour élargir le mode optique (diminution de la divergence de sortie) et donc relâcher les tolérances d'alignement du laser lors de la mise en module (37), (15). Dans ces deux publications, le matériau dilué est inséré de part et d'autre de la zone active pour augmenter la taille du cœur du guide. Il n'y a pas vraiment de recherche pour minimiser des pertes internes. A notre connaissance, la seule publication d'une véritable semelle diluée pour réduire les pertes internes en attirant le mode optique vers les zones dopées n est à mettre au crédit de Ru et al. (38). Ils ont utilisé dans leur structure enterrée (p-n BH) une semelle diluée composée d'une alternance de couches d'InP (25 nm) et d'InGaAsP de gap  $1.2 \mu\text{m}$  (15 nm). Le motif élémentaire est répété 100 fois pour obtenir une semelle de  $4 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Même s'ils ont réussi à circulariser leur faisceau ( $17 \times 18^\circ$ ), la puissance qu'ils ont obtenue est assez faible, 20 mW à  $16^\circ \text{C}$  pour une puce clivée/clivée FP de 2 mm et un courant de polarisation de 350 mA. Leur principale problématique est la résistance série très élevée (25-40  $\Omega$ ). Malgré la longueur (2 mm) et la température de fonctionnement ( $16^\circ \text{C}$ ) leur composant commence à saturer avant 250 mA. Même si les performances en termes de puissance ne sont pas présentes, cette publication valide la possibilité de faire des lasers à semelle diluée fonctionnels. Le challenge pour nous sera d'arriver à démontrer de bonnes performances statiques, dynamiques et d'obtenir un laser DFB.

Les guides d'onde en matériau dilué sont aussi utilisés comme couche d'adaptation d'indice pour des photodiodes par exemple (39), (40), (41).



Pour mettre en œuvre notre structure à semelle diluée nous avons choisi d'utiliser le couple Q1.17/InP d'indices respectifs 3.317 et 3.165 (Fig. 3.12). En prenant un rapport d'épaisseur d'environ 55 % pour le quaternaire et 45 % pour l'InP, on obtient un matériau avec un indice de 3.249 qui est très proche du Q1.05 (indice 3.247). Le dernier paramètre à régler est l'épaisseur des couches de matériau. A cause de la différence d'indice entre le Q1.17 et l'InP, un mode optique pourrait être guidé dans la couche Q1.17 d'indice fort. Pour éviter ce problème de guidage intra-couche, il est nécessaire de prendre des couches de matériau suffisamment fines. D'un autre côté, il est intéressant de minimiser le nombre d'interfaces InP/InGaAsP pour faciliter l'épitaxie et diminuer les résistances électrique et thermique aux interfaces. L'ordre de grandeur des épaisseurs que nous avons choisi est de 50 nm.



**Fig. 3.12. Analogie entre une semelle massive en Q1.05 et une semelle diluée en InP et Q1.17.**

L'utilisation d'une semelle diluée par rapport à une semelle en matériau massif risque d'avoir un impact sur la résistance thermique de la structure. Le comportement thermique de tels empilements de couches minces a été regardé dans le cadre de l'étude des miroirs de Bragg pour les « vertical cavity surface-emitting laser » (VCSEL). Dans la littérature, ces empilements de couches périodiques sont appelés « superlattice ». Une comparaison a été faite dans (42) entre un « superlattice » en GaAs/AlAs, les matériaux massifs binaires GaAs et AlAs et le matériau ternaire massif AlGaAs. La conductivité thermique parallèle du « superlattice » ( $30/40 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour des couches d'environ 120 nm d'épaisseur) est moins bonne que les matériaux massifs ( $91$  et  $44 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  respectivement pour l'AlAs et le GaAs) et que leur moyenne ( $69 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ). Cependant, elle est bien meilleure que le ternaire massif AlGaAs ( $9 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ). Piprek et al. estiment que la plus mauvaise conductivité thermique du « superlattice » peut être attribuée à la diffusion des phonons aux interfaces des couches (42). Si l'on part de matériaux très bon thermiquement, comme les alliages binaires, l'empilement de couches minces dégrade donc la résistance thermique à cause de la diffusion des phonons aux interfaces.

Les propriétés thermiques de « superlattice » InP/AlGaAsSb ont été publiées dans (43) par Almuneau et al. Ils ont mesuré une conductivité thermique de  $3.16 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour l'AlGaAsSb massif et de  $6.52 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour l'empilement InP/AlGaAsSb, la conductivité de l'InP étant de  $68 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  (36). En utilisant une « superlattice » InP/AlGaAsSb, la conductivité thermique a été doublée par rapport au quaternaire massif AlGaAsSb. Genty et al. dans (44) ont eux mesuré la conductivité thermique de la « superlattice » AlGaAsSb/AlAsSb. Ils ont montré que dans cette configuration ternaire/quaternaire la conductivité thermique de l'empilement est de  $3.62 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , soit approximativement la même que le ternaire AlAsSb ( $k_{\text{AlAsSb}} = 4.18 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) et le quaternaire AlGaAsSb massif. Dans le cas de matériaux avec de mauvaises conductivités thermiques comme les

alliages ternaires (InGaAs) et quaternaires (InGaAsP), la conductivité thermique n'est plus limitée par la diffusion des phonons aux interfaces mais bien par la diffusion des phonons dans l'alliage. Comme Almuneau et al. qui ont amélioré les propriétés thermiques en utilisant le couple AlGaAsSb/InP, le passage d'une semelle massive en InGaAsP à une semelle diluée en InGaAsP/InP devrait nous permettre de maximiser l'évacuation de la chaleur.

Si l'on considère que dans les alliages binaire/quaternaire ou ternaire/quaternaire, la conductivité thermique n'est pas limitée par la diffusion aux interfaces mais seulement par la diffusion dans les matériaux, on peut calculer la conductivité thermique du « superlattice » ( $k_{\text{superlattice}}$ ) en utilisant l'Éq. 3.10 :

$$\frac{d_1 + d_2}{k_{\text{superlattice}}} = \frac{d_1}{k_1} + \frac{d_2}{k_2} \quad \text{Éq. 3.10.}$$

avec  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $k_1$  et  $k_2$  respectivement les épaisseurs et les conductivités thermiques des différentes couches du « superlattice ». Cette formule développée dans (43) est obtenue en utilisant le circuit équivalent électrique. Avec notre configuration de semelle diluée, on obtient une conductivité thermique de  $9.7 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$  soit le double de l'InGaAsP massif ( $\approx 4 \text{ à } 5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ).

### c) Type de semelle à privilégier

A ce stade de la conception, il est difficile de se faire une idée des avantages et des inconvénients réels de chacune des deux solutions de semelle. On peut néanmoins dire que la semelle diluée offre beaucoup plus de libertés pour la conception. En effet, on peut facilement imaginer des indices optiques différents le long de la structure, voire même des dopages différents. De plus, cette solution s'appliquera facilement pour la conception de structures lasers avec d'autres objectifs de performances. Enfin à la différence de la semelle massive, la méthode doit pouvoir s'adapter à d'autres longueurs d'onde sans aucun développement technologique ni d'épitaxie.

La solution d'une semelle massive est par contre beaucoup plus simple d'un point de vue de la conception et des simulations. En effet, les degrés de liberté pour une semelle massive sont beaucoup moins nombreux puisque généralement on ne peut que modifier l'épaisseur totale de la semelle. Concernant la semelle diluée nous étions souvent limités par le nombre de couches de matériaux admissibles dans les logiciels de simulation de modes propres. En comptant la zone active et les couches de la semelle, nous obtenions facilement une cinquantaine de couches au total, cette valeur étant proche voire supérieur au nombre de couches maximal autorisé par les logiciels utilisés.

Du point de vue de la thermique, la semelle diluée est sensée être plus performante grâce à l'insertion de l'InP qui est un meilleur conducteur thermique que le quaternaire.

**Nous avons imaginé deux types de semelle. La première, composée d'un matériau quaternaire massif, est simple à simuler et à concevoir mais risque d'être limitée thermiquement et pose des problèmes d'épitaxie. Bien meilleure thermiquement, la deuxième est une semelle diluée composée d'une alternance de couches d'InP et d'InGaAsP. Le choix des épaisseurs de couches et du gap de l'InGaAsP procurent une forte flexibilité de l'indice optique et des facilités d'épitaxie mais rendent la conception et les simulations plus complexes.**

### 3.2.3. Conception des structures

Nous avons maintenant tous les outils nécessaires pour détailler les conceptions faites durant cette thèse. Dans la première partie, je détaillerai les simulations concernant les lasers DFB à fort rendement et faible bruit. Dans la deuxième partie, je traiterai des structures verticales conçues pour les lasers de puissance à verrouillage de modes et faible largeur de raie RF.

#### 3.2.3.1. Structure laser DFB à fort rendement et faible bruit

Nous avons décidé de tester les deux types de semelle (massive et diluée) pour les lasers DFB à fort rendement et faible bruit afin de comparer leurs performances respectives. Pour la conception des structures, nous nous sommes fixés les objectifs suivants :

- confinement sur la zone active ( $\Gamma_{QW}$ ) compris entre 2 et 4 %,
- confinement sur l'InP dopé P ( $\Gamma_{p-InP}$ ) minimal,
- pertes optiques ( $\alpha_i$ ) minimales,
- divergence du mode à mi-hauteur (FWHM) inférieure à 40° et circularité maximale du faisceau,
- force du réseau ( $\kappa L$ ) entre 1.2 et 1.5.

##### a) Structure à semelle massive

Nous avons d'abord travaillé sur les lasers à semelle massive en quaternaire InGaAsP (Q1.05  $\mu\text{m}$ ) pour deux raisons. Premièrement parce que de très bonnes performances avaient déjà été démontrées avec cette solution (30), (31) et ensuite parce que la relative simplicité de la structure devait permettre de mieux appréhender les différents phénomènes de la conception de lasers à semelle. Vu que le type de quaternaire est presque toujours fixé par l'épitaxie, le paramètre principal à étudier est l'impact de l'épaisseur de la semelle sur le recouvrement optique dans les différentes couches ainsi que les pertes internes associées.

Les Fig. 3.13(a), (b) et (c) présentent les modes propres calculés avec Beamprop et le Tab. 3.1 les confinements optiques, les pertes internes et la divergence perpendiculaire (Alcor) pour trois types de designs :

- structure standard sans semelle, avec zone active standard (Fig. 3.13(a)),
- structure avec une semelle fine de 0.8  $\mu\text{m}$  et une zone active standard (Fig. 3.13(b)),
- structure avec une semelle épaisse de 2.0  $\mu\text{m}$  et une zone active standard (Fig. 3.13(c)).

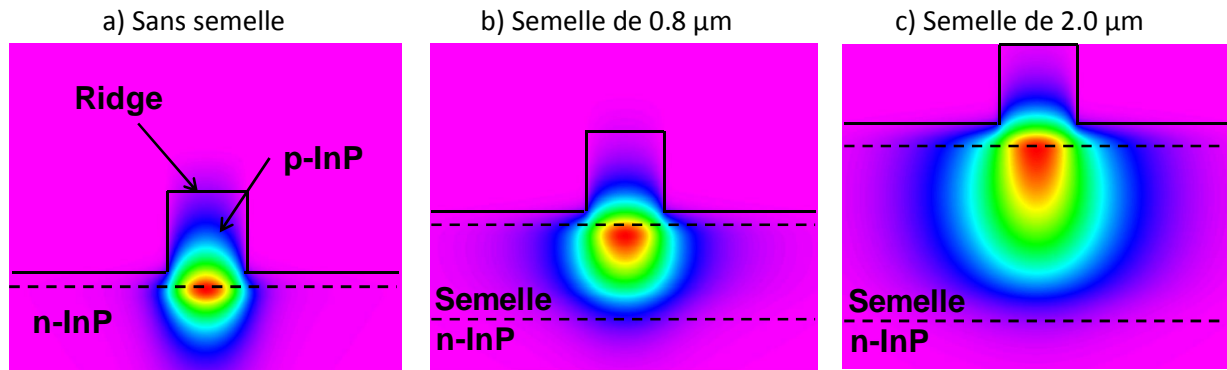


Fig. 3.13. Modes propres calculés avec Beamprop pour trois structures verticales : structure standard (a), à semelle fine (b) et à semelle épaisse (c).

Les données quantitatives ainsi que l'impression visuelle sur les modes propres permettent de dégager quelques tendances. En mettant une semelle, puis en l'épaississant, le mode optique se positionne de plus en plus vers les zones dopées n en se décentrant par rapport à la zone active. Le recouvrement avec les zones dopées p s'en retrouve fortement diminué. Le recouvrement du mode propre avec l'InP dopé p de la structure avec la semelle de 2.0  $\mu\text{m}$  est respectivement 6 et 2.3 fois plus faible qu'avec la structure sans semelle et celle avec une semelle de 0.8  $\mu\text{m}$ . Même si en proportion la diminution est plus faible, le phénomène est similaire pour le confinement sur la zone active (facteur 3.4 avec la structure standard et 2.1 avec la structure à semelle fine). Etant donné nos exigences quant aux confinements sur l'InP dopé p et sur la zone active, on comprend aisément qu'il va falloir trouver un compromis pour l'épaisseur de la semelle. Les pertes internes suivent approximativement la même tendance que le confinement sur la zone active. Sur la structure à semelle fine déjà plus de la moitié du mode optique est contenue dans le quaternaire de semelle : le taux monte à 80 % dans le cas de la semelle la plus épaisse.

En ajoutant une semelle, le mode propre change de taille et de forme ; il grossit et n'est plus ni centré ni symétrique par rapport aux puits quantiques. La largeur du mode parallèle aux couches augmente légèrement avec l'épaisseur de la semelle. Ceci est dû à un plus mauvais confinement latéral du mode optique. En effet, la semelle va faire diminuer l'écart d'indice effectif entre le centre de la structure et les côtés du ruban. Le mode est donc moins confiné sous le ruban et va plus s'étaler sur les côtés du ruban. La largeur du mode perpendiculaire aux couches augmente elle fortement avec l'épaisseur de la semelle. Dans cet exemple, la largeur est multipliée par deux entre la structure sans semelle et la structure avec semelle épaisse.

Tab. 3.1. Confinement, pertes internes et divergence pour les trois types de structures.

Paramètres	Sans semelle	Semelle fine	Semelle épaisse
Epaisseur de la semelle	0 $\mu\text{m}$	0.8 $\mu\text{m}$	2 $\mu\text{m}$
$\Gamma_{\text{QW}}$	7.5 %	4.7 %	2.2 %
$\Gamma_{\text{p-InP}}$	31.7 %	13.1 %	5.8 %
$\Gamma_{\text{n-InP}}$	30.0 %	2.6 %	0.5 %
$\Gamma_{\text{semelle}}$	0 %	57.2 %	79.7 %
Pertes internes ( $\alpha_i$ )	12.5 $\text{cm}^{-1}$	6.0 $\text{cm}^{-1}$	3.9 $\text{cm}^{-1}$
Taille du mode (FWHM)	2.1 x 0.6 $\mu\text{m}$	2.4 x 0.7 $\mu\text{m}$	2.6 x 1.1 $\mu\text{m}$
Divergence (FWHM)	16 x 60°	14 x 50°	13 x 31°

Pour confirmer, d'une manière plus générale les observations faites sur les trois structures précédentes, nous avons simulé l'effet de l'augmentation de l'épaisseur de la semelle en quaternaire (0 à 3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) sur les confinements optiques et la taille du mode. Les différents résultats sont donnés sur les Fig. 3.14(a), (b) et (c). Tant que la semelle est assez fine (moins d'un  $\mu\text{m}$ ), les variations des différents confinements sont rapides. Pour une structure avec une semelle de 1  $\mu\text{m}$ , plus de 64 % du mode optique est déjà confiné dans le quaternaire. Par rapport à une structure standard sans semelle, les caractéristiques de ce design (semelle de 1  $\mu\text{m}$ ) sont :

- recouvrement avec l'InP dopé p divisé par 3
- pertes internes divisées par 2
- recouvrement avec les puits quantiques divisé par 1.8
- divergence perpendiculaire divisée par 1.7.

Lorsque l'on continue à augmenter l'épaisseur de la semelle, le mode optique continue de grossir et de se déplacer vers les zones dopées n. Ces simulations vont nous permettre de trouver l'épaisseur de semelle maximale qui répond encore aux contraintes que l'on s'est fixées. Si l'on veut garder un confinement de plus de 2 % sur la zone active, on doit avoir une semelle inférieure ou égale à environ 2  $\mu\text{m}$ .

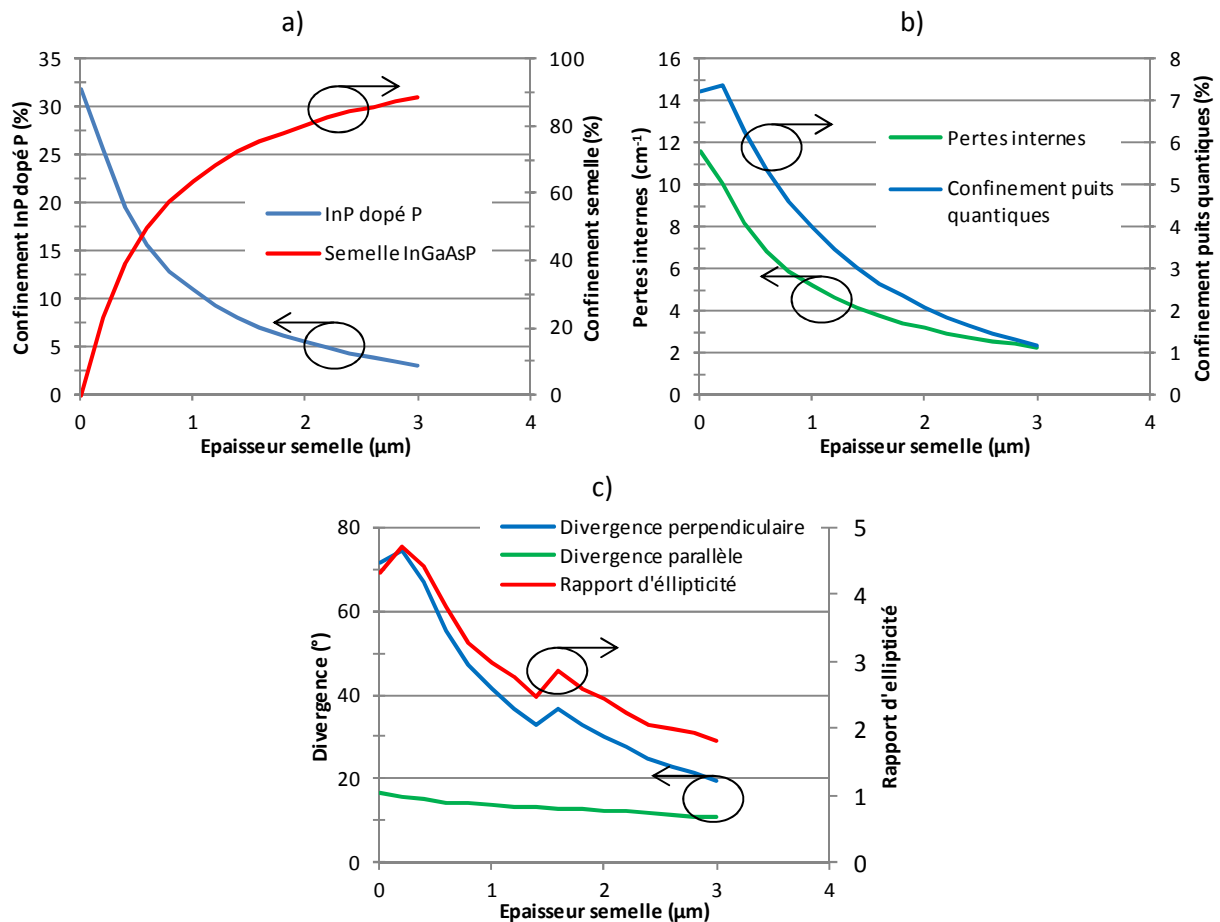


Fig. 3.14. Paramètres de simulations en fonction de l'épaisseur de la semelle pour une structure à base de puits quantiques.

Nous avons décidé de concentrer notre travail sur des structures avec des épaisseurs de semelle comprises entre 0.8 et 2  $\mu\text{m}$ . Ces valeurs limites proviennent d'un côté de la nécessité d'avoir une

semelle un peu épaisse pour avoir un réel effet sur la réduction des pertes internes, et de l'autre côté du besoin de conserver un recouvrement suffisant (2 %) avec les puits quantiques.

Le Tab. 3.2 et les Fig. 3.15 récapitulent respectivement les caractéristiques principales et les modes propres des plaques épitaxiées et procédées. En plus de modifications sur l'épaisseur de la semelle, nous avons aussi testé deux types de zones actives appelées « standard » et « optimisé ». Les puits quantiques optimisés présentent un rendement quantique interne légèrement supérieur aux puits standards. Toutes ces structures ont en commun de faibles pertes internes (entre 5.9 et 3.2  $\text{cm}^{-1}$ ), obtenues grâce à un faible recouvrement du mode optique avec les zones dopées p.

**Tab. 3.2. Récapitulatif des structures à puits quantiques et semelle massive.**

Type de structure	Epaisseur semelle ( $\mu\text{m}$ )	$\Gamma_{\text{PQ}}$ (%)	$\Gamma_{\text{p-InP}}$ (%)	$\Gamma_{\text{semelle}}$ (%)	Pertes internes ( $\text{cm}^{-1}$ )	Divergence FWHM ( $^\circ$ )
6 PQ standards	0.8	4.6	12.9	57.6	5.9	14.5 x 47.2
6 PQ standards	1.3	3.3	8.8	70.0	4.4	13.3 x 34.9
6 PQ standards	1.6	2.7	7.1	75.4	3.8	12.8 x 36.7
6 PQ standards	2.0	2.1	5.5	80.4	3.2	12.3 x 30.1
9 PQ optimisés	1.2	4.4	9.8	62.6	5.0	13.3 x 42.0
8 PQ optimisés	2.0	2.4	6.2	76.7	3.4	12.8 x 35.9

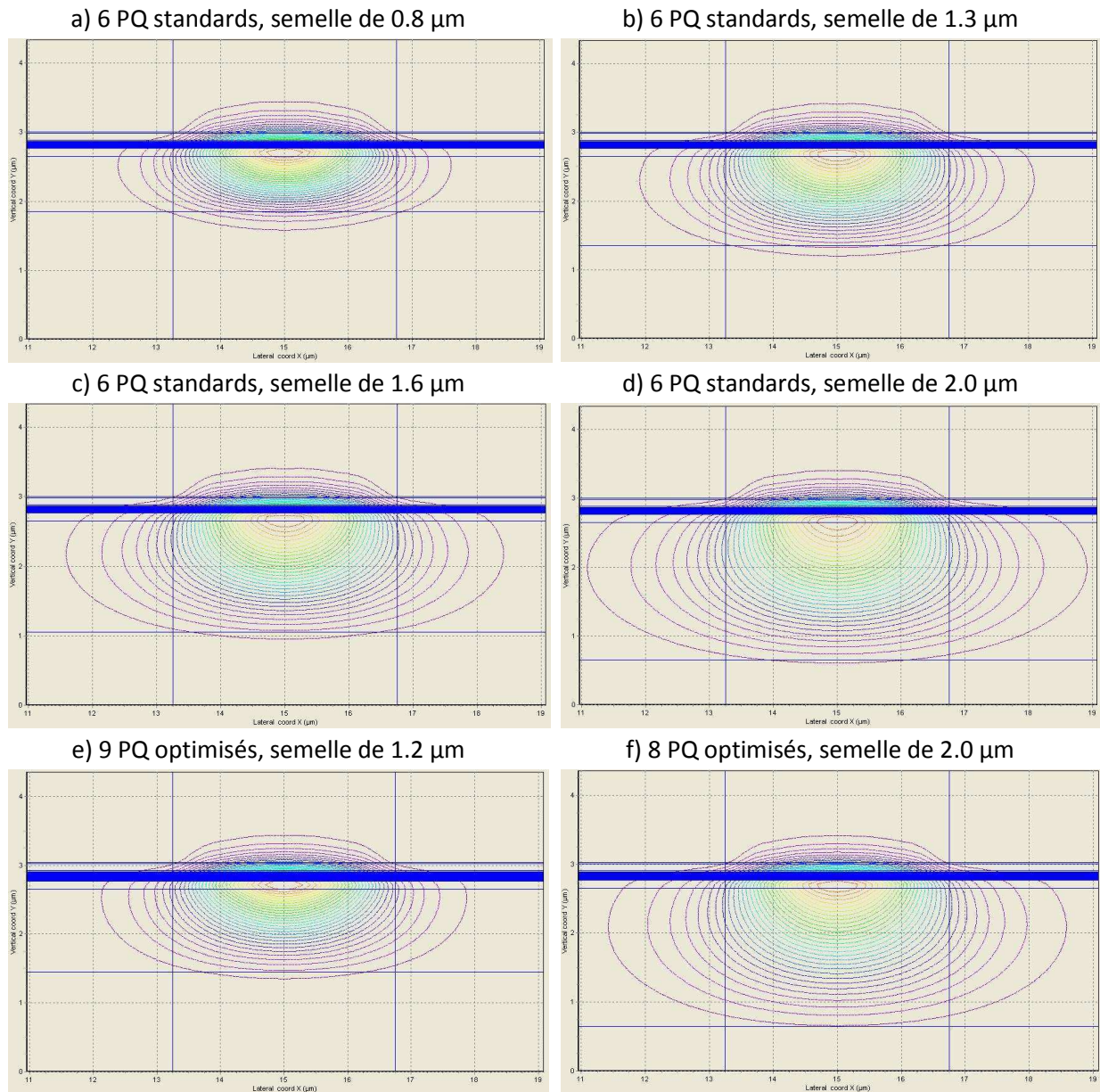


Fig. 3.15. Modes propres des structures à semelle massive.

Afin de bien cerner l'impact de l'épaisseur de la semelle sur les performances statiques et dynamiques de la puce, nous avons fabriqué 4 structures à semelle massive d'épaisseur différente (0.8, 1.3, 1.6 et 2.0  $\mu\text{m}$ ). Deux autres structures à semelle vont être étudiées : elles présentent une zone active optimisée et plus de puits quantiques.

b) Structure à semelle diluée

Après avoir conçu des structures verticales à base de semelle massive, nous avons décidé de modéliser des structures à semelle diluée. La conception de ces structures est plus complexe à réaliser car les degrés de liberté sont infinis : en modifiant le nombre de couches de la semelle (InP et Q1.17) et leur épaisseur, il est possible de modifier à souhait l'indice optique et l'épaisseur totale de la semelle.

Notre point de départ a été de reproduire des structures ayant les mêmes caractéristiques que les structures à semelle massive, à savoir un confinement sur la zone active de 2 % et des pertes internes minimales. Pour cela, la première chose à faire est de calculer les épaisseurs des couches du couple de matériaux InP/Q1.17 pour que son indice équivalent soit proche de l'indice optique du Q1.05 (cf 3.2.2.4). Des structures avec des semelles de 1 à 2  $\mu\text{m}$  d'épaisseur ont ensuite été simulées sur Alcor. Les épaisseurs des couches ont ensuite été légèrement ajustées pour modifier localement l'indice optique équivalent. Ces petites variations sur l'indice entraînent des modifications assez importantes sur le mode propre optique. Un exemple est donné avec les deux premières structures présentées dans le Tab. 3.3 et les Fig. 3.16(a) et (b). Ces deux designs ont une épaisseur totale de semelle très proche (1.685 et 1.715  $\mu\text{m}$ ) mais des caractéristiques très différentes :

- le cœur du mode propre est situé beaucoup plus bas dans la semelle pour la deuxième structure (Fig. 3.16(b))
- les confinements sur les couches optiques sont différents, notamment ceux sur les puits quantiques et l'InP dopé P (facteur deux entre les deux designs).

Une façon très simple d'arriver à ce résultat est de faire une structure verticale avec un indice non constant sur l'épaisseur de la semelle. En effet, dans la deuxième structure (Fig. 3.16(b)), l'indice optique juste en dessous de la zone active a été diminué en rétrécissant les couches de Q1.17. Le cœur du mode optique est ainsi confiné au milieu de la semelle comme cela est visible sur la représentation du mode propre simulé.

**Tab. 3.3. Récapitulatif des structures à puits quantiques et semelle massive (ruban de 3.5  $\mu\text{m}$ ).**

Type de structure	Epaisseur semelle ( $\mu\text{m}$ )	$\Gamma_{\text{PQ}}$ (%)	$\Gamma_{\text{p-InP}}$ (%)	$\Gamma_{\text{semelle}}$ (%)	Pertes internes ( $\text{cm}^{-1}$ )	Divergence FWHM ( $^\circ$ )
6 PQ standards	1.685	2.1	5.6	84.5	3.2	11.9 x 27.8
6 PQ standards	1.715	1.0	2.9	92.3	2.2	9.0 x 24.2



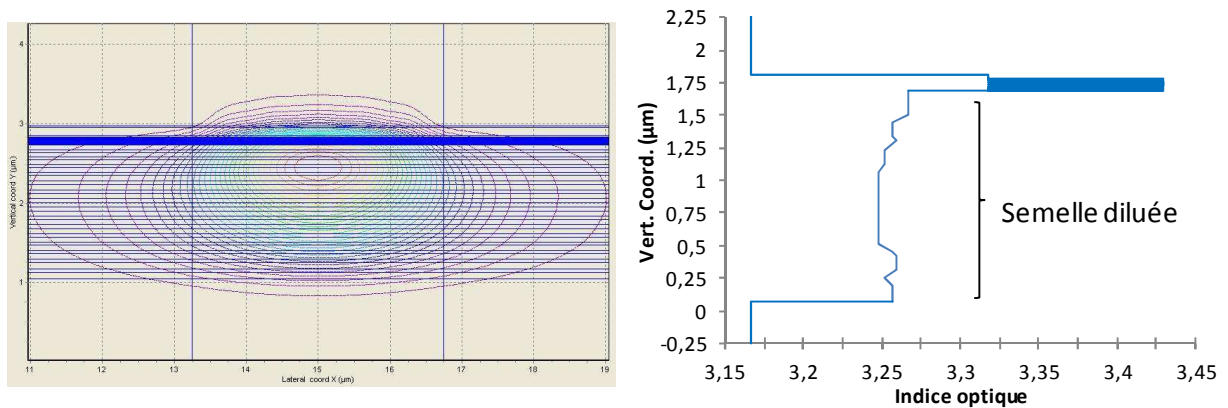
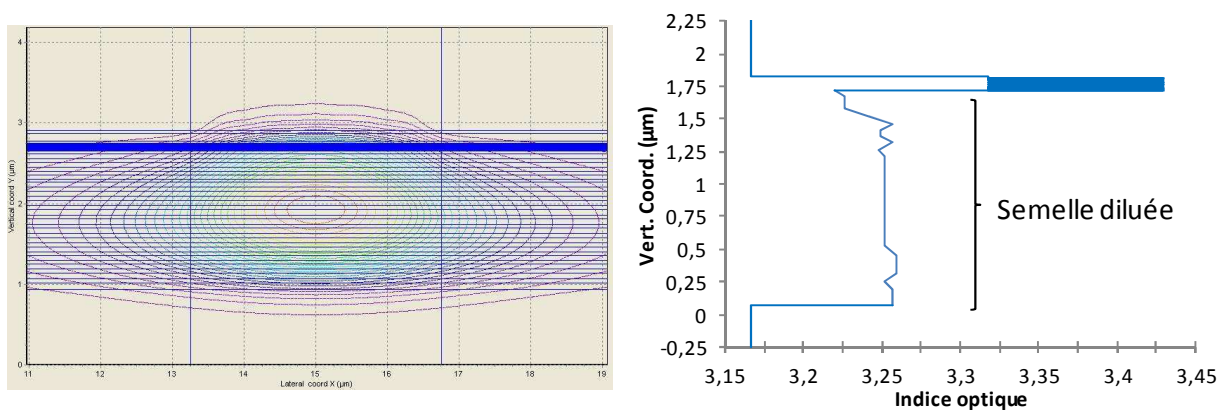
a) 6 PQ standards, semelle de 1.685  $\mu\text{m}$ 

 b) 6 PQ standards, semelle de 1.715  $\mu\text{m}$ 


Fig. 3.16. Modes propres et indice optique des 2 structures à semelle diluée.

Deux structures à semelle diluée vont être fabriquées. La première a les mêmes caractéristiques de simulation que le laser à semelle massive de 2.0  $\mu\text{m}$ . Sur la deuxième structure, beaucoup plus ambitieuse en termes de pertes internes et de confinement sur la zone active, une forte modulation de l'indice optique a été réalisée.

### 3.2.3.2. Structure de puissance à verrouillage de modes et faible largeur de raie RF

La conception des lasers de puissance à verrouillage de modes ne répond pas exactement aux mêmes problématiques que les structures précédentes. Il y a en effet moins de compromis à trouver ce qui rend les orientations et les choix technologiques à prendre plus intuitifs. Les objectifs de ces structures sont d'avoir le maximum de puissance en régime continu et de faibles largeurs de raie RF. L'utilisation d'une zone active à bâtonnets quantiques doit nous permettre d'obtenir des largeurs de raie RF beaucoup plus faibles qu'avec des puits quantiques ou un matériau massif (18). Cette propriété des zones actives à base de bâtonnets quantiques serait due à un couplage moins fort de l'émission spontanée avec le mode laser et à un mélange à 4 ondes efficaces.

L'utilisation d'une semelle avec les structures DBAR doit permettre de mieux déconfiner le mode optique des zones dopées p car l'indice moyen de la zone active DBAR et des SCH est plus faible qu'avec une structure DWELL (cf chapitre 1). La simulation des modes propres des structure DBAR et DWELL avec une semelle massive en InGaAsP est donnée Fig. 3.17(a) et (b) respectivement. Le mode propre pour la structure DBAR est plus gros et plus déconfiné de la zone active que le DWELL.

L'agrandissement de la taille du mode est très important pour réduire la divergence de sortie du mode et les pertes de couplages.

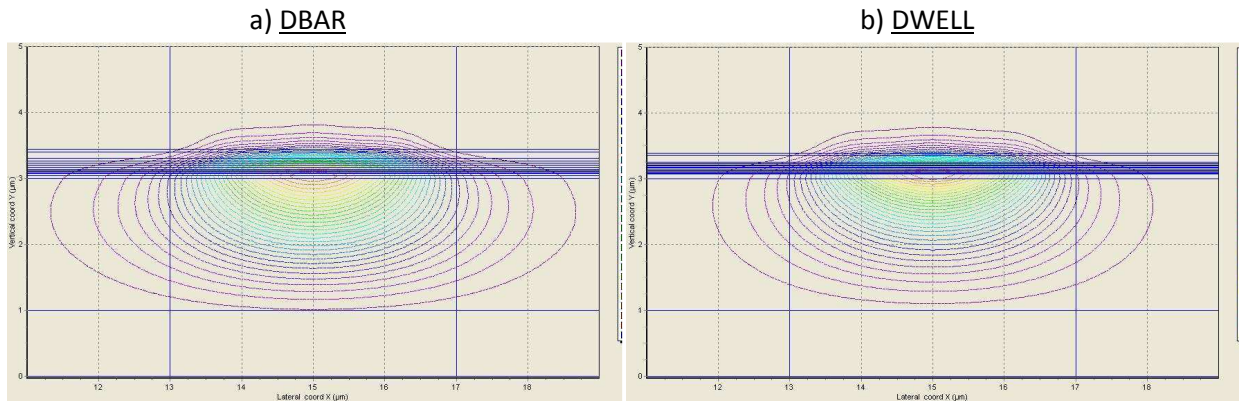


Fig. 3.17. Mode propre pour une semelle de 2 µm d'épaisseur en structure DBAR (a) et DWELL (b).

Etant donné que nous n'avions pas encore de résultats probants sur les structures à semelle diluée, nous avons fait le choix d'utiliser une semelle massive en InGaAsP (Q1.05). Le principal paramètre à régler concerne donc l'épaisseur de la semelle. Nous avons simulé la structure avec Alcor pour différentes épaisseurs de semelle afin de définir l'épaisseur optimale qui respecte :

- confinement sur la zone active ( $\Gamma_{\text{QD}}$ ) supérieur à 0.2 %,
- confinement sur l'InP dopé p ( $\Gamma_{\text{p-InP}}$ ) minimal,
- pertes optiques ( $\alpha_i$ ) minimales.

Concernant le confinement sur l'InP dopé p et les pertes optiques minimales, les spécifications que nous nous sommes fixées semblent évidentes si on veut obtenir des structures de puissance. La valeur minimale de 0.2 % de confinement sur la zone active correspond, d'après notre expertise au III-Vlab, à la valeur limite basse pour faire laser correctement les composants.

Les différents résultats de simulation sont présentés sur les Fig. 3.18. La Fig. 3.18(a) donne le confinement du mode optique dans l'InP dopé p et la semelle. Logiquement les deux courbes présentent un comportement inverse : lorsque l'épaisseur de la semelle augmente, le confinement dans l'InP dopé p diminue alors que celui dans la semelle augmente. Le confinement sur les couches actives et les pertes internes de la structure sont donnés sur la Fig. 3.18(b). Pour tous ces paramètres on remarque encore une fois que les variations sont plus rapides pour des épaisseurs de semelle assez faible. L'impact de la variation de l'épaisseur de la semelle se fait néanmoins encore sentir jusqu'à des épaisseurs de 5 µm. Entre une structure sans semelle et une avec une semelle de 5 µm, le confinement dans l'InP dopé p diminue de 22 à 2 %, soit d'un facteur 11. Cela se ressent immédiatement sur les pertes internes qui passent de 7 à 1.5 cm<sup>-1</sup>. Dans le même temps, le confinement sur les bâtonnets quantiques passe de 0.9 à 0.15 %. Pour garder un confinement supérieur à 0.2 % sur la zone active, on voit qu'il ne faut pas dépasser 4 µm d'épaisseur de semelle. Sur la Fig. 3.18(c), il est tracé les divergences perpendiculaires et parallèles à mi-hauteur ainsi que le rapport d'ellipticité. La divergence parallèle diminue dès l'introduction d'une semelle, puis reste ensuite globalement stable. La divergence perpendiculaire diminue très fortement avec l'augmentation de l'épaisseur de la semelle puisqu'elle passe de plus de 60° pour une structure sans semelle à moins de 15° pour une semelle de 5 µm d'épaisseur. Jusqu'à une épaisseur de semelle de 1 µm, le rapport d'ellipticité qui est le rapport entre les deux divergences est très élevé (rapport de 3.5) mais stable. Il chute ensuite progressivement jusqu'à moins de 1.5.

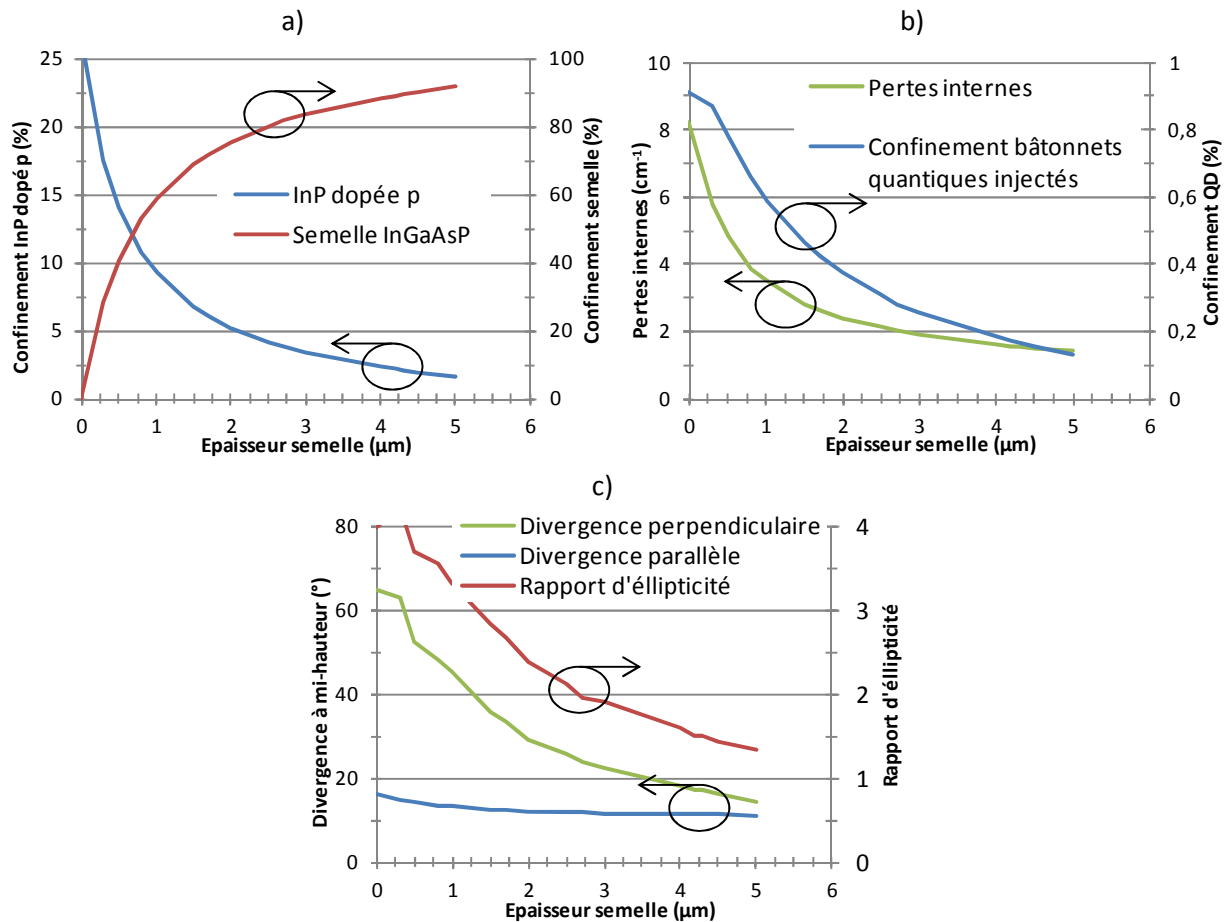


Fig. 3.18. Paramètres de simulations en fonction de l'épaisseur de la semelle pour une structure DBAR.

Au vu de ces simulations, on peut estimer qu'en choisissant une semelle épaisse de l'ordre de 4  $\mu\text{m}$ , on pourra diminuer les pertes internes très fortement tout en conservant environ 0.2 % du mode optique sur la zone de gain. De plus, cela devrait permettre d'obtenir des divergences de faisceau assez faibles. Etant donné le faible niveau de confinement sur la zone active, cette structure comporte des risques forts, le principal étant que la structure ne fonctionne pas (pas d'effet laser) à cause d'un gain modal trop faible. La deuxième incertitude concerne le courant de seuil : le gain par unité de longueur étant faible, il va falloir cliver des puces longues (plusieurs mm) ce qui va engendrer des courants de seuils et des courants de fonctionnement élevés voire très élevés.

En plus de cette structure très ambitieuse et d'une plaque de référence, nous avons décidé de fabriquer 3 autres épitaxies avec des épaisseurs de semelles plus faibles, cela afin de lever le risque de n'avoir que des composants qui ne fonctionnent pas (pas d'effet laser). Le Tab. 3.4 récapitule les principales caractéristiques de ces 5 plaques. Les modes propres correspondants sont représentés sur les Fig. 3.19.

Tab. 3.4. Récapitulatif des structures à base de bâtonnets quantiques.

Type de structure	Epaisseur semelle ( $\mu\text{m}$ )	$\Gamma_{\text{OD}}$ (%)	$\Gamma_{\text{p-InP}}$ (%)	$\Gamma_{\text{semelle}}$ (%)	Pertes internes ( $\text{cm}^{-1}$ )	Divergence FWHM ( $^\circ$ )
Référence DBAR	0	0.91	26.7	0	8.2	16 x 65
DBAR	0.8	0.70	10.7	53.1	3.9	14 x 48
DBAR	1.7	0.43	6.1	71.9	2.7	12 x 34
DBAR	2.5	0.32	4.1	80.0	2.1	12 x 25
DBAR	4.3	0.18	2.1	89.4	1.6	11 x 17

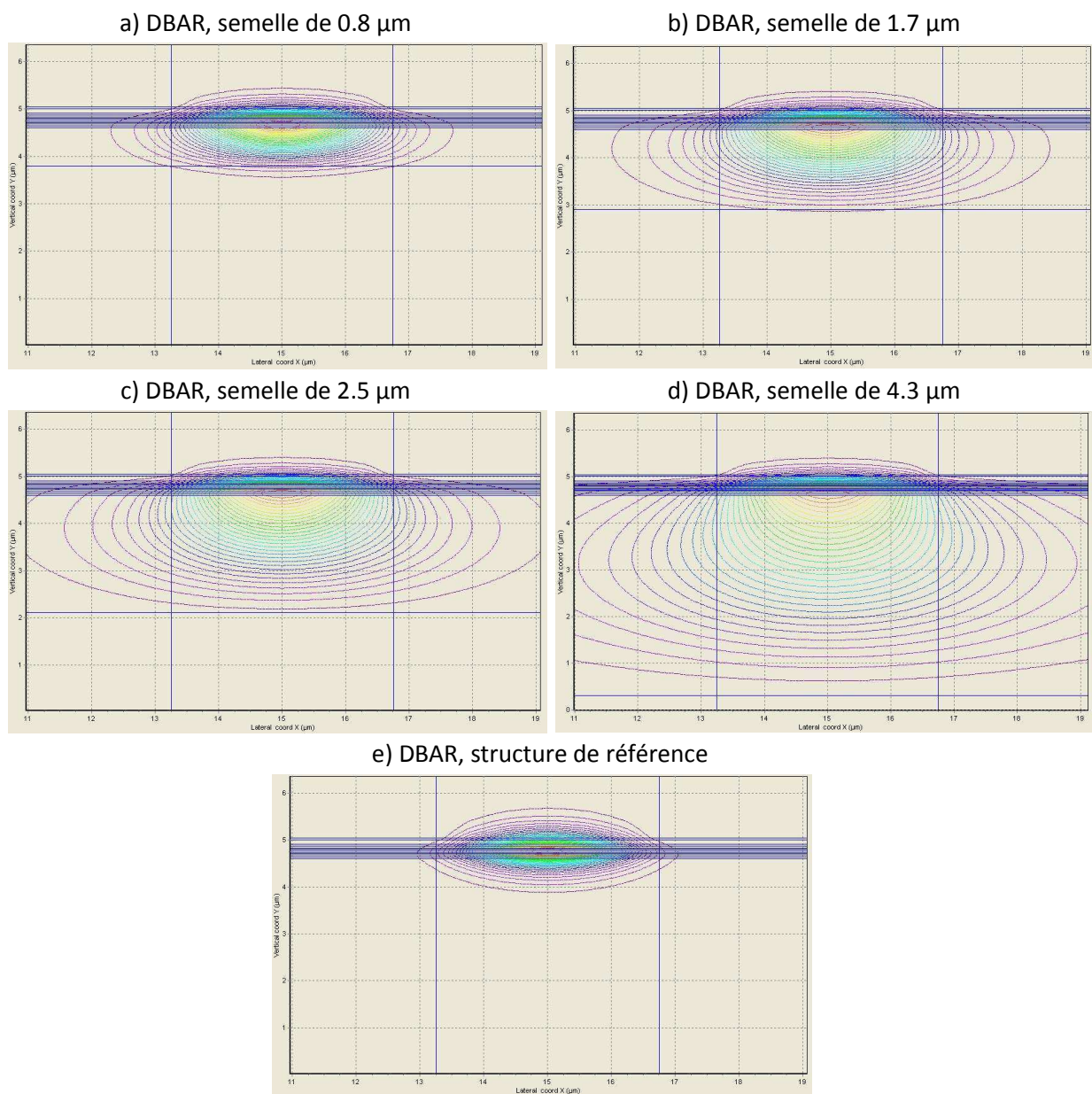


Fig. 3.19. Modes propres des structures à base de bâtonnets quantiques.

Nous avons aussi regardé l'impact de la largeur du ruban sur l'évolution des confinements sur la zone active, l'InP dopé p, la semelle et sur les pertes internes pour trois types de structures à semelle : semelle de 1.7, 2.5 et 4.3  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.20). On peut noter que pour le confinement sur la zone active et sur l'InP dopé p, les variations sont très rapides quand on change la largeur du ruban. Pour ces deux paramètres, on double le confinement en passant d'un ruban de 2 à 5  $\mu\text{m}$ . Pour la structure avec une semelle de 4.3  $\mu\text{m}$ , le confinement sur la zone active passe en dessous de 0.2 % pour un ruban plus fin que 4.5  $\mu\text{m}$  et atteint 0.1 % pour un ruban de 2  $\mu\text{m}$ . Pour cette structure, les composants avec des rubans assez fins ( $< 3.0 \mu\text{m}$ ) risquent de ne plus laser à cause d'un gain modal trop faible.

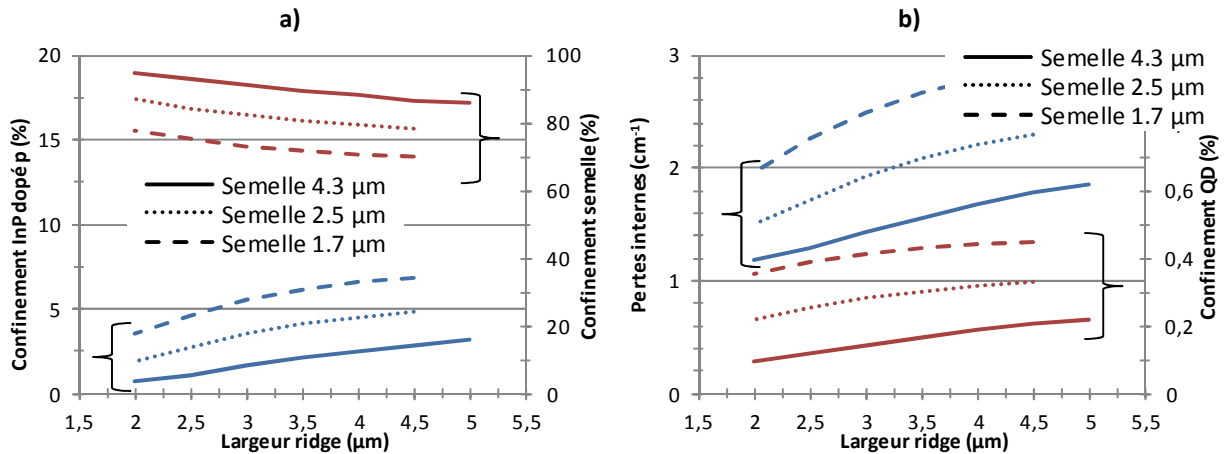


Fig. 3.20. Evolution des paramètres de simulations en fonction de la largeur du ruban pour des structures DBAR à semelle.

Les modes propres de la structure avec une semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  sont présentés sur la Fig. 3.21 pour des rubans de 2.5 (a), 3.5 (b) et 4.5  $\mu\text{m}$  (c). On voit qu'en élargissant le ruban, le mode propre remonte dans la structure vers la zone active et les zones dopées p en étant mieux confiné sous le ruban. Au contraire, en diminuant la largeur du ruban, le mode descend dans la structure en s'étendant dans la semelle.

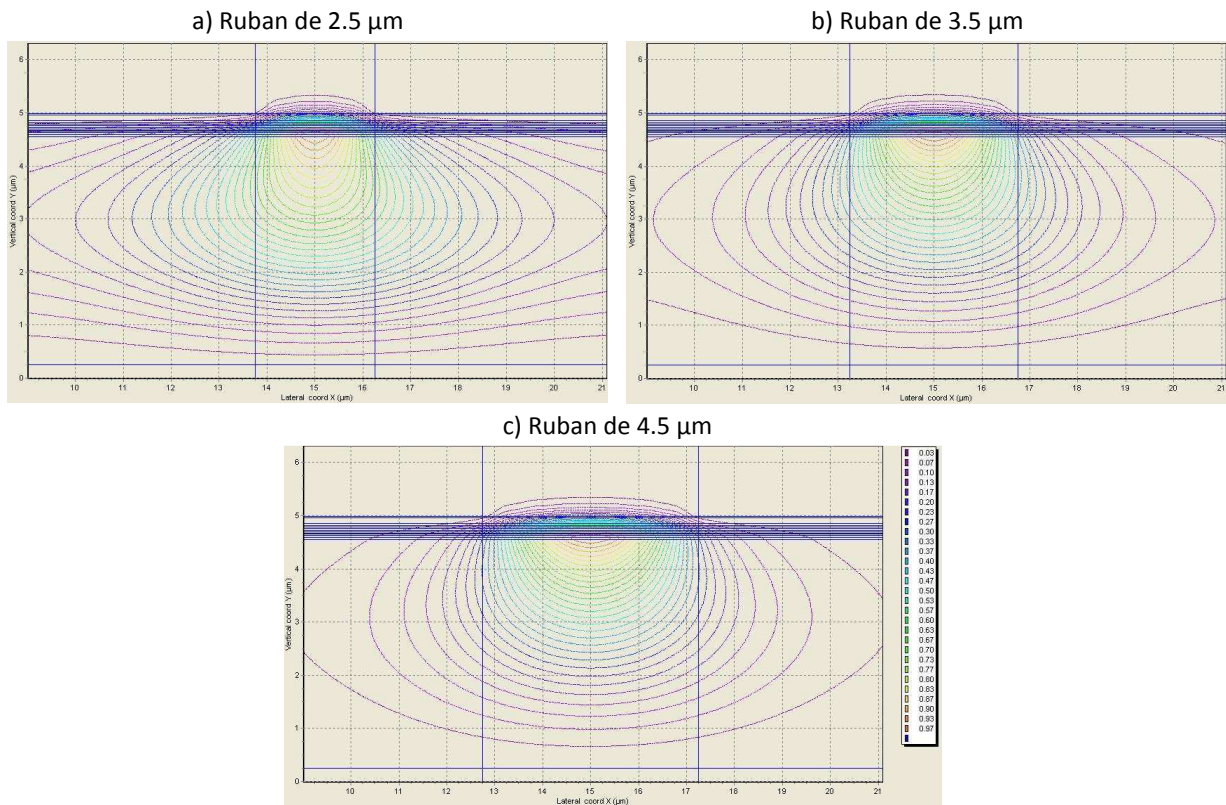


Fig. 3.21. Modes propres d'une structure à semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur pour 3 largeurs de ruban : 2.5 (a), 3.5 (b) et 4.5  $\mu\text{m}$  (c).

Afin de bien appréhender l'effet de la semelle sur les pertes internes et la largeur de raie RF, nous avons décidé de fabriquer 4 structures à semelle (0.8, 1.7, 2.5 et 4.3  $\mu\text{m}$ ) comme lasers de puissance à verrouillage de mode. Ces structures seront réalisées avec différentes largeurs de rubans.

## Bibliographie

1. **I. Joindot, and J. L. Beylat.** Intervalence Band Absorption Coefficient Measurements in Bulk Layer, Strained and Unstrained Multiquantum Well 1.55  $\mu\text{m}$  Semiconductor Lasers. *Electron. Lett.* Apr. 1993, Vol. 29, 7, pp. 604-606.
2. **G. N. Childs, S. Brand, and R. A. Abram.** Intervalence Band Absorption in Semiconductor Laser Materials. *Semicond. Sci. Technol.* 1986, Vol. 1, pp. 116-120.
3. **C. H. Henry, R. A. Logan, F. R. Merritt, and J. P. Luongo.** The Effect of Intervalence Band Absorption on the Thermal Behavior of InGaAsP. *IEEE J. Quantum Electron.* Jun. 1983, Vol. 19, 6, pp. 947-952.
4. **A. A. Ballman, A. M. Glass, R. E. Nahory, and H. Brown.** Doubled Doped Low Etch Pit Density InP with Reduced Optical Absorption. *J. Cryst. Grow.* Jun. 1982, Vol. 62, 1, pp. 198-202.
5. **B. Witzigmann, M. S. Hybertsen, C. L. Reynolds, Jr., G. L. Belenky, L. Shterengas, and G. E. Shtengel.** Microscopic Simulation of the Temperature Dependence of Static and Dynamic 1.3- $\mu\text{m}$  Multi-Quantum-Well Laser Performance. *IEEE J. Quantum Electron.* Jan. 2003, Vol. 39, 1, pp. 120-129.
6. **Y. Zou, J. S. Osinski, P. Grodzinski, P. D. Dapkus, W. C. Rideout, W. F. Shadin, and F. D. Crawford.** Experimental Study of Auger Recombination, Gain, and Temperature Sensitivity of 1.5  $\mu\text{m}$  Compressively Strained Semiconductor Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Jun. 1993, Vol. 29, 6, pp. 1565-1575.
7. **J. Jandeleit, N. Wiedmann, P. Loosen, and R. Poprawe.** Reliability and Degradation Mechanisms of High Power Diode Lasers. in *Proc. the International Society for Optical Engineering (SPIE 1999)*. 1999, Vol. 3626, pp. 217-229.
8. **N. Wiedmann, J. Schmitz, K. Boucke, N. Herres, J. Wagner, M. Mikulla, R. Poprawe, and G. Weimann.** Band-Edge Aligned Quaternary Carrier Barriers in InGaAs-AlGaAs High-Power Diode Lasers for Improved High-Temperature Operation. *IEEE J. Quantum Electron.* Jan. 2002, Vol. 38, 1, pp. 67-72.
9. **R. Nagarajan, R. P. Mirin, T. E. Reynolds, and J. E. Bowers.** Effect of the Confinement-Layer Composition on the Internal Quantum Efficiency and Modulation Response of Quantum-Well Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 1992, Vol. 4, 8, pp. 832-834.
10. **R. F. Kazarinov, and M. R. Pinto.** Carrier Transport in Laser Heterostructures. *IEEE J. Quantum Electron.* Jan. 1994, Vol. 30, 1, pp. 49-53.
11. **G. Belenky, C. L. Reynolds, Jr., L. Shterengas, M. S. Hybertsen, D. V. Donetsky, G. E. Shtengel, and S. Luryi.** Effect of p-Doping on the Temperature Dependence of Differential Gain in FP and DFB 1.3- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Multiple-Quantum-Well Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 2000, Vol. 12, 8, pp. 969-971.
12. **N. K. Dutta, J. Lopata, D. L. Sivco, and A. Y. Cho.** Temperature Dependence of Threshold of Strained Quantum Well Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 1991, Vol. 58, pp. 1125-1127.
13. **N. Ohnoki, G. Okazaki, F. Koyama, and K. Iga.** Record High Characteristic Temperature ( $T_0 = 122$  K) of 1.55  $\mu\text{m}$  Strain-Compensated AlGaInAs/AlGaInAs MQW Lasers with AlAs/AlInAs Multiquantum Barrier. *Electron. Lett.* 7 Jan. 1999, Vol. 35, 1, pp. 51-52.
14. **L. A. Coldren, and S. W. Corzine.** *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits (Microwave and Optical Engineering)*. New York : Wiley, 1995.
15. **M.-H. Shih, F.-S. Choa, R. M. Kapre, W. T. Tsang, R. A. Logan, and S. N. G. Chu.** Alignment-Relaxed 1.55  $\mu\text{m}$  Multiquantum Well Lasers Fabricated using Standard Buried Heterostructure Laser Processes. *Electron. Lett.* Jun. 1995, Vol. 31, 13, pp. 1058-1060.

