



HAL
open science

Realisation et caractérisation d'un laser DFB bi-mode pour application radio sur fibre

Ginestar Stephane

► **To cite this version:**

Ginestar Stephane. Realisation et caractérisation d'un laser DFB bi-mode pour application radio sur fibre. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2009. Français. NNT: . tel-00464156

HAL Id: tel-00464156

<https://theses.hal.science/tel-00464156>

Submitted on 16 Mar 2010

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

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

UNIVERSITE LILLE 1 – SCIENCES ET TECHNOLOGIES

**ECOLE DOCTORALE
SCIENCES POUR L'INGENIEUR**

Mémoire de thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LILLE

Discipline: Micro et Nano Technologies, Acoustique et Télécommunications

Présenté par

Stéphane GINESTAR

***Réalisation et caractérisation d'un laser DFB bi-mode pour
applications radio sur fibre.***

Soutenance du 4 décembre 2009

Rapporteurs:	Jean LE BIHAN	Professeur, Université Européenne de Bretagne, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest
	Abderrahim RAMDANE	Directeur de recherche CNRS, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures
Directeur de thèse:	Jean-Pierre VILCOT	Directeur de recherches CNRS, Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie
Examineurs:	Laurent CHUSSEAU	Directeur de recherches CNRS, Institut d'électronique du Sud
	Tuami LASRI	Professeur, Université Lille1, Sciences et Technologies
	Frédéric VAN DIJK	Ingénieur de Recherche, Alcatel-Thales III-VLab, Palaiseau

*"L'énumération des paramètres c'est l'agonie
de l'espérance. Rien ne peut jamais marcher
si l'on songe à tout ce qu'il faut
pour que ça marche."*

*Daniel Pennac,
Monsieur Malaussène*

Remerciements

Cette thèse de doctorat a été effectuée au sein du groupe Optoélectronique de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, dirigés respectivement par Monsieur le Professeur Didier DECOSTER et par Monsieur le Professeur Alain CAPPY. Je leur exprime ma gratitude pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Tous mes remerciements vont à Monsieur le Professeur Jean LE BIHAN, de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Brest, et à Monsieur Abderrahim RAMDANE, Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Merci à Monsieur Frédéric VAN DIJK, Ingénieur au sein d'Alcatel Thales III-VLab, de m'avoir accueilli au sein de son établissement pendant de long mois, et de faire partie de ce jury.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Laurent CHUSSEAU, Directeur de Recherche CNRS à l'Institut d'Electronique du Sud ainsi que Monsieur le Professeur Tuami LASRI, de l'Université Lille1 - Sciences et Technologies, d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Toute ma reconnaissance va à Monsieur Jean-Pierre VILCOT, Directeur de Recherche CNRS, mon encadrant et directeur de thèse, pour son entière disponibilité, l'ensemble de ses qualités tant scientifiques, humaines et sa constante bonne humeur.

Merci à l'ensemble des membres de l'équipe "Opto": Arnaud, Christophe, Naima, Antoine, Marie, Michelle, Malek, Joseph, Vincent, Sophie, Dorothée, Mathieu, Cathy, Anisha, El Hadj..., pour leurs conseils, leurs aides, leurs discussions scientifiques ou non... Merci aussi à Corinne pour le temps passé dans son bureau pour préparer des déplacements hasardeux. Un immense merci à l'ensemble des membres de la centrale de technologie pour l'aide qu'ils m'ont apportée, leurs conseils.

Je tiens à remercier Alcatel-Thales III-VLab de m'avoir accueilli au sein de son établissement pendant de longs mois au sein de l'équipe Telecom Laser de Guang-Hua Duan. Je tiens à remercier particulièrement les technologues pour leurs conseils, aides... Merci donc à Alain Accard, Francis Poingt, Frédéric Pommereau, Lionel Le Gouezigou, Odile Le Gouezigou, François Lelarge, Benjamin Rousseau, Jean Landreau, Dalila Make, Alexandre Shen, Helene Debrégeas-Sillard, Alexandre Garreau, Christophe Janny,...

Parallèlement à mon travail de recherche, il m'a également été possible d'enseigner à l'Ecole Centrale de LILLE, à l'Ecole Polytechnique de LILLE, ainsi qu'à l'Institut Universitaire de Technologie de Maubeuge. Je remercie les équipes pédagogiques de m'avoir fait confiance pour assurer ces enseignements, pour l'accueil qu'elles m'ont réservé...

Et enfin merci du fond du cœur à ma famille, mes parents qui m'ont supporté au cours de ces trois années, à mes amis : Thomas, Christophe, Patrice, Valérie, Julien, Thibault... les membres du club d'aviron de Lille et d'Armentières, pour les sorties sur la Deule et la Lys avec de la bonne humeur et de la joie... A mon petit chien Angenoir qui a su me faire oublier les mauvais moments par son grain de folie et son envie de jouer à la balle.

Résumé:

La génération de signaux microondes, millimétriques, voire THz par voie optique est actuellement une solution technique privilégiée pour la réalisation de systèmes de (télé)communications mobiles haut débit mais encore, les réseaux de distribution d'oscillateurs locaux et de signaux d'observation ou de radar intra-satellites, la distribution de signaux vidéo, la communication automobile, les systèmes de visualisation THz pour la sécurité, etc.....

Nous reportons ici la réalisation et la caractérisation d'une source optique ultra-compacte en matériau semiconducteur permettant de générer deux modes optiques séparés de la fréquence que l'on désire créer au niveau de la photodétection. Cette source prend la forme d'un laser DFB bi-longueur d'onde émettant dans la gamme de longueurs d'onde autour de 1,55 μ m. Le composant a été fabriqué chez Alcatel-Thales III-VLab à partir d'une technologie propriétaire de laser DFB et dans le cadre du projet Européen IPHOBAC. Différents objectifs avaient été fixés pour ce composant: accordabilité de l'écartement intermodal jusque 300 GHz, largeur de raie de l'ordre du MHz et divergence dans le plan horizontal et vertical de 10°.

Le premier objectif a été atteint par la réalisation de deux lasers DFB dont l'écart de pas de réseau est différent de 0,3nm et par la variation des courants d'injection de chaque section. Le second a été globalement atteint par l'utilisation d'une structure active à puits quantiques, une nouvelle version du composant utilisant des boîtes quantiques devrait remplir complètement cet objectif. Le dernier objectif a été partiellement atteint par la conception et l'adjonction d'un adaptateur de mode en sortie de composant, la divergence obtenue est de 10°x17° (HxV). Dans le plan vertical, les 10° de divergence n'ont pas pu être obtenus principalement à cause de la structure du composant et des limitations que l'on s'était imposées sur la longueur totale de celui-ci.

Mots-clefs: Systèmes de télécommunications, lasers accordables, lasers à semi conducteur, conception technique, puits quantique, dispositifs ondes millimétriques, télécommunications optique, radio sur fibre, source bi-mode, réseau de Bragg

Title: Fabrication and characterisation of a dual-mode DFB laser for radio over fibre applications

Summary:

Generation of microwave, millimetre-wave even THz signals by optical means is currently a favoured technique for a lot of system applications such as: high bit-rate wireless telecommunications, local oscillator or radar signal distribution within satellites, video signal distribution, automotive communications, THz security systems, etc....

We report here the fabrication and the characterization of an ultra-compact optical source made of semiconductor material. It allows generating two optical modes that are separated by the frequency that is requested at the photodetector level. This source is composed of two DFB lasers constituting a dual-mode laser emitting in the 1.55 μ m wavelength range. The device has been fabricated at Alcatel-Thales III-VLab using a proprietary DFB technology and the work has been supported under the "IPHOBAC" European project. Several targets were fixed for this device: tunability of intermodal spacing up to 300GHz, optical linewidth close to the MHz as well as horizontal and vertical divergences around 10°.

The first goal has been achieved by using two DFB structures with a 0.3nm difference in the grating pitch and tuning the drive current of each section. The second goal has been globally achieved by using a quantum well based active layer. A new version including quantum dot based active layer should answer positively to this target. Last objective was partially obtained by the design and the integration of a spot size converter. The divergence has been measured as 10°x17° (HxV). Concerning the vertical divergence, the target of 10° was not obtained mainly linked to the device structure and the limitations we fixed on the overall length of the device.

Keywords: Telecommunication systems, tunable lasers, semiconductor laser, technical design, quantum well, millimetre-wave components, optical telecommunications, radio over fibre, dual-mode source, Bragg grating.

SOMMAIRE

Introduction **1**

Chapitre 1 **9**

1- Génération de signaux radio-fréquences par voie optique.	11
1.1 – Principe de base	11
1.2 – Techniques de génération.....	11
2 - Généralités sur les lasers accordables	13
2.1 - Lasers accordables à cavité externe	13
2.2 - Lasers accordables intégrés	15
2.2.1 - Les lasers émettant verticalement (VCSEL).....	15
2.2.2 - Les lasers émettant par la tranche (DFB, DBR)	16
2.2.2.1 Longueur d'onde d'émission.....	17
2.2.2.2 Le laser à rétroaction distribuée (DFB).....	18
2.2.2.3 Le laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR)	19
2.2.2.4 Les lasers bi-modes accordables	19
3 – Solution développée	21
Bibliographie du Chapitre 1	22

Chapitre 2 **27**

1 - Introduction	29
2 - Dimensionnement du réseau	29
2.1 - Le pas du réseau.....	30
2.2 - Le coefficient de couplage k.....	32
3 - Fabrication des réseaux de Bragg.....	32
3.1 - Lithographie holographique (par interférences)	33
3.1.1 - Principe	33
3.1.2 - Fabrication	34
3.2 - Lithographie électronique	37
3.2.1 - Procédé utilisant un masque diélectrique	37
3.2.2 - Procédé utilisant un masque de résine électronique PMMA	41
3.2.3 - Procédé utilisant un masque de résine électronique de type HSQ.....	44
3.2.3.1 La résine Hydrogène SilsesQuioxane (HSQ).....	44
3.2.3.2 - Gravure RIE des réseaux réalisés avec un masque de résine électronique HSQ... 46	
3.2.3.3 - Gravure ICP-RIE des réseaux réalisés avec un masque de résine électronique HSQ	48
4 - Conclusion	50
Bibliographie du Chapitre 2	52

1 - Introduction	57
2 - Les différentes structures de convertisseurs de mode.....	58
2.1 - Modification des dimensions latérales de la structure	58
2.2 - Modification des dimensions verticales de la structure	60
2.3 - Convertisseur de mode combiné.....	61
2.4 - Orientation de notre choix	62
3 - Optimisation du convertisseur de mode.....	63
3.1 - Convertisseur de mode de base.....	64
3.2 - Optimisation de la topologie du convertisseur de mode.....	65
3.2.1 - Optimisation des dimensions du convertisseur.....	65
3.2.2 - Optimisation du profil latéral du convertisseur de mode.....	69
4 - Modélisation de la zone de transition	71
4.1 - Laser DFB.....	72
4.1.1 - Section active: couche active composée de boîtes quantiques	72
InP P.....	73
4.1.2 - Section active: couche active composée de puits quantiques.....	73
4.1.3 - Section passive (convertisseur de mode).....	73
4.1.4 - Résultats.....	74
4.2 - Laser DBR	75
4.2.1 - Section active: couche active composée de boîtes quantiques	76
4.2.2 - Section active: couche active composée de puits quantiques.....	76
4.2.3 - Section passive (convertisseur de mode).....	76
4.2.4 - Résultats.....	78
5 - Face de sortie	79
6 - Conclusion.....	82
Bibliographie du Chapitre 3	84

1 - Structures épitaxiales.....	89
1.1 - Description de la structure à puits quantiques	89
1.2 - Description de la structure à boîtes quantiques	90
2 - Procédé technologique global.....	90
3 - Détail du procédé technologique	91
3.1 - Réalisation de l'aboutement "butt joint"	91
3.1.1 - Définition du caisson de reprise d'épitaxie	91
3.1.2 - Reprise d'épitaxie.....	92
3.2 - Réalisation des réseaux de Bragg	94
3.2.1 - Inscription des réseaux de Bragg.....	94
3.2.2 - Reprise sur réseaux	95
3.3 - Définition du ruban et de la tranchée profonde	96
3.4 - Séparation des électrodes.....	98
3.5 - Implantation de protons	99

3.6 - Planarisation de la surface	99
3.7 - Reprise des contacts.....	100
3.9 - Amincissement et contact face arrière	101
4 - Conclusion	101
Bibliographie du Chapitre 4	102

Chapitre 5 103

1 - Présentation générale des composants	105
2 - Puissance optique et caractéristique courant-tension.....	107
3 - Mesure du coefficient de couplage.....	108
4 - Accordabilité de l'écart intermodal	110
4.1 - Introduction.....	110
4.2 - Laser sans saut de phase	111
4.2.1 - à faible coefficient de couplage	111
4.2.2 - à coefficient de couplage moyen	111
4.2.3 - à fort coefficient de couplage	112
4.3 - Laser avec saut de phase.....	114
4.3.1 - à faible coefficient de couplage	114
4.3.1 - à coefficient de couplage moyen	115
4.3.1 - à fort coefficient de couplage	117
4.4 - Conclusion	118
5 - Mesure des largeurs de raie optique et électrique des signaux générés	119
5.1 - Introduction.....	119
5.2 - La méthode self-hétérodyne	120
5.2.1 - Présentation de la méthode	120
5.2.2 - Interprétation du spectre de battement.....	121
5.2.3 - Montage expérimental	121
5.2.4 - Caractérisation	122
5.3 - Conclusion	124
6 - Caractérisation du convertisseur de mode.....	124
7 - Conclusion	125
Bibliographie du Chapitre 5	127

Bilan et perspectives 129

Bibliographie personnelle 137

Annexe 1: Analyse des lasers DFB par la théorie des modes couplés

Équations des modes couplés.....	1
Écriture matricielle.....	2
Description des modes DFB	3
Coefficient de couplage	4
Bibliographie	6

Annexe 2: Outils technologiques

1 - La lithographie.....	7
1.1 - La lithographie optique.....	8
1.1.1 - Dépôt de résine	8
1.1.2 - Recuit après dépôt.....	8
1.1.3 - L'insolation	9
1.2 - La lithographie électronique	9
2 - La gravure.....	11
2.1 - La gravure humide	11
2.2 - La gravure sèche	11
2.3 - Comparaison entre gravure humide et gravure sèche	13
3 - Choix des outils d'observation	14
3.1 - Le microscope à force atomique ou AFM	14
3.2 - Le microscope à balayage électronique ou MEB	15
3.3 - Le faisceau d'ion focalisé ou FIB.....	16
Bibliographie	17

Annexe 3: Modélisation de la propagation optique

Équations vectorielles de propagation des ondes optiques	19
Méthode des faisceau propagé ou BPM.....	20
Bibliographie	21

Annexe 4: Expression de la largeur de raie optique

Introduction.....	23
Phase du faisceau laser.....	24
Constante de diélectrique effective du guide d'onde esc	24
Amplitude β du champ E	25
Équation d'évolution de la phase.....	26
Système d'équations d'évolution	26
Bruit de phase et de fréquence	27
Expression de la phase	27
Expression de la largeur de raie	28
Bibliographie	29

Liste des abréviations utilisées

CARACTERISATION

ESA	Electrical Spectrum Analyser (Analyseur de Spectre Electrique)
OSA	Optical Spectrum Analyser (Analyseur de Spectre Optique)

COMPOSANT

DBR	Distributed Bragg Reflector (Réflecteur de Bragg Distribué)
DFB	Distributed Feed Back (Rétroaction Distribuée)
FP	Fabry-Pérot
FWHM	Full Width at Half Maximum (Largeur à Mi-Hauteur)
MMI	Muti-Mode Interferometer (Interféromètre MultiMode)
SB	Stop-Band (Bande Interdite)
SOA	Semiconductor Optical Amplifier (Amplificateur Optique à Semiconducteur)
SSC	Spot Size Converter (Convertisseur de Taille de Mode)
TW	Travelling Wave (Ondes Progressives)
UTC	Uni-Travelling Carrier (Transport à un Seul type de Porteurs)

CHIMIE

CH ₄	Méthane
EDI	Eau déionisée
H ₂	Hydrogène
H ₂ O ₂	Eau oxygénée
H ₂ SO ₄	Acide sulfurique
H ₃ PO ₄	Acide phosphorique
HCl	Acide chlorydrique
HSQ	Hydrogène SilsesQuioxane

TECHNOLOGIE

EBL	Electron Beam Lithography (Lithographie Electronique)
FIB	Focused Ion Beam (Faisceau d'Ions Focalisé)
ICP	Inductively Coupled Plasma (Plasma à Couplage Inductif)
MBE	Molecular Beam Epitaxy (Epitaxie à Jets Moléculaires)
MEB	Microscope Electronique à Balayage
PECVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition (Dépôt Chimique en Phase Vapeur Assisté par Plasma)
RIE	Reactive Ion Etching (Gravure Ionique Réactive)

Introduction

On nous prévoit dans un futur proche le besoin d'avoir des communications sans fils courte portée et haut débit et ceci principalement pour des applications domestiques ou de bureau. Une habitation, un lieu de travail, une résidence hôtelière,... nécessitera le déploiement d'un réseau interne capable de transporter des données allant jusqu'au Gbit/s. Ces données correspondent soit à de nouveaux services, soit à l'augmentation de la capacité des services existants, tels que:

- La multiplication du nombre de terminaux connectés, tels que les ordinateurs, imprimantes, téléphones, serveurs multimédias, écrans haute définition, lecteurs DVD, etc.. enfin tout ce qui nécessite un flux de données extérieur,
- La multiplication des services accessibles aux utilisateurs tels que la sauvegarde à distance des données, la visioconférence, la vidéo à la demande, la téléphonie sur IP, le très haut débit mobile etc....
- L'accroissement de la place mémoire nécessaire pour les services de vidéos haute résolution, photos numériques, etc...

Cette demande en débits élevés a d'ores et déjà atteint la limite des solutions câblées actuelles (ligne électrique, câbles coaxial) et la fibre optique a déjà supplanté ces supports de transmission. De plus, la fibre optique est vue comme le prolongement naturel des réseaux d'accès qui, eux-aussi deviennent progressivement optiques. En plus de ces exigences en termes de débit, le réseau domestique devra répondre aux exigences d'usage que les utilisateurs actuels ont déjà adoptées et qu'il faudra garantir à l'avenir, notamment en termes de mobilité. Actuellement le seul format radio qui permette de transporter des flux de données suffisamment importants (>1Gb/s) est le format radio Ultra Large Bande (ULB) [1]. De nombreuses variations à ces formats radio existent mais les caractéristiques générales sont la très large bande passante occupée par le signal d'une part et la courte portée utile d'autre part (<10 m). La norme 802.15.3c [2] vient de voir le jour, elle standardise un principe de communication dans la gamme de fréquence 59-66 GHz, allouant ainsi une bande passante spectrale de 7 GHz (libre de droit) pour les transmissions de données multi-gigabits. Le débit de transmission maximal est de l'ordre de 2 Gb/s avec une portée d'une dizaine de mètres. La conséquence principale est donc la nécessité d'avoir recours à plusieurs points d'accès radio pour assurer la couverture haut débit de toute la maison. La *Figure 1* représente un réseau d'accès domestique haut débits sans fils La fibre apparaît alors, "tout naturellement", comme support idéal de transmission entre ces différents points d'accès.

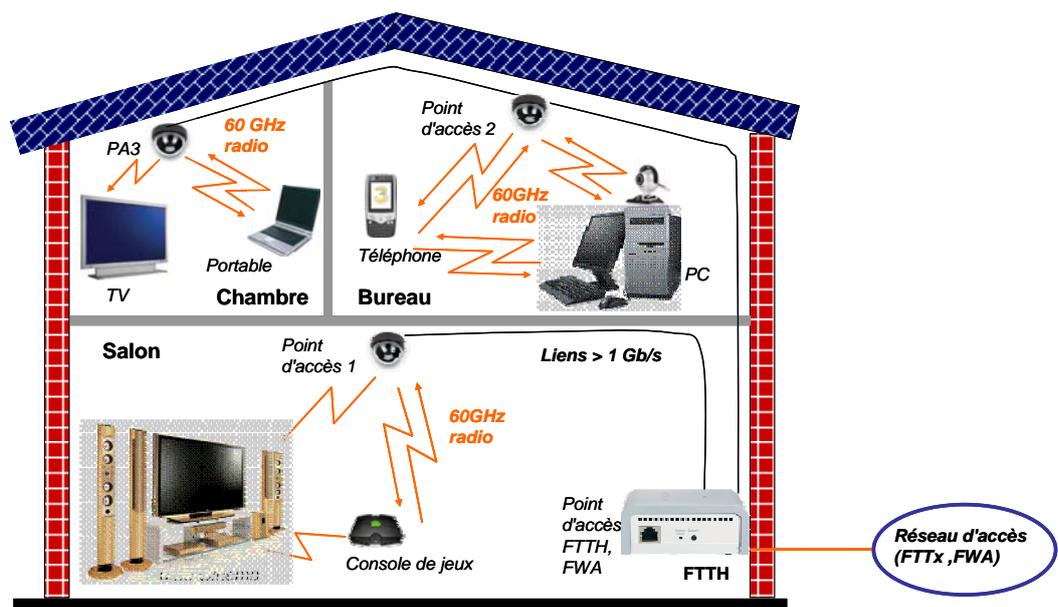


Figure 1: Exemple d'un réseau domestique haut débits sans fils

Ces techniques de transmission de signaux de communication sans fils sur fibre optique font partie de ce que l'on appelle les systèmes "radio sur fibre". En fonction de la fréquence porteuse désirée et de l'application visée, ces techniques trouvent une multitude de déclinaisons.

Le principal intérêt d'un système "radio sur fibre" dans ce contexte est donc l'unification du réseau d'antennes en un seul "macro-réseau" radio, le regroupement des éléments intelligents, la simplification de la conception des points d'accès (bornes antenne déportée) et finalement le fait que ces points d'accès soient transparents vis-à-vis des systèmes radio utilisés. Une implémentation d'un tel réseau est schématisée sur la *Figure 2* où l'on reconnaît la station centrale (passerelle avec le réseau externe et/ou gestionnaire du réseau interne) et des bornes antenne déportées constituant les points d'accès. La station centrale alimente optiquement les bornes antenne déportées en signal hautes fréquences, éliminant alors la nécessité d'oscillateurs et de modulateurs micro-ondes dans chacune de celles-ci.

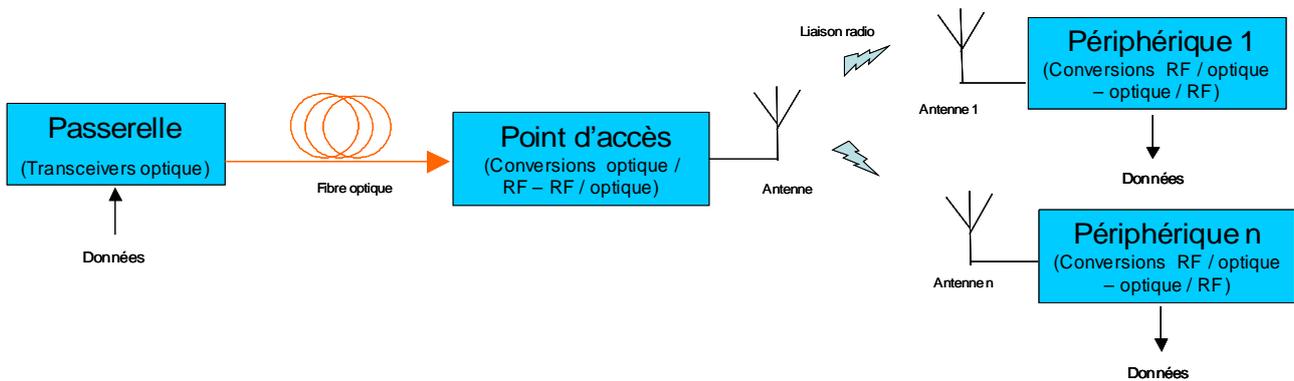


Figure 2: Schéma général d'une liaison radio sur fibre

Les techniques radio sur fibre et les composants photoniques sont donc la clé technologique pour la conception des futurs réseaux d'accès sans fil à haut débit.

La radio sur fibre offre de nombreux avantages: la fibre optique possède une faible atténuation (0,2dB/km à une longueur d'onde de 1500nm sur fibre silice par rapport aux 500dB/km du câble coaxial à 5GHz [3]), une bande passante théorique de plusieurs THz couplée à la possibilité de multiplexage en longueurs d'onde [4], une immunité aux interférences électromagnétiques, une facilité d'installation et de maintenance, une consommation de puissance faible, un gain de poids important en ce qui concerne les liaisons entre la passerelle et le point d'accès (0,07g/m à comparer au 50g/m du câble coaxial) ainsi qu'une flexibilité d'évolution et d'allocation dynamique grâce à un contrôle centralisé.

Mais tout ceci n'est peut-être que la partie émergée de l'iceberg et les applications de la radio sur fibre sont nombreuses. On peut citer les réseaux de (télé)communications mobiles haut débit bien sûr mais encore, les réseaux de distribution d'oscillateurs locaux et de signaux d'observation ou de radar intra- satellitaires, la distribution de signaux vidéo satellitaires, la communication automobile, les échanges de données informatiques, les systèmes de visualisation THz pour la sécurité, etc..... Nous voyons que le domaine fréquentiel couvert est très vaste puisque les fréquences mises en jeu vont de quelques GHz au domaine THz. Dans ce contexte, nous nous intéressons plus particulièrement, dans le travail présenté ci-après, à la manière de générer au sein des points d'accès la fréquence porteuse, micro-onde, millimétrique voire (sub)terahertz.

Ce travail a été accompli dans le cadre du Projet Intégré Européen IPHOBAC (6^{ème} Programme Cadre), qui a donc été la source de mon support de travail de thèse.

IPHOBAC (*Integrated PHOtonic mm-wave functions for BroAdband Connectivity*) [5] (01/06/2006 au 31/11/2009) a pour objectif d'utiliser les techniques "radio sur fibre" pour un large

panel d'applications, telles que celles décrites ci-dessus, dans les domaines des télécommunications, de l'instrumentation et de la sécurité. Plus particulièrement, IPHOBAC vise à la réalisation de démonstrateurs mettant en jeu des composants spécifiques, étudiés et fabriqués à dessein dans le projet et fonctionnant dans la gamme des fréquences millimétriques (30 - 300 GHz). Les principaux objectifs du projet IPHOBAC sont les suivants:

- Développer des sources photoniques basées sur les lasers DBR à verrouillage de mode et des sources lasers DFB ou DBR bi-modes,
- Développer des photo-mélangeurs ultra large bande basés sur la technologie des photodiodes UTC (Uni-Travelling Carrier) et TW (Travelling Wave) intégrant ou non une antenne,
- Développer des émetteurs-récepteurs ultra-large-bande,
- Développer des sources millimétriques optiques accordables compactes et à faible consommation pour des applications jusqu'à des fréquences de 300GHz,.
- Développer une boucle à verrouillage de phase optique pour réaliser des sources millimétriques à grande pureté spectrale,
- Réaliser différents démonstrateurs mettant en jeu les composants issus du projet sur des applications, elles-aussi, déterminées dans le projet.

IPHOBAC est composé de 11 partenaires de 6 pays européens:

- Université de Duisburg-Essen (Allemagne)
- Thales Systèmes Aéroportés (France)
- Alcatel-Thales III-VLab (France)
- Kungliga Tekniska Hogskolan (Suède)
- Centre National de la Recherche Scientifique (France)
- France Telecom (France)
- U2T Photonics AG (Allemagne)
- Center for Integrated Photonics (Royaume Uni)
- University College of London (Royaume Uni)
- Université Polytechnique de Valencia (Espagne)
- Université de Ljubjana (Slovénie)

Les activités de recherches et de démonstrations d'IPHOBAC sont réparties sur six groupes de travail composés de différents partenaires.

Un premier niveau d'activités a en charge la détermination d'applications pertinentes et la spécification des performances des composants dédiés qui seront fabriqués au sein du projet; ces activités font partie de WP2 qui traite donc des spécifications et du cahier des charges des différents composants afin de les faire correspondre aux besoins des applications supportées par, majoritairement, les partenaires industriels du projet.

Un deuxième niveau d'activité s'adresse à la réalisation des différents composants identifiés et spécifiés dans WP2. Ce niveau regroupe trois groupes de travail:

WP3: Composants optoélectroniques pour la génération de signaux radiofréquences. Ce groupe de travail se focalise sur la réalisation de composants émetteurs et vise 4 objectifs:

- Le premier, commun aux lasers à verrouillage de modes et aux lasers bi-longueur d'onde, est d'examiner un nouveau type de matériaux à base de boîtes quantiques (QD), ce matériau à base de boîtes quantiques permettant de réduire la largeur spectrale des raies optiques émises.

- Le second est de travailler sur le design et les processus de fabrication relatifs à l'amélioration des performances des lasers. Deux procédés technologiques essentiels ont été identifiés, le réseau de Bragg et le convertisseur de mode. La conception et la technique de fabrication du réseau de Bragg doivent pouvoir être introduites facilement dans le processus de fabrication de deux types de laser

(DFB et DBR) et le convertisseur de mode doit permettre de faciliter l'intégration hybride de ces lasers avec des circuits photoniques sur Si.

- Le troisième est de démontrer la génération d'ondes millimétriques dans le domaine fréquentiel autour de 60GHz.

- Le quatrième et dernier consiste à démontrer la faisabilité d'un laser bi-mode intégré avec une gamme de réglage d'accord de fréquence de 10 à 300 GHz, avec une largeur spectrale de 1MHz.

WP4: Composants optoélectroniques pour l'émission et la réception d'onde radiofréquences.

Ce groupe de travail a, lui aussi, différents objectifs:

- Développer un photo-mélangeur hétérodyne optique efficace pour des fréquences allant jusqu'à 300GHz en vue d'être utilisé en association avec les sources optiques développées dans WP3 pour créer des sources millimétriques pouvant être largement accordables.

- Développer un photo-mélangeur ultra-large-bande à grande puissance.

- Développer un photo-mélangeur avec antenne intégrée (110GHz et 300GHz).

- Développer un modulateur à électro-absorption haute fréquence intégré avec une source laser DFB.

- Développer un modulateur à électro-absorption avec SOA intégré.

- Développer le "packaging" pour les photo-mélangeurs sans antenne pour la gamme de travail autour de 110 GHz (sortie coaxiale W1).

- Développer le "packaging" pour les photo-mélangeurs avec antenne intégrée pour la gamme de travail autour de 300 GHz.

WP5: Fonctions intégrées photoniques. Ce groupe de travail a pour objectif de:

- Développer une source millimétrique optique accordable et compacte jusqu'à 300GHz.

- Développer une boucle à verrouillage de phase optique semi-intégrée pour obtenir un signal millimétrique à faible bruit de phase.

- Valider expérimentalement une modulation et démodulation d'une transmission de signaux à 10Gbit/s avec les composants IPHOBAC.

Le troisième et dernier niveau est consacré à la démonstration et à l'exploitation des résultats du projet. Ce niveau regroupe deux groupes de travail:

WP6: Évaluation et exploitation de résultats. Ce groupe de travail a pour objectif de:

- Réaliser la preuve convaincante de l'efficacité des composants IPHOBAC avec des expériences et des évaluations bien définies.

- Assurer l'exploitation rapide de la connaissance acquise dans le projet.

WP7: Dissémination et standardisation. Ce groupe de travail a pour objectif de:

- Disséminer la connaissance scientifique efficacement pour stimuler la recherche et l'avancement du domaine scientifique.

- Assurer une diffusion efficace dans l'industrie européenne des nouvelles occasions offertes par les résultats d'IPHOBAC.

- Assurer la bonne position des composants millimétriques photoniques dans les programmes nationaux et européens de recherche et développement.

- Présenter la radio sur fibre dans le processus de standardisation.

L'activité de l'ensemble de ces groupes de travail est gérée dans un quatrième niveau comportant un groupe de travail, WP1, chargé d'organiser et de coordonner les différentes activités du projet.

Mon travail se situe dans WP3 et vise plus particulièrement la réalisation de sources optiques bi-modes pour lesquelles trois objectifs principaux sont fixés:

- accordabilité large, jusque 300 GHz pour couvrir un nombre maximal d'applications avec le même composant,
- largeur de raie de l'ordre du MHz de manière à relâcher les exigences voire la nécessité d'une boucle à verrouillage de phase optique (Optical Phase Lock Loop) externe,
- divergence dans le plan horizontal et vertical de 10° de manière à faciliter le couplage avec la fibre optique ou les circuits photoniques de WP5, le cas échéant.

Par ailleurs, je participe à l'optimisation des deux procédés technologiques identifiés comme essentiels pour mener à bien les études ci-dessus, à savoir le réseau de Bragg et le convertisseur de modes.

Il est manifeste que ces deux types d'activités, activité "composant" au niveau des lasers bi-modes et activités "optimisation des briques technologiques de base" au niveau des réseaux de Bragg et des convertisseurs de mode, sont intimement liés. Ces activités étaient contractuellement attribuées à Alcatel-Thales III-VLab et à l'IEMN, respectivement. Il est alors apparu pertinent de coupler ces deux activités afin d'en améliorer leur efficacité et c'est de là que résulte le travail présenté ici.

Ce travail a donc été mené en collaboration très étroite entre l'IEMN et Alcatel-Thales III-VLab:

- le travail de modélisation et de mise au point technologique a été effectué à l'IEMN,
- la fabrication des composants et leur caractérisation ont été effectuées à Alcatel-Thales III-VLab où j'ai séjourné 2 fois pour des périodes de 6 mois (de janvier à juin 2007) et 12 mois (de janvier à décembre 2008).

Ceci a permis de concevoir et développer des procédés au niveau universitaire directement utilisables au niveau industriel.

Le manuscrit s'articulera en cinq chapitres.

Dans le chapitre 1, nous allons aborder l'état de l'art sur les sources lasers accordables à base de semi-conducteur afin de situer le contexte général de l'étude.

Dans le chapitre 2, nous allons valider une nouvelle technique de fabrication de réseaux de Bragg basée sur l'écriture électronique et une gravure sèche (RIE ou ICP) utilisant la résine électronique comme masque direct. Ces techniques ont d'abord été mises au point à l'IEMN, puis validées sur les procédés industriels de fabrication d'Alcatel-Thales III-VLab.

Dans le chapitre 3, nous allons aborder la modélisation et la conception du convertisseur de mode. Ce travail a principalement été mené à l'IEMN en prenant en compte les impératifs technologiques liés au processus de fabrication des lasers chez Alcatel-Thales III-VLab.

Les chapitres 4 et 5 abordent, respectivement, la fabrication et la caractérisation du laser DFB bi-mode accordable, étapes qui se sont principalement déroulées au sein d'Alcatel-Thales III-VLab. Au sein du projet IPHOBAC, cette source laser DFB bi-mode est réalisée en partenariat entre l'IEMN et Alcatel-Thales III-VLab, principalement par mon travail; un autre partenaire (CIP) étant responsable de la source laser DBR bi-mode. Néanmoins, je traiterai dans ce manuscrit de diverses conceptions mettant en œuvre des lasers DBR, qui seront aussi fabriqués par Alcatel-Thales III-VLab, mais en dehors des activités du projet.

De manière à être le plus efficace possible, la fabrication des puces laser utilisera le procédé de fabrication d'Alcatel-Thales III-VLab; il serait vain de vouloir développer un composant aussi complexe au niveau universitaire dans le cadre d'un projet Européen. Nous sommes donc partis du procédé de fabrication de composants d'Alcatel-Thales III-VLab et l'avons adapté à la fabrication des lasers bi-modes. Cela a fourni l'énorme avantage de partir d'une technologie validée au niveau industriel, la contrepartie étant que les conceptions et procédés développés ont dû l'être dans cet état d'esprit. J'ai donc participé à la fabrication des différentes plaques de lasers au niveau des salles blanches d'Alcatel-Thales III-VLab à des degrés d'implication divers en fonction des processus utilisés.

Bibliographie de l'introduction

- [1] "**Communication Ultra Large Bande**", P. Pagani, F. Tchoffo, P. Pajusco, B. Uguen, *ISBN-10 : 2-7462-1636-1*, 2007.
- [2] "**60GHz WPAN Standardization with IEEE 802.15.3C**", R Fisher, *Signal, Systems and Electronics, 2007, ISSSe07 international Symposium*, pp. 103-105, 2007.
- [3] "**A Novel Switched Fibre Distributed Antenna System**", D. Wake, K. Beachman, *Proceedings of European Conference on Optical Communications (ECOC'04)*, Vol. 5, pp. 132-135, 2004.
- [4] "**Radio optical system design and transmission experiments for a mobile broadband communications system at 60GHz**", M. Sauer, K. Kojucharow, H. Kaluzni, D. Sommer, W. Nowak and A. Finger, *Wireless Personal Communications*, Vol. 14, pp. 147-163, 2000.
- [5] <http://www.ist-iphobac.org/>

Chapitre 1

Génération de signaux radio- fréquences par voie optique: vers la solution développée

Dans ce chapitre, nous passons en revue les différentes techniques permettant de générer un signal radio-fréquence (microonde, millimétrique voire THz) par voie optique. Nous verrons que la source optique bi-mode est un élément essentiel dans une telle application. Elle permet en effet de générer deux modes optiques, donc deux fréquences optiques qui, lors de leur détection au sein d'un photodétecteur vont générer un signal électrique dont la fréquence sera la différence des fréquences optiques. Par ailleurs, si l'on arrive à gérer l'écart intermodal (l'écart entre les deux fréquences optiques) nous avons alors l'opportunité d'accorder le signal généré en fréquence. De nombreuses techniques ont été développées pour réaliser une telle source. Nous focaliserons ici sur les technologies mettant en œuvre des lasers en matériau semi-conducteur qui permettent d'obtenir les sources les plus compactes.

1- Génération de signaux radio-fréquences par voie optique

1.1 – Principe de base

La Figure 1-1 montre le schéma de génération par voie optique d'un signal radio-fréquence suivant ce principe de base.

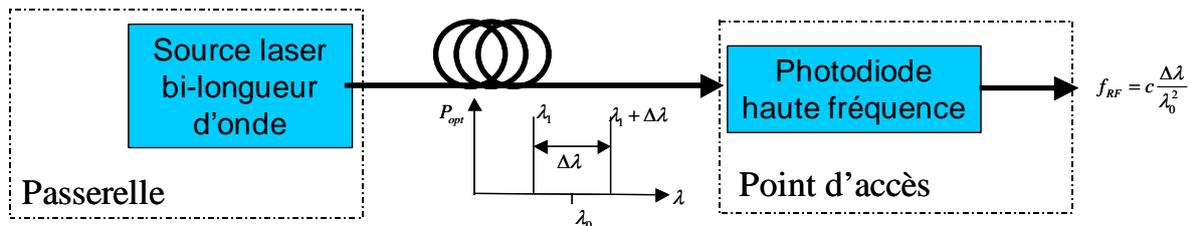


Figure 1-1: Génération d'un signal radio-fréquence par voie optique utilisant une source optique bi-mode

La technique de génération d'un signal radio-fréquence par voie optique est basée sur le battement au sein du photodétecteur des deux ondes optiques générée par une source laser bi-longueur d'onde dont l'intervalle fréquentiel est égal à la fréquence désirée.

Si on utilise deux lasers émettant respectivement à la fréquence λ_1 et $\lambda_1 + \Delta\lambda$ avec une puissance optique respective P_{opt1} et P_{opt2} . le photocourant a pour expression :

$$I_{PD} = \sigma_{PD} \left[\left(P_{opt1} P_{opt2} \right) + 2 \sqrt{\left(P_{opt1} P_{opt2} \right)} \cos \left(2\pi f_{RF} + \phi_2(t) - \phi_1(t) \right) \right]$$

Avec: σ_{PD} : sensibilité du photo-détecteur et ϕ_1, ϕ_2 la phase respective de l'onde optique des lasers 1 et 2.

Le photodétecteur reçoit donc une puissance micro-onde proportionnelle à P_{opt1} et P_{opt2} .

La stabilité fréquentielle du signal généré, son bruit de phase, est directement relié à celle des deux fréquences optiques. Or celles-ci dépendent de la source laser utilisée, son choix et ses performances sont alors déterminants sur la qualité du signal radio-fréquence.

1.2 – Techniques de génération

Différentes techniques ont été testées pour générer au sein d'un photodétecteur un signal radio-fréquence (nous désignerons par la suite sous le terme de signal radio-fréquence, tout signal électrique dont la fréquence porteuse se situe dans les domaines microonde, millimétrique voire THz). [1, 2]. Les Tableaux 1-I et 1-II répertorient différentes techniques existantes suivant qu'elles utilisent, 1 ou 2 (voire plus) sources optiques élémentaires.

Méthode	Coût	Complexité de réalisation	Largeur de raie du signal radio-fréquence	Fréquence maximale du signal radio-fréquence
Source laser à semiconducteur à modulation externe [3]	€€	Elevée	Dépendante de la source laser de modulation <10Hz possible	60 GHz
Laser pulsé [4, 5]	€€	Moyenne		66 GHz

Laser DFB à modulation directe [6]	€	Faible		25 GHz - 60 GHz
Technique de majoration résonante [7]	€€	Moyenne		Dépendante de la fréquence la source de modulation
Laser DFB MQW 1,55µm de bande passante 30 GHz [8]	€	Faible		au delà de 30 GHz

Tableau 1-I: Technique de génération d'onde millimétrique utilisant une source laser semi-conducteur

Méthode	Coût	Complexité de réalisation	Largeur de raie du signal millimétrique ou bruit de phase	Fréquence de l'onde millimétrique générée limite
Boucle à verrouillage de phase hétérodyne [9]	€€€	Elevée	Bruit de phase : -125 dB/Hz	Dépendante de la source de référence
Laser DFB configuré en maitre/esclave [10, 11, 30]	€€	Moyenne	Bruit de phase : -100 dB/Hz	60 GHz
Méthode hétérodyne à injection optique de 2 lasers [12, 13, 31,32]	€€€	Elevée	Dépendante du bruit de phase de la source de modulation laser maitre	Dépendante de la puissance optique de la bande latérale du laser maitre
Technique de compensation de bruit de phase [14]	€€€	Elevée	Dépendante de la source de référence	
Laser DFB à longue cavité uniforme [15, 16]	€	Faible	Bruit de phase : -85 dB/Hz	60 GHz
Laser DBR hybride à verrouillage de modes [17, 18]	€	Faible	Bruit de phase : -87 dB/Hz	36 GHz
Laser bi-modes sur semi-conducteur [20, 21, 28, 29]	€	Faible	Bruit de phase : -85 dB/Hz	57 GHz
Structure laser DFB active avec une cavité passive étendue [19]	€	Faible	Bruit de phase : -94 dB/Hz	15 GHz

Tableau 1-II: Technique de génération d'onde millimétrique utilisant deux sources laser semi-conducteur ou plus

A toutes ces solutions, nous retenons l'utilisation d'une source bi-fréquence [20, 21]. Cette solution met en œuvre deux sources élémentaires mono fréquence couplées pour ne fournir qu'un seul faisceau optique les comprenant. Les deux longueurs d'onde sont transportées sur une fibre optique puis détectées par une photodiode dont la bande passante est compatible avec la fréquence

voulant être générée [22, 23]. On peut déjà trouver quelques applications jusqu'au domaine THz [24].

2 - Généralités sur les lasers accordables

Le laser à base de matériaux semi-conducteurs a été inventé vers 1961. Ce type de laser, par sa structure a été le premier à être fabriqué en production de masse. Il a les particularités suivantes:

- Petite taille (300 μm x 10 μm x 50 μm); il peut donc être incorporé très facilement à l'intérieur d'autres instruments.
- On peut le pomper directement par un courant électrique (< 50 mA à 2V); on peut donc l'intégrer facilement dans un dispositif (opto-) électronique.
- Il possède un bon rendement de conversion électrique/optique, de l'ordre de 20%.
- Il peut être modulé à de très hautes fréquences (>10GHz), ce qui permet d'assurer un haut débit de transmission pour les télécommunications par fibres optiques, par exemple.
- Il peut être intégré monolithiquement sur un même substrat avec d'autres dispositifs pour former des circuits optoélectroniques. Bien que très alléchante depuis longtemps, cette capacité d'intégration se heurte à de nombreux problèmes technologiques, liés notamment à la compatibilité des structures épitaxiales requises pour les différentes fonctions.
- Il peut être fabriqué par les techniques développées pour les circuits intégrés à semi-conducteurs.
- Il s'adapte très bien, notamment lorsqu'il est réalisé dans la filière matériau InP, aux propriétés de propagation des fibres optiques.

Du point de vue des télécommunications par fibres optiques, plusieurs considérations d'ordre pratique s'ajoutent aux caractéristiques qui viennent juste d'être mentionnées ci-dessus. Ce sont des exigences imposées pour tous les systèmes implantés à grande échelle. Dans le cas des lasers à semi-conducteurs, il s'agit des exigences suivantes:

- Opération continue à température ambiante.
- Durée de vie pouvant dépasser les 20 années avec dégradation minimale et faible probabilité de panne.
- Courant de polarisation faible (sinon le coût d'opération devient trop élevé en raison de la consommation de puissance).
- Linéarité de l'émission optique avec le courant de polarisation. Cette exigence est relaxée dans le cas de la modulation numérique.
- Émission dont la divergence peut être adaptée, de manière monolithique (une partie de ce travail s'y reporte) ou hybride, de manière à fournir un bon couplage avec la fibre optique.
- Stabilité de l'émission lumineuse à court et à long terme (peu ou pas de fluctuations).
- Luminance élevée.
- Largeur spectrale étroite.

La structure des lasers a beaucoup évolué afin de répondre à certains problèmes apparus depuis les premières fabrications. Ces problèmes sont évidemment liés à la performance recherchée et donc aux paramètres de conception de ces dispositifs.

Nous allons maintenant décrire les principales techniques utilisées pour réaliser la source laser bi-mode accordable.

2.1 - Lasers accordables à cavité externe

Les lasers accordables à cavité externe sont des lasers qui ne possèdent pas de miroirs au niveau du composant semi-conducteur. Le miroir est externe et prend, dans les versions les plus

intégrées, la forme d'un MEMS. La méthode consiste à utiliser une barrette de composants émetteurs individuellement accordables (*Figure 1-2*). Chacun de ces lasers possède une longueur d'onde d'émission différente. La somme des gammes d'accord permet donc d'augmenter la plage d'accordabilité. La sélection grossière de la longueur d'onde émise s'effectue grâce à la rotation du MEMS qui effectue alors un aiguillage spatial des différents faisceaux émis. Le réglage fin est réalisé par un changement de température. On obtient alors une accordabilité continue sans sauts de modes, sur une gamme de 40nm voir 70nm avec pour unique paramètre de réglage l'angle d'incidence du miroir et une puissance couplée supérieure à 7dBm [33 à 35].

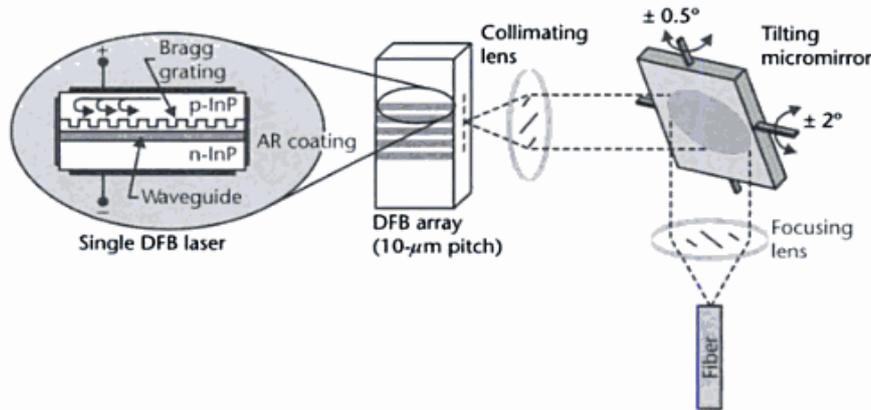


Figure 1-2: Illustration d'un laser accordable à cavité externe, à base d'une barrette de lasers DFB, contrôlé par un micro-miroir MEMS (Santur Corporation [35])

Une autre solution consiste à utiliser une cavité externe comprenant un étalon Fabry-Pérot dont les pics sont espacés de 50 GHz des uns par rapport aux autres (par exemple, si l'on désire réaliser une source pour systèmes DWDM) et limitée par un miroir à cristaux liquides contrôlé par tension. L'autre extrémité de la cavité est formée par un miroir non sélectif en longueur d'onde (*Figure 1-3*). Le maximum de réflectivité du miroir à cristaux liquides est réglé à la longueur d'onde souhaitée. Le courant injecté dans la section de phase permet donc de faire coïncider le mode de la cavité avec cette longueur d'onde. On peut ainsi obtenir une accordabilité continue voisine de 40nm avec une puissance de 20dBm [36].

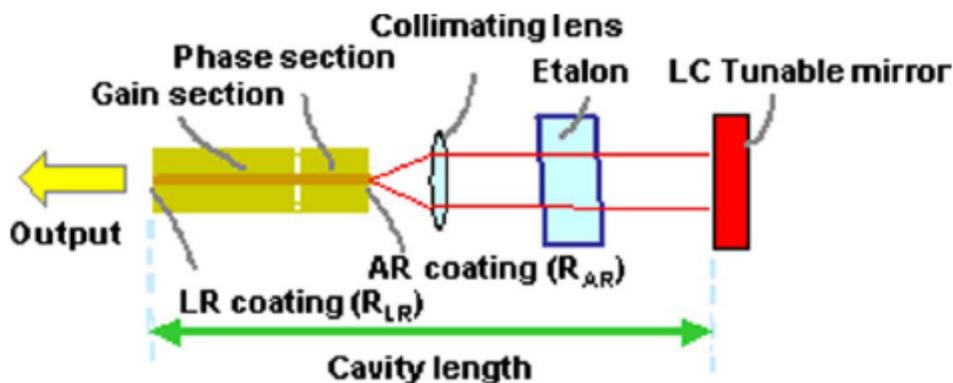


Figure 1-3: Schéma d'un laser accordable à cavité externe utilisant un miroir à cristaux liquides et un étalon Fabry-Pérot [37]

Dans le cas de la *Figure 1-4*, le laser à cavité externe sont composés d'une puce à semi-conducteur fournissant le gain et d'un miroir externe sélectif en longueur d'onde. Le miroir est un réseau de diffraction dont l'angle d'incidence est réglable à l'aide d'un MEMS. Un choix précis du point de pivot du miroir permet d'assurer une variation identique de la longueur d'onde de réflexion

du réseau, lié à la variation de l'angle sur le réseau, et du peigne des modes Fabry-Pérot, liés à la variation de la longueur de la cavité. Ce type de composant permet d'obtenir une accordabilité continue sur environ 40nm par unique réglage de l'angle du miroir avec une puissance couplée de l'ordre de 7dBm. [38]. Un dispositif de contre-réaction ("wavelength locker" sur la *Figure 1-4*) peut aussi être ajouté pour améliorer la stabilité de la longueur d'onde émise, Le filtrage ainsi réalisé permet d'accorder sur 37nm avec une puissance optique couplée de 20mW.

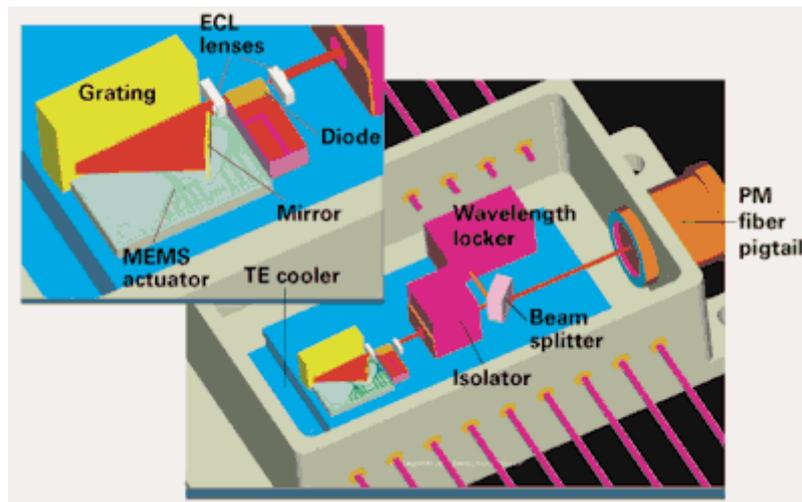


Figure 1-4: Schéma d'un laser accordable à cavité externe [38]

Les lasers à cavité externe présentent l'avantage d'obtenir une accordabilité large tout en étant précise ainsi qu'une puissance de sortie respectable. Néanmoins, ils sont basés sur des mécanismes d'accordabilité thermique et mécanique qui sont très coûteux à réaliser de par leur mise en oeuvre délicate; ils sont, par conséquent, peu adaptés à la réalisation de modules bas coût pour les applications en télécommunications "domestiques". Par ailleurs, leur passage en émission bimodale devient encore plus complexe et coûteuse [39].

Une solution alternative est d'utiliser des lasers accordables sur semi-conducteur.

2.2 - Lasers accordables intégrés

2.2.1 - Les lasers émettant verticalement (VCSEL)

Le laser VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) est un laser émettant par la surface. Cette structure laser est très intéressante en raison de sa simplicité relative de fabrication, sa structure épitaxiale est néanmoins plus complexe que celle d'un laser émettant par la tranche. Elle peut être déclinée de manière à être accordable.

Les lasers VCSELsont des lasers à accordabilité dite "mécanique" [40] (MEMS-VCSEL ou MCSEL) dans lesquels l'accordabilité est obtenue en déplaçant physiquement un micro-miroir (réseau de Bragg) pour modifier la longueur de la cavité externe. Nous sommes ici dans le cas d'une cavité externe mais intégrée directement en surface du VCSEL (*Figure 1-5*). La longueur d'onde d'émission du laser est modifiée en ajustant l'épaisseur de la lame d'air située entre la surface d'émission et le miroir de Bragg mobile modifiant ainsi la condition de phase du laser. L'application d'une tension comprise entre 0V et quelques dizaines de Volt sur le miroir permet alors d'accorder le VCSEL en longueur d'onde. Cette structure laser est néanmoins très difficile à réaliser, notamment pour réaliser le miroir de Bragg supérieur suspendu, d'autant plus que ce dernier doit se situer à proximité immédiate de la surface d'émission de manière à conserver le caractère monomode du VCSEL. Ces lasers permettent d'obtenir une accordabilité de l'ordre de

30nm mais la puissance de sortie reste limitée à 2mW [40].

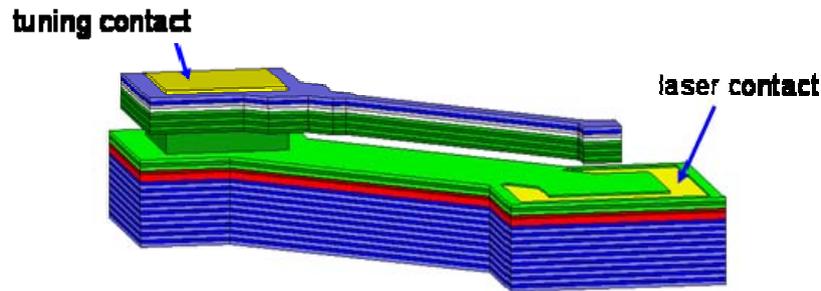


Figure 1-5: Schéma d'un laser MEMS-VCSEL

L'accordabilité peut aussi être obtenue de manière moins scabreuse en remplaçant le gap d'air par une zone passive en semiconducteur (jouant le rôle d'un résonateur couplé) dont on va modifier l'indice par l'application d'une tension, on obtient alors un CRVCL (Coupled Resonator Vertical Cavity Laser) (Figure 1-6) [41]. Ces lasers bénéficient d'un procédé de fabrication beaucoup plus reproductible que les précédents.

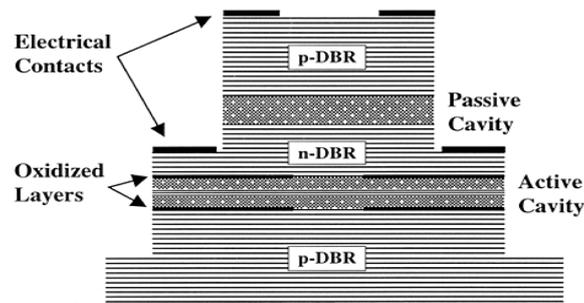


Figure 1-6: Schéma d'un laser VCSEL à résonateur couplé

La structure CRVCL est donc composée de la cavité active qui couplée à une cavité passive dont l'épaisseur est de l'ordre de la longueur d'onde. Le coefficient de couplage entre les deux cavités peut être alors choisi en modifiant simplement le nombre de périodes du miroir central. La cavité passive est principalement contrôlée en appliquant une tension. La plage d'accordabilité est faible pour ce type de structure, de l'ordre de quelques nanomètres [41].

Le laser VCSEL peut être utilisé pour la réalisation d'une source bi-mode, mais la réussite du fonctionnement bi-mode dépend fortement des techniques d'épitaxie [42].

2.2.2 - Les lasers émettant par la tranche (DFB, DBR)

Pour réaliser des lasers accordables émettant sur la tranche, nous avons besoin de plusieurs structures indépendantes qui seront associées pour réaliser le laser accordable. La principale structure est composée d'une zone active pour réaliser l'émission laser, cette zone peut être dotée d'un miroir de Bragg afin de sélectionner la longueur d'onde d'émission du laser - cas du DFB -, celui-ci pouvant aussi se trouver en dehors de la zone active - cas du DBR -. La Figure 1-7 représente les différentes structures des sections que l'on peut alors rencontrer. Toutes ces structures sont avant tout des guides d'onde optiques dont le matériau de cœur (zone verte sur la Figure 1-7) a un indice supérieur aux matériaux de gaine (zones bleues sur la Figure 1-7).

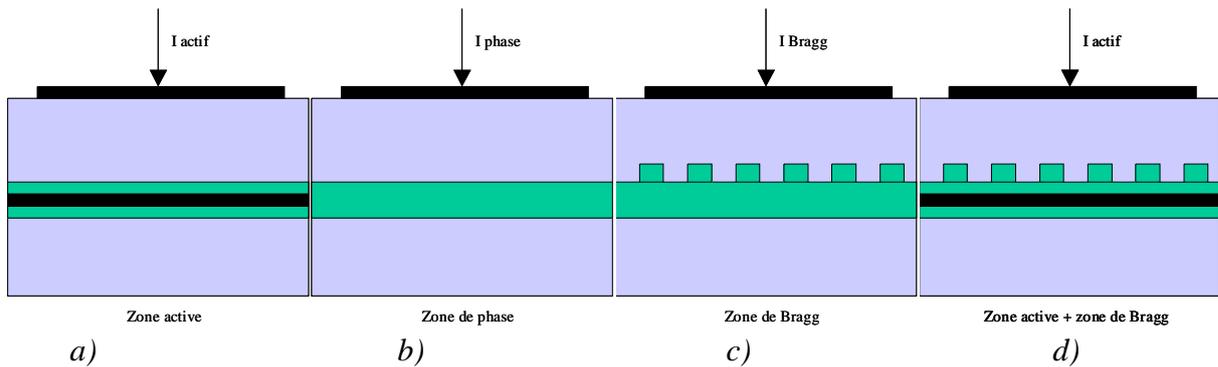


Figure 1-7: Représentation schématique des différentes structures de sections qui peuvent composer un laser accordable

La Figure 1-7a) représente la structure de la zone active, le milieu à gain (multi-puits quantiques ou boîtes quantiques) est inséré au centre du guide optique. La Figure 1-7b) représente une zone dite de phase qui comporte simplement un guide d'onde; cette zone peut comporter ou non une électrode suivant qu'elle contienne ou pas le milieu à gain. Les Figures 1-7c) et 1-7d) représentent une zone de Bragg passive ou active suivant qu'elle ne comporte pas ou comporte le milieu à gain.

Pour ce type de laser à semi-conducteur, l'accordabilité est principalement réalisée par l'injection de courant qui aura deux effets sur la variation de l'indice des matériaux, le premier par modification de la densité de porteurs et le second par celle de la température.

A partir des éléments décrits précédemment et reproduits sur la Figure 1-7, on peut bâtir des lasers multisections et, entre autres, accordables dont les caractéristiques changeront en fonction de l'agencement des différentes zones [43 à 46].

2.2.2.1 Longueur d'onde d'émission

L'utilisation d'un réseau de Bragg dans un laser permet d'obtenir une émission laser monomode. La sélection modale à l'aide d'un ou plusieurs réseaux de Bragg peut s'effectuer par couplage vertical ou latéral de celui-ci avec le guide optique. Actuellement la majorité des structures utilise un couplage vertical et le réseau utilisé est alors un réseau surfacique. De plus, l'utilisation de réseaux à pas variables ou échantillonnés permet d'augmenter la gamme d'accord.

La longueur d'onde d'émission est définie par l'indice effectif de propagation (n_{eff}) et le pas du réseau (Λ) par la relation suivante:

$$\lambda = 2n_{\text{eff}} \Lambda$$

Pour modifier la longueur d'onde de Bragg émise, il faut modifier soit le pas du réseau soit l'indice effectif de propagation. Dans le cas des composants semi-conducteurs, le pas du réseau de diffraction est inscrit définitivement, il est donc nécessaire de faire varier l'indice effectif pour faire varier la longueur d'onde d'émission. La modification de l'indice effectif est reliée à la variation de l'indice des matériaux constituant le guide optique; on en a un exemple direct par le glissement de fréquence, "chirp", observé en modulation voire même plus simplement en observant la modification du spectre d'émission en fonction du courant de polarisation. Les porteurs injectés dans la structure épitaxiale vont modifier l'indice optique par leur densité. Cet indice optique va aussi être modifié par la température à laquelle se situe le guide optique, température qui en fonction de la résistance thermique de la structure et du courant d'injection va varier. De par l'expression ci-dessus, on s'aperçoit très facilement que les variations relatives de la longueur d'onde d'émission et de l'indice effectif sont équivalentes:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}}$$

Nous avons vu brièvement qu'il était possible d'obtenir une variation de la longueur d'onde en modifiant l'indice effectif de propagation. Nous allons voir maintenant deux structures lasers à réseaux de Bragg permettant de réaliser une émission laser monomode dont la longueur d'onde émise peut être accordée. La première structure est le laser à réflecteurs de Bragg distribué (*Distributed Bragg Reflector: DBR*). La seconde structure est le laser à rétroaction distribuée (*Distributed FeedBack laser: DFB*).

2.2.2.2 Le laser à rétroaction distribuée (DFB)

Les lasers à semi-conducteurs à rétroaction distribuée (DFB) ont fait leur apparition au début des années 70 [47] et la première émission laser a été montrée durant cette même période. Kogelnik et Schank proposèrent d'abord de remplacer la réaction optique des miroirs d'un laser à gaz par une réaction distribuée le long de la cavité en faisant une variation périodique du gain ou de l'indice du guide optique [48]. Trois ans plus tard, en s'appuyant sur le concept qui avait été démontré auparavant avec les lasers à gaz, Scifres, Burnham et Streifer furent les premiers à faire fonctionner un laser DFB à semi-conducteurs en AlGaAs/AsGa [49]. On fabrique ces lasers en incorporant, directement dans le milieu actif, un réseau de haute sélectivité spectrale dans ou au dessus de la région active (*Figure 1-8*). L'analyse théorique du fonctionnement des lasers DFB peut être faite par la théorie des modes couplés; celle-ci est présentée en *Annexe 1*.

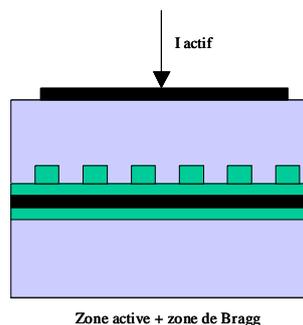


Figure 1-8: Laser à rétroaction distribuée (DFB)

Les seules longueurs d'ondes qui peuvent osciller sont celles qui sont renforcées par la périodicité du réseau. Chaque pas du réseau inscrit dans la cavité laser provoque une rétrodiffusion qui a pour effet de coupler les ondes propagatives et contra-propagatives sur toute la longueur de la cavité. Ces diffusions, sur chaque pas du réseau, produisent une multiplicité d'ondes qui s'additionnent de façon cohérente selon leur phase respective. La condition d'accord de phase ne se produit que pour certaines longueurs d'ondes correspondant à la condition de Bragg, qui stipule que les longueurs d'ondes dans le milieu laser sont reliées à la période spatiale du réseau.

En général pour un laser DFB symétrique, c'est à dire pour un laser possédant un réseau tout à fait périodique, il y a une dégénérescence des modes qui se traduit par le fait que deux modes peuvent exister de part et d'autre d'une bande spectrale interdite. Cette dégénérescence peut amener des instabilités et aussi une incertitude sur la longueur d'onde exacte à laquelle il y aura oscillation laser. De plus, les réflexions des facettes du laser clivé vont contribuer à dégrader la pureté spectrale du laser. Pour pallier à ces problèmes et pour obtenir une seule longueur d'oscillation qui soit stable, la symétrie du laser est brisée en incorporant un saut de phase dans la périodicité du réseau [50 à 52]. De nos jours, on préfère rendre la facette arrière du laser fortement réfléchissante, tandis que la facette avant est munie d'une couche antireflet ce qui a pour effet d'accroître la puissance émise.

2.2.2.3 Le laser à réflecteur de Bragg distribué (DBR)

Le laser DBR sépare les fonctions d'émission et de filtrage qui sont mixées au sein d'un laser DFB. Un schéma de laser DBR est représenté sur la *Figure 1-9*. C'est un composant intégrant monolithiquement trois sections contrôlées chacune par un courant: une section active, et deux sections passives, une comportant un réseau de Bragg et une "dite" de phase. La section active est le milieu amplificateur qui apporte le gain à la cavité laser par l'intermédiaire du courant I_{actif} et ainsi permet l'émission du peigne de modes Fabry-Pérot. La section passive de Bragg est composée d'un matériau quaternaire InGaAsP ; dans cette zone est réalisé un réseau de Bragg afin de sélectionner la longueur d'émission du laser.

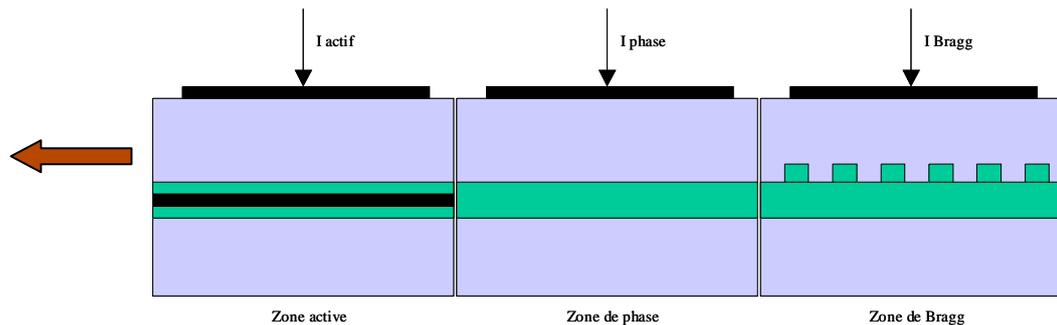


Figure 1-9: Schéma d'un laser DBR 3 sections composé d'une section active, d'une section passive de phase et d'une section avec un réseau de Bragg

2.2.2.4 Les lasers bi-modes accordables

Le laser DFB (ou DBR) est donc facilement accordable "finement" par l'injection d'un courant et "grossièrement" par la définition du pas du réseau.

Nous présentons deux exemples de réalisation basés sur des concepts très différents.