16. **V. Vusirikala, S. S. Saini, R. E. Bartolo, R. Whaley, S. Agarwala, M. Dagenais, F. G. Johnson, and D. Stone.** High Butt-Coupling Efficiency to Single-Mode Fibers Using a 1.55- $\mu\text{m}$  InGaAsP Laser Integrated with a Tapered Ridge Mode Transformer. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Nov. 1997, Vol. 9, 11, pp. 1472-1474.
17. **F. van Dijk, R. Boula-Picard, O. Parillaud, A. Enard, J.-P. Plaze, C. Fourdin, and N. Vodjdani.** Ku-band Microwave Optical Emitter Based on a Directly Modulated DFB Laser. *in Proc. Int. Top. Meet. Microw. Photon. (MWP 2004)*. 2004, pp. 259-261.
18. **F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J. G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, G.-H. Duan.** Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55  $\mu\text{m}$ . *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Jan/Feb. 2007, Vol. 13, 1, pp. 111-124.
19. **F. Pommereau, R. Brenot, B. Rousseau, F. Martin, F. Poingt, L. Le Gouezigou, O. Le Gouezigou, E. Derouin, O. Drisse, F. Lelarge, and G. Patriarche.** Optimization of 1550 nm InAs/InP Quantum Dash and Quantum Dot Based Semiconductor Optical Amplifier. *in Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2009)*. May 2009, pp. 339-342.
20. **B. Corbett, P. Lambkin, J. O'Callaghan, S. Deubert, W. Kaiser, J. P. Reithmaier, and A. Forchel.** Modal Analysis of Large Spot Size, Low Output Beam Divergence Quantum-Dot Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15 Jun. 2007, Vol. 19, 12, pp. 916-918.
21. **N. J. Kim, J. M. Oh, M. D. Kim, D. Lee, S. H. Pyun, W. G. Jeong, and J. W. Jang.** Gain Characteristics of InAs/InGaAsP Quantum Dot Semiconductor Optical Amplifiers at 1.5  $\mu\text{m}$ . *Appl. Phys. Lett.* 2007, Vol. 90, 241108, pp. 1-3.
22. **B. Broberg, and S. Lindgren.** Refractive Index of In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> Layers and InP in the Transparent Wavelength Region. *J. Appl. Phys.* 1 May 1984, Vol. 55, 9, pp. 3376-3381.
23. **M. J. Robertson, P. C. Kendall, S. Ritchie, P. W. A. McIlroy, and M. J. Adam.** The Weighted Index Method: a New Technique for Analyzing Planar Optical Waveguides. *J. Lightw. Technol.* Dec. 1989, Vol. 1, 12, pp. 2105-2111.
24. **Buus, J.** The Effective Index Method and Its Application to Semiconductor Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Jul. 1982, Vol. QE-18, 7, pp. 1083-1089.
25. **Marcatili, E. A.** Slab-Coupled Waveguides. *Bell Syst. Tech. J.* 1974, Vol. 53, pp. 645-672.
26. **J. N. Walpole, J. P. Donnelly, P. J. Taylor, L. J. Missaggia, C. T. Harris, R. J. Bailey, A. Napoleone, S. H. Groves, S. R. Chinn, R. Huang, and J. J. Plant.** Slab-Coupled 1.3- $\mu\text{m}$  Semiconductor Laser with Single-Spatial Large-Diameter Mode. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Jun. 2002, Vol. 14, 6, pp. 756-758.
27. **J. P. Donnelly, R. K. Huang, J. N. Walpole, L. J. Missaggia, C. T. Harris, J. J. Plant, R. J. Bailey, D. E. Mull, W. D. Goodhue, and G. W. Turner.** AlGaAs-InGaAs Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Feb. 2003, Vol. 39, 2, pp. 289-298.
28. **R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, C. T. Harris, J. J. Plant, D. E. Mull, and W. D. Goodhue.** High-Power Nearly Diffraction-Limited AlGaAs-InGaAs Semiconductor Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Jul. 2003, Vol. 15, 7, pp. 900-902.
29. **Y. Nagashima, S. Onuki, Y. Shimose, A. Yamada, and T. Kikugaw.** 1480-nm Pump Laser with Asymmetric Quaternary Cladding Structure Achieving High Output Power of >1.2 W with Low Power Consumption. *in Proc. Int. Semicond. Laser Conf. Dig. (ISLC 2004)*. Sep. 2004, pp. 47-48.
30. **A. Guermache, V. Voiriot, N. Bouche, F. Lelarge, D. Locatelli, R. M. Capella, and J. Jacquet.** 1 W Fibre Coupled Power InGaAsP/InP 14xx Pump Laser for Raman Amplification. *Electron. Lett.* Nov. 2004, Vol. 40, 24, pp. 1535-1536.
31. **J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, and K. G. Ray.** 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 735-737.
32. **P. W. Juodawlkis, J. J. Plant, W. Loh, L. J. Missaggia, F. J. O'Donnell, D. C. Oakley, A. Napoleone, J. Klamkin, J. T. Gopinath, D. J. Ripin, S. Gee, P. J. Delfyett, and J. P. Donnelly.** High-Power, Low-Noise 1.5- $\mu\text{m}$  Slab-Coupled Optical Waveguide (SCOW) Emitters: Physics, Devices and Applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Nov/Dec. 2011, Vol. 17, 6, pp. 1698-1714.



33. **Adachi, S.** *Physical Properties of III-V Semiconductors Compounds*. s.l. : John Wiley and Sons, 1992.
34. **J. Van Campenhout, P. Rojo-Romeo, D. Van Thourhout, C. Seassal, P. Regreny, L. Di Cioccio, J.-M. Fedeli, and R. Baets.** Thermal Characterization of Electrically Injected Thin-Film InGaAsP Microdisk Lasers on Si. *J. Lightw. Technol.* Jun. 2007, Vol. 25, 6, pp. 1543-1548.
35. **H. Wada, and T. Kamijoh.** 1.3- $\mu\text{m}$  InP-InGaAsP Lasers Fabricated on Si Substrates by Wafer Bonding. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Jun. 1997, Vol. 3, 3, pp. 937-942.
36. **S. A. Aliev, A. Y. Nashelskii, and S. S. Shalyt.** Thermal Conductivity and Thermoelectric Power of N-Type Indium Phosphite at Low Temperatures. *Sov. Phys. Solid State.* 1965, Vol. 7, p. 1287.
37. **M. C. Wu, Y. K. Chen, M. Hong, J. P. Mannaerts, M. A. Chin, and A. M. Sergent.** A Periodic Index Separate Confinement Heterostructure Quantum Well Laser. *Appl. Phys. Lett.* Aug. 1991, Vol. 59, 9, pp. 1046-1048.
38. **G. Ru, X. Yu, J. Cai, J. Yan, and F.-S. Choa.** Robust Slab-Coupled Buried-Rib Semiconductor Laser with High Fibre Coupling Efficiency. *Electron. Lett.* Nov. 2004, Vol. 40, 24, pp. 1538-1539.
39. **S. Demiguel, N. Li, X. Li, X. Zheng, J. Kim et J. C. Campbell, H. Lu, and A. Anselm.** Very High-Responsivity Evanescently Coupled Photodiodes Integrating a Short Planar Multimode Waveguide for High-Speed Applications. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Dec. 2003, Vol. 15, 12, pp. 1761-1763.
40. **M. Achouche, V. Magnin, J. Harari, F. Lelarge, E. Derouin, C. Jany, D. Carpentier, F. Blache, and D. Decoster.** High Performance Evanescent Edge Coupled Waveguide Unitraveling-Carrier Photodiodes for >40-Gb/s Optical Receivers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Feb. 2004, Vol. 16, 2, pp. 584-586.
41. **M. Achouche, V. Magnin, J. Harari, D. Carpentier, E. Derouin, C. Jany, and D. Decoster.** Design and Fabrication of a p-i-n Photodiode With High Responsivity and Large Alignment Tolerances for 40-Gb/s Applications. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Feb. 2006, Vol. 18, 4, pp. 556-558.
42. **J. Piprek, T. Tröger, B. Schröter, J. Kolodzey, and C. S. Ih.** Thermal Conductivity Reduction in GaAs-AlAs Distributed Bragg Reflectors. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Jan. 1998, Vol. 10, 1, pp. 81-83.
43. **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 Photon. Technol. Lett.* Oct. 2000, Vol. 12, 10, pp. 1322-1324.
44. **F. Genty, G. Almuneau, L. Chusseau, S. Gaillard, D. Fournier, I. Barbereau, and J. Jacquet.** First Steps Toward 1.3-1.55  $\mu\text{m}$  Antimonide Vertical Cavity Semiconductor Lasers. in *Proc. OSA Annu. Meeting Sympos. Advances in Vertical-Cavity Lasers*. 1997.
45. **K. Takaki, M. Funabashi, and A. Kasukawa.** High Power CW-DFB-LD with a Novel Non-Interger Order Grating Structure. in *Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2004)*. 2004, pp. 515-518.
46. **J.-R. Burie, G. Beuchet, M. Mimoun, P. Pagnod-Rossiaux, B. Ligat, J.-C. Bertreux, J.-M. Rousselet, J. Dufour, P. Rougeolle, and F. Laruelle.** Ultra High Power, Ultra Low RIN up to 20 GHz 1.55  $\mu\text{m}$  DFB AlGaInAs Laser for Analog Applications. in *Proc. the International Society for Optical Engineering (SPIE 2010)*. 2010.
47. **A. R. Sugg, J. H. Abeles, A. M. Braun, M. Maiorov, R. J. Menna, L. A. DiMarco, R. U. Martinelli, and J. C. Connolly.** Design and Characterization of 200-mW-Class Distributed Feedback Lasers at 1.55  $\mu\text{m}$ . in *Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2000)*. 2000, pp. 282-285.
48. **J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, and K. G. Ray.** 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 735-737.
49. **B. Corbett, P. Lambkin, J. O'Callaghan, S. Deubert, W. Kaiser, J. P. Reithmaier, and A. Forchel.** Modal Analysis of Large Spot Size, Low Output Beam Divergence Quantum-Dot Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15 Jun. 2007, Vol. 19, 12, pp. 916-918.
50. **V. Vusirikala, S. S. Saini, R. E. Bartolo, R. Whaley, S. Agarwala, M. Dagenais, F. G. Johnson, and D. Stone.** High Butt-Coupling Efficiency to Single-Mode Fibers Using a 1.55- $\mu\text{m}$  InGaAsP Laser Integrated with a Tapered Ridge Mode Transformer. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Nov. 1997, Vol. 9, 11, pp. 1472-1474.

51. **L. A. Coldren, and S. W. Corzine.** *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits (Microwave and Optical Engineering)*. New York : Wiley, 1995.
52. **J.-R. Burie, G. Glastre, C. Starck, G. Beuchet, L. Rageot, S. Fabre, M. Mimoun, M. Thebault, B. Ligat, P. Ratel, M. Loon, J.-P. Fié, F. Laruelle, F. van Dijk, J. Decobert, O. Parrillaud, A. Enard, M. Achouche, and J.-L. Gentner.** 1550 nm AlGaInAs DFB Laser with Over 20 GHz Electro-Optical Bandwidth and Below -150 dB/Hz RIN and Receptor for Ku Band Analog Microwave Links. *in Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2008)*. 2008, pp. 1-2.
53. **T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama.** Novel Method For High Resolution Measurement of Laser Output Spectrum. *Electron. Lett.* 31 Jul. 1980, Vol. 16, 16, pp. 630-631.
54. **R. Menna, A. Komissarov, M. Maiorov, V. Khalfm, L. DiMarco, J. Connolly, and D. Garbuzov.** Lasers with 440 MW CW Output Power for Telecommunication Applications. *in Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. (CLEO'01)*. 2001, pp. CPD12-CP1-2.
55. **A. Guermache, V. Voiriot, N. Bouche, F. Lelarge, D. Locatelli, R. M. Capella, and J. Jacquet.** 1 W Fibre Coupled Power InGaAsP-InP 14xx Pump Laser for Raman Amplification. *Electron. Lett.* 25 Nov. 2004, Vol. 40, 24, pp. 1535-1536.
56. **Y. Inaba, H. Nakayama, M. Kito, M. Ishino, and K. Itoh.** High-Power 1.55- $\mu\text{m}$  Mass-Transport-Grating DFB Lasers for Externally Modulated Systems. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Mar/Apr. 2001, Vol. 7, 2, pp. 152-158.



## Chapitre 4

# Caractérisations statiques et dynamiques des composants de puissance

Dans ce chapitre, je détaillerai les résultats de caractérisations obtenus sur les composants développés durant la thèse. Tout d'abord, je m'attacherai à montrer l'influence des paramètres de la structure à semelle massive (épaisseur de la semelle, largeur du ridge...) sur les performances de la puce. Ces résultats seront mis en parallèle des résultats de simulation montrés au chapitre 3. Je développerai ensuite les résultats obtenus sur les structures à semelle diluée. Les résultats des lasers à verrouillage de modes seront présentés au chapitre 5. Sauf indication contraire, toutes les mesures de P-I, RIN, bande passante et largeur de raie optique présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec des lasers sur embases pour être le moins possible pénalisé par des problèmes thermiques.

### 4.1. Laser DFB de puissance à semelle massive

#### 4.1.1. Description générale de la structure

##### 4.1.1.1. Structure verticale

Les structures verticales des lasers sont données dans le tableau de la Fig. 4.1. Les différentes épaisseurs de semelle sont 0.8, 1.2, 1.3, 1.6 et 2.0  $\mu\text{m}$ . Nous avons utilisé deux types de zone active qui diffèrent par le nombre de puits quantiques et l'épaisseur des puits. L'épaisseur de la couche de réseau a été optimisée pour obtenir des forces de réseau ( $\kappa L$ ) de l'ordre de 1.2.

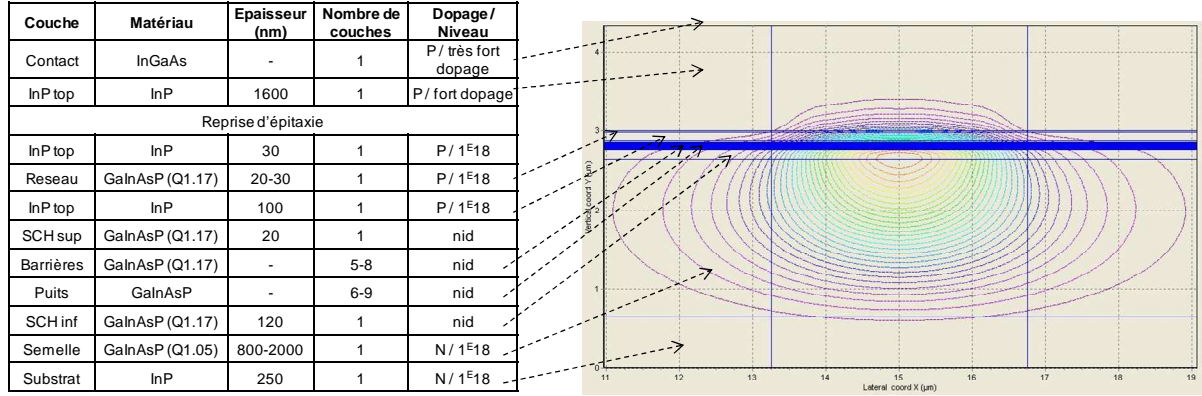


Fig. 4.1. Rappel du design des structures à semelle massive.

#### 4.1.1.2. Paramètres internes des structures

Les paramètres internes d'une structure permettent de caractériser les pertes internes, le gain et la qualité de la zone active d'un laser. Une méthode classique pour les déterminer consiste à mesurer le courant de seuil et le rendement externe pour une série de lasers FP clivés/clivés de différentes longueurs. Une analyse simple permet d'extraire de ces mesures les pertes internes, le rendement quantique interne, le gain modal et la densité de courant à la transparence (1 pp. 52-54). L'Éq. 4.1 exprime le rendement quantique interne et les pertes internes d'une structure en fonction du rendement externe ( $\eta_{ext}$ ) et de la réflectivité (R) des facettes dans le cas de deux lasers de longueurs différentes (L et L') :

$$\eta_i = \eta_{ext} \eta'_{ext} \frac{L - L'}{L \eta_{ext} - L' \eta'_{ext}}$$

$$\alpha_i = \frac{\eta'_{ext} - \eta_{ext}}{L \eta_{ext} - L' \eta'_{ext}} \ln \left( \frac{1}{R} \right)$$

Éq. 4.1.

De la même façon, on peut déterminer le gain modal ( $\Gamma G_0$ ) et la densité de courant à la transparence ( $J_0$ ). En pratique, pour moyennner les résultats il est intéressant de prendre plusieurs lasers de même longueur. Cette méthode de détermination des paramètres internes est simple mais assez longue à réaliser surtout si l'on souhaite utiliser un grand nombre de longueurs de cavité et un grand nombre de lasers par longueur.

Dans notre cas, nous n'avons pas mesuré les paramètres internes sur toutes les structures réalisées pour différentes raisons. En particulier, les runs des lasers à semelle massive de 1.3 et 1.6  $\mu\text{m}$  à zone active standard et 1.2 et 2.0  $\mu\text{m}$  à zone active optimisée ont été réalisés exclusivement en laser DFB de 1 mm. Afin de gagner de la place sur le wafer et de réaliser un maximum de lasers avec différents pas de réseau nous avons décidé de ne laisser sur les masques que quelques lasers FP de test de 1 mm de long au maximum.

Nous avons cependant caractérisé les paramètres internes des structures à semelle massive de 0.8 et 2.0  $\mu\text{m}$  (zone active standard) pour des lasers FP clivés/clivés en barrettes. Sur la structure avec une semelle de 0.8  $\mu\text{m}$ , nous avons clivé des cavités FP de 0.5, 1 et 2 mm. La Fig. 4.2(a) représente l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de la puce et la Fig. 4.2(b) le courant de seuil et le logarithme népérien de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité. Les différentes régressions linéaires nous ont permis de déterminer des pertes internes de 10.7  $\text{cm}^{-1}$ , un rendement quantique interne de 70 %, un gain

modal de  $34.7 \text{ cm}^{-1}$  et une densité de courant à la transparence de  $482 \text{ A/cm}^2$ . Même si les pertes internes mesurées ( $10.7 \text{ cm}^{-1}$ ) sont nettement plus élevées que les valeurs simulées ( $5.9 \text{ cm}^{-1}$ ) présentées au chapitre 3, elles sont déjà fortement réduites par rapport aux pertes internes d'une structure shallow ridge ordinaire qui sont comprises entre  $15$  et  $20 \text{ cm}^{-1}$ .

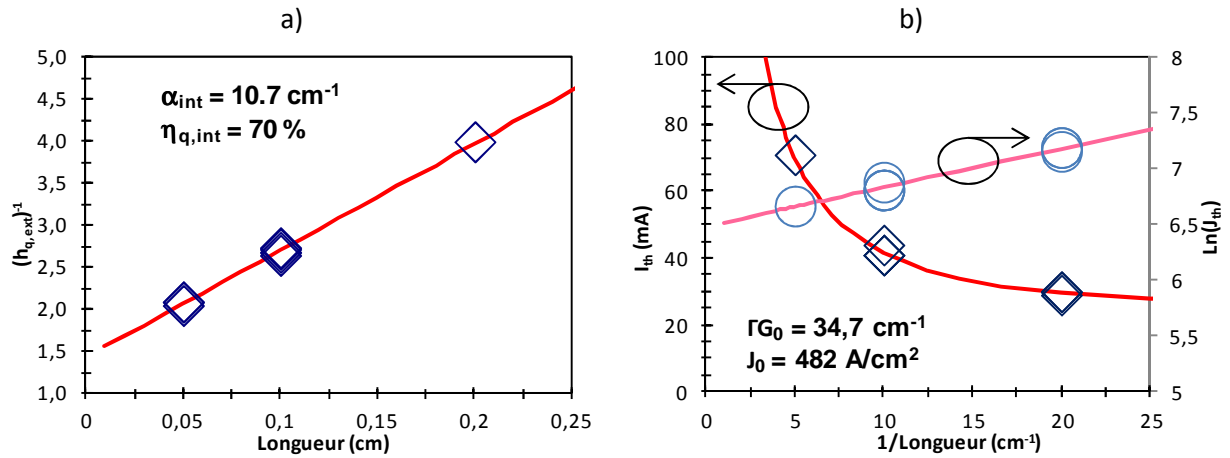


Fig. 4.2. Paramètres internes de la structure à semelle massive avec une épaisseur de semelle de  $0.8 \mu\text{m}$ .

Les mêmes mesures ont été réalisées sur des lasers de  $1$  et  $2 \text{ mm}$  avec une semelle de  $2.0 \mu\text{m}$ . Les Fig. 4.3(a) et (b) montrent la puissance optique et le rendement en fonction du courant laser pour des cavités respectivement pour  $3$  lasers de  $1 \text{ mm}$  et  $4$  lasers de  $2 \text{ mm}$ . Sur ces échantillons, les résultats sont bien reproductibles.

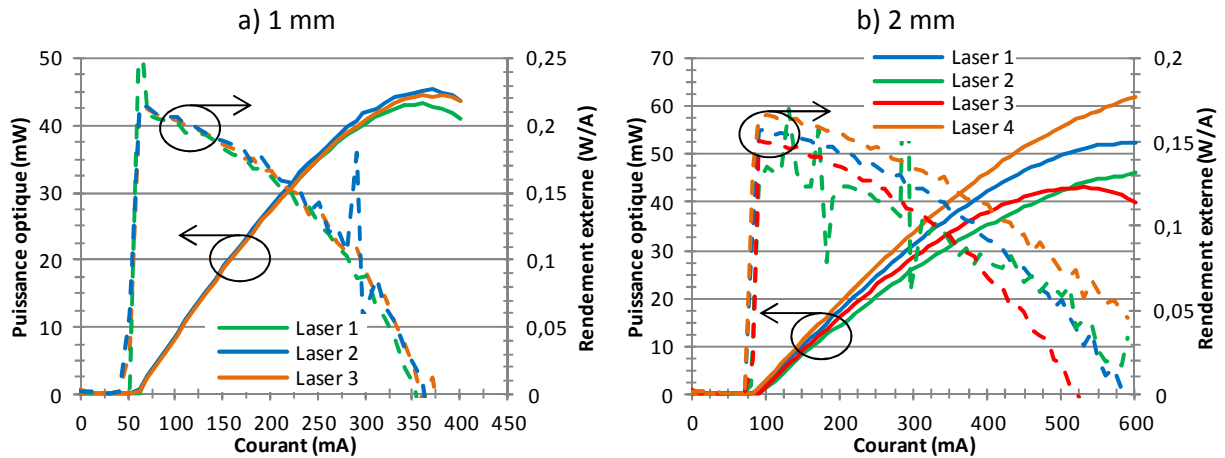


Fig. 4.3. P-I de laser cl/cl en barrette de  $1 \text{ mm}$  (a) et  $2 \text{ mm}$  (b) avec une semelle de  $2.0 \mu\text{m}$ .

Pour cette structure les pertes internes sont de  $6.4 \text{ cm}^{-1}$ , le rendement quantique interne de  $84 \%$ , le gain modal de  $17.4 \text{ cm}^{-1}$  et la densité de courant à la transparence de  $603 \text{ A/cm}^2$  (Fig. 4.4(a) et (b)). Le passage d'une semelle de  $0.8$  à  $2.0 \mu\text{m}$  d'épaisseur a permis de réduire les pertes de  $10.7$  à  $6.4 \text{ cm}^{-1}$ . Le gain modal a été divisé par  $2$  car le confinement sur la zone active est passé de  $4.6$  à  $2.1 \%$ . La réduction du confinement sur la zone active est aussi à l'origine de l'augmentation de la densité de courant à la transparence.

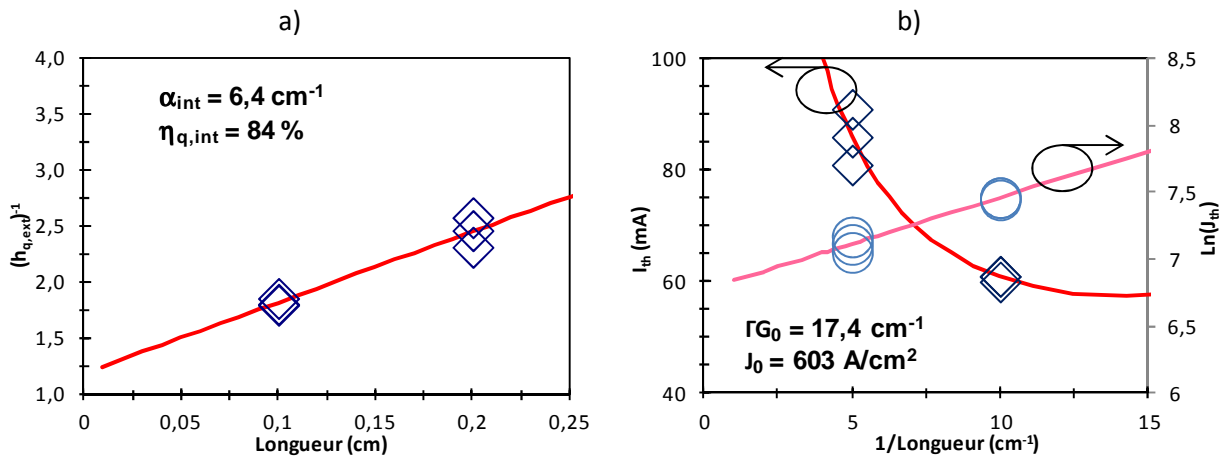


Fig. 4.4. Paramètres internes de la structure à semelle massive avec une épaisseur de semelle de 2.0  $\mu\text{m}$ .

#### 4.1.2. Optimisation de l'épaisseur de la semelle

Dans la suite de cette partie, je vais m'attacher à montrer l'impact de l'épaisseur de la semelle sur les performances générales des composants et plus particulièrement sur le rendement du laser, le champ lointain, la saturation thermique et les performances dynamiques.

##### 4.1.2.1. Influence de l'épaisseur de la semelle sur le rendement du laser

Maximiser le rendement était une priorité pour l'application visée : les liaisons optiques à modulation interne. En effet pour ce type de liaison, le gain RF de la liaison est proportionnel au rendement du laser. De plus la mesure du rendement était pour nous un bon indicateur des pertes internes.

Au chapitre précédent, les simulations optiques avaient permis de mettre en lumière la forte relation entre les pertes internes et l'épaisseur de la semelle. La Fig. 4.5 présente la puissance optique et le rendement du laser en fonction du courant pour trois structures traitées AR/HR dont la seule différence est l'épaisseur de la semelle (0.8, 1.3 et 2  $\mu\text{m}$ ). Ces trois épaisseurs correspondent aux limites haute et basse et à une valeur intermédiaire d'épaisseur de semelle que nous nous étions fixées. L'amélioration de rendement est assez spectaculaire : il a pratiquement doublé entre la structure avec une semelle de 2  $\mu\text{m}$  et celle de 0.8  $\mu\text{m}$ .

On peut aussi remarquer l'impact de l'épaisseur de la semelle sur le courant de seuil : plus la semelle est épaisse, plus le courant de seuil est grand. Cette dégradation du courant de seuil est principalement due à la réduction du confinement optique sur les puits quantiques.

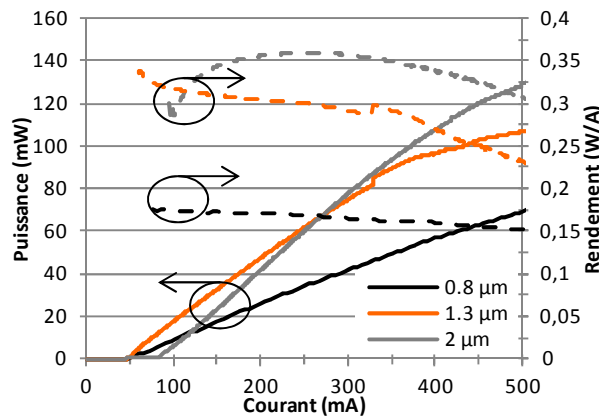


Fig. 4.5. Puissance optique et rendement en fonction du courant pour trois épaisseurs de semelle.

#### 4.1.2.2. Champ lointain et couplage optique

Les Fig. 4.6(a), (b), (c) et (d) représentent le champ lointain parallèle et perpendiculaire respectivement pour les structures sans semelle et avec une semelle de 0,8, 1,3 et 2,0  $\mu\text{m}$ . Dans toutes les configurations, les champs lointains ont une forme gaussienne (courbes grises en pointillé). Comme cela était prévisible après les simulations des modes propres, le champ lointain est fortement impacté par l'épaisseur de la semelle. Avec l'augmentation de l'épaisseur de la semelle, les divergences parallèles et perpendiculaires diminuent. En passant d'une structure sans semelle à une structure avec semelle de 2  $\mu\text{m}$ , les divergences perpendiculaire et parallèle diminuent respectivement d'un facteur 1,3 et 2,4. L'amélioration de la divergence perpendiculaire est directement liée à l'épaisseur de la semelle, la couche de semelle permettant au mode propre optique de s'étirer verticalement. Le moins bon confinement latéral (dégradation du  $\Delta n$  entre la zone du ruban et celle des canaux) est lui responsable de l'élargissement latéral du mode. Ce qui implique une divergence parallèle plus faible. La Fig. 4.6(e) résume les valeurs de divergence à mi-hauteur obtenues en fonction de l'épaisseur de la semelle. On peut aussi noter que le rapport d'ellipticité (rapport entre la divergence dans les deux axes) ne diminue pas voire augmente plutôt.

L'ajout d'une semelle épaisse est donc intéressant pour améliorer la divergence du faisceau de sortie par contre il ne règle nullement les problèmes de la forme du mode (mode elliptique). Du point de vue de la mise en module, ces améliorations vont permettre de relâcher les contraintes sur les optiques de couplage (notamment sur l'ouverture numérique des lentilles). Néanmoins si l'on souhaite un fort taux de couplage, il faudrait sûrement trouver un moyen de corriger l'ellipticité (utilisation de lentilles cylindriques par exemple).



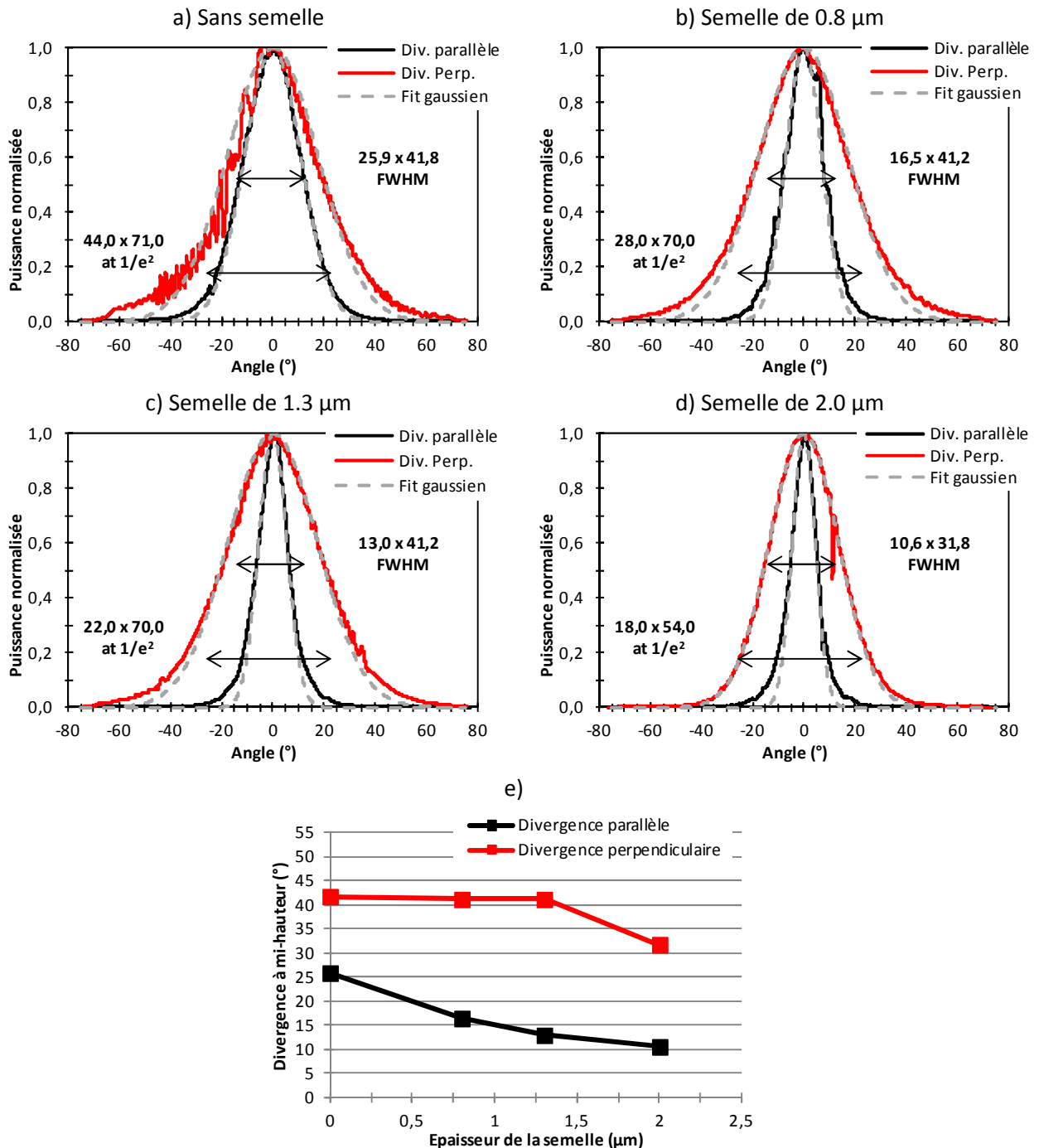


Fig. 4.6. Mesure du champ lointain pour 4 épaisseurs de semelle : sans semelle (a), semelle de 0.8  $\mu\text{m}$  (b), de 1.3  $\mu\text{m}$  (c) et de 2.0  $\mu\text{m}$  (d).

#### 4.1.2.3. Les problèmes de saturation thermique

Pour les lasers de puissance, les problèmes de saturations thermiques et plus généralement de gestion de la thermique sont primordiaux. Dans notre cas, la semelle en quaternaire risque de perturber l'évacuation des calories car la conductivité thermique de l'InGaAsP est mauvaise (15 fois plus faible que l'InP par exemple). La saturation thermique des composants avec une semelle épaisse risque donc d'arriver plus rapidement i.e. pour des courants de fonctionnement plus faibles. Cette saturation va principalement entraîner une puissance maximale atteignable plus faible et une

dégradation plus rapide du rendement électro-optique. Ces deux effets sont représentés sur les Fig. 4.7. A gauche, on voit clairement que le composant avec la semelle de 2.0  $\mu\text{m}$  (courbe rouge) sature vers 450 mA alors que les structures avec une semelle de 0.8  $\mu\text{m}$  et sans semelle saturent respectivement vers 550 et 850 mA. Sur la figure de droite, on note que le rendement net se dégrade beaucoup plus rapidement pour les structures à semelle alors qu'il est bien meilleur au seuil laser.

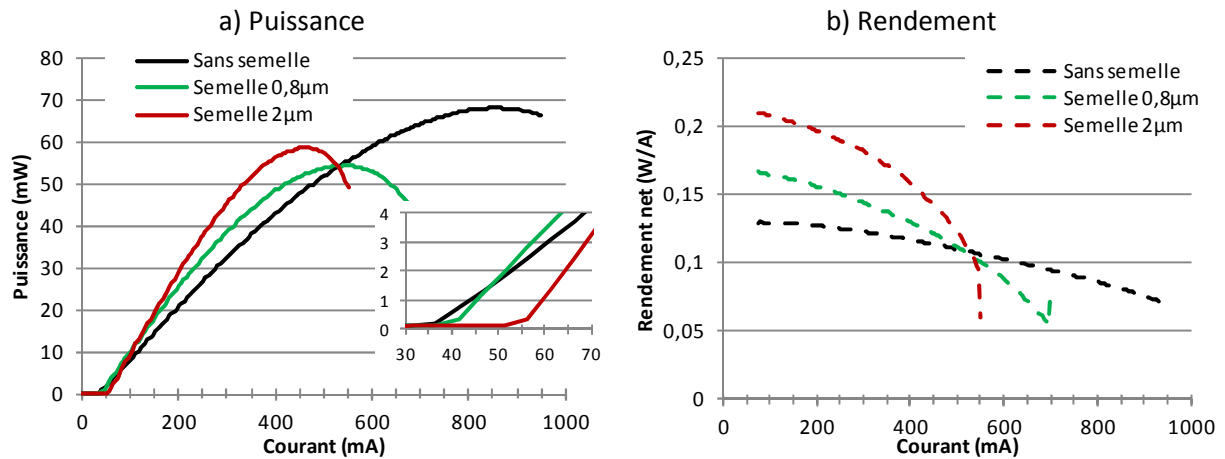


Fig. 4.7. Saturation thermique de la puissance optique (a) et du rendement (b) des lasers FP clivés/clivés.

#### 4.1.2.4. Evolution des performances dynamiques de RIN et de bande passante

Au travers de la modification du recouvrement du mode optique avec la zone active et des variations des pertes internes, l'épaisseur de la semelle va aussi influencer les performances dynamiques (RIN et bande passante principalement) du laser. Tatham et al. dans (2), ont montré une relation linéaire entre la fréquence de relaxation au carré et le confinement optique avec la zone active (Éq. 4.2):

$$\omega_r^2 = \Gamma v_g^2 S g \frac{dg}{dN} \quad \text{Éq. 4.2.}$$

Pour un nombre de puits donné, épaissir la semelle de la structure va faire diminuer le confinement sur la zone active. On s'attend donc à ce qu'une chute du confinement sur la zone active fasse diminuer la fréquence de relaxation, augmenter le niveau de RIN et dégrader la bande passante de modulation à -3 dB.

Les Fig. 4.8(a) et (b) présentent la fréquence de relaxation et le maximum de RIN en fonction du courant de polarisation du laser pour les structures à zone active standard et à semelle massive de 0.8, 1.3 et 2.0  $\mu\text{m}$ . En ce qui concerne la fréquence de relaxation, l'effet de la semelle se fait ressentir fortement : la fréquence de relaxation maximale passe de 8.5 GHz pour le laser à semelle de 0.8  $\mu\text{m}$  à moins de 8 GHz et 6 GHz pour les lasers à semelle de 1.3 et 2.0  $\mu\text{m}$  respectivement. La Fig. 4.9 représente l'évolution de la fréquence de relaxation au carré en fonction du confinement optique pour une même puissance optique de sortie. On retrouve la relation linéaire énoncée par l'Éq. 4.2.

Les trois configurations présentées ici permettent d'atteindre les 6 GHz de bande passante que nous nous étions fixés. Néanmoins, la dernière structure (semelle de 2.0  $\mu\text{m}$ ) ne présente pas une marge très importante (fréquence de relaxation à 6 GHz et bande passante de modulation à -3 dB de 6.5 GHz).

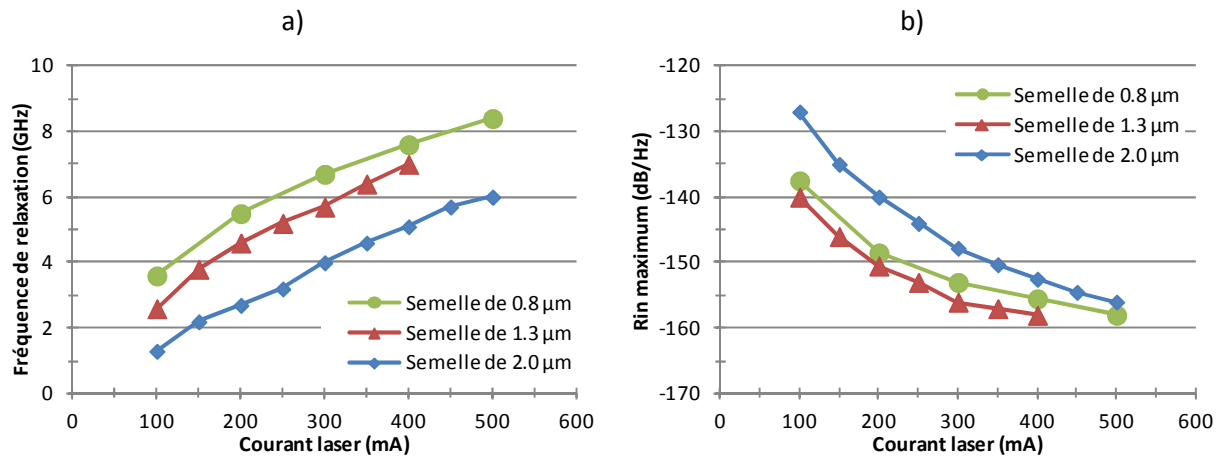


Fig. 4.8. Evolution de la fréquence de relaxation (a) et du maximum de RIN (b) en fonction du courant laser pour différentes structures à semelle.

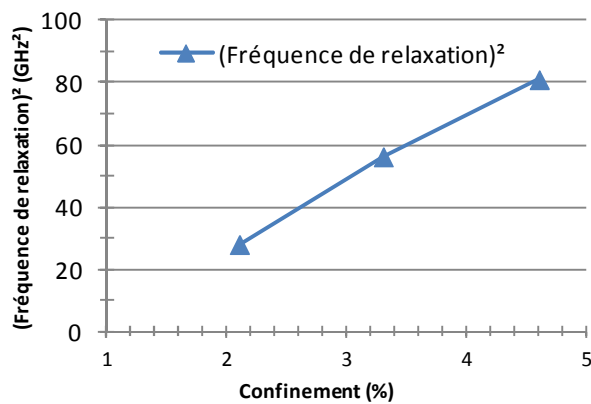


Fig. 4.9. Evolution de la fréquence de relaxation au carré en fonction du confinement sur la zone active pour une même puissance optique de sortie.

### 4.1.3. Optimisation de la zone active

Dans les premiers runs de fabrication, nous avons utilisé la zone active standard du laboratoire à base de 6 puits quantiques de 8 nm d'épaisseur. Cette zone active était pleinement fonctionnelle et éprouvée et permettait d'atteindre plus de 10 GHz de bande passante ainsi qu'un RIN relativement faible pour des structures verticales standards.

Nous avons travaillé sur la zone active dans un deuxième temps en modifiant légèrement le nombre de puits quantiques et la géométrie des puits.

#### 4.1.3.1. Une nouvelle zone active

Les performances en termes de puissance et de rendement que nous avons obtenues avec la structure à semelle de 2 μm et une zone active standard étaient compatibles avec l'application visée. Par contre, la bande passante de modulation et surtout le RIN étaient très limités par rapport au gabarit fixé. Concernant une éventuelle industrialisation cela signifierait un tri beaucoup plus sélectif des puces et donc un rendement par plaque plus faible.

Les objectifs du design avec la nouvelle zone active étaient donc d'améliorer les performances dynamiques (RIN et bande passante de modulation) tout en conservant (ou en améliorant légèrement) les performances statiques (puissance, rendement, champ lointain).

La géométrie des nouveaux puits quantiques a été modifiée pour n'avoir qu'un seul niveau d'énergie dans le puits. Cela doit normalement permettre d'améliorer le gain différentiel et le rendement quantique interne (tous les électrons excités sont dans le seul niveau d'énergie disponible du puits) et donc le rendement du laser (à pertes internes égales). Nous avons comparé les performances de deux structures à semelle qui ne diffèrent que par leur zone active (standard pour le premier design et optimisée pour l'autre). Même si l'épaisseur totale des puits est inchangée, le confinement optique sur les puits quantiques est passé de 2.1 à 2.4 %.

L'impact du changement de zone active sur la P-I est donné Fig. 4.10 : la structure avec la zone active optimisée présente un rendement net et une puissance maximale plus élevés que la structure avec la zone active standard. On remarque que la structure verticale étant identique, la saturation thermique apparaît approximativement pour un même courant. Le champ lointain reste globalement identique car il dépend beaucoup moins de la zone active que de la semelle et des couches de confinement.

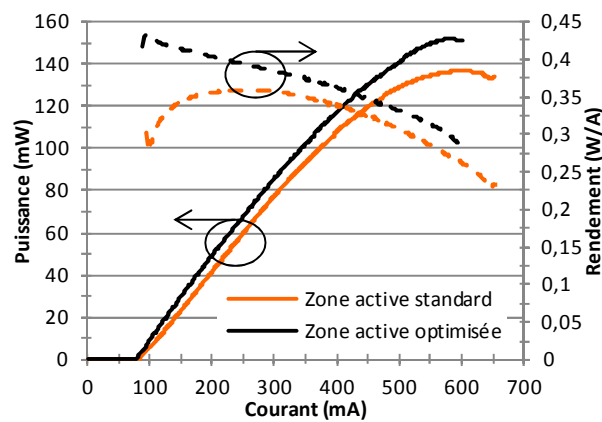


Fig. 4.10. Modifications apportées sur la puissance optique et le rendement par la nouvelle zone active.

Les Fig. 4.11(a) et (b) comparent le RIN et la bande passante de modulation des deux designs. La fréquence de résonance visible sur les mesures de bande passante n'est pas rigoureusement la même chose que la fréquence de relaxation. En effet, la fréquence de résonance est la superposition de la réponse électrique du laser et de l'embase HF alors que la fréquence de relaxation ne mesure que la dynamique des porteurs internes au laser.

L'effet du changement de zone active est assez flagrant sur la bande passante de modulation à -3 dB qui est passée de 6.7 à 7.6 GHz. Cette valeur nous place très près de la spécification typique (8 GHz) et largement au-dessus de la minimale (6 GHz). Le RIN a lui été amélioré sur deux points : premièrement la fréquence de résonance est plus haute en fréquence (7 GHz au lieu de 6 GHz) et deuxièmement le niveau est plus faible (-158 dB/Hz au lieu de -156 dB/Hz). Pour le projet, le gabarit typique et le gabarit maximal pour le RIN sont tracés en pointillés respectivement en bleu et rouge. L'évolution de la zone active nous permet d'avoir une marge assez confortable par rapport au gabarit typique. Nous pensons que la maximisation du meilleur gain différentiel obtenue grâce à la nouvelle géométrie de la zone active et l'augmentation du confinement optique sur la zone active sont à l'origine des améliorations mesurées sur le RIN et la bande passante.

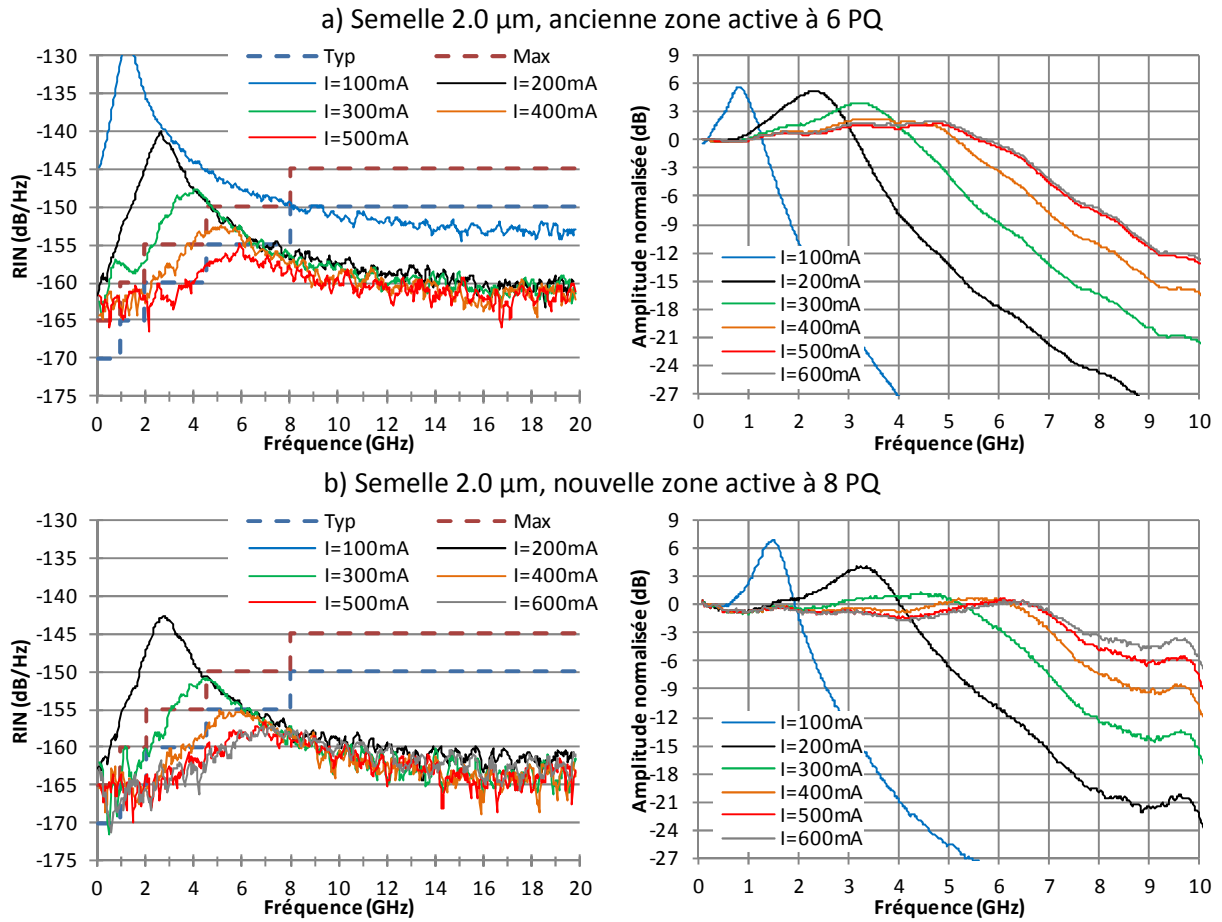


Fig. 4.11. Evolution du RIN et de la bande passante de modulation suite au changement de zone active.

La fréquence de relaxation et le niveau maximum de RIN pour ces deux structures sont représentés de manière plus synthétique sur les Fig. 4.12(a) et (b).

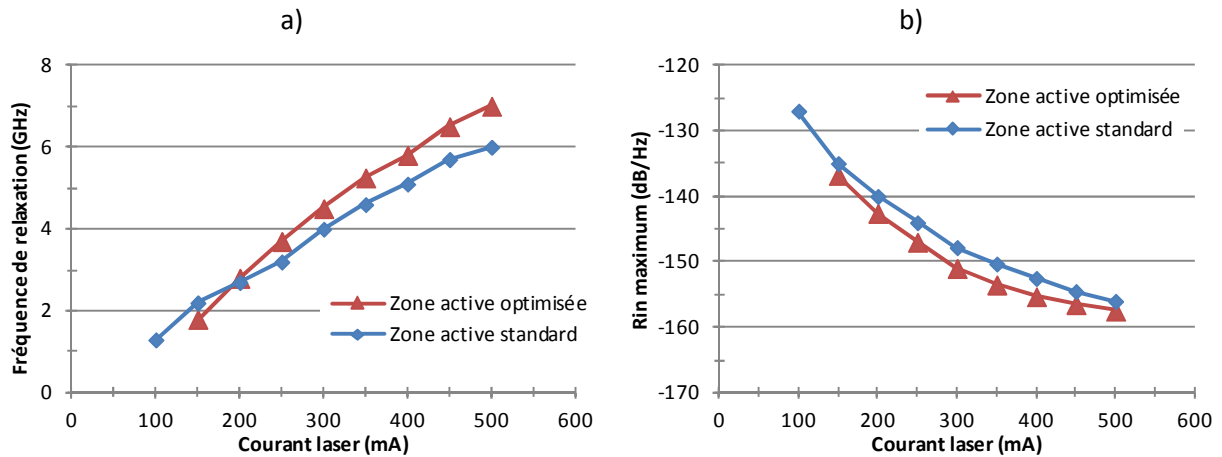


Fig. 4.12. Fréquence de relaxation (a) et niveau maximum de RIN (b) en fonction du courant laser pour les deux structures à semelle massive de 2  $\mu\text{m}$ .

#### 4.1.3.2. Le choix du nombre de puits quantiques

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu l'intérêt de la nouvelle zone active. Afin d'augmenter la fréquence de relaxation et la fréquence de coupure et de diminuer le niveau de RIN

nous avons conçu une structure avec plus de puits quantiques (augmentation du gain différentiel). Les Fig. 4.13(a), (b) et (c) donnent un aperçu des performances pour une structure à 9 puits quantiques et une semelle de  $1.2 \mu\text{m}$ . Le rendement est un peu moins bon car les pertes internes sont un peu plus élevées que pour les structures précédentes (Fig. 4.13(a)). La structure présente un « kink » sur la P-I autour de 400 mA ce qui engendre des anomalies sur le RIN et la bande passante. Une étude et un choix plus judicieux du détuning du réseau de Bragg devraient permettre de corriger ce problème. Avec cette structure, les performances dynamiques sont meilleures : la fréquence de relaxation est plus élevée (autour de 9 GHz), le niveau de RIN est plus faible (Fig. 4.13(b)) et la bande passante de modulation est proche de 10 GHz (Fig. 4.13(c)).

Cette structure présente donc des intérêts concernant la bande passante de modulation et le RIN mais le rendement est trop limité pour en faire un candidat crédible pour les liaisons analogiques à modulation directe.

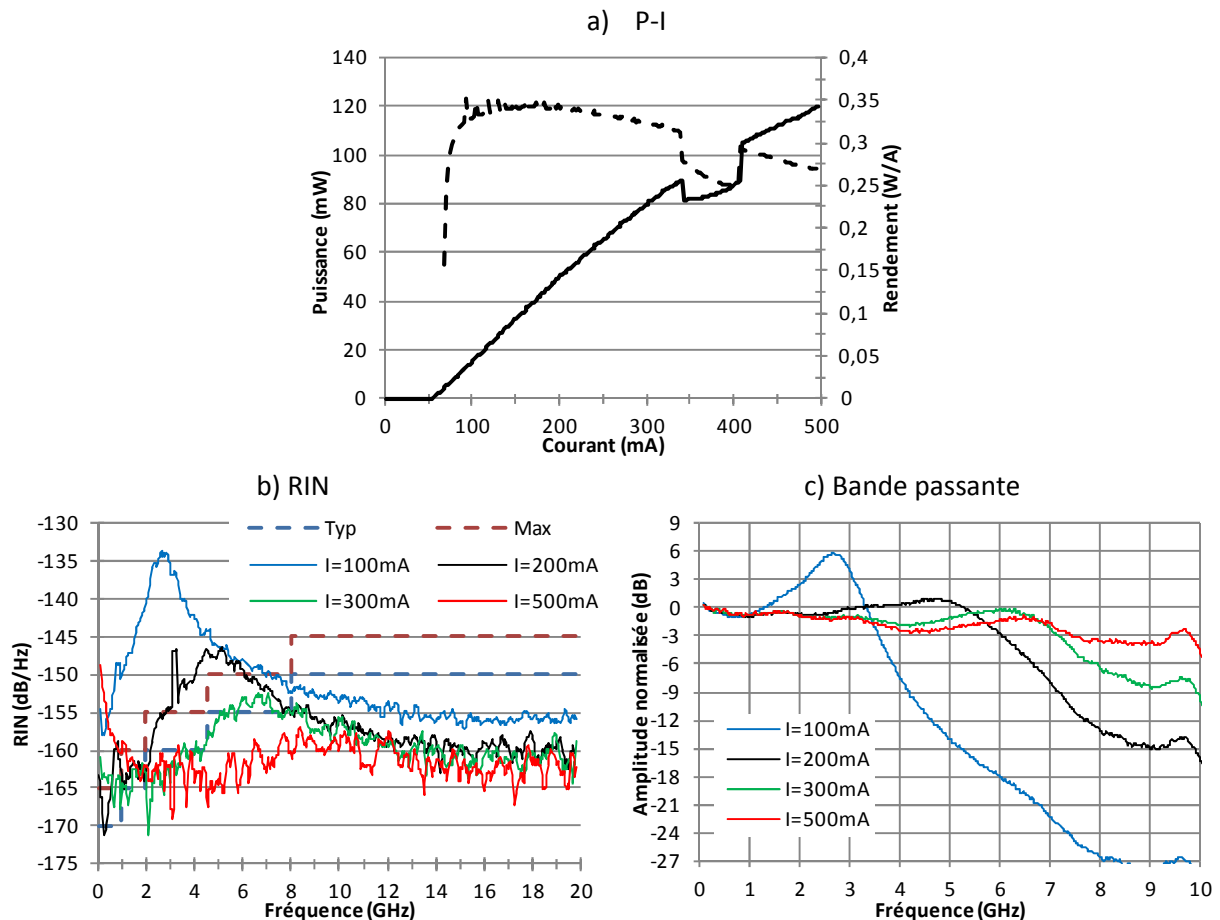


Fig. 4.13. Résultats obtenus avec la structure à zone active optimisée de 9 puits quantiques et à semelle de  $1.2 \mu\text{m}$ .

#### 4.1.4. Influence de la longueur d'onde d'émission

La maîtrise de la longueur d'onde est nécessaire afin que le dispositif adresse bien le canal optique visé. Les exigences sur la longueur d'onde DFB étaient très faibles puisqu'une fenêtre de 30 nm était permise (1530 à 1560 nm). Il est néanmoins important de savoir prédire la longueur d'onde d'émission si l'on souhaite un jour faire évoluer le laser vers une source CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexing) voire DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing).

Le choix de la longueur d'émission influence également les performances du laser aussi bien du point de vue de la puissance émise et du rendement électro-optique que des performances en modulation et en bruit du laser. Le réseau fixe aussi le « detuning » (écart entre la longueur d'onde d'émission et le sommet de la courbe de gain) du laser ce qui a des conséquences sur les performances statiques et dynamiques du composant. Un réglage de ce detuning va donc être nécessaire pour obtenir les bonnes performances de la source laser. Le detuning se mesure normalement pour un courant de polarisation juste en dessous du courant de seuil.

Enfin nous verrons l'impact de la position relative entre la courbe de gain et la longueur d'onde DFB sur les sauts de mode et la stabilisation du mode optique dans la cavité.

#### 4.1.4.1. Compromis entre performances statiques et dynamiques

Nous avons codé différents pas de réseau espacés d'environ 6.5 nm en longueur d'onde (modification de 1 nm de la largeur de la dent). Les résultats pour les lasers (structure à semelle de 2  $\mu\text{m}$  et zone active optimisée) du pas de réseau 1, 2 et 3 sont donnés Fig. 4.14(a), (b), (c) et (d). Sur la mesure du spectre optique de la Fig. 4.14(a), le « detuning à 400 mA de courant », des pas 1, 2 et 3 apparaît respectivement à -3, +2b et 9 nm par rapport au maximum de la courbe de gain. A ce courant, les lasers ont un bon comportement monomode avec une forte réjection des modes secondaires.

Le comportement de la P-I est assez classique (Fig. 4.14(b)) : plus le detuning est fort plus le seuil se dégrade. Pour le reste les lasers du pas 1 et 2 ont un comportement assez proche. Le laser du pas 3 présente par contre les caractéristiques typiques d'un laser à fort detuning positif à savoir un fonctionnement en mode Fabry-Perot à faible courant et un meilleur comportement statique à forts courants ( $I > 600 \text{ mA}$ ) car le detuning devient quasi nul. Le rendement est aussi plus constant car le décalage vers le rouge de la courbe de gain dû à l'échauffement permet de ramener la longueur d'onde DFB vers le maximum de la courbe de gain.

Les mesures de bande passante et de RIN ont été faites à 450 mA car pour ce courant de polarisation la puissance optique est élevée ( $> 120 \text{ mW}$ ) et la courbe P-I est propre (Fig. 4.14(c)). La bande passante de modulation diminue légèrement (d'environ 0.15 GHz) en passant du pas 1 au pas 2 car le gain différentiel s'est dégradé (cf 3.1.2.1). La forme de la courbe est par contre assez similaire. La dégradation des performances de RIN qui est beaucoup plus visible, est plus critique pour les applications envisagées (Fig. 4.14(d)). En passant du pas 1 au pas 3, la fréquence de relaxation se dégrade de 1 GHz et le niveau maximum augmente de 2 dB/Hz. Alors que le laser du pas 1 est en dessous du gabarit typique, le laser du pas 3 est lui entre les deux gabarits (typique et maximum).

Même si le pas 3 a de meilleures performances de puissance maximale et de stabilité du rendement, le pas 1 semble un candidat plus crédible pour satisfaire toutes les spécifications exigées.

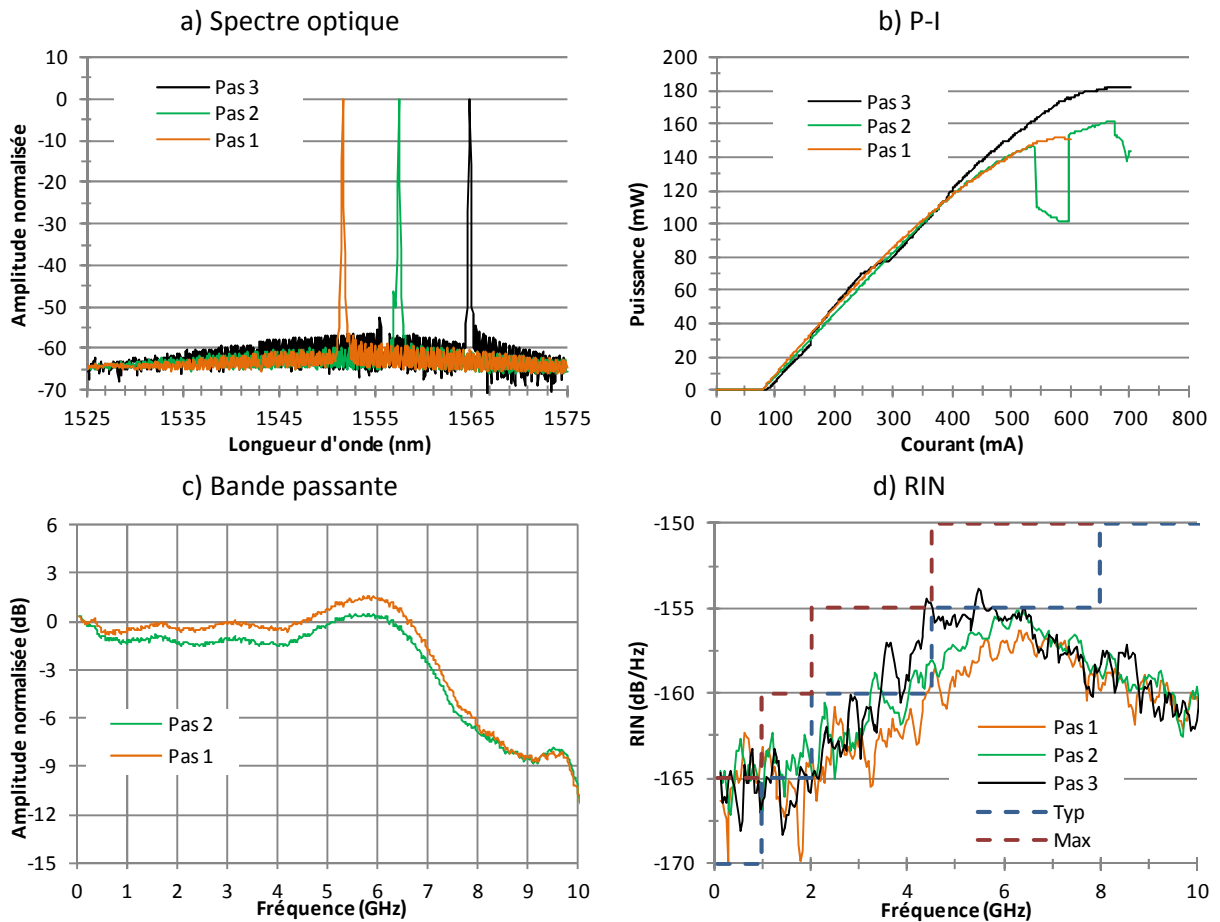


Fig. 4.14. Evolution des performances pour 3 pas de réseaux différents.

#### 4.1.4.2. Les sauts de mode

En plus de modifier les performances du laser, on a pu noter sur la P-I de la Fig. 4.14 que le pas du réseau a une incidence sur la forme de la courbe P-I (kink, saut de modes...). Dans cette partie, je mets en parallèle la forme de la P-I et le spectre optique pour chacun des pas 1, 2 et 3.