Une première méthode consiste à utiliser une barrette composée de plusieurs lasers accordés thermiquement indépendamment des uns des autres [53]. Un coupleur intégré monolithiquement réunit les 12 modes dans un seul guide optique. Un amplificateur intégré permet de compenser les pertes du coupleur et d'augmenter le niveau de sortie général. Dans ce cas précis, l'émission comprend donc 12 modes, l'accord de chacun des modes se faisant à l'aide de micro-Peltier. La *Figure 1-10* montre un tel laser accordable. La solution de barrette composée de plusieurs lasers DFB permet d'obtenir un accord continu, la puissance de sortie couplée est d'environ 13dBm [54, 55].

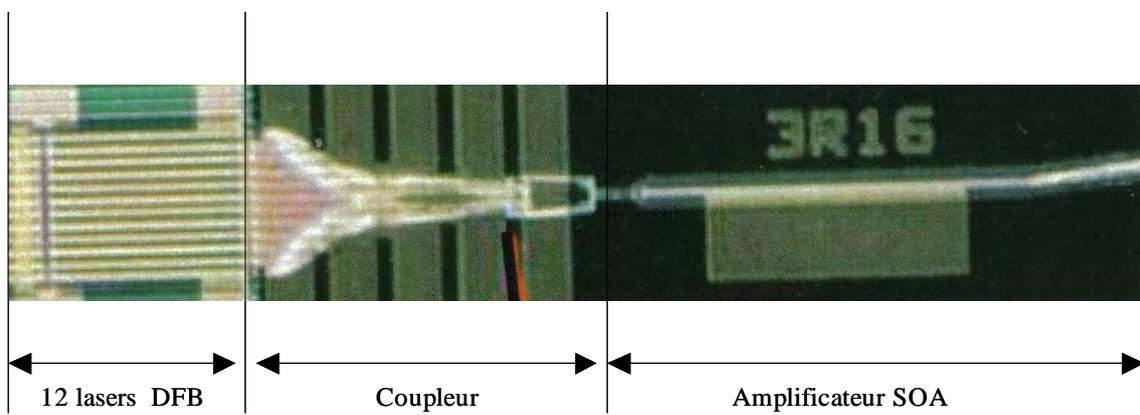


Figure 1-10: 12 lasers DFB intégré monolithiquement et accordables séparément [55]

D'un point de vue industriel, les barrettes de lasers DFB sont très délicates à réaliser. Néanmoins, ces dernières années, une accordabilité de 5nm en continu a été obtenue par injection de courant [56 à 58].

La seconde solution est l'intégration monolithique de deux sources lasers sans coupleur. Les deux sources laser DFB sont alors placées sur le même guide optique [28]. Ce composant multi sections, à base de lasers DFB, a permis d'obtenir un accord de quelques GHz de la fréquence de battement hétérodyne autour de la fréquence de 40GHz et à 60GHz par un accord électrique simplement en modifiant le courant d'injection de chaque sections laser DFB. La longueur d'onde de chaque section laser peut être donc ajustée indépendamment de l'autre. Une nouvelle solution fût proposée récemment en ajustant thermiquement la longueur d'onde de chaque laser (Figure 1-11) [59].

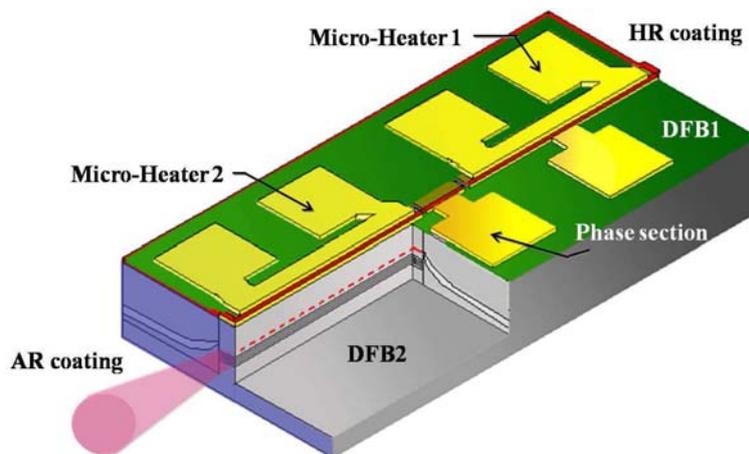


Figure 1-11: Structure d'un laser bi-longueur d'onde [60]

Le laser est composé de deux sections lasers DFB séparée par une section de phase. Dans cette structure laser, l'accordabilité des deux lasers DFB est réalisée thermiquement grâce à la présence de micro-résistances chauffantes placées à la surface de chaque section DFB. Le contrôle thermique est assuré par l'injection d'un courant dans chaque micro-résistance. Ce type de laser permet d'obtenir une accordabilité continue de la fréquence de battement de 100 GHz à 570 GHz [59].

Le tableau ci-dessous résume les différentes solutions présentées, donnant pour chacune le mécanisme d'accordabilité utilisé, les performances principales: accordabilité, puissance, encombrement, coût et la possibilité ou non d'avoir un fonctionnement bi-mode.

	Référence	Principe d'accordabilité	Accordabilité	Puissance	Encombrement	Coût	Fonctionnement bi-mode?
Cavité externe	[33 à 35]	Mécanique	40 à 70nm	7dBm	Important	€€€	Difficile à réaliser
	[36, 37, 39]	Cristaux liquide	40nm	20dBm		€€€	
VCEL	[40]	Mécanique	30nm	2mW	Faible	€€	
	[42]	Électrique	quelques nm	3.5mW		€€	
Barette lasers DFB (ou DBR) avec coupleurs	[50 à 55]	Thermique	38-40nm	16dBm	Moyen	€€€	Facile à réaliser
Intégration monolithique de DFB	[28]	Électrique	quelques nm	1mW	Faible	€	
	[59]	Thermique	4,7nm	20dBm		€	

Tableau 1-III: Comparaison des principales approches pour réaliser un laser bi-mode accordable

3 – Solution développée

Dans ce travail, nous sommes partis sur la solution intégrant deux lasers DFB dans la même structure de guide optique. Cette solution a l'avantage de présenter le procédé de fabrication le plus simple ou tout au moins celui pouvant amener rapidement à un rendement de fabrication important, donc un coût moindre. N'oublions pas que l'objectif visé par le projet est le domaine des communications domestiques et que ce composant devra être fourni à une échelle importante.

Une vue d'artiste du composant à réaliser est donc présentée en *Figure 1-12*.

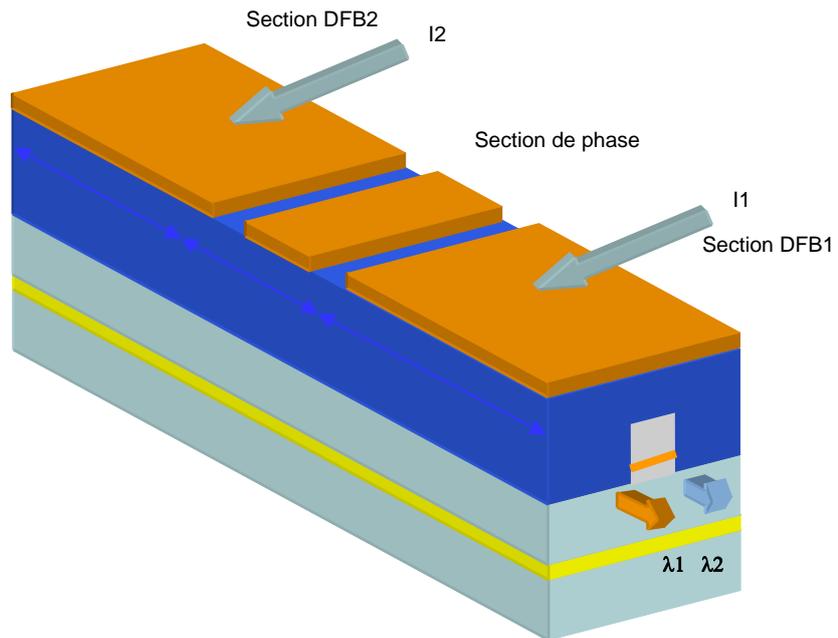


Figure 1-12: Schéma de principe du composant étudié dans ce manuscrit

Comme mentionné dans l'introduction, la base de notre travail repose sur le procédé de fabrication de lasers DFB (ou DBR) existant à Alcatel-Thales III-VLab. Celui-ci fournira l'ossature du travail technologique et définira les règles de conception.

Bibliographie du Chapitre 1

- [1] "**Radio-over-Fibre Technology for Broadband Wireless Communication Systems**", A. Ng'oma, *Thèse*, Université d'Eindhoven, 2005.
- [2] "**Semiconductor laser sources for the generation of millimeter-wave signals**", K.E. Razavi, P.A. Davies, *IEEE Proceedings Optoelectronics*, Vol. 145(3), pp. 159-163, 1998.
- [3] "**Microwave optical duplex antenna link**", O. Reilly, J. J. Lane, P. M. Capstick, *IEEE Proceedings Journal*, Vol. 140(6), pp. 385-391, 1993.
- [4] "**Millimeter wave signal generation using pulsed semi-conductor lasers**", D. Novak, R.S. Tucker, *Electronics Letters*, Vol. 30(17), pp. 1430-1431, 1994.
- [5] "**Generation of RF phase shifting of millimeter wave subcarriers using a hybrid mode locked monolithic semiconductor laser**", T. Hoshida, M. Tsuchiya, T. Kamiya, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 36(2A), pp. L117-L119, 1997.
- [6] "**Resonantly enhanced semiconductor lasers for efficient transmission of millimeter wave modulated light**", R. Nagarajan, S. Ilevy, J.E. Bowers, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5(1), pp. 4-6, 1993.
- [7] "**30Ghz bandwidth 1.55 μ m MQW DFB laser diode based on a new modulation scheme**", E. Goutain, J.C. Renaud, M. Krakowski, D. Rondi, R. Blondeau, D. Decoster, *Electronics Letters*, Vol. 32(10), pp. 896-897, 1996.
- [8] "**FM noise reduction and subkilohertz linewidth of an AlGaAs laser by negative electrical feedback**", M. Ohtsu, M. Murata, M. Kouroggi, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26(2), pp. 231-240, 1990.
- [9] "**A wideband heterodyne optical phase locked loop for generation of 3-18 GHz microwave carriers**", U. Gliesse, T.N. Nielsen, M. Brunn, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4(8), pp. 936-938, 1992.
- [10] "**Optical millimeter wave signal generation using an optically injected DFB laser**", L. Noel, D. Marcenac, D. Wake, *Proceedings of the first workshop on microwave and millimeter wave optoelectronics CWMMO'96*, pp. 1-2, 1996.
- [11] "**120 Mbit/s QPSK radio-fibre transmission over 100km of standard fibre at 60 GHz using a master/slave injection locked DFB laser source**", L. Noel, D. Marcenac, D. Wake, *Electronics Letters*, Vol.32(20), pp. 1895-1897, 1996.
- [12] "**FM sideband injection locking of diodes lasers**", L. Golberg, H.E. Taylor, J.E. Weller, *Electronics Letters*, Vol. 18(23), pp. 1019-1020, 1982.
- [13] "**Microwave signal generation with injection locked laser diodes**", L. Golberg, H.E. Taylor, J.E. Weller, *Electronics Letters*, Vol. 19(13), pp. 491-493, 1983.

- [14] **"Millimeter wave, multigigahertz optical modulation by feedforward phase noise compensation of a beat note generated by photomixing of two laser diodes"**, O. Solgaard, J. Park, J.B Georges, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5(5), pp. 574-577, 1993.
- [15] **"Compact optical millimeter wave source using dual mode semiconductor laser"**, C.R. Lima, D. Wake, P.A. Davies, *Electronics Letters*, Vol. 31(5), pp. 364-366, 1995.
- [16] **"Dual mode semiconductor laser source"** C.R. Lima, D. Wake, P.A. Davies, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8(4), pp. 578-580, 1996.
- [17] **"Ultrastable millimeter wave signal generation using hybrid mode locking of a monolithic DBR laser"**, D. Y. Kim, M. Pelusi, Z. Ahmed, *Electronics Letters*, Vol. 31(9), pp. 733-734, 1995.
- [18] **"Low phase noise millimeter wave generation using a passively modelocked monolithic DBR laser, injection locked by an optical DSBSC signal"**, D. Y. Kim, M. Pelusi, Z. Ahmed, *Electronics Letters*, Vol. 31(15), pp. 1254-1255, 1995.
- [19] **"Generation of microwave signals by active mode locking in a gain bandwidth restricted laser structure"**, A.C. Bordonalli, B. Cai, A. J. Seeds, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8(1), pp. 151-153, 1996.
- [20] **"All-optical clock recovery at 80GHz and beyond"**, C. Bornholdt, *27th European Conference on Optical Communications, ECOC 2001*, paper Th.F, 2001.
- [21] **"Microwave generation monolithic dual-wavelength DFB laser"** C. Laperle, *IEEE/LEOS summer Topical Meeting Digest*, 1997.
- [22] **"Multifunction Fibre-Optic Microwave Links Based on Remote Heterodyne Detection"**, U. Gliese, T. N. Nielsen, S. Norskov, K. E. Stubkjaer, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 46(5), pp. 458-468, 1998.
- [23] **"Optical generation and side band injection locking of tunable 11-120GHz microwave/millimeter signals"**, Al-Mumim, *Electronics Letters*, Vol. 36(18), 2000.
- [24] **"12-64GHz continuous frequency tuning in self-pulsating 1,55 μ m multi quantum-well DFB lasers"**, B.Sartorius et al., *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, Vol. 1, n°2, page 535-538, 1995.
- [25] **"Corrélation du bruit de phase de lasers à réseau de Bragg par injection optique. Application à la génération et au transport sur fibre de signaux radio fréquence"**, F. Kéfélian, *Thèse*, Telecom Paris, 2005.
- [26] **"Voltage-controlled optical/FF phase shifter"**, R.A. Soref, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 3(10), pp. 992-998, 1985.
- [27] **"Highly spectrum efficient OFDM/PDM wireless networks by using optical SSB modulation"**, K. Kitayama, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 16(6), pp. 969-979, 1988.

- [28] **"Optical generation of millimeter-wave signals for fiber-radio systems using a dual-mode DFB semi-conductor laser"**, D. Wake, C.R. Lima, P.A. Davies, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43(9), pp. 2270-2277, 1996.
- [29] **"Optical generation of microwave/millimeter-wave signals using two section gain coupled DFB lasers"**, X. Wang, W. Mao, M. Al Mumin, S. A. Pappert, J. Hong, G. Li, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11(10), pp. 1292-1294, 1999.
- [30] **"FM side band injection locking of diode laser"** L. Goldberg, H.F. Taylor and J.F. Weller, *Electronics Letters*, Vol. 18, n. 23, p.1019-1020, 1982.
- [31] **"Packaged Semiconductor Laser Optical Phase-Locked Loop (OPLL) for Photonic Generation, Processing and Transmission of Microwave Signals"**, L. N. Langley, M. D. Elkin, C. Edge, M. J. Wale, X. Gliese, X. Huang, A. J. Seeds, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 47(7), pp. 1257-1264, 1999.
- [32] **"Millimeter-Wave Modulated Optical Signal Generation with High Spectral Purity and Wide-Locking Bandwidth Using a Fibre-Integrated Optical Injection Phase-Lock Loop"**, L. A. Johansson, A. J. Seeds, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12(6), pp. 690-692, 2000.
- [33] **"C+L band MEMS tunable external cavity semiconductor laser"**, D. Anthon, J.D. Berger, A. Tselikov, *Optical Fiber Communication Conference*, WL2, 2004.
- [34] **"Widely tunable external cavity diode laser based on a MEMS electrostatic rotary actuator"**, J.D. Berger, Y. Zhang, J.D. Grade, H. Lee, S. Hrinya, J. Jerman, *Optical Fiber Conference, TuJ2-1*, 2001.
- [35] <http://www.santurcorp.com/>
- [36] **"High power and wide tuning range external cavity wavelength tunable laser"**, K. Kudo, K. Sato, *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, FrB2-2*, 2007.
- [37] **"Wideband External Cavity Wavelength-Tunable Laser Utilizing a Liquid-Crystal-Based-Mirror and an Intracavity Etalon"**, K. Sato, K. Mizutani, S. Sudo, K. Tsuruoka, K. Naniwae, K. Kudo, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 25(8), 2007.
- [38] **"External cavity diode laser tuned with silicon MEMS"**, J. D. Berger, D. Anthon, H. Jerman, *Optical Fiber Communication Conference 2002*, pp. 97-98, 2002.
- [39] **"Optical Generation of Millimeter-Waves Using a Dual-Polarization Emission External Cavity Diode"**, S. Pajarola, G. Guekos, J. Mork, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8(1), pp. 157-159, 1996.
- [40] **"Tunable VCSEL"**, C. J. Chang-Hasnain, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6(6), pp. 978-987, 2000.
- [41] **"Coupled Resonator Vertical Cavity Laser Diodes"**, K.D. Choquette, W.W. Chow, A.J. Fischer, A.A. Allerman, H.Q. Hou, K.M. Geib, *LEOS*, 1999.

- [42] **"Dual-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Arrays Fabricated by Nonplanar Wafer Bonding"**, J. Geske, Y.L. Okuno, J.E. Bowers, *18th International IEEE Semiconductor Laser Conference*, pp. 141-142, 2002.
- [43] **"Monolithic Tunable Diode Lasers"**, L.A. Coldren, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6(6), pp. 988-999, 2000.
- [44] **"Single-Mode Semiconductor Lasers for long-wavelength optical fiber communications and dynamics of semi-conductors lasers"**, Y. Suematsu, S. Arai, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6(6), p. 1436-1449, 2000.
- [45] **"High reliability of high-power and widely tunable 1,55 μ m distributed bragg reflector lasers for WDM applications"**, F. Delorme, G. Alibert, P. Boulet, S. Grosmaire, S. Slemptes, A. Ougazzaden, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3(2), pp. 607-614, 1997
- [46] **"Side-Mode- Supression-Ratio of a tunable DBR laser"**, S.L. Woodward, K.M.I. Habbab, T.L. Koch, U. Koren, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 2(12), pp. 854-857, 1990.
- [47] **"Coupled-wave theory of distributed feedback lasers "**, H. Kogelmik, C.V. Shank, *Journal of Applied Physics*, Vol. 43(5), pp. 2327-2335, 1972.
- [48] **"Stimulated Emission in a periodic structure"**, H. Kogelmik, C.V. Shank, *Applied Physics Letters*, Vol. 18(4), pp. 152-154, 1971.
- [49] **"Effect of external grating reflectors on longitudinal modes of distributed feedback lasers"**, W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11(4), pp.154, 1975.
- [50] **"Effect of mirror reflectivity in a distributed feedback laser"**, R.S. Chinn, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 9(6), pp. 574-580, 1973.
- [51] **"Analysis of grating coupled radiation in GaAs-GaAlAs laser and waveguide"**, W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 12(7), pp.422-428, 1976.
- [52] **"Single heterostructure distributed feedback GaAs diode laser"**, W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11(7), pp.439-449, 1975
- [53] **"Generation of Ultrahigh-Speed Tunable-Rate Optical Pulses Using Strongly Gain-Coupled Dual-Wavelength DFB Laser Diodes"**, R. Hui, B. Zhu, K. Demarest, C. Allen, J. Hong, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11(5),1999.
- [54] **"High power (40mw) full C-band wavelength tunable DFB laser array integrated with funnel combiner"**, H. Ishii, K. Kasaya, H. Oohashi, Y. Shibita, H. Yasaka, K. Okomoto, *International Semiconductor Laser Conference, TUA4*, 2006.
- [55] **"Wavelength selectable microarray light sources for wide band DWDM applications"**, H. Hatakeyama, K. Kudo, Y. Yokoyama, K. Naniwae, T. Sasaki, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 8(6), pp. 1341-1348, 2002.

[56] "**Wavelength tunable short cavity DBR laser array with active distributed Bragg reflector**", H. Arimoto, T. Kitatani, T. Tsuchiya, *Journal of Lighthwave Technology*, Vol. 24(11), pp. 4366-4371, 2006.

[57] "**Mode hope free and electrically wavelength tunable laser array with 39.5nm tuning**", K. Takabayashi, S. Sekiguchi, A. Hayakawa, *International Semiconductor Laser Conference*, TuB5, 2006.

[58] "**Inherently mode hope free distributed bragg reflector (DBR) laser array**", N. Fujiwara, T. Kakitsuka, M. Ishikawa, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9(5), 2003.

[59] "**Monolithic dual-mode distributed feedback semiconductor laser for tunable continuous-wave TeraHertz generation**", N. Kim, J. Shin, E. Sim, C.W. Lee, D.Yee, M. Jeon, Y. Jang, K. H. Park, *Optics Express*, Vol. 17(16), pp. 13851-13859, 2009.

Chapitre 2

Réseau de Bragg

Nous nous focalisons, dans ce chapitre, sur une étape technologique primordiale dans la réalisation d'un laser semiconducteur à fonctionnalité complexe pour télécommunications optiques, à savoir la fabrication d'un réseau de diffraction, communément appelé, réseau de Bragg.

Dans un premier temps, nous présentons le procédé actuellement utilisé à Alcatel-Thales III-VLab. Dans un second temps, nous présentons un procédé alternatif permettant la réalisation de réseaux surfaciques tels qu'ils seront utilisés par la suite mais aussi de réseaux latéraux, qui pourraient être une autre solution pour la réalisation de structures laser particulières.

1 - Introduction

Le réseau que nous souhaitons réaliser est un réseau surfacique; il est placé en proximité verticale du guide d'onde optique constituant la structure laser. Il se situe au-dessous ou au-dessus de celui-ci suivant la technologie employée. Quel que soit le cas, une reprise d'épitaxie est nécessaire pour terminer la structure. En fin de ce chapitre, nous verrons une technique alternative consistant à graver le réseau latéralement, ce qui, a priori, permet de se passer de cette étape de reprise d'épitaxie. Le profil des réseaux surfaciques est plutôt rectangulaire, la forme étant dépendante du processus de gravure, sèche ou humide, utilisée pour le graver.

Ces réseaux sont situés soit dans des zones actives, cas du laser DFB (Distributed FeedBack), soit dans des zones passives, cas du laser DBR Distributed Bragg Reflector).

La réflexion au sein du réseau de Bragg s'effectue de manière progressive au fur et à mesure de la progression du faisceau optique incident dans la structure; c'est à dire que l'intensité de ce dernier diminue au cours de sa propagation au profit de celle du faisceau réfléchi. Pour obtenir une réflexion maximale il faut donc que toutes les ondes réfléchies, par chaque période du réseau, soient en phase afin de réaliser une interférence constructive.

Ce paragraphe présente les formules générales de conception des réseaux de Bragg dans une structure laser semiconductrice adaptée au domaine des télécommunications optiques. Plusieurs théories existent pour décrire les phénomènes physiques qui apparaissent, telle la théorie des modes couplés [1] [2], la représentation du champ électromagnétique comme une onde de Bloch ou de Floquet [3], ou la théorie des couches minces associée au formalisme d'Abeles [4]. Nous utiliserons pour décrire ces phénomènes physiques la théorie des modes couplés que nous détaillerons en *Annexe 1*.

2 - Dimensionnement du réseau

Un réseau de Bragg est communément créé par la corrugation physique d'une couche de matériau semiconducteur. Lors de la reprise d'épitaxie, avec un matériau différent (donc d'indice optique différent), la structure périodique d'indice est ainsi réalisée (*Figure 2-1*). Cette dernière est, en première approche, définie par les paramètres dimensionnels -pas (Λ), rapport d'aspect (d_0/d_1 et p_g)- et optique -contraste d'indice (n_1-n_2)- ainsi que par la distance avec le guide optique (d_g). On introduit alors la notion de coefficient de couplage qui traduit la "force" d'interaction avec l'onde guidée.

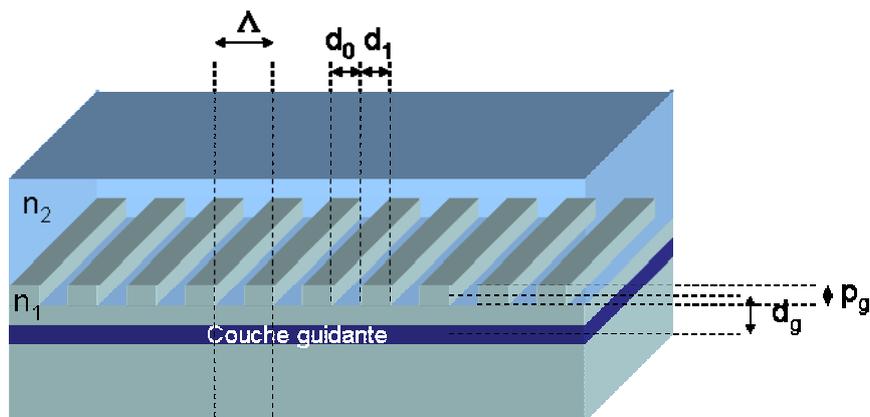


Figure 2-1: Schéma d'une structure de Bragg réalisée dans une structure laser semiconducteur

2.1 - Le pas du réseau

Pour l'application au laser bi-longueur d'onde, deux réseaux différents (leur pas respectif peut aussi l'être) sont réalisés sur la même structure de guide optique; chaque pas correspondant à une longueur d'onde d'émission.

Le pas d'un réseau est lié à l'indice effectif de la structure par la relation:

$$\Lambda = \frac{\lambda_{Bragg}}{2n_{eff}}$$

avec Λ , le pas du réseau (μm),
 λ_{Bragg} , la longueur d'onde de Bragg (μm),
 n_{eff} , l'indice effectif.

Ce qui nous donne pour une longueur d'onde de travail λ_{Bragg} de $1,55\mu\text{m}$ et pour une structure guidante possédant un indice effectif moyen de 3,2 (cas typique), un pas de 243nm . La *Figure 2-2* visualise plus précisément cette relation.

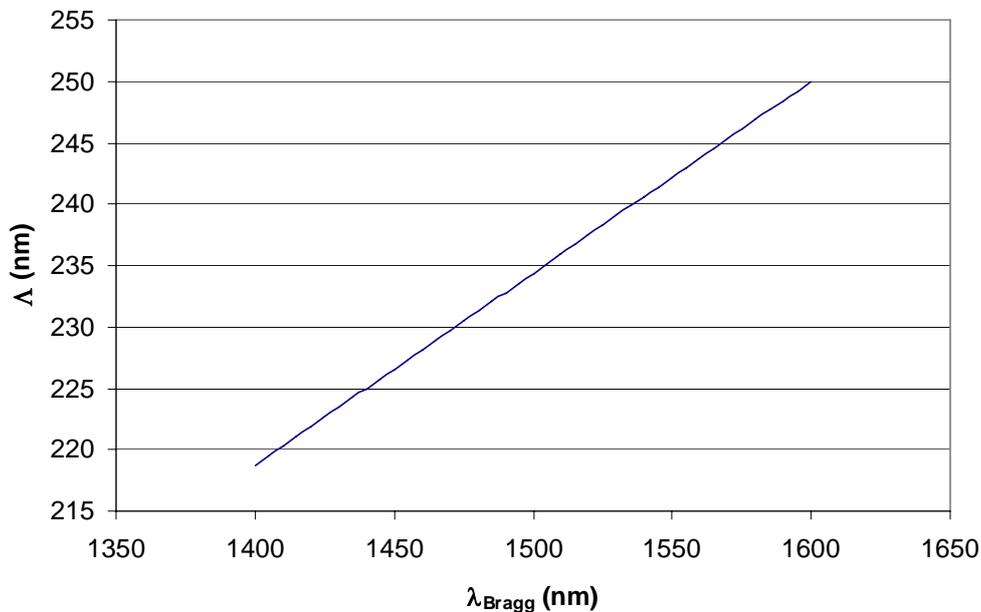


Figure 2-2: Pas du réseau en fonction de la longueur d'onde de Bragg

Pour l'application au laser DFB bi-longueur d'onde, nous devons réaliser deux réseaux avec des valeurs de pas identiques ou très proches afin de générer deux longueurs d'onde espacées de l'équivalent d'une fréquence dans le domaine des ondes millimétriques. La *Figure 2-3* retrace l'écart en longueur d'onde, $\Delta\lambda$, provoqué par la différence, $\Delta\Lambda$, de pas entre les 2 réseaux.

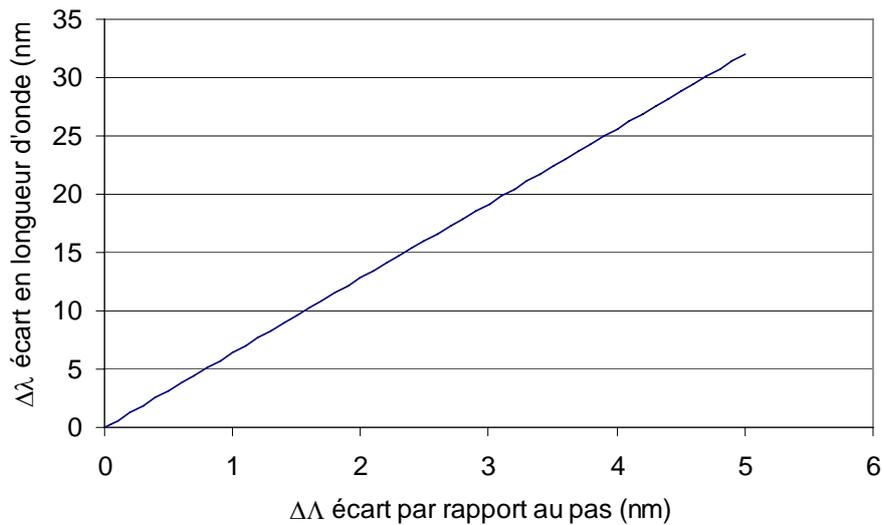


Figure 2-3: Variation de la longueur d'onde en fonction de l'écart entre les deux valeurs de pas (hypothèse d'une émission centrale autour de 1,55μm)

A titre d'exemple, une variation de 1nm entre les pas des réseaux entraîne une variation de 6,4nm sur la longueur d'onde.

A partir de l'écart en longueur d'onde, la valeur de la fréquence qui pourra être obtenue par battement au sein du photodétecteur peut facilement s'obtenir par:

$$F = C \frac{\Delta \lambda_{Bragg}}{\lambda^2} \quad \lambda_{Bragg} = 2n_{eff} \Delta$$

La Figure 2-4 rend compte de celle-ci. Nous voyons qu'un écart de pas de l'ordre de 1 nm fournit donc une fréquence de l'ordre de 800 GHz.

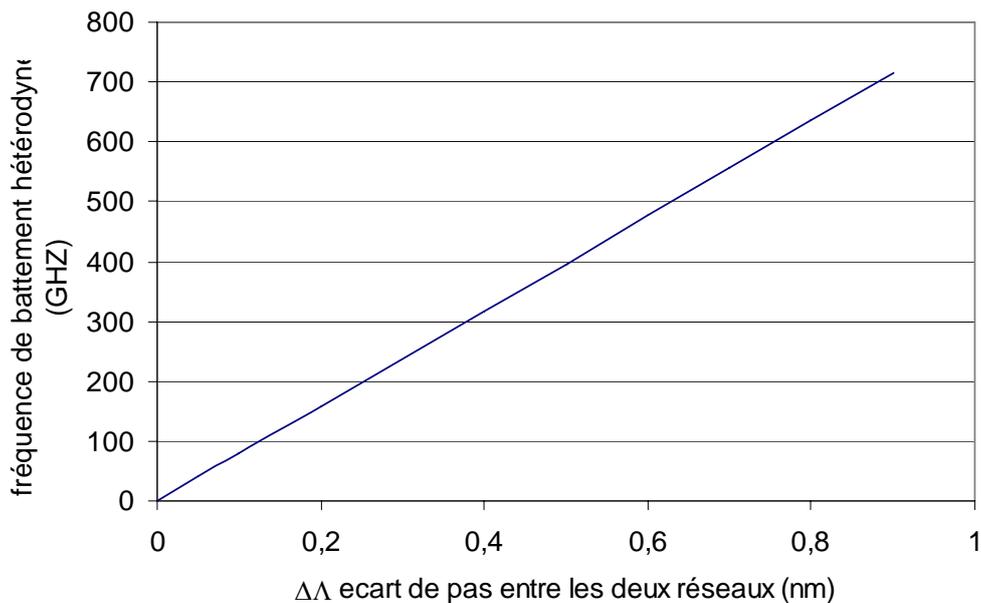


Figure 2-4: Fréquence de battement hétérodyne en fonction de l'écart de pas entre les deux réseaux de Bragg

Nous désirons obtenir une accordabilité en fréquence de 30GHz à 300GHz, ce qui impose d'avoir un écart en longueur d'onde entre les deux modes compris entre 0,3nm et 3nm donc un écart de pas entre les deux réseaux compris entre 0,05nm et 0,5nm. Ceci implique d'apporter le plus grand soin au respect de la valeur du pas du réseau tout au long du processus technologique et il faudra bien choisir les outils technologiques de lithographie pour réaliser ces motifs.

2.2 - Le coefficient de couplage k

Comme mentionné plus haut, le coefficient de couplage k est un paramètre important lors de la conception de la cavité laser. Il traduit la part de puissance transférée du mode aller vers le mode retour par unité de longueur. Le coefficient de couplage dépend principalement des données physiques du réseau, tel que son profil, sa profondeur, sa période, de sa distance par rapport à la couche guidante du laser ainsi que de la composition de cette dernière. Nous ne reviendrons pas ici sur son calcul, de nombreux ouvrages et articles traitent de ce sujet; à titre d'exemple nous citerons, A. Yariv, à partir de la théorie des modes couplés [5].

Le coefficient de couplage k permet de définir la réflectivité maximale du réseau pour la longueur d'onde de Bragg. La réflectivité maximale d'un réseau de Bragg a pour expression:

$$R_{\max} = \tanh^2(kL)$$

avec k le coefficient de couplage et L la longueur du réseau de Bragg

La réflectivité maximale dépend donc de la valeur du produit kL . On peut alors "classer" les réseaux en fonction de leur coefficient de couplage; nous associerons le qualificatif de faible aux réseaux pour lesquels kL vaut 1 et de fort ceux dont la valeur de kL vaut 4. Nous avons simulé la réponse en réflexion de tels réseaux et le résultat en est donné en *Figure 2-5a* pour un réseau à couplage faible ($kL=1$) et en *Figure 2-5b*) pour un réseau à couplage fort ($kL=4$). Néanmoins toute l'échelle des valeurs est permise.

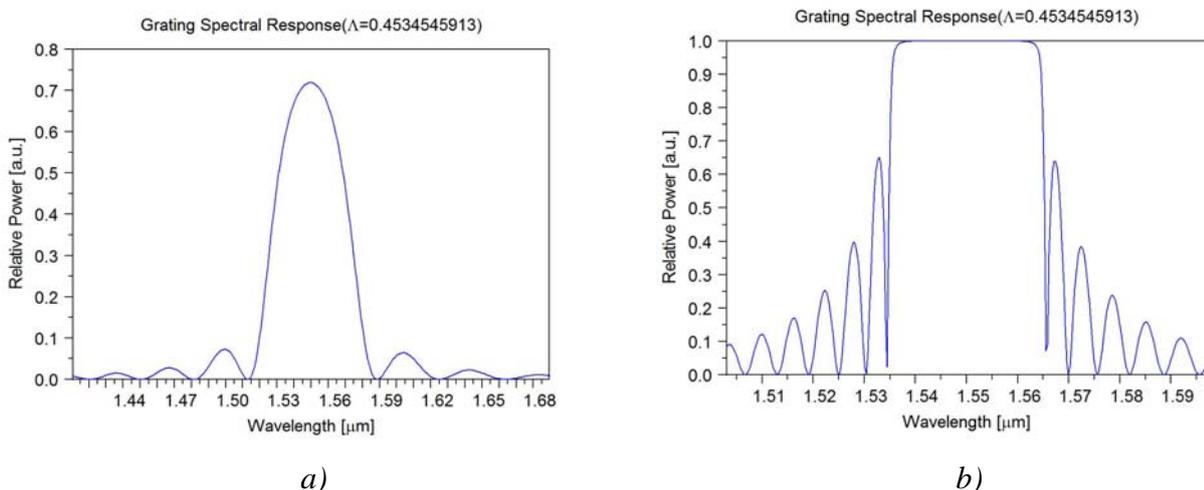


Figure 2-5: Modélisation de la réponse spectrale d'un réseau en réflexion dans le cas a) d'un couplage faible ($L=20\mu\text{m}$). et b) d'un couplage fort ($L=100\mu\text{m}$) (logiciel Optiwave)

3 - Fabrication des réseaux de Bragg

Les réseaux sont donc gravés à la surface d'une couche de matériau semi-conducteur qui, après gravure, sera recouverte d'un autre matériau lors de la reprise d'épitaxie (voir *Figure 2-1*). Dans notre cas, ces matériaux seront de la filière InP afin d'obtenir une longueur d'onde d'émission dans le domaine de longueur d'onde autour de 1,55µm. Le processus de fabrication des réseaux se

décompose principalement en deux étapes, chacune étant tout aussi critique quant à l'obtention des caractéristiques recherchées pour celui-ci.

La première consiste en la réalisation des motifs, et pour être plus précis, la définition du masque qui servira à l'étape de gravure. Deux méthodes principales s'offrent à nous pour réaliser cette étape, la première consiste à utiliser la lithographie optique par interférences et la seconde utilise la lithographie électronique.

La deuxième étape critique est la gravure, sèche et/ou humide.

Nous allons développer dans la suite de ce chapitre l'optimisation d'une gravure de réseaux afin d'avoir des motifs gravés de bonne qualité.

3.1 - Lithographie holographique (par interférences)

3.1.1 - Principe

Cette technique est de loin la plus utilisée, et la plus ancienne, pour la réalisation de réseaux de Bragg [6, 7]. Le principe est de faire interférer deux ondes planes cohérentes pour former une onde stationnaire, cette onde vient insoler une résine photo-sensible. L'onde stationnaire ainsi réalisée forme un motif périodique sur la résine.

Pour réaliser ce motif d'interférence, le faisceau d'un laser est partagé en deux par l'intermédiaire de lames semi-réfléchissantes. Ces deux faisceaux interfèrent alors à la surface du substrat sur lequel est placée une résine photo-sensible (Figure 2-6). Celle-ci s'en trouve alors insolée.

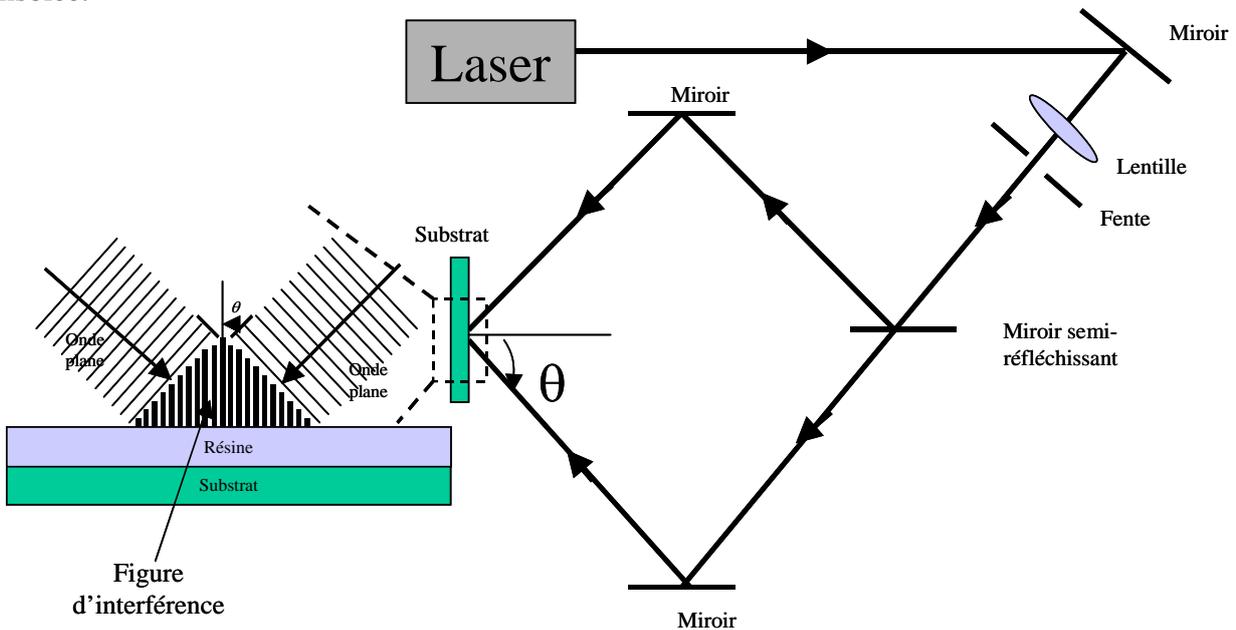


Figure 2-6: Principe de fonctionnement de la lithographie par interférences

Ce motif d'interférence est composé de franges sombres et claires par alternance. La période, Λ (μm), en est donnée par la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$$

avec λ , la longueur d'onde de la source (μm) et θ , le demi angle formé entre les deux ondes qui interfèrent.

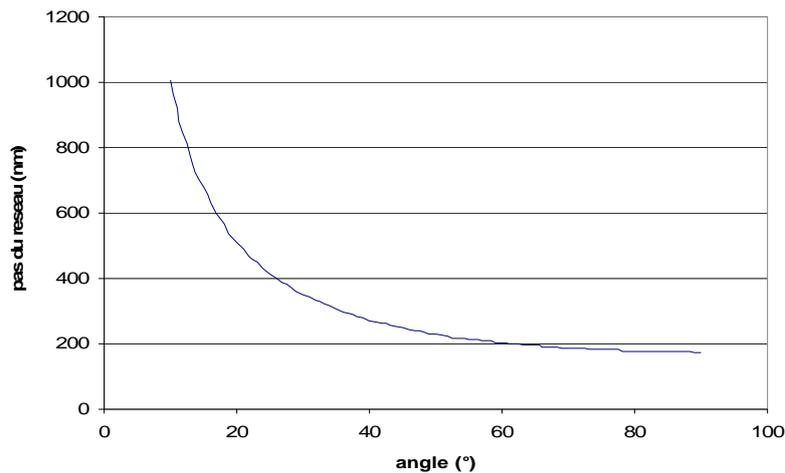


Figure 2-7: Pas du réseau en fonction du demi-angle d'insolation dans le cas de l'utilisation d'un laser pour l'inscription

La *Figure 2-7* nous indique le pas du réseau en fonction du demi-angle formé entre les deux ondes qui interfèrent lorsqu'un laser est utilisé comme source. Pour obtenir un réseau de Bragg avec un pas de l'ordre de 240nm, les ondes doivent donc former un angle de 47°. Si cet angle est dévié de 1°, on obtient une variation du pas du réseau de Bragg de 4nm. Cette variation de 4nm sur le pas a pour conséquence de décaler la longueur d'onde de Bragg de 25nm, donc plus de 3THz!

Bien que la lithographie par interférences paraisse, par bien des aspects, idéale pour la réalisation des réseaux de Bragg, elle présente des limites. Les ondes qui interfèrent ne sont pas forcément planes mais plutôt sphériques [8]. Un autre problème réside en ce que la lumière issue des faisceaux qui interfèrent est réfléchiée par le substrat, cette réflexion peut aussi réaliser une onde stationnaire dans la direction orthogonale. Celle-ci conduit à l'apparition de résidus indésirables sur les bords de la résine après développement et à un mauvais contrôle des dimensions.

3.1.2 - Fabrication

La lithographie par holographie était une méthode utilisée, au sein du laboratoire Alcatel-Thales III-VLab, pour réaliser les réseaux de Bragg. Cette technique n'est maintenant plus utilisée à Alcatel-Thales III-VLab mais j'ai néanmoins pu l'appréhender par quelques échantillons qui subsistaient. Elle permettait de réaliser des réseaux du premier et du second ordre. La technique utilisée est dans un premier temps de recouvrir l'échantillon avec une résine photosensible. L'échantillon est ensuite placé dans le champ d'interférence d'un laser Argon ($\lambda = 351\text{nm}$) suivant le schéma de la *Figure 2-6*. Après révélation de la résine, le réseau est gravé par attaque chimique (solution bromée). Le pas du réseau est contrôlé avec une grande précision en ajustant l'angle θ par rapport à la normale de l'échantillon.

Le processus de réalisation est donc constitué par la succession des étapes suivantes (*Figure 2-8*):

- (1) Résinage.
- (2) Insolation.
- (3) Développement.
- (4) Gravure de la résine.
- (5) Caractérisation AFM.
- (6) Gravure du matériau.
- (7) Nettoyage.

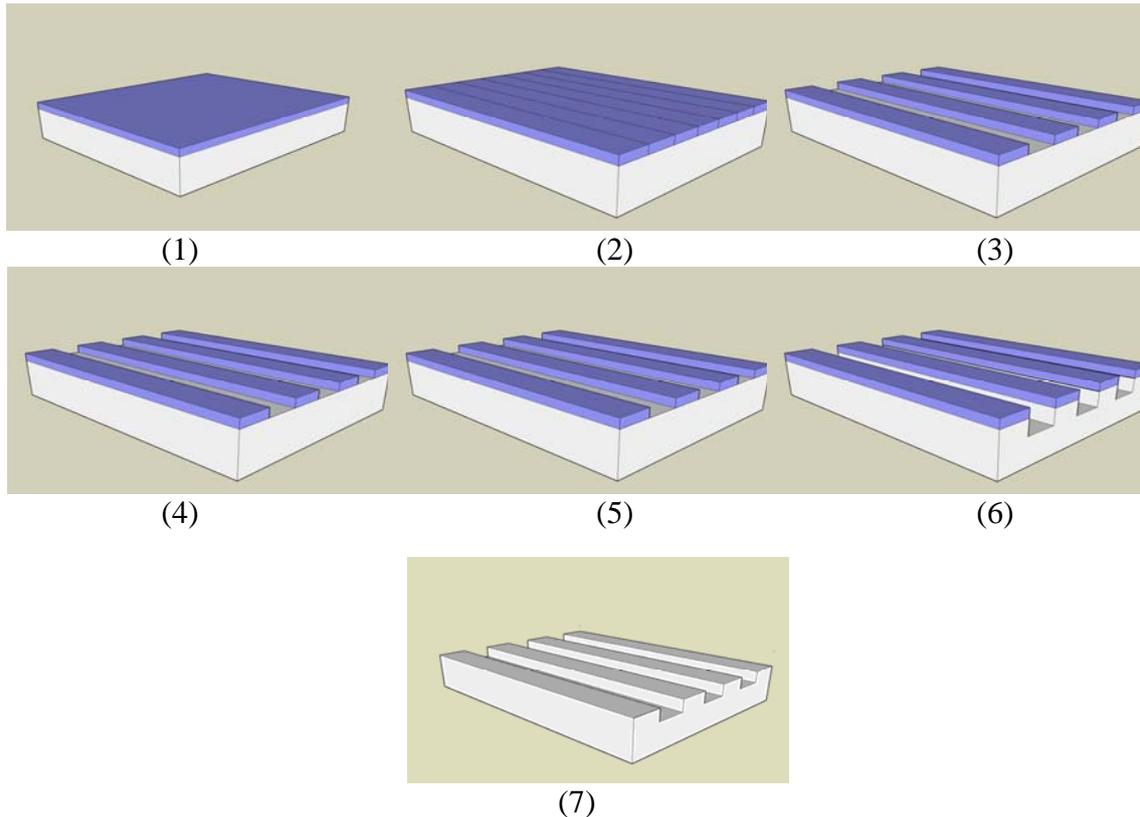


Figure 2-8 (1) à (7): Processus de fabrication des réseaux de Bragg par lithographie par interférences

Avant de commencer le processus, un nettoyage du substrat est effectué. Différents nettoyages ont pour rôle de supprimer toute trace d'oxydation présente sur le substrat.

1) Résinage

La résine est déposée par centrifugation.

2) Insolation

Un angle de $47,3^\circ$ est réglé afin d'avoir un pas de réseau de 240nm.

3) Développement

La révélation est réalisée avec un mélange de développeur et d'EDI.

4) Gravure de la résine

On réalise un plasma O_2 afin de parfaire le profil de résine, cette ouverture nous garantira par la suite la gravure correcte du réseau dans le semiconducteur.

5) Observations AFM

Les figures suivantes (*Figures 2-9 et 2-10*) nous montrent le profil de résine obtenu avant et après le plasma O_2 , et ainsi l'utilité de celui-ci.

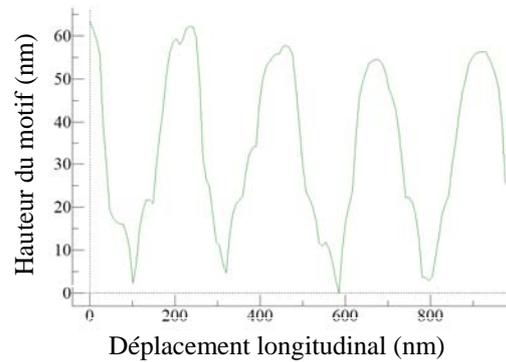
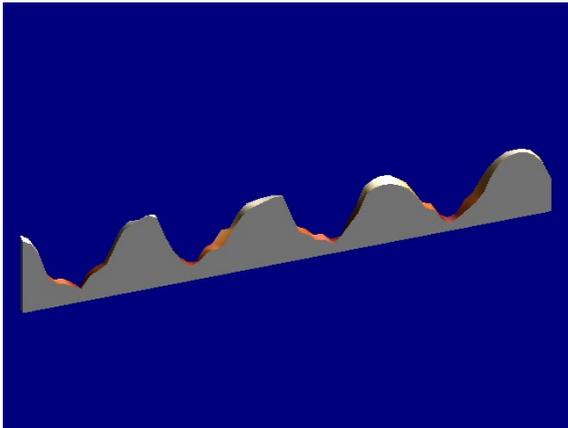


Figure 2-9: Caractérisation AFM du profil de résine avant plasma O₂

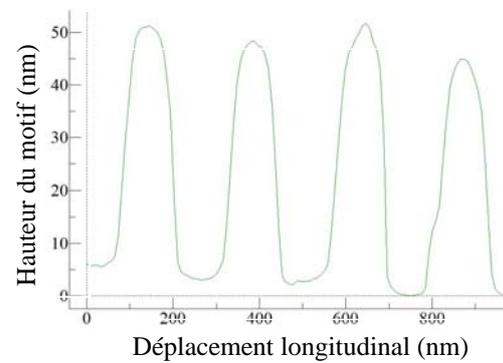
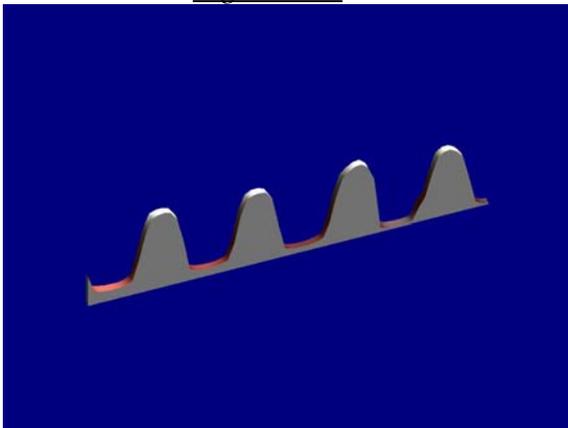


Figure 2-10: Caractérisation AFM du profil de résine après plasma O₂

La gravure des réseaux de Bragg est réalisée par voie chimique avec une solution à base d'acide phosphorique. La *Figure 2-11* montre le profil des réseaux de Bragg mesuré à l'AFM.

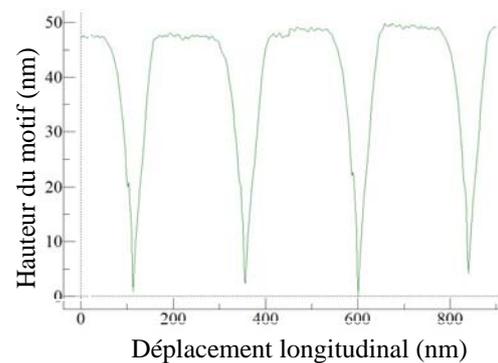
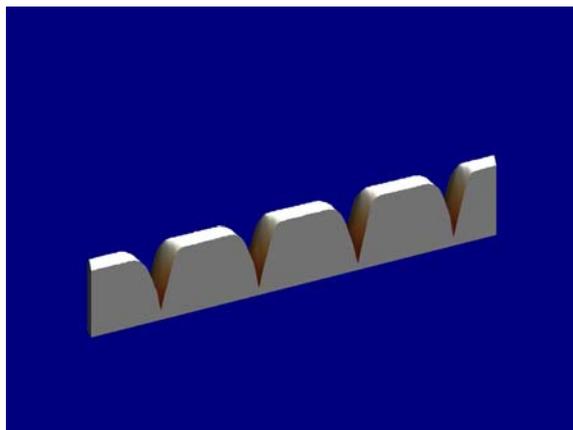


Figure 2-11: Profil AFM des réseaux de Bragg après gravure.

Nous avons bien réalisé des réseaux de Bragg au pas de 240nm sur une profondeur d'environ 50nm avec la technique de lithographie par interférences. Cette technique est intéressante mais reste tout de même compliquée car elle nécessite une gravure de la résine par plasma O₂ afin d'obtenir une bonne ouverture de la résine. Cette étape est longue et peu reproductible d'un échantillon à l'autre.

Par ailleurs, la réalisation de nos lasers bi-modes nécessite la réalisation de 2 réseaux à pas différent sur la même plaquette. L'utilisation de cette technique peut alors s'avérer très lourde dans un tel contexte.

Nous décidons alors d'investiguer la lithographie électronique comme moyen de réalisation. Ce procédé d'écriture pour les réseaux de Bragg est bien au point au sein de l'ITEMN et d'Alcatel-Thales III-VLab.

3.2 - Lithographie électronique

3.2.1 - Procédé utilisant un masque diélectrique

Ce processus de fabrication utilise un masque de gravure intermédiaire et possède deux étapes de gravure successives. La première consiste à transférer les motifs réalisés en résine sur une couche de matériau diélectrique. Cette dernière sert alors de masque pour la gravure des réseaux dans la couche de semi-conducteur.

Le procédé de fabrication est le suivant:

- (1) dépôt du diélectrique.
- (2) résinage d'une résine électronique (PMMA).
- (3) écriture électronique.
- (4) révélation de la résine.
- (5) gravure du diélectrique par gravure sèche RIE.
- (6) nettoyage de la résine électronique par plasma O_2 .
- (7) gravure RIE du matériau InP pour la réalisation des réseaux de Bragg.
- (8) suppression du masque de diélectrique.

Avant de déposer la résine nous devons donc déposer une couche de diélectrique afin de réaliser le masque intermédiaire. Cette couche de diélectrique, de 100nm, est déposée par PECVD. La résine PMMA est une résine classique en lithographie électronique, elle permet d'atteindre des résolutions de l'ordre de la dizaine de nanomètres [9], donc par ce fait elle est tout à fait bien adaptée pour la réalisation de nos motifs.

La technique de gravure retenue est la gravure ionique réactive (RIE) qui permet d'obtenir des flancs de gravure verticaux grâce au caractère anisotrope de celle-ci. Cette technique (*Annexe 2*) repose sur la formation d'un plasma à partir d'un mélange gazeux, et chaque matériau réagit plus particulièrement à certains gaz. Dans notre cas, les deux matériaux à graver sont un matériau semi-conducteur de la filière InP et un diélectrique.

Après le dépôt d'une résine électronique de type PMMA, son insolation et sa révélation, la première étape consiste à transférer les motifs écrits sur celle-ci sur la couche de diélectrique. Ce matériau diélectrique peut être gravé à l'aide de différents mélanges gazeux qui formeront le plasma. Les gaz utilisés sont des gaz fluorés, comme CHF_3 , SF_6 . Ce sont ces types de gaz fluorés qui réagissent le mieux avec le diélectrique. On peut aussi ajouter de l'oxygène O_2 au mélange. Cet ajout d'oxygène permet d'obtenir un mélange plus riche en fluor mais son principal désavantage est de perdre en anisotropie de gravure. De plus le masque de résine PMMA se grave très vite en présence d'oxygène, donc on prendra soin de ne pas trop ajouter d'oxygène dans le mélange gazeux. A la fin de ce processus, un plasma O_2 est fait pour supprimer le masque de résine PMMA.

Maintenant que le masque intermédiaire à base de diélectrique est réalisé, nous allons procéder à la gravure du matériau. Comme nous l'avons vu précédemment, chaque matériau possède un mélange gazeux le plus approprié pour sa gravure. L'avantage (ou l'inconvénient, dans d'autres cas!), pour les composés d'une même filière matériau, réside dans le fait qu'ils peuvent, généralement, être gravés par le même mélange gazeux. Les réseaux se situent dans un matériau

InP ou quaternaire InGaAsP, on peut donc utiliser le même mélange gazeux pour réaliser la gravure. Pour la gravure de ces matériaux, on utilise un mélange gazeux composé de méthane (CH_4) et d'hydrogène (H_2), bien maîtrisé et validé au sein d'Alcatel-Thales III-VLab.

Les paramètres du plasma de gravure, composition, pression, puissance RF, sont ceux habituellement utilisés au sein d'Alcatel-Thales III-VLab (*Tableau 2-II*). Le temps est déterminé en se basant sur les vitesses estimées de gravure de ces matériaux dans ces conditions. Le mélange gazeux utilisé est totalement sélectif, c'est à dire qu'il va uniquement graver le matériau InP et non le masque de nitrure. Dans ces conditions, le masque de nitrure sera peu érodé. Dans les phases de mises en place du procédé, nous pouvons donc utiliser des temps plus longs de manière à tester la tenue du masque de nitrure. Si on suppose que la vitesse de gravure est de 10nm/min dans ces conditions, une gravure de 10min nous donnera une profondeur d'environ 100nm ce qui est suffisant pour réaliser notre premier essai de gravure.

En fin de gravure, on procède à une visualisation de la qualité de gravure au microscope électronique à balayage sur une face clivée, après un retrait de la résine par un plasma O_2 . Ceci permet aussi de déterminer la profondeur de gravure (*Figure 2-12*).

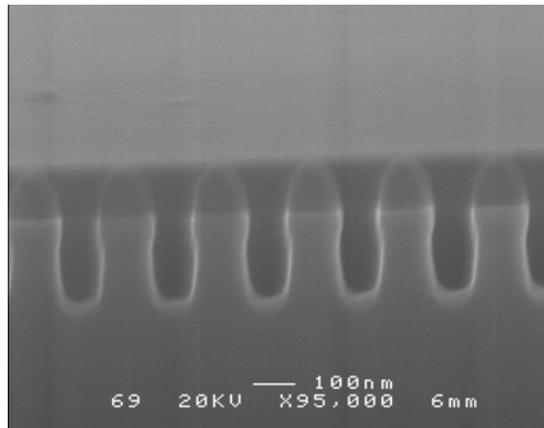


Figure 2-12: Coupe transversale d'un réseau de Bragg avec son masque de diélectrique (image MEB)

Cette observation MEB, à l'issue de la gravure, donne des résultats très satisfaisants, on observe des réseaux réguliers ayant une profondeur de 140nm et des flancs de gravure très propres. Le masque de gravure a bien résisté à la gravure. On constate une érosion sur les bords mais la dimension latérale est conservée. Grâce à ce type de masque, on observe très peu d'imperfections sur les flancs et au fond des réseaux. Néanmoins, nous allons chercher à déterminer l'influence de la puissance et la durée de gravure sur la qualité de celle-ci. On observe, dans le *Tableau 2-I*, les profils de gravure des réseaux fabriqués en variant ces deux paramètres.

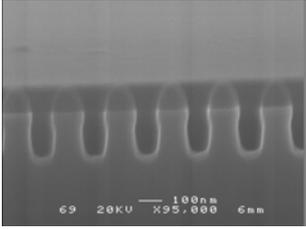
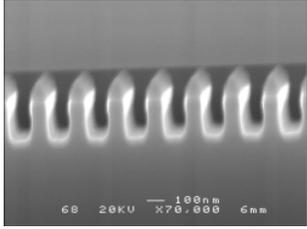
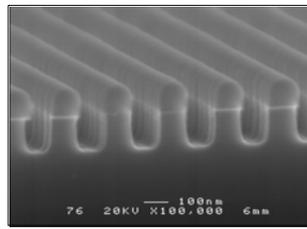
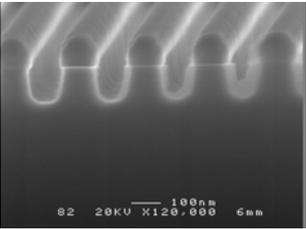
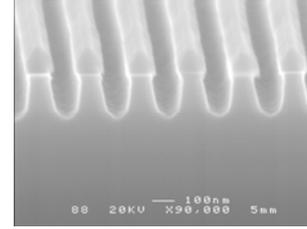
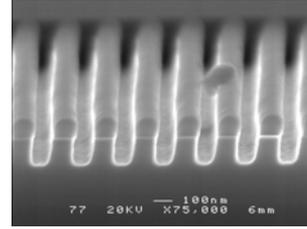
	Durée de gravure		
	10min	15min	20min
Puissance 1			
Puissance 2			

Tableau 2-I: Profil de réseaux de Bragg en fonction de différents paramètres de gravure

Nous observons des réseaux avec de très faibles voire sans aucune irrégularité. Le masque de gravure à base de diélectrique a bien résisté à la gravure RIE, quelles que soient les conditions.

Nous pouvons alors enlever le masque de diélectrique avec une solution chimique à base d'acide fluorhydrique. Cette solution n'endommage pas le matériau semi-conducteur et assure donc un excellent nettoyage des motifs gravés.

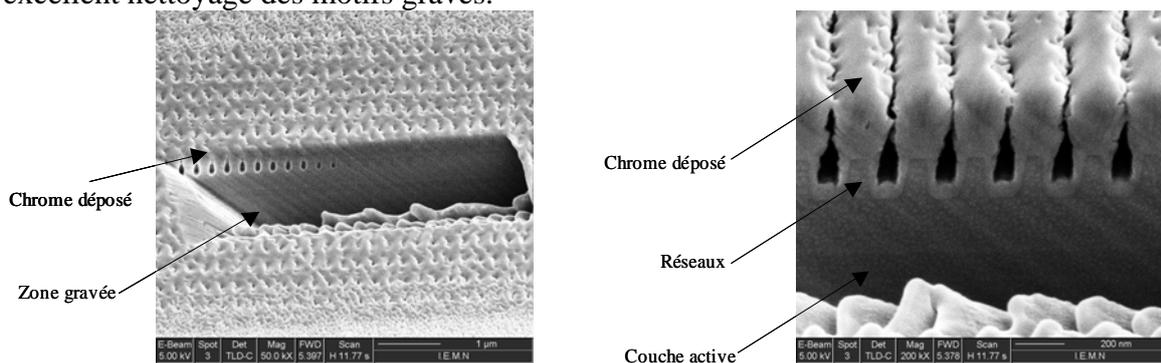


Figure 2-13: Coupe transversale d'un réseau de Bragg. Sur la photo de droite, on peut discerner la couche active de la structure laser (image FIB)

Les observations MEB des réseaux de Bragg sans le masque de diélectrique confirment la bonne qualité des réseaux et les mesures effectuées précédemment lorsque le masque de nitrure était encore présent, à savoir 140nm pour une durée de gravure de 10min.

Pour confirmer, si besoin était, ce résultat, nous utilisons le FIB. Le FIB nous permet d'observer la profondeur des réseaux sans cliver l'échantillon en réalisant une gravure localisée sur quelques microns de profondeur. L'échantillon est recouvert d'une couche métallique de chrome

d'épaisseur 300nm afin d'assurer un contraste de visualisation, une partie du matériau gravé par le faisceau d'ions se redéposant en surface de l'échantillon (*Figure 2-13*).

Une évaluation du pas du réseau peut aussi être faite (tout comme sur le MEB). Néanmoins, la résolution de mesure ne permet pas de déterminer avec exactitude, et en tout état de cause, avec la précision désirée le pas du réseau. La détermination du rapport d'aspect du réseau peut aussi être évaluée (*Figure 2-14*).

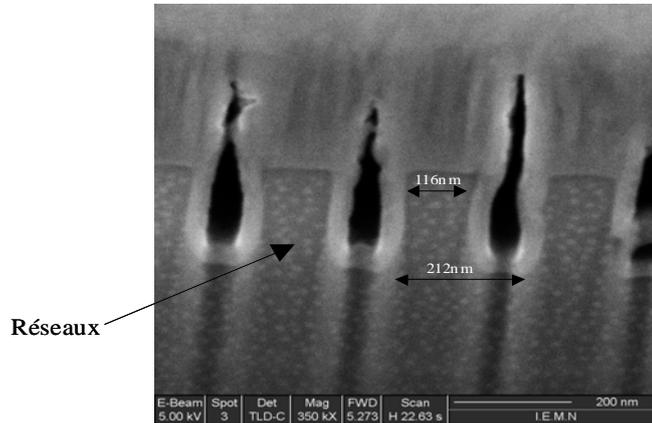


Figure 2-14: Observation du pas et de la profondeur du réseau

Les schémas de la *Figure 2-15* récapitulent le processus de fabrication.

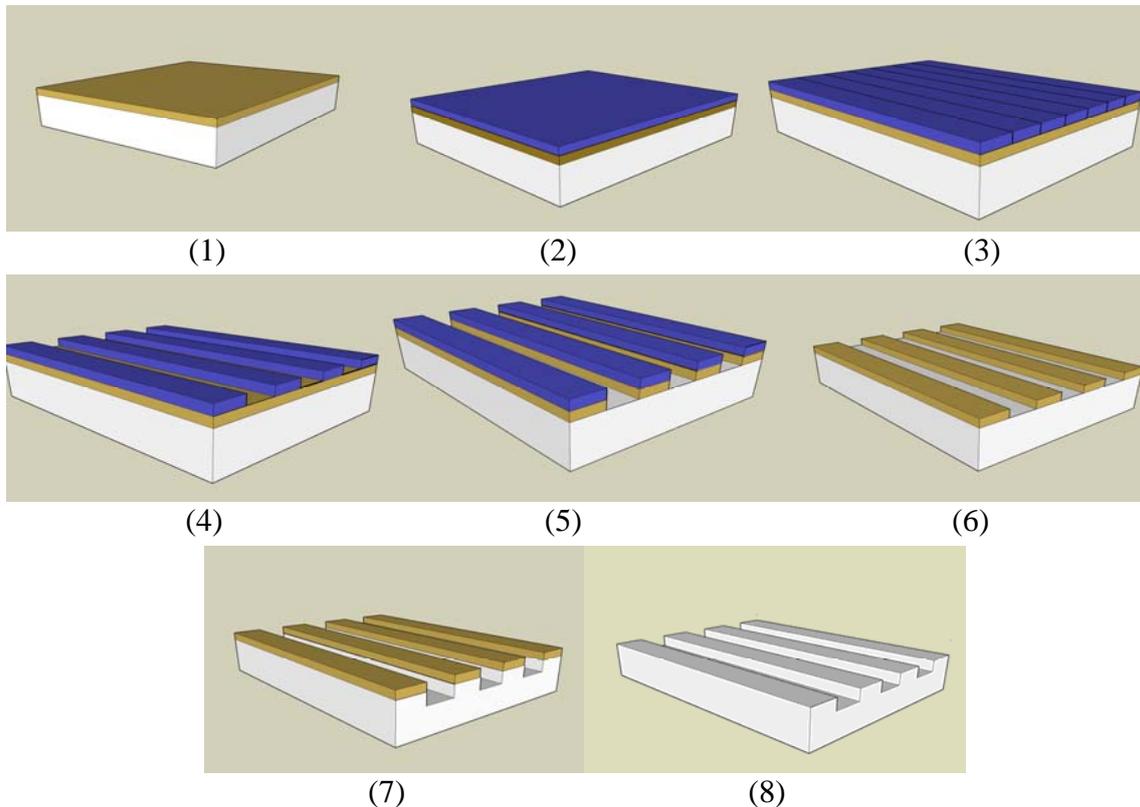


Figure 2-15: Processus de fabrication des réseaux de Bragg par lithographie électronique utilisant un masque intermédiaire en diélectrique

Ce processus donne de bons résultats, néanmoins il nécessite un masque intermédiaire en diélectrique. Afin de simplifier le procédé de fabrication, nous allons maintenant présenter notre

démarche visant à utiliser le masque en résine photosensible comme masque de gravure et donc à se passer de l'étape de masque intermédiaire.