Les Fig. 4.15 concernent le pas 1. La P-I est continue (Fig. 4.15(a)), sans saut de mode, le spectre optique est propre et bien monomode sur toute la gamme de courant (Fig. 4.15(b)). On voit clairement sur les courbes de spectre optique à différents courants, la courbe de gain qui se déplace par rapport à la longueur d'onde DFB. Cela est dû à l'échauffement de la structure suite à l'augmentation de courant.



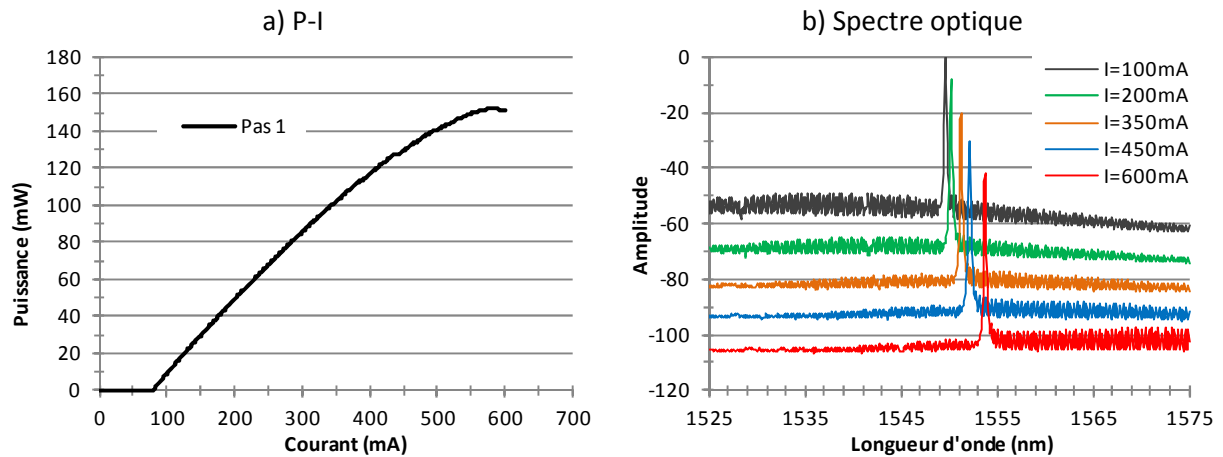


Fig. 4.15. Lien entre le spectre optique et la forme de la P-I pour le pas 1.

Les mêmes courbes pour les pas 2 et 3 sont données sur les Fig. 4.16 et Fig. 4.17. Le comportement monomode est beaucoup moins bon. On peut voir sur le spectre optique différents problèmes : comportement en mode Fabry-Perot, spectre bi-mode ou multimode (plusieurs raies à différentes longueurs d'onde ou autour de la raie DFB). De tels lasers ne sont pas satisfaisants pour une mise en module et une utilisation dans un système.

Nous avons à notre disposition un quatrième pas de réseau avec un detuning vers les grandes longueurs d'onde encore plus fort. Le laser DFB avec le pas 3 fonctionnant déjà en mode FP à faible courant, nous avons décidé de ne pas étudier le pas de réseau 4.

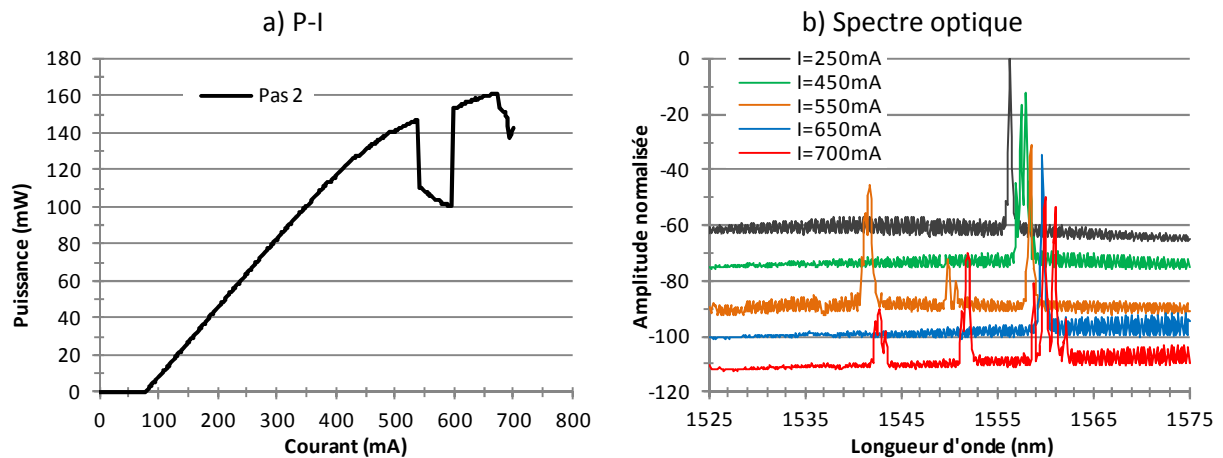


Fig. 4.16. Lien entre le spectre optique et la forme de la P-I pour le pas 2.

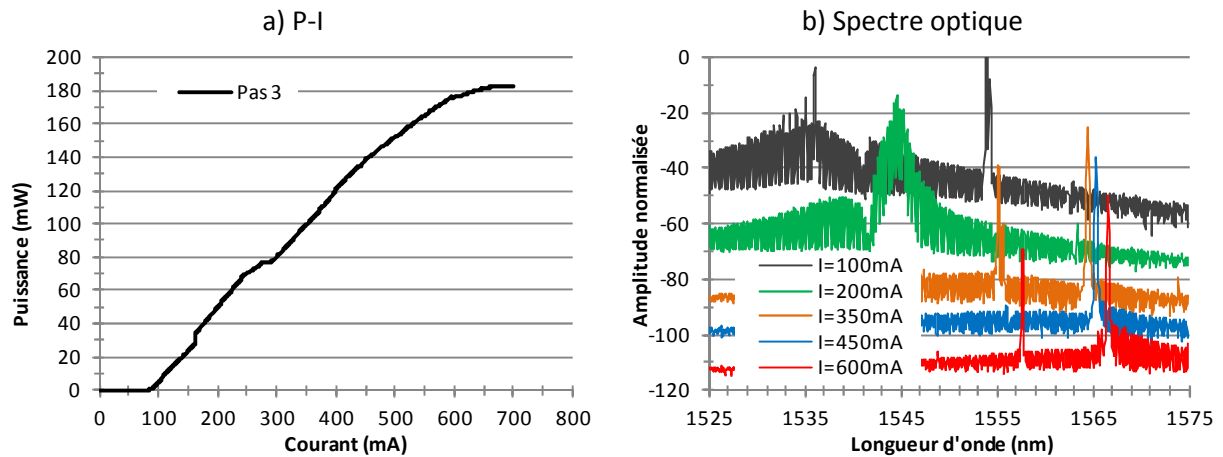


Fig. 4.17. Lien entre le spectre optique et la forme de la P-I pour le pas 3.

Ces problèmes de saut de mode sont exacerbés par l'utilisation d'une structure à semelle car ce type de design admet généralement plusieurs modes propres dans la cavité. Le spectre optique sous le seuil d'un laser à semelle massive est présenté sur la Fig. 4.18. On y voit le mode DFB souhaité ainsi que deux autres modes parasites. L'indice effectif de ces deux modes étant plus faible, leur longueur d'onde DFB est plus basse.

Nous avons vu que le positionnement de la longueur d'onde de Bragg par rapport à la courbe de gain est capital : un trop fort detuning positif conduit à des structures globalement moins stables. Afin de réduire le risque d'apparition de modes DFB autres que le mode DFB fondamental on pourrait utiliser un ruban plus étroit, monomode par construction, mais cela limiterait la puissance maximale générée par le laser. Une autre solution, plus fine, passerait par une augmentation par construction des pertes pour les modes autres que le mode fondamental. Un contrôle de la P-I permet généralement d'exclure les lasers instables : en effet, un saut de mode se traduit généralement par une modification du rendement et de la puissance (kink sur la P-I).

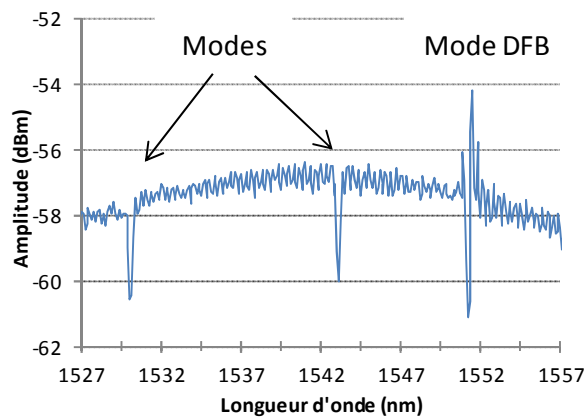


Fig. 4.18. Spectre optique sous le seuil d'un laser à semelle massive.

#### 4.1.5. Bilan de la structure

L'utilisation de structures à semelle massive pour faire des lasers DFB à modulation directe était un objectif ambitieux car ce type de design n'avait jusqu'à présent été utilisé que pour des sources continues. Même s'il reste quelques problèmes de stabilité, nous verrons dans cette partie que nous

avons conçu un laser répondant parfaitement aux spécifications fixées que ce soit en puce ou en module.

Parmi les différentes structures que nous avons fabriquées, nous avons pu en dégager une qui répond aux spécifications du projet. Cette structure est composée d'une semelle en InGaAsP de  $2.0\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et d'une zone active à 8 puits quantiques optimisés. Après avoir détaillé les performances intrinsèques de la puce laser, je montrerai les résultats du module laser. Dans les deux cas, je ferai une rapide analyse de la dispersion des composants et du rendement de fabrication. Ces deux paramètres sont très importants, notamment dans le cas d'une industrialisation du composant.

#### 4.1.5.1. Performances de la puce

La Fig. 4.19 présente les caractéristiques principales typiques des diodes laser DFB. Les performances en puissance (entre 100 et 120 mW) et rendement (entre 0.35 et 0.45 W/A) sont conformes à nos objectifs (Fig. 4.19(a)). Cependant, les véritables performances en puissance et rendement ne seront connues qu'après la mise en module. En prenant un taux de couplage entre 60 et 70 %, nous atteignons sans difficulté la spécification minimale de 60 mW fibrée.

De la même façon, la valeur de résistance sur la puce n'est qu'indicative car la contribution des pointes de test n'est pas retirée (Fig. 4.19(b)). Par contre, cette mesure permet de quantifier les fuites de courant de la structure qui sont faibles comme dans la plupart des « bons » lasers shallow ridge. Après la mise en module, les mesures de résistance donneront une résistance série de l'ordre de  $1.5\ \Omega$ . Cette très faible résistance est intéressante pour réduire l'échauffement par effet Joule du composant.

Le spectre optique normalisé à 0 dBm pour différents courant est représenté sur les Fig. 4.19(c) et (d). Le laser fonctionne bien en régime monomode pour toute la gamme de courant avec un SMSR supérieur à 55 dB.

La fonction de transfert d'une embase dépend de l'empreinte des pistes HF, des matériaux utilisés et des dimensions de l'embase. La réponse électro-optique d'un laser sur embase est donc fonction de l'embase utilisée. Jusqu'à présent les mesures de lasers sur embases ont été faites avec les embases typiques du III-V lab, compatibles d'une modulation jusqu'à 15 GHz. Pour ce projet de nouvelles embases ont été dessinées afin de faciliter l'adaptation d'impédance des modules. Le montage de lasers sur les embases du projet nous a permis de constater une modification des performances de bande passante. Avec la nouvelle embase, nous obtenons une bande passante de modulation à -3 dB de l'ordre de 9 GHz (Fig. 4.19(f)), à comparer au 7.5 GHz avec l'ancienne embase (Fig. 4.11(b)). Après la mise en module la bande passante ne sera pas mesurable car l'accès hyperfréquence du module a été conçu pour une adaptation d'impédance en bande étroite. Le RIN est lui largement en dessous du gabarit imposé (Fig. 4.19(e)). La mise en module doit normalement améliorer légèrement le RIN aux forts courants grâce à une meilleure régulation en température.

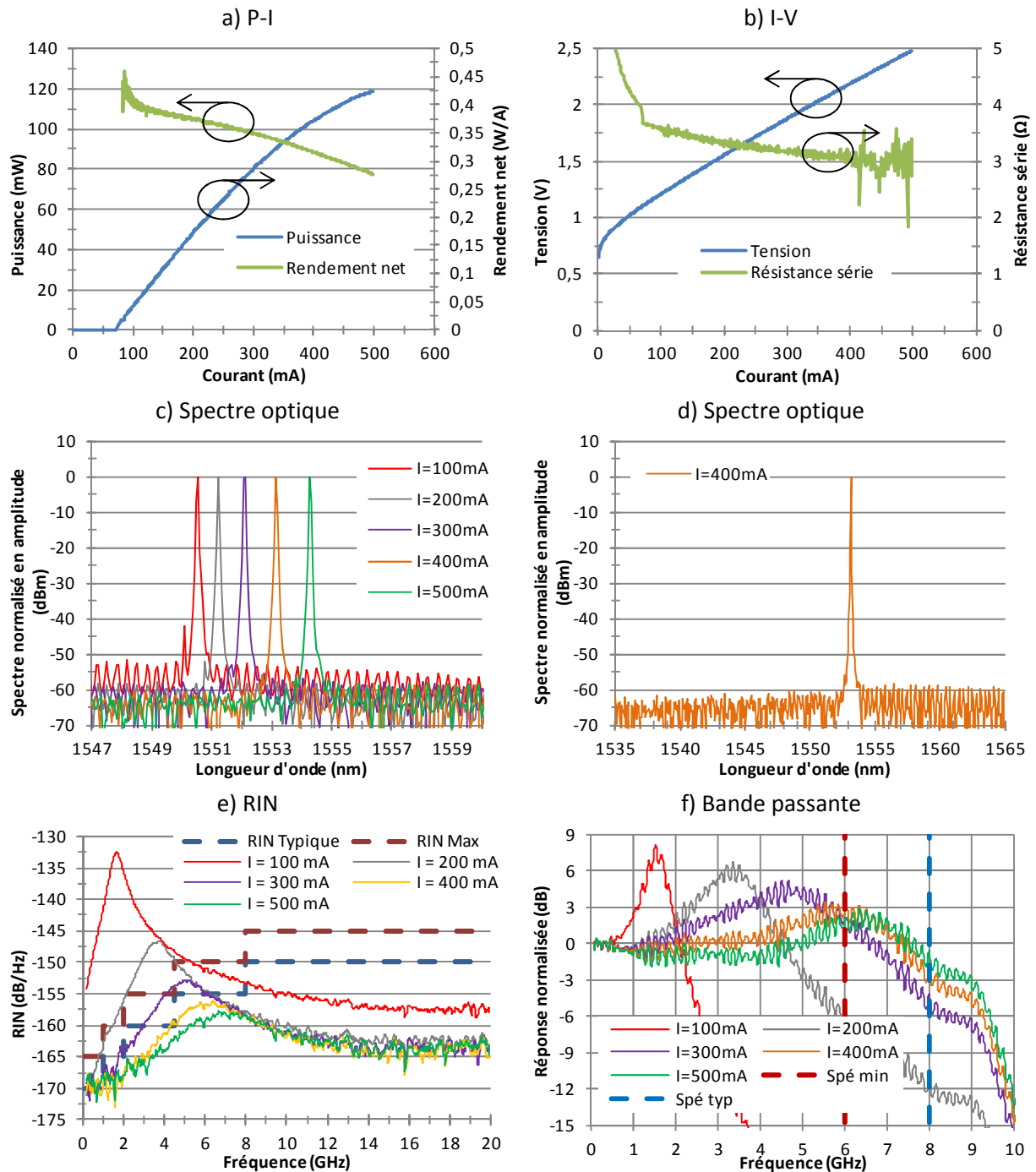


Fig. 4.19. Caractéristiques typiques d'une puce laser (laser B1).

Nous avons superposé les performances de P-I (Fig. 4.20(a)), spectre optique (Fig. 4.20(b)), RIN (Fig. 4.20(c)) et bande passante (Fig. 4.20(d)) de 10 lasers sur embases. Ces 10 lasers ont été jugés conformes pour une mise en module. Mises à part quelques disparités, les performances de ces lasers sur embases sont assez proches. Lors de ces mesures nous régulions grâce à un élément Peltier la température du pied de test (à 25° C) sur lequel était posé le composant à mesurer. Cela implique que la température de l'embase est supérieure à cette valeur sans pour autant être la même pour les différents lasers. En effet, la température de la puce dépend du contact entre le pied de test et l'embase et de la soudure de la puce sur l'embase.

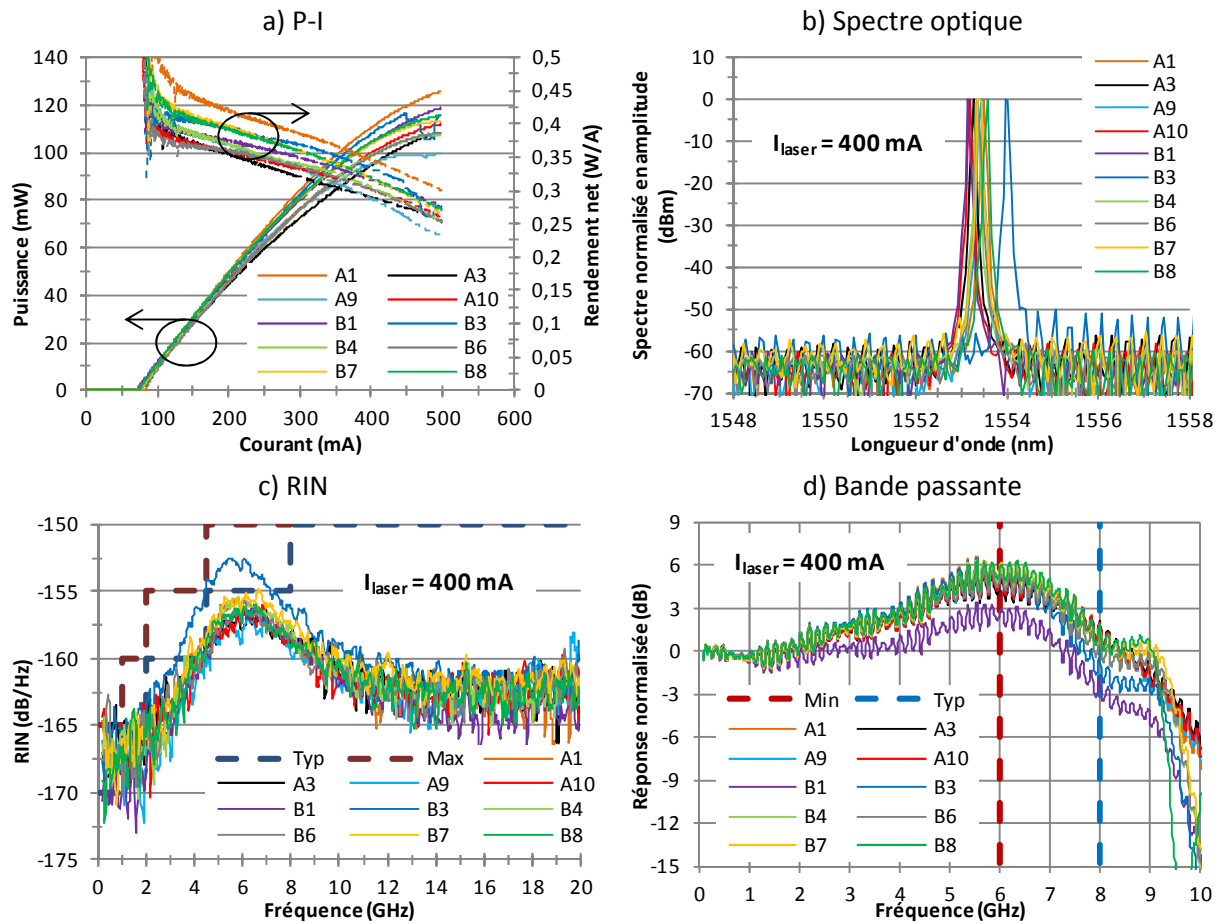


Fig. 4.20. Dispersion des performances sur 10 puces livrées pour être mises en module.

#### 4.1.5.2. Performances du module

Dans le cadre du projet, les lasers sur embases ont été mis en module par 3S Photonics. Les 10 lasers sur embases livrés ont été mis en module. Sur ces 10 modules, 6 étaient conformes aux spécifications. Le rendement de mise en module n'est pas très pertinent vu la trop faible quantité de prototypes.

Les Fig. 4.21 présentent les performances typiques à 25°C d'un module répondant aux spécifications. Le courant de seuil est de 73 mA et la puissance couplée maximale est proche de 100 mW (très précisément 97 mW), avec un rendement au seuil de 0.287 W/A (Fig. 4.21(a)). Le spectre optique est très propre avec un bon SMSR (> 55 dB), il reste bien monomode sur toute la gamme de courant (Fig. 4.21(c) et (d)). On a pu mesurer sur le module la dépendance de la longueur d'onde en fonction de la température de consigne (0.11 nm/°C) et du courant laser (0.0069 nm/mA). Ces valeurs sont typiques de laser InP. Le niveau de RIN est très faible, puisqu'il passe à fort courant (550 mA) sous la barre des -160 dB/Hz sur la bande de fréquence [0.08-20 GHz] (Fig. 4.21(b)). Par rapport aux mesures des lasers sur embases, c'est la bonne régulation thermique du module qui nous permet d'atteindre ces niveaux si faibles.

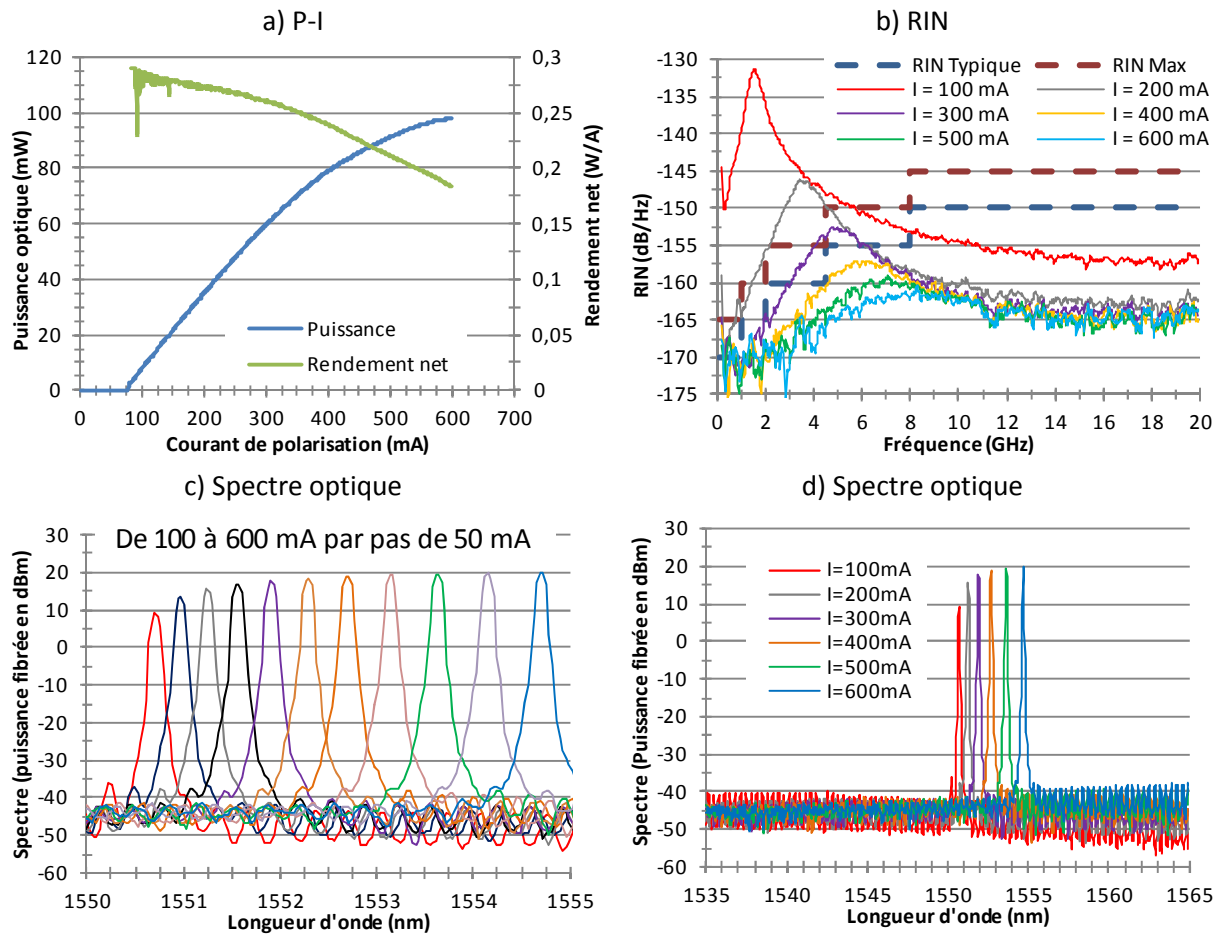


Fig. 4.21. Caractéristiques typiques d'un module La6G (module 208).

Les différentes performances (P-I, rendement, spectre optique et RIN) superposées des 6 modules conformes aux spécifications sont données Fig. 4.22. Les mesures de RIN à 400 et 600 mA sont quasi-identiques pour tous les modules (Fig. 4.22(c) et (d)). L'écart maximal à la résonance est de 3 dB/Hz. Même à 400 mA de courant, la marge par rapport à la spécification typique est très confortable. En ce qui concerne le spectre optique à 400 mA, la dispersion est de 0.3 nm (Fig. 4.22(b)).

C'est sur la puissance et le rendement que la dispersion est la plus grande (Fig. 4.22(a)). Cela est dû à la fois à la dispersion au niveau des composants et aussi à la dispersion du couplage optique. Malgré cette dispersion, les puissances optiques couplées sont toutes supérieures à 80 mW à 600 mA et à 60 mW à 400 mA.

Nous avons pleinement rempli les objectifs du projet. Tous les modules atteignent toutes les spécifications minimales et certains modules dépassent même toutes les spécifications typiques. D'autres performances importantes pour l'application visée telles que la puissance de saturation à -1 dB ou les non-linéarités d'ordre 3 seront évaluées avec l'adaptation d'impédance et sont exposées dans le chapitre 5.

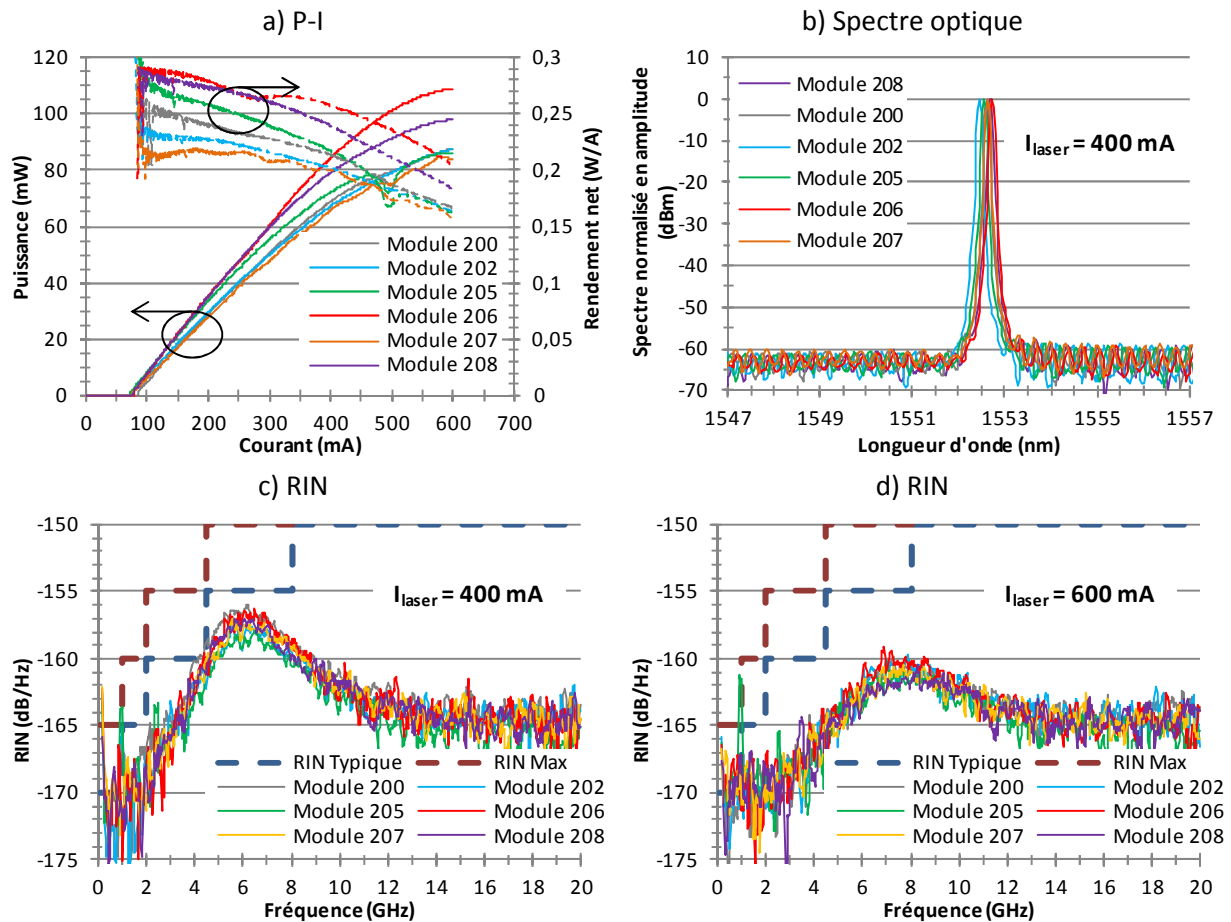


Fig. 4.22. Dispersion des performances des 6 modules conformes aux spécifications.

Afin de réaliser une source laser DFB de puissance faible bruit, nous avons développé une structure laser à semelle modulable jusqu'à 7 GHz qui atteint les performances souhaitées. Nous avons vu que ce type de structure souffre parfois d'une certaine instabilité modale qui se traduit par des kinks sur la P-I, ou une remontée forte du RIN. En choisissant correctement le detuning, nous avons réussi à bien stabiliser le mode DFB et à obtenir un comportement monomode robuste sur toute la gamme de courant. Le faisceau de sortie est elliptiques ( $12 \times 34^\circ$  à mi-hauteur) mais c'est plus un défaut de la topologie utilisée (shallow ridge) que de la structure verticale. Au contraire, l'utilisation d'une structure asymétrique a permis de réduire la divergence perpendiculaire du faisceau. Par contre la forme elliptique du faisceau (rapport entre les deux axes) n'a elle pas été améliorée. Cette ellipticité du faisceau de sortie peut être complexe à gérer d'un point de vue de la mise en module. Il faut soit accepter des pertes de couplage importantes (au moins 3 dB) soit mettre en place une optique de focalisation plus étudiée pour permettre de corriger partiellement l'ellipticité.

Avec cette structure à semelle massive, nous avons démontré des lasers sur embases DFB (SMSR > 50 dB) avec 7 GHz de bande passante de modulation à -3 dB, une puissance optique supérieure à 110 mW, un rendement supérieur à 0.4 W/A au seuil et un RIN inférieur à -158 dB/Hz sur [0.1-20 GHz]. Ces structures ont subi des tests de vieillissement qui n'ont pas montré de faiblesse. Les modules réalisés ont une puissance de sortie proche de 100 mW et un RIN inférieur à -160 dB/Hz sur [0.1-20 GHz].

## 4.2. Laser DFB de puissance à semelle diluée

Dans la partie précédente, nous avons vu les bons résultats obtenus avec les lasers à semelle massive. Cette structure ne représente cependant qu'une façon de faire un laser à semelle. Dans ce nouveau paragraphe nous allons parler des performances des lasers à semelle diluée. Les modélisations détaillées au chapitre 3, nous ont permis de constater qu'en théorie on pouvait obtenir des structures et donc des performances assez similaires avec les deux types de semelles.

### 4.2.1. Evaluation de plusieurs épaisseurs de semelle diluée

Les deux structures à semelle diluée ont 6 puits quantiques. La première structure présente une semelle diluée de  $1.715 \mu\text{m}$  d'épaisseur telle que le confinement sur la zone active soit très faible (de l'ordre de 1 %). Dans ce cas, le mode optique est très déconfiné. Le deuxième design a une semelle diluée de  $1.685 \mu\text{m}$ . Dans le cas de cette structure peu déconfinée, le recouvrement du mode optique sur la zone active est d'environ 2.1 %.

#### 4.2.1.1. Structure à semelle diluée ( $1.715 \mu\text{m}$ ) très confinée

Les premiers tests sur la structure avec un très faible confinement sur la zone active nous ont permis de constater que ce design était trop ambitieux. Le principal problème est visible sur les mesures de champ lointain (Fig. 4.23(b)) : à forts courants la structure ne lase plus sur le mode fondamental (TE<sub>00</sub>) mais sur un mode d'ordre élevé. Le mode optique de sortie comprend donc deux lobes disposés verticalement dans la structure (Fig. 4.23(d)). Ce changement de mode est visible sur la P-I (Fig. 4.23(a)) : à 460 mA, on remarque un changement de pente.

La longueur de cavité d'un mm imposé par d'autres contraintes (RIN et fort rendement) n'est surement pas appropriée pour cette structure avec peu de gain modal. Même dans la zone de courant correspondant au mode fondamental, le rendement est trop faible (0.17 W/A pour un laser de 1 mm clivé/clivé). Pour obtenir de meilleurs résultats, il faudrait surement allonger la cavité pour augmenter le gain.



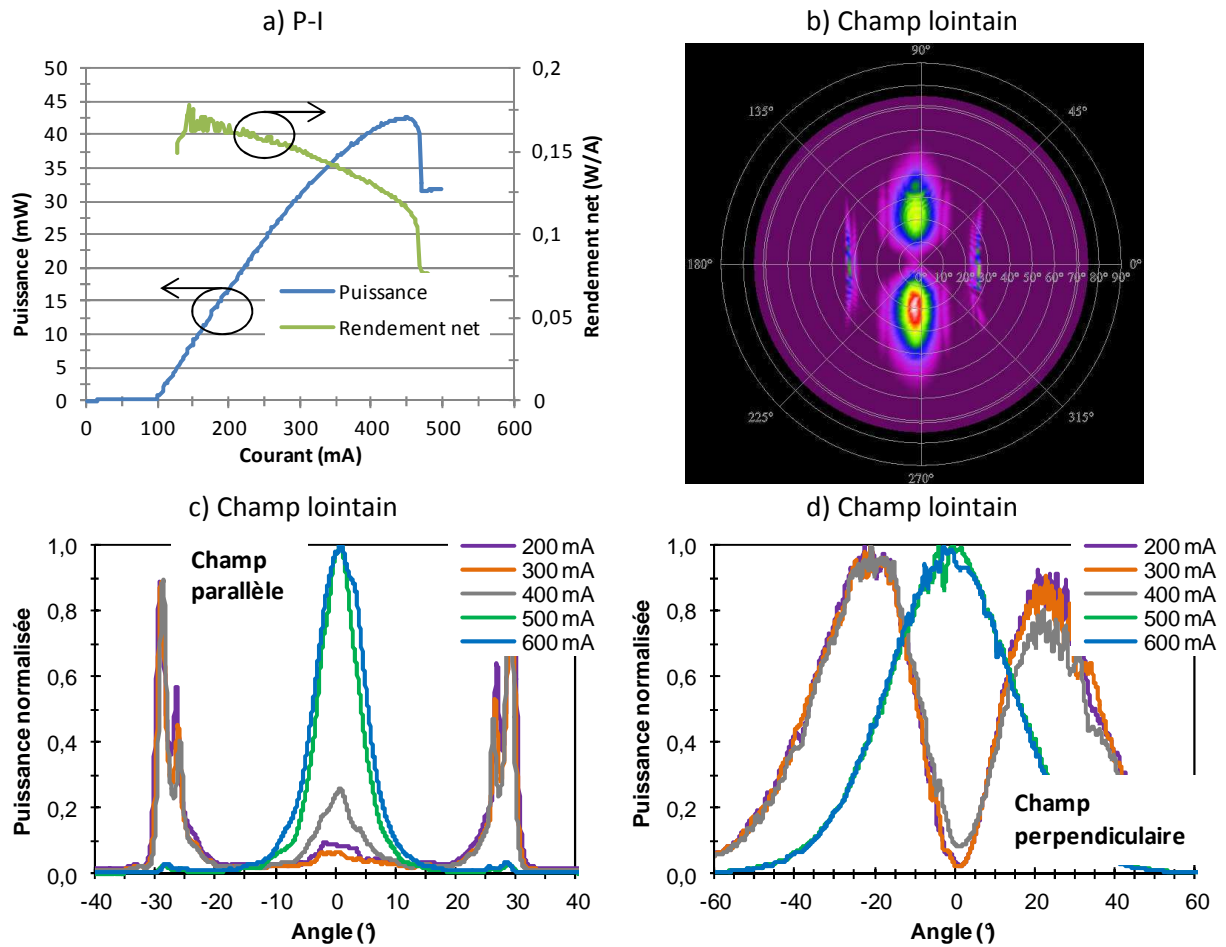


Fig. 4.23. Premiers résultats (P-I (a) et champ lointain (b), (c) et (d)) sur le design trop ambitieux.

#### 4.2.1.2. Structure à semelle diluée (1.685 $\mu\text{m}$ ) peu déconfinée

Les courbes P-I, I-V et de champ lointain pour la structure à semelle diluée peu déconfinée sont données Fig. 4.24. Les mesures préliminaires sont encourageantes : le faisceau de sortie est bien monomode (Fig. 4.24(c) et (d)), le rendement au seuil est élevé (environ 0.2 W/A pour une structure DFB de 1 mm) (Fig. 4.24(a)) et la résistance série est faible (moins de 1.5  $\Omega$ ) (Fig. 4.24(b)).

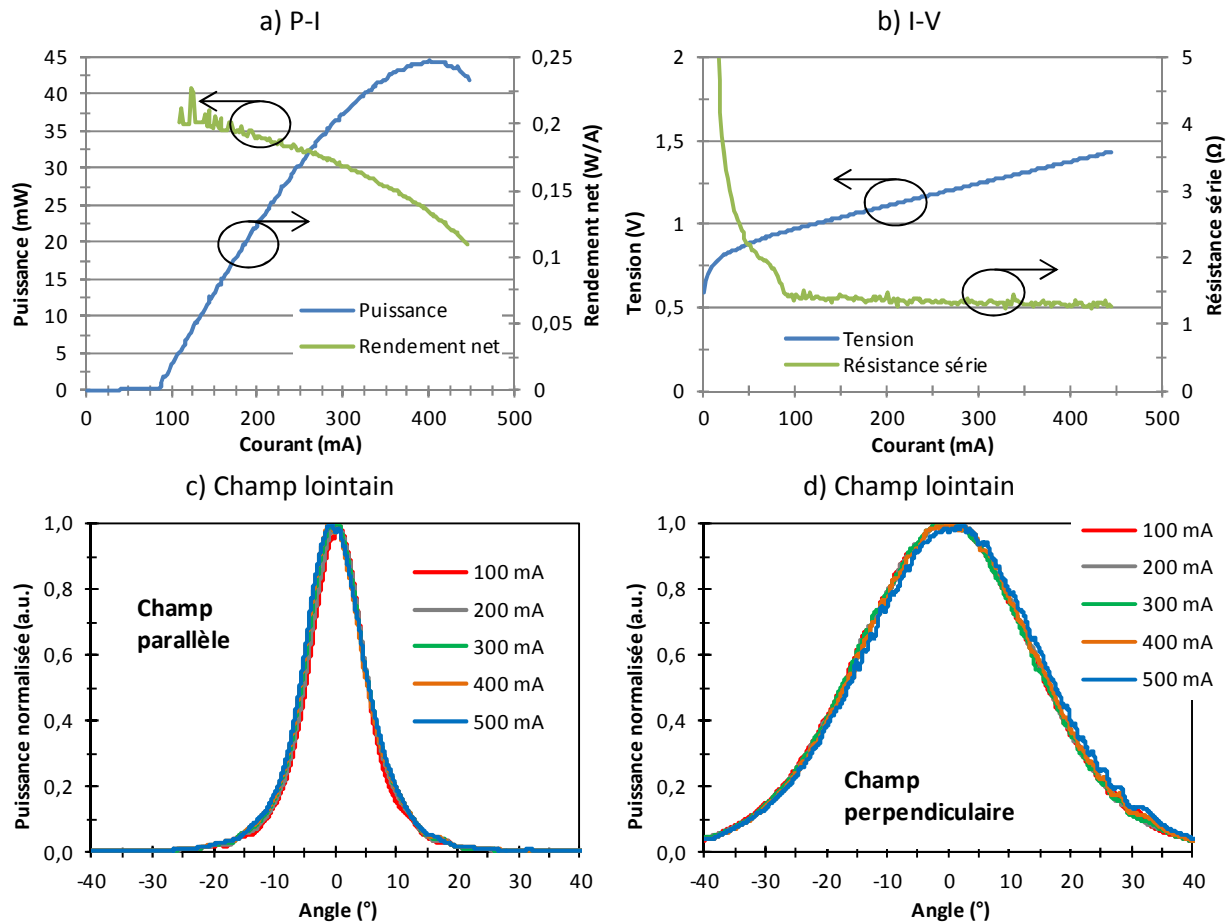


Fig. 4.24. Mesures préliminaires (P-I, I-V et champ lointain) d'une structure laser DFB de 1 mm à semelle diluée et 6 puits quantiques.

#### 4.2.2. Comparatif des performances entre la structure à semelle massive et celle à semelle diluée

L'objectif premier du développement des lasers à semelle diluée était de comparer les performances de ces structures avec celles obtenues avec les lasers à semelle massive (4.1). Dans cette partie, nous allons donc mettre en parallèle les performances typiques des deux structures en comparant deux lasers DFB de 1 mm montés p-up sur des embases AlN.

##### 4.2.2.1. Performances statiques

Les courbes P-I et I-V des deux designs (semelle massive et semelle diluée) sont superposées sur les Fig. 4.25(a) et (b). On remarque tout de suite que les résultats sont très proches. La résistance série et la tension en fonction du courant sont identiques. Les puissances optiques et les rendements sont aussi comparables. Les seules petites différences sont un meilleur courant de seuil et une saturation plus tardive pour la structure à semelle diluée. Le meilleur rendement au seuil pour la structure à semelle massive n'est pas vraiment significatif car les courbes de rendement se croisent à fort courant. Les mesures de champ lointain données aussi sur les Fig. 4.25(c) et (d) ne montrent pas de modification des divergences du faisceau (environ  $12 \times 34^\circ$ ).

Par rapport au design et aux simulations effectuées ce constat n'est pas très étonnant car les deux lasers ont des structures verticales très proches avec des confinements sur la zone active et des pertes internes comparables. Le fait que la saturation thermique soit plus tardive pour la semelle diluée est par contre très intéressant : cela signifie notamment que l'on pourra obtenir de plus fortes puissances de sortie. C'est un paramètre important dans l'optique d'avoir une source laser continue de puissance, par exemple pour des liaisons à modulation externe où les paramètres cruciaux pour le laser sont la puissance de sortie et le niveau de RIN (le rendement du laser n'entre pas dans le calcul du gain de liaison).

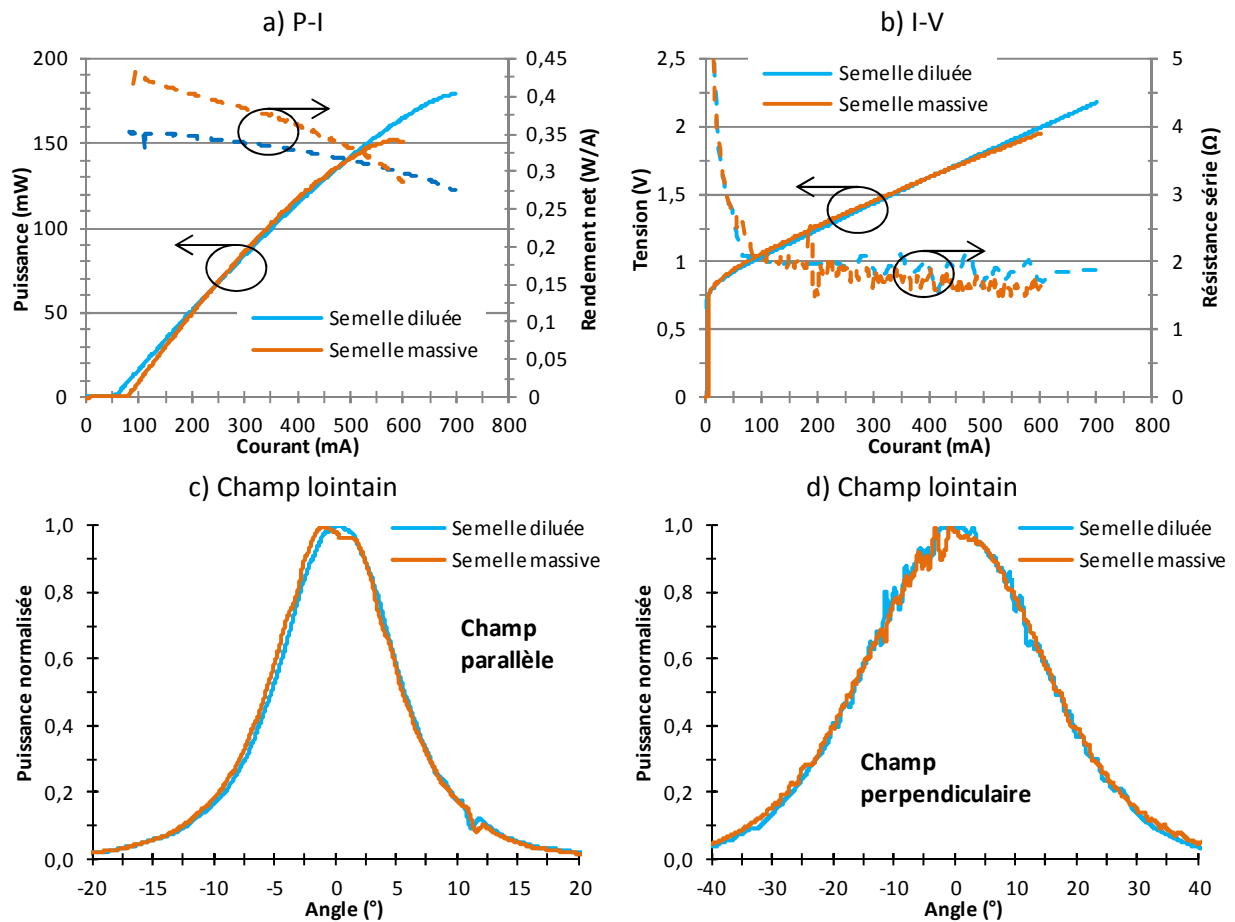


Fig. 4.25. Comparatif des mesures P-I (a), I-V (b) et de champ lointain (c), (d) pour les deux designs : semelle massive et semelle diluée.

Le laser à semelle diluée présente lui aussi un bon fonctionnement monomode ( $\text{SMSR} > 55 \text{ dB}$ ) quelque soit le courant de polarisation (Fig. 4.26(a)). La longueur d'onde d'émission laser au seuil est différente pour les deux types de structures : elle est de 1545 nm pour la semelle diluée (Fig. 4.27(a)) contre 1551.5 nm pour la structure à semelle massive (Fig. 4.27(b)) soit un écart de 6.5 nm. La période du pas de réseau et le process technologique de gravure du réseau étant identiques, l'écart en longueur d'onde est dû à une différence d'indice effectif (cf 1.2.5.2). L'amplitude des modes FP est aussi plus faible ce qui permet d'obtenir un SMSR plus important sur la structure à semelle diluée (Fig. 4.26(b)).

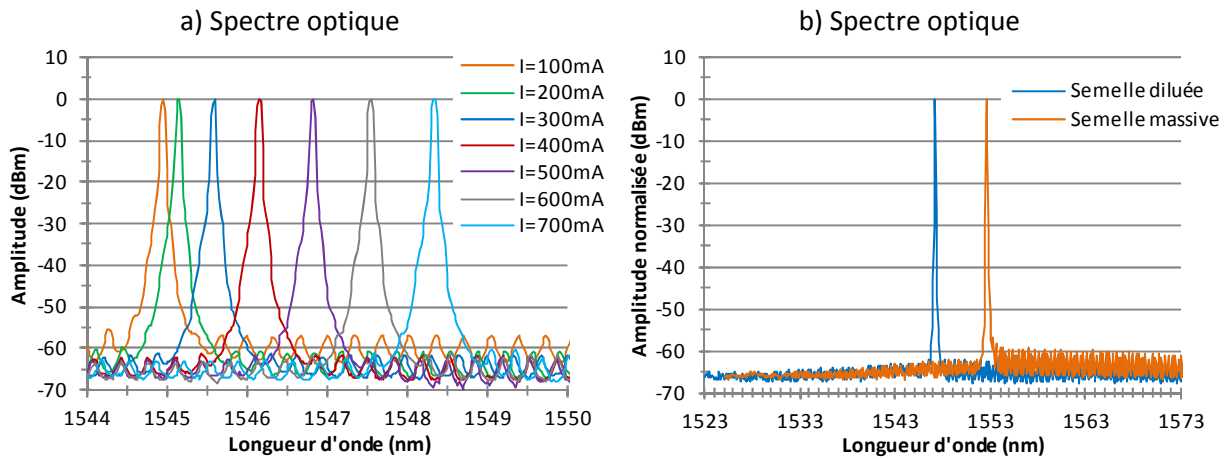


Fig. 4.26. Spectres optiques en fonction du courant pour une structure à semelle diluée (a) et comparatif avec la structure à semelle massive pour un courant de 500 mA (b).

Le detuning pour les deux structures est aussi différents : il est de 6.5 nm pour la structure à semelle diluée (Fig. 4.27(a)) et de 9.5 nm pour la structure à semelle massive (Fig. 4.27(b)).

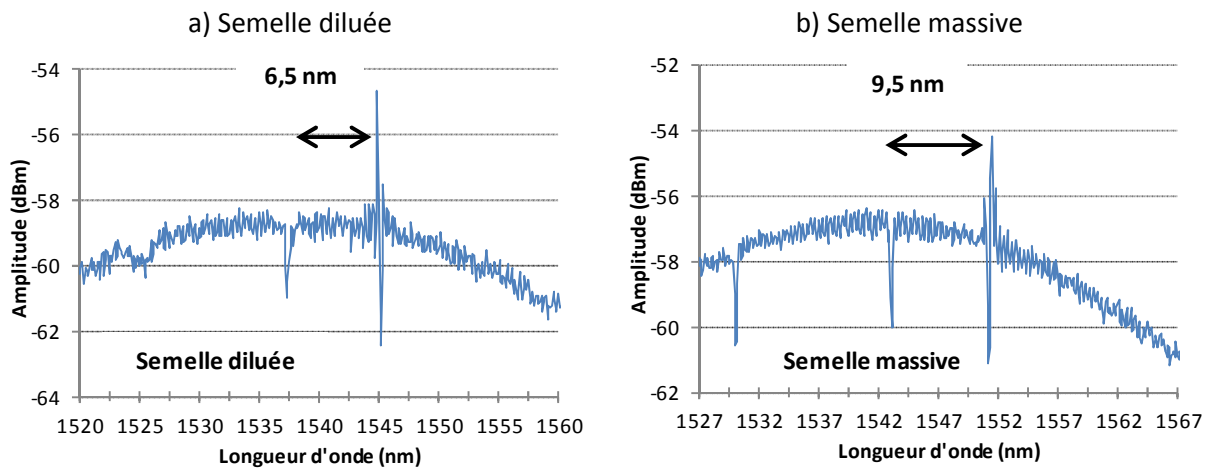


Fig. 4.27. Spectres optiques au seuil et detuning pour la structure à semelle diluée (a) et la structure à semelle massive (b).

La force du réseau est un paramètre important pour caractériser le laser DFB. Nous avons utilisé la méthode de la « stop-band » pour calculer la force du réseau (3). Idéalement, il faut se servir de lasers avec un traitement AR/AR pour que les déphasages aux facettes deviennent négligeables. Une mesure du spectre optique sous le seuil permet ensuite de déterminer les coefficients  $\Delta\lambda_{DFB}$  et  $\Delta\lambda_{FP}$  qui caractérisent respectivement l'écart entre les deux modes DFB de part et d'autre de la stop-band et l'écart entre les modes FP (Fig. 4.28). Le ratio entre ces deux valeurs permet ensuite de remonter au  $\kappa L$ . Dans notre cas, nous avons utilisé des lasers traités AR/HR ce qui fait que les valeurs de force de réseau mesurées ne sont pas rigoureusement exactes. La force de réseau pour la structure à semelle diluée de 1 mm de long est d'environ  $0.8 \text{ cm}^{-1}$ . Cette valeur plus faible que pour la structure à semelle massive ( $\approx 1.1 \text{ cm}^{-1}$ ) explique peut être la meilleure stabilité modale des structures à semelle diluée. En effet, la faible force de réseau favorise la longueur d'onde DFB du mode fondamental par rapport aux autres modes latéraux.

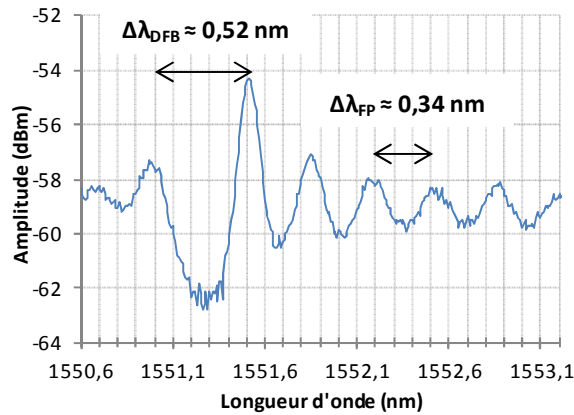


Fig. 4.28. Spectre optique sous le seuil et coefficient  $\Delta\lambda_{DFB}$  et  $\Delta\lambda_{FP}$ .

Les structures à semelle massive et à semelle diluée sont très proches d'un point de vue des simulations : les confinements sur les différentes couches, les pertes internes et la taille du mode propre sont équivalentes. Même si les performances de puissance et de rendement sont proches, on constate que le courant de saturation et donc la puissance optique de saturation sont plus élevés pour la structure à semelle diluée. Il est difficile de donner une seule cause à cette observation. Deux phénomènes peuvent néanmoins expliquer cela : le meilleur comportement thermique de la semelle diluée par rapport à la semelle massive et la différence de force de réseau entre les deux structures. Nous avons vu au chapitre 3 qu'utiliser une structure à semelle diluée InP/InGaAsP en lieu et place d'une structure quaternaire massive fait diminuer d'un facteur 2 la résistance thermique de la semelle. Si la résistance thermique de la structure à semelle diluée est plus faible, pour une même variation de température de la zone active, on peut injecter plus de courant dans la structure et donc augmenter le courant de saturation. La force de réseau joue elle sur la répartition des porteurs dans la structure. Si la force de réseau est plus faible, la répartition des porteurs est plus homogène ce qui doit conduire à diminuer les saturations dans la structure.

#### 4.2.2.2. RIN et bande passante électro-optique

Pour la conception de nos structures, nous avons décidé de nous limiter à une longueur de cavité de 1 mm pour avoir un fort rendement électro-optique et pour éviter une remontée du RIN avant les 40 GHz. En effet, le RIN remonte fortement autour de la fréquence correspondant à l'ISL de la cavité. En prenant un indice de groupe compris entre 3.4 et 3.6 cela correspond à un ISL entre 41.6 et 44.1 GHz.

Les gammes de fréquence dans lesquelles le RIN doit être faible dépendent de l'application visée. Pour ce qui concerne les lasers à modulation directe pour les radars au sol (application principale des lasers développés dans cette thèse), la fréquence haute de faible bruit est d'environ 7 GHz. Cette fréquence correspond à la fréquence haute de modulation envisageable. Dans le cas des radars aéroportés et de la guerre électronique, les fréquences utilisées sont beaucoup plus hautes (jusqu'à 20 GHz typiquement) car les liaisons optiques utilisées sont à modulation externe. En proposant des lasers faible bruit jusqu'à 20 GHz, nous couvrons donc les besoins actuels pour les deux types d'utilisation (modulation directe ou externe). Cependant dans le futur, il est envisagé de disposer de liaisons jusqu'à 40 GHz dans les systèmes radars aéroportés et guerre électronique. Afin d'anticiper

cette progression, nous nous étions fixés comme objectif de ne pas se limiter à la bande [0-20 GHz] mais d'essayer d'avoir une source faible bruit jusqu'à 40 GHz.

Sur la Fig. 4.29 est représentée le RIN typique jusqu'à 40 GHz de la structure à semelle massive de 2  $\mu\text{m}$  et zone active optimisée, pour une cavité laser de 1 mm. On remarque la remontée très prononcée du RIN (jusqu'à -142 dB/Hz) autour de 36 GHz (résonance photon-photon). On comprend bien que ce design n'est pas adapté pour fonctionner jusqu'à 40 GHz. Une réponse que l'on peut apporter pour expliquer ce phénomène est que dans le cas de laser DFB avec traitement AR/HR, la longueur physique de la cavité n'est pas la même que la longueur effective. En effet pour une même longueur physique de cavité, suivant la pénétration du mode dans le réseau (force du réseau), la longueur effective de la cavité sera différente.

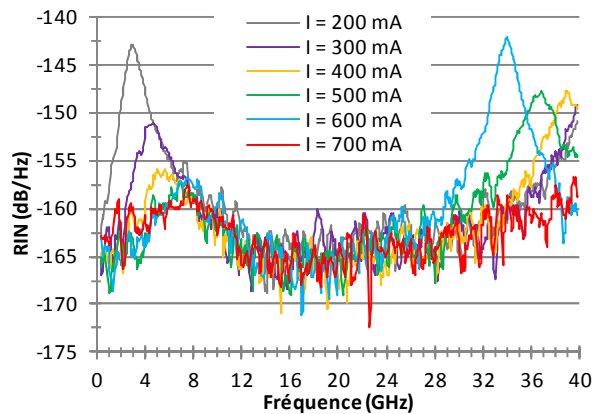


Fig. 4.29. RIN jusqu'à 40 GHz pour un laser à semelle massive de 1mm de long.

Nous avons jusqu'à présent constaté que les deux designs de semelle donnaient globalement les mêmes résultats. Les Fig. 4.30(a) et (b) représentent les mesures de RIN effectuées sur un laser DFB à semelle diluée. La Fig. 4.30(a) est un zoom du RIN de 0 à 10 GHz pour des courants de 100 à 700 mA. Sur cette gamme de fréquence, les niveaux mesurés sont assez identiques à ceux du design à semelle massive. La seule différence concerne les basses fréquences (< 2 GHz) où le RIN descend jusqu'au plancher de notre banc de mesure ( $\approx -170$  dB/Hz). C'est principalement le SMSR qui est responsable du niveau de RIN à basse fréquence (cf 1.2.4.1.b). Le plus faible niveau de RIN à basse fréquence pour la structure à semelle diluée est donc à relier au meilleur SMSR de cette structure (cf 4.2.2.1).

La Fig. 4.30(b), représente le niveau de RIN jusqu'à 40 GHz. Même si le niveau de RIN augmente doucement depuis 20 GHz, il reste largement en dessous de -160 dB/Hz, et avec ce design, on n'observe pas la résonance photon-photon du RIN avant 40 GHz. A fort courant (plus de 600 mA), le RIN est inférieur à -161.5 dB/Hz sur toute la bande [0.08-40 GHz].

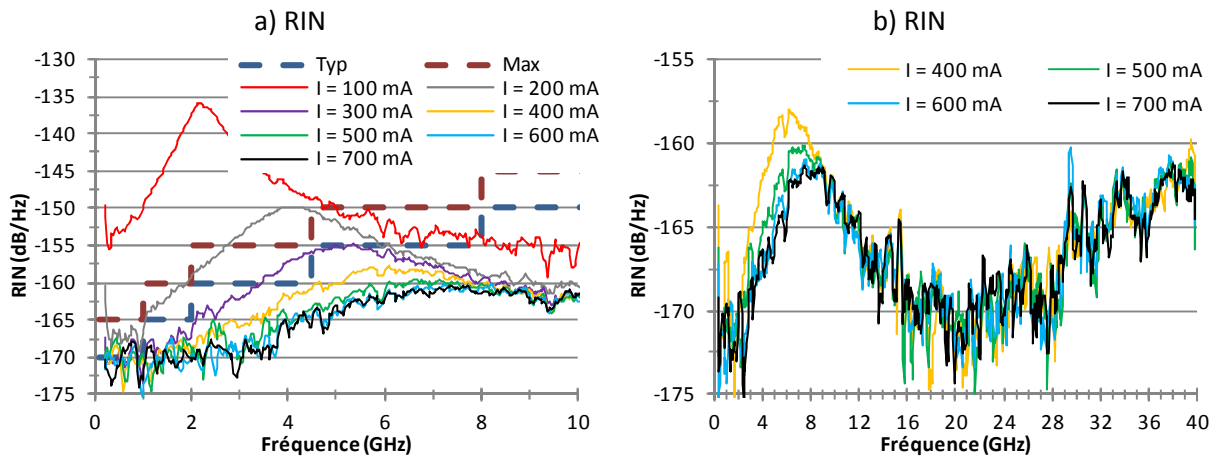


Fig. 4.30. RIN d'une structure à semelle diluée jusqu'à 10 GHz (a) et 40 GHz (b).