3.2.2 - Procédé utilisant un masque de résine électronique PMMA

Dans un premier temps, nous avons essayé d'utiliser directement le masque en résine PMMA. Ce procédé est donc, en de nombreux points, identique au précédent, hormis tout ce qui se rapporte à la couche intermédiaire de nitrure.

Les étapes de fabrication sont les suivantes:

- (1) Dépôt manuel de PMMA par centrifugation suivit d'un recuit.
- (2) Lithographie électronique.
- (3) Révélation manuelle.
- (4) Gravure RIE.
- (5) Nettoyage de la plaque pour supprimer la résine par plasma RIE O₂.

La Figure 2-16 récapitule le processus de fabrication:

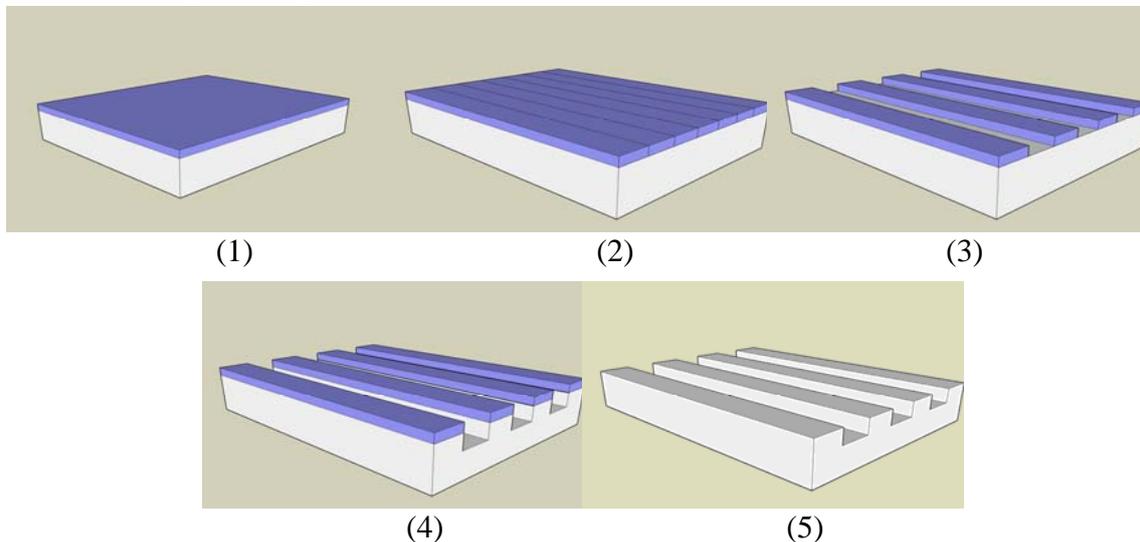


Figure 2-16: Processus de fabrication des réseaux de Bragg par lithographie électronique avec un masque de résine PMMA

La Figure 2-17 nous montre des images MEB et AFM des motifs du masque de résine.

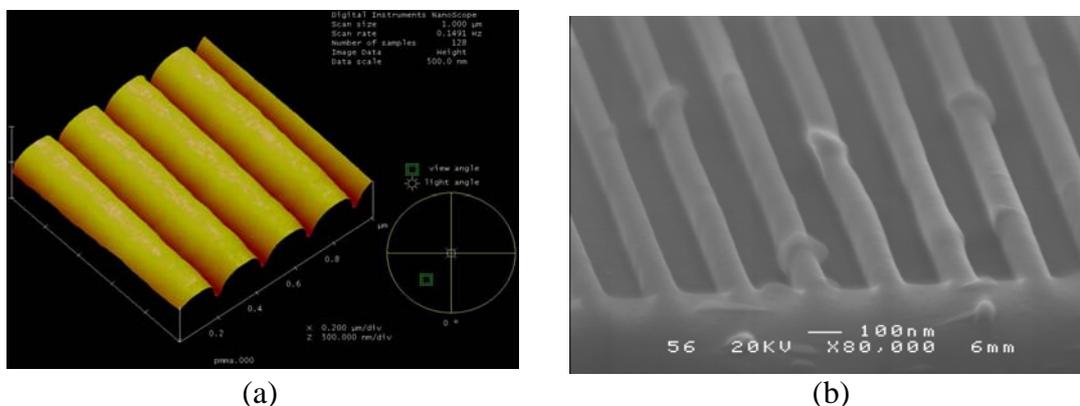


Figure 2-17: a) Image AFM du masque PMMA ; b) Image MEB du masque PMMA

Après dépôt, insolation et révélation, nous observons une bonne définition ainsi qu'une bonne ouverture de la résine PMMA.

Pour la gravure du matériau semiconducteur, le processus précédemment utilisé (cf. §3.2.1) est réutilisé dans des conditions quasiment identiques:

On procède à une visualisation au MEB (*Figure 2-18*) de la qualité de gravure après un retrait de la résine par plasma O₂. On remarque une définition médiocre des motifs.

Nous décidons alors de réitérer l'essai en gardant les mêmes conditions de plasma mais en diminuant la puissance RF et en faisant varier la durée de gravure. Les résultats de différentes gravures (après retrait de la résine par plasma O₂) sont présentés dans le *Tableau 2-II*.

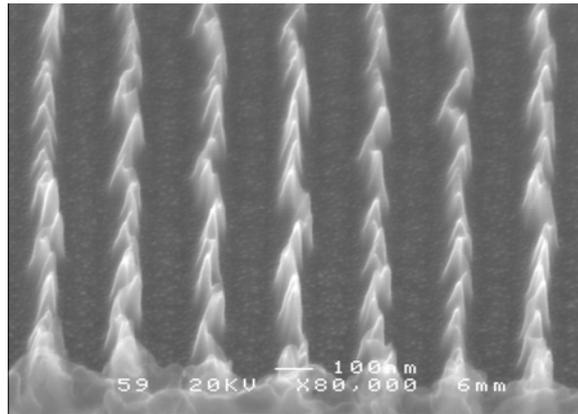


Figure 2-18: Image MEB d'un réseau de Bragg réalisé avec un masque de résine PMMA

	Durée de gravure		
	10min	15min	20min
PUISSANCE 1			
PUISSANCE 2			

Tableau 2-II: Profil de réseaux de Bragg en fonction de différents paramètres de gravure (masque PMMA)

Ces conditions ne donnent guère de résultats satisfaisants.

Nous allons recommencer ce test mais cette fois en augmentant la quantité de méthane et en utilisant des puissances RF différentes.

Les résultats de gravure de ce test sont répertoriés dans le *Tableau 2-III*.

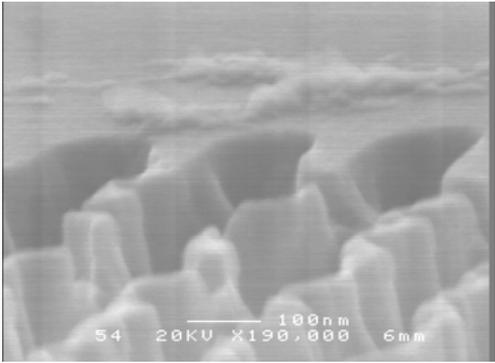
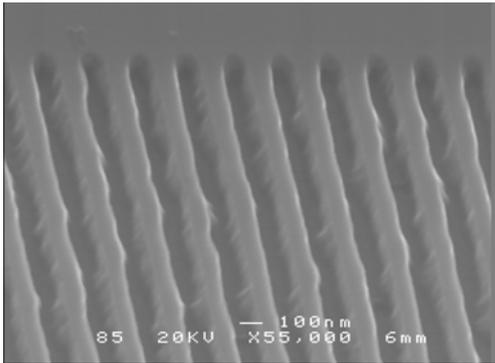
	Durée de gravure 10min
Puissance 1	
Puissance 2	

Tableau 2-III: Profil de réseaux de Bragg en fonction de différents paramètres de gravure (masque PMMA)

Comme il peut être observé sur la figure du bas du *Tableau 2-III*, l'aspect des réseaux est bien plus net que celui obtenu initialement (*Figure 2-18*), néanmoins de nombreuses irrégularités sont encore présentes. Ces défauts prononcés sont dus au manque de stabilité de la résine PMMA lors de la gravure sèche par mélange méthane/hydrogène [9, 10]. Elle se dégrade si rapidement que les motifs perdent en définition, du fait de sa rapide érosion, les flancs de la résine sont très vite endommagés ce qui a pour conséquence de reporter les défauts sur le matériau semi-conducteur. Une mesure au MEB sur une face clivée nous donne une profondeur de gravure de 85 nm. La valeur mesurée ne peut être tout à fait exacte du fait de la forte irrégularité des motifs. Il nous est donc difficile d'estimer correctement la vitesse de gravure.

Nous avons alors cherché à remplacer la résine PMMA par une autre résine qui présenterait une stabilité plus importante au plasma de gravure du matériau semiconducteur; c'est ce qui est présenté dans le paragraphe suivant.

3.2.3 - Procédé utilisant un masque de résine électronique de type HSQ

3.2.3.1 La résine Hydrogène SilsesQuioxane (HSQ)

Au sein de l'IEMN, des travaux ont déjà été réalisés avec de la résine de type Hydrogène SilsesQuioxane (HSQ) (dénomination commerciale: FOx-12 de chez Dow Corning [11]) comme masque de gravure pour la gravure de nanofils dans le matériau GaAs [12]. Des essais de gravure de réseaux de Bragg ont aussi été réalisés avec ce type de résine [13] avec des résultats concluants. Dans la continuité de ces travaux développés au sein du laboratoire, nous utiliserons cette résine électronique négative comme masque de gravure pour la gravure des réseaux au sein d'Alcatel-Thales III-VLab.

La résine HSQ possède une très haute résolution de l'ordre de 8nm [14]. La HSQ est un polymère inorganique fortement réticulé. Cette résine possède une structure moléculaire en cage [15]. Après recuit, une partie de la structure en cage (Figure 2-19a)) est transformée en une structure dite réseau (Figure 2-19b)).

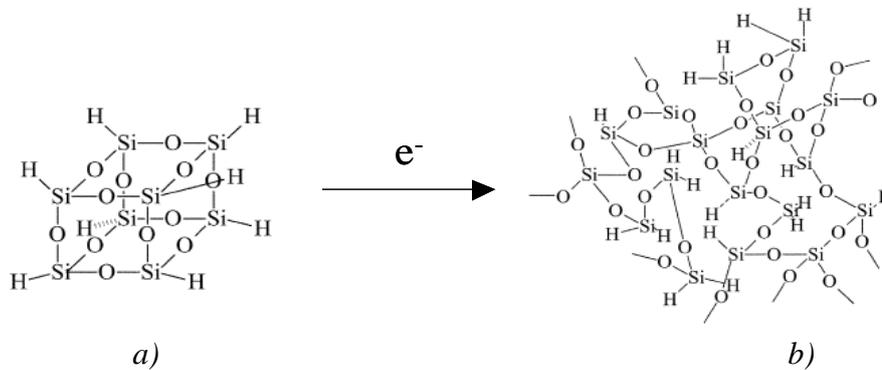
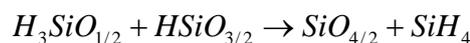
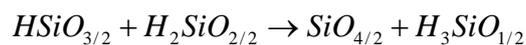
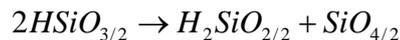


Figure 2-19: Structure de la HSQ a) en cage, avant recuit; b) en réseau, après recuit

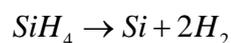
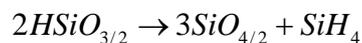
Ce type de structure en cage permet donc de limiter les dimensions des agrégats qui peuvent se former après écriture par faisceau d'électrons. Ces agrégats peuvent à eux seuls modifier les dimensions des motifs écrits [16]. Du fait de la dimension des réseaux de Bragg, cette propriété est importante car une petite variation non désirée de la dimension peut modifier de manière importante le comportement optique du réseau de Bragg.

Les propriétés de la HSQ dépendent fortement du procédé de recuit pour lequel il y a quatre étapes principales:

- (1) $T > 200^{\circ}\text{C}$: évaporation du solvant
- (2) $250^{\circ}\text{C} < T < 350^{\circ}\text{C}$: redistribution de la structuration cage-réseau selon les trois réactions suivantes:



- (3) $350 < T < 435^{\circ}\text{C}$ (ou 450°C): dissociation de la liaison Si-H et redistribution du réseau selon les réactions suivantes :



- (4) $T > 435^{\circ}\text{C}$ (or 450°C): réduction de la structure en pore.

La transformation de la structure cage à réseau est une fonction du temps et de la température qui s'accompagne en parallèle de la formation de SiO_2 et de la dissociation de la liaison Si-H, l'indice de la HSQ augmente lui aussi de manière corrélée.

Lors de la lithographie par faisceau d'électrons, la structure en cage se modifie. De plus, si on associe à cette phase d'écriture une phase d'oxydation, la structure se modifie au point de ressembler à la structure de la silice. Cependant il est possible d'amplifier le processus de transformation de la HSQ en silice par un mécanisme thermique [15] ou par un plasma O_2 [17], cette étape de transformation de la HSQ en "pseudo-silice" sera appelée par la suite densification de la HSQ.

Comme mentionné en début de ce paragraphe, nous utilisons la résine HSQ sous sa forme commerciale FOx-XX. Cette solution contient le matériau HSQ dissout dans du methyl-isobuthyl-cetone. Suivant le degré de dilution, ce mélange permet d'obtenir des épaisseurs de résine comprises entre 97nm et 810nm. En ce qui nous concerne, nous utiliserons la résine FOx-12, qui constitue la dilution la plus élevée, les épaisseurs pouvant être obtenues, suivant les paramètres de dépôt, varient de 97nm et 197nm.

Les étapes de fabrication sont les suivantes:

- (1)- Dépôt manuel de la résine HSQ par centrifugation, suivi d'un recuit
- (2)- Étape d'écriture électronique
- (3)- Révélation manuelle
- (4)- Densification de la résine par plasma O_2
- (5)- Gravure RIE du matériau semiconducteur
- (6)- Nettoyage de la plaque pour supprimer la résine par un bain de HF

La *Figure 2-20* récapitule le processus de fabrication.

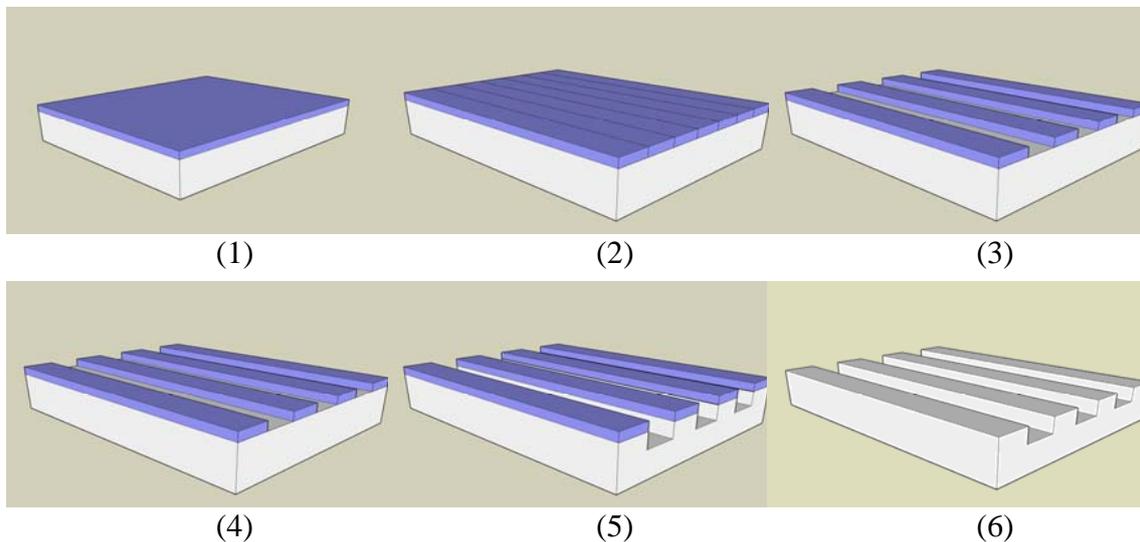


Figure 2-20: Processus de fabrication des réseaux de Bragg par lithographie électronique avec un masque de résine HSQ

Le substrat est enduit en deux phases et est ensuite recuit en deux phases. Ces recuits ont pour but d'éliminer l'excès de solvant et de densifier la résine.

Après écriture des motifs par faisceau électronique, la résine est révélée à l'aide d'une solution aqueuse d'hydroxyde de potassium (KOH), l'AZ400 commercialisée par Clariant. Il est important ensuite de bien arrêter la réaction en rinçant bien l'échantillon dans de l'EDI.

Après la révélation, la résine est soumise à une oxydation pour amplifier sa transformation en "pseudo-silice". Suite à des travaux déjà menés au sein de l'IEMN [18], cette oxydation s'effectue par plasma O₂. En effet le plasma permet de diffuser les atomes d'oxygène profondément au sein de la HSQ et donc d'obtenir une transformation plus complète qu'un simple traitement thermique. Par ailleurs, la température de celui-ci doit être largement supérieure à ce qui est acceptable pour les matériaux III-V afin d'être efficace. On obtient ainsi une sélectivité de gravure entre le matériau et le masque en HSQ proche de celle obtenue avec la silice [18].

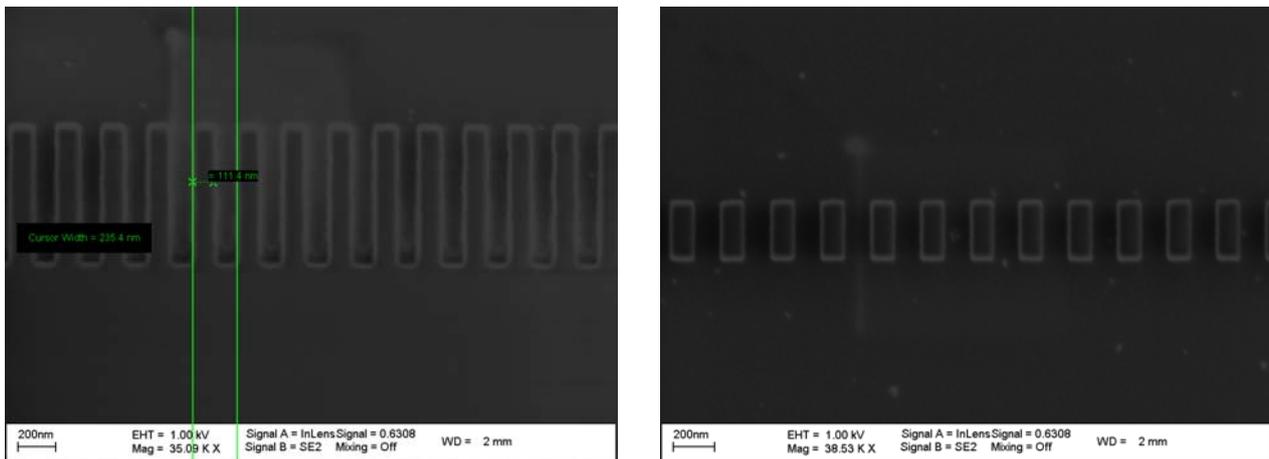


Figure 2-21: Exemples de motifs obtenus avec de la résine HSQ sur substrat InP

L'étape de lithographie a permis d'obtenir un masque de résine HSQ de bonne qualité (Figure 2-21: ces motifs représentent des motifs génériques permettant de valider la résolution du procédé de lithographie) d'une épaisseur de 170nm, qui peut être utilisé directement comme masque de gravure grâce à la densification par plasma O₂. Nous allons aborder maintenant la gravure des réseaux de Bragg.

3.2.3.2 - Gravure RIE des réseaux réalisés avec un masque de résine électronique HSQ

Il s'agit ici de valider cette étape au sein d'Alcatel-Thales III-VLab, nous développons donc les différents essais y ayant été effectués. Nous fixons les paramètres du procédé de gravure en fonction de ce qui est habituellement utilisé au sein d'Alcatel-Thales III-VLab. Si on suppose que la vitesse de gravure est de 20nm/min dans ces conditions, une gravure de 10min nous donnera une profondeur d'environ 200nm ce qui est suffisant pour réaliser notre premier essai de gravure.

Par ailleurs, nous présentons ici une seconde technique de réalisation de réseaux, réseaux dits "latéraux" qui se situent alors, non plus sur ou sous la couche guidante mais, dans le plan, de part et d'autre de celle-ci. Ce procédé peut éviter une reprise d'épitaixie mais nécessite des profondeurs de gravure généralement beaucoup plus importantes que celles nécessaires pour les réseaux surfaciques. En l'occurrence, les motifs des réseaux latéraux sont plus délicats à réaliser que ceux des réseaux surfaciques; dans le cas présent, qui peut le plus peut le moins et, ce procédé est totalement applicable à la réalisation de réseaux surfaciques.

Nous réalisons dans un premier temps un premier cycle de gravure de 10 min avec un plasma composé de méthane et d'hydrogène.

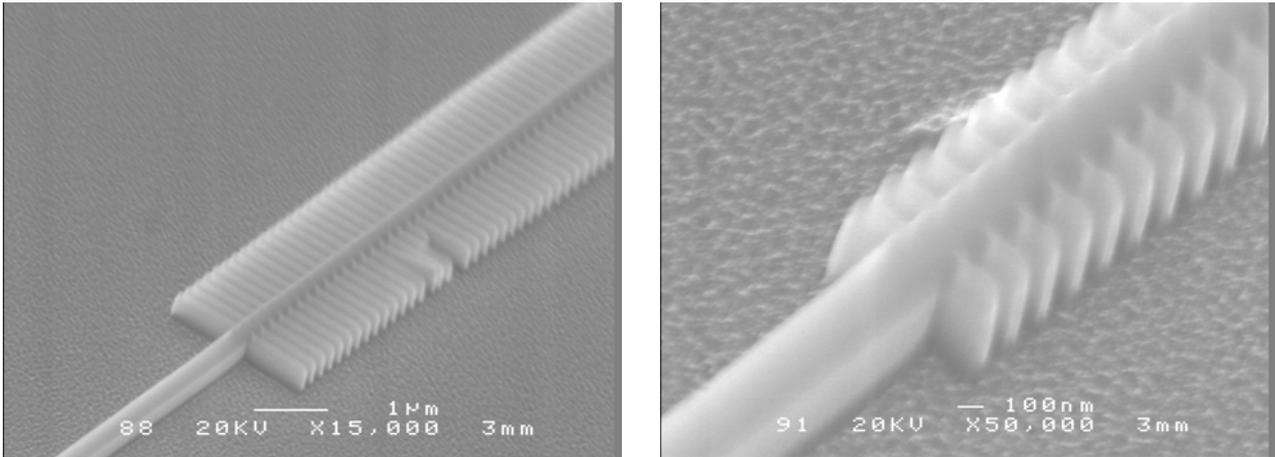


Figure 2-22: Réseaux de Bragg réalisés par RIE avec masque de résine HSQ – durée de gravure 10min

Sur la *Figure 2-22*, les photographies MEB montrent les réseaux obtenus pour une durée de gravure de 10 min. De la résine est encore bien présente sur les motifs prouvant que le masque n'a pas été érodé par la gravure.

A la fin de l'étape de gravure, nous réalisons une mesure de l'épaisseur de matériau gravé afin de déterminer la vitesse de gravure. Pour 10min de gravure nous avons gravé 230nm d'InP, ce qui nous donne une vitesse de gravure de 23nm/min.

Comme le masque en résine HSQ est encore présent, une prolongation de 10min de la gravure est réalisée, ce qui en amène la durée totale à 20min. La *Figure 2-23* en montre les résultats.

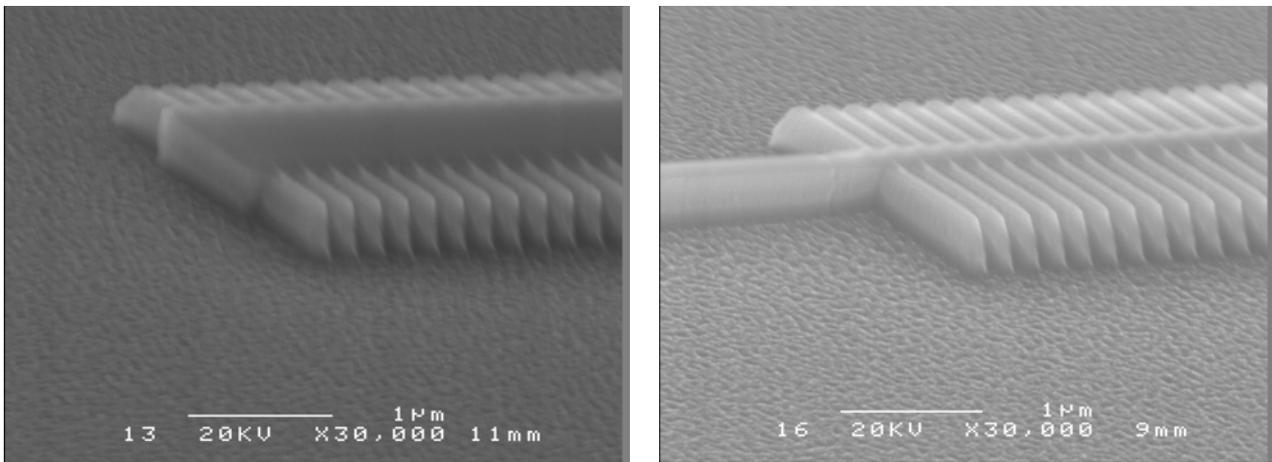


Figure 2-23: Réseaux de Bragg gravé par RIE avec masque de résine HSQ – durée de gravure 20min

A la fin de cette prolongation du procédé de gravure, nous réalisons une mesure de l'épaisseur de matériau gravé. Pour une durée totale de 20min 460nm d'InP ont été gravés, aucune différence de vitesse de gravure n'est donc observée avec le cas précédent.

Comme le masque en résine HSQ est encore présent, une prolongation de 10min de la gravure est réalisée, ce qui en amène la durée totale à 30min. La *Figure 2-24* en montre les résultats.

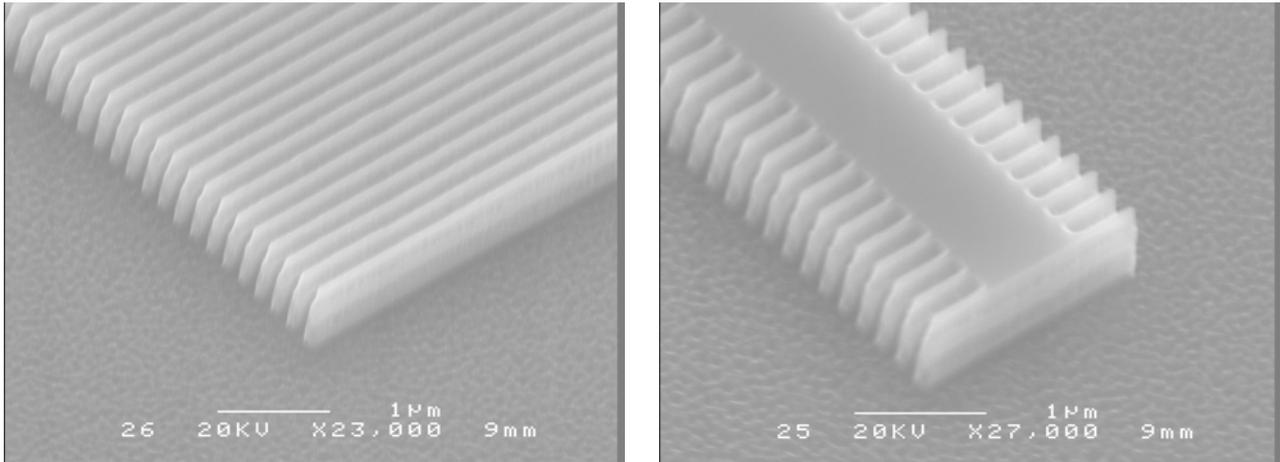


Figure 2-24: Réseaux de Bragg gravé par RIE avec masque de résine HSQ – durée de gravure 30min

A la fin de cette seconde prolongation de gravure, la mesure de l'épaisseur de matériau gravé donne 710nm d'InP. Le procédé est donc parfaitement reproductible et les observations montrent que la résine résiste bien au processus de gravure. Néanmoins, on commence à observer une dégradation du masque HSQ au delà de 20 min, ce qui provoque une dégradation de la verticalité des flancs des motifs.

Le processus de gravure des réseaux de Bragg par RIE avec un masque de résine HSQ peut donc être intégré au processus de fabrication des lasers DFB bi-longueur d'onde car la couche réseau que l'on utilise est d'environ 60nm. Une gravure RIE de 3min suffirait pour graver les réseaux de Bragg avec une bonne définition des motifs sans érosion du masque HSQ. La stabilité du masque au procédé de gravure nous a alors encouragé à le tester sur une gravure de style ICP-RIE.

3.2.3.3 - Gravure ICP-RIE des réseaux réalisés avec un masque de résine électronique HSQ

Le premier essai de gravure consiste en l'utilisation du processus ICP existant à Alcatel-Thales III-VLab. Ce procédé utilise un mélange de trois gaz: hydrogène, chlore et argon.

Pour le premier essai, une durée arbitraire du procédé est fixée à 5min. La *Figure 2-25* en montre le résultat.

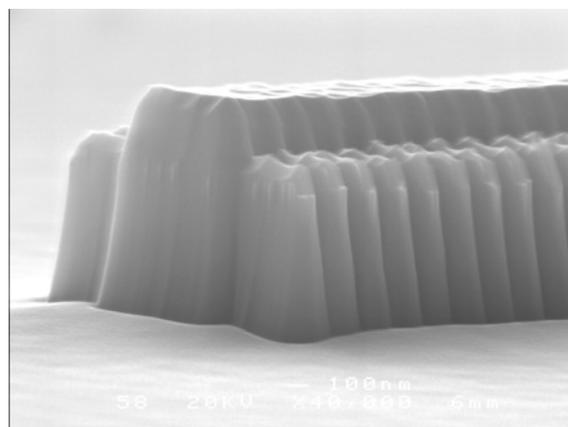


Figure 2-25: Image MEB d'un réseau de Bragg gravé par ICP.

Une mesure au profilomètre nous indique une profondeur de gravure de $1,1\mu\text{m}$, donc, une vitesse de gravure de l'ordre de $220\text{nm}/\text{min}$.

On observe une gravure non homogène; les réseaux se trouvant de chaque côté du guide ont été gravés plus vite que le guide indiquant que le masque en résine a été gravé totalement et plus rapidement sur ces parties de dimensions plus réduites. La mesure au profilomètre nous indique une hauteur au niveau des réseaux de 845nm . Nous décidons donc de ramener la valeur de la durée de gravure à 2min .

Pour une gravure de 2min (*Figure 2-26*), on observe que le masque de résine HSQ a résisté à la gravure ICP. On observe néanmoins toujours ce différentiel de vitesse de gravure en fonction de la taille des motifs. Cette fois-ci, le masque HSQ est encore présent, mais on observe bien son érosion plus importante sur les motifs les plus petits (*Figure 2-26 gauche*).

Une mesure au profilomètre nous indique une hauteur de 570nm , d'où une vitesse de l'ordre de $235\text{ nm}/\text{min}$. En comparant avec les résultats du premier essai, cela confirme bien que lors de celui-ci, la totalité du masque avait été gravée et que l'ensemble du motif avait été gravé sur la fin du temps de procédé. La vitesse de gravure du masque en résine HSQ a été déterminée à $35\text{ nm}/\text{min}$, vitesse obtenue sur des motifs de taille moyenne, la vitesse sur des motifs de la taille d'un pas de réseau doit alors être plus importante.