La Fig. 4.31 est la comparaison du RIN jusqu'à 40 GHz des deux designs. Au contraire de la structure à semelle massive qui présente une résonance photon-photon autour de 37 GHz, la résonance photon-photon est repoussée au-delà de 40 GHz. Ces mesures montrent que le laser à semelle diluée est un bon candidat pour une source laser continue de puissance, faible bruit. Nous avons en effet réussi à démontrer au niveau de la puce une puissance de 180 mW et un RIN inférieur à -160 dB/Hz jusqu'à 40 GHz, pour un courant de fonctionnement de 700 mA.

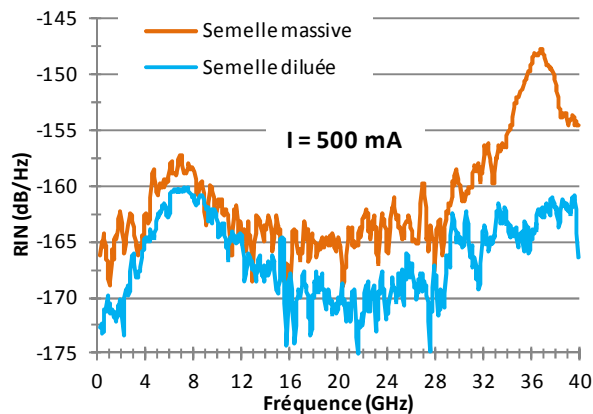


Fig. 4.31. Comparaison du RIN jusqu'à 40 GHz pour les deux types de lasers à semelle.

Les mesures de bande passante de modulation pour la structure à semelle diluée sont exposées Fig. 4.32(a). A fort courant, la bande passante de modulation à -3 dB est de 7.2 GHz ce qui est très légèrement moins bien que pour la semelle massive (7.5 GHz). Cet écart minime n'est pas vraiment significatif. La seule vraie différence concerne l'établissement de cette bande passante qui est à plus forts courants de polarisation pour le design à semelle diluée (Fig. 4.32(b)). Pour un courant de fonctionnement de 200 mA, la bande passante est de 4.4 GHz pour la structure à semelle massive et seulement de 3 GHz pour le design à semelle diluée. Le detuning plus important vers les hautes fréquences de la structure à semelle massive n'est pourtant pas optimal pour avoir un fort gain différentiel et donc une fréquence de relaxation élevée (cf chapitre 3).

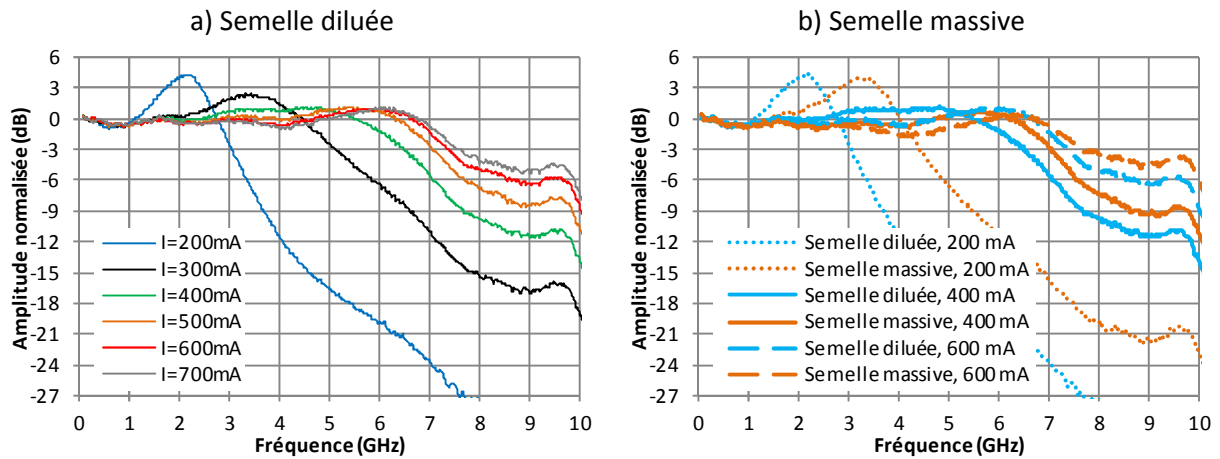


Fig. 4.32. Bande passante de modulation pour la structure à semelle diluée (a) et comparatif avec la structure à semelle massive (b).

4.2.2.3. Largeur de raie optique

Nous avons aussi comparé la largeur de raie optique des deux structures lasers. C’est un paramètre très important notamment pour les liaisons à modulation de phase et la détection cohérente. La largeur de raie optique est un bon indicateur du bruit de phase. Pour les systèmes à 100 Gbits/s, il faut des lasers avec des largeurs de raie optique inférieure au MHz pour correctement déterminer l’état de phase (4).

Les mesures de largeur de raie sont faites par battement hétérodyne (5) en utilisant une longueur de fibre de 1 km, ce qui d’après (6 pp. 179-202) est suffisant pour se placer dans le régime d’incohérence des signaux pour des largeurs de raie jusqu’à 200 kHz. La longueur de fibre utilisée fait augmenter le bruit en  $1/f$  (gigue de fréquence), ce qui élargit la largeur de raie proche de la porteuse (5). Cet effet est visible sur la courbe de battement présentée Fig. 4.33(a) : le fit lorentzien n’est valable que pour les ailes de la courbe du battement. Proche de la porteuse (80 MHz), il faut utiliser un fit gaussien (Fig. 4.33(b)). Pour retirer la contribution du bruit en  $1/f$ , l’approximation de la courbe de battement est donc faite par une lorentzienne à -30 dB de la valeur maximale.

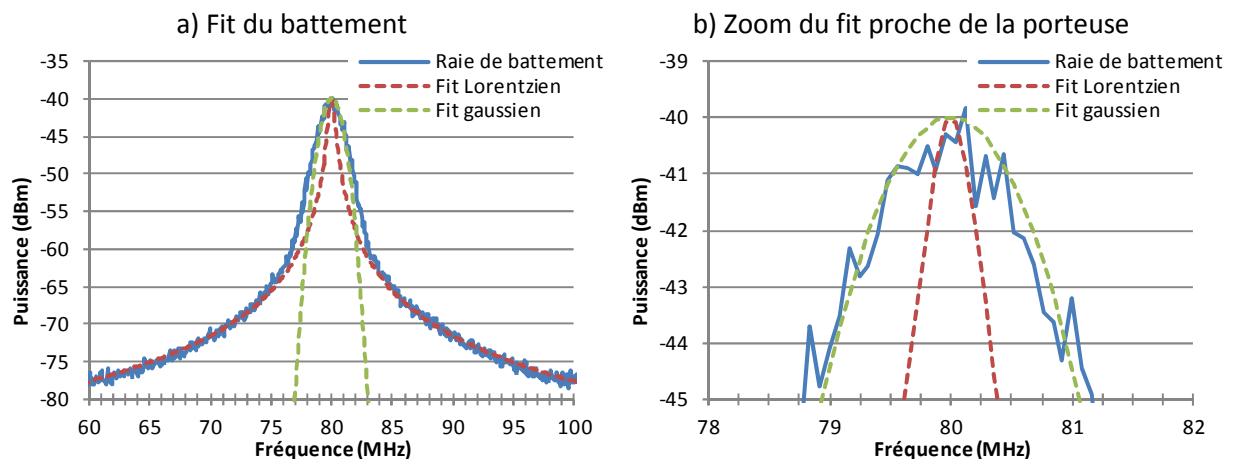


Fig. 4.33. Raie de battement et fit du signal : échelle large (a) et zoom proche de la porteuse (b).

Pour de fortes puissances optiques (fort courant de fonctionnement), la largeur de raie à -3 dB est inférieure à 300 kHz pour les deux designs (Fig. 4.34). Par contre pour le laser à semelle diluée, la



largeur de raie est inférieure au MHz pour de plus faibles valeurs de puissance optique (ou de courant).

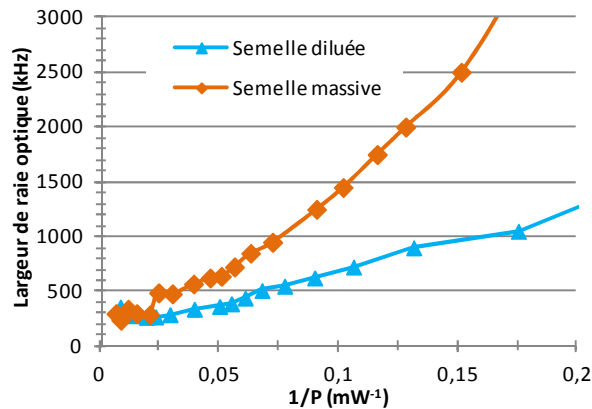


Fig. 4.34. Largeur de raie optique à -3 dB pour les deux structures.

### 4.2.3. Comportement en température de la structure

Dans un module laser régulé en température (typiquement 25° C), c'est l'élément Peltier servant à la régulation thermique qui est le plus gourmand en puissance électrique. La puissance consommée par le laser est de l'ordre de 1.1 W ( $I = 0.7$  A et  $V = 1.6$  V) alors que le fonctionnement à pleine charge du Peltier nécessite 20 W. La puissance consommée l'est alors à 95 % par le Peltier. Sachant que dans la majorité des cas, la température de l'environnement du module sera supérieure à 25° C il peut être intéressant pour réduire la consommation globale des systèmes, de faire fonctionner le module-laser à une température supérieure à 25° C.

Nous avons donc voulu connaître les performances de nos composants en fonction de la température. Une simple comparaison à 25° C des mesures P-I entre les deux designs (semelle massive et diluée) nous a montré que la saturation thermique apparaissait plus tard pour la structure à semelle diluée. Nous avons donc décidé de caractériser plus en profondeur le comportement thermique de ce design.

Afin de bien connaître et de bien maîtriser la température de la puce, toutes les mesures en température ont été faites sur une puce laser DFB de 1 mm traitée AR/HR, soudée sur une embase en AlN sur laquelle une thermistance a été collée au plus proche de la puce pour la mesure de température. L'embase est plaquée par les pointes métalliques sur l'élément Peltier. Cette configuration est à peu près équivalente à ce que l'on trouve dans un module laser.

#### 4.2.3.1. Puissance optique et rendement

Les Fig. 4.35 représentent la puissance (a) et le rendement (b) en fonction du courant de 15 à 85° C. La puissance maximale de sortie est de 192 mW à 15° C et de 31 mW à 85° C, le courant de seuil passe de 55 mA à 205 mA. Le rendement au seuil est encore supérieur à 0.2 W/A pour une température de 85° C.

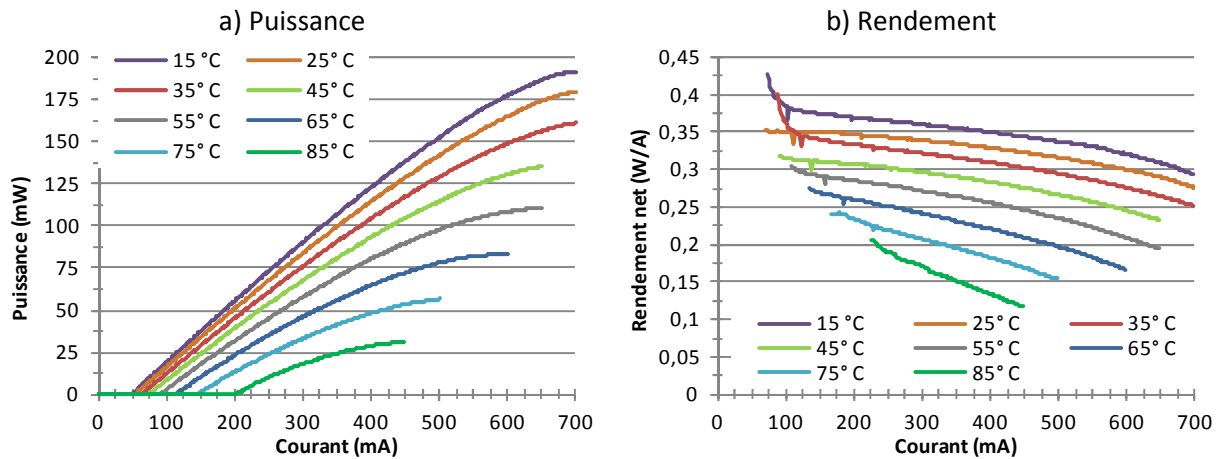


Fig. 4.35. Puissance optique (à gauche) et rendement net (à droite) en fonction de la température.

Les mesures du courant de seuil et du rendement en fonction de la température nous ont permis d'extraire les températures caractéristiques  $T_0$  (Fig. 4.36(a)) et  $T_1$  (Fig. 4.36(b)). Les mesures ayant été faites sur un laser DFB, il est difficile de tirer des enseignements catégoriques de cette valeur. En effet, les températures caractéristiques vont dépendre du detuning du laser DFB. Malgré le caractère atypique des structures à semelle et la mauvaise conductivité thermique des matériaux, la valeur de  $T_0 = 50$  K est néanmoins classique pour des lasers InGaAsP sur InP (1 p. 58).

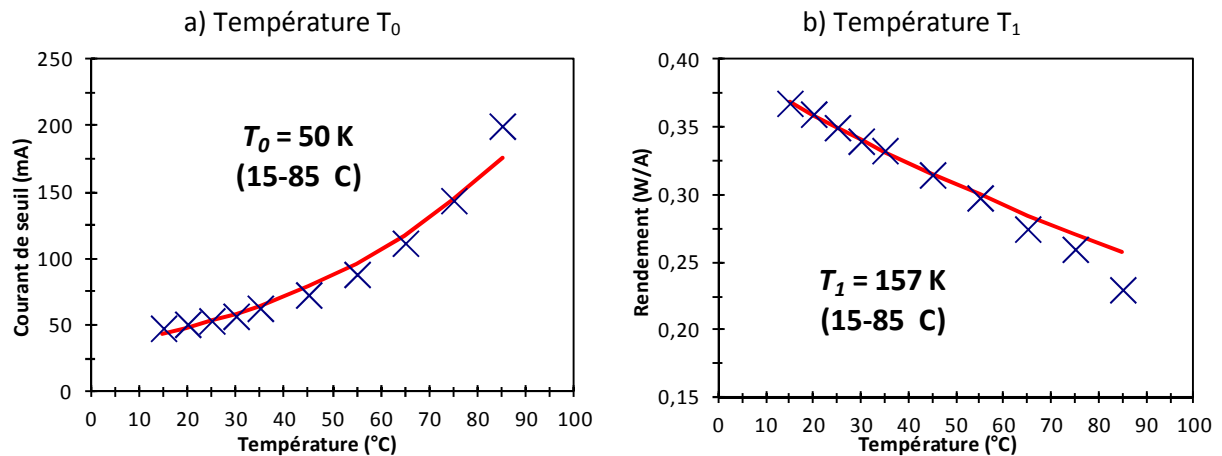


Fig. 4.36. Extraction des températures caractéristiques  $T_0$  (a) et  $T_1$  (b).

#### 4.2.3.2. Spectre optique et accord en longueur d'onde

La Fig. 4.37(a) représente le spectre optique du laser de 15 à 85°C pour un courant de polarisation de 450 mA. Le spectre est monomode avec une bonne réjection des modes secondaires (> 50 dB) même aux hautes températures. Sur la Fig. 4.37(b), on regarde l'amplitude de longueur d'onde accessible pour une puissance optique constante (30 mW ou 14.8 dB). En faisant varier la température de 15 à 85°C, on arrive à accorder la source sur 9.7 nm en ajustant le courant pour conserver 30 mW de puissance. Ces résultats montrent l'intérêt de ce design comme laser DFB de puissance largement accordable en longueur d'onde thermiquement (Fig. 4.38(a) et (b)).

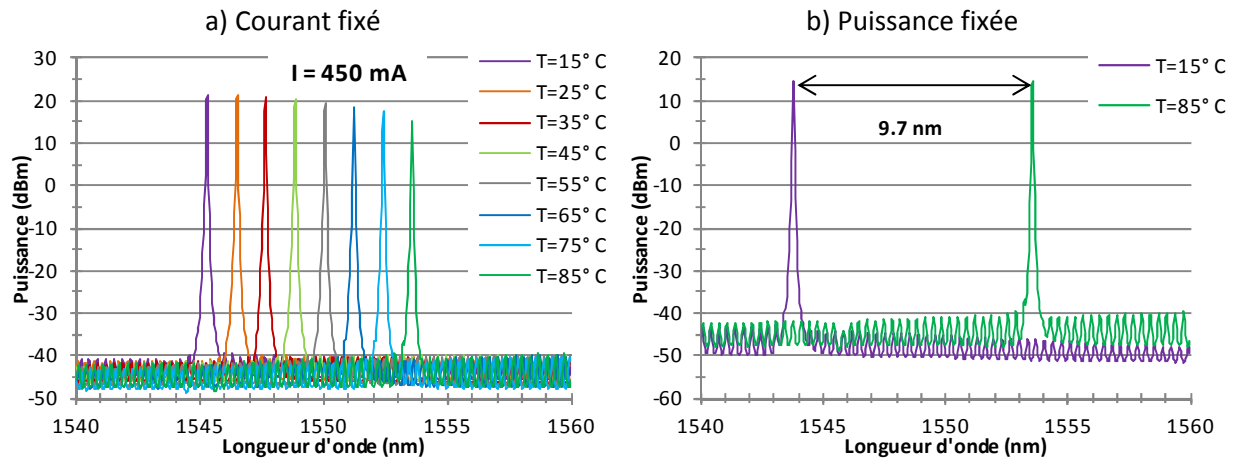


Fig. 4.37. Spectre optique en fonction de la température : à courant fixé (a), à puissance fixée (b).

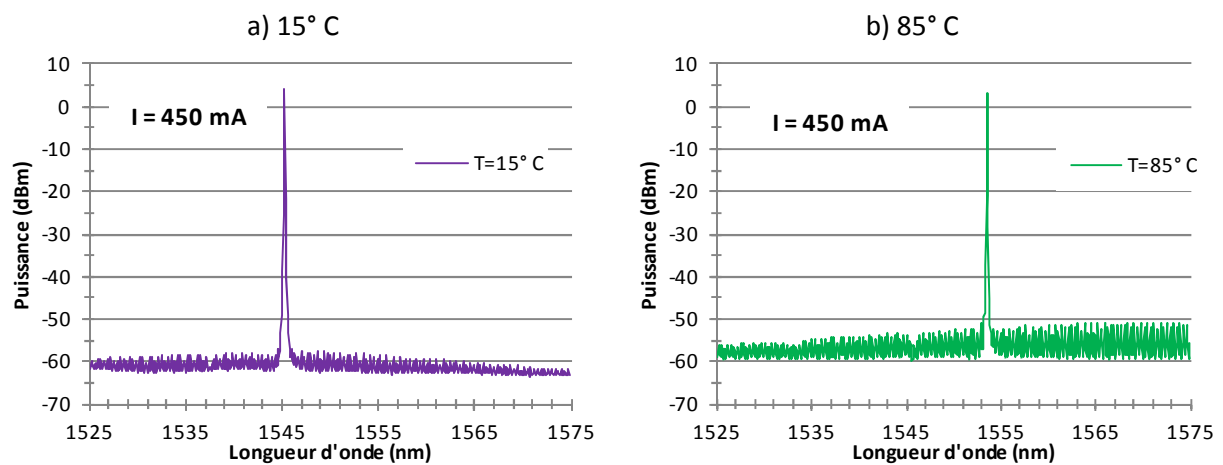


Fig. 4.38. Spectre optique à 450 mA et 15° C (a) et 85° C (b).

#### 4.2.3.3. RIN et largeur de raie optique

A hautes températures, le RIN se dégrade de deux manières : la fréquence de résonance se décale vers les basses fréquences et le niveau maximum de la résonance augmente. Sur la Fig. 4.39(a), nous avons représenté le niveau de RIN jusqu'à 40 GHz pour un courant de 550 mA et des températures de 15 à 85° C. Pour cette gamme de température, la fréquence de résonance passe de 8 à 1.3 GHz et le niveau de la résonance de -161 à -136.5 dB/Hz. Dans le même temps, la puissance optique passe de 167 à 30 mW. Si on analyse la variation du niveau maximum à la résonance on retrouve la dépendance en  $1/\langle P_{\text{opt}}^3 \rangle$  décrite par Coldren et al. dans (1 p. 231).

Les mesures précédentes ont été faites à courant laser fixe. Nous avons refait les mêmes mesures mais en fixant cette fois la puissance optique de sortie (Fig. 4.39(b)). Pour cela nous avons ajusté le courant laser pour chaque valeur de température. Cette configuration à puissance optique constante a du sens car dans beaucoup de systèmes le courant laser est ajusté pour que la puissance optique détectée soit constante. Les mesures ont été faites pour deux puissances optiques : 30 et 100 mW. Concernant les mesures à 100 mW, la gamme de température est 15-55° C. Dans ce cas, on voit que les courbes pour les différentes températures se superposent parfaitement. Pour les mesures à 30 mW (température de 15 à 85° C), les mesures sont identiques jusqu'à 65° C compris, ensuite pour 75 et 85° C le RIN se dégrade même si la puissance optique est la même. Ces mesures

montrent que jusqu'à des températures de 70° C, le RIN dépend principalement de la puissance optique de sortie i.e. du nombre de photons dans la cavité.

Dans le cas d'une liaison analogique à modulation externe, les performances de gain et de dynamique sont respectivement liées à la puissance optique du laser et au niveau de RIN. Avec notre structure, on a démontré que l'on peut fonctionner à plus haute température tout en conservant la même puissance optique et le même niveau de RIN. La contrepartie étant d'augmenter le courant de fonctionnement. Au final, cela ne veut pas dire une augmentation de la consommation du module car si le laser fonctionne à plus haute température, la consommation du Peltier sera moindre et l'augmentation du courant laser sera négligeable par rapport au gain obtenu sur le courant du Peltier. Ce type de composant est donc très intéressant pour fonctionner dans un régime semi-refroidi.

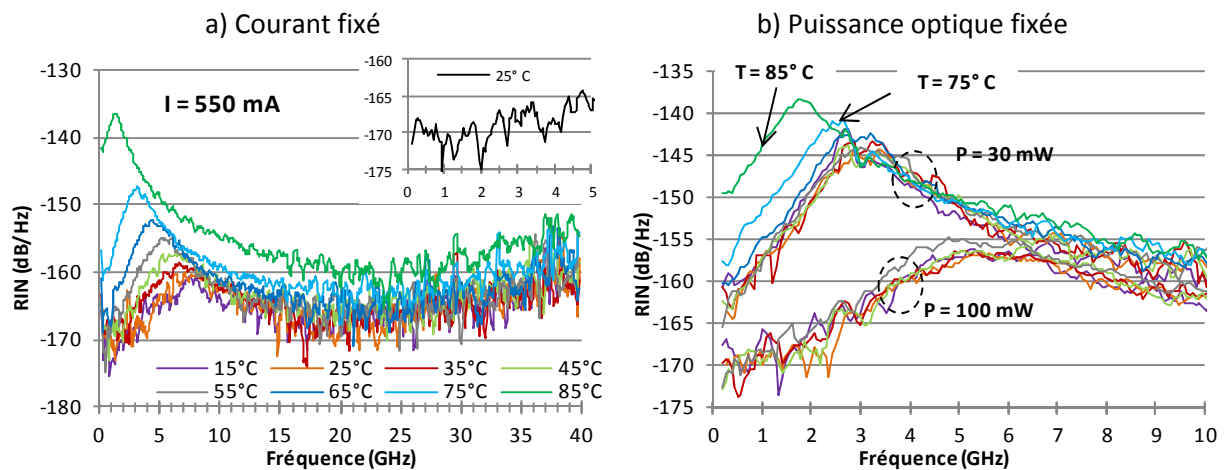


Fig. 4.39. Evolution du RIN en fonction de la température à courant fixé (a) et puissance optique fixée (b).

Nous avons aussi fait des mesures de largeur de raie optique en fonction de la température (Fig. 4.40(a) et (b)). La largeur de raie optique passe en dessous de 400 kHz jusqu'à 65° C et en dessous de 700 kHz jusqu'à 75° C.

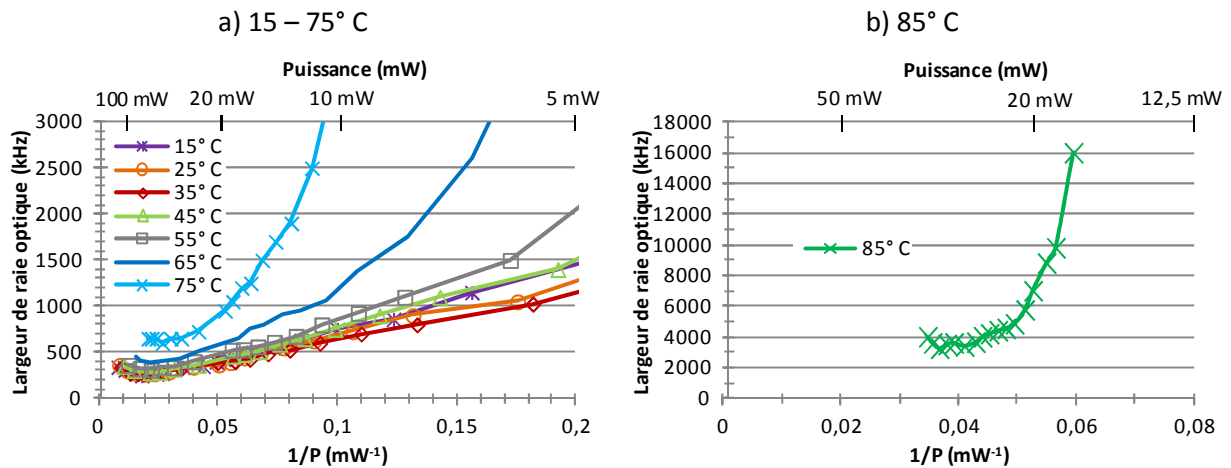


Fig. 4.40. Evolution de la largeur de raie optique de 15 à 75° C en fonction de la puissance optique (a) et à 85° C (b).

#### 4.2.4. Modification du process technologique : passage du shallow ridge au deep-ridge

Jusqu'à présent tous les designs ont été imaginés en modifiant la structure verticale du laser. Nous n'avons pas vraiment eu le temps d'envisager et de simuler d'autres types de modifications tels qu'un changement de topologie ou l'utilisation de nouveaux alliages (à base d'Aluminium par exemple), car nous avons besoin de résultats rapides. Malgré cela, nous avons réussi à obtenir des lasers avec de très bonnes performances de puissance, de niveau de RIN ou de modulation et qui répondaient aux spécifications de nos projets en cours.

Concernant la forme du faisceau de sortie, les résultats n'étaient pas encore probants malgré une amélioration de la divergence dans les deux directions. En effet, l'ellipticité du faisceau, qui est le paramètre le plus important pour garantir un couplage optique efficace, n'était pas améliorée. La disparité des pertes de couplage lors de la mise en module des lasers développés nous a permis de mieux ressentir l'importance de soigner la forme du faisceau optique pour obtenir non seulement des puces lasers avec de très bonnes performances mais surtout de bons modules lasers. En effet, il est inutile de concevoir des puces lasers très performantes mais donnant seulement des résultats moyens une fois mises en module car la majorité de la puissance et du rendement a été « perdue » lors de la mise en module. A cause de la forme du faisceau de sortie, il est impossible de faire un packaging faible coût avec un couplage optique élevé. De plus, même en employant des solutions complexes de couplage, les pertes seront toujours plus importantes si le mode optique est mauvais.

Dans les paragraphes qui suivent, je vais démontrer pourquoi la topologie actuelle ne permet pas d'améliorer le faisceau de sortie et comment on peut modifier cette topologie pour obtenir de meilleurs résultats et pourquoi pas un faisceau circulaire avec des divergences plus faibles que  $20 \times 20^\circ$ .

##### 4.2.4.1. Limitation du process shallow ridge

C'est principalement à cause du choix de la topologie shallow ridge que le faisceau de sortie est aussi divergent et aussi elliptique. Les structures enterrées (BRS, pnBH) permettent d'obtenir des modes de sortie circulaires avec des divergences faibles (inférieures à  $20^\circ$ ). Ces modes de sortie sont obtenus soit directement, soit en utilisant un adaptateur de mode (taper). En topologie shallow ridge, il est très difficile de faire un taper court et efficace.

Les structures à base de semelle ont permis d'étirer le mode optique verticalement et ainsi de réduire la divergence perpendiculaire aux couches épitaxiales. Dans le même temps, la divergence parallèle s'est réduite car le mode s'est aussi étalé horizontalement. Normalement dans une structure laser classique, la taille parallèle du mode est définie par la largeur du ruban. En effet, la différence d'indice entre le centre (sous le ruban) et les bords du ruban permet de confiner complètement le mode sous le ruban. Les Fig. 4.41(a), (b), (c) et le Tab. 4.1 montrent respectivement les modes propres et les tailles de mode optique dans le cas d'une structure laser classique sans semelle (6 puits quantiques, épaisseur des SCH conventionnelles). On y voit une forte corrélation entre la largeur du ruban et la taille horizontale du mode. Les largeurs du ruban retenues (2.5, 2 et 1.5  $\mu\text{m}$ ) sont standards dans le cas des lasers shallow ridge sans semelle.

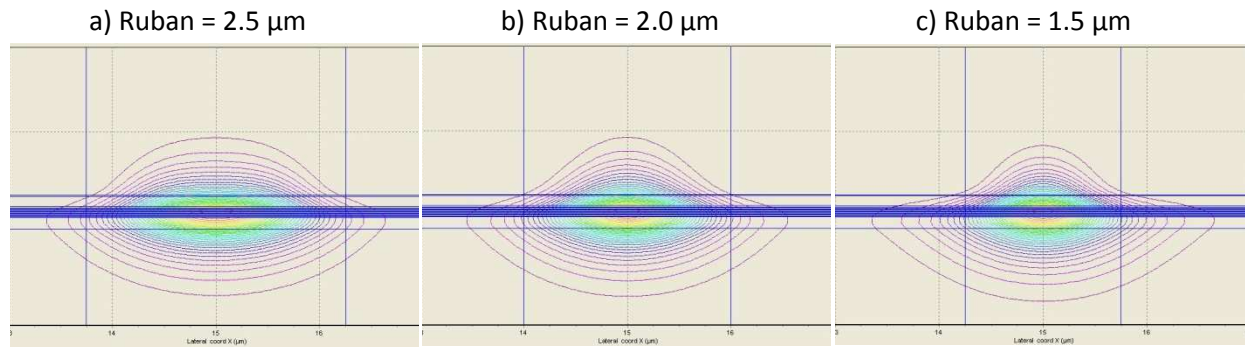


Fig. 4.41. Modes propres d’une structure classique sans semelle pour 3 largeurs de ruban : 2.5 (a), 2 (b) et 1.5 µm (c).

Tab. 4.1. Résultats de simulation de la taille de mode d’une structure classique sans semelle.

Largeur du ruban	Taille de mode @ FWHM (µm)		Taille de mode à @ 1/e (µm)	
	Parallèle	Perpendiculaire	Parallèle	Perpendiculaire
2.5	1.85	0.55	1.55	0.39
2	1.55	0.55	1.35	0.39
1.5	1.35	0.55	1.15	0.44

Dans le cas des lasers à semelle, le fort lien entre taille du mode et largeur du ruban n’est plus vrai, car la différence d’indice n’est plus assez forte pour confiner le mode sous le ruban. Le mode s’étale donc horizontalement dans la semelle. Sur les Fig. 4.42(a), (b) et (c), les modes propres optiques de la cavité pour 3 largeurs de rubans (5, 4 et 3 µm) sont représentés (simulation Alcor) sur une structure avec une semelle de 4.3 µm d’épaisseur. Dans cet exemple, les largeurs de ruban retenues sont doubles par rapport à la structure sans semelle, afin d’être compatibles avec les largeurs de ruban standards des lasers à semelle et aussi pour garder le même rapport entre les 3 largeurs. Les résultats des simulations sont donnés dans le Tab. 4.2 : malgré la diminution de la largeur du ruban de 5 à 4 puis 3 µm, la taille horizontale du mode à 1/e reste comprise entre 3.8 et 4.3 µm.

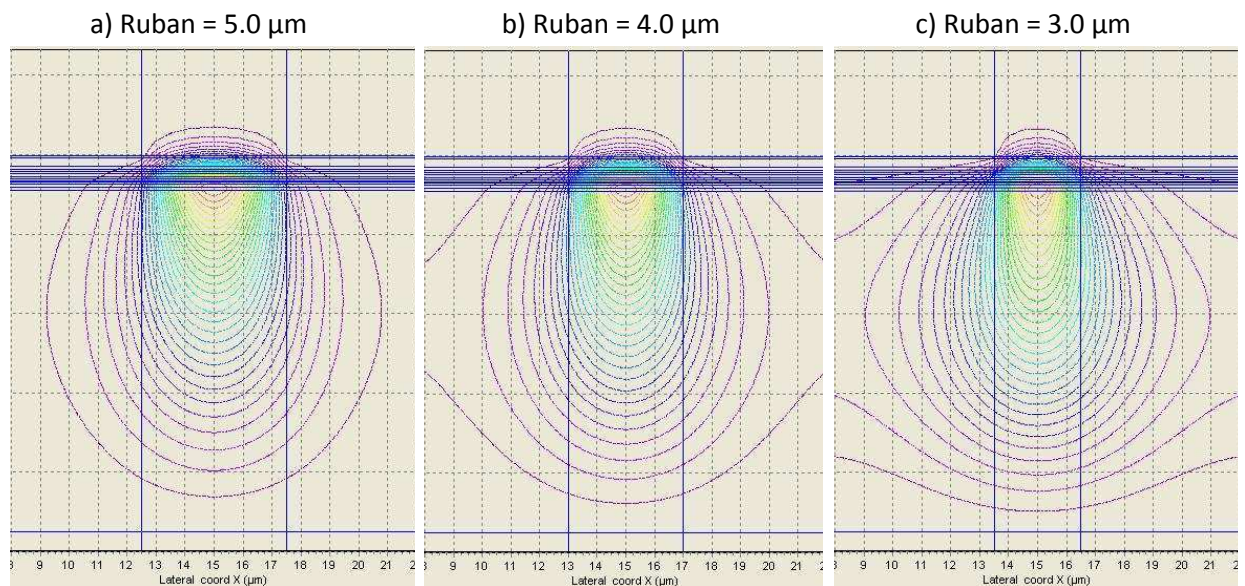


Fig. 4.42. Modes propres d’une structure à semelle de 4.3 µm d’épaisseur pour 3 largeurs de ruban : 5 (a), 4 (b) et 3 µm (c).

**Tab. 4.2. Résultats de simulation de la taille de mode d'une structure à semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.**

Largeur du ruban	Taille de mode @ FWHM ( $\mu\text{m}$ )		Taille de mode à @ 1/e ( $\mu\text{m}$ )	
	Horizontale	Verticale	Horizontale	Verticale
5	3.65	1.65	4.25	2.21
4	3.15	1.81	3.85	2.36
3	3.00	2.21	4.26	2.76

Dans la configuration des lasers à semelle, la technologie shallow ridge ne permet pas de bien confiner le mode optique car la différence d'indice entre le centre et les bords de la structure est trop faible. Du coup, la taille du mode est déterminée seulement par l'empilement des couches et très peu par la largeur du ruban.

Si l'on regarde les résultats obtenus sur les lasers à semelle (massive ou diluée) jusqu'à présent, la divergence parallèle est de l'ordre de  $12^\circ$  quelle que soit la largeur du ruban, et la divergence perpendiculaire est comprise entre  $30$  et  $40^\circ$  suivant les structures verticales. Une réduction de l'épaisseur de la semelle permettrait de reprendre le contrôle de la largeur du mode optique par la largeur du ruban (augmentation de la différence d'indice) mais cette solution n'est pas satisfaisante concernant les autres performances de la structure (plus de pertes internes et donc moins de puissance et de rendement). La seule modification de design envisageable est donc d'épaissir la semelle pour faire encore plus diminuer la divergence perpendiculaire. Ceci n'est pas convenable non plus car la divergence parallèle continuerait elle aussi de diminuer et on n'arriverait jamais à avoir un mode circulaire.

#### 4.2.4.2. Nouvelle technologie dérivée de la topologie deep-ridge

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la topologie shallow ridge actuelle ne pouvait pas permettre d'améliorer significativement la circularité du faisceau optique de sortie. Nous avons donc travaillé sur une nouvelle topologie de laser qui se situe à mi-chemin entre le shallow ridge et l'enterré. Cette solution est dérivée de la topologie deep-ridge (Fig. 4.43(a)). Dans la littérature, la terminologie deep-ridge est utilisée pour le process laser dans lequel la zone active (puits quantiques, boîtes quantiques etc...) est gravée de part et d'autre du ruban, sans qu'il y ait de recroissance de semiconducteurs à la place. On peut ensuite soit reboucher avec un polymère (BCB par exemple) soit isoler électriquement avec une fine couche de diélectrique ( $\text{SiO}_2$  ou  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) puis déposer le métal de contact par-dessus. Avec ce type de conception, le mode optique est parfaitement confiné dans le ruban grâce à la très forte différence d'indice.

La technologie laser que nous avons développée au laboratoire consiste à graver les couches au-dessus de la zone active puis la zone active elle-même et enfin une partie de la semelle (Fig. 4.43(b)). Etant donné que le mode optique s'étend fortement dans la semelle, seule une petite partie du mode est réellement confiné dans le ruban. C'est pour cela que l'on ne peut pas vraiment parler de technologie deep-ridge au sens propre. Plusieurs types de solutions (gravure chimique et/ou RIE) ont été testés pour graver les différentes couches. Cette technologie laser est également utilisée par Plant et al. du MIT (7) pour leur structure laser FP (et SOA) à semelle très épaisse (entre 4 et 5  $\mu\text{m}$ ).

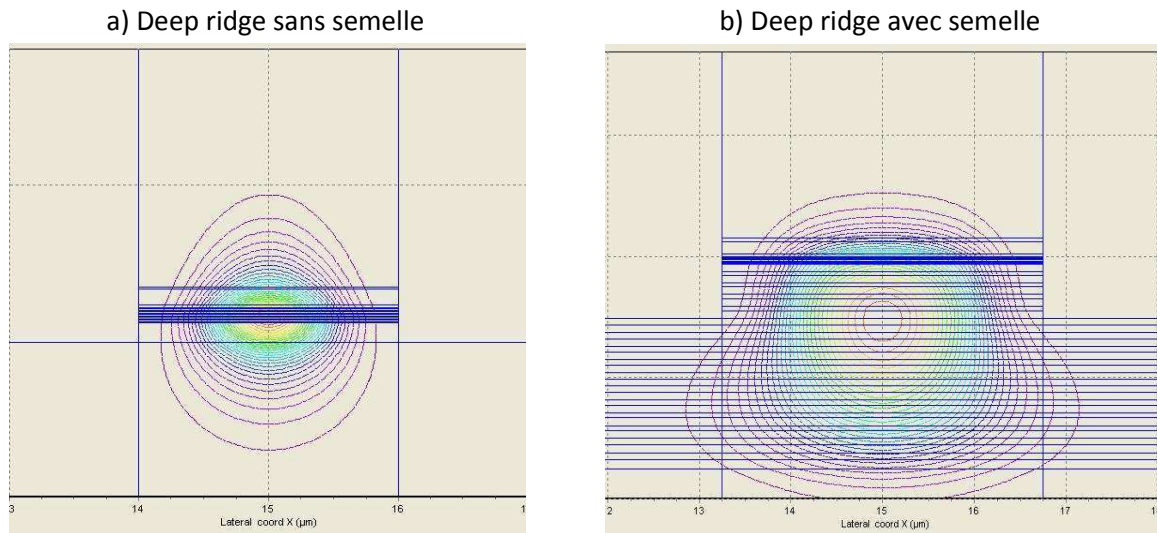


Fig. 4.43. Mode propre d'un laser deep-ridge sans semelle (a) et avec semelle (b).

a) Simulation des structures

Le principal paramètre à choisir pour faire les structures deep-ridge est la profondeur de gravure : faut-il graver une partie de la semelle ?, la semelle toute entière ? ou bien seulement la zone active ?

Les modifications du confinement sur les différentes couches en fonction de la profondeur de la gravure ont été simulées avec Alcor (Fig. 4.44). Une profondeur de gravure de 0  $\mu\text{m}$  correspond à la structure shallow ridge (arrêt de la gravure sur la couche de réseau). Sur la Fig. 4.44(a), on observe une augmentation du confinement du mode optique dans l'InP dopé p et une diminution du confinement dans la semelle diluée avec l'augmentation de la profondeur de gravure. La remontée du confinement dans l'InP dopé p n'est pas catastrophique puisqu'il reste inférieur à 8%. Le recouvrement avec les puits quantiques augmente aussi (Fig. 4.44(b)). Toutes ces modifications sont dues à une légère translation vers les couches dopées p du mode propre quand on augmente la profondeur de la gravure. Comme le confinement sur les couches d'InP dopé p augmente, les pertes internes augmentent aussi (Fig. 4.44(b)).

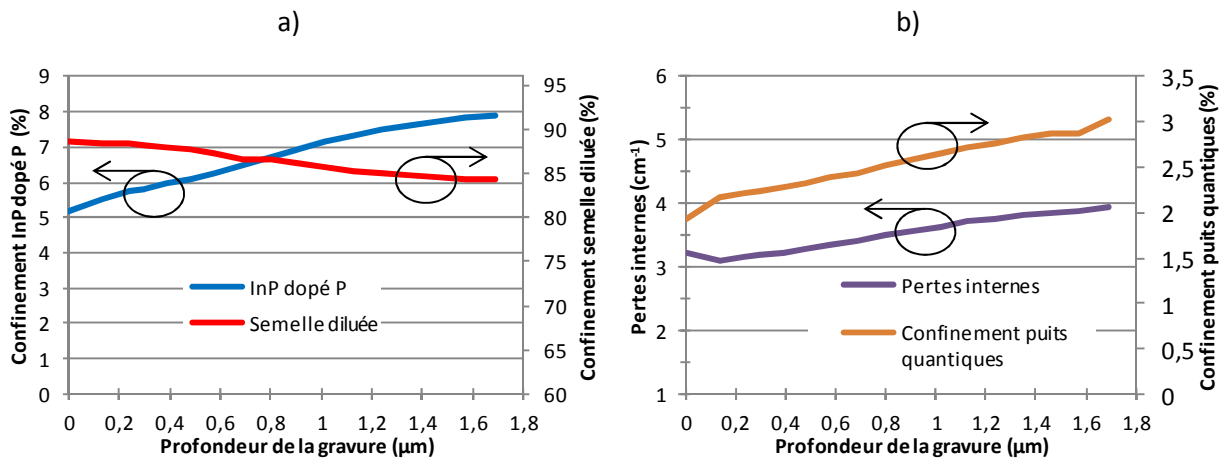
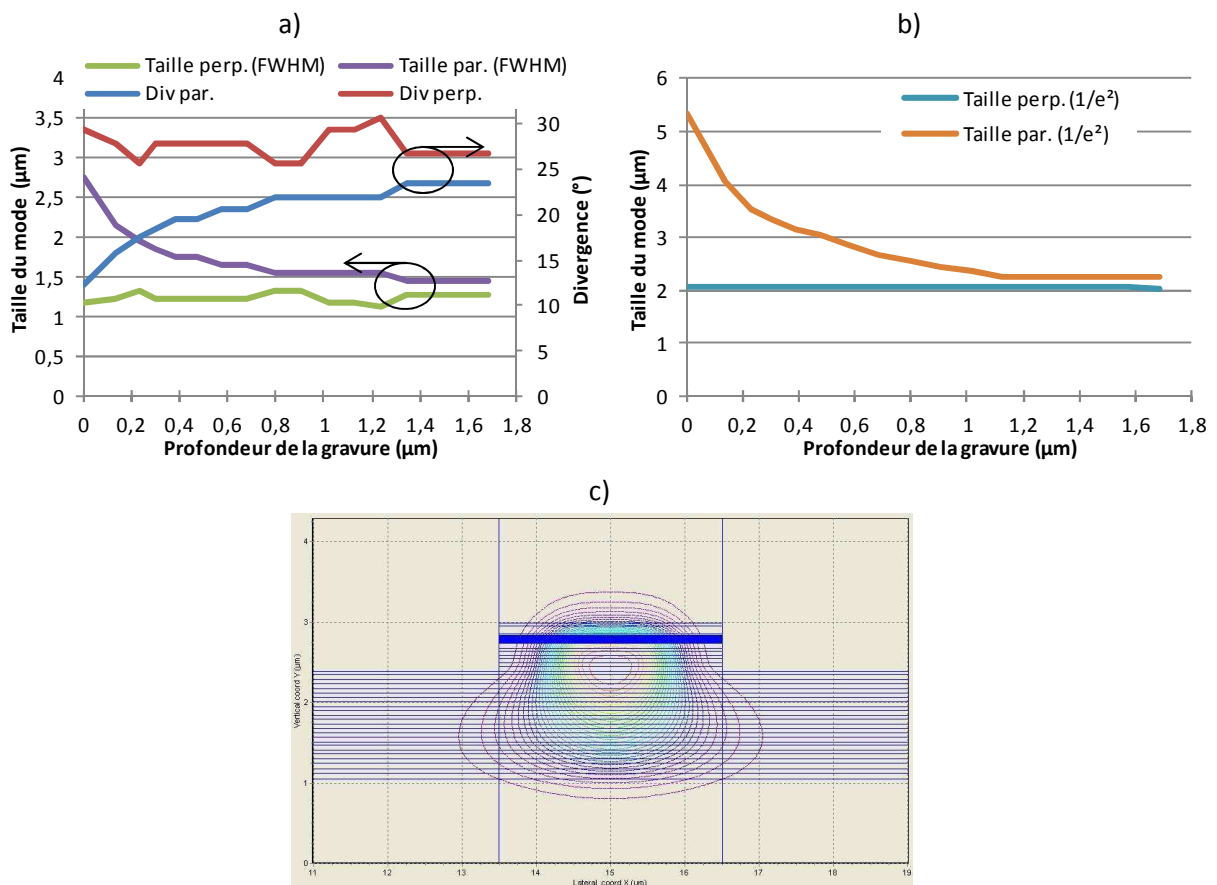


Fig. 4.44. Evolution des pertes internes et des confinements sur les différentes couches en fonction de la profondeur de gravure.



Nous avons aussi regardé l'évolution de la taille du mode en fonction de la profondeur de gravure (Fig. 4.45(a) et (b)). La Fig. 4.45(a) représente la taille parallèle et perpendiculaire à mi-hauteur du mode propre et les divergences de sortie. Dans l'axe perpendiculaire aux couches, il n'y a pas de modification notable. Concernant l'axe parallèle aux couches, le mode optique diminue de taille quand on augmente la profondeur de gravure. Cela se traduit par une augmentation de la divergence parallèle. On remarque qu'en gravant une partie de la semelle, on arrive presque à obtenir la même taille de mode (ou la même divergence) dans les deux directions. Cela signifie que le faisceau est pratiquement circulaire. Si l'on regarde la taille du mode à  $1/e^2$  (Fig. 4.45(b)), on remarque que le rapport entre la taille perpendiculaire du mode propre en topologie shallow ridge ( $0\ \mu\text{m}$  de gravure) et la taille perpendiculaire du mode propre en deep-ridge est encore plus importante que si on regarde la taille à mi-hauteur.

Les simulations ont été réalisées pour des largeurs de ruban de  $3\ \mu\text{m}$ . A partir de  $550\ \text{nm}$  de gravure, la taille du mode propre à  $1/e^2$  est inférieure à  $3\ \mu\text{m}$  (Fig. 4.45(b)) ce qui signifie que le mode propre est presque entièrement localisé sous le ruban comme on peut le vérifier sur la simulation du mode propre Fig. 4.45(c).

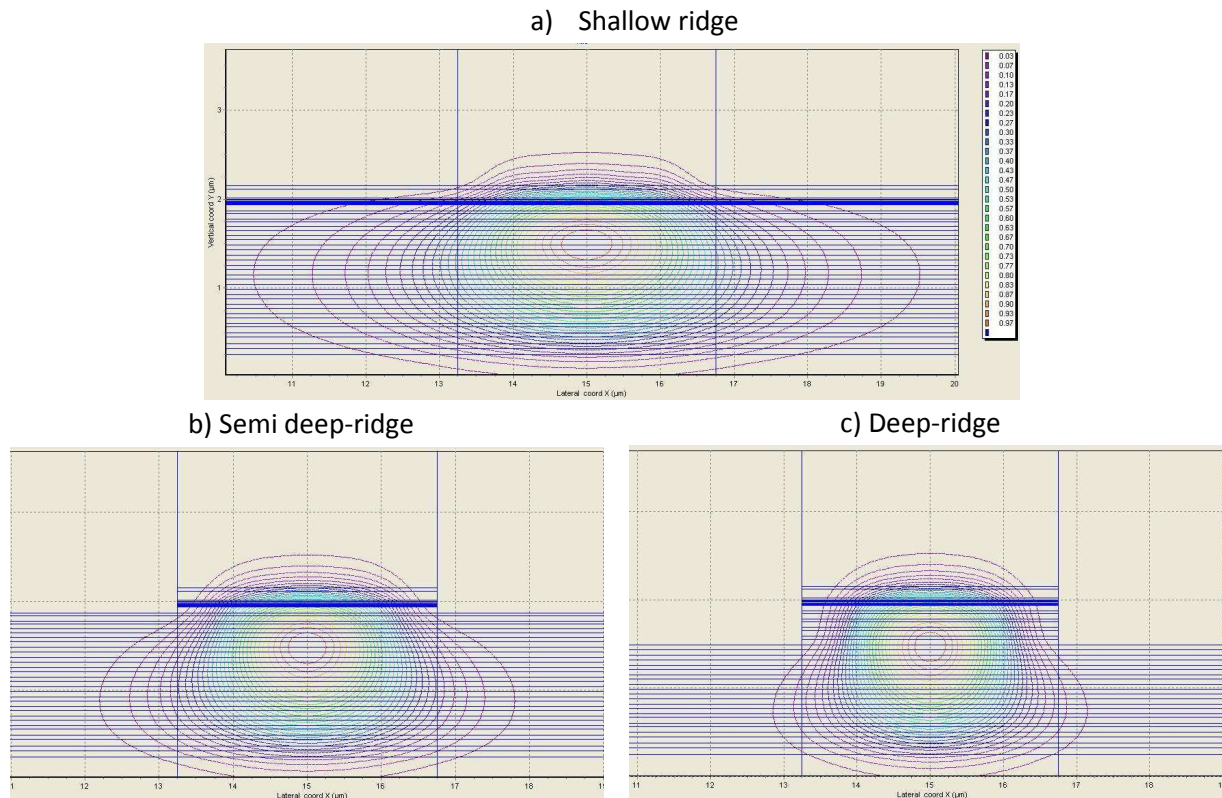


**Fig. 4.45. Evolution de la taille du mode propre et de la divergence de faisceau en fonction de la profondeur de gravure.**

Le choix de la profondeur de gravure ne doit pas être seulement influencé par les simulations des modes propres, car une gravure profonde va engendrer des problèmes qui ne sont pas visibles avec ce type de simulations. La première difficulté concerne la gravure elle-même : plus elle est profonde, plus les risques d'endommager et de créer des défauts (surfaccique ou profond) dans le matériau sont importants. Le choix du type de gravure est donc assez important. Nous traiterons de ce point dans le paragraphe suivant. La deuxième difficulté concerne le management thermique. Avec le process

shallow ridge une partie des calories est évacuée sur les côtés du ruban par les couches de semiconducteurs, alors que ce ne sera plus le cas avec le process deep ridge car les côtés du ruban seront soit rebouchés avec du BCB soit avec un diélectrique qui sont tous les deux de très mauvais dissipateurs thermiques. On risque donc un échauffement de la zone active d'autant plus fort que la gravure est profonde. La troisième difficulté vient de l'augmentation de la différence d'indice entre la partie sous le ruban et les côtés du ruban. Même si c'est ce que nous souhaitons afin de mieux confiner le mode latéralement, il va falloir diminuer la largeur de ruban pour garder un guide monomode ce qui va encore aggraver les problèmes thermiques. Le dernier point concerne la robustesse et la reproductibilité des résultats. Etant donné la difficulté pour arrêter la gravure à la bonne profondeur, le design ne doit pas être trop sensible à une variation de la profondeur de gravure. Nous avons tablé sur une variation de la profondeur de la gravure de l'ordre de la centaine de nanomètre.

Afin de tenir compte des problèmes liés à une gravure trop profonde du ruban, nous avons décidé de tester deux profondeurs de gravure. La première est une gravure peu profonde (200 à 300 nm) où seules les couches au-dessus de la zone active et la zone active elle-même sont gravées. Dans ce cas, la semelle est laissée intacte. Ce type de structure sera appelé semi deep-ridge. La deuxième option, appelée deep-ridge, est une gravure moyennement profonde du ruban puisqu'une partie seulement de la semelle est gravée (environ 500 sur 1600 nm). Les modes propres correspondants pour une structure à semelle diluée avec une largeur de ruban de  $3.5\ \mu\text{m}$  sont donnés sur la Fig. 4.46 (semi deep-ridge en (b), et deep ridge en (c)) en comparaison avec la même structure verticale mais en technologie shallow ridge (a). On voit à l'œil nu l'impact de la gravure sur le mode propre : dans le cas du semi deep-ridge le mode est beaucoup mieux confiné sous le ruban qu'avec un laser shallow ridge et dans le cas du deep-ridge le mode est complètement confiné sous le ruban et ne bave plus sur les bords.



**Fig. 4.46. Mode propre de la cavité dans le cas d’une structure à semelle diluée (a) en technologie shallow ridge, (b) semi deep-ridge et (c) deep-ridge.**

Les valeurs de simulations pour ces trois structures sont données dans le Tab. 4.3. Si le changement de topologie engendre des modifications faibles des pertes internes, la divergence du faisceau de sortie devrait être elle bien modifiée avec notamment une amélioration de la circularité du faisceau.

**Tab. 4.3. Résultats de simulation d’une structure à semelle diluée de 3.0 μm de ruban, en technologie shallow ridge, semi deep-ridge et deep-ridge.**

Type de technologie	$\Gamma_{p-InP}$ (%)	$\Gamma_{QW}$ (%)	Pertes internes ( $cm^{-1}$ )	Divergence (°)
Shallow ridge	5.2	1.9	3.2	12.3 x 29.3
Semi deep-ridge	5.8	2.2	3.2	18.4 x 27.8
Deep-ridge	6.5	2.6	3.4	20.6 x 27.8

b) Process technologique

Dans le process shallow ridge utilisé jusqu’à maintenant, le ruban est gravé en 2 étapes : une gravure IBE permet d’enlever le platine, le ternaire et une partie de la couche d’InP supérieure, puis une solution à l’acide phosphorique finit la gravure du ruban en s’arrêtant sur la couche de réseau/arrêt en InGaAsP.

Dans le cas du process semi deep-ridge, les couches à graver sont la couche réseau en InGaAsP, le spacer d’InP, les SCH et la zone active en InGaAsP. Pour la technologie deep-ridge il faut graver en plus une partie de la semelle (alternance d’InP et d’InGaAsP). Nous avons les moyens d’utiliser soit

des gravures chimiques soit une gravure RIE. Les deux principaux avantages de la gravure chimique vont être sa sélectivité et le fait que la gravure ne provoque pas de défauts. Dans notre cas, ces deux avantages sont importants car les défauts vont entraîner des pertes qui vont pénaliser le caractère « faible pertes internes » du composant et la sélectivité permet de s'arrêter à l'interface de couches de matériaux différents. Dans le cas de la semelle diluée, on peut donc penser s'arrêter très facilement aux interfaces InGaAsP/InP ou InP/InGaAsP en choisissant la solution appropriée de gravure (acide citrique ( $C_6H_8O_7$ ) / eau oxygénée ( $H_2O_2$ ) pour l'InGaAsP et acide phosphorique ( $H_3PO_4$ ) / acide chlorhydrique (HCl) pour l'InP). Les inconvénients d'utiliser une gravure chimique sont l'isotropie de la gravure qui va rendre le contrôle de la largeur du ruban très délicat, et le nombre important d'alternances de couches d'InP et d'InGaAsP ce qui va entraîner une gravure longue et difficile à contrôler. On comprend donc bien que ce type de gravure n'est pas adapté dans le cas du deep-ridge. En effet, pour arriver à graver jusqu'à 500 nm de semelle il faudrait faire 13 gravures les unes après les autres, en contrôlant après chacune la profondeur gravée. Nous avons par contre décidé d'utiliser une gravure chimique pour le process semi deep-ridge. Dans ce cas, il n'y a que 3 gravures à faire (réseau en InGaAsP, spacer en InP, SCH et zone active en InGaAsP). Sur la Fig. 4.47 est représenté le ruban après les 3 gravures chimiques. Le flanc de gravure n'est pas très vertical car la sous gravure est différente suivant le type de couches (InP ou InGaAsP). On remarque par contre que le fond de gravure est très propre.

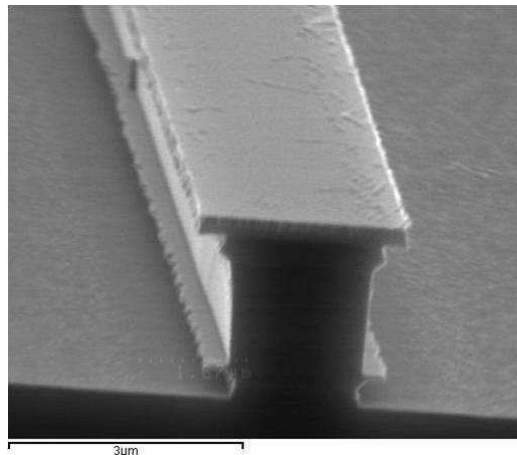


Fig. 4.47. Gravure chimique semi deep-ridge.

La gravure chimique n'étant pas envisageable pour le process deep-ridge, nous avons décidé de faire la gravure en RIE  $CH_4/H_2$  en utilisant un masque en silice. Avec ce type de gravure, la principale difficulté sera de s'arrêter à la bonne profondeur et le risque principal est de créer des défauts profonds et de surface dans le matériau. Les Fig. 4.48(a) et (b) montrent les défauts sur le fond de gravure après une gravure RIE. Cette gravure laisse un fond très rugueux avec des picots de l'ordre de 200 nm de haut, ce qui n'est pas acceptable. Nous avons donc dû faire de nombreux tests pour déterminer la meilleure recette de gravure. Les paramètres qui nous semblaient importants sont le temps de gravure, la puissance RF et le fond de gravure. Nous désirions une gravure assez rapide et sans trop de puissance RF pour ne pas créer trop de défauts.

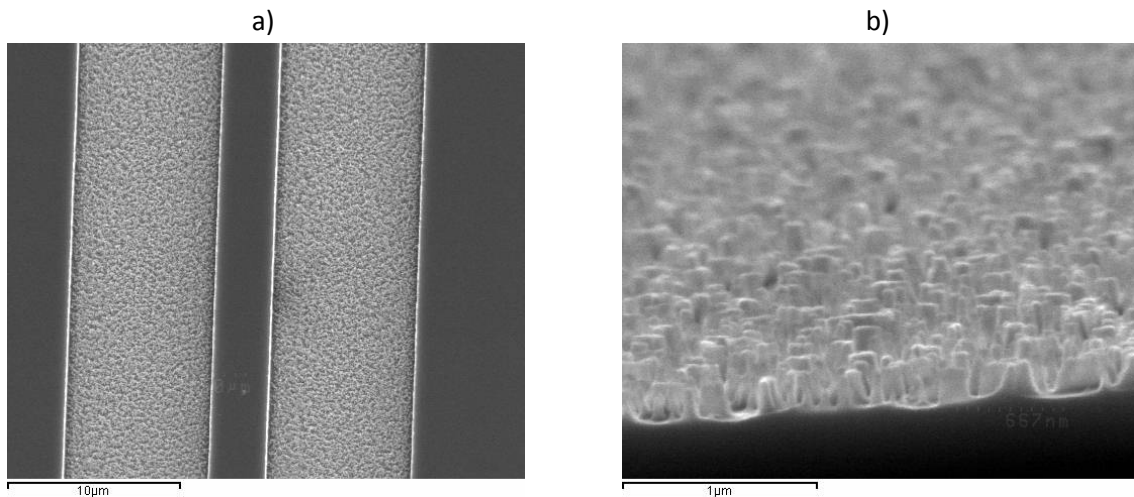


Fig. 4.48. Défauts (picots) sur le fond de gravure après gravure RIE.

Le programme que nous avons choisi permet de graver environ 400 nm de profondeur en 5 minutes de gravure. La profondeur totale que nous désirions graver depuis la couche de réseau étant d'environ 800 nm, un temps de gravure de 10 minutes était nécessaire. La Fig. 4.49 montre le fond de gravure après 5 minutes (a) et 5+5 minutes (b) sur le même échantillon. On remarque que le fond de gravure s'améliore au fur et à mesure de la gravure. Nous pensons que les picots et la rugosité sont créés au moment de la gravure de la zone active puis disparaissent progressivement au fur et à mesure de la gravure de la semelle. Après 10 minutes, le fond de gravure est correct. Les flancs du ruban sont bien droits. Un dernier point important concerne la propreté de la chambre de gravure. Il est nécessaire d'avoir une chambre de gravure très propre si l'on veut obtenir un fond de gravure propre. Avant la gravure elle-même, une étape de préparation du bâti était nécessaire pour bien le nettoyer.