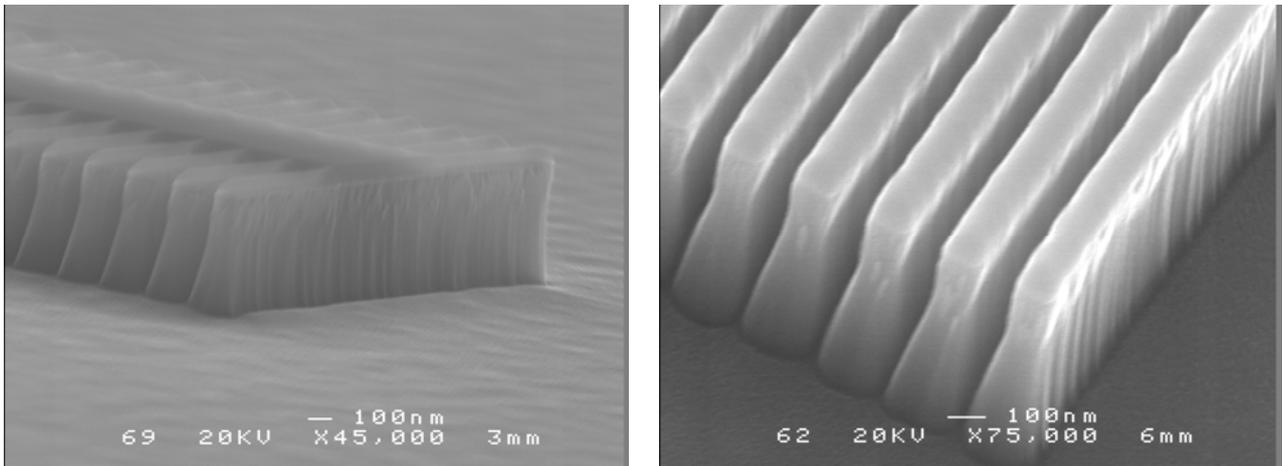
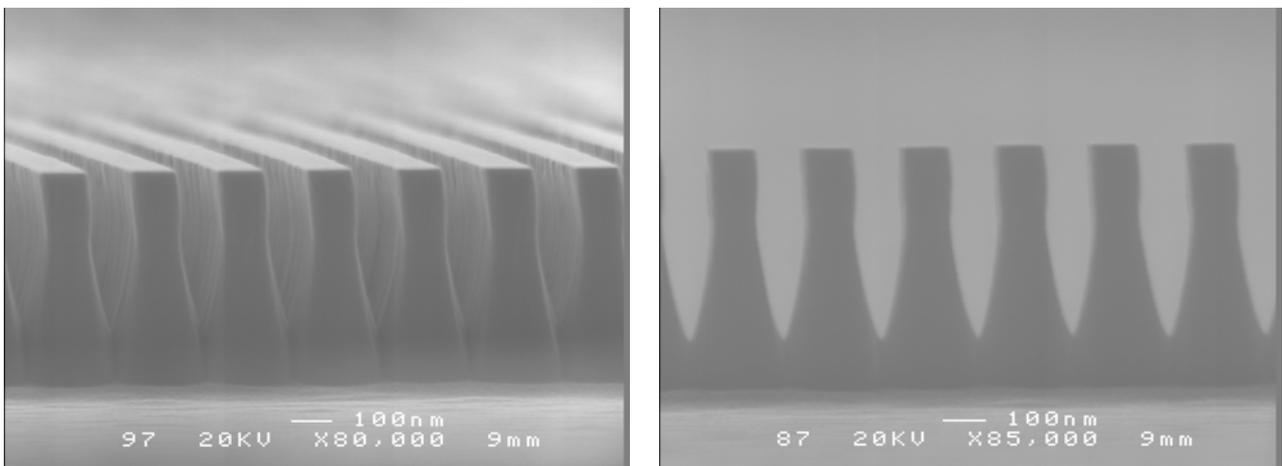


Figure 2-26: Images MEB de réseaux de Bragg gravés par ICP – Durée de gravure 2min

On réalise un nettoyage avec un bain d'acide fluorhydrique (HF), pendant quelques minutes, afin d'enlever le masque de résine HSQ. Ce bain est suivi d'un rinçage à l'eau déionisée afin d'arrêter la réaction et de nettoyer le substrat. La *Figure 2-27* montrent quelques vues des motifs réalisés.



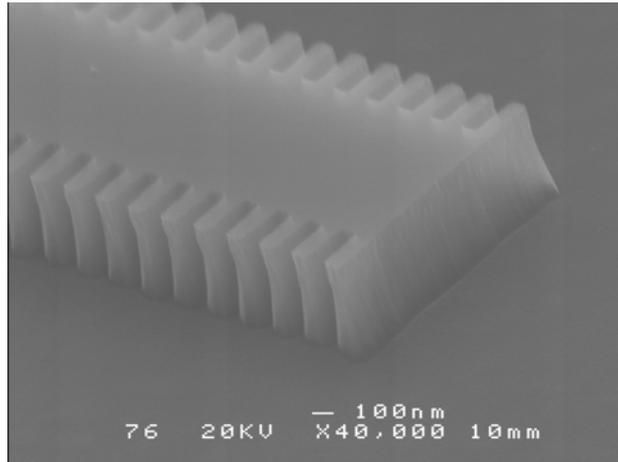


Figure 2-27: Images MEB des résultats de la gravure ICP après nettoyage HF

La gravure des réseaux de Bragg avec un processus ICP est validée notamment pour le cas de réseaux de Bragg nécessitant une forte profondeur de gravure. Cette méthode permet d'obtenir des profondeurs de l'ordre du micron en quelques minutes par rapport à la gravure RIE qui elle nécessite plus de 45min pour obtenir la même profondeur. Cette technique de gravure est néanmoins limitée car on observe une forte érosion du masque en quelques minutes de gravure. De plus, la couche réseau que l'on désire graver par la suite possède une épaisseur de l'ordre de la soixantaine de nanomètres. Si on désire utiliser cette méthode, la gravure dure moins d'une minute. Il devient alors difficile de contrôler la gravure. Une gravure de quelques secondes supplémentaires par rapport à la durée définie initialement peut être fatale sur la qualité des motifs.

4 - Conclusion

Nous avons abordé différentes techniques pour réaliser les réseaux de Bragg. L'ensemble de ces méthodes a été utilisé à Alcatel-Thales III-VLab. Dans le cadre de la réalisation de nos lasers bi-modes, nous nous sommes focalisés sur une inscription des réseaux par lithographie électronique car sa souplesse permet "simplement" d'obtenir des réseaux de pas différent sur la même plaque.

La technique de fabrication, usuelle à Alcatel-Thales III-VLab, consiste en la réalisation d'un masque avec une résine électronique de type PMMA. Ce masque nous sert de masque intermédiaire pour réaliser le masque final, qui est composé d'un diélectrique. Ce procédé est intéressant car il nous a permis d'obtenir des motifs de bonne qualité avec un respect des dimensions du masque et avec un profil de gravure propre. Néanmoins cette méthode nécessite un transfert de masque, de celui en résine PMMA vers un second en diélectrique.

Nous avons alors essayé de valider un second procédé permettant de s'affranchir de cette étape de transfert de masque. Le masque de résine est directement utilisé pour graver le matériau semiconducteur.

La première résine utilisée pour ces essais fut la résine PMMA. Cette résine ne permet pas la gravure des réseaux par RIE car elle se dégrade si rapidement que les motifs perdent en définition.

Une deuxième résine a été utilisée, de type HSQ. Cette résine offre une bonne résistance à la gravure des réseaux de Bragg par gravure RIE et ICP. Pour cette dernière technique de gravure, des profondeurs de l'ordre de 500nm peuvent être atteintes sans problèmes d'érosion catastrophique du masque.

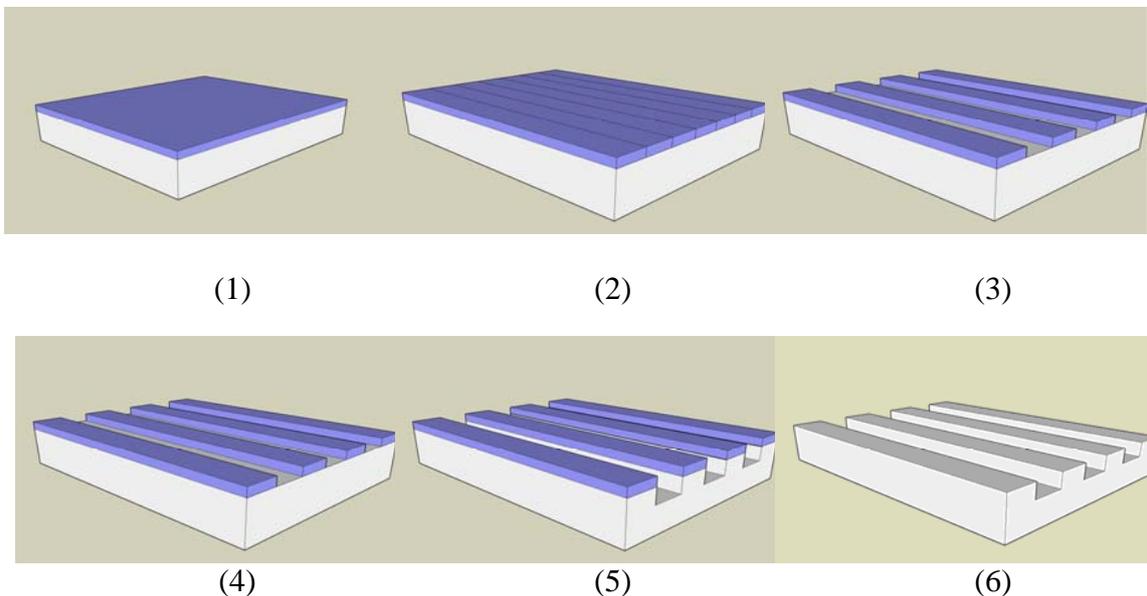
La gravure par RIE reste néanmoins préférable, si tant est que la profondeur de gravure désirée ne soit pas trop importante (cas des réseaux surfaciques), car la masque résiste assez longtemps à un plasma méthane/hydrogène (environ 30min), il est alors plus facile de contrôler finement la profondeur de gravure par rapport à la gravure ICP: pour atteindre la même profondeur

que la gravure RIE, la gravure ICP ne nécessite que quelques secondes. Il est alors difficile de contrôler la gravure.

Dans notre cas, la couche "réseau" que l'on utilisera par la suite dans les lasers bi-longueur d'onde possède une épaisseur de l'ordre de 60nm. Une gravure de 3min est nécessaire avec le processus de gravure RIE tandis que le processus de gravure ICP ne nécessite qu'une durée de 15s.

En conclusion, nous avons validé au sein d'Alcatel-Thales III-VLab, une technique de réalisation alternative des réseaux de Bragg surfaciques utilisant une gravure RIE et un masque composé d'une résine HSQ. Les étapes de fabrication sont les suivantes :

- (1)- Dépôt manuel de la résine HSQ par centrifugation suivi d'un recuit.
- (2)- Étapes d'écriture électronique.
- (3)- Révélation manuelle.
- (4)- Densification de la résine par plasma O_2 .
- (5)- Gravure RIE.
- (6)- Nettoyage de la plaque pour supprimer la résine par un bain de HF.



Cette méthode de fabrication des réseaux a été mise au point conjointement entre l'IEMN et Alcatel-Thales III-VLab et a été validée au niveau d'Alcatel-Thales III-VLab. Elle peut donc être utilisée en lieu et place de la technique de réalisation actuelle (masque intermédiaire en nitrure).

Dans le Chapitre 4, l'étape de fabrication des réseaux utilisera néanmoins cette dernière méthode qui fonctionne correctement et qui fait partie du procédé standard de réalisation des lasers DFB ou DBR au sein d'Alcatel-Thales III-VLab. D'autres étapes seront ajoutées (fabrication du convertisseur de mode) à ce procédé standard et la minimisation des bouleversements de procédés permettra d'assurer plus facilement le succès de la réalisation finale.

Bibliographie du Chapitre 2

- [1] "Coupled-mode theory for guided-wave optics", Y. Yariv, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 9(9), pp. 919-933, 1973.
- [2] "Coupled-mode theory", H.A.Haus, W.Huang, *Proceeding of the IEEE*, Vol. 79(10), pp. 1505-1518, 1991.
- [3] "Floquet and coupled-waves analysis of higher-order Bragg coupling in a periodic medium", D.L. Jaggard, C. Elachi, *Journal of Optical Society of America*, Vol. 66(7), pp. 674-682, 1976.
- [4] "Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Applications au couche minces", F. Abeles, *Annales de Physique*, Vol. 5, pp. 596-640, 1950.
- [5] "Coupled-mode theory", A. Yariv, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 9(9), pp. 919-933, 1973.
- [6] "Design, fabrication and measurement of integrated Bragg grating optical filters", T.E Murphy, *Ph-D Thesis, Massachusetts Institute of Technology*, 2001.
- [7] "Low cost nanolithography with nanoaccuracy", H.I. Smith, *Physica E: Low dimensional Systems and nanostructures*, Vol. 11(2-3), pp. 104-109, 2001.
- [8] "Nanometer scale placement in Electron-Beam Lithography", J. Ferrera, *Ph-D Thesis, Massachusetts Institute of Technology*, 2000.
- [9] "Chapter 2 : Electron beam lithography", M.A. Maccord, MJ. Rooks, *Handbook of microlithography and micromachining*, p. 205.
- [10] "Low damage dry etched grating on MQW active layer and dislocation -free InP regrowth for 1,55 μ m complex-coupled DFB laser", A. Talneau, N. Bouadma, Y. Lebellego, S. Slempek, A. Ouagazzaden, G. Patriarche, B. Sermage, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10(8), pp. 1070-1072, 1998.
- [11] www.dowcorning.com
- [12] "Nanofils optiques à bases de GaAs insérés dans une matrice de polymères", D. Lauvernier, *Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille*, 2005.
- [13] "Fabrication de réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique: application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière InP" S. Garidel, *Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille*, 2004.
- [14] "Optimization of HSQ resist e-beam processing technique on GaAs material", D. Lauvernier, J.P Vilcot, M. François, D. Decoster, *Microelectronic Engineering*, Vol. 75(2), pp. 177-182, 2004.

- [15] **"The structures and properties of hydrogen SilsesQuioxane (HSQ) films produced by thermal curing"**, C.-C. Yang, W.-C. Chen, *Journal of Materials Chemistry*, Vol. 12, pp. 1138-1141, 2002.
- [16] **"Nano-patterning of a Hydrogen SilsesQuioxane Resist with reduced linewidth fluctuations"**, H.Namatsu, T. Yamaguchi, M. Nagase, K.Yamazaki, K. Kurihara, *Microelectronic Engineering*, Vol. 41/42, pp. 331-334, 1998.
- [17] **"Effect of oxygen plasma irradiation on hydrogen silsesQuioxane nanopatterns replicated by room-temperature nanoimprinting"**, M.Kawamori, K. Nakamatsu, Y. Haruyama, S. Matsui, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 45(11), pp. 8994-8996, 2006.
- [18] **"Études des propriétés remarquables de nanofils optiques InP/polymère en vue de la réalisation de fonctions optoélectronique hyperfréquences"**, M. Carette, *Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille*, 2008.

Chapitre 3

Convertisseur de mode

Ce chapitre est dédié à la conception d'un convertisseur de mode destiné à être intégré à la structure laser (bi-mode). Toujours dans l'esprit de faciliter l'utilisation d'un tel composant, l'aspect "connexion optique" est un point crucial, que ce composant soit destiné à une intégration hybride (sur une carte mère en photonique sur silicium, par exemple) ou à un couplage direct avec la fibre.

Dans le contexte du projet IPHOBAC, les caractéristiques de ce convertisseur de mode avaient été fixées par ailleurs, notamment en vue de son intégration sur une carte mère comprenant de la photonique Si, réalisée au sein du consortium IPHOBAC. Pour ce faire, l'objectif pour l'ouverture du diagramme de rayonnement de la source laser, autrement-dit la divergence du faisceau, avait été fixé à 10° que ce soit pour la direction horizontale que la verticale.

Néanmoins, ce convertisseur doit pouvoir être utilisé avec les différentes solutions permettant de réaliser le composant actif au sein d'Alcatel-Thales III-VLab, nous verrons donc son association avec des lasers DFB ou DBR que leur couche active soit basée sur des puits ou des boîtes quantiques.

1 - Introduction

Quelle que soit la finalité d'un composant optique destiné aux télécommunications, il est majoritairement destiné à être connecté à une fibre optique, il est alors d'une importance majeure d'obtenir un couplage efficace du faisceau optique entre la fibre et le composant. La dimension du cœur ainsi que la très petite différence d'indice de réfraction ($\Delta n < 5 \times 10^{-3}$) existantes dans une fibre de verre monomode aboutissent à l'obtention d'un mode optique ayant une taille de mode, à mi-hauteur, typique de 8 à 10 μm . Dans les dispositifs d'optique intégrée à base de semi-conducteurs, tels les lasers, de telles valeurs de différence d'indice de réfraction ne peuvent être réalisées que par de légères variations de la composition des matériaux semiconducteurs employés. La variation d'indice de réfraction, Δn , est alors généralement de l'ordre de 10^{-2} , ce qui, pour des dispositifs monomodes, amène des tailles de mode plus petites que 2 μm . De plus, la structure planaire des composants, les contingences technologiques ainsi que les principes de conception amènent généralement un profil de mode elliptique avec une très forte disparité dans le diagramme de rayonnement entre les propriétés verticales et horizontales. Ceci est particulièrement avéré pour les sources lasers qui présentent généralement des divergences de faisceau de sortie verticale et horizontale de plusieurs dizaines de degrés.

Pour corriger cet astigmatisme, plusieurs approches d'amélioration de l'efficacité de couplage sont employées, la plus courante étant l'utilisation de micro-lentilles ou de fibres lentillées [1, 2]. Cependant, ces approches ne changent en rien la forme du faisceau de sortie mais s'en accommodent de manière à minimiser les pertes de couplage. Ceci passe généralement par un processus d'alignement fibre-puce, actuellement certes maîtrisé mais, aboutissant à un coût très élevé d'emballage. Ces coûts d'emballage peuvent représenter jusqu'à 90 % du coût du dispositif total. Une autre approche pour réduire ces pertes de couplage de la puce vers la fibre, est d'agir directement à la source, c'est-à-dire de modifier les caractéristiques du faisceau de sortie de la puce laser. Ceci se fait par l'insertion d'un convertisseur de mode; c'est une structure semiconductrice directement intégrée à la structure active d'émission laser.

De nombreuses recherches se sont donc concentrées sur l'intégration monolithique de convertisseurs de profil de mode avec des composants à base de semi-conducteur III-V, afin de réaliser un meilleur couplage du mode de sortie avec la fibre optique [3, 4, 5]. À côté de l'amélioration de l'efficacité de couplage, d'autres améliorations ont aussi été obtenues telles les augmentations de la durée de vie et de la puissance de sortie du composant [6].

Néanmoins, la conception et l'optimisation d'un convertisseur de mode ne peut, de manière satisfaisante et utile, être dissociée de la structure laser à laquelle il est censé être couplé. C'est pour cette raison que l'on trouve autant d'études sur les convertisseurs de mode que de structures lasers existantes [7, 8, 9].

Au sein du projet IPHOBAC, nous avons donc travaillé en partenariat direct avec Alcatel-Thales III-VLab afin d'optimiser une structure de convertisseur de mode adaptée aux composants laser (bi-modes) étudiés dans ce projet.

Généralement, l'optimisation des performances d'un composant laser aboutit à une structure de couche guidante présentant une large divergence du rayon sur la facette de sortie. La *Figure 3-1 (haut)* illustre ce phénomène. Pour réduire la divergence dans le sens vertical (perpendiculairement au plan des couches épitaxiées), on peut diminuer l'épaisseur de couche active, cela conduit à un déconfinement du mode et à une valeur de divergence verticale plus faible mais aussi généralement à l'augmentation du courant de seuil du laser (*Figure 3-1 (milieu)*). Quand un convertisseur de mode est intégré au laser, on combine les avantages respectifs des deux cas précédents (*Figure 3-1(bas)*).

De cette manière, un courant de seuil bas peut être maintenu tout en ayant une divergence plus faible du faisceau de sortie.

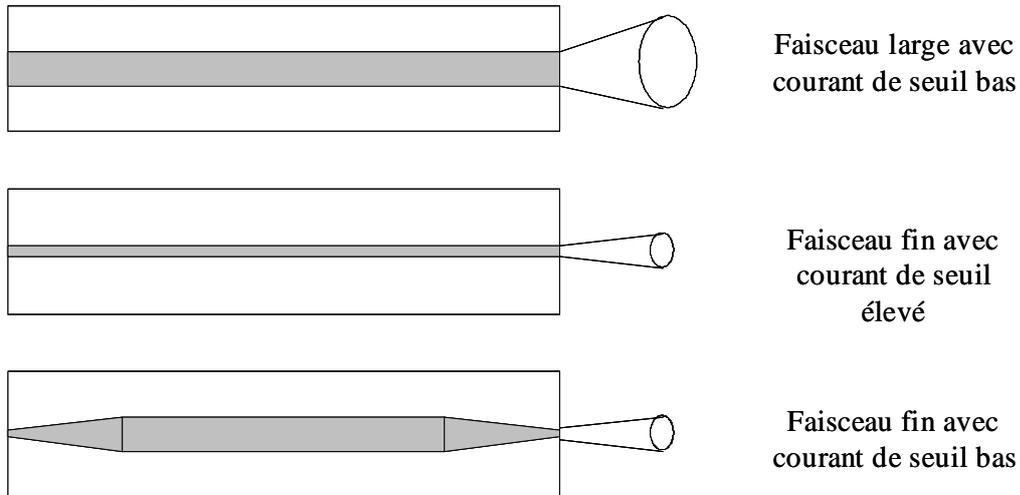


Figure 3-1: Vue (très) schématique de la divergence du faisceau de sortie par la réduction de l'épaisseur de la couche active

En outre, le déconfinement du mode près de la facette de sortie permet la réduction de la densité de puissance optique et diminue ainsi les risques de dégradation au niveau de celle-ci. Il devrait, cependant, être noté que pour des lasers bas coût, la tendance n'est pas à intégrer un convertisseur de mode, mais plutôt à modifier la structure épitaxiale verticale pour déconfiner le mode, en utilisant par exemple, un indice de réfraction bas pour les couches actives [10], des couches d'emprisonnement de guide d'ondes diluées [11], des couches de haut indice de réfraction de dimensions extra-minces [12] ou encore des barrières large [13].

Par la suite nous allons donner une vue d'ensemble des approches technologiques différentes pour l'intégration monolithique de convertisseurs de mode avec des dispositifs de semi-conducteur III-V, dans des guides d'ondes particuliers et dans les lasers.

2 - Les différentes structures de convertisseurs de mode

Comme mentionné précédemment, de nombreuses conceptions de convertisseurs de mode ont été publiées voir brevetées. Dans cette partie, nous avons essayé de cataloguer les différentes solutions suivant le type de structuration des matériaux: latérale, verticale et combinée.

Nous nous limitons à une description des topologies (ou philosophies) de convertisseurs de mode rencontrée; il n'est pas notre intention de discuter des règles de conception ou de définir des dimensions optimales pour chaque structure; celles-ci étant intimement liées à la structure active à laquelle elles sont adjointes. Néanmoins, cette partie nous permettra de déterminer une structure que nous optimiserons afin de pouvoir l'intégrer dans la fabrication du laser DFB bi-longueur d'onde accordable de manière la plus "souple" possible.

2.1 - Modification des dimensions latérales de la structure

Dans un tel dispositif, seule la largeur de la couche guidante de la structure active est changée. Différents types de convertisseurs sont présentés dans la *Figure 3-2*.

Tous ces types de convertisseurs possèdent un profil de zone de transition linéaire. La partie sombre présente dans les structures de guide d'ondes effilées représente la couche guidante.

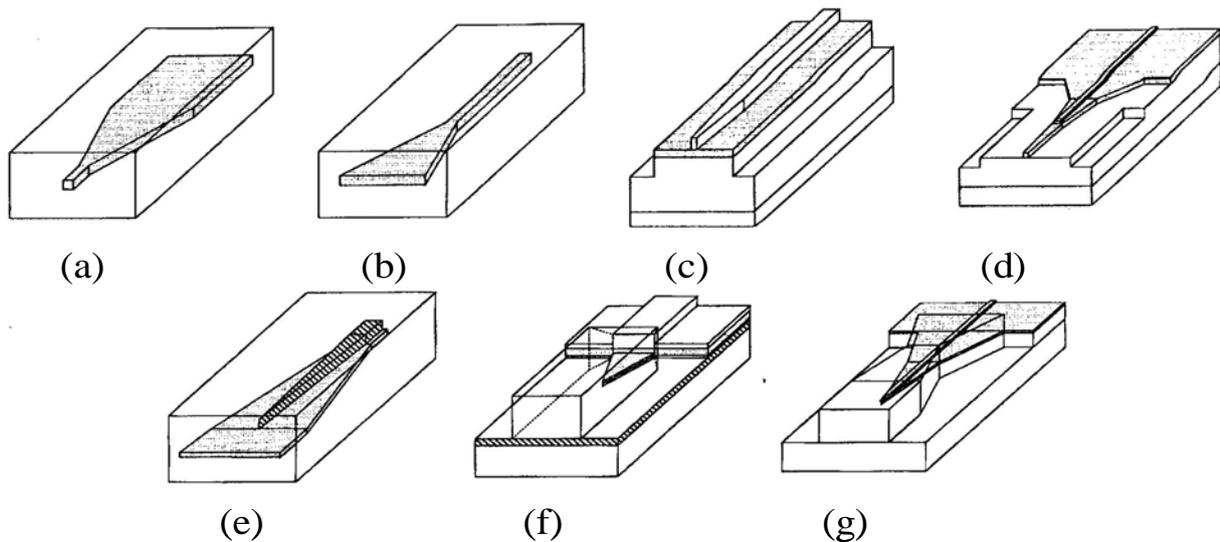


Figure 3-2: Différents types de convertisseur de mode par modification des dimensions latérales:

(a) et (b) pour structure à guide enterré

(c) pour structure ruban

(d) pour structure ruban avec zone de transition optimisée

(e) double pour guide d'onde enterré

(f) pour structure ruban

(g) double pour structure ruban avec utilisation d'un guide intermédiaire

Les conceptions les plus simples et directes sont celles où seule la largeur de la couche active est modifiée sans affecter la structure verticale du guide d'ondes, comme illustré dans les *Figures 3-2(a)* [14] et *3-2(b)* [15] pour un guide d'ondes enterré respectivement large et étroit. Ce type de convertisseur est souvent utilisé pour les diodes laser de forte puissance ou les amplificateurs à semi-conducteur [16].

Beaucoup de types de convertisseur de mode possèdent une zone de transition dans laquelle le faisceau optique passe progressivement d'un guide optique à un autre. Il est alors important que cette transition soit suffisamment "lente", pour empêcher le couplage du mode fondamental vers les modes supérieurs. Dans une telle structure de convertisseur, il est alors possible de changer le profil vertical du mode en ne changeant que les dimensions latérales de la couche guidante le long de la zone de transition.

La *Figure 3-2(c)* présente un convertisseur de mode visant à convertir le mode se propageant initialement dans un guide étroit situé près de la surface vers un mode se propageant dans un guide plus large et plus épais [17]. Dans la section effilée du ruban initial, la largeur de ce dernier est suffisamment diminuée pour que celui-ci ne rentre plus en compte dans le confinement du mode optique. Le mode optique se retrouve alors dans le ruban, plus large, situé au-dessous; la largeur finale de celui-ci permet de définir l'étalement du mode optique. Afin que le ruban supérieur n'intervienne plus dans le confinement du mode, sa dimension doit être ramenée à de, plutôt, petites dimensions ($< 1\mu\text{m}$) et, de là, exige une modélisation très précise ainsi qu'un processus de gravure contrôlé. Malgré la contrainte de dimension, la fabrication est simple car aucune reprise d'épitaxie n'est exigée par la suite. Une variante en est présentée en *Figure 3-2(d)* [18]. La majeure différence par rapport à la structure précédente réside en une zone de transition de mode "plus douce", en plusieurs sections, aussi plus complexe à réaliser.

La *Figure 3-2(e)* présente une approche plus populaire pour modifier le profil de mode d'une structure en guide d'ondes enterré; elle comprend globalement deux convertisseurs de mode

latéraux [19]. La largeur du guide d'ondes supérieur devient continuellement de plus en plus petite le long du convertisseur de mode avant de se terminer en une pointe très étroite, tandis que la largeur du guide d'ondes inférieur augmente corrélativement le long du second convertisseur de mode. Par une sélection appropriée de la composition et de l'épaisseur des deux guides d'ondes, le chevauchement des deux structures de convertisseurs de mode permet d'appréhender la modification des profils vertical et horizontal du mode et ainsi d'être adaptable à de nombreuses structures de composants. Un inconvénient de ce type de convertisseur de mode, est le besoin d'avoir au niveau du guide d'ondes supérieur une forme effilée, ce qui complique le processus de fabrication. R. Zengerle [19] a fait une comparaison, tant expérimentale que théorique, entre une structure utilisant un simple guide d'ondes à effilement latéral (*Figure 3-2(c)*) et celle utilisant un double chevauchement latéral *Figure 3-2(e)*. Il semble que ce dernier présente des pertes de couplage légèrement plus faibles et que les tolérances de fabrication soient beaucoup moins rigoureuses que pour le convertisseur "simple".

La conception du convertisseur de mode de la *Figure 3-2(f)* n'est pas beaucoup différente de la conception précédente: elle reprend la même philosophie appliquée cette fois-ci à un guide d'ondes ruban [20, 21, 22]. Dans le design de la *Figure 3-2(g)*, le mode optique se trouvant dans le guide d'ondes ruban supérieur étroit est envoyé dans un second guide d'ondes par deux convertisseurs de mode déposés l'un sur l'autre [23]. Le couplage est maximal et limité par la qualité des pointes du convertisseur de mode et une telle conception exige donc des technologies de fabrication haute résolution.

2.2 - Modification des dimensions verticales de la structure

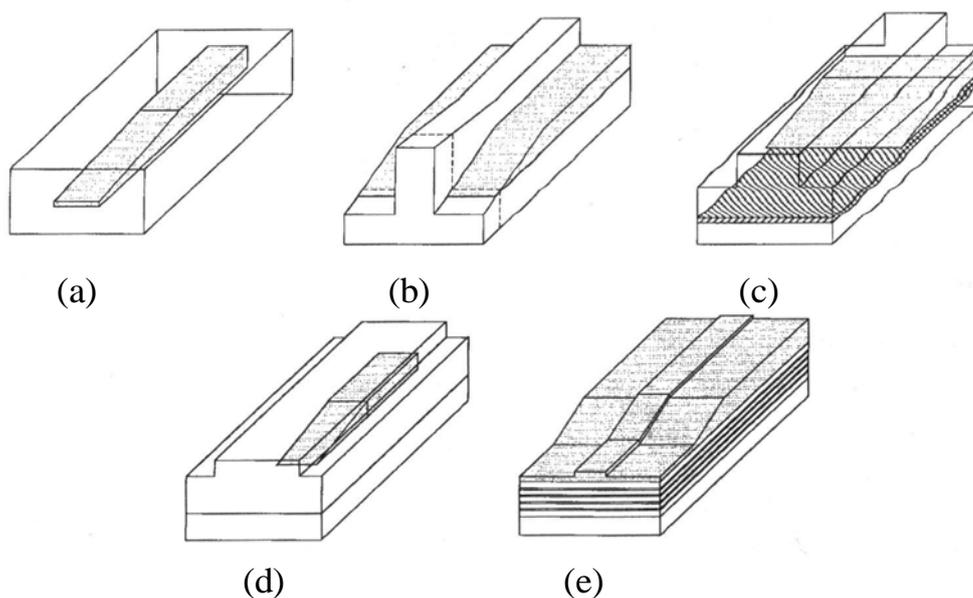


Figure 3-3: Différents types de convertisseur de mode par modification des dimensions verticales:

- (a) pour structure à guide enterré
- (b) pour structure ruban
- (c) pour structure à guide enterré à confinement ruban
- (d) pour structure à guide enterré ruban et confinement ruban
- (e) pour une structure ruban avec guide dilué.

Par contraste avec les convertisseurs présentés en §2.1, la modification du profil de mode intervient ici par la modification de l'épaisseur de la couche guidante, principalement. Nous sommes ici en présence d'une technique nécessitant des procédés soit de croissance épitaxiale soit de gravure

(voire les deux) permettant l'obtention d'un profil d'épaisseur de couche extrêmement bien contrôlé. Il va sans dire que nous sommes dans un domaine de difficulté de réalisation technologique qui se situe quelques crans au-dessus de celui présenté par les structures du §2.1. Bien que donnant lieu à de nombreuses possibilités de modélisation, peu d'exemples de réalisation viennent corroborer celles-ci.

Le schéma générique de conception d'un tel convertisseur pour une structure de guide d'ondes enterré [24] et pour une structure ruban [25] est donné respectivement en *Figures 3-3 (a) et 3-3 (b)*. On peut aussi trouver des conceptions basées sur l'utilisation de guides d'ondes se chevauchant. Dans la *Figure 3-3(c)*, l'effilement du convertisseur de mode est réalisé en réduisant l'épaisseur de la couche guidante supérieure jusqu'à ce que la couche guidante supérieure ait complètement disparu près de la facette finale [26, 27]. Bien que cette conception ait une structure ruban sur toute la longueur du convertisseur de mode, une croissance épitaxiale est nécessaire après la définition du convertisseur de mode. Sur la *Figure 3-3(d)*, un guide d'ondes enterré étroit est progressivement converti en un guide d'ondes large par la diminution progressive de l'épaisseur de la couche guidante enterrée [28]. Dans la *Figure 3-3(e)*, l'épaisseur de la couche guidante supérieure est verticalement diminuée de manière à guider l'onde optique vers un guide d'onde dilué sous-jacent.

Comme les pertes de couplage du convertisseur dépendent fortement de l'épaisseur de(s) couche(s) de la zone de transition, la seule question critique pour leur fabrication est de savoir comment réaliser et contrôler la diminution progressive de l'épaisseur de cette (ces) couche(s).

2.3 - Convertisseur de mode combiné

Dans un convertisseur de mode combiné, les dimensions latérales et verticales de(s) couche(s) sont modifiées. La *Figure 3-4* en montre différentes conceptions.