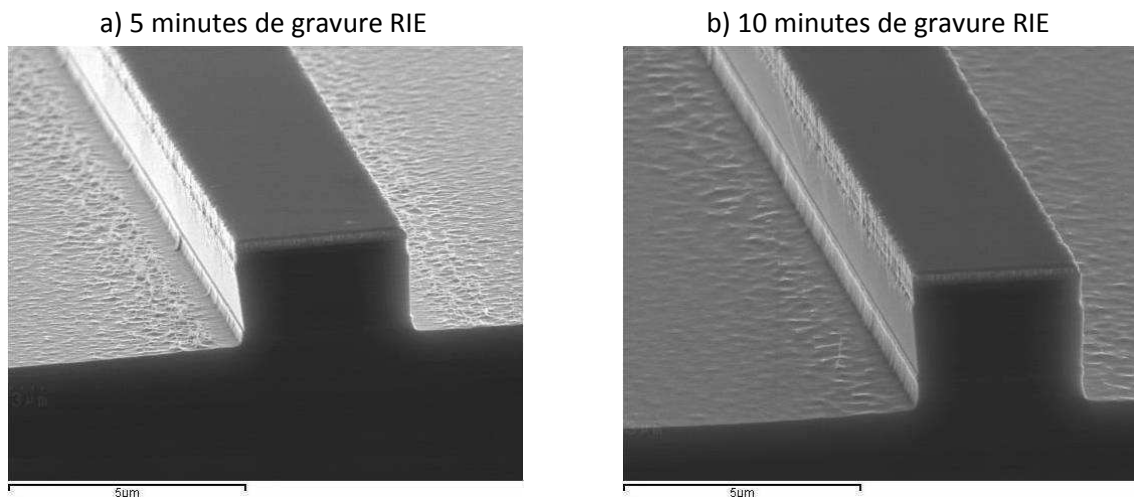


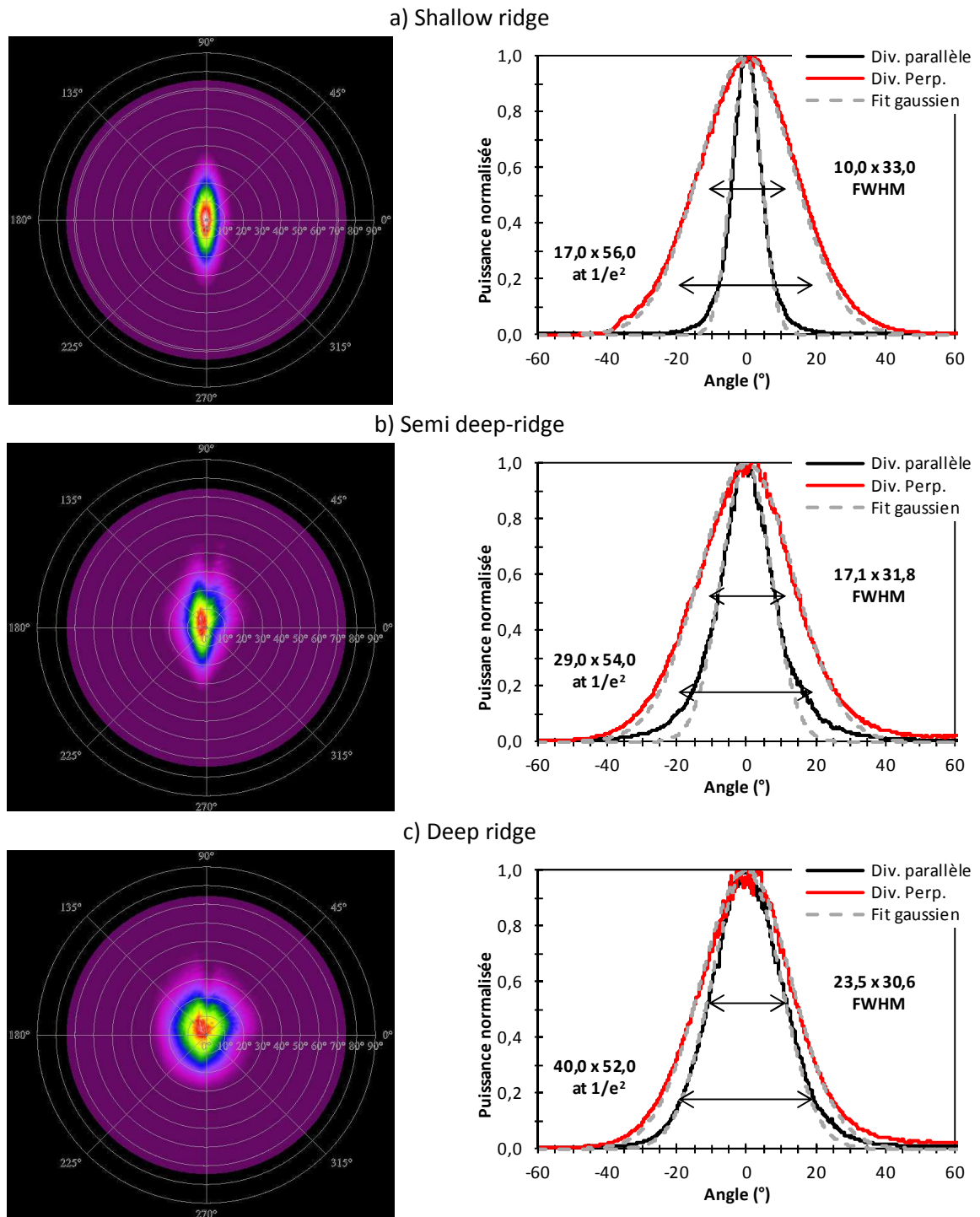
Fig. 4.49. Fond de gravure après 5 min (a) et 10 min (b) de RIE  $\text{CH}_4/\text{H}_2$ .

#### 4.2.4.3. Impact des modifications

Les composants sur lesquels nous avons réalisé les modifications technologiques sont des amplificateurs de puissance (SOA). Nous ne disposons donc que de FP/SOA droits et de SOA tiltés.

Nous nous attarderons donc principalement sur les mesures de champ lointain et assez peu sur les performances en puissance de ces composants.

Nous avons réalisé des mesures sur des lasers FP droit avec un ruban de  $4.0\ \mu\text{m}$  (structure à semelle diluée peu déconfinée de  $1.685\ \mu\text{m}$  d'épaisseur et 4 puits quantiques) pour les 3 types de technologies : shallow ridge (Fig. 4.50(a)), semi deep-ridge (Fig. 4.50(b)) et deep-ridge (Fig. 4.50(c)). Le point de départ est un mode de sortie fortement elliptique avec une divergence à mi-hauteur de  $10.0 \times 33.0^\circ$ . Le passage en semi deep-ridge apporte déjà une bonne amélioration puisque la divergence passe à  $17.1 \times 31.8^\circ$  et l'ellipticité du faisceau a été diminuée de moitié. Par contre le faisceau de sortie n'est pas encore circulaire et n'est pas très régulier. L'amélioration continue avec le laser deep-ridge. Le faisceau est très propre et a une divergence de  $23.5 \times 30.6^\circ$ . Arriver à un tel résultat est très intéressant et important pour la mise en module des composants.



**Fig. 4.50. Champ lointain pour les trois différentes topologies de laser avec un ridge de 4.0 μm de large : shallow ridge (a), semi-deep ridge (b) et deep ridge (c).**

Nous avons aussi caractérisé l'impact de la largeur du ruban (structure à semelle diluée et 6 puits quantiques) sur la divergence de sortie pour 4 largeurs de ruban : 3.0, 3.5, 4.0 et 4.5 μm (Fig. 4.51). On voit assez nettement que la divergence parallèle diminue quand on augmente la largeur du ruban (Fig. 4.51(a)). Ce comportement est classique pour une structure ridge car plus le ruban est large, plus le mode optique peut s'élargir parallèlement aux couches et donc plus la divergence de sortie est faible. Cela nous permet de montrer qu'avec la topologie deep-ridge, nous pouvons contrôler la taille parallèle aux couches du mode optique avec la largeur du ruban. La divergence perpendiculaire

qui est fonction de l'empilement des couches ne change pas car la structure verticale est toujours la même (Fig. 4.51(b)).

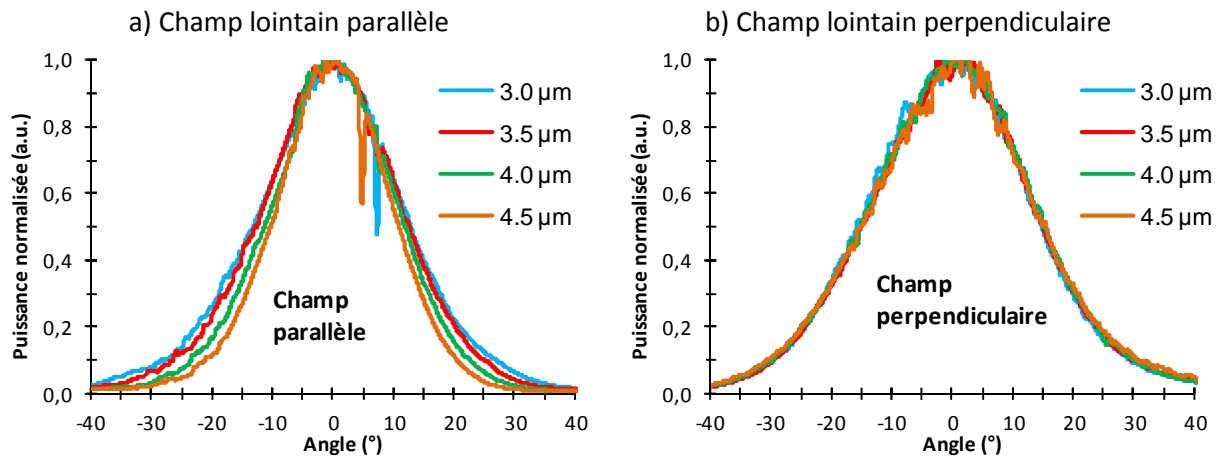


Fig. 4.51. Evolution du champ lointain parallèle (a) et perpendiculaire (b) pour quatre largeurs de ruban différentes : 3, 3.5, 4 et 4.5  $\mu\text{m}$ .

Le meilleur résultat auquel nous sommes parvenus est celui exposé Fig. 4.52. La structure se compose d'une semelle diluée et d'une zone active avec 6 puits quantiques. La largeur du ruban est de 3.0  $\mu\text{m}$ . La divergence à mi-hauteur est de  $26.1 \times 30.1^\circ$  et celle à  $1/e^2$  de  $50.1 \times 54.1^\circ$  (Fig. 4.52(b)). On voit très bien sur la mesure en 2D que le faisceau est pratiquement circulaire (Fig. 4.52(a)). Le rapport d'ellipticité est de 1.15 alors qu'il était de plus de 3 pour les lasers shallow ridge.

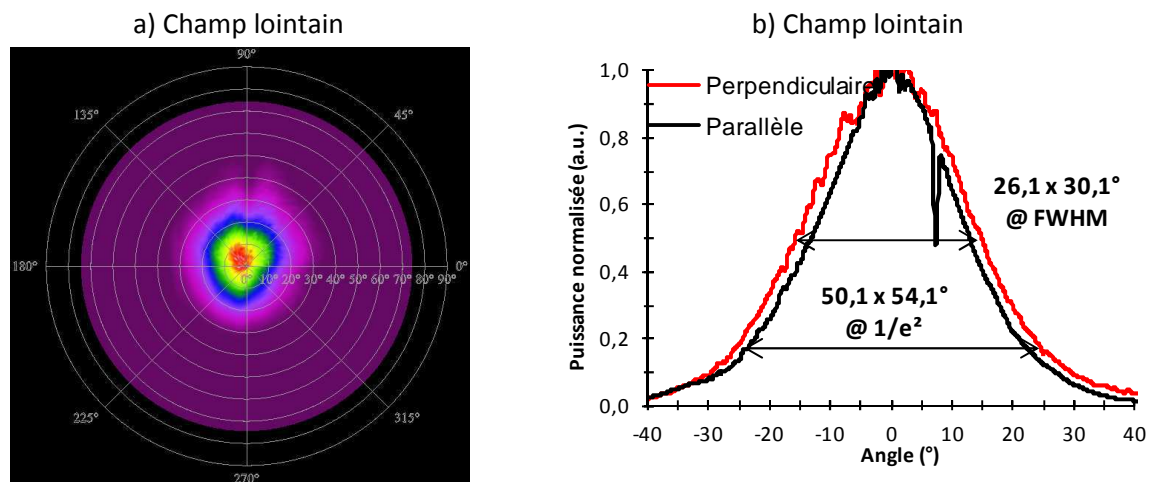


Fig. 4.52. Champ lointain pour une structure à semelle diluée et une largeur de ruban de 3.0  $\mu\text{m}$  en topologie deep-ridge.

Des mesures P-I de lasers deep-ridge ont été faites sur des composants en barrette clivés/clivés. Les résultats pour une structure de 1 mm avec 6 puits quantiques sont donnés Fig. 4.53. Les performances de rendement ( $\approx 0.2 \text{ W/A}$  en cl/cl) et de puissance sont du même ordre que celles mesurées sur les lasers shallow ridge. A la vue de ces résultats, on peut dire que le changement de technologie ne semble pas avoir affecté les performances des lasers.



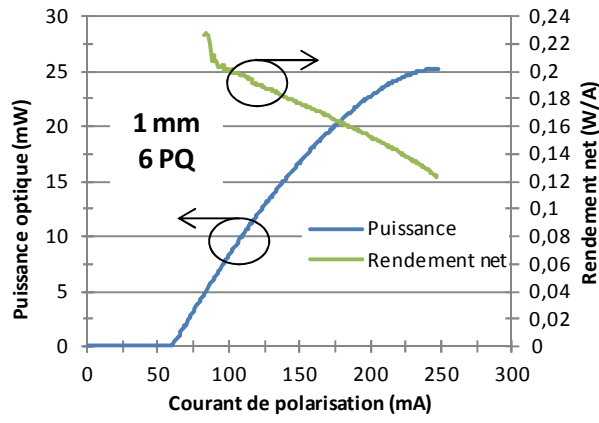


Fig. 4.53. P-I de laser deep-ridge en barrette clivé/clivé de 1 mm et 6 puits.

## Bibliographie

1. **L. A. Coldren, and S. W. Corzine.** *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits (Microwave and Optical Engineering)*. New York : Wiley, 1995.
2. **M. C. Tatham, I. F. Lealman, C. P. Seltzer, L. D. Westbrook, and D. M. Cooper.** Resonance Frequency, Damping, and Differential Gain in 1.5  $\mu\text{m}$  Multiple Quantum-Well Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Feb. 1992, Vol. 28, 2, pp. 408-414.
3. **K. Kihara, H. Soda, H. Ishikawa, and H. Imai.** Evaluation of the Coupling Coefficient of a Distributed Feedback Laser with Residual Facet Reflectivity. *J. Appl. Phys.* 15 Aug. 1987, Vol. 62, 4, pp. 1526-1527.
4. **H. Ishii, K. Kasaya, and H. Oohashi.** Wavelength-tunable Lasers for Next-generation Optical Networks. *NTT Technic. Rev.* Mar. 2011, Vol. 9, 3.
5. **Mercer, L. B.** 1/f Frequency Noise Effects on Self-Heterodyne Linewidth Measurements. *J. Lighthw. Technol.* Apr. 1991, Vol. 9, 4, pp. 485-493.
6. **Derickson, D.** *Fiber Optic Test and Measurement*. s.l. : Hewlett-Packard Professional Books, 1998.
7. **J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, and K. G. Ray.** 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 735-737.
8. **F. Girardin, G-H. Duan, C. Chabran, P. Gallion, M. Blez, and M. Allovon.** Determination of Nonlinear Gain Coefficient of Semiconductor Lasers from above Threshold Spontaneous Emission Measurement. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 1994, Vol. 6, 8, pp. 894-896.
9. **EM4.** Datasheet High Power 14 Pin DFB Laser. 2010.
10. **Emcore.** Datasheet 1782 DWDM High Power CW Source Laser. 2012.
11. **J.-R. Burie, G. Beuchet, M. Mimoun, P. Pagnod-Rossiaux, B. Ligat, J.-C. Bertreux, J.-M. Rousselet, J. Dufour, P. Rougeolle, F. Laruelle.** Ultra high power, Ultra low RIN up to 20 GHz 1.55  $\mu\text{m}$  DFB AlGaInAsP Laser for analog applications. in *Proc. SPIE, the International Society for Optical Engineering*. 2010.
12. **P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma, J. J. M. Binsma, and T. V. Dongen.** High-Performance 1.5  $\mu\text{m}$  Wavelength InGaAs-InGaAsP Strained Quantum Well Lasers and Amplifiers. *IEEE J. Quantum Electron.* 1991, Vol. 27, 6, pp. 1426-1439.
13. **L. A. Coldren, and S. W. Corzine.** *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits (Microwave and Optical Engineering)*. New York : Wiley, 1995.
14. **L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, J. J. M. Binsma, and T. v. Dongen.** Direct Measurement of the Transparency Current and Valence Band Effective Masses in Tensile and Compressively Strained InGaAs/InP Multiple Quantum-well Laser Amplifiers. *Appl. Phys. Lett.* 1992, Vol. 60, 5, pp. 554-556.
15. **E. Rosencher, and B. Vinter.** *Optoélectronique*. Paris : Dunod, 2002.
16. **M. C. Tatham, I. F. Lealman, C. P. Seltzer, L. D. Westbrook, and D. M. Cooper.** Resonance Frequency, Damping, and Differential Gain in 1.5  $\mu\text{m}$  Multiple Quantum-Well Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Feb. 1992, Vol. 28, 2, pp. 408-414.
17. **T. Fukushima, R. Nagarajan, J. E. Bowers, R. A. Logan, and T. Tanbun-Ek.** Relative Intensity Noise Reduction in InGaAs/InP Multiple Quantum Well Lasers with Low Nonlinear Damping. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 1991, Vol. 3, 8, pp. 691-693.
18. **A. Ghati, E. P. O'Reilly, and A. R. Adams.** Improved Dynamics and Linewidth Enhancement Factor in Strained-Layer Lasers. *Electron. Lett.* 22 Jun. 1986, Vol. 25, 13, pp. 821-823.

19. **I. Suemune, L. A. Coldren, L. A. Yamanishi, and Y. Kan.** Extremely Wide Modulation Bandwidth in a low Threshold Current Strained Quantum Well Laser. *Appl. Phys. Lett.* 10 Oct. 1988, Vol. 53, 15, pp. 1378-1380.
20. **S. W. Corzine, R.-H Yan, and L. A. Coldren.** *Quantum Well Lasers*. [éd.] Jr. P. S. Zory. San Diego : Academic Press, Inc., 1993.
21. **Yariv, A.** Scaling Laws and Minimum Threshold Currents for Quantum-Confined Semiconductor Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 19 Sept. 1988, Vol. 53, 12, pp. 1033-1035.
22. **Y. Arakawa, K. Vahala, and A. Yariv.** Quantum Noise and Dynamics in Quantum Well and Quantum Wire Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 1 Nov. 1984, Vol. 45, 9, pp. 950-952.
23. **I. S. Grudin, N. Yu, and L. Maleki.** Generation of Optical Frequency Combs with a CaF<sub>2</sub> Resonator. *Opt. Lett.* 1 Apr. 2009, Vol. 34, 7, pp. 878-880.
24. **R. Holzwarth, M. Zimmermann, T. Udem, and T. W. Hänsch.** Optical Clockworks and the Measurement of Laser Frequencies With a Mode-Locked Frequency Comb. *IEEE J. Quantum Electron.* Dec. 2001, Vol. 37, 12, pp. 1493-1501.
25. **Uniphase, JDS.** Datasheet High Power 1550 nm CW DFB Lasers with PM fiber.
26. **J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, and K. G. Ray.** 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 735-737.
27. **Thorlabs.** 1550 nm Fabry-Perot Laser Diode FPL1055C. 11 Apr. 2011.
28. **F. R. Ahmad, and F. Rana.** Passively Mode-Locked High-Power (210 mW) Semiconductor Lasers at 1.55- $\mu\text{m}$  Wavelength. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1 Feb. 2008, Vol. 20, 3, pp. 190-192.
29. **L. Hou, M. Haji, B. Qiu, J. Akbar, A. Catrina Bryce, and J. H. Marsh.** 10-GHz AlGaInAs/InP 1.55- $\mu\text{m}$  Passively Mode-Locked Laser With Divergence Angle and Timing Jitter. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1 Aug. 2011, Vol. 23, 15, pp. 1079-1081.
30. **F. Delorme, G. Alibert, P. Boulet, S. Grosmaire, S. Slempek, and A. Ougazzaden.** High Reliability of High-Power and Widely Tunable 1.55- $\mu\text{m}$  Distributed Bragg Reflector Lasers for WDM Applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Apr. 1997, Vol. 3, 2, pp. 607-614.
31. **H. Kogelnik, and C. V. Shank.** Stimulated Emission in a Periodic Structure. *Appl. Phys. Lett.* 15 Feb. 1971, Vol. 18, 4, pp. 152-154.
32. —. Coupled Wave Theory of Distributed Feedback Lasers. *J. Appl. Phys.* May 1972, Vol. 43, 5, pp. 2327-2335.
33. **K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, and Y. Matsushima.**  $\lambda/4$ -Shifted InGaAsP/InP DFB Lasers by Simultaneous Holographic Exposure of Positive and Negative Photoresists. *Electron. Lett.* 22 Nov. 1984, Vol. 20, 24, pp. 1008-1010.
34. **A. Guermache, V. Voiriot, N. Bouche, F. Lelarge, D. Locatelli, R. M. Capella, and J. Jacquet.** 1 W Fibre Coupled Power InGaAsP/InP 14xx Pump Laser for Raman Amplification. *Electron. Lett.* 25 Nov. 2004, Vol. 40, 24, pp. 1535-1536.
35. **D. Z. Garbuzov, R. J. Menna, R. U. Martinelli, J. H. Abeles, and J. C. Connolly.** High Power Continuous and Quasicontinuous Wave InGaAsP/InP Broad-Waveguide Separate Confinement Heterostructure Multiquantum Well Diode Lasers. *Electron. Lett.* 11 Sep. 1997, Vol. 33, 19, pp. 1635-1636.
36. **F. R. Ahmad, and F. Rana.** Fundamental and Subharmonic Hybrid Mode-Locking of a High-Power (220 mW) Monolithic Semiconductor Laser. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1 Aug. 2008, Vol. 20, 15, pp. 1308-1310.
37. **V. J. Urick, F. Bucholtz, P. S. Devgan, J. D. McKinney, and K. J. Williams.** Phase Modulation with Interferometric Detection as an Alternative to Intensity Modulation with Direct Detection for Analog Photonic Link. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Sep. 2007, Vol. 55, 9, pp. 1978-1985.
38. **K. J. Williams, L. T. Nichols, and R. Esman.** Externally-Modulated 3 GHz Fibre Optic Link Utilizing High Current and Balanced Detection. *Electron. Lett.* Jul. 1997, Vol. 33, 15, pp. 1327-1328.
39. **J. D. McKinney, M. Godinez, V. J. Urick, S. Thaniyavarn, W. Charczenko, and K. J. Williams.** Sub-10-dB Noise Figure in a Multiple-GHz Analog Optical Link. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2007, Vol. 19, 7, pp. 465-467.

40. **S. Daryoush, E. Ackerman, R. Saedi, R. Kunath, and K. Shalkhauser.** High-Speed Fiber-Optic Links for Distribution of Satellite Traffic. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* May 1990, Vol. 38, 5, pp. 510-517.
41. **P. W. Juodawlkis, J. J. Plant, W. L. Loh, L. J. Missaggia, F. J. O'Donnell, D. C. Oakley, A. Napoleone, J. Klamkin, J. T. Gopinath, D. J. Ripin, S. Gee, P. J. Delfyett, and J. P. Donnelly.** High-Power, Low-Noise 1.5- $\mu\text{m}$  Slab-Coupled Optical Waveguide (SCOW) Emitters: Physics, Devices, and Applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Nov/Dec. 2011, Vol. 17, 6, pp. 1698-1714.
42. **R. Menna, A. Komissarov, M. Maiorov, V. Khalfm, L. DiMarco, J. Connolly, and D. Garbuzov.** High Power 1550 nm Distributed FeedBack Lasers with 440 mW CW Output Power for Telecommunication Applications. *in Proc. Conf. Lasers Electro-Opt. (CLEO'01).* 2001, pp. CPD12 - CP1-2.
43. **J.-S. Huang, H. Lu, and H. Su.** Ultra-High Power, Low RIN and Narrow Linewidth Lasers for 1550 nm DWDM 100 km Long-Haul Fiber Optic Link. *in Proc. IEEE Lasers Electro-Opt. Soc. Annu. Meet. (LEOS 2008).* 2008, pp. 894-895.
44. **Y. Inaba, H. Nakayama, M. Kito, M. Ishino, and K. Itoh.** High-Power 1.55- $\mu\text{m}$  Mass-Transport-Grating DFB Lasers for Externally Modulated Systems. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Mar/Apr. 2001, Vol. 7, 2, pp. 152-158.
45. **N. Lichtenstein, A. Fily, C. Hermens, B. Schmidt, C. Harder, G. Knight, B. Reid, T. Oldroyd, U. Riley, and N. Zayer.** 1 Watt 14xy InGaAsP/InP Ridge Waveguide Pump Laser Diodes with Low Vertical Farfield and High Efficiency. *in Proc. Opt. Fiber Commun. (OFC'03).* 2003, pp. 396-397.
46. **Y. Nagashima, S. Onuki, Y. Shimose, A. Yamada, and T. Kikugawa.** 1480-nm Pump Laser with Asymmetric Quaternary Cladding Structure Achieving High Output Power of >1.2 W with Low Power Consumption. *in Proc. Semicon. Laser Conf. (ISLC 2004).* 2004, pp. 47-48.
47. **C. Weisbuch, and B. Vinter.** *Quantum Semicon. Struct.: Fundamentals and Applications.* s.l. : Academic Press Inc, 1991.
48. **D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Zh. I. Alferov, P. S. Kop'ev, and V. M. Ustinov.** InGaAs-GaAs Quantum-Dot Lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Apr. 1997, Vol. 3, 2, pp. 196-205.
49. **Berger, V.** *Les lasers: applications aux technologies de l'information et au traitement des matériaux - Principes physiques des lasers à semiconducteurs.* s.l. : EDP Sciences, 2002.
50. **G. Belenky, C. L. Reynolds, Jr., L. Shterengas, M. S. Hybertsen, D. V. Donetsky, G. E. Shtengel, and S. Luryi.** Effect of p-Doping on the Temperature Dependence of Differential Gain in FP and DFB 1.3- $\mu\text{m}$  InGaAsP/InP Multiple-Quantum-Well Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Aug. 2000, Vol. 12, 8, pp. 969-971.
51. **F. van Dijk, A. Enard, A. Akrouf, G.-H. Duan, and F. Lelarge.** Optimization of a 54.8 GHz Coupled Opto-Electronic Oscillator through Dispersion Compensation of a Mode-Locked Semiconductor Laser. *in Proc. Int. Top. Meet. Microw. Photon. (MWP 2008).* 2008, pp. 279-282.
52. **Sato, K.** Optical Pulse Generation Using Fabry-Pérot Lasers Under Continuous-Wave Operation. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Sep/Oct. 2003, Vol. 9, 5, pp. 1288-1293.
53. **S. R. Chinn, and E. A. Swanson.** Passive FM Locking and Pulse Generation from 980-nm Strained-Quantum-Well Fabry-Perot Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Sep. 1993, Vol. 5, 9, pp. 969-971.
54. **Y. Nomura, S. Ochi, N. Tomita, K. Akiyama, and T. Isu.** Mode Locking in Fabry-Perot Semiconductor Lasers. *Phys. Rev. A.* 2002, Vol. 65, 4, p. 043807.
55. **J. J. Plant, J. T. Gopinath, B. Chann, D. J. Ripin, R. K. Huang, and P. W. Juodawlkis.** 250 mW, 1.5 $\mu\text{m}$  Monolithic Passively Mode-Locked Slab-Coupled Optical Waveguide Laser. *Opt. Lett.* 15 Jan. 2006, Vol. 31, 2, pp. 223-225.
56. **Leegwater, J. A.** Theory of Mode-Locked Semiconductor Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Oct. 1996, Vol. 32, 10, pp. 1782-1790.
57. **Haus, H. A.** Mode-Locking of Lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Nov/Dec. 2000, Vol. 6, 6, pp. 1173-1185.
58. **V. N. Morozov, V. V. Nikitin, and A. A. Sheronov.** Self-Synchronization of Modes in a GaAs Semiconductor Injection Laser. *Lett. J. Exp. Theo. Phys.* 1968, Vol. 7, pp. 256-258.

59. **J. Renaudier, G.-H. Duan, J.-G. Provost, H. Debregeas-Sillard, and P. Gallion.** Phase Correlation Between Longitudinal Modes in Semiconductor Self-Pulsating DBR Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 741-743.
60. **M. Teshima, K. Sato, and M. Koga.** Experimental Investigation of Injection Locking of Fundamental and Subharmonic Frequency-Modulated Active Mode-Locked Laser Diodes. *IEEE J. Quantum Electron.* Sep. 1998, Vol. 34, 9, pp. 1588-1596.
61. **J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, A. Accard, C. Gosset, J.-L. Oudar, P. Gallion, and G.-H. Duan.** Active and Passive Mode-Locking in Buried Ridge Mode-Locked Quantum Dots Fabry-Perot Semiconductor Lasers. *in Proc. Eur. Conf. Opt. Comm. (ECOC 2005).* 2005, Vol. 3, pp. 571-572.
62. **Y. J. Wen, D. Novak, and H. F. Liu.** Mode-Locking of Long Cavity Fabry-Perot Semiconductor Laser at Millimetre Wave Frequencies by Subharmonic Optical Injection. *Electron. Lett.* May 2000, Vol. 36, 10, pp. 879-881.
63. **A. Guermache, V. Voiriot, D. Locatelli, F. Legrand, R.-M. Capella, P. Gallion, and J. Jacquet.** Experimental Demonstration of Spatial Hole Burning Reduction Leading to 1480-nm Pump Laser Output Power Improvement. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Oct. 2005, Vol. 17, 10, pp. 2023-2025.
64. **C. B. Su, J. Schlafer, and R. B. Lauer.** Explanation of Low Frequency Relative Intensity Noise in Semiconductor Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 27 Aug. 1990, Vol. 57, 9, pp. 849-851.
65. **Y. Itaya, T. Matsuoka, K. Kuroiwa, and T. Ikegami.** Longitudinal Mode Behaviors of 1.5  $\mu\text{m}$  Range GaInAsP/InP Distributed Feedback Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Mar. 1984, Vol. QE-20, 3, pp. 230-235.
66. **T. Matsuoka, Y. Yoshikuni, and H. Nagai.** Verification of the Light Phase Effect at the Facet on DFB Laser Properties. *IEEE J. Quantum Electron.* Dec. 1985, Vol. QE-21, 12, pp. 1880-1886.
67. **R. Nagarajan, S. Levy, A. Mar, and J. E. Bowers.** Resonantly Enhanced Semiconductor Lasers for Efficient Transmission of Millimeter Wave Modulated Light. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Jan. 1993, Vol. 5, 1, pp. 4-6.
68. **Petermann, K.** *Laser Diode Modulation and Noise.* Dordrecht : Kluwer Academics Publishers, 1988.
69. **B. Lakshmi, D. T. Cassidy, and B. J. Robinson.** Quantum Well Strain and Thickness Characterization by Degree of Polarization. *J. Appl. Phys.* 15 May 1996, Vol. 79, 10, pp. 7640-7645.
70. **R. F. Kalman, J. C. Fan, and L. G. Kazovsky.** Dynamic Range of Coherent Analog Fiber-optic Links. *J. Lightw. Technol.* Jul. 1994, Vol. 12, 7, pp. 1263-1277.
71. **L. T. Nichols, K. J. Williams, and R. D. Esman.** Optimizing the Ultrawide-Band Photonic Link. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Aug. 1997, Vol. 45, 8, pp. 1384-1389.
72. **S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, and R. S. Windeler.** Direct RF to Optical Frequency Measurements with a Femtosecond Laser Comb. *IEEE Trans. Instru. Meas.* Apr. 2001, Vol. 50, 2, pp. 552-555.
73. **I. Morohashi, T. Sakamoto, H. Sotobayashi, T. Kawanishi, I. Hosako, and M. Tsuchya.** 10 GHz-200 fs Pulse Generation with High Extension Ratio Using Mach-Zehnder-Modulator-Based Optical Comb Generator. *in Proc. Opt. Fiber Commun. (OFC/NFOEC 2008).* 2008, pp. 1-3.
74. **H. Carrère, V. G. Truong, X. Marie, R. Brenot, G. De Valicourt, F. Lelarge, and T. Amand.** Large Optical Bandwidth and Polarization Insensitive Semiconductor Optical Amplifiers using Strained InGaAsP Quantum Wells. *Appl. Phys. Lett.* 2010, Vol. 97, 121101, pp. 1-3.
75. **C. Williams, J. Davila-Rodriguez, D. Mandridis, and P. J. Delfyett.** Noise Characterization of an Injection-Locked COEO With Long-Term Stabilization. *J. Lightw. Technol.* 1 Oct. 2011, Vol. 29, 19, pp. 2906-2912.
76. **S. Gee, F. Quinlan, S. Ozharar, J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, and P. J. Delfyett.** Optical Frequency Comb Generation from Mode-Locked Diode Lasers - Techniques and Applications. *in Proc. IEEE Lasers Electro-Opt. Soc. Annu. Meet. (LEOS 2005).* 2005, pp. 71-72.
77. **K. Takaki, M. Funabashi, and A. Kasukawa.** High Power CW-DFB-LD with a Novel Non-Integer Order Grating Structure. *in Proc. Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2004).* 2004, pp. 515-518.

78. **A. R. Sugg, J. H. Abeles, A. M. Braun, M. Maiorov, R. J. Menna, L. A. DiMarco, R. U. Martinelli, and J. C. Connolly.** Design and Characterization of 200-mW-Class Distributed Feedback Lasers at 1.55  $\mu\text{m}$ . *in Proc. Indium Phosphide and Related Material (IPRM 2000)*. 2000, pp. 282-285.
79. **C. Belenky, L. Shterengas, W. Trussel, K. Menrid, L. Donetsky, J. Connolly, and D. Garbuzov.** Effect of Heterobarrier Leakage on the Performance of High Power 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP Multiple Quantum Well Lasers. *in Proc. Lasers Electro-Opt. Soc. Annu. Meet. (LEOS 2000)*. 2000, Vol. 2, pp. 872-873.
80. **M. P. C. M. Krijn, G. W. 't Hooft, M. J. B. Boermans, P. J. A. Thijs, T. van Dongen, J. J. M. Binsma, and L. F. Tiemeijer.** Improved Performance of Compressively as Well as Tensile Strained Quantum-well Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 12 Oct. 1992, Vol. 61, 15, pp. 1772-1774.
81. **M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo, and H. Ishikawa.** Performance and Physics of Quantum-Dot Lasers with Self-Assembled Columnar-Shaped and 1.3- $\mu\text{m}$  Emitting InGaAs Quantum Dots. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* May/June. 2000, Vol. 6, 3, pp. 462-474.
82. **F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J.-G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, and G.-H. Duan.** Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at 1.55  $\mu\text{m}$ . *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Jan/Feb. 2007, Vol. 13, 1, pp. 111-124.
83. **N. K. Dutta, H. Temkin, T. Tanbun-Ek, and R. Logan.** Linewidth Enhancement Factor for InGaAs/InP Strained Quantum Well Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 1 Oct. 1990, Vol. 57, 14, pp. 1390-1391.
84. **K. J. Vahala, and C. E. Zah.** Effect of Doping on the Optical Gain and the Spontaneous Noise Enhancement factor in Quantum Well Amplifiers and Lasers Studied by Simple Analytical Expressions. *Appl. Phys. Lett.* 6 Jun. 1988, Vol. 52, 23, pp. 1945-1947.
85. **L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, P. J. de Waard, J. J. M. Binsma, and T. v. Dongen.** Dependence of Polarization, Gain, Linewidth Enhancement Factor, and K Factor on the Sign of the Strain of InGaAs/InP Strained Layer Multiquantum Well Lasers. *Appl. Phys. Lett.* 17 Jun. 1991, Vol. 58, 24, pp. 2738-2740.
86. **S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, and K. Yokoyama.** Theoretical Analysis of Differential Gain of 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAsP/InP Compressive Strained Multiple Quantum Well Lasers. *J. Appl. Phys.* 1 Feb. 1994, Vol. 75, 3, pp. 1299-1303.
87. **R. Rosales, S. G. Murdoch, R. T. Watt, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Accard, L. P. Barry, and A. Ramdane.** High Performance Mode Locking Characteristics of a Single Section Quantum Dash Lasers. *Opt. Express.* 9 Apr. 2012, Vol. 20, 8, pp. 8649-8657.
88. **K. Merghem, A. Akrouf, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, and G.-H. Duan.** Pulse Generation at 346 GHz Using a Passively Mode Locked Quantum Dash-Based Laser at 1.55  $\mu\text{m}$ . *Appl. Phys. Lett.* 2009, Vol. 94, 021107, pp. 1-3.



## Chapitre 5

# Application des lasers de puissance à la transmission de signaux analogiques

### 5.1. Liaison analogique hyperfréquence à modulation directe

Les modules laser de puissance, faible RIN ont été développés principalement pour l'application des liaisons optiques hyperfréquences. En complément du laser, des photodiodes UTC de puissance avec de forts rendements ont aussi été développées au III-V lab (1). En effet, les photodiodes actuellement sur le marché ne permettent pas de recevoir des puissances optiques élevées avec une bonne efficacité de conversion optique/électrique.

#### 5.1.1. Liaison sans adaptation d'impédance

Les premières validations de liaisons optiques hyperfréquences ont été faites sur des composants non-packagés et dans une configuration sans adaptation d'impédance. L'avantage principal de cette solution est le caractère large bande (en fréquence) des mesures. Après avoir détaillé la mise en œuvre expérimentale des mesures, je présenterai les différents résultats de gain de liaison, de non-linéarités et de dynamique obtenus.

##### 5.1.1.1. Mise en œuvre expérimentale

La Fig. 5.1 expose le schéma de principe de la liaison optique hyperfréquence à modulation directe sans adaptation d'impédance. Les composants n'étant pas packagés, pour les mesures, la sensibilité à l'environnement est très importante. Le laser utilisé est un composant soudé sur une embase HF. La sommation du signal électrique continu (polarisation) et du signal de modulation (RF) se fait grâce à un té de polarisation externe. Le signal (RF + continu) est ensuite injecté dans la puce-laser au moyen d'une pointe HF posée sur les pistes HF de l'embase. La mesure de la température sur



l'embase (thermistance) permet de bien réguler la température de la puce. Le couplage du faisceau laser dans la fibre optique se fait dynamiquement avec des translations mécaniques et piézoélectriques XYZ. La dérive des translations doit être corrigée régulièrement pour conserver un taux de couplage maximum. L'utilisation d'une fibre optique lentillée permet de maximiser le rendement de couplage. En pratique, étant donné la divergence et l'ellipticité du faisceau, le rendement de couplage maximum avec une fibre lentillée est de 67 % alors qu'il est limité à 50-55 % avec un collimateur fibré.

Côté photodiode, la puce est collée sur une embase en silicium pourvue d'une encoche en forme de V permettant de glisser une fibre optique polie à 50° sous la puce. La réflexion sur la face polie de la fibre renvoie la lumière sur la face arrière de la puce. Ce type de montage est intéressant car le couplage est proche de 100 % et la lumière est bien répartie sur la face arrière de la photodiode. Le contact électrique est pris directement sur la puce à l'aide d'une pointe HF, un té de polarisation permettant ensuite de séparer le signal continu du signal de modulation RF.

La liaison optique testée n'est pas adaptée en impédance, i.e. les impédances d'entrée et de sortie de la liaison ne sont pas égales à l'impédance de référence de 50  $\Omega$ . En pratique, l'impédance d'entrée est donnée par la résistance du laser ( $\approx 1.3-1.5 \Omega$ ) car les résistances des fils de connexion et de l'embase sont négligeables. Il y a donc une désadaptation très forte entre le circuit de polarisation et le laser ce qui entraîne des réflexions du signal RF. Pour les applications dans les systèmes, ce type de réflexion est généralement nuisible car il génère des ondes stationnaires. C'est pour cette raison que l'on préfère souvent travailler avec des systèmes adaptés. De même, du côté de la photodiode, l'impédance de sortie étant cette fois très élevée, la photodiode se comporte comme une source de courant haute impédance.

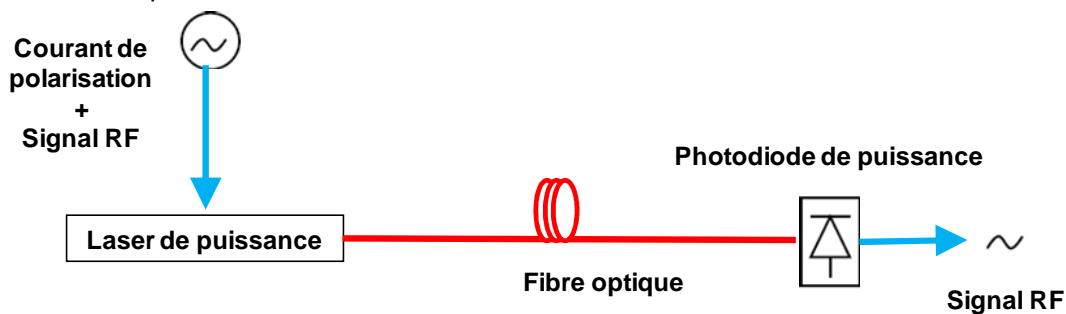


Fig. 5.1. Schéma de principe de la liaison optique.

#### 5.1.1.2. Descriptif et performances du laser et de la photodiode

Nous avons utilisé une diode-laser DFB de puissance avec une semelle diluée et une photodiode UTC de puissance pour réaliser la liaison optique. La Fig. 5.2 rappelle les performances de puissance et de RIN de la puce-laser utilisée. Nous avons privilégié une structure avec un fort rendement afin de maximiser le gain de la liaison quitte à avoir une valeur relativement élevée de RIN à la résonance. La puissance maximale du laser est supérieure à 180 mW et le rendement au seuil est 0.41 W/A (Fig. 5.2 a)). A fort courant ( $I > 450$  mA) la fréquence de résonance est supérieure à 6 GHz (Fig. 5.2 b)). Même si les valeurs de RIN à la résonance sont plus élevées par rapport à d'autres structures présentées dans la thèse, le RIN est très bas (jusqu'à -170 dB/Hz) pour les faibles fréquences ( $f < 2$  GHz). On peut par exemple voir sur l'insert de la Fig. 5.2 b) que le RIN reste inférieur à -160 dB/Hz jusqu'à 3 GHz pour une polarisation de 450 mA. La bande passante du laser à -3 dB est supérieure à 7 GHz.

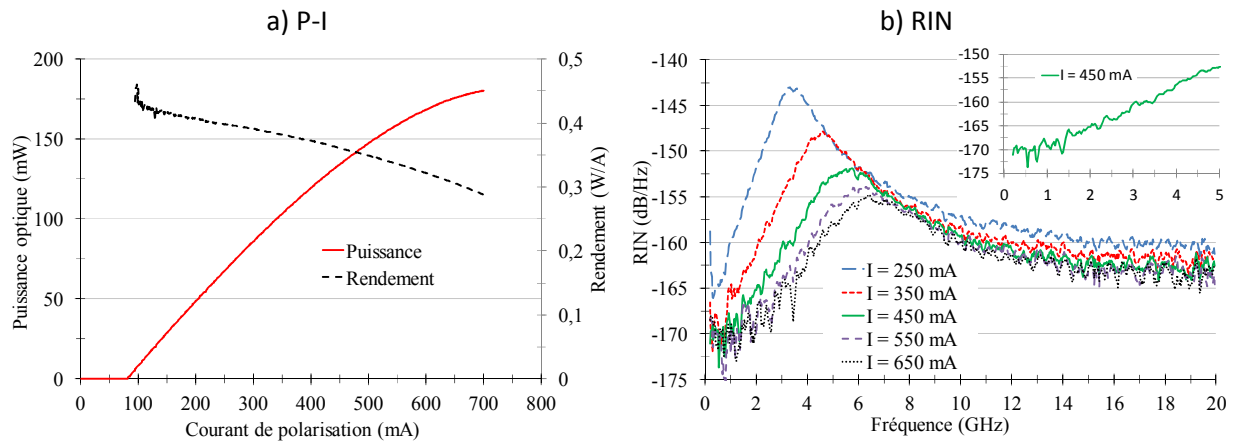


Fig. 5.2. P-I (a) et RIN (b) du laser à semelle diluée.

La conception et les performances des photodiodes UTC sont décrites dans (2) et (1). Le rendement de la photodiode est proche de 1 A/W et la bande passante à -3 dB est supérieure à 10 GHz pour des photocourants supérieurs à 20 mA. Le courant de saturation est de l'ordre de 100 mA (Fig. 5.3 (a)) et l'OIP3 est supérieur à 30 dBm jusqu'à 6 GHz (Fig. 5.3 (b)). L'insert de la Fig. 5.3 (b) présente l'OIP3 à 4.5 GHz en fonction du photocourant ; à partir de 30 mA, il est supérieur à 30 dBm.

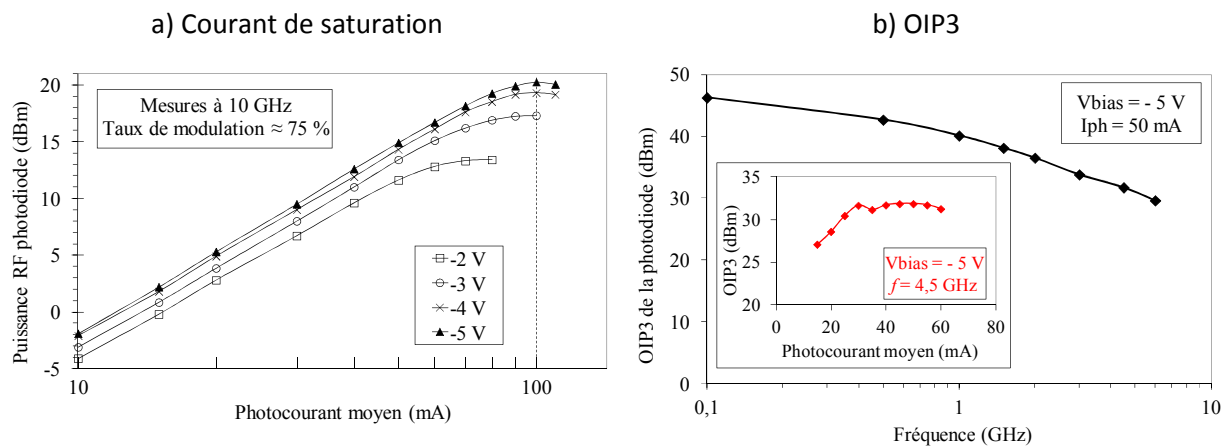


Fig. 5.3. Courant de saturation (a) et OIP3 (b) de la photodiode.

### 5.1.1.3. Gain de liaison sans adaptation d'impédance

L'Éq. 5.1 qui donne le gain de la liaison en dB en fonction des paramètres électriques et optiques des composants (3) est dérivée de l'Éq. 1.1 dans le cas d'une liaison sans adaptation d'impédance :

$$G_{\text{liaison, dB}} = 10 \log \left( \frac{8Z_0}{(R_{\text{série}} + Z_0)^2} (\eta_L L_{\text{opt}} \eta_{\text{ph}})^2 \frac{1}{2} Z_0 \right) \quad \text{Éq. 5.1.}$$

avec  $Z_0$  l'impédance de charge de la photodiode et de la source de courant laser (généralement 50  $\Omega$ ),  $r_{\text{série}}$  la résistance série du laser,  $\eta_L$  et  $\eta_{\text{ph}}$  les rendements couplés du laser et de la photodiode et  $L_{\text{opt}}$  les pertes optiques dues aux connections optiques. En prenant les valeurs de paramètres suivantes :  $Z_0 = 50 \Omega$ ,  $r_L = 1.5 \Omega$ ,  $\eta_L = 0.24 \text{ W/A}$  et  $\eta_{\text{PD}} = 1 \text{ A/W}$  et  $L_{\text{opt}} = 0 \text{ dB}$ , on peut estimer le gain de liaison à -6.8 dB. Les pertes de couplage du laser sont incorporées dans le rendement couplé du laser, la valeur de 0.24 W/A représentant 67 % du rendement du laser (0.36 W/A à 450 mA de courant de polarisation).

Le gain de liaison a été mesuré à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriels (Vector Network Analyser : VNA) 65 GHz Anritsu (Fig. 5.4). Une calibration des câbles hyperfréquences permet de retirer les contributions des câbles et des transitions et de placer le plan de phase à l'extrémité supérieure des pointes coplanaires du laser et de la photodiode.

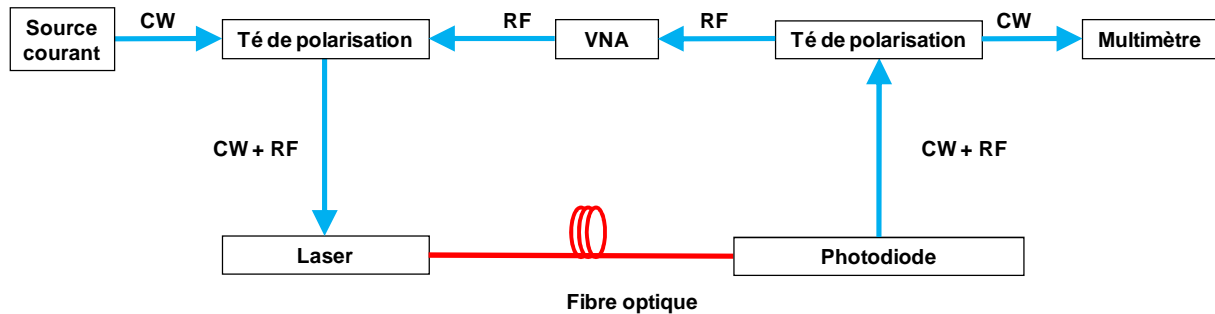


Fig. 5.4. Mesure de la bande passante de la liaison.

Les réponses à une modulation du laser (a), de la photodiode (b) et de la liaison complète (c) sont données Fig. 5.5. Pour un courant de polarisation laser de 450 mA et une tension de -5 V pour la photodiode, la puissance couplée du laser est de 90 mW et le photocourant mesuré n'est que de 78 mA à cause des pertes des connecteurs et de l'instabilité du couplage optique. En prenant un rendement de 1 A/W cela représente des pertes de 0.6 dB optiques (1.2 dB électriques), ce qui est tout à fait réaliste, si on considère que la liaison comportait 2 connecteurs optiques. La bande passante à -3 dB de la liaison optique est de 7.4 GHz. Le gain corrigé des pertes (1.2 dB électrique) est de -6.4 dB et reste relativement plat jusqu'à 7 GHz. La bande passante de la liaison est essentiellement limitée par la fréquence de coupure du laser. En effet, le laser présente une bande passante de 7.5 GHz à 450 mA alors que la photodiode présente une bande passante supérieure à 10 GHz à fort photocourant (Fig. 5.5 b)).

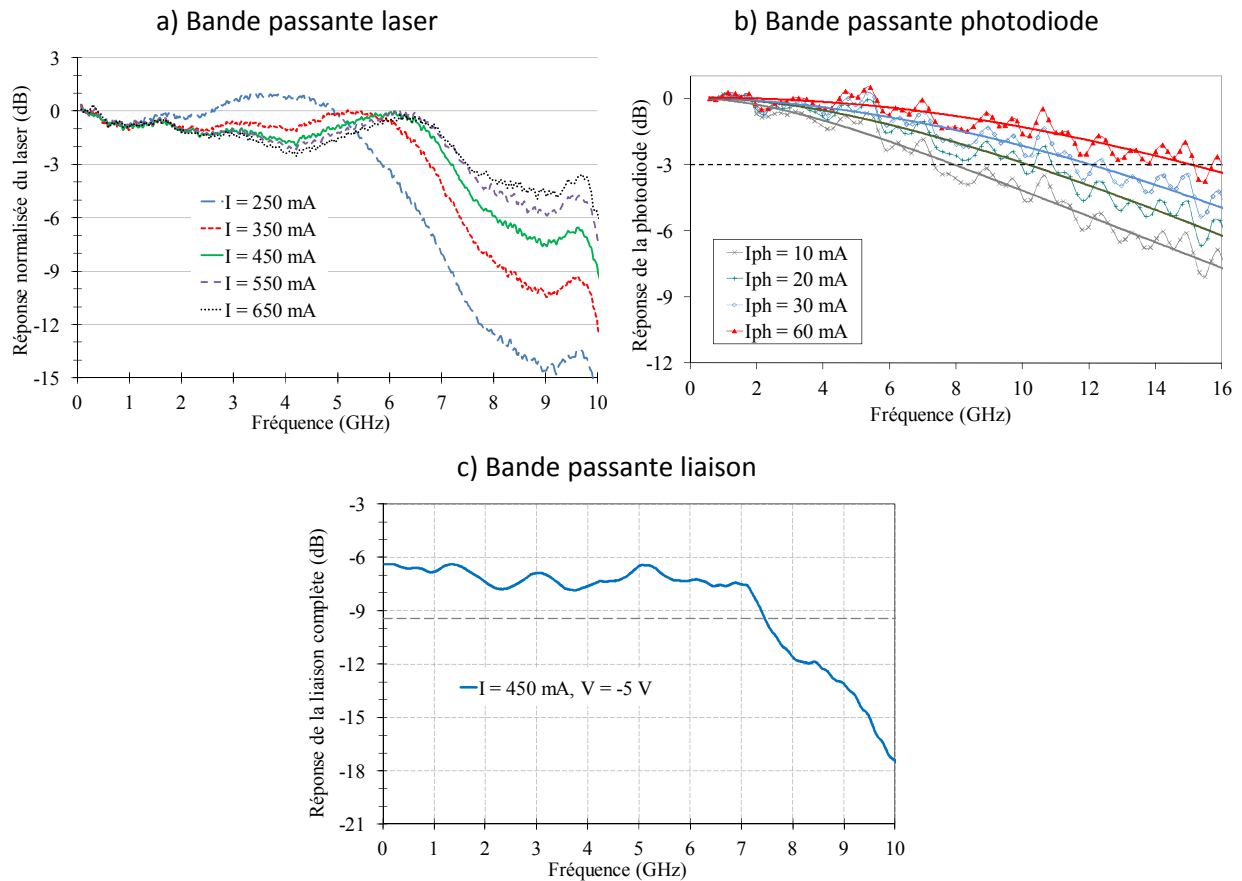


Fig. 5.5. Bande passante du laser seul (a), de la photodiode seule (b) et de la liaison optique complète (c).

#### 5.1.1.4. Non-linéarités et dynamique (SFDR) de la liaison

La linéarité de la liaison et donc des composants est essentielle pour garantir une grande dynamique à la liaison et une transmission sans distorsion des signaux (cf chapitre 1). Les non-linéarités les plus néfastes sont les non-linéarités d'ordre trois car elles sont situées près des porteuses et sont donc difficilement filtrées. Dans le cas d'une liaison en bande étroite, les harmoniques ( $2f$ ,  $3f$ ...) sont situés en dehors de la plage d'adaptation d'impédance ce qui signifie qu'ils vont être très fortement atténués par le circuit d'adaptation d'impédance.

Le principe de la mesure consiste à envoyer deux signaux hyperfréquences ( $f_1$  et  $f_2$ ) séparés de quelques dizaines de MHz sur le laser puis à mesurer les signaux photodéfectés correspondants aux produits d'intermodulation d'ordre 3 à  $2f_1 - f_2$  et  $2f_2 - f_1$ . La Fig. 5.6 expose le schéma de principe du banc de mesure d'intermodulation. Les deux signaux électriques sont synthétisés séparément par deux générateurs de fréquences puis amplifiés et finalement recombinaés dans un coupleur résistif. Après la photodétection, un analyseur de spectre électrique (Electrical Spectrum Analyzer : ESA) mesure le niveau des signaux RF.

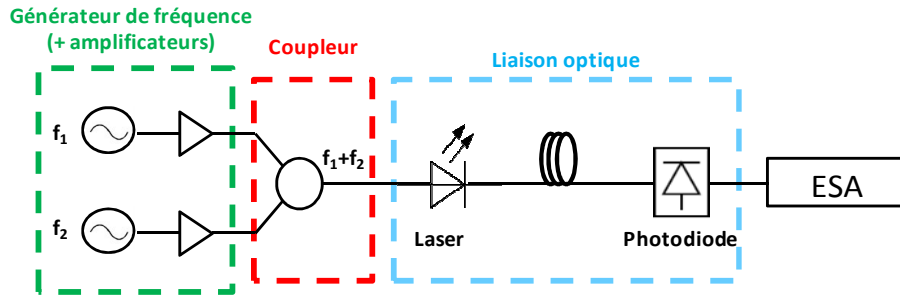


Fig. 5.6. Schéma de principe des mesures d'intermodulation d'ordre 3.

Les mesures d'intermodulation d'ordre 3 permettent de déduire les points d'interception d'ordre 3 en entrée et en sortie de la liaison. Sur l'exemple Fig. 5.7, la mesure de  $f_1$  et  $f_2$  est représentée par les losanges et les cercles bleus alors que les intermododes d'ordre 3 sont les triangles roses et les carrés rouges. Les niveaux mesurés étant très faibles, dans cet exemple les intermododes sont en dessous du plancher de bruit de mesure ( $\approx -80$  dBm) pour des puissances d'entrée ( $P_{in}$ ) inférieures à 10 dBm. Au dessus de 10 dBm, les intermododes sont mesurables et ont une pente de 3 en dB. En prolongeant cette droite de pente 3 et celle des fréquences fondamentales de pente 1, on trouve le point d'interception d'ordre 3. Dans cet exemple, il est de 44.3 dBm en entrée et de 24.8 dBm en sortie. La différence entre le point d'interception d'ordre 3 en sortie et en entrée est donnée par le gain de la liaison (-19.5 dB).

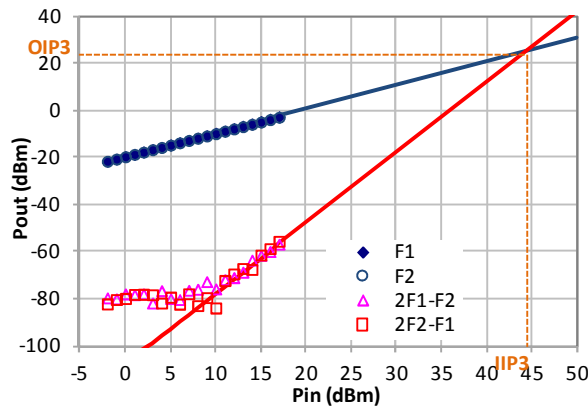


Fig. 5.7. Points d'interception d'ordre 3 en entrée et en sortie.

Dans le chapitre 1, les équations de la puissance de bruit des trois différentes sources de bruit d'une liaison optique sont explicitées (Éq. 1.2, Éq. 1.3 et Éq. 1.5) en fonction des paramètres du laser et de la photodiode. Connaissant le niveau de RIN du laser et le photocourant, on peut donc estimer le bruit total de la liaison (Éq. 5.2) puis la SFDR en appliquant l'Éq. 5.3.

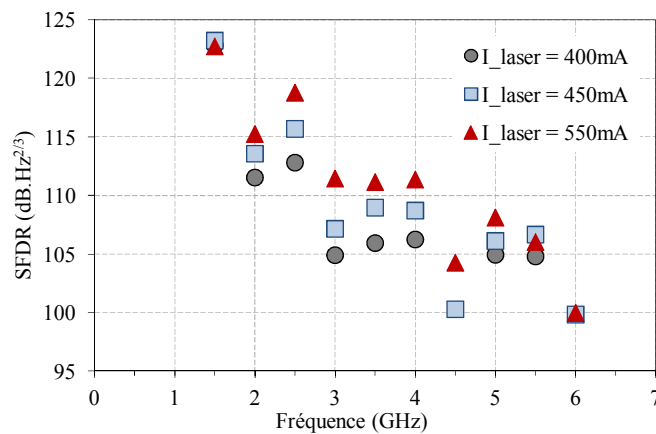
$$\begin{aligned}
 Noise_{dB} &= (P_{th} + P_{shot} + P_{RIN})_{dB} \\
 &= 10 \log [k_B T \Delta f + 2q R_C I_{ph} \Delta f + R_C I_{ph}^2 RIN \Delta f]
 \end{aligned}
 \tag{Éq. 5.2}$$

$$SFDR_{dB} = \frac{2}{3} (OIP3_{dB} - Noise_{dB})
 \tag{Éq. 5.3}$$

Dans un premier temps, nous avons examiné l'évolution de la SFDR en fonction de la fréquence des signaux hyperfréquences (Fig. 5.8) pour trois valeurs de courants de polarisation du laser (400, 450 et 550 mA). Nous avons décidé de travailler à photocourant constant pour mieux comprendre l'évolution des non-linéarités du laser en fonction du courant de polarisation. La valeur de

photocourant de 50 mA a été choisie pour éviter toute saturation de la photodiode. Les mesures ont été faites de 1,5 à 6 GHz car nous ne disposons pas d'amplificateur avec suffisamment de gain à des fréquences plus basses.