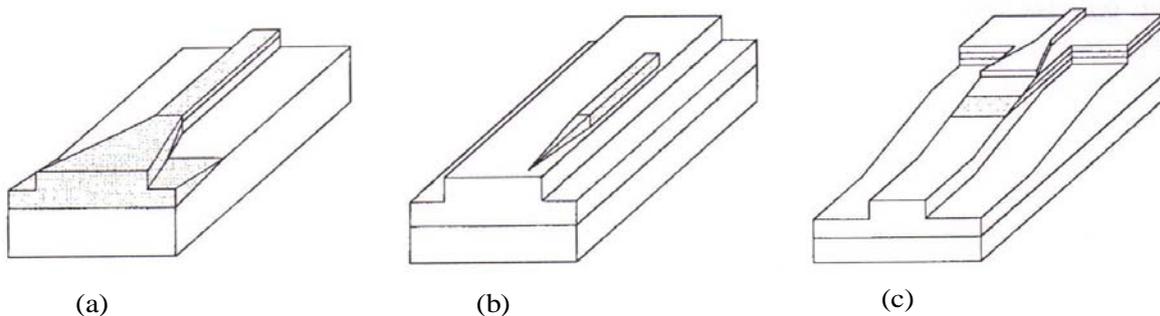


Figure 3-4: Modifications simultanées de la largeur et de l'épaisseur des couches:

- (a) structure ruban
- (b) structure à guide d'ondes enterré
- (c) structure à guide d'onde intermédiaire

La *Figure 3-4(a)* montre un convertisseur de mode dont l'épaisseur et la largeur du guide d'ondes changent [29]. Généralement l'épaisseur d'une couche guidante est réduite pour étendre le mode optique, aboutissant à un guide d'ondes étroit. Dans cette conception, l'épaisseur de la couche guidante est augmentée, menant à un guide d'ondes à la limite du comportement multimodal. Quand le convertisseur de mode est adiabatique, le couplage intermodal est minimal et à la sortie du guide d'ondes se trouve un mode monomode. L'avantage principal d'une couche guidante épaisse en fin du convertisseur de mode réside en ce que la tolérance de fabrication est améliorée comparativement à une couche guidante mince. Le convertisseur de mode de la *Figure 3-4(b)* paraît être une solution intuitive [30] agissant par déconfinement progressif du mode optique dans les deux directions, il faut néanmoins structurer la couche guidante "en pointe", ce qui est pratiquement très délicat à réaliser. Un autre type de convertisseur de mode bi-dimensionnel est représenté sur la *Figure 3-4(c)*

[31]. Les *Figures 3-4(b) et 3-4(c)* sont des exemples parmi beaucoup d'autres de designs. Ces convertisseurs de modes bidimensionnels sont complexes et exigent un nombre considérable d'étapes de fabrication, dont certaines peuvent être très critiques. Leur utilisation sur un composant réel, qui plus est, à coût de fabrication peu élevé, reste pour l'instant utopique.

2.4 - Orientation de notre choix

Nous avons la problématique de devoir réaliser un convertisseur de profil de mode sur une structure de laser existante à Alcatel-Thales III-VLab et qui sera utilisée pour la réalisation des lasers bi-modes. C'est une structure de type ruban. Nous devons aussi fabriquer cette structure et la disséminer au sein des partenaires du consortium IPHOBAC afin de mener les différentes expérimentations "système".

Nous choisissons donc de nous diriger vers la réalisation d'un convertisseur de profil de mode par la modification unique des dimensions latérales, notamment à cause de la simplicité de réalisation technologique et donc du rendement de fabrication. Evidemment la conception n'en sera que plus ardue et certains compromis devront être pris. Car comme nous l'avons vu précédemment, un convertisseur de mode par modification des dimensions latérales ne nécessite pas implicitement de reprise d'épithaxie, ce qui va aussi contribuer à minimiser les coûts de fabrication. H. Bissessur a réalisé un tel type de convertisseur de mode offrant une valeur de divergence horizontale et verticale de 9° [32]. Il s'agissait d'un laser ruban fabriqué en filière InP avec une seule étape d'épithaxie, et en utilisant les méthodes de lithographie conventionnelles. La *Figure 3-5* montre la structure réalisée par H. Bissessur qui s'apparente au concept présenté en *Figure 3-2(c)*. Cette structure est maintenant une technologie éprouvée au sein d'Alcatel-Thales III-VLab et elle va nous servir de point de départ à la réalisation de notre convertisseur de mode adapté à la fabrication des lasers bi-modes.

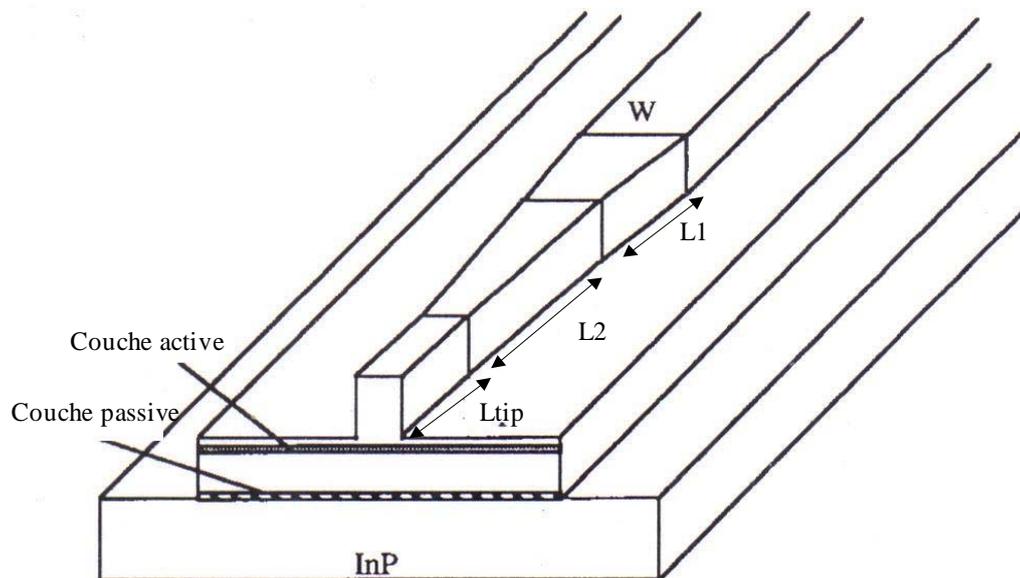


Figure 3-5: Vue schématique du convertisseur de profil de mode basé sur une structure laser à guide ruban (H. Bissessur [32]).

Le laser fabriqué à l'époque émettait à la longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$ grâce à une couche active composé de multi-puits quantiques. Le guide est composé d'un ruban de $3\mu\text{m}$ de large (W) qui est progressivement effilé jusqu'à une largeur de $0,7\mu\text{m}$. Le rétrécissement progressif du ruban entraîne donc le passage du mode optique dans un guide passif sous-jacent, localisé à $2\mu\text{m}$ au-dessous de la couche active. Un deuxième ruban plus large permet de confiner latéralement le mode

dans ce guide passif. La largeur finale du ruban supérieur ($0,7\mu\text{m}$) n'intervient alors que très peu dans le calcul du confinement de l'onde guidée dans le ruban large.

La structure fut fabriquée en une seule étape d'épitaxie (MBE): la couche guidante du guide passif d'épaisseur $0,05\mu\text{m}$ d'épaisseur (InGaAsP, $\lambda = 1,18\mu\text{m}$), la couche d'InP dopée N d'une épaisseur de $2\mu\text{m}$, la couche active, la couche d'InP dopée P et les couches de contact. La couche active est composée de six puits quantiques contraints d'InGaAsP amenant une transition énergétique à $1,55\mu\text{m}$. Plusieurs étapes de gravure chimique ont permis de réaliser la structure. Le convertisseur de mode qui fut réalisé est composé de deux convertisseurs de mode latéraux dont le premier à une longueur (L_1) de $80\mu\text{m}$ et le second une longueur (L_2) de $500\mu\text{m}$. L'ensemble est terminé par une section de ruban droite d'une longueur (L_{tip}) de $100\mu\text{m}$ permettant de relacher les contraintes au niveau du clivage. Ce type de convertisseur de mode à permis d'obtenir une divergence horizontale et verticale de 9° [32]. La *Figure 3-6* montre le profil des divergences horizontale et verticale qui furent obtenues.

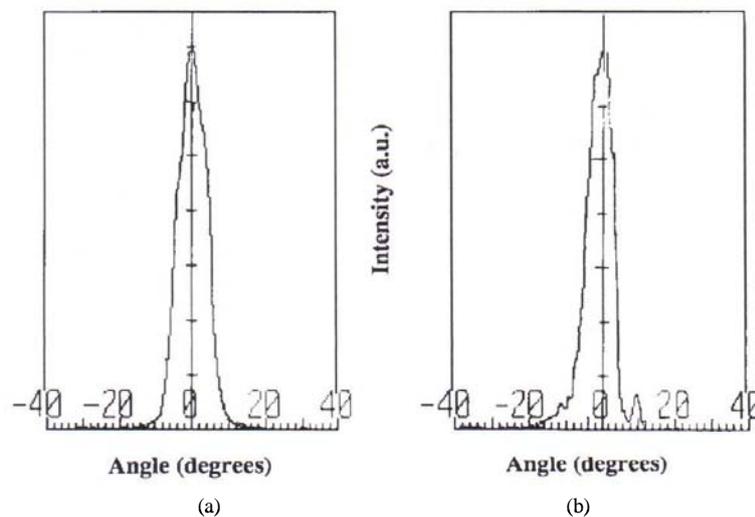


Figure 3-6: Champ lointain (a) horizontal et (b) vertical pour le convertisseur de mode de [32]. Divergences horizontale et verticale mesurée de $9^\circ \times 9^\circ$.

Nous partirons donc de cette base de convertisseur, précédemment validé au sein d'Alcatel-Thales III-VLab sur une structure laser ruban, et l'adapterons à la structure visée pour la fabrication des lasers DFB bi-longueur d'onde accordables.

3 - Optimisation du convertisseur de mode

En se servant du convertisseur présenté en fin de §2.4 comme base, nous allons définir un convertisseur de mode adapté à notre structure. Pour cela, nous utiliserons un algorithme de calcul basé sur la méthode des faisceaux propagés (Beam Propagation Method) de facture commerciale (logiciel *BEAMPROP* de *RSOFT* [33]). Les calculs sont effectués par une modélisation BPM-2D, dans une première approche, afin de minimiser les temps de calcul et de cerner l'influence des différents paramètres. La modélisation BPM-3D est utilisée dans les étapes finales de conception afin de valider les résultats obtenus en mode bidimensionnel. Une brève description de la méthode de calcul BPM est présentée en en *Annexe 3*.

A ce stade, nous considérons une structure laser fondée sur une structure ruban actuellement utilisée à Alcatel-Thales III-VLab. La couche active de cette structure est constituée de boîtes ou puits quantiques.

3.1 - Convertisseur de mode de base

La première étape consiste à réaliser un convertisseur de mode latéral suivant le schéma général de la *Figure 3-2(c)*. La *Figure 3-7* en représente une vue schématique, qui est basée sur les résultats précédemment obtenus.

Les paramètres géométriques à déterminer sont :

- sa longueur,
- sa forme.

en ayant en ligne de mire les objectifs fixés au sein du projet IPHOBAC, à savoir:

- une valeur de divergence horizontale de 10° .
- une valeur de divergence verticale de 10° .

Le but de ce convertisseur de mode est de transférer le mode véhiculé par le guide actif dont le cœur est mentionné par "couche active" vers le guide passif dont le cœur est mentionné par "couche passive".

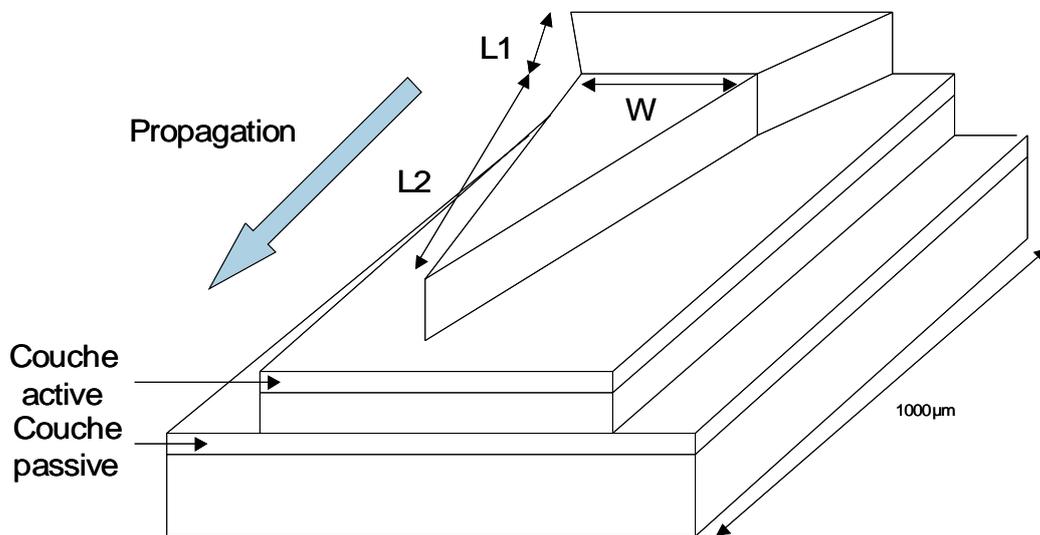
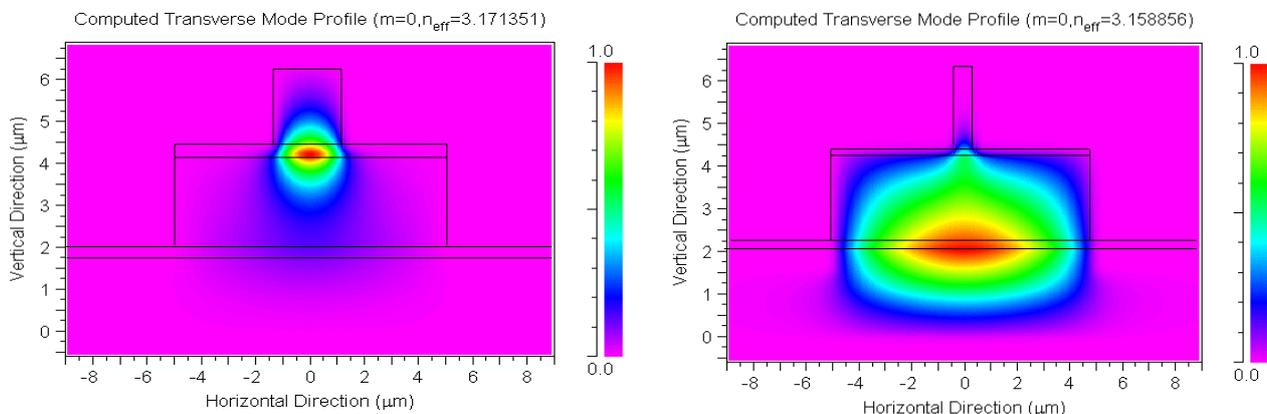


Figure 3-7: Vue schématique du convertisseur de mode latéral à optimiser

Pour illustrer plus précisément le but recherché et en avance de phase sur le déroulement du chapitre, la *Figure 3-8(a)* montre le mode présent dans la couche active en entrée du convertisseur de mode (donc le mode présent dans la structure laser) et la *Figure 3-8(b)* montre le mode recherché dans la couche passive en sortie du convertisseur de mode (donc celui en sortie de composant).



*Figure 3-8: a) profil de mode original
b) Vue schématique du convertisseur de mode latéral à optimiser*

3.2 - Optimisation de la topologie du convertisseur de mode

La topologie de convertisseur retenue peut ne pas nécessiter de reprise d'épitaixie. Dans ce cas, la couche active est présente tout au long du composant et nécessite une électrode de manière à amener celle-ci à la transparence et minimiser les pertes au niveau du convertisseur de mode. Une reprise d'épitaixie peut aussi être effectuée en remplaçant la couche active par une couche transparente, ce qui enlève la nécessité de réaliser une électrode au niveau du convertisseur de mode.

On peut remplacer la couche active au niveau du convertisseur par une couche de matériau transparent à la longueur d'onde de travail. Dans ce cas une reprise d'épitaixie avec couplage en bout ("butt-joint") est nécessaire.

Ces deux cas sont équivalents au niveau de la modélisation si tant est que la couche transparente (composition et épaisseur) soit déterminée de manière à fournir le même indice effectif de propagation à l'onde guidée. C'est ce qui a été fait par la suite du travail et nous traiterons l'étape de conception indifféremment avec l'utilisation d'une couche active ou d'une couche transparente obtenue par reprise d'épitaixie. Les couches les plus représentatives de la structure épitaixiale sont les suivantes (*Tableau 3-I*); elles servent à réaliser la continuité de la couche guidante "active" au niveau du laser (couches 1 à 3) et du guide déconfiné au niveau du convertisseur de profil de mode (couches 3 à 5).

n° de couche	Matériaux
1	InP P
2	Q1,05
3	InP n
4	Q1,05
5	InP n
6	Substrat

Tableau 3-I: Structure épitaixiale du convertisseur de mode à optimiser.

3.2.1 - Optimisation des dimensions du convertisseur

Nous voyons que nous avons différents paramètres latéraux à optimiser, W, L1 et L2 (voir *Figure 3-7*). Dans un premier temps, nous allons cibler la valeur W correspondant à une première mise en forme du faisceau. Pour cela, nous fixons la longueur de la première (L1) et de la seconde (L2) section du convertisseur de mode à une valeur identique de 400µm. Ces valeurs sont, a priori, choisies de manière arbitraire mais nous visons une longueur totale du convertisseur de mode de l'ordre du millimètre. Le guide ruban en entrée du convertisseur de mode possède une largeur de 2,5µm. La *Figure 3-9* montre les résultats de simulation pour différentes largeurs W.

Comment lire ces courbes?

Sur chaque couple de figures, la figure de gauche représente une coupe du composant dans le sens de la propagation (vue de profil) où l'intensité du faisceau est représentée par un code de couleur (échelle située à droite) et la partie droite la répartition du champ dans chaque guide (actif - laser, courbe bleue- et passif -convertisseur de mode, courbe verte-).

Sur la figure de gauche, la partie active (ruban laser de 2,5µm de large) se situe en bas de la figure et la partie "clivée" (extrémité du convertisseur de mode) du composant en haut. Le substrat se situe sur la gauche et la partie supérieure du composant sur la droite.

Sur la figure de droite, le guide émanant de la structure laser est toujours situé en bas et la sortie du composant en haut

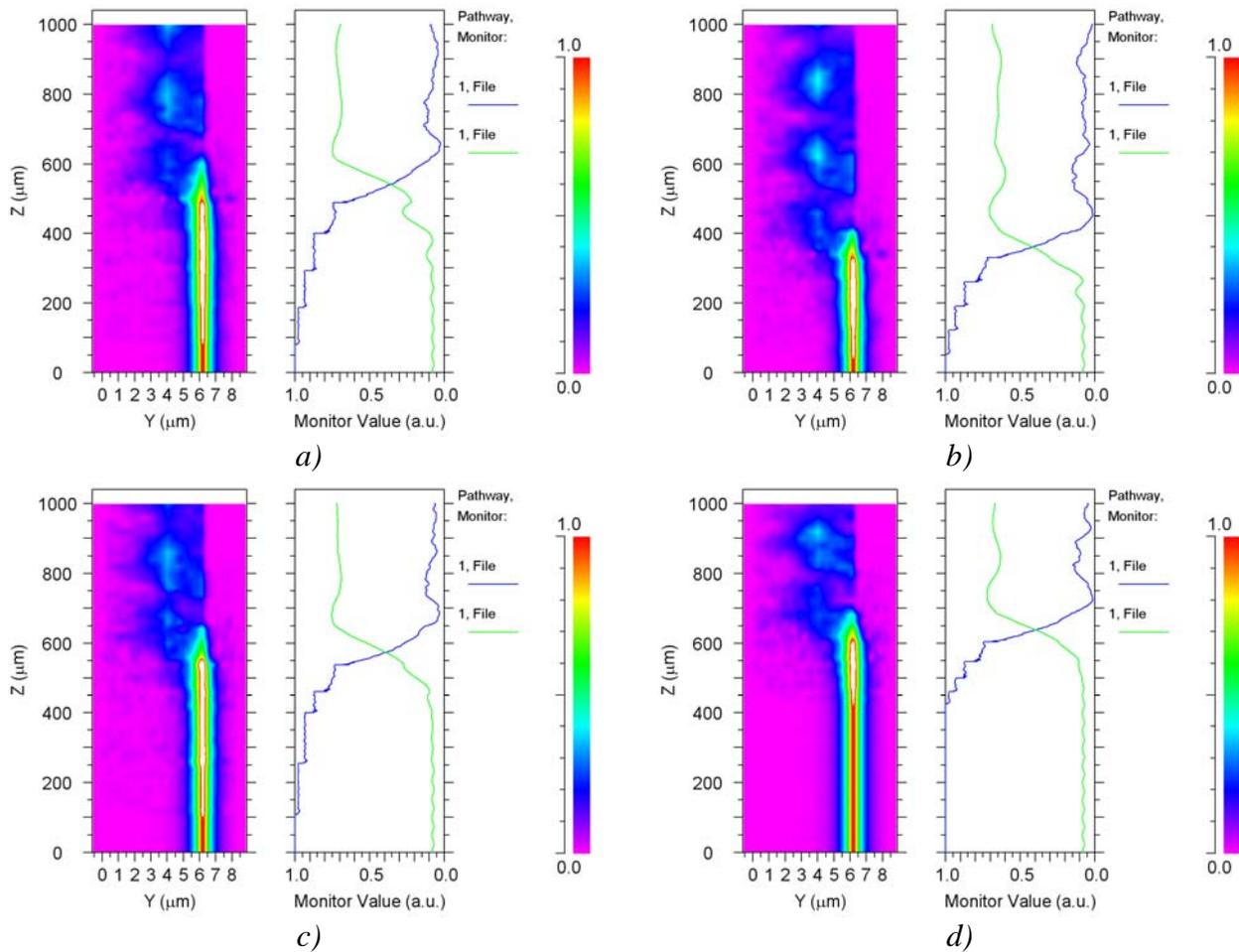


Figure 3-9: Propagation du mode optique (mode TE) en fonction de la largeur W :
 a) $W = 200\text{nm}$. b) $W = 1000\text{nm}$. c) $W = 1400\text{nm}$. d) $W = 2500\text{nm}$.

La modélisation montre que l'on obtient plus de 70% de transfert à partir d'une largeur W de 1400nm (Figure 3-9c). Cette valeur est aussi atteinte pour une valeur très faible (200nm, Figure 3-9a)). Néanmoins, cette valeur risque d'amener des problèmes lors de l'étape de lithographie des rubans, nous préférons donc conserver une valeur plus élevée, 1,4μm dans ces exemples mais qui sera optimisée globalement par la suite. Dans le dernier cas, cela revient à ne pas faire de transition de largeur intermédiaire (puisque $W = 2,5 \mu\text{m}$ qui est la largeur du guide d'origine) et nous voyons que le transfert est moindre (65%).

Le convertisseur est actuellement composé de deux sections de 400μm. Nous allons étudier l'influence de la longueur de chaque section. Dans un premier temps, nous fixons la longueur L_2 à 400μm et nous faisons varier L_1 entre 100μm et 1000μm, nous observons le résultat de la propagation sur la Figure 3-10. Dans un second temps, L_1 sera fixée à 400 μm et L_2 variera de 100μm et 1000μm, nous en observons le résultat sur la Figure 3-11.

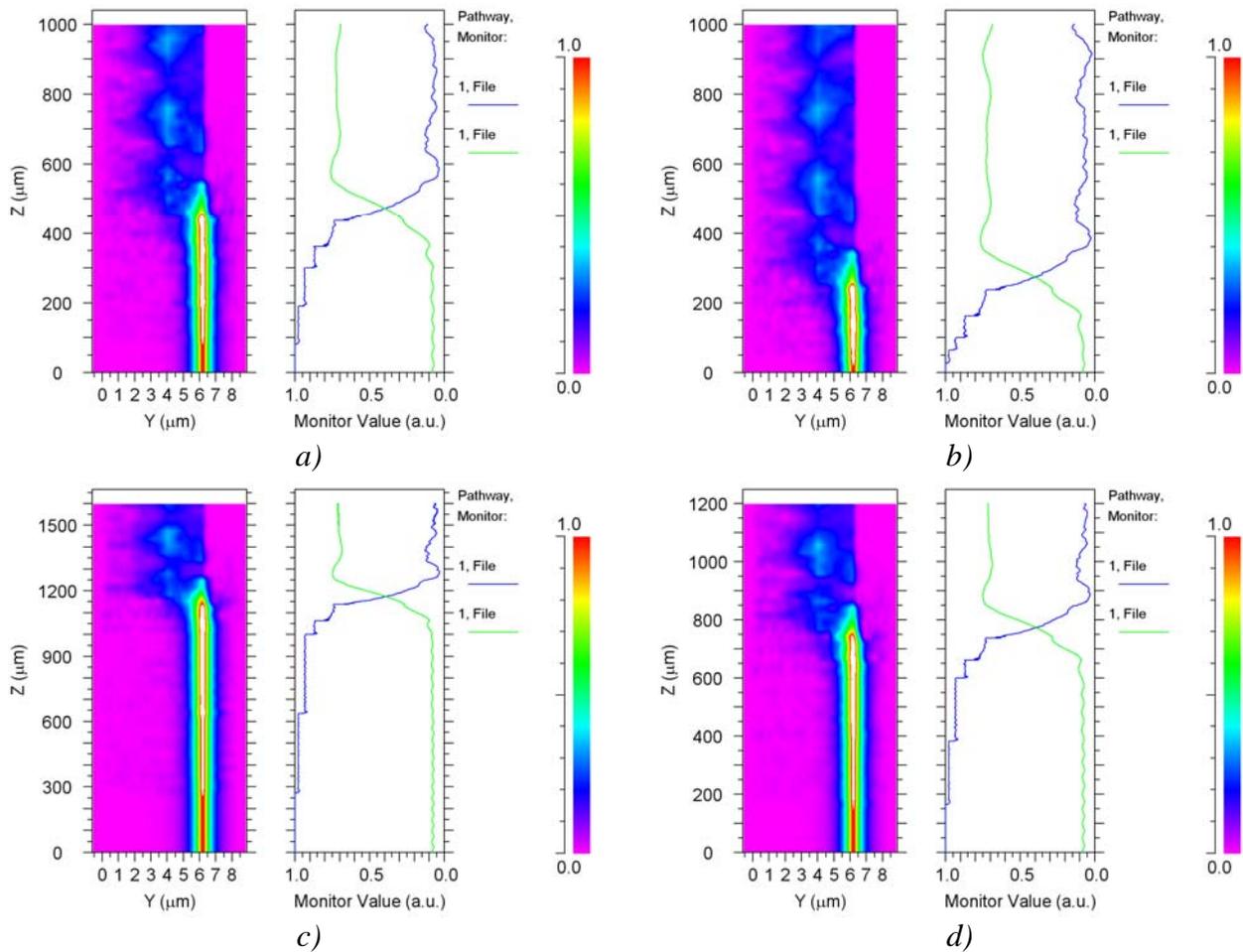
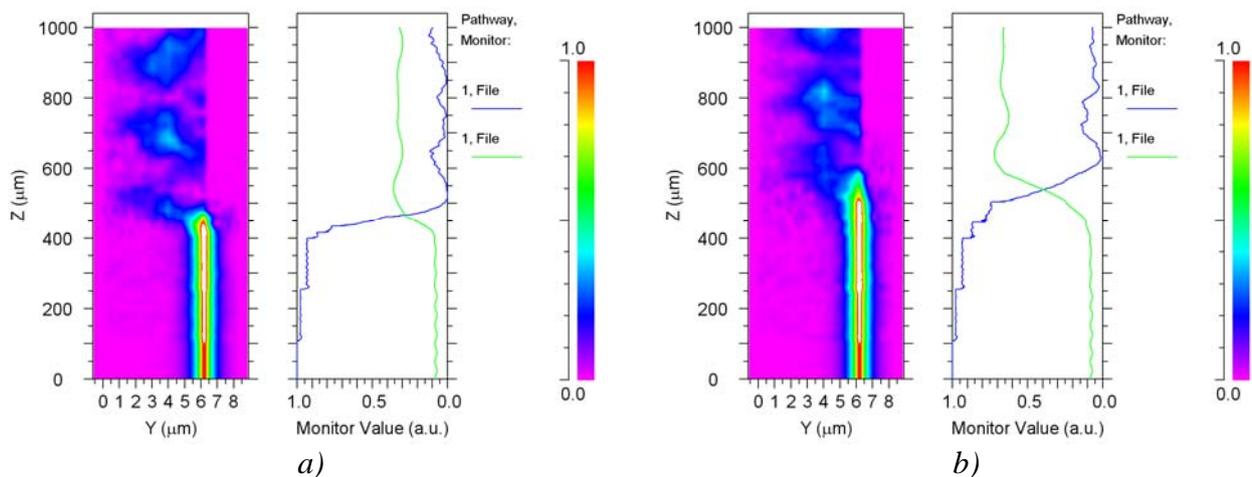


Figure 3-10: Propagation du mode optique (mode TE) en fonction de la longueur $L1$:
 a) $L1 = 100\mu\text{m}$, b) $L1 = 300\mu\text{m}$, c) $L1 = 600\mu\text{m}$, d) $L1 = 1000\mu\text{m}$.



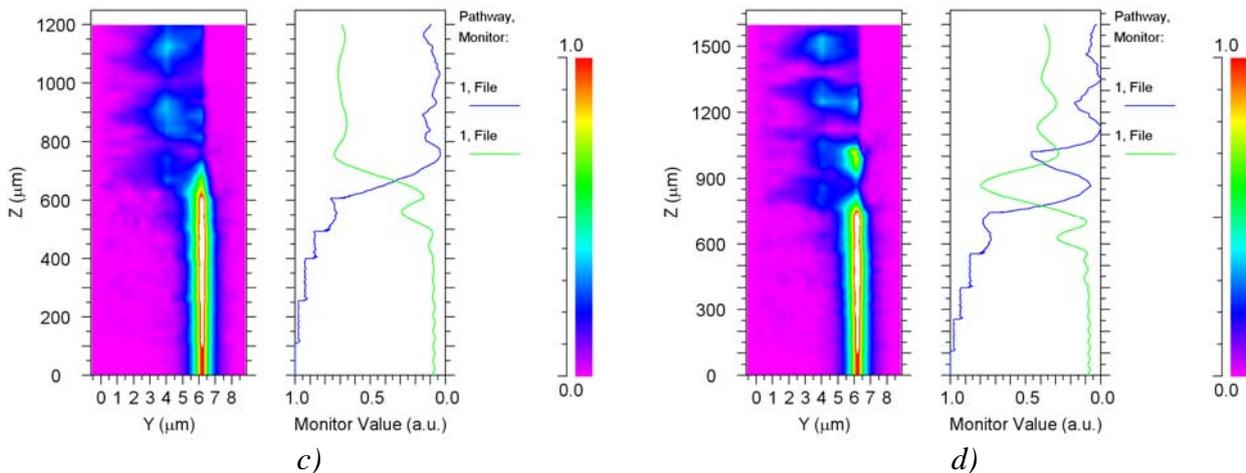


Figure 3-11: Propagation du mode optique (mode TE) en fonction de la longueur L2: a) $L2 = 100\mu\text{m}$, b) $L2 = 300\mu\text{m}$, c) $L2 = 600\mu\text{m}$, d) $L2 = 1000\mu\text{m}$.

On remarque que la longueur L1 n'influe pas significativement sur la répartition des modes dans le convertisseur; en sortie de celui-ci la proportion du champ transmis est toujours d'environ 70% quelle que soit la valeur de L1. En revanche, la longueur L2 a une influence beaucoup plus marquée.

Etant donné que la longueur L1 n'intervient que très peu, nous décidons de simplifier la topologie du convertisseur en ne prenant plus qu'une seule longueur globale. Nous aboutissons alors au schéma de la *Figure 3-12* ne comprenant qu'un convertisseur de $800\mu\text{m}$ de long. Les longueurs Le et Ls sont les longueurs des guides d'entrée et de sortie du convertisseur de mode. Le clivage des convertisseurs de mode auront lieu dans ces guides. La technologie de fabrication par lithographie optique que nous possédons au laboratoire ne nous permet pas d'obtenir des motifs inférieurs à $0,4\mu\text{m}$. Réaliser un convertisseur de mode en forme de pointe est très difficile. Nous réalisons donc une pointe dont la dimension finale sera de $0,4\mu\text{m}$.