Aux faibles fréquences ( $f < 2.5$  GHz), la dynamique dépasse les  $120 \text{ dB.Hz}^{2/3}$ . On peut noter que la dynamique diminue de façon quasi-linéaire quand la fréquence augmente. De 2 à 5 GHz, l'impact du courant laser sur la SFDR est important : en augmentant le courant, la SFDR est fortement améliorée à la fois car les non-linéarités (compression et intermodes d'ordre 3) du laser diminuent (les non-linéarités de la photodiode sont constantes car le photocourant est le même) et parce que la puissance de bruit diminue au travers d'une amélioration du RIN. En dessous de 2 GHz, on n'observe pas d'évolution de la SFDR en fonction du courant laser. En effet, à cette fréquence, le RIN est proche de  $-170 \text{ dB/Hz}$  pour les trois courants de polarisation du laser, ce qui constitue le plancher de bruit de notre banc de mesure du RIN. Les valeurs d'OIP3 étant aussi très élevées ( $\text{OIP3} > 40 \text{ dBm}$ ), nous sommes proches des puissances maximales mesurables par le banc. Au dessus de 5 GHz, les non-linéarités du laser augmentent très fortement car nous nous rapprochons de la fréquence de résonance du laser ce qui limite la dynamique de la liaison (4).



**Fig. 5.8. SFDR en fonction de la fréquence pour trois courants de polarisation du laser, le photocourant étant fixé à 50 mA.**

Dans la suite, les mesures d'OIP3 et de SFDR ont été réalisées à la fréquence de 2,5 GHz pour s'affranchir de la résonance du laser. Nous avons d'abord examiné l'évolution de la SFDR en fonction du courant laser pour un photocourant constant (Fig. 5.9) puis l'inverse (évolution de la SFDR en fonction du photocourant pour un courant laser constant) (Fig. 5.10). Ces mesures vont nous permettre de mieux comprendre la part du laser et/ou de la photodiode dans la dynamique de la liaison.

La dynamique de la liaison en fonction du courant laser sur une plage de 200 à 600 mA est tracée (Fig. 5.9) pour trois valeurs de photocourant (10, 20 et 40 mA). Jusqu'à des courants de 450 mA, la SFDR augmente quasi-linéairement avec le courant laser. Cette évolution est due à une meilleure linéarité du laser et à une baisse du niveau du RIN. Au dessus de 500 mA, le niveau de RIN du laser devient inférieur à  $-166 \text{ dB/Hz}$ . Pour un photocourant inférieur ou égal à 40 mA, le bruit de grenaille est donc le bruit dominant. La linéarité du laser n'évolue plus, ce qui se traduit par une stagnation du niveau de SFDR.

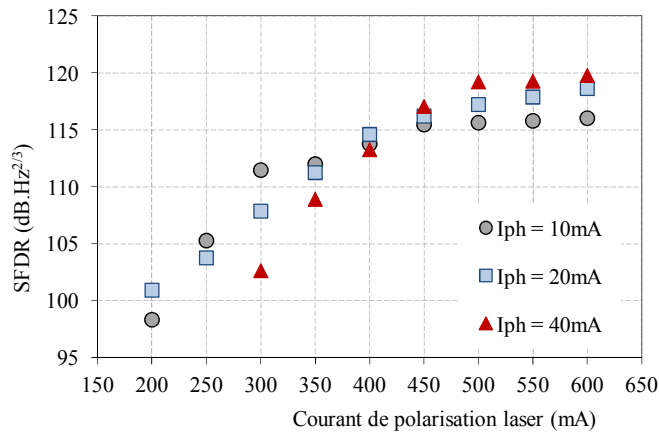


Fig. 5.9. SFDR en fonction du courant de polarisation du laser, pour trois valeurs de photocourant.

Les graphes Fig. 5.10 et Fig. 5.11 représentent respectivement l'OIP3 et la SFDR en fonction du photocourant pour toute une gamme de courant laser. Le photocourant est modifié en changeant le couplage optique en reculant ou en avançant la fibre optique ce qui revient à changer les pertes optiques dans la liaison. En pratique dans une liaison optique, les pertes optiques peuvent être volontaires ou involontaires. Des pertes volontaires peuvent être causées par exemple par un coupleur dans le cas de distribution de signaux (un laser envoyant un signal à N photorécepteurs) ou bien par un atténuateur optique servant à protéger une photodiode ou un autre composant d'une trop forte puissance. Des pertes involontaires sont plutôt liées aux connexions optiques ou à l'absorption dans la fibre optique.

Concernant l'OIP3, l'enveloppe logarithmique est liée essentiellement à la variation du gain de la liaison (Fig. 5.10 b). En dessous de 10 mA, le faible gain de la liaison ( $G < -20$  dB) engendre un OIP3 faible. A partir d'un photocourant de 20 mA, l'OIP3 commence à saturer pour un courant laser faible (350 mA). Pour des courants lasers plus importants, la saturation de l'OIP3 apparaît à des photocourants plus élevés (jusqu'à 50 mA). Pour chaque photocourant (non-linéarités de la photodiode constante) l'OIP3 est maximum pour le courant laser le plus élevé. Pour des courants laser importants ( $I > 500$  mA), nous atteignons des valeurs d'OIP3 d'environ 36 dBm, ce qui correspond à l'OIP3 maximum de la photodiode à 2,5 GHz (Fig. 5.3). A partir de 60 mA de photocourant, les valeurs d'OIP3 commencent à diminuer. Nous attribuons cela au fait que nous nous rapprochons assez fortement du courant de saturation de la photodiode (1).

Pour les faibles photocourants, les limitations en termes d'OIP3 sont essentiellement dues à la variation du gain de la liaison en fonction des pertes optiques alors qu'aux forts photocourants c'est la linéarité de la photodiode qui limite la valeur maximale d'OIP3. Les non-linéarités du laser ont cependant un rôle sur l'OIP3 de la liaison. En effet, avec une modulation à deux tons, le laser va générer des harmoniques d'ordres supérieurs et des intermodes (ordre 3, 5 etc...). Toutes ces fréquences vont être photodétectées et mixées par la photodiode. Les non-linéarités d'ordre 3 mesurées à la sortie de la liaison sont donc en partie celles générées directement par le laser et en partie celles mixées par la photodiode.

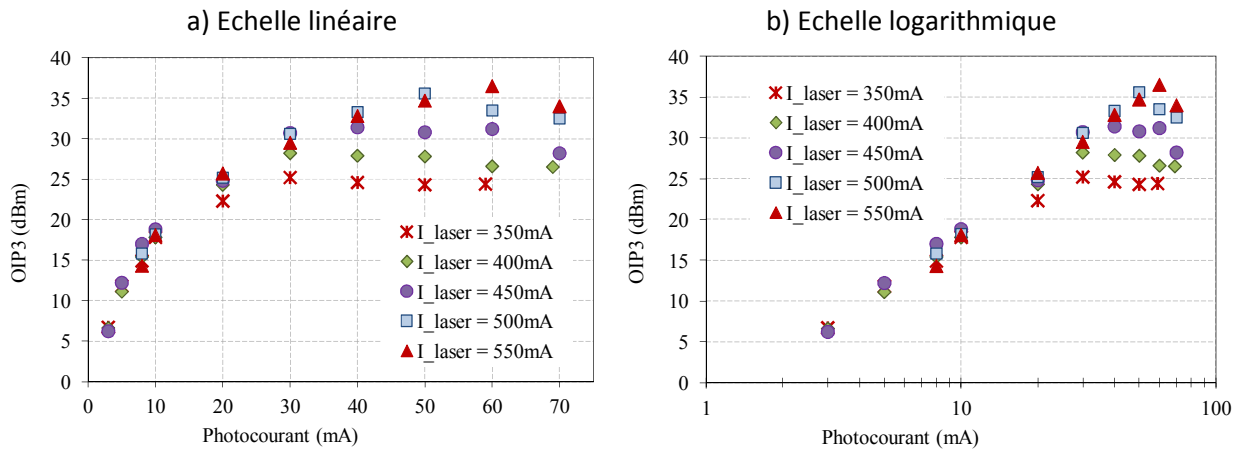


Fig. 5.10. OIP3 à 2.5 GHz en fonction du photocourant pour différentes valeurs de courant de polarisation laser en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

Les Fig. 5.11 représentent les valeurs de SFDR correspondantes aux valeurs d'OIP3 de la Fig. 5.10 en échelle linéaire (a) et logarithmique (b). En plus des non-linéarités, on a ajouté comme paramètre le niveau de RIN du laser, qui varie en fonction du courant laser. Les valeurs maximales de SFDR sont obtenues juste après la saturation de l'OIP3. Nous démontrons ainsi des SFDR de l'ordre de  $120 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  à 2.5 GHz pour des photocourants et des courants lasers élevés ( $I_{ph} > 40/50 \text{ mA}$  et  $I_{laser} > 450 \text{ mA}$ ). On peut aussi noter qu'il faut choisir de manière assez attentive et conjointement le point de polarisation du laser et de la photodiode si l'on souhaite maximiser la SFDR.

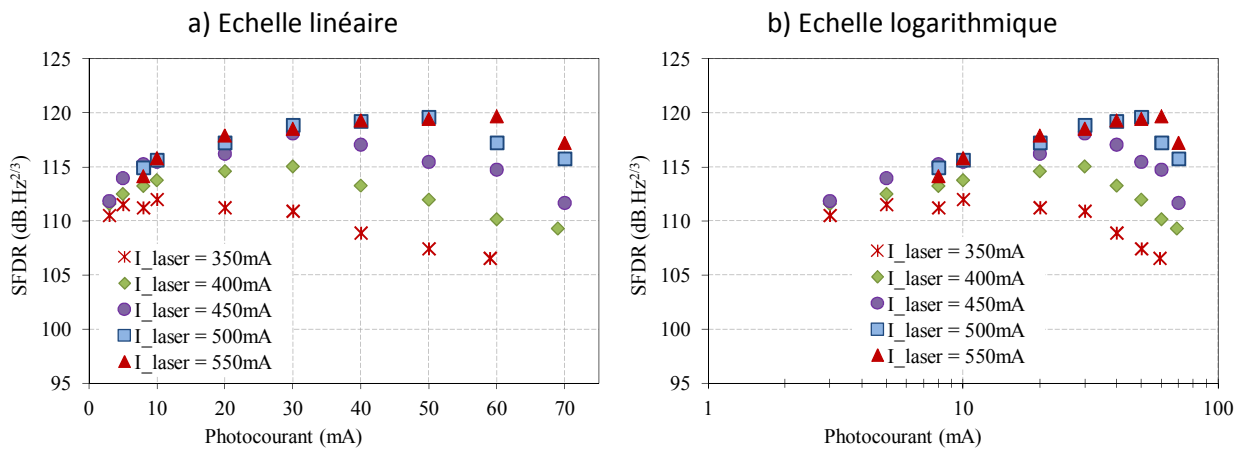


Fig. 5.11. SFDR à 2.5 GHz en fonction du photocourant pour différentes valeurs de courant de polarisation laser en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

#### 5.1.1.5. Analyse des résultats et comparaison avec la littérature

Couplée à une photodiode de puissance, la diode laser développée durant cette thèse a permis de réaliser des liaisons optiques non adaptées en impédance de grande dynamique. Ce sont bien les efforts mis sur le développement de ces composants spécifiques qui ont permis d'obtenir ces bons résultats.

Nous avons d'abord démontré une liaison optique sans adaptation d'impédance avec un gain de liaison de  $-6.4 \text{ dB}$  et une bande passante de modulation à  $-3 \text{ dB}$  de  $7.4 \text{ GHz}$ . Les mesures d'intermodulation d'ordre 3, nous ont ensuite permis de calculer les dynamiques (SFDR) de liaison pour différentes fréquences de modulation et différents points de polarisation du laser et de la



photodiode. Nous avons d'abord confirmé la nécessité de travailler avec des composants (laser ET photodiode) de puissance et un laser faible RIN pour obtenir de bonnes performances de dynamique. Nous avons démontré des SFDR aussi élevées que  $123 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  à 1.5 GHz et  $120 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  à 2.5 GHz. A 2.5 GHz, les résultats ont été obtenus avec un courant laser de 500 mA et un photocourant de 50 mA, l'OIP3 étant à 36 dBm et le gain de liaison à  $-12.7 \text{ dB}$ . Les mesures présentées sur la Fig. 5.11 montrent l'importance de choisir de manière coordonnée les points de polarisation du laser et de la photodiode si l'on souhaite maximiser la SFDR.

Getty et al. (5) et Carlsson et al. (6) ont démontré des gains de liaison de  $-4 \text{ dB}$  (5 GHz de bande passante) et  $-12 \text{ dB}$  (8 GHz de bande passante) pour une gamme similaire de bande passante de modulation en se servant respectivement d'un laser à cascade bipolaire à  $1.55 \mu\text{m}$  et d'un VECSEL multimode à  $850 \text{ nm}$ . Dans le même temps, Carlsson et al. ont obtenu une SFDR entre 94 et  $100 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  de 1 à 8 GHz. Getty et al. ont montré une SFDR de  $120 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  mais à une fréquence de 500 MHz (les linéarités sont beaucoup plus faibles à basse fréquence). Pappert et al. (7) ont utilisé un laser à  $1.3 \mu\text{m}$ , pour obtenir une liaison avec un gain de  $-8.4 \text{ dB}$ , une bande passante de 3.7 GHz et une SFDR de  $125 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  jusqu'à 1 GHz. Gee et al. (8) ont publié des SFDR de  $120 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  et  $110 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  à 1 et 4 GHz. Par rapport à la majorité des autres travaux dans le domaine qui ont concentré leurs efforts sur l'optimisation d'un seul paramètre de la liaison à la fois (fort gain ou forte dynamique), nous avons développé dans cette étude une liaison optimisée à la fois pour le gain de liaison et pour la SFDR. Nous avons obtenu une dynamique de liaison supérieure à  $120 \text{ dB/Hz}^{2/3}$  à 1.5 GHz et un gain de liaison de  $-6.4 \text{ dB}$  avec une bande passante supérieure à 7 GHz. La comparaison du gain et de la bande passante de modulation à  $-3 \text{ dB}$  de notre liaison sans adaptation d'impédance par rapport à l'état de l'art de ce type de liaison est donnée sur la Fig. 5.12(a). La Fig. 5.12(b) est une superposition de nos résultats et de l'état de l'art de la SFDR en fonction de la fréquence pour des liaisons sans adaptation d'impédance à modulation directe.

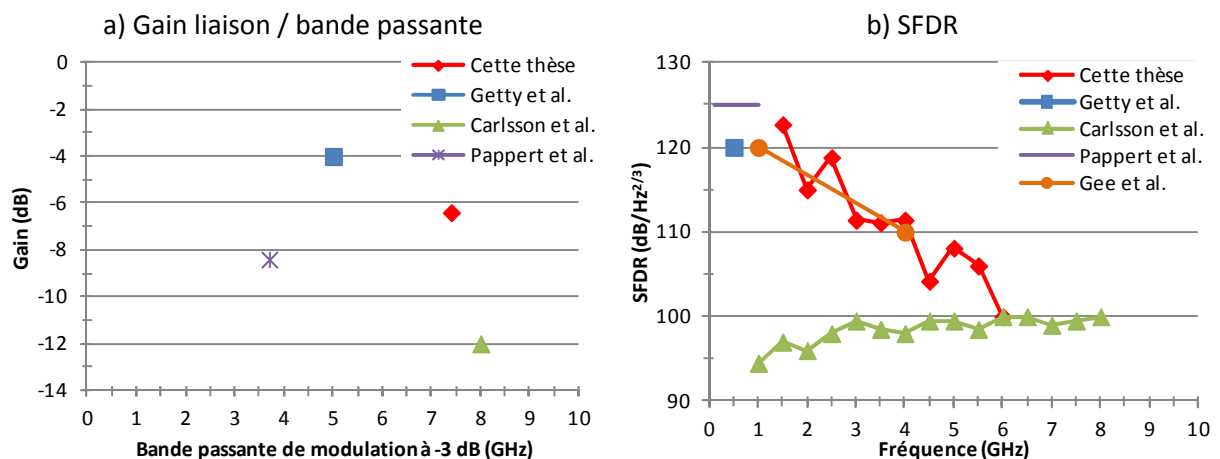


Fig. 5.12. Comparatif des différents résultats de gain de liaison/bande passante de modulation (a) et de SFDR (b) en fonction de la fréquence.

Dans cette partie, nous avons testé des liaisons optiques large bande sans aucune adaptation d'impédance des composants. Cela nous a permis de mesurer le gain et la bande passante de la liaison complète et de voir l'influence des composants sur ces performances. Pour ces mesures nous avons utilisé un laser DFB de puissance à semelle diluée (structure peu déconfinée avec une semelle diluée de  $1.685 \mu\text{m}$ ). La bande passante à  $-3 \text{ dB}$  est supérieure à 7 GHz et est limitée par la bande passante du laser (7.5 GHz). Le gain de la liaison est de  $-6.4 \text{ dB}$  : cette forte valeur a été obtenue grâce aux forts rendements du laser et de la photodiode. Ensuite, nous avons

particulièrement analysé l'évolution de l'OIP3 et de la SFDR en fonction de la fréquence de modulation et en fonction des paramètres de polarisation du laser et de la photodiode. Nous avons constaté que si l'on souhaite maximiser la SFDR, le choix de la polarisation du laser et de la photodiode doit être réalisé soigneusement et de manière conjointe.

### 5.1.2. Liaison avec adaptation d'impédance bande étroite

Dans cette partie, nous verrons la mise en œuvre expérimentale des liaisons optiques en bandes étroites, puis l'adaptation d'impédance effectuée et nous finirons par les résultats mesurés sur deux types de liaison (bande L et S). La majorité du travail (conception des cartes d'adaptation d'impédance, mesures des liaisons...) que je présente ici a été effectuée chez Thales Air Systems à Limours.

#### 5.1.2.1. Adaptation d'impédance en bande étroite

L'adaptation d'impédance a pour but de transmettre au laser le maximum de la puissance RF injectée et de limiter les réflexions dues à la désadaptation d'impédance entre le laser et le générateur RF. En effet, les générateurs RF ont généralement une impédance interne de  $50 \Omega$  et il est démontré que le transfert de puissance vers une charge est maximal lorsque cette charge présente une impédance égale au complexe conjugué de l'impédance de la source (9). Or le laser présente généralement une impédance inférieure à  $5 \Omega$ , d'où la nécessité de réaliser l'adaptation d'impédance. L'adaptation n'est efficace que sur une certaine gamme de fréquence d'où l'appellation bande étroite. De même, dans le cas de la photodiode, l'adaptation d'impédance permet de maximiser le transfert de puissance de la photodiode vers la charge. En pratique, l'adaptation d'impédance consiste à ajuster de manière réactive la faible résistance du laser ( $r_L$ ) et la forte résistance du détecteur ( $R_D$ ) au réseau  $50 \Omega$ . La Fig. 5.13 présente le schéma de principe d'une liaison optique avec adaptation d'impédance.

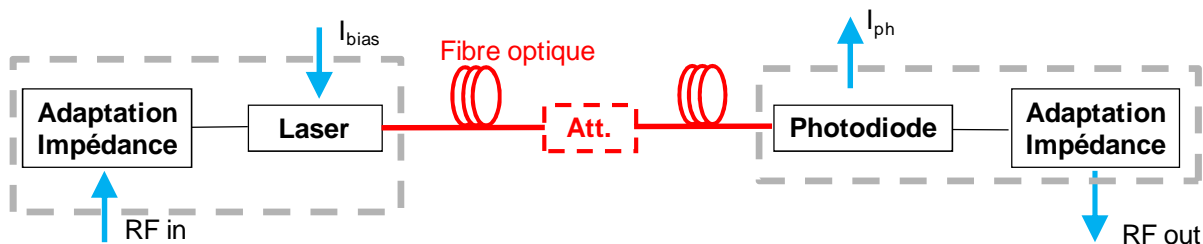


Fig. 5.13. Schéma de principe d'une liaison optique avec adaptation d'impédance.

Nous avons focalisé notre travail sur 2 bandes de fréquences intéressantes pour les radars au sol:

- Bande L entre 1 et 2 GHz
- Bande S entre 2 et 4 GHz.

Le module et notamment l'accès électrique, a été conçu plus particulièrement pour permettre une adaptation d'impédance. Les fils de connexion pour la RF sont très courts et l'impédance vue de

l'extérieur du module est seulement la résistance propre du laser ( $\approx 1.5 \Omega$ ) : il n'y a pas de résistance série supplémentaire ce qui permet de maximiser le transfert de puissance RF.

On ne peut pas faire une adaptation d'impédance efficace sur toute la gamme de fréquence de la bande (9). En pratique, l'adaptation est faite seulement sur une partie de la bande, typiquement 5 à 20 %. Les Fig. 5.14(a) et (b) montrent les résultats de mesures des adaptations d'impédance pour le laser et la photodiode respectivement en bande L et S. Pour le laser, le paramètre  $S_{11}$  représentant le coefficient de réflexion en puissance à l'entrée du laser est autour de -8/-9 dB pour les deux bandes de fréquences (environ 15.8/12.6 % de réflexions). Pour la photodiode, dans le cas de la bande L et S, le paramètre  $S_{22}$  représentant le coefficient de réflexion en puissance à la sortie de la photodiode est respectivement inférieur à -15 dB ( $\approx 3.2\%$ ) et -9 dB. Pour la bande S, les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  sont plus chahutés car la bande d'adaptation d'impédance est beaucoup plus importante (500 MHz au lieu de 150 MHz), ce qui rend l'adaptation d'impédance plus délicate.

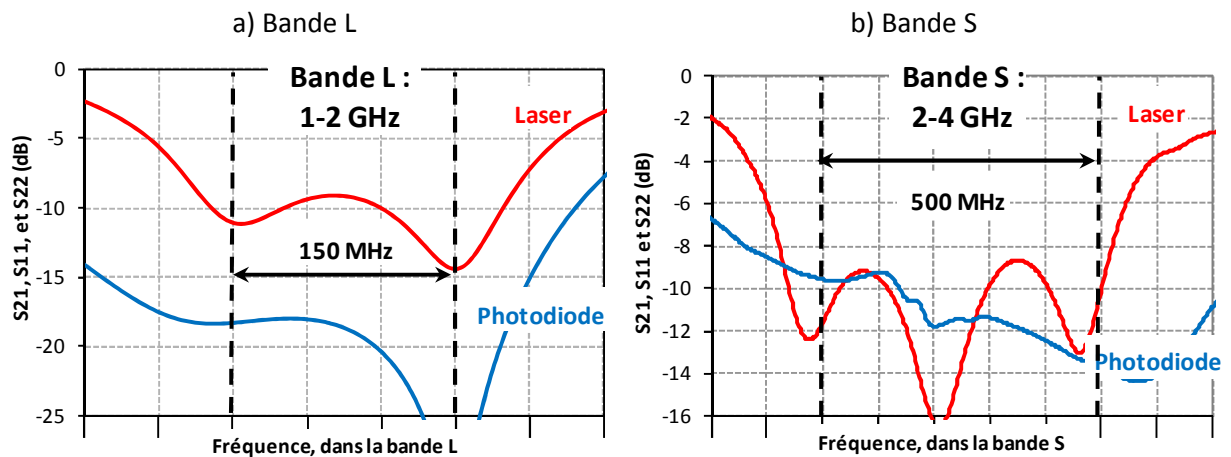


Fig. 5.14. Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  pour les adaptations d'impédance en bande L (a) et S (b).

Si l'on reprend l'Éq. 1.1 qui représente le gain d'une liaison à modulation directe dans le cas général, on peut en déduire le gain de liaison dans le cas d'une liaison parfaitement adaptée en impédance en prenant  $|H_L|^2 = |H_L|^2 = 1$ ,  $|S_{11}|^2 = |S_{22}|^2 = 0$  (pas de réflexion),  $\text{Re}(Z_L) = R_{\text{série}}$  et  $\text{Re}(Y_{\text{ph}}) = 1/R_D$ . Dans ce cas, le gain de liaison en dB prend la forme suivante (3):

$$G_{\text{liaison, dB}} = 10 \log \left( \frac{1}{R_{\text{série}}} (\eta_L \cdot L_{\text{opt}} \cdot \eta_{\text{ph}})^2 \frac{R_D}{4} \right) \quad \text{Éq. 5.4.}$$

En considérant les valeurs des différents paramètres des composants développés ( $\eta_L = 0.2/0.25 \text{ W/A}$ ,  $R_D = 150 \Omega$  et  $L_{\text{opt}} = 0.3 \text{ dB}$ ), on obtient un gain de liaison entre 0 et +2 dB. Le fait d'avoir une résistance de laser très faible permet d'augmenter très fortement le ratio  $R_D/r_{\text{série}}$  et d'atteindre ainsi de forts gains de liaison.

La Fig. 5.15 (a) est une photographie du module-laser soudé sur la carte d'adaptation d'impédance. La photographie d'une maquette d'émission laser réalisée est donnée Fig. 5.15 (b). La maquette comprend le module laser soudé sur sa carte d'adaptation d'impédance, un ventilateur, les différentes entrées électriques (RF, alimentation du module et du ventilateur) et la sortie optique. Des maquettes de réception photodiode ont aussi été montées.

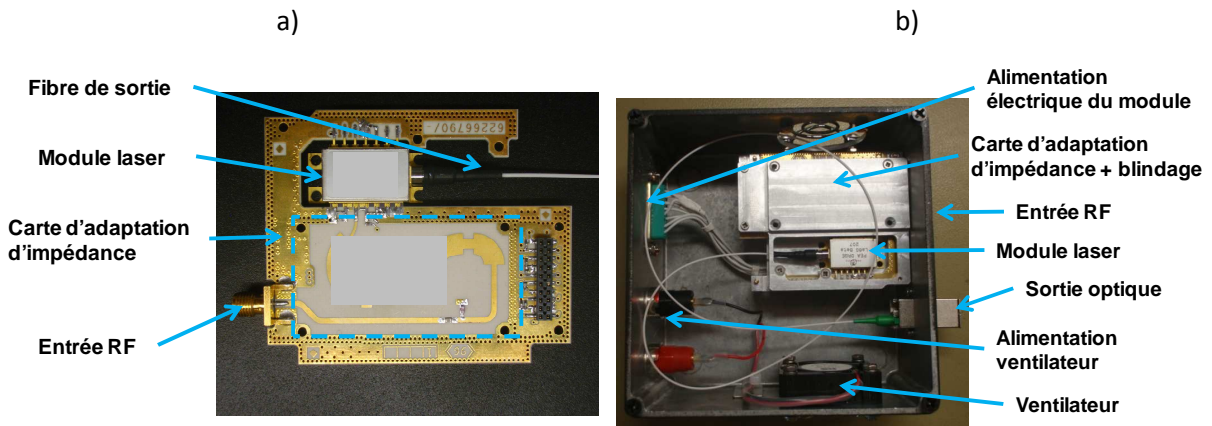


Fig. 5.15. Photographie d'un module-laser avec son adaptation d'impédance (a) et de la maquette d'émission laser (b).

#### 5.1.2.1. Performances des liaisons adaptées en bandes L et S

Dans les paragraphes suivants, nous allons nous intéresser aux performances des liaisons adaptées en impédance en bande L et S. Nous nous attacherons à comparer les résultats de ces deux bandes de fréquence, en dégagant les paramètres physiques des composants responsables des écarts de performances.

La bande d'adaptation d'impédance de la liaison optique en bande L est de 150 MHz entre 1 et 2 GHz ce qui représente environ 10 % de bande. Les principales conditions expérimentales sont résumées dans le Tab. 5.1. Pour un courant de 375 mA, la puissance fibrée et le rendement du module sont respectivement de 60 mW et 0.2 W/A (couplage optique de l'ordre de 55 %),

La liaison optique en bande S est d'une extension de 500 MHz entre 2 et 4 GHz soit environ 16 % de bande. Les conditions expérimentales sont données dans le Tab. 5.1. Par rapport à la liaison en bande L, pour un même courant laser, le rendement du module-laser utilisé dans cette liaison est plus élevé (0.24 au lieu de 0.20 W/A) et la puissance fibrée est plus élevée ( $\approx 72$  mW). Cela va permettre de mettre en relief l'importance du rendement pour le gain de la liaison. Le photocourant mesuré est d'environ 60 mA.

Le courant de polarisation du laser est fixé à 375 mA, pour obtenir conjointement un RIN du laser faible ( $\text{RIN} < -160$  dB/Hz dans les bandes d'intérêts), un fort rendement du laser ( $\eta_{\text{couplé}} > 0.2$  W/A) et une fréquence de relaxation supérieure à 6 GHz. A cause de l'adaptation d'impédance, l'impédance de charge de la photodiode est supérieure à 50  $\Omega$ . Pour un taux de modulation élevé, la tension aux bornes de la photodiode va fortement osciller ce qui va dégrader le courant de saturation (10). Pour conserver un courant de saturation élevé (> 50-60 mA), il faut choisir une tension de polarisation élevée pour la photodiode. Par rapport aux mesures de liaisons faites sans adaptation d'impédance, il a fallu augmenter la tension de polarisation de la photodiode de 5/6 à 8 V.

Pour les deux liaisons présentées, il n'y a pas d'atténuateur optique dans la liaison. Les pertes optiques, inférieures à 1 dB, sont donc uniquement celles dues aux connecteurs.

Tab. 5.1. Conditions expérimentales des liaisons en bande L et S.

Conditions expérimentales des liaisons optimisée		Bande L	Bande S	Unités
Température de l'environnement		20	20	°C
Tension de polarisation de la photodiode		8	8	V
Température de régulation du laser		25	25	°C
Courant de polarisation laser		375	375	mA
Atténuateur optique additionnel		0	0	dB
Photocourant mesuré		50	60	mA
Estimation des pertes optiques totales	Courant de seuil ( $I_{seuil}$ )	72	72	mA
	Rendement laser ( $\eta_l$ )	0.20	0.24	W/A
	Rendement photodiode ( $\eta_{ph}$ )	> 1.05	> 1.05	A/W
	Pertes optiques totales ( $L_{opt}$ )	< 1.0	< 1.0	dB

Les mesures du gain de liaison superposées avec le  $S_{11}$  et  $S_{22}$  de la liaison sont données sur la Fig. 5.16(a) pour la bande L et Fig. 5.16(b) pour la bande S. Le gain est de  $+0.25 \text{ dB} \pm 0.25 \text{ dB}$  pour la bande L et  $+1 \text{ dB} \pm 1 \text{ dB}$  pour la bande S. Nous avons donc obtenu un gain de liaison supérieur à 0 dB pour les deux liaisons. Ce sont les rendements élevés du laser et de la photodiode et l'adaptation d'impédance efficace qui permettent d'obtenir ce fort gain de liaison. Pour la photodiode, le rendement est maximisé grâce à la forte injection de puissance optique et à la forte tension de polarisation. Si l'on se réfère à (1), on peut estimer que l'efficacité passe de 0.95 A/W à 20 mA de photocourant et 5 V de polarisation à plus de 1.05 A/W voire 1.1 A/W à 60 mA de photocourant et 8 V de polarisation.

Les variations du gain observées sont dues aux variations de l'adaptation d'impédance du laser et de la photodiode ( $S_{11}$  et du  $S_{22}$  de la Fig. 5.14 à droite). L'amplitude des variations du gain étant contenue dans 1 dB, cela n'est pas gênant d'un point de vue de l'utilisateur.

Malgré une adaptation d'impédance plus efficace en bande L, notamment du côté de la photodiode ( $S_{21} < -18 \text{ dB}$  au lieu de  $-9 \text{ dB}$  pour la bande S), le gain de liaison en bande L est plus faible qu'en bande S ( $\approx 0.75 \text{ dB}$  d'écart). Une grosse partie de cette différence est due au plus faible rendement du laser. Si on considère une adaptation d'impédance identique, le passage du

rendement de 0.24 à 0.20 W/A entraîne une perte de gain de 1.58 dB ( $10 \log \left( \left( \frac{0.24}{0.20} \right)^2 \right) = 1.58 \text{ dB}$ ).

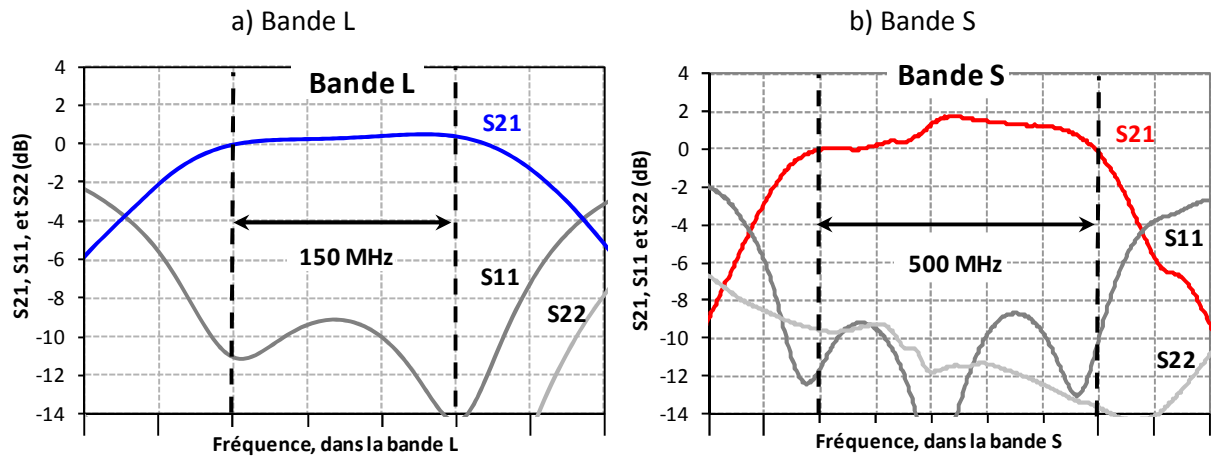


Fig. 5.16. Gain de liaison en bande L (a) et S (b).

Le point de compression à -1 dB est tracé Fig. 5.17(a) pour la bande L et Fig. 5.17(b) pour la bande S. Pour la bande L, la compression de la liaison a été mesurée pour différentes valeurs de tension de polarisation de la photodiode (4, 6 et 8 V). Le point de compression à -1 dB en sortie passe respectivement de 15 à 18 puis 21 dBm avec l'augmentation de la tension aux bornes de la photodiode. Aux faibles valeurs de tension, la compression de la liaison est limitée par la photodiode. En augmentant la tension, on augmente la puissance de saturation de la photodiode jusqu'à se placer avec une tension avec laquelle c'est seulement la compression du laser ( $\approx 22$  dBm) qui limite la compression de la liaison.

En bande S, le point de compression en sortie est aussi limité à 21 dBm. Il est principalement limité par le point de compression du laser (environ 22 dBm), car la forte tension de polarisation de la photodiode permet de repousser le point de compression de la photodiode vers des valeurs plus élevées (1).

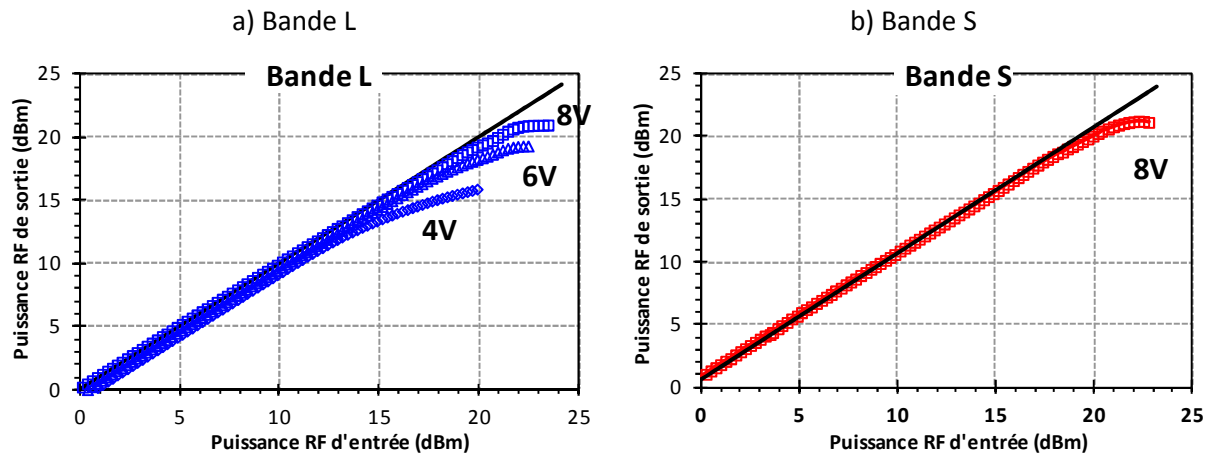


Fig. 5.17. Point de compression en bande L (a) et S (b).

Les mesures du facteur de bruit (Noise Figure : NF) en fonction du photocourant en bande L et S sont représentées sur la Fig. 5.18(a). La mesure est réalisée en mettant un atténuateur variable dans la liaison pour modifier le photocourant. Les paramètres de polarisation du laser et de la photodiode sont donc identiques quel que soit le photocourant. Le NF est défini comme le ratio entre la puissance de bruit en sortie et le produit de la puissance de bruit thermique par le gain (Éq. 5.5).

$$NF = \frac{P_{\text{bruit en sortie}}}{P_{\text{bruit thermique}} \text{Gain}} \tag{Éq. 5.5}$$

Le NF décroît de -20 dB par décade à faible courant (domination du bruit thermique) puis de -10 dB par décade aux valeurs intermédiaires de photocourant (domination du bruit de grenaille (11)).

En bande L, le NF est plus faible que 30 dB sur toute la bande et atteint un minimum de 29 dB pour 50 mA de photocourant. Ce faible niveau est obtenu grâce au très faible RIN du laser (< -165 dB/Hz) et au fort gain de liaison. On peut cependant noter qu'à un photocourant de 50 mA, le RIN n'est pas entièrement dominant. Dans cette gamme de fréquence, le RIN est inférieur à -165 dB/Hz, ce qui implique qu'il faut travailler à des valeurs de photocourant très élevées (> 100 mA) pour être en régime de RIN dominant. En bande S, à 60 mA de photocourant, le NF atteint 33.5 dB, qui est la valeur limite fixée par le RIN du laser (12).

La Fig. 5.18(b) représente le NF pour différentes fréquences dans la bande S, en fonction du courant laser et de la tension de polarisation de la photodiode. La première remarque concerne le niveau du NF qui n'est pas constant sur toute la bande d'intérêt de 500 MHz. La remontée de 4 à 5 dB du NF aux hautes fréquences est due à la dégradation du niveau du RIN du laser. En effet, en bande S, le niveau de RIN n'est pas constant sur les 500 MHz de bande : on commence à voir la remontée du RIN à la fréquence de relaxation. La deuxième remarque concerne les mesures faites à différents courants de polarisation laser. L'abaissement du NF d'environ 1 dB pour une augmentation du courant de 50 mA correspond à l'amélioration du RIN quand on augmente le courant laser (augmentation de la densité de photons). Il y a néanmoins un compromis à trouver car le NF dépend du niveau de RIN et du gain de la liaison : en augmentant le courant laser on améliore le niveau de RIN mais on dégrade le rendement du laser et donc le gain de la liaison. La troisième remarque concerne la tension de polarisation de la photodiode. Pour 5 et 6 V, le NF reste globalement identique.

En bande L, le RIN du laser étant pratiquement constant sur toute la bande d'intérêt, les variations du facteur de bruit sont très faibles sur l'ensemble de la bande.

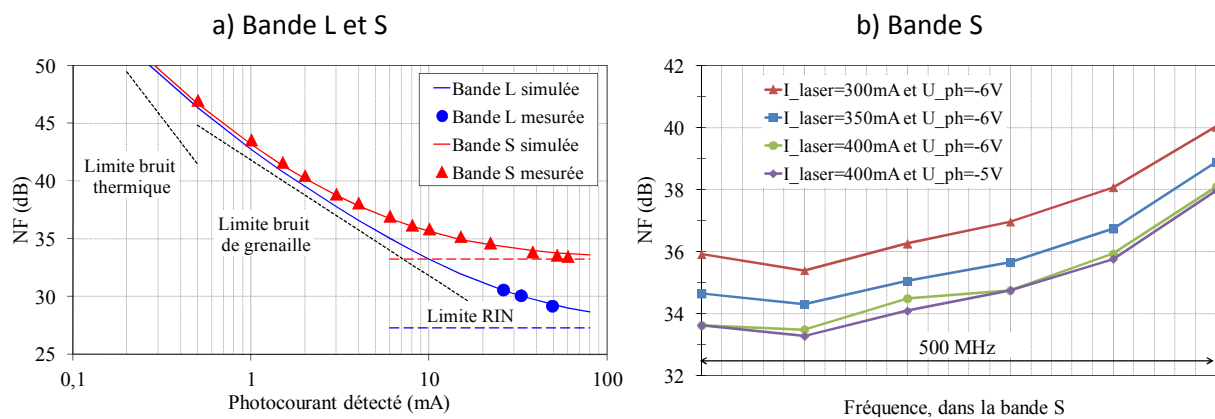


Fig. 5.18. Facteur de bruit en fonction du photocourant dans la bande L et S (a) et du courant laser dans la bande S (b).

Les dynamiques à la compression (CDR) calculées avec les mesures de NF et de point de compression à -1 dB sont de 166 et 161 dB.Hz respectivement pour les bandes L et S. Comme son nom l'indique, la dynamique à la compression représente la dynamique de la liaison lorsque la liaison comprime :

$$CDR = P_{1dB} - 1 - NF + 173.9 \tag{Éq. 5.6}$$

Cependant comme nous l'avons vu au chapitre 1, pour les liaisons analogiques la dynamique est généralement limitée par les non-linéarités. C'est pour cette raison que nous avons principalement étudié les non-linéarités d'ordre 3, pour en déduire la SFDR de la liaison.

Les Fig. 5.19(a) et (b) représentent les mesures des produits d'intermodulation d'ordre 3 respectivement en bande L et S. En bande L, l'OIP3 est de 38 dBm. Cette forte linéarité de la liaison a été obtenue grâce à la forte linéarité des composants (laser (13) et photodiode (1)). Grâce à la forte linéarité des composants et au faible NF, une SFDR record de  $122 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  a été atteinte. La SFDR reste supérieure à  $121 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  sur toute la bande d'adaptation d'impédance en bande L.

En bande S, l'OIP3 est de 31 dBm. La SFDR ainsi calculée est de  $114 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  au mieux et reste supérieure à  $112 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{2/3}$  sur les 500 MHz de bande. Deux phénomènes sont à l'origine du plus faible niveau de SFDR qu'en bande L : le niveau de RIN plus élevé et la moins bonne linéarité du laser et de la photodiode en bande S.

Ces valeurs de SFDR à l'état de l'art pour ce type de liaison (12), ont été obtenues grâce à l'OIP3 très élevée et au faible NF.

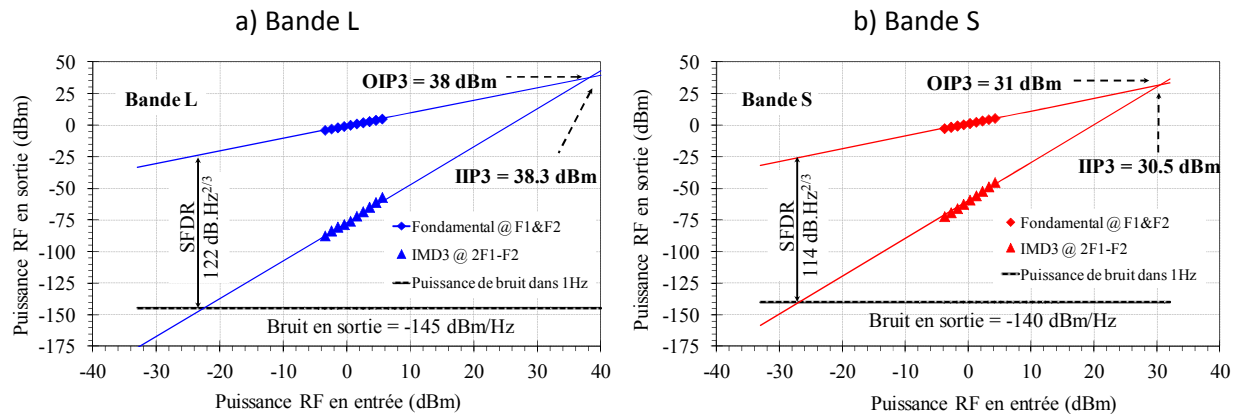


Fig. 5.19. Mesures d'intermodulation d'ordre 3 et SFDR en bande L (a) et S (b).

Le Tab. 5.2 récapitule les résultats obtenus avec les liaisons en bande L et S.

Tab. 5.2. Récapitulatif des performances des liaisons en bande L et S.

Paramètres	Bande L	Bande S	Unités
Dynamique à la compression (CDR)	166	161	dB.Hz
SFDR	122	114	dB.Hz <sup>2/3</sup>
Point de compression à -1 dB en sortie (P1dB <sub>out</sub> )	21	21	dBm
Point d'interception d'ordre 3 en sortie (OP3 <sub>in</sub> )	38	31	dBm
Facteur de bruit (NF)	29	33.5	dB
Gain	0.25	1	dB

En utilisant les diodes-lasers développées dans le cadre de cette thèse et des photodiodes de puissance spécifiques, nous avons montré des résultats de liaisons à l'état de l'art, aussi bien en large bande qu'en bande étroite.

Nous avons travaillé sur deux liaisons en bande étroite avec adaptation d'impédance : bandes L (1-2 GHz) et S (2-4 GHz). Grâce aux rendements électro-optique et optique-électrique élevés du laser (laser DFB à semelle massive de 2  $\mu\text{m}$  et zone active optimisée) et de la photodiode et à



**l'adaptation en impédance très efficace des composants, les liaisons développées en bande L et S présentent un gain supérieur à 0 dB (0.25 et 1 dB respectivement). Pour ces deux bandes de fréquences, le point de compression à -1 dB de la liaison est de 21 dBm. Le faible facteur de bruit dû au faible niveau de RIN du laser, et la linéarité des composants ont permis de démontrer des dynamiques (SFDR) de liaison très élevées : 122 dB.Hz<sup>2/3</sup> en bande L et 114 dB.Hz<sup>2/3</sup> en bande S. Ces très bonnes performances de liaisons ont été obtenues grâce à des composants spécifiques (laser (14) et photodiode (1)) à l'état de l'art.**

## 5.2. Lasers à verrouillage de modes pour la génération d'impulsions brèves et l'échantillonnage optique

Dans le but d'augmenter toujours plus les puissances optiques continues et crêtes des lasers semiconducteurs à 1.5  $\mu\text{m}$ , nous avons décidé de travailler sur de nouvelles structures laser. Ces structures utilisent les propriétés et les avantages des lasers à semelle et des zones actives à bâtonnets quantiques.

Je présenterai tout d'abord les résultats obtenus sur les différentes structures avant de m'intéresser aux applications de ces composants et plus particulièrement à la génération d'impulsions femtosecondes et à la génération de peignes de fréquences optiques et électriques.

### 5.2.1. Un design poussé à l'extrême en termes de confinement sur la zone active

Dans cette partie, nous allons voir la difficulté de caractériser les lasers à semelle afin d'en extraire les différents paramètres internes.

#### 5.2.1.1. Lasers larges à bâtonnets quantiques et à semelle

Généralement pour étudier une nouvelle structure laser, on commence par faire des mesures en impulsionnel sur des lasers larges (ruban de 100  $\mu\text{m}$  par exemple) avec différentes longueurs de cavités. Cela permet de calculer les paramètres internes (pertes internes, rendement quantique interne, gain modal et densité de courant de transparence) de la structure (15 p. 52 à 54).

Nous avons vu au chapitre 3, que pour les structures à semelle la largeur du ruban influence énormément la position verticale du mode propre dans la cavité. Le ruban agit un peu comme un étau en confinant le mode optique et en l'empêchant d'aller trop dans la semelle (ruban trop fin) ou de remonter trop sur la zone active (ruban trop large). Un laser large avec un ruban de plusieurs dizaines de  $\mu\text{m}$  ne sera donc pas représentatif de la même structure verticale en shallow ridge. Avec des lasers larges à semelle, deux phénomènes peuvent se produire. Si l'indice optique de la semelle est trop fort le mode propre sera localisé entièrement dans la semelle et ne verra pas la zone active. Dans ce cas, il n'y aura pas d'effet laser faute de gain suffisant. L'autre possibilité est que le mode optique ne voit pratiquement pas la semelle et soit localisé au centre de la zone active.

#### 5.2.1.2. Première validation du design en shallow ridge

Nous avons ensuite essayé de mesurer les paramètres internes sur la structure avec une semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  en topologie shallow ridge. Les Fig. 5.20(a) et (b) montrent respectivement l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de la cavité et le logarithme de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité pour un laser shallow ridge avec un ruban de 4.5  $\mu\text{m}$ . Nous avons choisi cette largeur de ruban car nous pensons que seuls les lasers avec des rubans relativement larges sont susceptibles de laser. Les mesures ont été réalisées en régime impulsionnel avec 4 longueurs de cavité différentes (1, 2, 3.1 et 4.4 mm). Les pertes internes sont de 3.6  $\text{cm}^{-1}$ . Cette valeur est un peu plus élevée que ce à quoi nous nous attendions

d'après nos simulations ( $1.6 \text{ cm}^{-1}$ ). Les simulations étant très sensibles à l'indice optique, un très faible écart de l'indice du quaternaire épitaxié et de celui des simulations peut entraîner ce genre de différences. Le rendement quantique interne est de 92 %, ce qui implique une très bonne qualité d'épitaxie de la zone active. Le gain modal est de  $12.7 \text{ cm}^{-1}$ , et la densité de courant à la transparence est de  $1368 \text{ A/cm}^2$ .

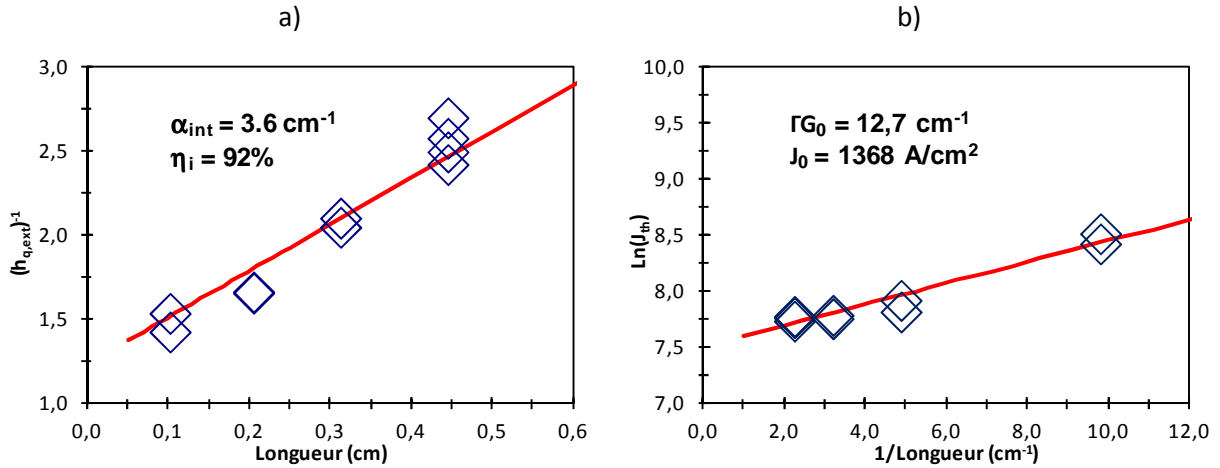


Fig. 5.20. Détermination des paramètres internes de la structure à semelle de  $4.3 \mu\text{m}$  pour une largeur de ruban de  $4.5 \mu\text{m}$ .

Afin de voir l'impact de la largeur du ruban, nous avons refait les mêmes mesures avec une largeur de ruban plus faible. Les lasers de rubans de largeur  $2.0$  et  $2.5 \mu\text{m}$  ne lasant pas, nous avons fait les mesures avec des lasers de largeur  $3.0 \mu\text{m}$  (Fig. 5.21(a) et (b)). Le rendement quantique interne reste inchangé alors que les pertes internes ( $1 \text{ cm}^{-1}$ ) et le gain modal ( $9 \text{ cm}^{-1}$ ) ont fortement diminué et que la densité de courant à la transparence a plus que doublé. Nous pensons que cela est dû à une modification de la position du mode propre par rapport à la structure précédente (ruban de  $4.5 \mu\text{m}$ ). Le mode propre est positionné plus dans la semelle ce qui signifie que le confinement sur la zone active est plus faible d'où un gain modal et une densité de courant à la transparence plus élevés et que le confinement sur les zones dopées p a diminué d'où des pertes internes plus faibles.

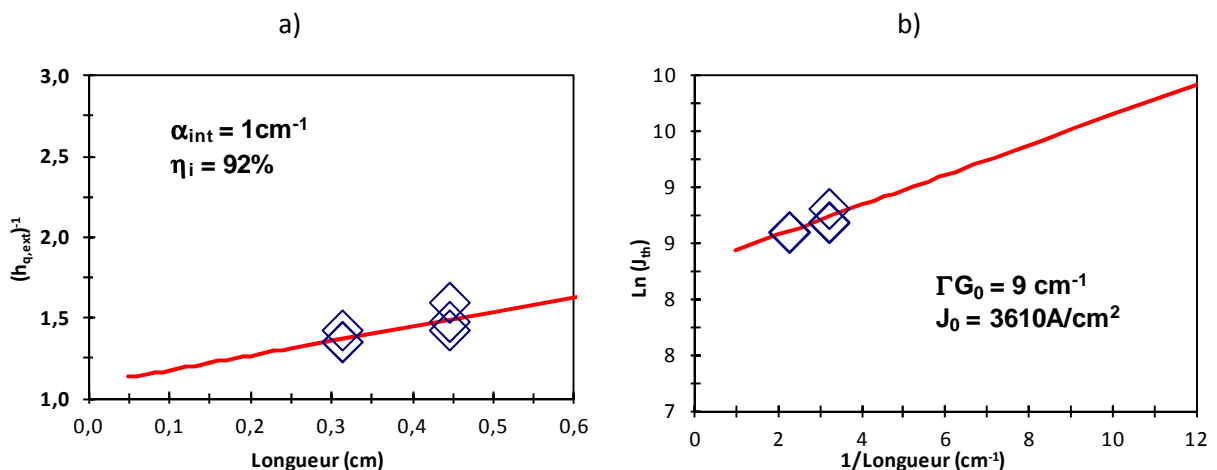


Fig. 5.21. Détermination des paramètres internes de la structure à semelle de  $4.3 \mu\text{m}$  pour une largeur de ruban de  $3.0 \mu\text{m}$ .

### 5.2.2. Caractérisation des structures

Parmi les nombreuses structures disponibles, nous avons principalement focalisé notre étude sur 3 d'entre elles : la structure de référence sans semelle, la structure avec une semelle de  $1.7 \mu\text{m}$  et la structure avec une semelle de  $4.3 \mu\text{m}$ .

#### 5.2.2.1. P-I, V-I et résistance série

Les courbes P-I pour des lasers clivés/clivés de 1 mm (a) et 2 mm (b) sont présentées Fig. 5.22. En 1 mm, les composants sans semelle et avec une semelle de  $1.7 \mu\text{m}$  fonctionnent relativement bien même si les courants de seuil sont assez élevés, notamment si l'on compare la plaque de référence de cette campagne avec les plaques de références de campagnes précédentes. On remarque l'impact de la semelle sur le rendement du laser : la plaque de référence a un rendement au seuil de  $0.07 \text{ W/A}$  alors qu'il est de  $0.175 \text{ W/A}$  pour la structure avec une semelle de  $1.7 \mu\text{m}$ . Le laser avec la semelle de  $4.3 \mu\text{m}$  a un courant de seuil très élevé et un rendement pas très supérieur à la structure de  $1.7 \mu\text{m}$  de semelle. Il est normal que cette structure ne fonctionne pas bien avec une cavité courte car le très faible recouvrement optique ( $\approx 0.2 \%$ ) ne procure pas un gain suffisant à la structure pour laser. En allongeant la structure à 2 mm, le laser avec la semelle de  $4.3 \mu\text{m}$  donne de bien meilleurs résultats. A 1.5 A, la puissance optique est de 140 mW par facette. On retrouve des courants de seuil variables en fonction du confinement optique sur la zone active (plus le confinement est faible plus le courant de seuil est élevé). Le rendement au seuil des 3 structures clivées/clivées est très différent : il est de presque  $0.18 \text{ W/A}$  pour la semelle de  $4.3 \mu\text{m}$  et de  $0.12 \text{ W/A}$  et  $0.05 \text{ W/A}$  respectivement pour les structures à semelle de  $1.7 \mu\text{m}$  et de référence. Ces très fortes variations sont dues aux très forts écarts de pertes internes. En mettant une semelle et en optimisant l'épaisseur, on est donc arrivé à multiplier par plus de 3 le rendement interne.

Par rapport à des structures similaires de campagnes antérieures, le courant de seuil de la plaque de référence est très élevé. Nous pensons que cela est dû à un dopage p plus important que prévu de la couche de spacer d'InP. Un sur-dopage entraînerait des pertes internes plus importantes car l'IVBA est très sensible au dopage (chapitre 3) et une forte augmentation du courant de seuil. L'augmentation des pertes internes est corroborée par les mesures présentées au 5.2.1.2.

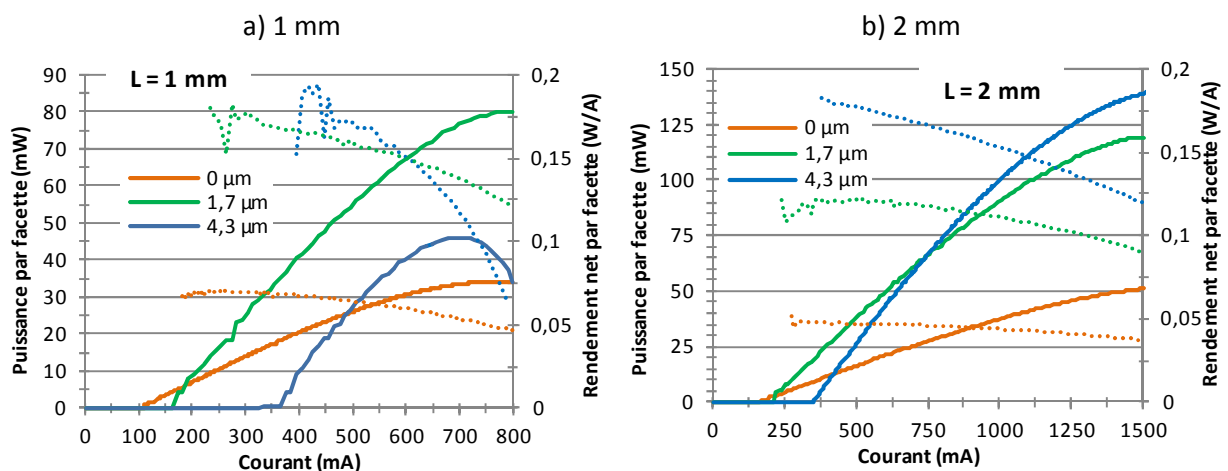


Fig. 5.22. P-I de lasers cl/cl pour 3 designs (sans semelle, semelle de  $1.7 \mu\text{m}$  et semelle de  $4.3 \mu\text{m}$ ) et deux longueurs de cavité : 1 mm (a) et 2 mm (b).

Les mesures de tension en fonction du courant et de résistance série pour les trois designs (1 mm de long) sont tracées sur la Fig. 5.23(a). Comparer seulement la résistance est insuffisant car les largeurs de ruban des trois designs sont différentes. La structure sans semelle a un ruban de  $2.5 \mu\text{m}$ , ce qui implique une résistance surfacique de  $5.0 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  alors que les structures avec semelle de  $1.7 \mu\text{m}$  et  $4.5 \mu\text{m}$  ont une résistance surfacique de  $5.8 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  (ruban de  $3.5 \mu\text{m}$ ) et  $6.7 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  (ruban de  $4.5 \mu\text{m}$ ). Ces variations ne sont pas significatives.

La Fig. 5.23(b) montre l'évolution de la résistance pour 3 longueurs de cavité avec un même design. Comme attendu, la résistance décroît fortement quand on allonge la cavité. Pour les 3 longueurs de structures (1, 2 et 4.3 mm) la résistance surfacique passe respectivement de  $6.7 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  à  $5.8 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  et  $8.7 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . La résistance mesurée n'étant pas la résistance intrinsèque de l'empilement des couches mais plutôt celle du composant dans son environnement (embase, fils de câblages, pointes coplanaires), on n'obtient pas une diminution de la résistance surfacique proportionnelle à la surface.

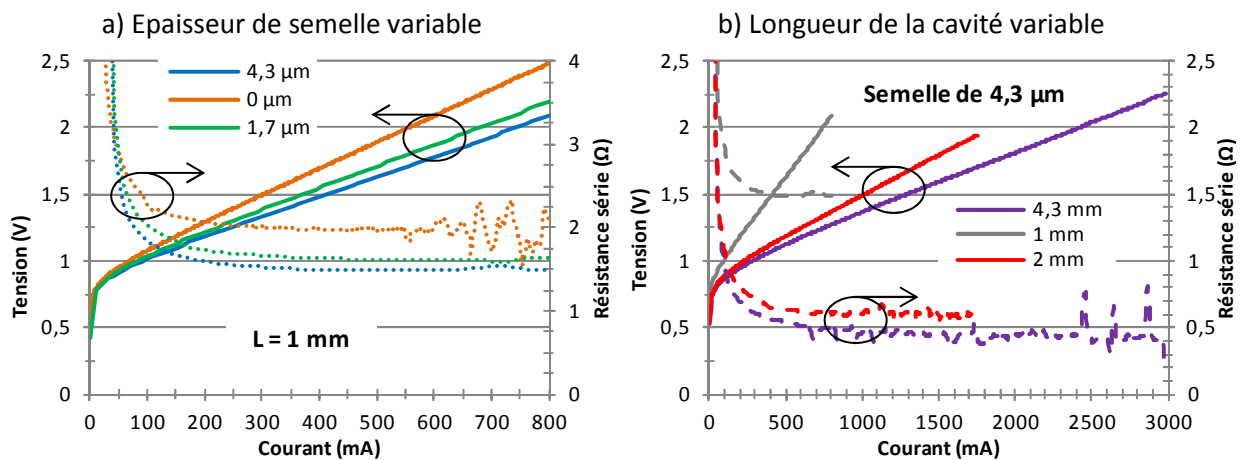


Fig. 5.23. Impact de l'épaisseur (a) et de la longueur de la cavité (b) sur la résistance série.

Les résultats montrés Fig. 5.22 montrent l'intérêt d'utiliser une semelle pour augmenter la puissance optique et le rendement. Il faut cependant choisir avec soin la longueur de cavité en fonction du design de la structure. La structure avec une semelle de  $4.3 \mu\text{m}$  est intéressante pour des cavités de 2 mm ou plus mais elle a de très mauvaises performances si les cavités sont plus courtes. De même, la structure avec une semelle de  $1.7 \mu\text{m}$  semble adaptée à des cavités entre 1 et 2 mm mais ne sera sûrement pas le design le plus compétitif pour des cavités plus courtes qu'1 mm ou plus longues que 2 mm.

Notre objectif étant d'augmenter la puissance optique au maximum nous avons clivé des cavités plus longues avec la structure à semelle de  $4.3 \mu\text{m}$ . Les cavités sont comprises entre 4.3 et 4.4 mm. Les mesures de puissance en fonction du courant pour des cavités clivées/clivées ou traitées AR/HR sont données Fig. 5.24. A  $25^\circ \text{C}$ , le maximum de puissance obtenu respectivement sans et avec traitement des facettes est de 190 et 410 mW à 3 A (Fig. 5.24(a)). Malgré la longueur des cavités, les rendements sont aussi très élevés (0.145 et 0.35 W/A). Le traitement des facettes modifie quelque peu le fonctionnement du laser : le courant de seuil est augmenté et le rendement au seuil est plus que doublé. L'augmentation du courant de seuil est due à la diminution du produit des réflectivités des facettes : sans traitement des facettes il est de  $R_1 \times R_2 = R^2 \approx 0.3^2 = 0.09$  alors qu'il est de  $R_{AR} \times R_{HR} \approx 0.03 \times 0.9 = 0.027$  avec traitement des facettes. En abaissant la température de l'embase à  $12^\circ \text{C}$ , le courant de seuil est diminué de 665 mA à 580 mA et la puissance maximale

atteint 460 mW à 3 A (Fig. 5.24(a)). La saturation thermique étant moins marquée, on pourrait augmenter encore la puissance en poussant le courant de polarisation au-delà de 3 A. Par rapport aux résultats de Plant et al. (16), les puissances mises en jeu sont assez concordantes : ils ont obtenu 860 mW à 4.6 A et 12° C pour une structure de 1 cm de long alors que nous avons mesuré une puissance de 460 mW à 3 A et 12° C pour une structure de 4.4 mm de long. Les deux principales différences entre ces deux structures sont la topologie utilisée (deep-ridge pour eux et shallow ridge pour nous) et le type de zone active (puits quantiques pour eux et bâtonnets quantiques pour nous). Même si l'épaisseur de la semelle est différente (5.13  $\mu\text{m}$  contre 4.3  $\mu\text{m}$ ), vu que le matériau n'est pas le même ( $\approx Q1.0$  contre  $Q1.05$ ) il est normal qu'ils utilisent une semelle un peu plus épaisse pour obtenir un déconfinement assez similaire du mode optique.

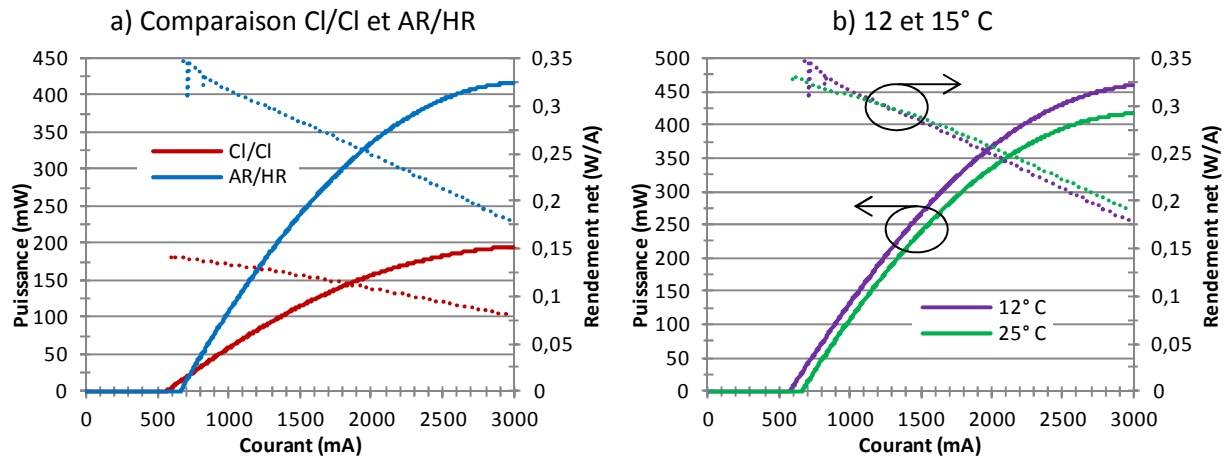


Fig. 5.24. Impact du traitement des facettes (a) et de la température (b) pour le design à semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  et de longueur 4.3 mm.

Le Tab. 5.3 récapitule les différents paramètres mesurés (courant de seuil, rendement au seuil, puissance maximale, courant de saturation et résistance) pour différentes longueurs de cavité et pour différentes structures.

Tab. 5.3. Récapitulatif des paramètres mesurés sur les lasers à semelle à boîte quantiques.

Paramètres	Sans semelle		Semelle de 1.7 $\mu\text{m}$		Semelle de 4.3 $\mu\text{m}$		
	1 mm	2 mm	1 mm	2 mm	1 mm	2 mm	4.3 mm
Courant de seuil (mA)	100	160	158	185	365	360	570 (cl/cl) 665 (AR/HR)
Rendement au seuil (W/A)	0.07	0.05	0.175	0.12	0.18	0.18	0.32
Puissance maximale (mW)	34 (cl/cl)	51 (cl/cl)	80 (cl/cl)	119 (cl/cl)	45 (cl/cl)	141 (cl/cl)	195 (cl/cl) 417 (AR/HR)
Courant de saturation (mA)	750	> 1500	750	1500	700	1600	2800
Résistance ( $\Omega$ )	2	1.3	1.6	1.2	1.5	0.6	0.4

## 5.2.2.2. Spectre optique et raie RF

Si l'on regarde d'un point de vue électrique, le battement de tous les modes optiques sur une photodiode va engendrer un peigne de fréquence électrique qui correspond à la fréquence d'autopulsation et à ses harmoniques. Dans un premier temps nous nous intéresserons à la fréquence fondamentale d'autopulsation qui est donné par l'écartement entre les modes FP (ou la longueur de la cavité)

En plus d'augmenter les puissances optiques, un des objectifs de nos conceptions était de réduire la largeur de raie RF des composants. La Fig. 5.25(a) montre la largeur de raie RF à -3 dB et le spectre optique pour la structure à semelle de 4.3  $\mu\text{m}$ . Le spectre optique présente la forme carrée caractéristique des lasers à verrouillage de modes. Suivant les designs, la largeur du spectre à -3 dB est comprise entre 7 et 10 nm. La Fig. 5.25(b) représente la largeur de raie RF obtenue pour 4 structures (référence, semelle de 0.8  $\mu\text{m}$ , semelle de 1.7  $\mu\text{m}$  et semelle de 4.3  $\mu\text{m}$ ) en fonction du confinement sur la zone active. La réduction du confinement sur la zone active a permis de réduire la largeur de raie de 30 kHz à 3.4 kHz.

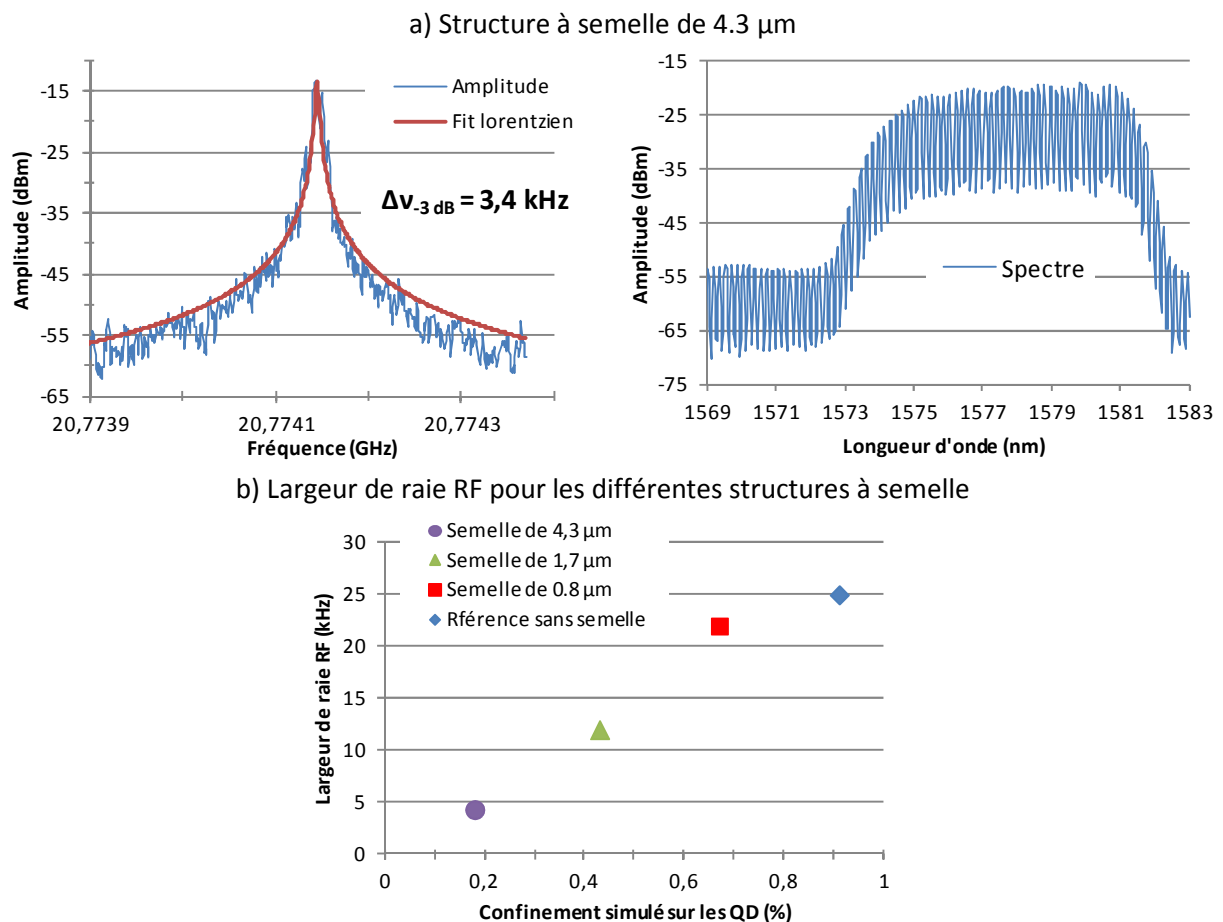


Fig. 5.25. Spectre électrique de la raie RF et spectre optique pour la structure à semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  (a) et évolution de la largeur de raie en fonction du confinement sur la zone active (b).

## 5.2.2.3. Champ lointain

Le champ lointain du laser est un paramètre important pour caractériser les structures puisqu'il préfigure du taux de couplage. Deux points sont à considérer particulièrement : les divergences parallèles et perpendiculaires et l'ellipticité du faisceau.

La cartographie 2D du champ lointain est donnée Fig. 5.26 pour les quatre structures suivantes : référence (a), semelle de  $1.7\ \mu\text{m}$  (b), de  $2.5\ \mu\text{m}$  (c) et de  $4.3\ \mu\text{m}$  (d). On se rend assez vite compte visuellement des modifications du champ lointain, la semelle permettant de réduire les divergences du faisceau de manière drastique.

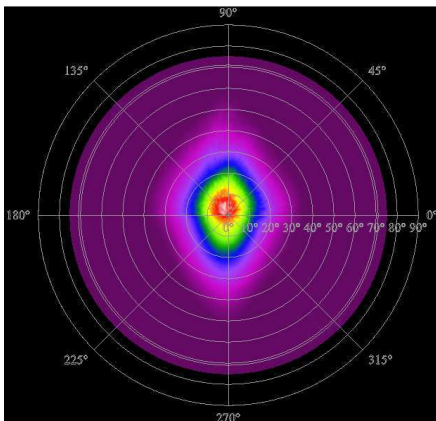
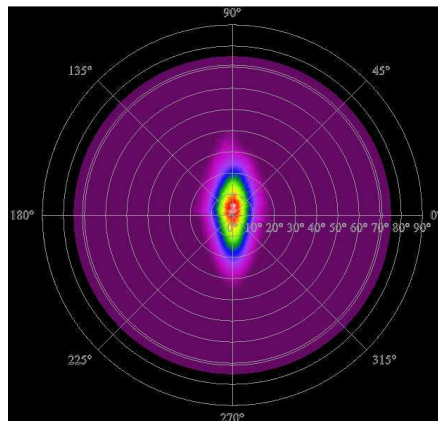
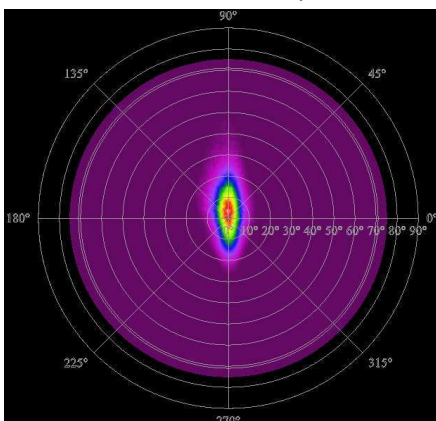
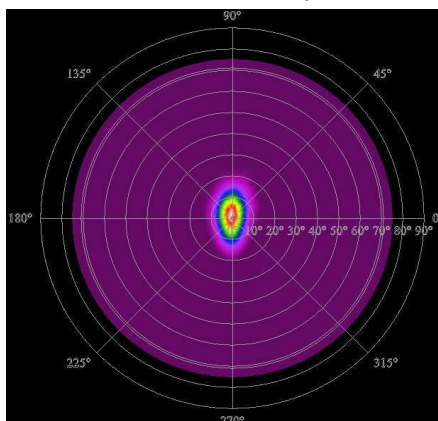
a) Structure de référence,  $W = 2.5\ \mu\text{m}$ b) Structure à semelle de  $1.7\ \mu\text{m}$ ,  $W = 3.5\ \mu\text{m}$ c) Structure à semelle de  $2.5\ \mu\text{m}$ ,  $W = 4.5\ \mu\text{m}$ d) Structure à semelle de  $4.3\ \mu\text{m}$ ,  $W = 3.5\ \mu\text{m}$ 

Fig. 5.26. Cartographie du champ lointain pour quatre épaisseurs de semelle : 0, 1.7, 2.5 et  $4.3\ \mu\text{m}$  (de haut en bas et de gauche à droite).

La Fig. 5.27 et le Tab. 5.4 sont plus quantitatifs puisqu'ils présentent les mesures de divergences parallèles et perpendiculaires des quatre structures (même largeurs de rubans que pour la Fig. 5.26). Le champ parallèle est pratiquement constant quelque soit l'épaisseur de la semelle puisqu'il s'étale de  $13.5^\circ$  à  $9.9^\circ$  (Fig. 5.27(a)). Par rapport à la structure de référence, la divergence est presque divisée par 2. Cela s'explique par la largeur des rubans : pour garantir un fonctionnement monomode il ne faut pas dépasser  $2.5\ \mu\text{m}$  avec la structure de référence alors que pour les structures à semelle les largeurs de ruban varient de  $3.5$  à  $4.5\ \mu\text{m}$ .

La divergence perpendiculaire aux couches évolue beaucoup plus régulièrement (Fig. 5.27(b)). Entre la structure de référence sans semelle et la structure à semelle de  $4.3\ \mu\text{m}$  en passant par les



épaisseurs intermédiaires de 1.7 et 2.5  $\mu\text{m}$ , la divergence évolue de 37.7 à 32.7 puis 28.5 et finalement 20.5°.

Par rapport à la structure de référence, l'ellipticité du faisceau de la structure avec la semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  s'est légèrement dégradée mais les divergences parallèles et perpendiculaires du faisceau se sont beaucoup améliorées. Globalement, le résultat est donc très positif. Ces mesures sur 4 structures permettent de dégager une tendance : en augmentant encore l'épaisseur de la semelle la divergence parallèle ne devrait plus changer alors que la divergence perpendiculaire devrait continuer à diminuer. On devrait donc pouvoir circulariser complètement le faisceau, même s'il est peu probable qu'une telle structure ait un effet laser par manque de gain (recouvrement sur la zone active trop faible).

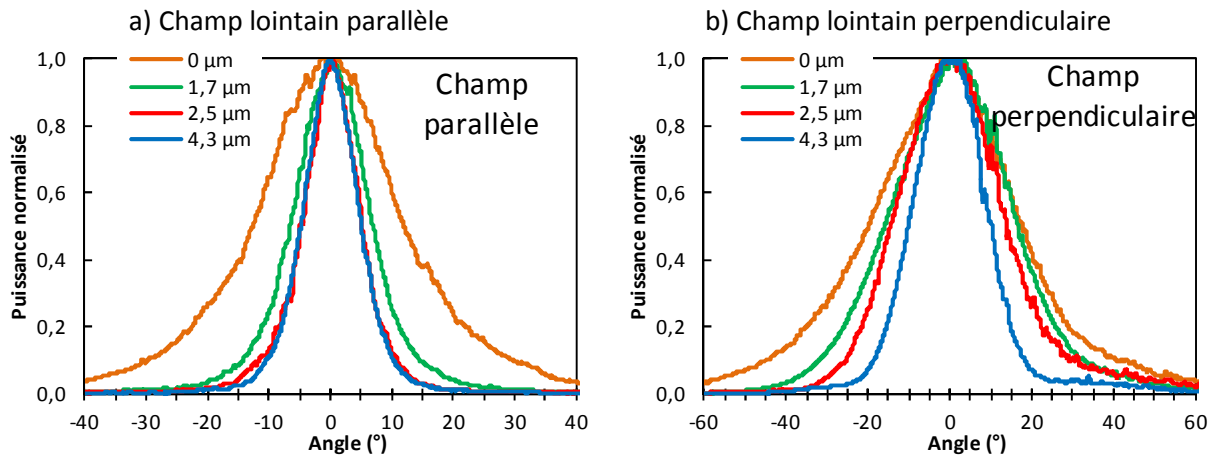


Fig. 5.27. Mesure du champ lointain parallèle (a) et perpendiculaire (b).

Les valeurs de simulation et de mesure sont comparées dans le Tab. 5.4. Pour les structures à semelle, les écarts sont assez faibles, nos simulations ont donc du sens. Par contre, les estimations concernant la plaque de référence sont complètement erronées, notamment la divergence perpendiculaire.

Tab. 5.4. Récapitulatif des divergences simulées et mesurées pour les structures à semelle.

Structure	Divergences à mi-hauteur simulées	Divergences à mi-hauteur mesurées
Référence	16 x 65	24.5 x 37.7
Semelle de 1.7 $\mu\text{m}$	12 x 34	13.5 x 32.7
Semelle de 2.5 $\mu\text{m}$	12 x 25	10.1 x 28.5
Semelle de 4.3 $\mu\text{m}$	11 x 17	9.9 x 20.5

Une autre limitation des simulations concerne l'impact de la largeur du ruban sur la taille du faisceau de sortie. Sur la Fig. 5.28 sont représentés les champs parallèles et perpendiculaires de la structure avec semelle de 4.3  $\mu\text{m}$  pour 3 largeurs de ruban (3.5, 4.0 et 4.5  $\mu\text{m}$ ). On ne voit pas de différence notable alors que des écarts d'environ 2° sont donnés par la simulation.

Dans les structures à semelle, le mode propre est fortement déconfiné ce qui signifie que le mode n'est pas bien confiné par le ruban. En modifiant la largeur du ruban, on n'influence donc que très légèrement la taille du mode propre de la cavité.

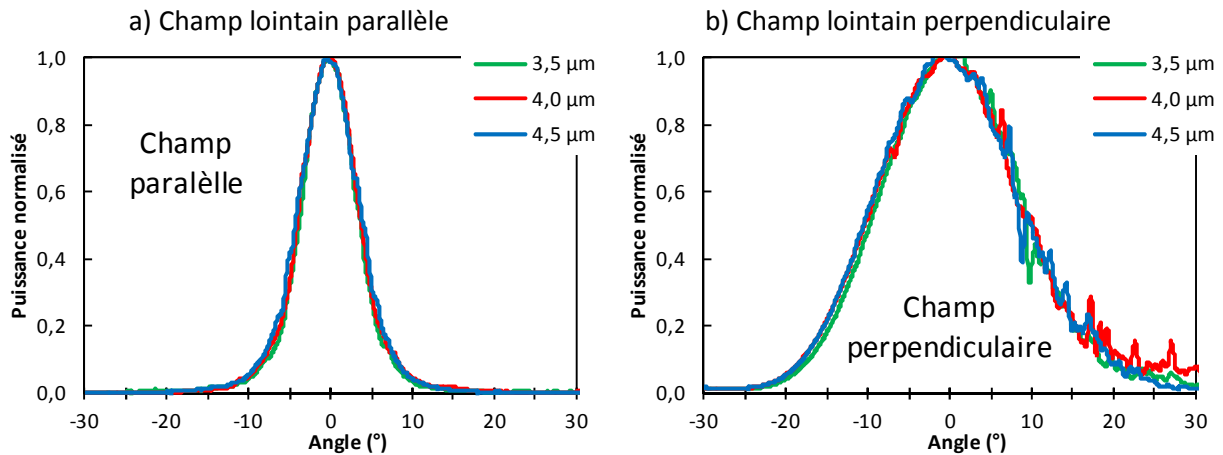


Fig. 5.28. Impact de la largeur du ruban sur le champ lointain parallèle (a) et perpendiculaire (b) dans le cas d'un laser à semelle.

### 5.2.3. Génération de peignes de fréquences optiques et électriques et d'impulsions femtosecondes

Parmi les applications possibles des lasers à verrouillage de modes, nous nous sommes intéressés à la génération d'impulsions femtosecondes ainsi qu'à la génération de peignes de fréquences optiques et électriques.

#### 5.2.3.1. Compression des impulsions

Etre en situation de verrouillage de mode signifie qu'il existe une relation de phase non-aléatoire entre les modes optiques de la cavité. Si on mesurait la phase relative entre les modes optiques à la sortie du laser, on trouverait une relation de phase constante dans le temps entre les modes. Pour valider cette hypothèse, des mesures de différence de phase entre deux modes successifs ont déjà été réalisées par différents groupes de recherche (17), (18), (19). Dans notre cas, nous ne disposons pas du matériel nécessaire pour réaliser la mesure, nous avons donc décidé de procéder d'une autre façon. Nous avons mesuré sur un oscilloscope numérique à échantillonnage la différence de phase (ou le retard) entre le signal RF généré par le spectre optique entier et le signal RF généré par une partie du spectre optique (un petit paquet de modes optiques). Nous avons utilisé un filtre Fabry-Pérot de 0.6 nm pour sélectionner le paquet de modes. En modifiant la tension de polarisation du filtre FP, il est possible de balayer et donc de sonder tout le spectre optique. Cette technique de mesure a déjà été utilisée dans (20). Le schéma de principe de cette expérience est indiqué Fig. 5.29. La puissance optique est séparée en deux bras. Le premier bras est le bras de référence : le signal optique est comprimé pour obtenir un train d'impulsion puis détecté par une photodiode. Le train d'impulsion va servir à la fois de référence de phase et de signal de déclenchement pour l'oscilloscope à échantillonnage. Le deuxième bras est le bras de mesure : le filtre FP permet de sélectionner une partie du spectre optique qui va être photodétectée, amplifiée puis mesurée sur l'oscilloscope. Mettre une longueur de fibre SMF sur le bras de mesure en amont du filtre FP, doit permettre de mesurer l'impact de la longueur de fibre sur le retard des modes les uns par rapport aux autres.

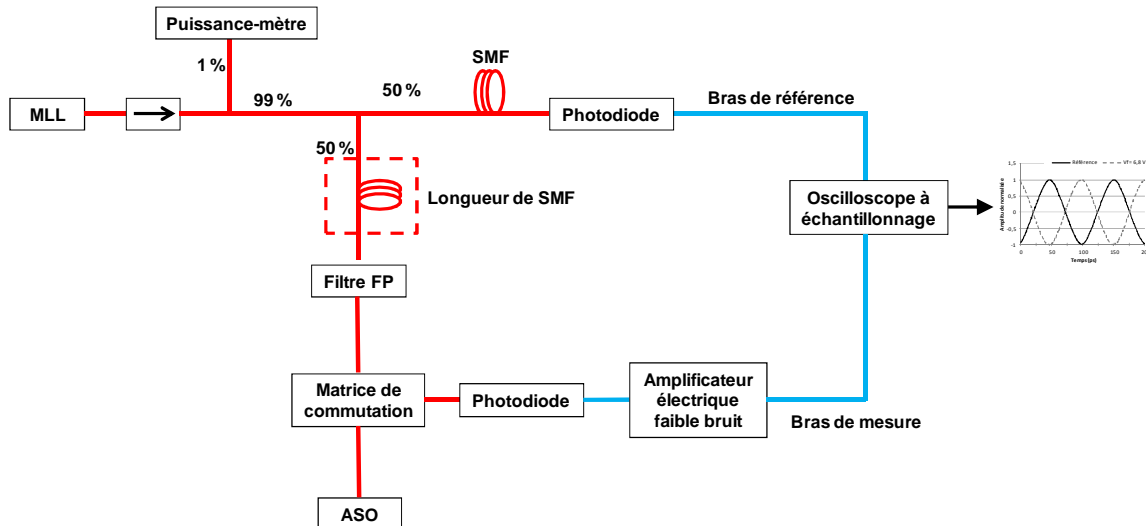


Fig. 5.29. Schéma de principe de la mesure de différence de phase entre les différentes parties du spectre optique pour du verrouillage de modes passif.

La Fig. 5.30(a) est la superposition des spectres optiques pour différentes valeurs de tension de commande du filtre FP. La largeur du filtre à -3 dB est de 0.6 nm ce qui signifie qu'il y a environ 6 à 7 modes optiques ( $9.95 \text{ GHz} \leftrightarrow 0.083 \text{ nm}$ ) à -3 dB du mode le plus puissant. La Fig. 5.30(b) est une mesure à l'oscilloscope du signal de référence (spectre optique en entier) et du signal de mesure (tension de filtre de 6.6 V). Le retard est la différence de phase entre le signal de référence et le signal de mesure.

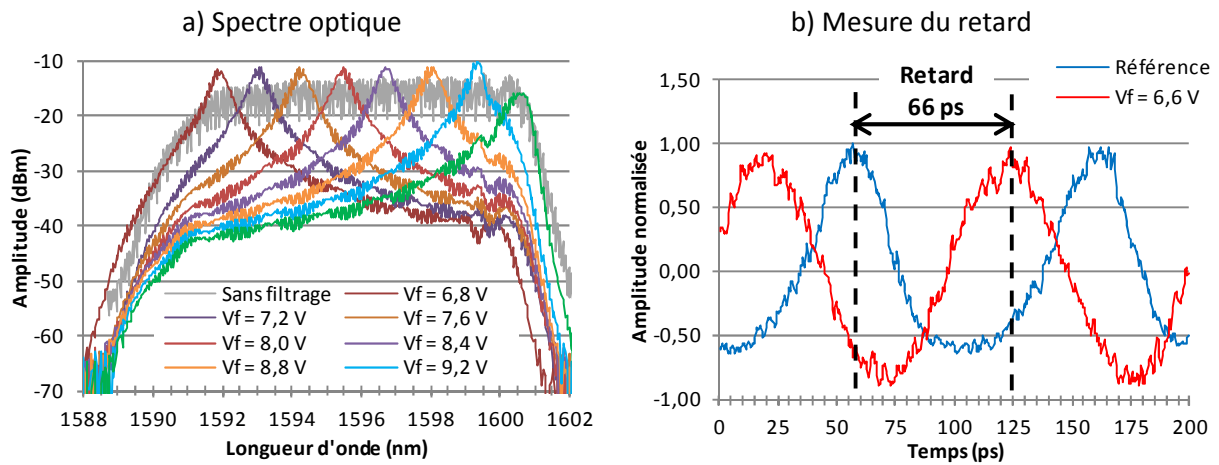


Fig. 5.30. Spectre optique pour les différentes valeurs de tension de commande du filtre FP (a) et mesure du retard pour une tension de filtre FP donnée (b).

En faisant varier la tension du filtre, on va balayer tout le spectre optique tandis que le bras de référence reste inchangé (même phase). La mesure de la phase entre les différents paquets de modes est tracée sur la Fig. 5.31 : le retard a été normalisé à zéro approximativement au milieu du spectre. On a obtenu une différence de phase linéaire entre les modes.

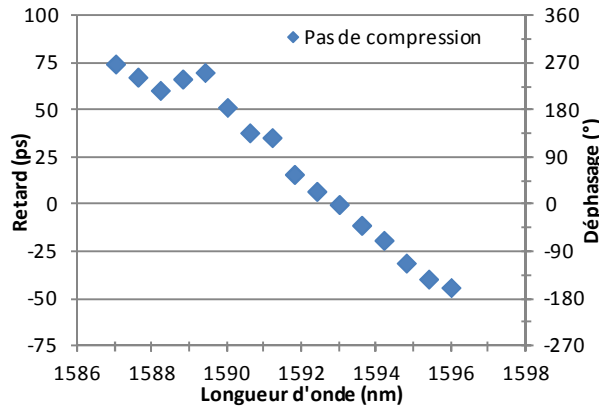


Fig. 5.31. Retard des paquets de modes en fonction de la longueur d'onde centrale du filtre FP.

Dans un laser à verrouillage de modes composé d'une seule section, il n'y a pas d'impulsion car les modes n'ont pas la même valeur de phase. Une fois en dehors de la cavité laser, pour arriver à amener tous les modes ou du moins un maximum de modes à la même phase, il faut soit retarder soit accélérer certains modes par rapport aux autres. On parle de compression d'impulsions. En pratique, à  $1.5\ \mu\text{m}$  cela peut être facilement réalisé en utilisant de la fibre optique standard SMF-28. La dispersion chromatique étant quasi-linéaire autour de  $1.55\ \mu\text{m}$  (Fig. 5.32(b)), après une certaine longueur de fibre optique les modes optiques vont être mis en phase. Le principe de la mesure est explicité Fig. 5.33.

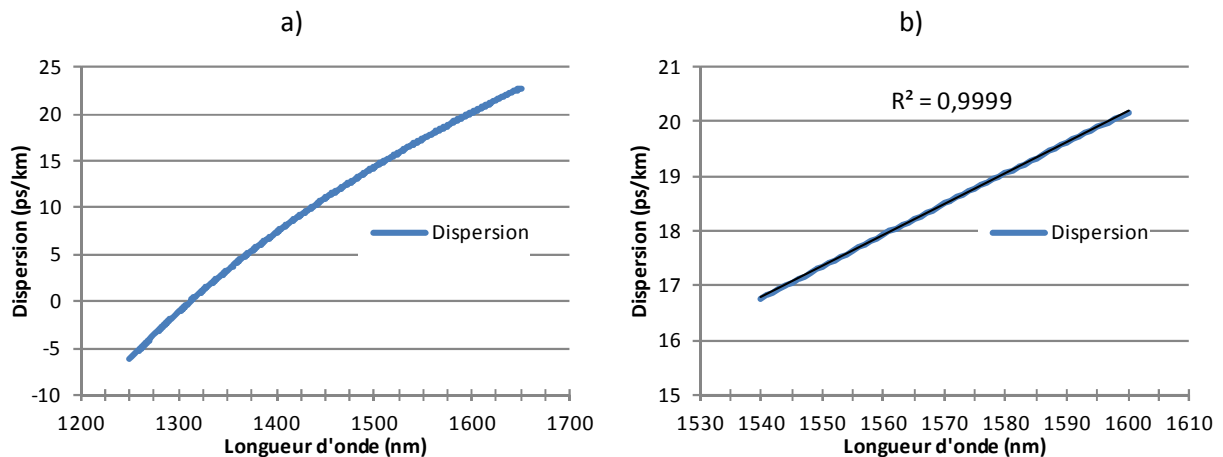


Fig. 5.32. Dispersion chromatique d'une fibre SMF-28 large bande (a) et zoom autour de  $1.58\ \mu\text{m}$  (b).

Une manière relativement simple pour trouver la longueur de fibre nécessaire est de mesurer le niveau de puissance de la raie RF en fonction de la longueur de fibre. La raie RF étant le résultat de la somme des battements entre modes optiques deux à deux, le signal RF est maximum quand le déphasage entre chaque mode optique est nul. La Fig. 5.34 est un exemple de mesure de la raie RF en fonction de la longueur de fibre optique pour un laser à semelle de  $4.3\ \mu\text{m}$  de  $2\ \text{mm}$  de long. La mesure s'effectue en ajoutant des tronçons de fibres optiques de différentes longueurs. La compression est maximale pour une longueur de fibre comprise entre  $300$  et  $500$  mètres ce qui équivaut à un déphasage de  $5.3$  à  $8.8\ \text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}$ . Des mesures d'autocorrélation sont ensuite nécessaires pour trouver la longueur qui minimise la largeur d'impulsion.



Fig. 5.33. Principe de la compression d'impulsion.

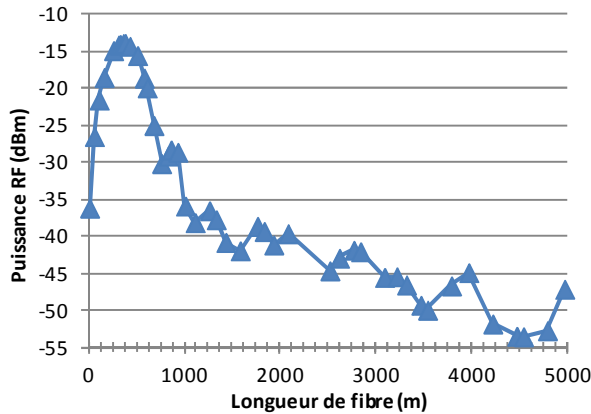


Fig. 5.34. Mesure de la puissance RF à 20.8 GHz en fonction de la longueur de fibre.

Pour valider le choix de la longueur de fibre permettant de remettre en phase les modes optiques, nous avons refait la mesure de retard de groupe sur les différentes composantes du spectre optique en utilisant la bonne longueur de fibre SMF. La mesure a été réalisée sur une puce de 4.3 mm, la longueur de fibre nécessaire à la compression est de l'ordre de 500 m. La Fig. 5.35(a) représente le retard (ou déphasage) des paquets de modes les uns avec les autres avec et sans compression avec de la fibre optique. En utilisant la longueur adéquate de fibre ( $\approx 570$  m), les modes sont en phases les uns avec les autres : la phase relative entre deux modes voisins est nulle. On a représenté sur la Fig. 5.35(b), les traces à l'oscilloscope pour différentes valeurs de tension sur le filtre FP. Les différentes traces sont superposées ce qui signifie que le retard entre les différents signaux est nul. Avec cette longueur de fibre, l'impulsion est donc comprimée au mieux.

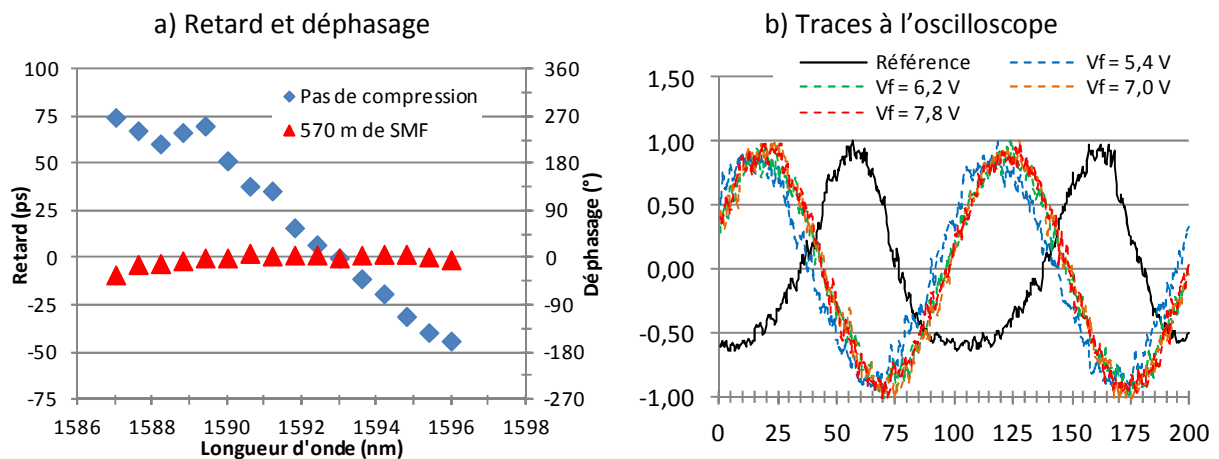


Fig. 5.35. Retard (ou déphasage) des paquets de modes en fonction de la longueur d'onde centrale du filtre FP avec et sans compression (a) et superposition des traces à l'oscilloscope en cas de compression (b).

### 5.2.3.2. Caractérisation des impulsions et génération de train d'impulsions femtosecondes

La caractérisation des impulsions s'est faite en utilisant la méthode d'autocorrélation. Cette technique consiste à faire coïncider une impulsion à la même impulsion décalée dans le temps sur un cristal doubleur de fréquence. Le signal doublé en fréquence est donc l'autoconvolution de l'impulsion à caractériser. Les mesures ont été faites avec un autocorrélateur fibré « pulseCHECK » de chez Angewandte Physik und Elektronik GmbH (APE).

Nous avons regardé l'évolution de la largeur de l'impulsion pour 3 longueurs de fibre (Fig. 5.36) : la longueur de fibre optimale soit 350 m, et deux longueurs de part et d'autre de l'optimum (320 et 370 m). Comme on le voit sur la Fig. 5.36, l'évolution peut être assez rapide puisque la largeur de l'autocorrélation passe de 1.4 à 2.3 ps pour une variation de 350 à 320 m. L'écart entre les deux autres longueurs est faible, la longueur de fibre qui minimise la largeur de l'impulsion est sûrement comprise entre ces deux valeurs.

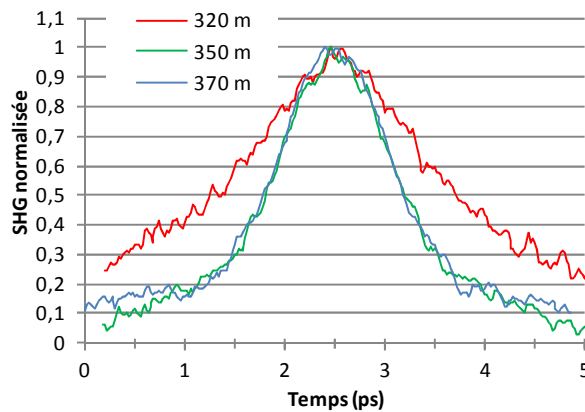


Fig. 5.36. Evolution de la largeur d'impulsion en fonction de la longueur de fibre.

La modification de la longueur de la fibre se fait en ajoutant des tronçons de fibre optique. On comprend aisément que la manœuvre n'est pas optimale car on ne dispose que d'un nombre restreint de tronçons de fibre ce qui fait qu'au mieux, on ne peut ajuster la longueur de fibre qu'à la dizaine de mètres de fibre près.

Une solution beaucoup plus pratique consiste à choisir une longueur de fibre assez proche de la longueur optimale puis à modifier le courant de polarisation pour se placer au minimum de la largeur d'impulsion. La variation de la valeur du courant modifiant la dispersion à l'intérieur de la cavité laser, l'opération consiste à faire varier la dispersion interne pour l'ajuster à la dispersion fixée par la longueur de fibre. Les Fig. 5.37 mettent en exergue ce point en montrant sur la figure (a) l'évolution de la mesure d'autocorrélation depuis un courant laser de 2250 mA jusqu'au courant optimal (2480 mA). La figure (b) présente l'opération inverse : on est parti du courant optimal et on a augmenté le courant jusqu'à 2700 mA. Pour les courants les plus faibles (2250 à 2360 mA), l'impulsion comprend en fait un lobe central avec 2 ailes de part et d'autre du pic. Le niveau des rebonds est très fort (environ la moitié du lobe central). De 2400 à 2480 mA, la mesure d'autocorrélation s'affine de 3.5 à 1.3 ps et les rebonds diminuent très fortement. A 2480 mA, la largeur de l'impulsion est minimale. Ensuite, l'impulsion reste globalement inchangée jusqu'à un courant de 2600 mA. Finalement, l'impulsion se ré-élargit doucement.

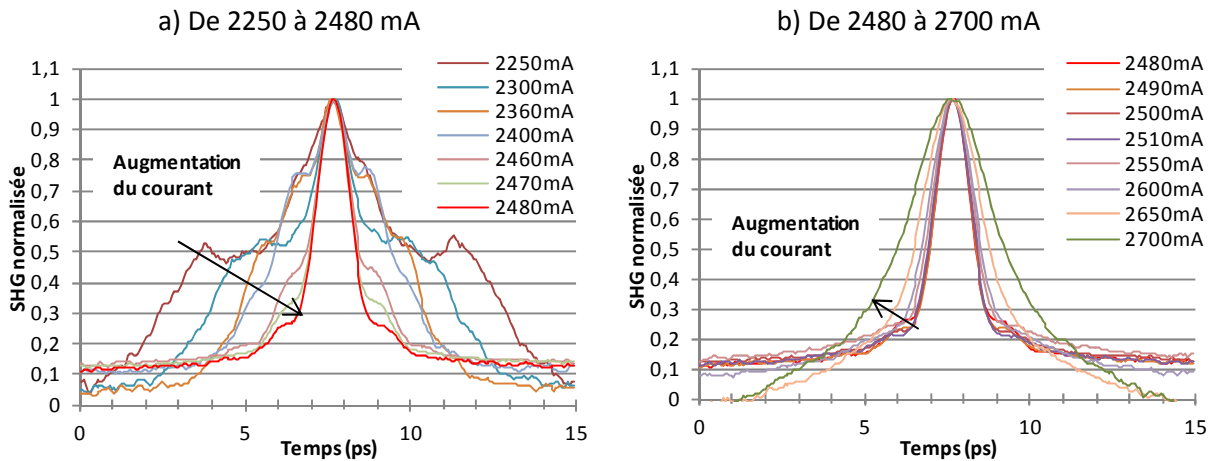


Fig. 5.37. Evolution de la largeur d'impulsion en fonction du courant de polarisation pour des courants inférieurs (a) et supérieurs (b) au courant idéal.

Les deux courbes de la Fig. 5.38 montrent les mesures d'autocorrélation pour la structure à semelle de  $4.3 \mu\text{m}$  avec 2 échelles de temps différentes. La cavité laser mesure  $4.4 \text{ mm}$  ce qui correspond à un taux de répétition d'environ  $10 \text{ GHz}$  ( $100 \text{ ps}$ ). L'échelle de temps maximale de l'autocorrélateur étant de  $50 \text{ ps}$ , nous n'avons pas la possibilité de voir deux impulsions. La grande échelle de temps de la Fig. 5.38(a) permet de visualiser de part et d'autre de l'impulsion. Mis à part un minuscule rebond de part et d'autre du lobe central (à environ  $8 \text{ ps}$ ), la mesure est très propre avec un niveau bas proche de zéro. La Fig. 5.38(b) correspond à la même mesure mais avec une échelle de temps réduite ( $5 \text{ ps}$ ) ce qui permet une meilleure résolution. Le pic d'autocorrélation est très bien approximé par une gaussienne alors que les ailettes le sont plutôt par une lorentzienne. Dans cet exemple, la largeur de l'autocorrélation à mi-hauteur est de  $1.07 \text{ ps}$  ce qui correspond à une impulsion de l'ordre de  $750 \text{ fs}$  en supposant que la forme est gaussienne. Le spectre optique est centré à  $1588 \text{ nm}$ , et sa largeur à mi-hauteur est de  $9.2 \text{ nm}$ . Le produit largeur temporelle largeur spectrale est de  $0.82$  ce qui signifie que l'impulsion n'est pas limitée par transformée de Fourier. Le piédestal obtenu sur la mesure d'autocorrélation (Fig. 5.38(b)) est aussi un indicateur que l'impulsion n'est pas en limite de transformée de Fourier, une partie de la puissance étant contenue dans les piédestaux. Avec les mesures d'autocorrélation, on ne peut pas savoir si toute la puissance disponible est sous forme d'impulsions ou s'il reste une puissance continue car on ne peut pas placer correctement le zéro (axe des ordonnées). C'est donc difficile de donner le taux d'extinction entre les impulsions et le signal continu.

Nous avons réussi à coupler plus de  $200 \text{ mW}$  dans la fibre optique. A cause des pertes dans les connecteurs, la puissance moyenne à la sortie de la fibre après compression était de  $137 \text{ mW}$ . En prenant, un taux de répétition de  $9.96 \text{ GHz}$  et une largeur d'impulsion de  $535 \text{ fs}$  (respectivement  $750 \text{ fs}$ ), et en considérant que toute la puissance est contenue dans les impulsions, la puissance crête du signal est de  $25.7 \text{ W}$  (respectivement  $18.3 \text{ W}$ ) et l'énergie par impulsion est de  $13.7 \text{ pJ}$ .

Juodawlkis et al. (21) et Ahmad et al. (22) avec le même type de structure à semelle mais avec des puits quantiques ont démontré respectivement des puissances crêtes de  $5.8 \text{ W}$  et  $3.95 \text{ W}$  avec des taux de répétition entre  $4.3$  et  $4.6 \text{ GHz}$  et des énergies d'impulsion de  $58 \text{ pJ}$  et  $46 \text{ pJ}$ . Dans les deux cas, ils ont utilisé des structures avec absorbant saturable ce qui signifie qu'ils ont directement des impulsions en sortie de la puce laser mais aussi qu'une grande partie de la puissance est directement perdue dans l'absorbant saturable. La structure utilisée par Juodawlkis et al. délivre par exemple plus de  $800 \text{ mW}$  sans absorbant saturable et seulement  $250 \text{ mW}$  avec. Dans les deux cas, les

impulsions sont relativement larges. Juodawlkis et al. ont mesuré des largeurs à mi-hauteur de 10 ps directement en sortie du composant et 4 ps avec compression par fibre optique. C'est ce qui explique que malgré un taux de répétition 2 fois plus faible et une puissance moyenne plus grande, leurs puissances crêtes sont beaucoup moins importantes que les nôtres. Nous avons en effet obtenu, des valeurs de puissance crête environ 5 fois plus importantes que les meilleurs résultats rapportés dans la littérature pour des lasers semiconducteurs sur InP.

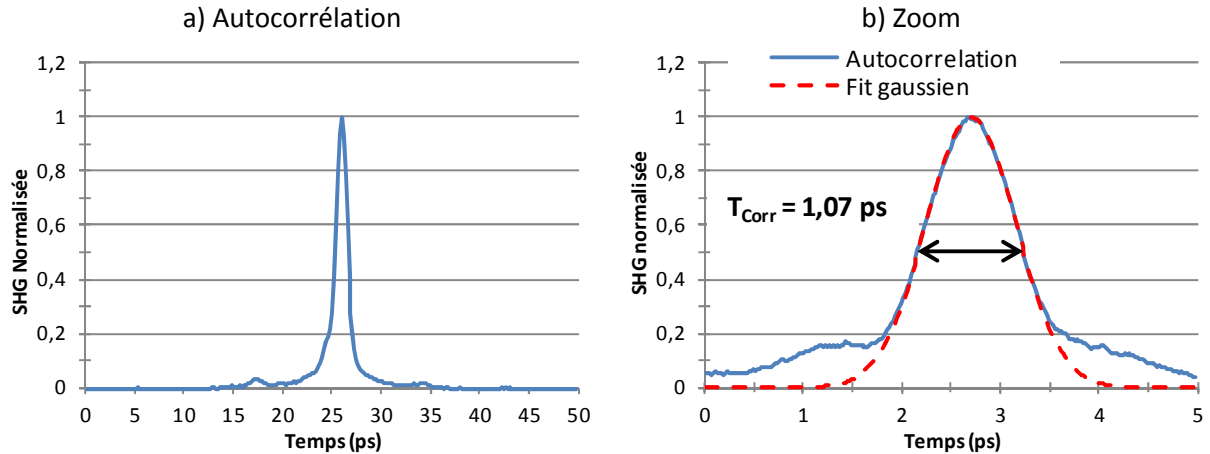


Fig. 5.38. Mesure d'autocorrélation des impulsions à 10 GHz avec une large échelle temporelle (a) et une échelle temporelle réduite (b).

Le train d'impulsions visualisé avec un oscilloscope numérique à échantillonnage est représenté Fig. 5.39(a) et (b). La fréquence du signal étant élevée (10 GHz), la seule possibilité pour faire la mesure est d'utiliser le signal comme déclencheur (« trigger »). On a obtenu un train d'impulsions relativement propre et avec un taux d'extinction correct ( $\approx 8 \text{ dB}$ ) même si le signal ne revient pas à zéro. A cause de la réponse limitée de l'oscilloscope et parce que les mesures sont faites avec une photodiode (U<sup>2</sup>t XPDV3120R) avec 75 GHz de bande passante de modulation à  $-3 \text{ dB}$ , la largeur de l'impulsion vue à l'oscilloscope n'est pas représentative de la largeur réelle de l'impulsion.

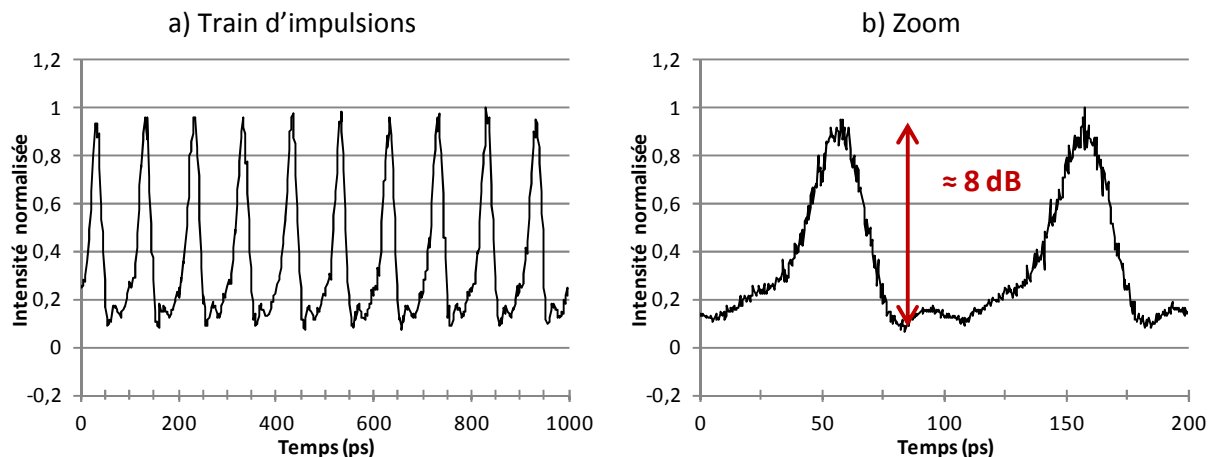


Fig. 5.39. Train d'impulsions avec auto-déclenchement de l'échantillonnage (a), zoom sur les impulsions (b).

### 5.2.3.3. Peignes de fréquences optiques

La Fig. 5.40(a) montre le spectre optique d'un laser de 4.4 mm de la structure avec semelle de 4.3  $\mu\text{m}$ . La puissance optique couplée est de 137 mW. On retrouve la forme en carrée du spectre qui



est caractéristique d'un laser semiconducteur à verrouillage de modes. Le spectre est relativement plat avec une largeur à -3 dB de 9.2 nm (1.1 THz). Dans le cas d'impulsion transformée limite, cette largeur de spectre doit permettre des impulsions d'une largeur à mi-hauteur de 400 fs. La Fig. 5.40(b) est un zoom de 1 nm sur le peigne de fréquences optiques. Le peigne optique se compose d'approximativement 110 canaux, espacés de 9.95 GHz (0.083 nm), avec une puissance par canal comprise entre 1 et -2 dBm.

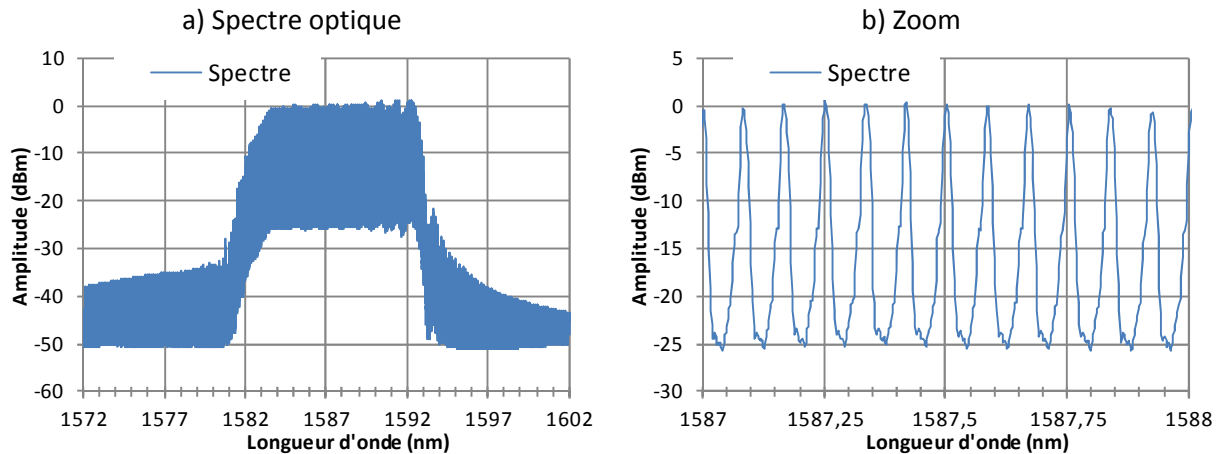


Fig. 5.40. Spectre optique (a) et zoom sur le peigne de fréquences (b).

#### 5.2.3.4. Mesure de la raie radiofréquence et peignes de fréquence électrique

Après avoir regardé la raie RF à la fréquence d'autopulsation (cf 5.2.2.2), on s'intéresse maintenant au peigne de fréquences électriques généré par le battement sur une photodiode de tous les modes optiques. Les mesures de spectre électrique ont été réalisées à l'aide d'un analyseur de spectre électrique 67 GHz Rohde&Schwarz et de la photodiode U<sup>2</sup>t XPDV3120R.

La raie RF à 9.67 GHz d'un laser de 4.3 mm clivé/clivé polarisé à 1800 mA est donnée Fig. 5.41(a). La largeur de raie à -3 dB est inférieure à 750 Hz, ce qui est très fin pour une mesure directe sans aucune boucle de contre-réaction ou de verrouillage. La raie RF d'un laser de la même structure mais avec une cavité de 2 mm est donnée sur la figure (b). Dans ce cas, la largeur de raie à -3 dB est d'environ 3 kHz (raie 4 fois plus large). Cette figure montre aussi l'impact de la compression sur la raie RF : la fréquence RF est légèrement changée mais la largeur de la raie est elle, inchangée. C'est finalement la puissance RF qui est la plus impactée par la compression : dans ce cas, la compression permet un gain d'environ 23 dB. La compression permet de ramener la différence de phase entre 2 modes optiques voisins approximativement à zéro. Lors de la photodétection, la puissance de tous les modes optiques s'ajoute de manière constructive car ils ont tous la même phase. Un aperçu des résultats de mesures des lasers de 2 mm de long a été donné dans (23).

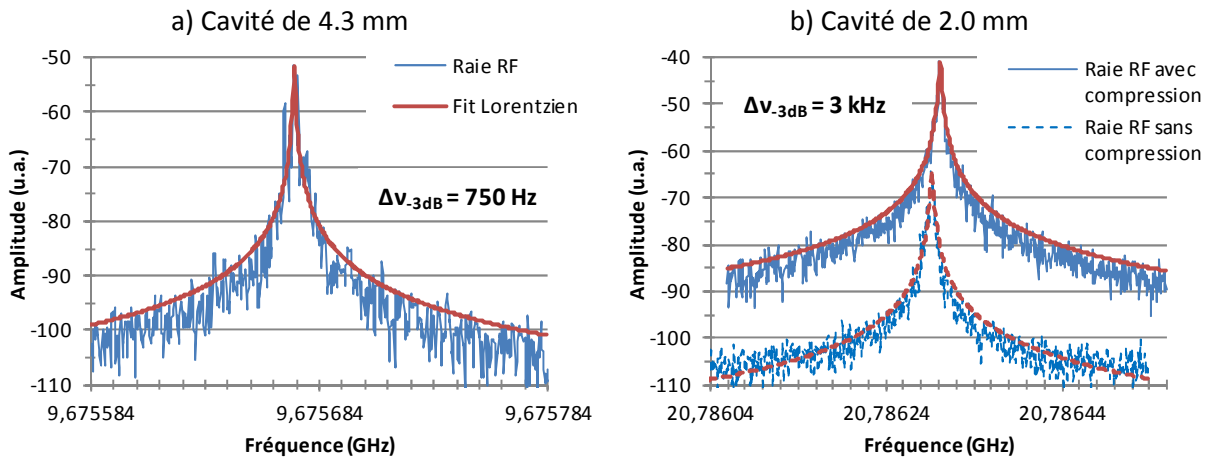


Fig. 5.41. Raie RF pour un laser (semelle de 4.3  $\mu\text{m}$ ) de 4.3 mm (a) et de 2 mm (b).

Les peignes de fréquences électriques jusqu'à 67 GHz avec et sans compression du signal sont donnés Fig. 5.42. Sur la Fig. 5.42(a), la cavité laser est de 4.3 mm et sur la Fig. 5.42(b) de 2 mm. Dans les deux cas, le peigne est relativement plat avec un intervalle spectral respectivement d'environ 10 GHz et 20 GHz. On retrouve le gain de 23 à 25 dB sur la puissance des raies RF amené par la compression du signal. La légère diminution de puissance RF ( $\approx 3$  dB) à haute fréquence est due à la bande passante de la photodiode. Les puissances RF sont élevées puisque la puissance par canal est de l'ordre de -16 dBm pour un photocourant de 1 mA.

Nous ne disposons pas au laboratoire, d'équipements nous permettant de mesurer le spectre électrique au-delà de 125 GHz. La largeur du spectre optique à -3 dB étant de 9.2 nm soit 1.1 THz, des mesures complémentaires devraient permettre de voir les raies RF à plus haute fréquence et sûrement d'atteindre le domaine des THz.

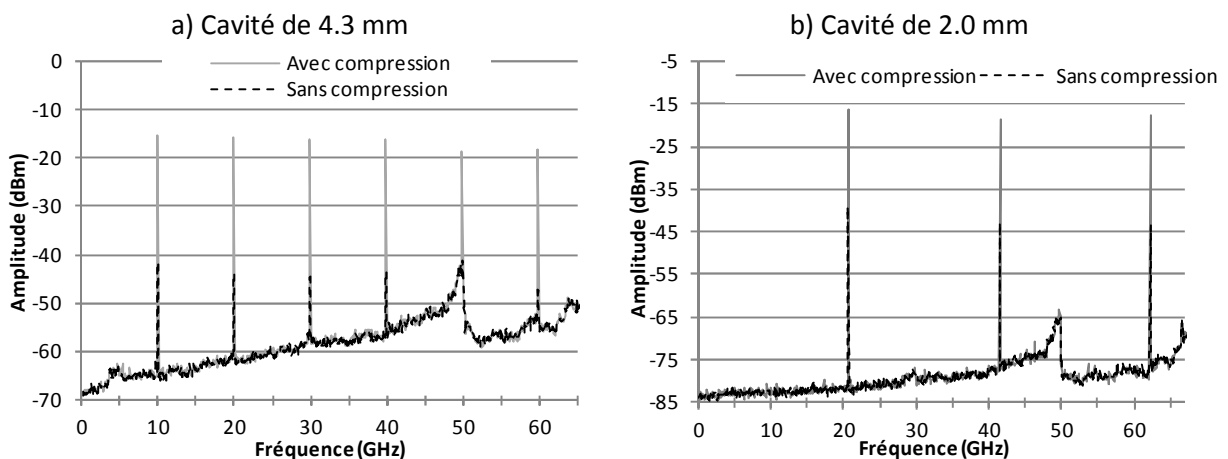


Fig. 5.42. Peigne de fréquences électriques pour un laser (semelle de 4.3  $\mu\text{m}$ ) de 4.3 mm (a) et de 2 mm (b).

### 5.2.3.5. Verrouillage sur un générateur externe

Les mesures montrées jusqu'à présent ont été faites pour le laser en régime d'oscillation libre. En collant une alumine HF sur l'embase, nous avons pu injecter un signal RF en plus du courant de polarisation afin de verrouiller le laser sur une source externe, un générateur de fréquence RF Agilent E8257D, et réaliser du verrouillage de modes actif. La fréquence du signal RF injectée est très proche de la fréquence d'autopulsation du laser.

La Fig. 5.43 représente la mesure d'autocorrélation avec et sans verrouillage externe. On peut noter que le verrouillage externe perturbe le fonctionnement impulsionnel du laser. La largeur à mi-hauteur de l'autocorrélation est légèrement augmentée (1.5 au lieu de 1.1 ps) et les ailettes (ou piédestaux) situées de part et d'autre du lobe principal sont plus importantes avec verrouillage externe.

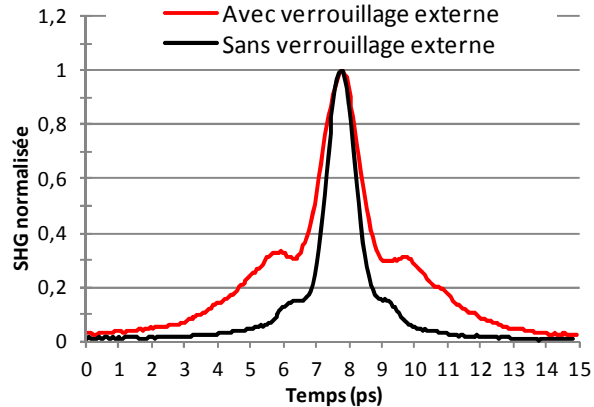


Fig. 5.43. Modification de l'impulsion après verrouillage externe.

En cas de verrouillage externe, les mesures à l'oscilloscope numérique à échantillonnage sont beaucoup plus simples car une partie du signal RF du générateur peut servir de signal de déclenchement. Comme on le voit sur la Fig. 5.44(a), la mesure est beaucoup plus propre, avec un taux d'extinction beaucoup plus important. La Fig. 5.44(b) est un zoom de l'oscilloscope sur une échelle de temps de 200 ps. Entre deux impulsions, le signal revient à zéro avec un taux d'extinction supérieur à 15 dB. Cela signifie que la puissance continue est négligeable et que pratiquement toute la puissance est contenue dans les impulsions. Même si le système de déclenchement a peut-être un impact (pour le verrouillage passif le train d'impulsions sert à la fois comme signal et comme déclencheur alors que pour le verrouillage actif le signal de déclenchement est donné par le générateur RF), nous pensons que le meilleur taux d'extinction mesuré est lié au passage d'un verrouillage de modes passif à actif.

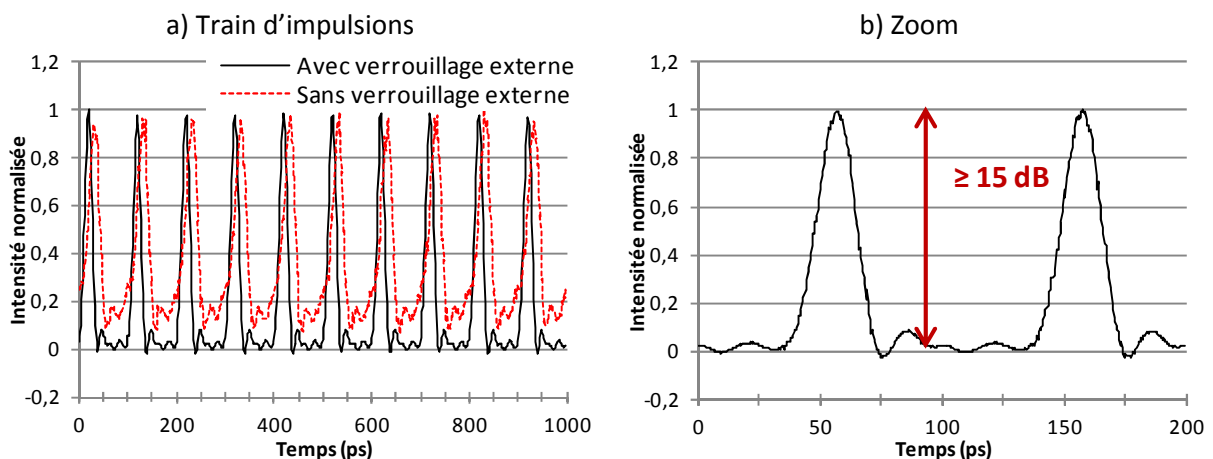
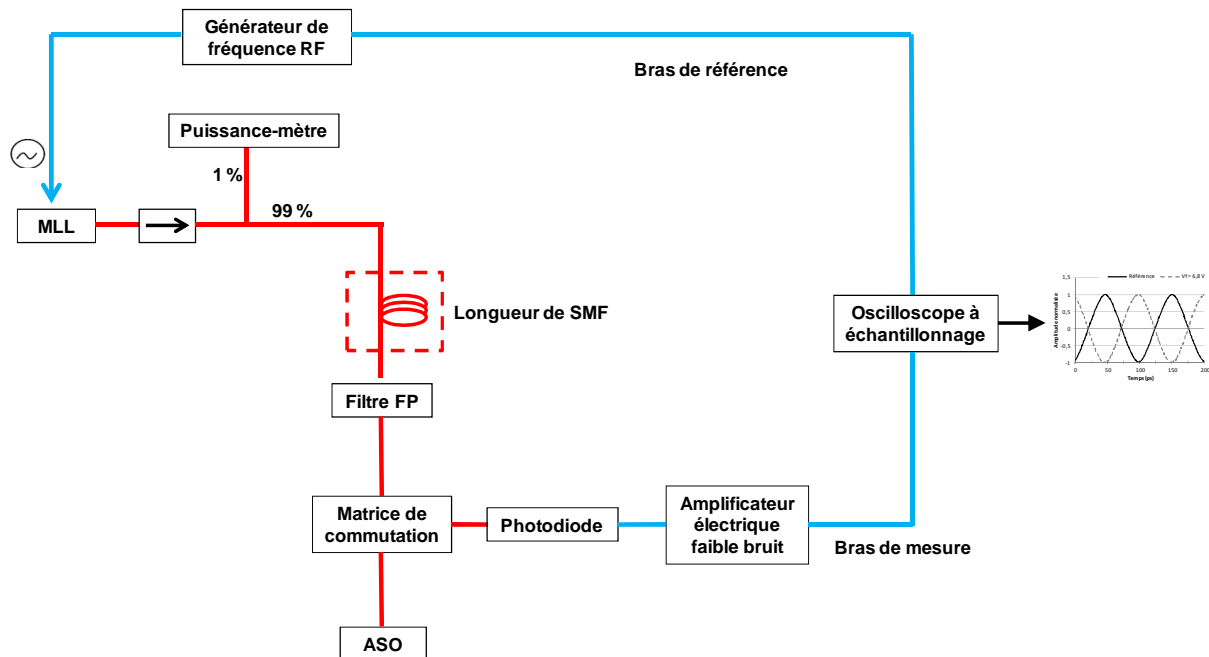


Fig. 5.44. Comparaison du train d'impulsions sans et avec verrouillage externe (a), zoom du train d'impulsions (b).

La configuration avec verrouillage externe est aussi plus optimale pour faire la mesure du retard entre les différents paquets de modes du spectre optique car le signal RF du générateur de fréquence

sert à la fois de signal de référence et de signal de déclenchement. Le principe de la mesure est expliqué sur la Fig. 5.45.



**Fig. 5.45. Schéma de principe de la mesure de différence de phase entre les différentes parties du spectre optique pour du verrouillage de modes actif.**

La Fig. 5.46(a) représente les traces à l'oscilloscope pour le signal de référence et 4 valeurs de tension de commande du filtre dans le cas où la longueur de fibre SMF est nulle. Par rapport au cas avec verrouillage de modes passif, la mesure est beaucoup moins bruitée principalement pour deux raisons : le signal du bras de mesure est plus puissant (pas de coupleur optique) et le signal de déclenchement est beaucoup plus stable. On remarque assez nettement que le retard diminue linéairement quand on explore les grandes longueurs d'ondes du spectre optique (forte tension de commande). Nous avons réalisé cette mesure pour 4 longueurs de fibre SMF : 0, 250, 570 et 820 m. Les résultats de mesures sont donnés sur la Fig. 5.46(b) à la fois en valeurs de retard et de déphasage. On retrouve toujours la même dépendance linéaire. Pour 0 m de fibre, les modes de grandes longueurs d'onde sont en retard par rapport aux modes de faibles longueurs d'onde. En ajoutant 250 m de SMF, on a d'abord démontré que le retard diminuait puis s'annulait pour 570 m de SMF. Pour de plus grandes longueurs de SMF (820 m), la pente devient positive ce qui signifie que les modes de grandes longueurs d'onde sont en avance par rapport aux modes de faibles longueurs d'onde.

La pente des courbes qui représente le retard en ps/nm est donnée dans le Tab. 5.5. Les mesures de retard sont parfaitement cohérentes avec l'estimation du retard étant donné la longueur de fibre SMF (dispersion de l'ordre de 18 ps/nm.km).

**Tab. 5.5. Retard mesuré et estimé pour différentes longueurs de fibre SMF.**

Longueur de SMF	0 m	250 m	570 m	820 m
Pente mesurée	-9.3 ps/nm	-5.3 ps/nm	0.5 ps/nm	5.7 ps/nm
Retard mesuré	0	4 ps	9.8 ps	15 ps
Retard estimé en fonction de la longueur de fibre	0	4.5 ps	10.3 ps	14.8 ps

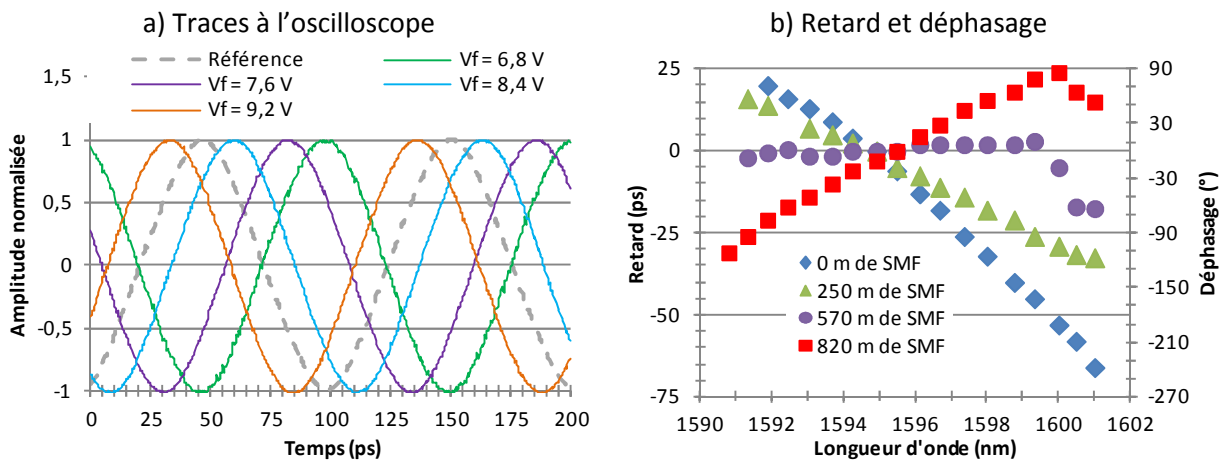


Fig. 5.46. Trace à l'oscilloscope pour 0 m de fibre (a) et mesure du retard (ou déphasage) entre les différents paquets de modes pour 4 longueurs de fibre SMF (b).

En utilisant l'analyseur de spectre électrique jusqu'à 67 GHz puis des mélangeurs externes Rohde&Schwartz (FS-Z90 et FS-Z110), nous avons pu reconstituer le spectre électrique jusqu'à 120 GHz (Fig. 5.47(a)). La décroissance lente à haute fréquence correspond sûrement à la réponse de la photodiode (bande passante à -3 dB de 75 GHz). Nous n'avons pas pu mesurer les signaux à plus haute fréquence car nous ne disposons pas de mélangeurs adéquats. La Fig. 5.47(b) est un zoom de la raie RF à 120 GHz. La mesure ne tient pas compte des pertes du mélangeur à 120 GHz, ce qui signifie que les niveaux de puissance ne sont pas corrects. Par contre, le rapport signal sur bruit de 44 dB est valable.

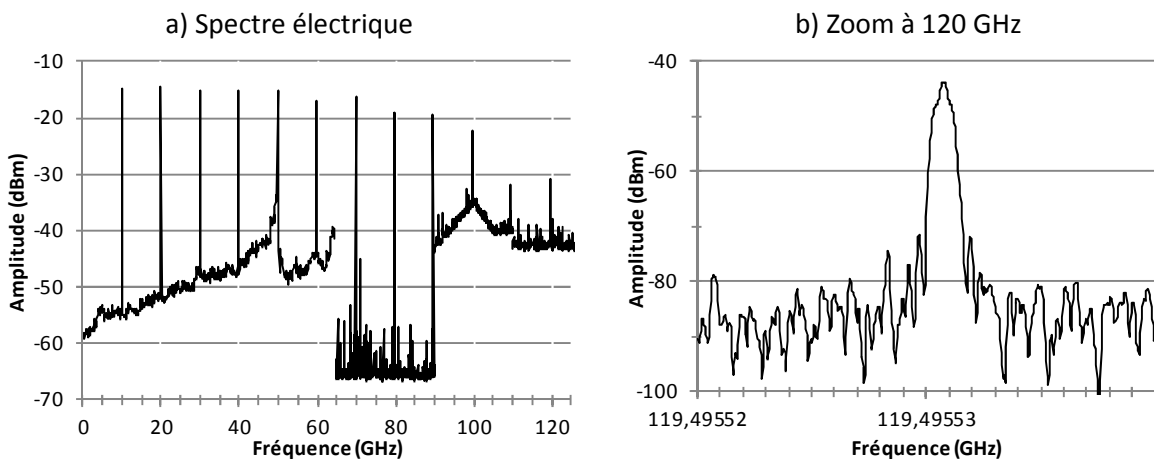


Fig. 5.47. Spectre électrique jusqu'à 120 GHz (a) et zoom sur la raie RF à 120 GHz (b).

Nous avons aussi mesuré le bruit de phase (Single Side Band : SSB) des lasers à verrouillage de modes l'option « bruit de phase » de l'analyseur de spectre électrique Rohde&Schwartz. Sur la Fig. 5.48(a), nous nous sommes intéressés au bruit de phase à 10 GHz en fonction de la puissance RF injectée. La référence (courbe noire) est donnée par le générateur de fréquence RF Agilent E8257D. En augmentant la puissance RF, on arrive à diminuer assez fortement le bruit de phase. Avec une injection RF forte et pour un décalage en fréquence supérieur à 1 kHz, le bruit de phase est inférieur à -100 dB/Hz. La valeur intrinsèque de puissance RF en dBm n'est pas représentative de la puissance réellement injectée dans le composant car la très forte désadaptation d'impédance entre le laser et le générateur Agilent provoque des réflexions très importantes. La variation en dB entre les valeurs

de puissance est par contre correcte. L'efficacité de modulation est aussi sûrement dégradée parce que le signal de modulation RF est appliqué sur toute la longueur du composant (4.3 mm) avec une répartition des fils de câblages pas du tout optimisée. La Fig. 5.48(b) représente le bruit de phase sous forte injection RF pour les raies RF de 10 à 60 GHz. Par rapport à la fréquence fondamentale à 10 GHz, le bruit de phase se dégrade pour les harmoniques d'ordres supérieurs.

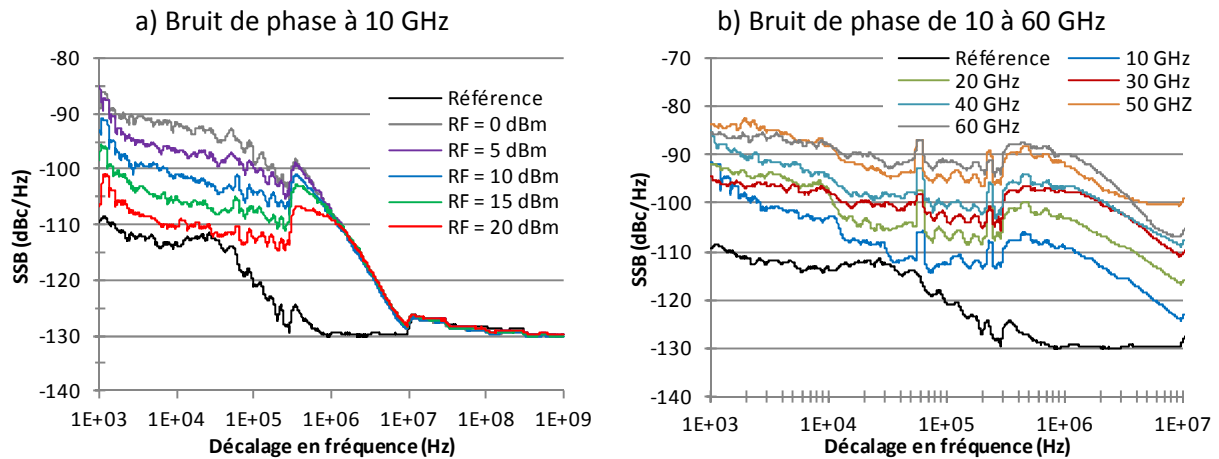


Fig. 5.48. Modification du bruit de phase à 10 GHz en fonction de la puissance injectée (a) et évolution du bruit de phase de 10 à 60 GHz sous forte injection RF à 10 GHz (b).

#### 5.2.3.6. Abaissement de la fréquence de répétition et problèmes associés

Nous venons de voir que l'utilisation de structures à semelle avec une zone active à base de bâtonnets quantiques nous a permis d'obtenir des lasers avec peu de pertes optiques, ce qui est un véritable atout pour la réalisation de lasers de puissance à verrouillage de modes. Jusqu'à présent, nous avons démontré des lasers avec des fréquences d'autopulsation autour de 44, 22 et 10 GHz ce qui équivaut à des longueurs de cavité respectivement de 1, 2 et 4.4 mm.

De nombreuses applications telles que l'échantillonnage optique, le doublage de fréquence ou la métrologie optique nécessitent des sources avec des fréquences de répétition encore plus basses, idéalement situées entre 1 et 5 GHz. Dans le cas des lasers impulsifs, abaisser la fréquence de répétition permet aussi d'augmenter considérablement la puissance crête des impulsions. La solution la plus simple pour diminuer la fréquence d'autopulsation est d'allonger la cavité du laser ; la gamme de fréquences entre 1 et 5 GHz correspond à des longueurs de cavité entre 0.88 et 4.5 cm. Les longueurs typiques des lasers à semiconducteurs étant plutôt comprises entre 250  $\mu\text{m}$  et 4 mm, les longueurs de cavité visées sont assez extrêmes par rapport aux standards. Les cavités longues posent des problèmes de clivage et de montage des puces, de disponibilité des embases, de courant seuil et de courant de fonctionnement. A notre connaissance, les cavités les plus longues de lasers à verrouillage de modes sont celles présentées par Juodawlkis et al. (21) et Hansen et al. (23) qui mesurent respectivement 1 et 2 cm ce qui correspond à des fréquences d'autopulsation de 4.4 et 2.2 GHz.

Après avoir approvisionné des embases de 1 cm, nous avons réalisé des montages de lasers shallow ridge de 9.8 mm avec la structure à semelle massive de 4.3  $\mu\text{m}$  avec et sans traitement des facettes. La Fig. 5.49 présente les caractéristiques P-I jusqu'à 3 A pour un laser AR/HR et pour deux températures de fonctionnement (12 et 25  $^{\circ}\text{C}$ ) : le courant de seuil se situe entre 1 et 1.1 A et la

puissance à 3 A est supérieure à 350 mW. La différence de puissance entre les deux températures de fonctionnement est faible. Jusqu'à 3 A de courant de fonctionnement, on ne voit pas apparaître de saturation thermique importante.

Les mesures à forts courants sont assez délicates à effectuer car la puissance thermique à dissiper est très importante. Malgré l'élément Peltier, on n'arrive pas forcément à réguler correctement la température.

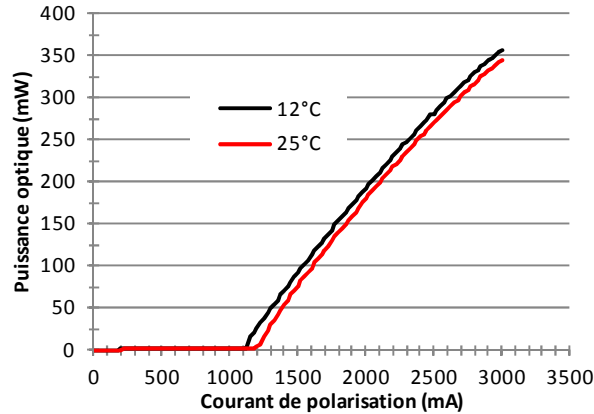


Fig. 5.49. P-I d'un laser de 9.8 mm pour des températures de régulation de 12 et 25 °C.

On peut voir sur la Fig. 5.50 que les modes FP du laser sont verrouillés, la fréquence fondamentale de battement étant proche de 4.37 GHz. Sur un laser cl/cl et pour un courant de 2.9 A, nous avons mesuré une largeur de raie RF à mi-hauteur de 550 Hz. Le système de refroidissement de la puce est composé d'une boîte à eau qui rajoute de nombreuses vibrations. Nous sommes donc obligés d'arrêter la circulation d'eau pour réaliser des mesures propres. Les valeurs de largeur étant extrêmement faible, il serait intéressant de réaliser des mesures de bruit de phase avec un oscilloscope.

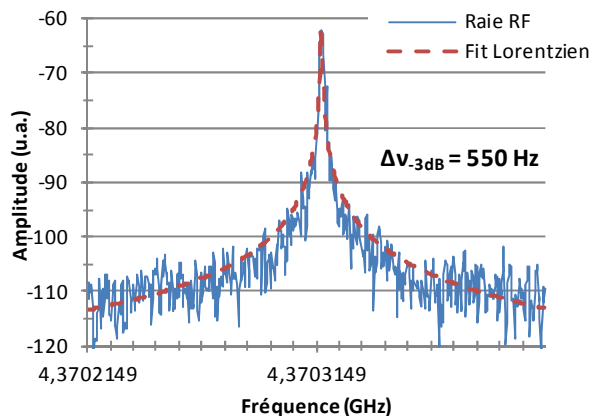


Fig. 5.50. Raie RF d'un laser cl/cl de 9.8 mm pour un courant de 2.9 A.

Les Fig. 5.51(a) et (b) représentent le spectre optique jusqu'à 60 GHz respectivement sans et avec compression optique. La compression optique permet de gagner plus de 30 dB. La photodiode utilisée (u<sup>2</sup>t XPDV 2140R) a une bande passante à -3 dB typique de 40 GHz.

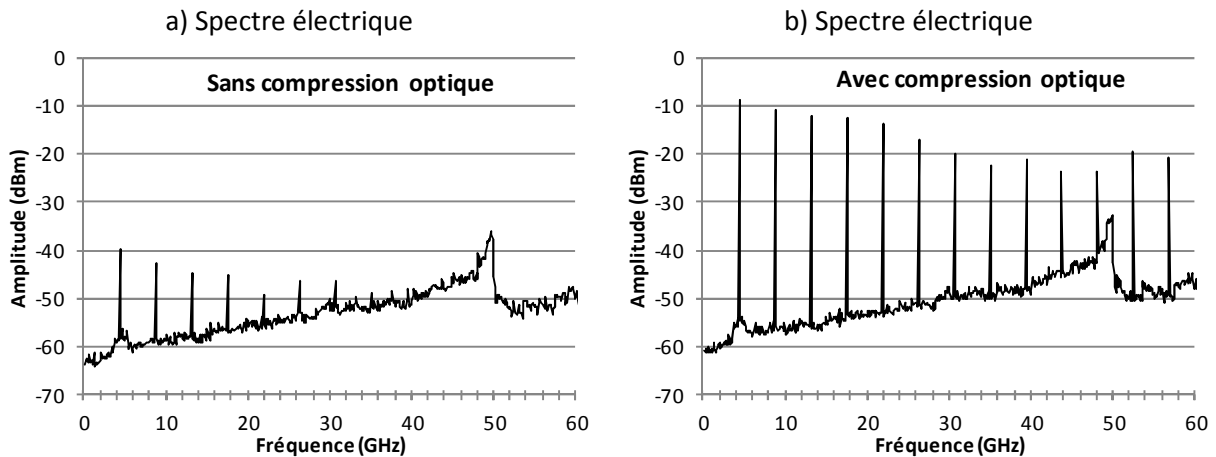


Fig. 5.51. Spectre électrique d'un laser AR/HR de 9.8 mm pour un photocourant de 2 mA.

Nous avons aussi mesuré à l'oscilloscope numérique à échantillonnage le train d'impulsions obtenu après la compression optique. La Fig. 5.52(a) est une mesure non moyennée alors que la Fig. 5.52(b) correspond à un moyennage sur 32 valeurs. Les mesures sont réalisées avec un verrouillage de modes passif, le train d'impulsion sert donc de déclencheur pour l'échantillonnage. Nous avons démontré un taux d'extinction supérieur à 10 dB, qui est supérieur à celui mesuré sur les lasers de 4.3 mm. Sur les premières mesures à l'autocorrélateur, nous avons obtenu des impulsions avec une largeur à mi-hauteur de 1.14 ps en considérant une impulsion gaussienne pour un courant laser de 2.17 A. Pour réaliser des mesures à plus forts courants, nous devons améliorer le système de régulation de notre banc de mesure.

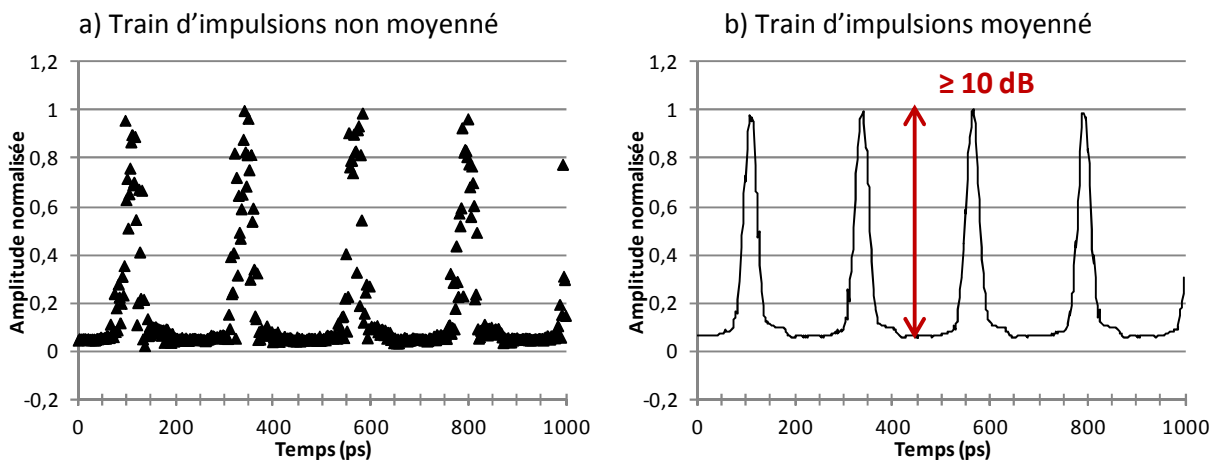


Fig. 5.52. Train d'impulsions sans moyenne (a) et moyenné sur 32 valeurs (b).

Nous avons obtenu des premiers résultats encourageants avec des lasers très longs (9.8 mm), avec notamment une puissance maximale supérieure à 475 mW. Ces puces lasers présentent une raie de battement à 4.3 GHz de l'ordre de 550 Hz à mi-hauteur. Nous avons réussi à visualiser les impulsions obtenus après compression dans une fibre optique. La largeur à mi-hauteur est légèrement supérieure à la ps si l'on considère une impulsion gaussienne. Dans nos mesures nous sommes actuellement limités par le courant laser (autour de 3 A). Pour tirer profit de la longueur de la puce, il faut que l'on puisse réaliser des mesures à plus forts courant.

Pour obtenir des lasers encore plus performants avec ces longueurs de cavité, il nous faudrait concevoir des structures avec des pertes internes encore plus faibles (idéalement autour de



$1 \text{ cm}^{-1}$ ). Plusieurs modifications de la structure sont envisageables, notamment pour diminuer encore plus le recouvrement du mode optique avec les zones dopées p. Une autre modification intéressante concerne le taux de dopage des couches. Dans toutes nos structures, nous avons utilisé des dopages n et p des couches proches de la zone active de  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . L'absorption étant liée au dopage (relation linéaire pour de fort dopage), la réduction du dopage doit conduire à une diminution des coefficients d'absorption des différentes couches et donc une diminution des pertes internes. Si l'on compare les taux de dopage entre la structure du Lincoln Lab et la nôtre (Tab. 5.6), on remarque qu'ils ont utilisés des dopages beaucoup plus faible, ce explique je pense une partie importante de la différence des pertes internes ( $0.4$  contre  $3.6 \text{ cm}^{-1}$ ).

**Tab. 5.6. Taux de dopage pour notre structure et celle du Lincoln Lab.**

Couches	Dopage Lincoln Lab (16)	Dopage de notre structure
Quaternaire de semelle	$6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Dopage des couches n	$2 \times 10^{17}$ à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Dopage des couches p	$2 \times 10^{17}$ à $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

## Bibliographie

1. **M. Chtioui, F. Lelarge, A. Enard, F. Pommereau, A. Carpentier, A. Marceaux, F. van Dijk, and M. Achouche.** High Responsivity and High Power UTC and MUTC GaInAs-InP photodiodes. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15 Feb. 2012, Vol. 24, 4, pp. 318-320.
2. **M. Chtioui, D. Carpentier, S. Bernard, B. Rousseau, F. Lelarge, F. Pommereau, C. Jany, A. Enard, and M. Achouche.** Thick Absorption Layer Uni-Traveling-Carrier Photodiodes With High Responsivity, High Speed, and High Saturation Power. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 1 Apr. 2009, Vol. 21, 7, pp. 429-431.
3. **S. Daryoush, E. Ackerman, R. Saedi, R. Kunath, and K. Shalkhauser.** High-Speed Fiber-optic Link for Distribution of Satellite Traffic. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* May 1990, Vol. 38, 5, pp. 510-517.
4. **J. Chen, R. J. Ram, and R. Helkey.** Linearity and Third-Order Intermodulation Distortion in DFB Semiconductor Lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* Aug. 1999, Vol. 35, 82, pp. 1231-1237.
5. **J. Getty, L. Johansson, E. Skogen, and L. Coldren.** 1.55- $\mu\text{m}$  Bipolar Cascade Segmented Ridge Lasers. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* Sep/Oct. 2003, Vol. 9, 5, pp. 1138-1145.
6. **C. Carlsson, H. Marinsson, and A. Larsson.** High Performance Microwave Link Using a Multimode VECSEL and a High-Bandwidth Multimode Fiber. in *Proc. IEEE Int. Microw. Photon. Top. Meeting (MWP 2002)*. 2002, pp. 81-84.
7. **S. A. Pappert, C. K. Sun, R. J. Orazi, and T. E. Weiner.** Microwave Fiber Optic Links for Shipboard Antenna Applications. in *Proc. IEEE Int. Conf. Phased Array Systems and Technol. (ARRAY 2000)*. 2000, pp. 345-348.
8. **C. Gee, T. Chen, P. Chen, J. Paslaski, K. Lau, R. Logan, M. Calhoun, and G. Lutes.** Fiber-optic Link Systems for Antenna Remoting Applications. in *Proc. Photon. Syst. Antenna Applicat. Conf.* 1993, pp. 17-20.
9. **Pacaud, A.** *Electronique et radiofréquence*. Paris : Ellipse Marketing, 2000.
10. **M. Chtioui, A. Enard, D. Carpentier, F. Lelarge, B. Rousseau, M. Achouche, A. Marceaux, A. Renault, C. Feuillet, M. Queguiner, and T. Merlet.** High Power UTC Photodiodes Design and Application for Analog Fiber Optic Links. in *Proc. IEEE Int. Microw. Photon. Top. Meeting (MWP 2009)*. 2009, pp. 1-4.
11. **A. Daryoush, E. Ackerman, N. Samant, S. Wanuga, and D. Kasemset.** Interfaces for High-Speed Fiber-Optic Links: Analysis and Experiment. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Dec. 1991, Vol. 39, 12, pp. 2031-2044.
12. **C. Cox, E. Ackerman, G. Betts, and J. Prince.** Limits on the Performance of RF-over-fiber Links and their Impact on Device Design. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* Feb. 2006, Vol. 54, 2, pp. 906-920.
13. **M. Faugeron, M. Tran, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet, and F. van Dijk.** High Power Directly Modulated DFB Lasers for Large Dynamic Range Optical Transmission. in *Proc. IEEE Photonics Conference (IPC 2011)*. 2011, pp. 91-92.
14. **M. Faugeron, M. Tran, F. Lelarge, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet, and F. van Dijk.** High-Power, Low RIN 1.55- $\mu\text{m}$  Directly Modulated DFB Lasers for Analog Signal Transmission. *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15 Jan. 2012, Vol. 24, 2, pp. 116-118.
15. **L. A. Coldren, and S. W. Corzine.** *Diode Lasers and Photonics Integrated Circuits (Microwave and Optical engineering)*. New York : Wiley, 1995.

16. **J. J. Plant, P. W. Juodawlkis, R. K. Huang, J. P. Donnelly, L. J. Missaggia, and K. G. Ray.** 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Slab-Coupled Optical Waveguide Lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Apr. 2005, Vol. 17, 4, pp. 735-737.
17. **S. Arahira, S. Kutsuzawa, Y. Matsui, and Ogawa.** Higher Order Chirp Compensation of Femtosecond Mode-Locked Semiconductor Lasers Using Optical Fibers with Different Group-Velocity Dispersions. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Sep. 1996, Vol. 2, 3, pp. 480-486.
18. **C. Gosset, J. Renaudier, G.-H. Duan, G. Aubin, and J.-L. Oudar.** Phase and Amplitude Characterization of a 40-GHz Self-Pulsating DBR Laser Based on Autocorrelation Analysis. *IEEE J. Lighthw. Technol.* Feb. 2006, Vol. 24, 2, pp. 970-975.
19. **R. Rosales, S. G. Murdoch, R. T. Watts, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Accard, L. P. Barry, and A. Ramdane.** High Performance Mode Locking Characteristics of Single Section Quantum Dash Lasers. *Opt. Express.* 9 Apr. 2012, Vol. 20, 8, pp. 8649-8657.
20. **M. J. R. Heck, A. Renault, E. A. J. M. Bente, Y.-S. Oei, M. K. Smit, K. S. E. Eikema, W. Ubachs, S. Anantathanasarn, and R. Nötzel.** Passively Mode-Locked 4.6 and 10.5 GHz Quantum Dot Laser Diodes Around 1.55  $\mu\text{m}$  With Large Operating Regime. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* May/June 2009, Vol. 15, 3, pp. 634-643.
21. **P. W. Juodawlkis, J. J. Plant, W. Loh, L. J. Missaggia, F. J. O'Donnell, D. C. Oakley, A. Napoleone, J. Klamkin, J. T. Gopinath, D. J. Ripin, S. Gee, P. J. Delfyett, and J. P. Donnelly.** High-Power, Low Noise Slab-Coupled Optical Waveguide (SCOW) Emitters: Physics, Devices and Applications. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2011, Vol. 17, 6, pp. 1698-1714.
22. **F. R. Ahmad, and F. Rana.** Passively Mode-Locked High-Power (220 mW) Semiconductor Lasers at 1.55- $\mu\text{m}$  Wavelength. *IEEE Photon. Technol. Lett.* Feb. 2008, Vol. 20, 3, pp. 190-192.
23. **M. Faugeron, M. Tran, F. Lelarge, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet, and F. van Dijk.** High Power Mode Locked Quantum Dash 1.5  $\mu\text{m}$  Laser With Asymmetrical Cladding. *in Proc. Conf. Lasers Electro-Opt.* . 2012, Vol. JW2A.85.
24. **P. B. Hansen, G. Raybon, U. Koren, B. I. Miller, M. G. Young, M. A. Newkirk, M.-D. Chien, B. Tell, and C. A. Burrus.** Laser for Active Modelocking at 2.2 GHz. *Electron. Lett.* Apr. 1993, Vol. 29, 9, pp. 739-741.

## Conclusion générale et perspectives

Durant cette étude, nous avons conçu, fabriqué et caractérisé des diodes lasers  $1.5\ \mu\text{m}$  de puissance et de faible bruit pour l'optique hyperfréquence. L'intérêt de ces composants a été validé par la réalisation de liaisons optiques hyperfréquences de grandes dynamiques. Les performances de ces liaisons optiques sont pleinement compatibles avec des applications de déport d'antennes et de distributions de signaux (signaux radars, oscillateurs locaux...) dans les radars au sol.

Dans le premier chapitre, nous avons expliqué pourquoi le développement de liaisons optiques hyperfréquences de grandes dynamiques et de fort gain requiert la conception et la réalisation de lasers de puissance et de photodiodes de puissance à l'état de l'art. Pour être compatibles avec cette application, les lasers de puissance doivent démontrer :

- un fort rendement électro-optique afin de maximiser le gain de la liaison,
- un faible niveau de RIN pour abaisser la puissance de bruit totale de la liaison et donc maximiser le rapport signal sur bruit,
- une forte puissance optique pour pouvoir travailler en régime de RIN dominant,
- un point de compression élevé et une grande linéarité pour maximiser la dynamique (SFDR) de la liaison.

La suite du chapitre est consacrée aux généralités sur les lasers à semi-conducteurs. Nous avons notamment détaillé l'intérêt des zones actives à base de puits quantiques contraints en compression pour augmenter le gain différentiel, et donc améliorer les performances dynamiques (niveau de RIN, bande passante de modulation et largeur de raie optique) du laser. Nous avons aussi étudié les avantages d'une zone active à base de bâtonnets quantiques, en particulier pour réaliser des lasers à verrouillage de modes avec de faibles largeurs de raie RF.

Le chapitre 2 présente le procédé de fabrication des lasers, réalisés au III-V lab en topologie shallow ridge double canal. Cette technologie est relativement simple comparée aux topologies enterrées. Elle est bien maîtrisée au III-V lab et présente les avantages d'être robuste et bien adaptée pour réaliser des lasers Fabry-Perot et DFB de puissance modulables. En effet, il n'y a pas de problème de coupure RC parasite jusqu'à des fréquences de modulation de 10 GHz.

Le chapitre 3 est consacré à la conception et à la modélisation des structures de puissance. Dans un premier temps, nous avons déterminé les principales contraintes de conception pour réaliser des structures de puissance. La principale préoccupation pour obtenir de fortes puissances optiques et un rendement élevé consiste à réduire les pertes internes. Pour les lasers à semi-conducteur sur InP, la réduction des pertes internes passe par une réduction du recouvrement du mode propre optique avec les zones dopées p. En effet à une longueur d'onde de  $1.5\ \mu\text{m}$ , l'absorption (principalement de l'IVBA) est 20 à 30 fois plus importante dans les zones dopées p que dans les zones dopées n. Les autres contraintes pour la réalisation de sources lasers de puissance sont l'optimisation de la zone active, et notamment du rendement quantique interne et du gain différentiel, la réduction des résistances thermiques et électriques pour diminuer les saturations thermiques du composant, et

l'optimisation du couplage optique au travers d'une amélioration de l'ellipticité et d'une diminution des divergences du faisceau de sortie.

Comme la problématique et les solutions techniques étaient proches, nous avons travaillé sur la réalisation de deux structures de puissance : un laser DFB de puissance faible bruit modulable jusqu'à 6 GHz pour des applications de liaisons optiques hyperfréquences et un laser de puissance à verrouillage de modes et faible largeur de raie RF. En plus des paramètres déjà évoqués, la réalisation d'un laser DFB suppose une conception et un choix judicieux de la force de réseau et du detuning entre le pic de gain et la longueur d'onde de Bragg. Par ailleurs, la réduction de la largeur de raie RF d'un laser à verrouillage de modes nécessite la réduction du confinement sur la zone active et donc généralement l'utilisation d'une zone active à base de boîtes ou de bâtonnets quantiques.

Afin de diminuer le confinement sur les couches dopées p et donc de diminuer les pertes internes, nous avons utilisé une structure asymétrique. Ce type de structure appelée laser à semelle consiste en l'insertion entre la zone active et le substrat d'une couche épaisse (quelques  $\mu\text{m}$ ) de semi-conducteur, généralement un quaternaire ayant un indice optique compris entre celui du substrat et celui de la zone active. L'objectif de cette couche de semelle est double : premièrement attirer le mode propre optique vers les zones dopées n et donc diminuer le recouvrement du mode optique avec les matériaux dopés p et deuxièmement agrandir le mode propre de la cavité ce qui permet de réduire les divergences de sortie du faisceau. Ces structures à semelle ont d'abord été développées et expérimentées à 1.3  $\mu\text{m}$  puis plus récemment à 1.5  $\mu\text{m}$  par le Lincoln Lab pour réaliser des lasers FP de puissance. Notre objectif est d'utiliser cette idée pour réaliser des lasers DFB de puissance, ce qui n'avait jamais été fait jusqu'à maintenant à notre connaissance.

Dans un premier temps, nous avons conçu des structures avec une semelle constituée d'une couche massive de quaternaire InGaAsP. Le principal paramètre à régler concerne l'épaisseur de la semelle car le choix du quaternaire est généralement imposé par les capacités d'épitaxie du laboratoire. L'augmentation de l'épaisseur de la semelle se traduit par une diminution des confinements sur la zone active et l'InP dopé p, et par une augmentation de la taille du mode. Il en résulte donc une réduction des pertes internes et des divergences de sortie du faisceau. Le compromis de conception consiste à abaisser les pertes internes au maximum tout en gardant un confinement suffisant sur la zone active pour conserver l'effet laser et un gain différentiel suffisant pour garder de bonnes performances dynamiques (faible niveau de RIN et large bande passante de modulation). Les principaux inconvénients de ces structures à semelle massive en InGaAsP sont les contraintes que cela suppose sur l'épitaxie et la mauvaise conductivité thermique des quaternaires qui risque d'accélérer la saturation thermique de la puce.

Nous avons ensuite travaillé sur un autre type de semelle appelée semelle diluée, composé d'une alternance de fines couches d'InP et d'InGaAsP. Si les couches sont suffisamment fines par rapport à la longueur d'onde, le mode optique ne verra pas les différentes couches individuellement mais une seule couche épaisse avec un indice optique qui est la moyenne pondérée par l'épaisseur des indices de l'InP et de l'InGaAsP. En utilisant un seul quaternaire, par exemple celui des barrières, et en modifiant les rapports d'épaisseurs entre les couches d'InP et d'InGaAsP, on peut artificiellement créer un matériau avec un indice optique compris entre celui de l'InP et celui du quaternaire. Par rapport aux lasers à semelle massive, les degrés de liberté de la conception de structures à semelle diluée sont plus importants puisque l'on peut facilement modifier à la fois l'épaisseur totale de la semelle et l'indice optique de la semelle. L'insertion d'InP dans la semelle, même s'il augmente considérablement le nombre d'interfaces, doit permettre d'améliorer la conductivité thermique de la semelle diluée par rapport à une semelle massive en InGaAsP.

Nous avons d'abord réalisé des structures lasers avec une semelle massive. Nous avons analysé dans le chapitre 4 l'impact de l'épaisseur de la semelle sur les performances statiques et dynamiques du laser. Plus la semelle est épaisse, plus la puissance optique maximale et le rendement sont élevés grâce à la réduction des pertes internes, et plus le niveau de RIN et la bande passante de modulation sont dégradés à cause de la baisse du confinement sur la zone active et donc de la diminution du gain différentiel. Pour conserver une bande passante de modulation élevée et un niveau de RIN faible, nous avons aussi montré l'importance d'une zone active avec un grand nombre de puits quantiques. Nous avons finalement examiné l'impact du detuning sur les performances : un detuning nul au courant de fonctionnement nous a permis d'obtenir des structures avec des performances équilibrées en termes de rendement, puissance, RIN et bande passante. Nous avons démontré des lasers sur embases régulés en température à 25° C, modulables jusqu'à 7.5 GHz avec une puissance optique maximale de 150 mW, un rendement au seuil de 0.4 W/A et un RIN < -158 dB/Hz sur toute la gamme [0.1-20 GHz]. Ces lasers ont été mis en module de type Butterfly avec succès. La puissance couplée est de l'ordre de 100 mW, le rendement couplé de 0.28 W/A, le RIN est inférieur à -160 dB/Hz sur [0.1-20 GHz] et le SMSR meilleur que 55 dB.

Afin de comparer les deux types de semelle, une structure équivalente a été réalisée avec une semelle diluée. La puissance optique maximale (180 mW) est plus importante car la saturation thermique apparaît à plus forts courants. Le RIN des lasers à semelle diluée est inférieur à -160 dB/Hz sur toute la bande [0.1-40 GHz]. Cette performance est intéressante dans le cadre de lasers de puissance faible bruit pour des liaisons optiques à modulation externe, par exemple pour les radars aéroportés où certaines bandes de fréquences utiles sont supérieures à 20 GHz. Les autres performances (rendement, bande passante de modulation, niveau de RIN) sont relativement proches. La largeur de raie optique est inférieure à 500 kHz pour les deux types de lasers à semelle. Les lasers à semelle diluée sont encore fonctionnels jusqu'à une température de 85° C. En ajustant le courant laser on a démontré un accord thermique sur 9.7 nm pour une puissance optique de 30 mW. En augmentant le courant de fonctionnement laser, on peut conserver un niveau de RIN bas (< -143 dB/Hz) et une largeur de raie faible (< 500 kHz) jusqu'à une température de 65° C. Ces performances peuvent déboucher sur l'utilisation de ces structures en tant que lasers non-refroidis ou semi-refroidis notamment pour diminuer la consommation du Peltier et donc la consommation globale du module.

Afin d'améliorer la circularité et de diminuer les divergences du faisceau, nous avons développé et testé une évolution de la topologie du laser appelée deep-ridge. Cette technologie consiste à graver profondément les doubles canaux en traversant la zone active et une partie de la semelle. Le mode propre étant mieux confiné latéralement nous avons obtenu des divergences à mi-hauteur de 26 x 30° à comparer au 12 x 34° des lasers shallow ridge. Cela devrait permettre d'améliorer l'efficacité du couplage optique de la puce avec une fibre optique.

Le chapitre 5 est consacré aux applications hyperfréquences des lasers de puissance faible bruit. Les lasers DFB de puissance faible bruit ont été testés avec des photodiodes de puissance dans le cadre de liaisons optiques hyperfréquences à modulation directe. Les premiers résultats ont eu lieu pour des liaisons sans adaptation d'impédance sur le laser et la photodiode. Nous avons obtenu des liaisons avec un gain de -6.4 dB et une bande passante à -3 dB de 7 GHz. Nous avons aussi étudié l'évolution de l'OIP3 et de la SFDR en fonction de la fréquence, du courant de polarisation du laser et du photocourant.

Afin de maximiser le transfert de puissance hyperfréquence, des adaptations d'impédances pour le laser et la photodiode ont été réalisées à TR6 en bande L (1-2 GHz) et S (2-4 GHz). Cela nous a permis de démontrer pour ces deux bandes étroites des liaisons avec un gain supérieur à 0 dB (0.25 dB en bande L et 1 dB en bande S) et un point de compression de 21 dBm. Grâce au très faible RIN du laser et à la bonne linéarité des composants, la SFDR est très élevée : 122 dB.Hz<sup>2/3</sup> en bande L et 114 dB.Hz<sup>2/3</sup> en bande S. Ces résultats de liaisons optiques hyperfréquences à l'état de l'art ont été obtenus grâce à l'utilisation de lasers DFB de puissance faible bruit et de photodiodes de puissance spécifiques. Aucun résultat publié jusqu'à présent ne démontrait des liaisons optiques hyperfréquences avec des performances simultanées de gain, point de compression, OIP3 et SFDR aussi élevées.

Dans la deuxième partie du chapitre 5, nous traitons des lasers de puissance à verrouillage de modes. Ces structures Fabry-Perot à bâtonnets quantiques présentent une forte puissance optique (> 400 mW) et une très faible largeur de raie RF (< 1 kHz). Ce sont de bons candidats pour la génération de peignes de fréquences électriques et optiques. Parce que nous ne disposons pas du matériel adapté nous n'avons pu mesurer les raies RF que jusqu'à 120 GHz, mais étant donné la largeur du spectre optique (9.2 nm soit 1.1 THz) le domaine du THz est normalement atteignable. Le composant peut être verrouillé sur une source externe par une modulation électrique du laser. En comprimant le signal optique avec une longueur de fibre optique, nous avons créé des impulsions d'une largeur de 750 fs avec un très bon taux d'extinction. Un challenge important pour les lasers à verrouillage de modes est de diminuer la fréquence de répétition des lasers. En clivant des cavités de 4.3 et 9.8 mm, nous avons obtenu des lasers fonctionnels avec des fréquences de répétition de 9.7 et 4.3 GHz.

## Perspectives

Grâce à l'utilisation de structures à semelle nous avons obtenu des lasers de puissance présentant un bon compromis entre la puissance optique, le rendement, le niveau de RIN et la bande passante de modulation. Des perspectives d'optimisations n'ont cependant pas encore été testées :

- L'optimisation du dopage dans la zone p et dans un second temps dans la zone n pour diminuer l'absorption par IVBA et donc réduire les pertes internes.
- L'élargissement de la SCH supérieure (InGaAsP non dopé) afin de recentrer la zone active sur le mode propre. Cela devrait permettre d'augmenter le confinement sur la zone active et de diminuer le confinement sur les couches dopées p. Le défaut de cette solution réside dans l'augmentation du temps de transit des porteurs et donc la dégradation des performances en modulation. Néanmoins dans le cas de sources lasers continues ou pour de faibles fréquences de modulation cette solution semble très prometteuse.
- La validation de la technologie deep-ridge sur des lasers DFB n'a pas été faite. Cela devrait permettre de relâcher les contraintes du couplage optique tout en augmentant son efficacité, et donc de disposer de modules lasers avec une puissance et un rendement fibrés plus importants : c'est primordial si l'on veut augmenter le gain des liaisons.

- Une étude plus approfondie des phénomènes thermiques ainsi que des mesures de conductivités thermiques des différentes semelles seraient intéressantes pour permettre de bien cerner les améliorations apportées par la semelle diluée.

Les résultats de puissance démontrés sur les lasers à semelle Fabry-Perot et DFB permettent d'envisager la conception d'autres dispositifs semi-conducteurs tels que des amplificateurs à semi-conducteur (SOA) de puissance ou des lasers DFB très puissants. Dans le cadre du projet ANR Ultrawide, nous avons développé des SOA en topologie deep-ridge basés sur une structure à semelle diluée. Nous avons obtenu des composants avec un faisceau circulaire ( $26 \times 30^\circ$ ), un gain de 20 dB et une puissance de saturation de 17 dBm malgré une mauvaise régulation thermique du SOA sur embase. Pour des applications de LIDAR, il serait intéressant de disposer de sources laser DFB avec des puissances moyennes de la classe du Watt.

Pour finir, d'autres applications des lasers de puissance n'ont pas encore été testées. Les lasers DFB de puissance faible bruit n'ont pas été regardé en liaison à modulation externe. En combinant une photodiode de puissance avec un modulateur de puissance, le faible niveau de RIN et la forte puissance optique des lasers devraient permettre d'obtenir des liaisons avec de très grandes SFDR.

La conception d'adaptations d'impédance beaucoup plus piquées, i.e. plus efficaces mais sur une bande de fréquences plus faible permettrait d'obtenir des liaisons avec des gains importants ( $> 10$  dB). En bouclant la liaison sur elle-même, on pourrait obtenir des oscillateurs opto-électroniques. Comme les puissances hyperfréquences sont très importantes, il ne serait pas nécessaire de mettre d'amplificateur électrique dans la boucle ce qui est en faveur d'une diminution du bruit et donc d'une amélioration du bruit de phase.

Les lasers de puissance à verrouillage de modes à  $1.5 \mu\text{m}$  réalisés durant ce travail présentent des puissances crêtes de plusieurs dizaines de Watts. En injectant le signal sur un cristal doubleur de fréquence, on peut convertir le signal à  $1.5 \mu\text{m}$  en signal autour de 800 nm. Le signal impulsionnel généré pourrait servir à déclencher un échantillonneur optique de type photoconducteur en GaAs basse température et permettre un échantillonnage tout optique.





## Liste des publications

### Revues

M. Faugeron, M. Tran, F. Lelarge, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet and F. Van Dijk, "High Power, Low RIN 1.55  $\mu\text{m}$  Directly Modulated DFB Lasers for Analog Signal Transmission," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 24, No. 2, pp. 116-118, January 15, 2012.

M. Faugeron, M. Tran, O. Parrillaud, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet and F. Van Dijk, "High Power Tunable Dilute Mode DFB Laser with Low RIN and Narrow Linewidth," acceptée et en cours de publication à *IEEE Photonics Technology Letters*.

M. Faugeron, M. Chtioui, A. Enard, O. Parrillaud, F. Lelarge, M. Achouche, J. Jacquet, A. Marceaux, and F. Van Dijk, "High Optical Power, High Gain and High Dynamic Range Directly Modulated Optical Link," soumise à *Journal of Lighthwave Technology*.

M. Faugeron, F. Lelarge, M. Tran, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet, and F. Van Dijk, "High Peak Power, Narrow RF Linewidth Asymmetrical Cladding QD Mode-Locked Lasers," soumise à *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*.

### Conférences

M. Faugeron, G. de Valicourt, M. Tran, J. Jacquet, and F. Van Dijk, "High Power, Low RIN, 1.55 $\mu\text{m}$  DFB Laser for Analog Applications," *Workshop on High Speed Semiconductor Laser (HSSL)*, Wroclaw (Poland), October 2010.

J. Jacquet, M. Faugeron, Y. Abner, M. Choffla, F. Van Dijk, and R. Brenot, "Thermal Dissipation In InP Based Optical Lasers and Amplifiers," *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM 2011)*, pp. 1-4, Berlin (Germany), May, 2011.

M. Faugeron, M. Tran, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet, and F. Van Dijk, "High Power Directly Modulated DFB Lasers for Large Dynamic Range Optical Transmission," *IEEE Photonics Conference (IPC 2011)*, pp. 91-92, Arlington (Virginia, USA), October 2011.

J. Jacquet, A. Ou-Sair, M. Faugeron, E. Mercier, J. Taki, H. Sakala, M. Jeanin, T. Molines, "Thermal and Optical Properties of both Ridge and Buried Structures Laser Including Waveguide Layer," *The International Society for Optics and Photonics Conference (SPIE 2012)*, San Francisco (California, USA), January 2012.

M. Faugeron, M. Tran, F. Lelarge, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet and F. Van Dijk, "High Power Mode Locked Quantum Dash 1.5  $\mu\text{m}$  Laser with Asymmetrical Cladding," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2012)*, San José (California, USA), JW2A.85, May 2012.

M. Faugeron, M. Tran, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, J. Jacquet et F. Van Dijk, "Laser semi-conducteurs à verrouillage de modes pour la génération de peignes de fréquence THz," *Journée du club optique et micro-ondes (JCOM 2012)*, Villeuve d'Ascq (France), Juin 2012.

M. Faugeron, M. Chtioui, A. Marceaux, J. Jacquet et F. Van Dijk, "Développement de composants de puissance pour la réalisation de liaisons optiques hyperfréquences de grande dynamique," *Journée du club optique et micro-ondes (JCOM 2012)*, Villeuve d'Ascq (France), Juin 2012.

F. Van Dijk, M. Faugeron, F. Lelarge, M. Tran, M. Chtioui, Y. Robert, E. Vinet, A. Enard, and J. Jacquet, "Asymmetrical Cladding Quantum Dash Mode-Locked Laser for TeraHertz Wide Frequency Comb," *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 2012)*, Noordwijk (Holland), September 2012.

M. Chtioui, C. Feuillet, N. Massad, A. Vidal, J. Louardi, M. Faugeron, F. Van Dijk, M. Tran, Y. Robert, E. Vinet, M. Achouche, F. Lelarge, M. Biet, E. Grard, V. Rodrigues, J.-R. Burie, F. Laruelle, and A. Marceaux, "Analog Microwave Photonic Link Based on a High Power Directly Modulated Laser, a High Power Photodiode and a Passive Impedance Matching," *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 2012)*, Noordwijk (Holland), September 2012.

J. Jacquet, X. Wu, J. Pochet, L. Pontreau, D. Allieux, M. Faugeron, Y. Houzelle, and J.-L. Gutzwiller, "Power Consumption of Semiconductor Optical Amplifier," *The International Society for Optics and Photonics Conference (SPIE 2013)*, San Francisco (California, USA), February 2013.

# Glossaire

## Alphabet latin

$\frac{\partial g}{\partial N}$ ou $\frac{dg}{dN}$	Gain différentiel	cm <sup>2</sup>
A	Coefficient de recombinaison non radiative (défauts)	s <sup>-1</sup>
b	Puissance de bruit	dBm
B	Coefficient de recombinaison radiative	cm <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>
c	Vitesse de la lumière	m.s <sup>-1</sup>
C	Coefficient Auger	cm <sup>6</sup> .s <sup>-1</sup>
C	Capacité	F
CDR	Dynamique à la compression	dB.Hz
E	Champ électrique	V.m <sup>-1</sup>
f	Fréquence	Hz
f <sub>r</sub>	Fréquence de relaxation	Hz
G	Gain de liaison	dB
g	Gain matériau	cm <sup>-1</sup>
h	Constante de Planck	J.s
H <sub>L</sub>	Réponse fréquentielle du laser ou fonction de transfert	-
H <sub>ph</sub>	Réponse fréquentielle de la photodiode	-
I	Courant	A
IIP3	Point d'interception d'ordre 3 en entrée	dBm
IMD3	Produits d'intermodulation d'ordre 3	dBm
I <sub>ph</sub>	Photocourant	A
ISL	Intervalle spectral libre	Hz
I <sub>th</sub>	Courant de seuil	A
J	Densité de courant	A.cm <sup>-2</sup>
<b>k</b>	Vecteur d'onde	rad.m <sup>-1</sup>
K	Facteur K	-
k	Coefficient d'absorption	cm <sup>-1</sup>
k	Conductivité thermique	W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>
k <sub>B</sub>	Constante de Boltzmann	J.K <sup>-1</sup>
L	Longueur de la cavité	m
L <sub>opt</sub>	Pertes optiques	cm <sup>-1</sup>
m	Masse	kg
N	Densité de porteurs électroniques	cm <sup>-3</sup>
n <sub>c</sub>	Densité critique bidimensionnelle	cm <sup>-2</sup>
n <sub>eff</sub>	Indice optique effectif	-
NF	Facteur de bruit	dB
n <sub>g</sub>	Indice de groupe	-
n <sub>s</sub>	Densité de porteurs par unité de surface	cm <sup>-2</sup>
N <sub>th</sub>	Densité de porteurs électroniques au seuil	cm <sup>-3</sup>
N <sub>tr</sub>	Densité de porteurs électroniques à la transparence	cm <sup>-3</sup>
OIP3	Point d'interception d'ordre 3 en sortie	dBm
P1dB	Point de compression à -1 dB	dBm
P <sub>in</sub>	Puissance d'entrée	W

$P_{opt}$	Puissance optique	W
$P_{out}$	Puissance de sortie	W
q	Charge élémentaire	C
r	Coefficient de réflexion en amplitude	-
R	Coefficient de réflexion en intensité	-
R	Résistance	$\Omega$
R(N)	Taux de recombinaison	$s^{-1}$
$R_C$	Résistance de charge	$\Omega$
RIN	Relative Intensity Noise	dB. Hz <sup>-1</sup>
$R_{série}$	Résistance série	$\Omega$
$R_{th}$	Résistance thermique	K.W <sup>-1</sup>
S	Densité de photons	cm <sup>-3</sup>
$S_{11}$	Coefficient de réflexion RF à l'entrée	-
$S_{21}$	Coefficient de transmission direct lorsque la sortie est adaptée	-
$S_{22}$	Coefficients de réflexion RF à la sortie	-
SFDR	Spurious Free Dynamic Range	dB.Hz <sup>2/3</sup>
SNR	Rapport signal sur bruit	dB
T	Température	K
t	Temps	s
$T_0$	Température caractéristique du laser (courant de seuil)	K
$T_1$	Température caractéristique du laser (rendement externe)	K
$T_j$	Température de la jonction	K
V	Tension	V
$v_g$	Vitesse de groupe	m.s <sup>-1</sup>
$Y_{ph}$	Admittance de la photodiode	S
$Z_L$	Impédance du laser	$\Omega$

## Alphabet grec

$(\Delta\nu)_{ST}$	Largeur de raie de Schallow-Townes	Hz
$\alpha_{2d}$	Absorption du puits quantique à population nulle	cm <sup>-1</sup>
$\alpha_H$	Facteur de Henry	-
$\alpha_i$	Pertes optiques internes	cm <sup>-1</sup>
$\alpha_m$	Pertes optiques aux miroirs	cm <sup>-1</sup>
$\beta$	Coefficient d'émission spontanée	-
$\gamma_a$	Facteur d'amortissement	-
$\Delta f$	Bande passante	Hz
$\epsilon$	Coefficient de gain non linéaire (coefficient de compression du gain)	cm <sup>3</sup>
$\epsilon_0$	Permittivité diélectrique dans le vide	F.m <sup>-1</sup>
$\epsilon_R$	Permittivité diélectrique relative de l'isolant	F.m <sup>-1</sup>
$\eta_{ext}$	Rendement externe	W.A <sup>-1</sup>
$\eta_i$	Rendement quantique interne	%
$\eta_L$	Rendement laser	W.A <sup>-1</sup>
$\eta_{ph}$	Rendement photodiode	A.W <sup>-1</sup>
$\kappa$	Coefficient de couplage du réseau	cm <sup>-1</sup>
$\lambda$	Longueur d'onde	m
$\Lambda$	Période du réseau de Bragg	m
$\lambda_B$	Longueur d'onde de Bragg	m
$\mu$	Moment dipolaire	D
$\nu$	Fréquence optique	Hz

---

$\tau_p$	Durée de vie des photons	s
$\tau_{rec}$	Temps de recombinaison des porteurs	s
$\tau_{\Delta n}$	Durée de vie différentielle des porteurs	s
$\omega$	Pulsation	rad.s <sup>-1</sup>
$\omega_r$	Pulsation de relaxation	rad.s <sup>-1</sup>