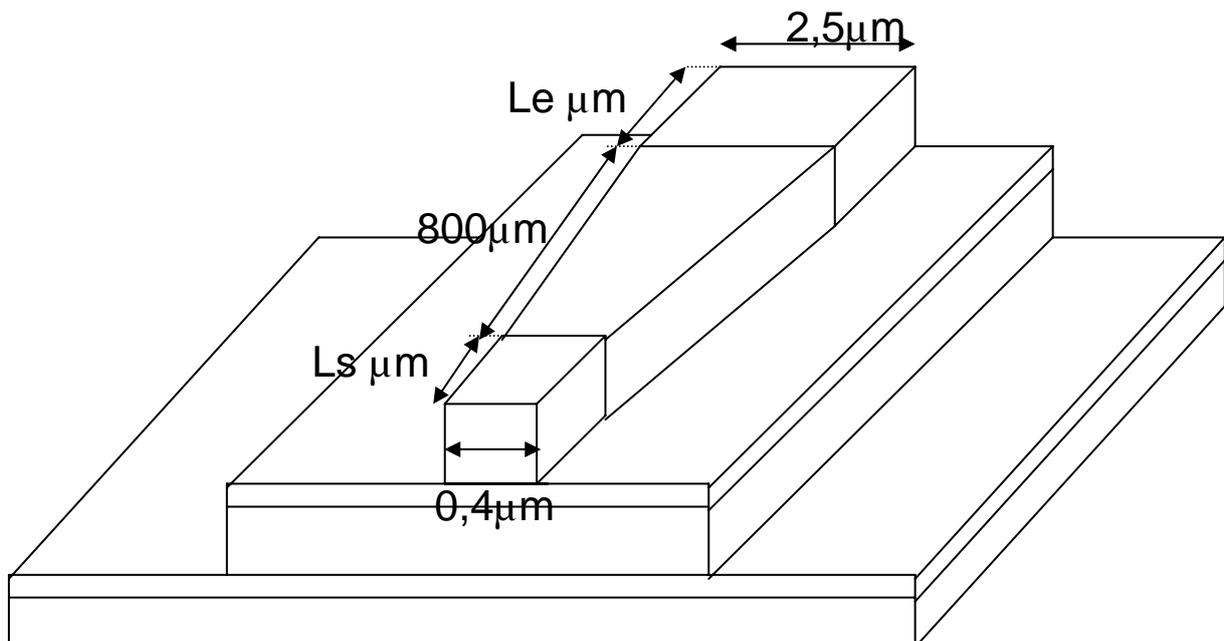
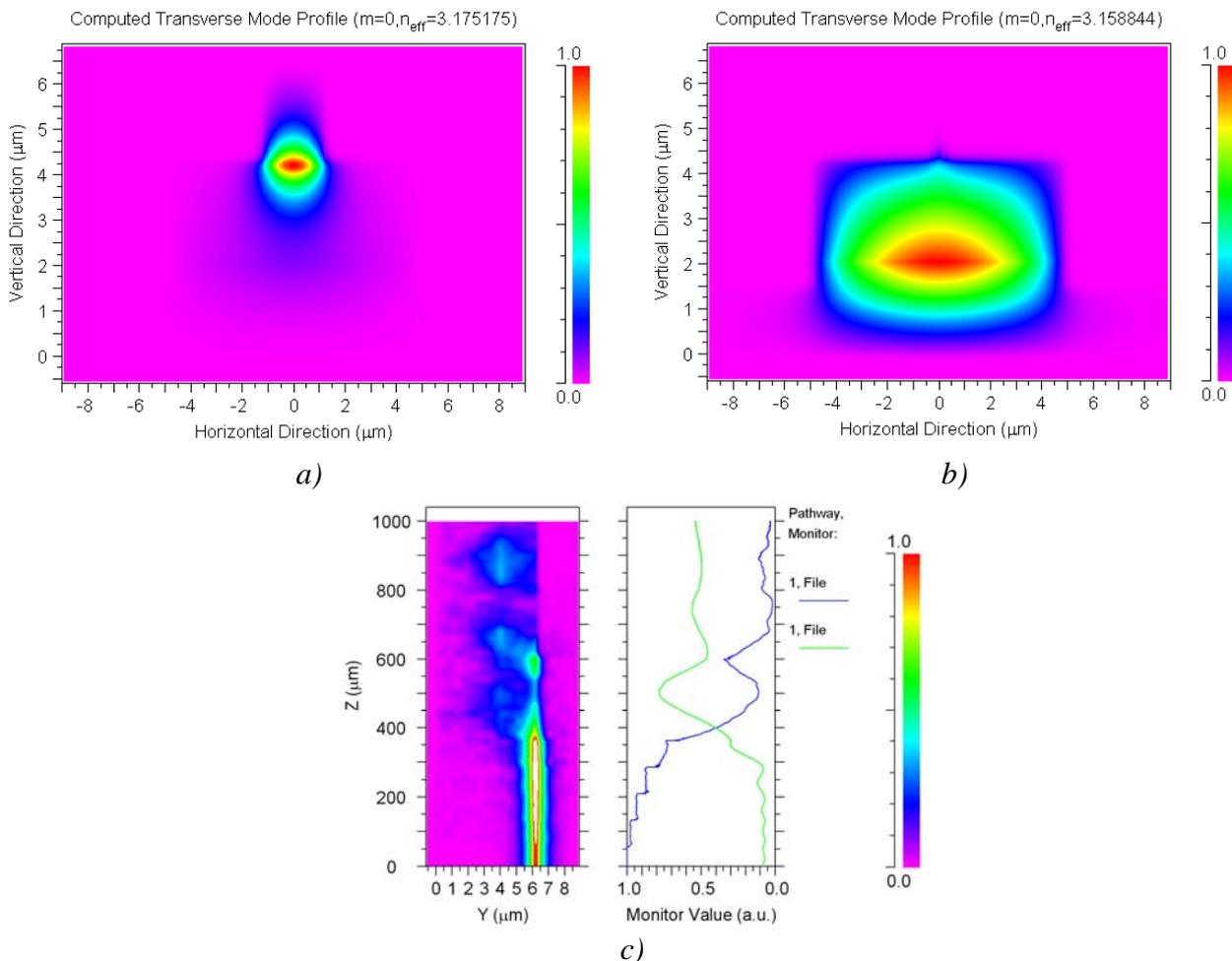


Figure 3-12: Schéma du convertisseur de mode

La *Figure 3-13a*) montre le mode présent dans la couche active en entrée du convertisseur de mode (mode de la structure laser), la *Figure 3-13b*) le mode présent dans la couche passive en sortie du convertisseur de mode. La *Figure 3-13(c)* montre la propagation du mode dans la structure. La conversion est peu efficace, seulement 50% du mode se retrouve en fin de convertisseur.

Nous allons étudier le profil du convertisseur de mode de manière à voir si la modification de celui-ci permet d'améliorer ce niveau de pertes de conversion.



*Figure 3-13: (a) Profil du mode dans la couche active (en entrée du convertisseur de mode)
 (b) profil du mode présent dans la couche passive (en sortie du convertisseur de mode)
 (c) Répartition longitudinale lors de la propagation*

3.2.2 - Optimisation du profil latéral du convertisseur de mode

Pour diminuer les pertes de conversion, une modification du profil latéral du convertisseur de mode peut être judicieuse. Nous étudions donc l'influence d'un profil exponentiel, parabolique et quadratique en lieu et place du profil linéaire. La *Figure 3-14* montre le résultat des modélisations pour une longueur de zone de transition toujours fixée à 800μm.

La modélisation montre que le profil quadratique diminue sensiblement le niveau des pertes de conversion au niveau du convertisseur. On atteint un taux de transfert de l'ordre de 80% et un résiduel de l'ordre de 5%. Ce type de profil sera donc retenu. La dimension latérale ($2 V(u)$) du guide varie alors de 2,5μm à 0,4μm. Elle est simplement régie par

$$V(u) = B - (B - A)(1 - \sqrt{\frac{u}{L}})$$

avec:

A : demi-largeur du guide en entrée du convertisseur de mode.

B : demi-largeur du guide en sortie du convertisseur de mode.

L : longueur du convertisseur de mode.

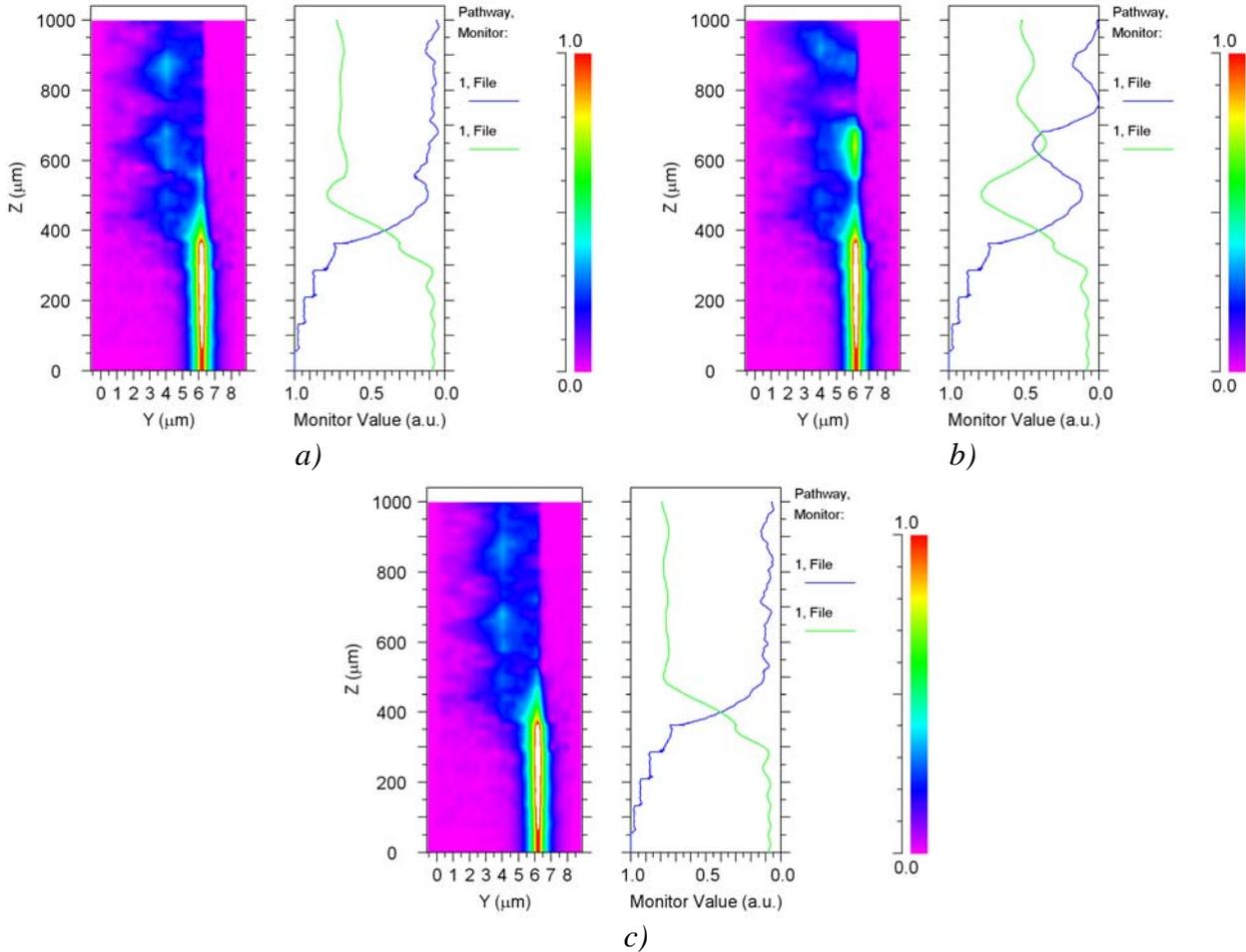


Figure 3-14: Propagation du mode optique (mode TE) pour un profil latéral de zone de transition:
 (a) exponentiel
 (b) parabolique
 (c) quadratique

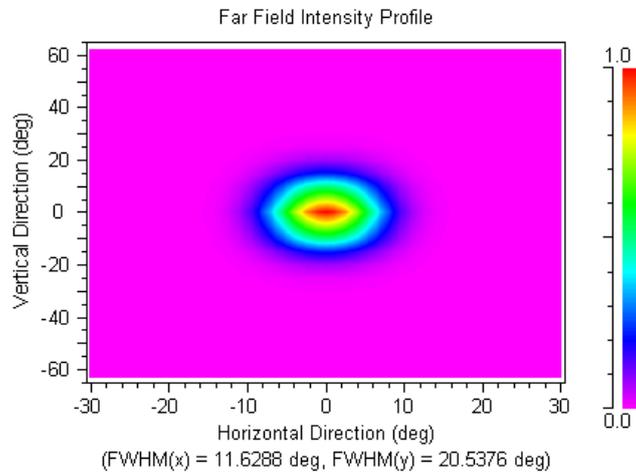


Figure 3-15: Champ lointain du convertisseur de mode optimisé. La longueur est de 800μm avec un profil quadratique: sa largeur variant de 2,5μm à 0,4μm

Le convertisseur optimisé possède la structure épitaxiale du *Tableau 3-I*, une longueur de $800\mu\text{m}$, un profil quadratique, une largeur de guide qui varie de $2,5\mu\text{m}$ à $0,4\mu\text{m}$. Avec ces données, le champ lointain est calculé avoir une divergence horizontale de $11,6^\circ$ et une divergence verticale de $20,6^\circ$ (à mi-hauteur). La *Figure 3-15* montre les résultats de la modélisation.

Maintenant que nous avons dimensionné le convertisseur de mode, nous allons l'associer à la structure laser. Le laser que nous voulons réaliser est un laser DFB ou DBR dont la couche active est composée de boîtes ou de puits quantiques. Nous allons donc modéliser la propagation le long de la structure complète du laser couplé avec le convertisseur de mode.

4 - Modélisation de la zone de transition

Maintenant que nous avons optimisé un convertisseur de mode, nous allons simuler son comportement lorsque celui-ci est couplé avec une structure laser DFB ou à un laser DBR. La structure complète est constituée de deux zones, une zone active (laser) et une zone passive (convertisseur de mode). La couche active du laser est composée de 6 puits quantiques d'InGaAsP et de barrières d'InGaAsP ou de boîtes quantiques d'InGaAsP. Nous modélisons ici le comportement de la zone de transition entre la zone active et la zone passive pour différents types de laser de type DFB ou DBR.

Le laser est composé de deux parties:

- une section active de $600\mu\text{m}$.
- une section passive comprenant:
 - une section de phase de $300\mu\text{m}$
 - le convertisseur de mode d'une longueur de $800\mu\text{m}$ avec un profil quadratique
 - un guide droit de largeur $0,4\mu\text{m}$ d'une longueur de $200\mu\text{m}$.

Nous allons calculer le mode propre qui se trouve dans la couche active et le faire se propager afin de vérifier le bon fonctionnement du convertisseur de mode. La *Figure 3-16* montre un schéma de la structure laser avec le convertisseur de mode.

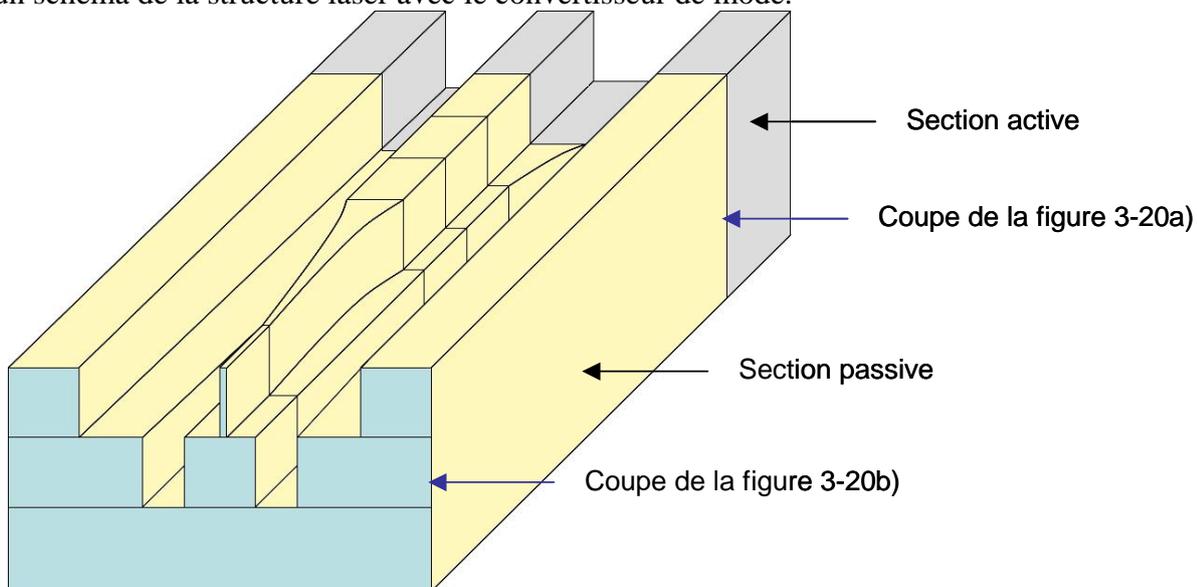


Figure 3-16: Schéma 3D de la structure laser intégrant le convertisseur de mode. Le composant est composé de deux zones. Une section active (couleur grise) où se trouve la fonction laser et une section passive (couleur jaune) correspondant au convertisseur de mode

La *Figure 3-20a*) montre plus précisément une coupe verticale au niveau de la fin de zone active (laser) et la *Figure 3-20b*) en fin de convertisseur de mode.

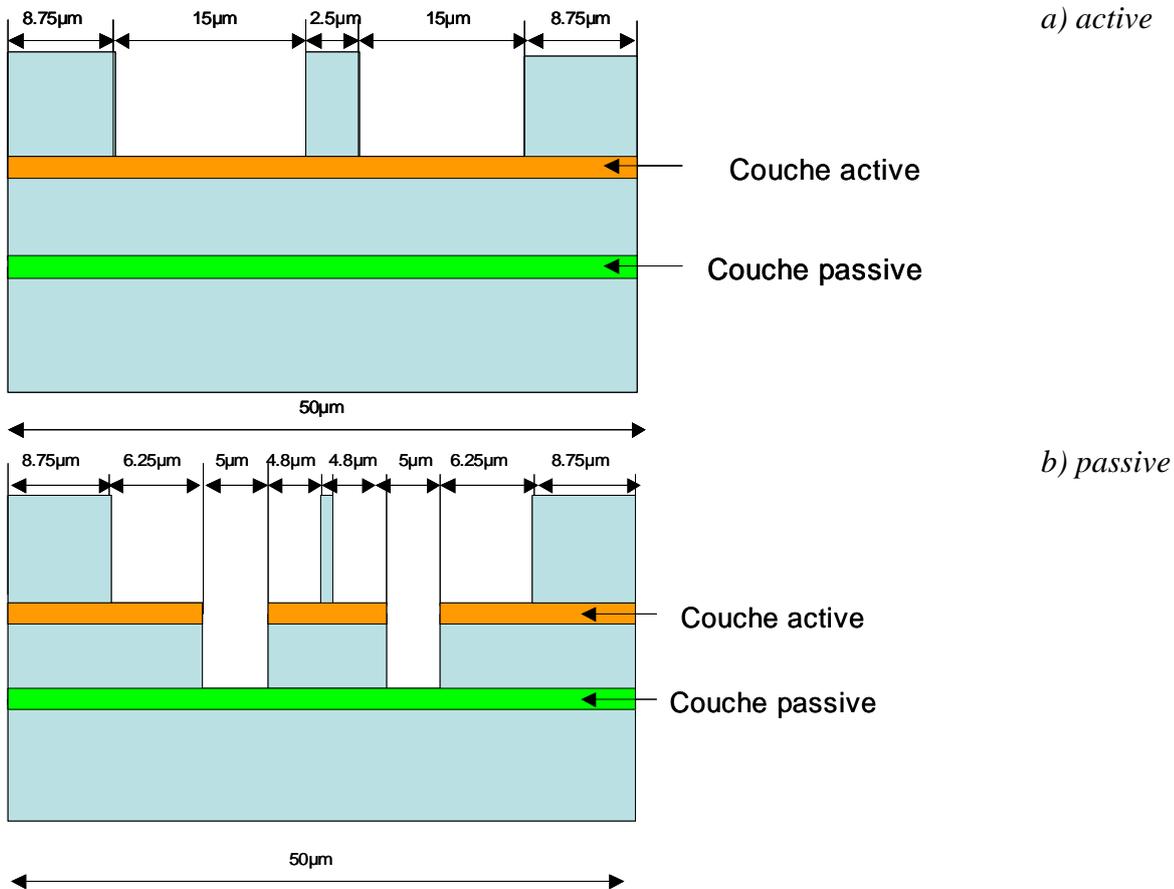


Figure 3-20: Vue en coupe des fins de section:

Nous pouvons noter l'apparition au niveau de la zone passive (convertisseur de mode) d'une "tranchée" assez profonde de part et d'autre du ruban. Tranchée qui n'est actuellement pas comprise dans le procédé de fabrication des lasers DFB ou DBR et qui nécessitera un développement particulier (voir Chapitre 4).

4.1 - Laser DFB

Le réseau se situe dans la zone active.

4.1.1 - Section active: couche active composée de boîtes quantiques

Le *Tableau 3-II* résume la structure épitaxiale dans le cas d'une couche active composée de boîtes quantiques.

n° de couche	Matériaux
1	InP P
2	InP P
3	réseaux
4	InP P
5	Qdash
6	InP n
7	Q1,05
8	InP n
9	Substrat

Tableau 3-II: Structure épitaxiale de la section active du laser DFB avec une couche active composée de boîtes quantiques.

4.1.2 - Section active: couche active composée de puits quantiques

Le *Tableau 3-III* résume la structure épitaxiale dans le cas d'une couche active composée de puits quantiques.

n° de couche	Matériaux
1	InP P
2	InP P
3	réseaux
4	InP P
5	SCH
6	puits
7	barrière
8	puits
9	barrière
10	puits
11	barrière
12	puits
13	barrière
14	puits
15	barrière
16	puits
17	SCH
18	InP n
19	Q1,05
20	InP n
21	Substrat

Tableau 3-III: Structure épitaxiale de la section active du laser DFB avec une couche active composée de puits quantiques.

4.1.3 - Section passive (convertisseur de mode)

La couche guidante dans la zone passive à une épaisseur de 210nm. Cette épaisseur de couche guidante est différente de celle de la couche guidante active dans la zone active. Elle a été calculée de manière à créer la plus faible rupture d'indice effectif de propagation possible pour

l'onde incidente. Cette couche guidante est enserrée entre deux couches d'InP (dopé P et N) dont les épaisseurs diffèrent légèrement en fonction de la couche active de la zone active (puits ou boîtes). Dans le cas d'une structure à boîtes ou à puits quantiques, les épaisseurs d'InP P sont différentes, afin de compenser la légère différence d'indice effectif de la zone active. Ceci est globalisé sur le *Tableau 3-IV*.

n° de couche	Matériaux	
1	InP P	Boite quantique
	InP P	
2	Q1,05	Puits quantique
3	InP n	Boite quantique
	InP n	
5	Q1,05	Puits quantique
6	InP n	
7	Substrat	

Tableau 3-IV: Structure épitaxiale de la zone passive

4.1.4 - Résultats

Nous avons comparé les divergences de faisceau obtenues dans les différents cas en entrée et en sortie du convertisseur de mode, autrement dit entre les faisceaux émis par le laser seul et le laser associé au convertisseur de mode (*Tableau 3-V*).

	Zone active à boîtes quantiques	Zone active à puits quantiques
Entrée du convertisseur de mode Profil de mode en champ proche (facette de sortie)		
Entrée du convertisseur de mode Profil de mode en champ lointain		
Entrée du convertisseur de mode Divergences	<p>Horizontale: 26° Verticale: 28,3°</p>	<p>Horizontale: 28,9° Verticale: 30,3°</p>

<p>Sortie du convertisseur de mode Profil de mode en champ proche (facette de sortie)</p>		
<p>Sortie du convertisseur de mode Profil de mode en champ lointain</p>		
<p>Sortie du convertisseur de mode Divergences</p>	<p>Horizontale: 11,6° Verticale: 20,5°</p>	
<p>Profil du champ le long de la propagation dans la structure</p>		

Tableau 3-V: Comparaison des profils et divergences de faisceaux entre un laser DFB seul et un laser DFB associé à un convertisseur de mode

La modélisation de la structure laser DFB couplée au convertisseur de mode montre:

- une divergence horizontale de l'ordre de 12°
- une divergence verticale de l'ordre de 20°
- des pertes de couplage de l'ordre de 11%.

De plus on remarque une très faible dépendance de ces résultats quelle que soit la nature de la couche active utilisée (boîtes ou puits quantiques) dans la zone active (résultats très légèrement meilleurs, en théorie, pour la structure à base de boîtes quantiques).

4.2 - Laser DBR

Le réseau se situe dans la zone passive.

4.2.1 - Section active: couche active composée de boîtes quantiques

Le *Tableau 3-VI* résume la structure épitaxiale dans le cas d'une couche active composée de boîtes quantiques. La seule différence par rapport au *Tableau 3-II* (cas du DFB) réside dans la disparition de la couche réseau et des couches associées.

n° de couche	Matériaux
1	InP P
2	Qdash
3	InP n
4	Q1,05
5	InP n
6	Substrat

Tableau 3-VI: Structure épitaxiale de la section active du laser DBR avec une couche active composée de boîtes quantiques.

4.2.2 - Section active: couche active composée de puits quantiques

Le *Tableau 3-VII* résume la structure épitaxiale dans le cas d'une couche active composée de boîtes quantiques. La seule différence par rapport au *Tableau 3-III* (cas du DFB) réside dans la disparition de la couche réseau et des couches associées.

n° de couche	Matériaux
1	InP P
2	SCH
3	puits
4	barrière
5	puits
6	barrière
7	puits
8	barrière
9	puits
10	barrière
11	puits
12	barrière
13	puits
14	SCH
15	InP n
16	Q1,05
17	InP n
18	Substrat

Tableau 3-VII: Structure épitaxiale de la section active du laser DBR avec une couche active composée de puits quantiques.

4.2.3 - Section passive (convertisseur de mode)

La *Figure 3-21* représente le laser complet avec le convertisseur, mais dans le cas d'un laser DBR, la section passive comprend 3 sections de phase différentes:

- une première section de 100µm (section I)
- une deuxième section de 100µm comportant les réseaux de Bragg (section II)
- et une troisième section de 100µm (section III), identique à la première.

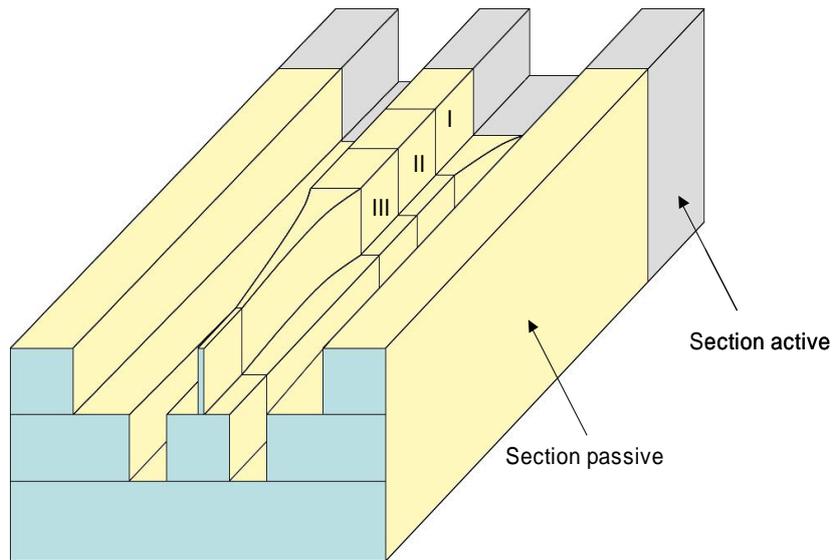


Figure 3-21: Schéma représentant la position des sections de phase et la position du réseau de Bragg dans la zone passive dans le cas d'un laser DBR.

Les Tableaux 3-VIII et 3-IX représentent respectivement la structure épitaxiale des sections I, III et II.

n° de couche	Matériaux	
1	InP P	Boite quantique Puits quantique
	InP P	
2	Q 1,05	
3	InP n	Boite quantique Puits quantique
	InP n	
4	Q1,05	
5	InP n	
6	Substrat	

Tableau 3-VIII: Structure épitaxiale des sections de phase I et III (qui ne comportent pas de réseau de Bragg)

n° de couche	Matériaux	
1	InP P	Boite quantique Puits quantique
	InP P	
2	réseaux	
3	InP P	
4	Q 1,05	
5	InP n	Boite quantique Puits quantique
	InP n	
6	Q1,05	
7	InP n	
8	Substrat	

Tableau 3-IX: Structure épitaxiale de la section de phase II (qui comporte le réseau de Bragg)

4.2.4 - Résultats

Nous avons comparé les divergences de faisceau obtenues dans les différents cas en entrée et en sortie du convertisseur de mode, autrement dit entre les faisceaux émis par le laser seul et le laser associé au convertisseur de mode (*Tableau 3-X*).

	Zone active à boîtes quantiques	Zone active à puits quantiques
Entrée du convertisseur de mode Profil de mode en champ proche (facette de sortie)	<p>Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{eff}=3.191431$)</p>	<p>Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{eff}=3.197955$)</p>
Entrée du convertisseur de mode Profil de mode en champ lointain	<p>Far Field Intensity Profile</p> <p>(FWHM(x) = 25.9538 deg, FWHM(y) = 29.3453 deg)</p>	<p>Far Field Intensity Profile</p> <p>(FWHM(x) = 29.7555 deg, FWHM(y) = 36.8954 deg)</p>
Entrée du convertisseur de mode Divergences	<p>Horizontale: 26° Verticale: 29,3°</p>	<p>Horizontale: 29,8° Verticale: 36,9°</p>
Sortie du convertisseur de mode Profil de mode en champ proche (facette de sortie)	<p>Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{eff}=3.159373$)</p>	<p>Computed Transverse Mode Profile ($m=0, n_{eff}=3.159373$)</p>
Sortie du convertisseur de mode Profil de mode en champ lointain	<p>Far Field Intensity Profile</p> <p>(FWHM(x) = 11.579 deg, FWHM(y) = 20.5522 deg)</p>	<p>Far Field Intensity Profile</p> <p>(FWHM(x) = 12.5099 deg, FWHM(y) = 21.063 deg)</p>
Sortie du convertisseur de mode Divergences	<p>Horizontale: 11,6° Verticale: 20,5°</p>	<p>Horizontale: 12,5° Verticale: 21,1°</p>

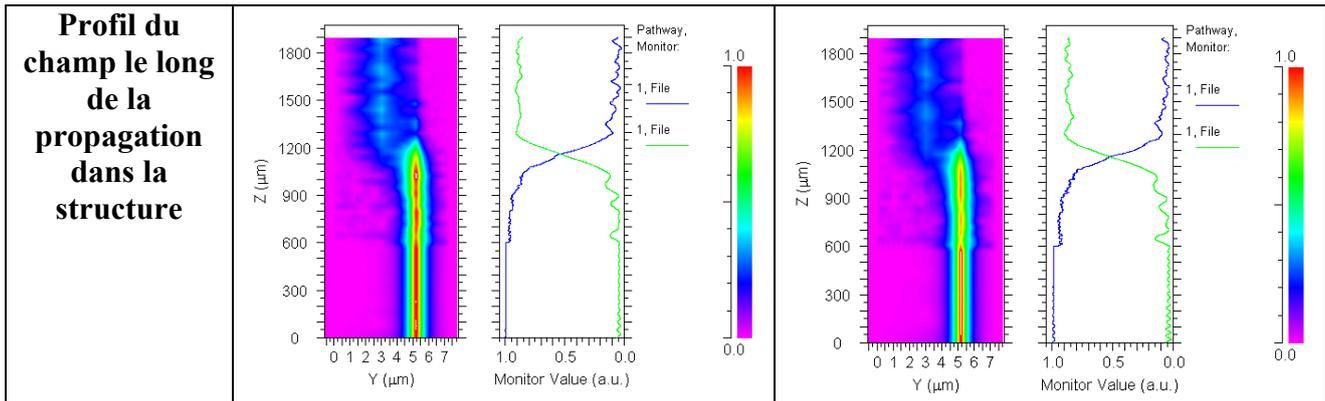


Tableau 3-X: Comparaison des profils et divergences de faisceaux entre un laser DBR seul et un laser DBR associé à un convertisseur de mode

La modélisation de la structure laser DBR couplée au convertisseur de mode montre:

- une divergence horizontale de l'ordre de 12°
- une divergence verticale de l'ordre de 20°
- des pertes de couplage de l'ordre de 13%.

De plus on remarque une très faible dépendance de ces résultats quelle que soit la nature de la couche active utilisée (boîtes ou puits quantiques) dans la zone active (résultats très légèrement meilleurs, en théorie, pour la structure à base de boîtes quantiques).

On peut aussi conclure que la position de la couche réseau d'une épaisseur de 60nm n'influe pas sur le comportement global de la structure.

5 - Face de sortie

Afin de minimiser les réflexions parasites en sortie de convertisseur de mode, le guide de sortie ne sera pas normal à la face clivée mais présentera un angle d'inclinaison de 7° . Cette valeur est usuellement utilisée au sein d'Alcatel-Thales III-VLab. Pour réaliser cette inclinaison du guide de sortie, un guide courbe est inséré dans la zone passive du composant avant le convertisseur de mode.

Cette portion de guide courbe ne doit pas influencer le fonctionnement du laser et du convertisseur de mode. Nous devons donc choisir un rayon de courbure de cette portion qui n'introduit pas de pertes optique supplémentaire. La *Figure 3-22* montre un schéma du guide courbe; il sera modélisé avec le logiciel *Beamprop*. L'angle α est de 7° . Cette angle relativement faible ainsi que la structure monotone du guide courbe ne devrait pas remettre en cause significativement les limitations de l'algorithme de calcul. On cherchera la longueur, L, et le rayon de courbure, R, optimaux qui minimiseront les pertes optiques supplémentaires.

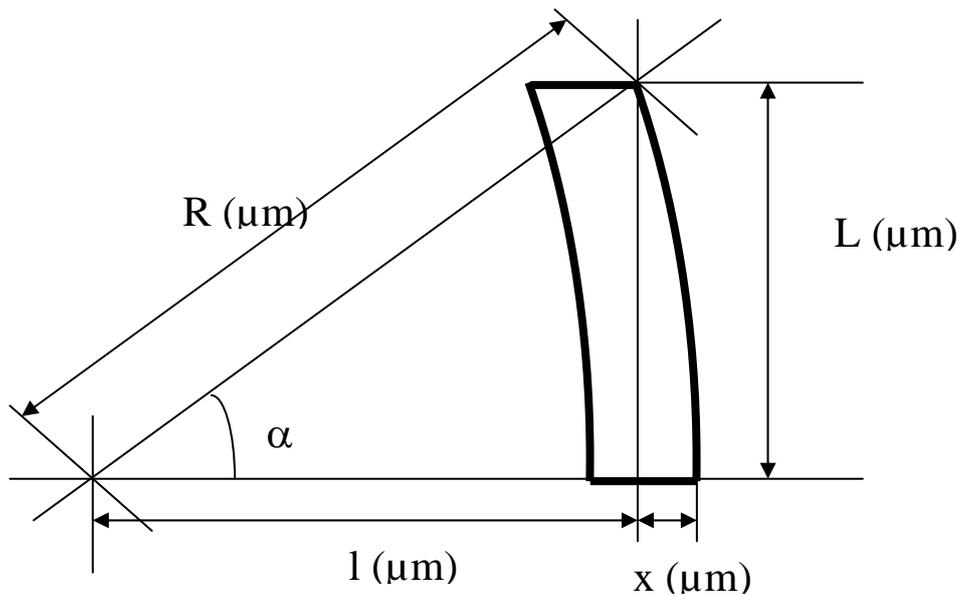


Figure 3-22: Schéma du guide courbe à modéliser en fonction des différents paramètres.

La Figure 3-23 représente la longueur de l'arc L en fonction du rayon de courbure R pour un angle α fixé à 7° .

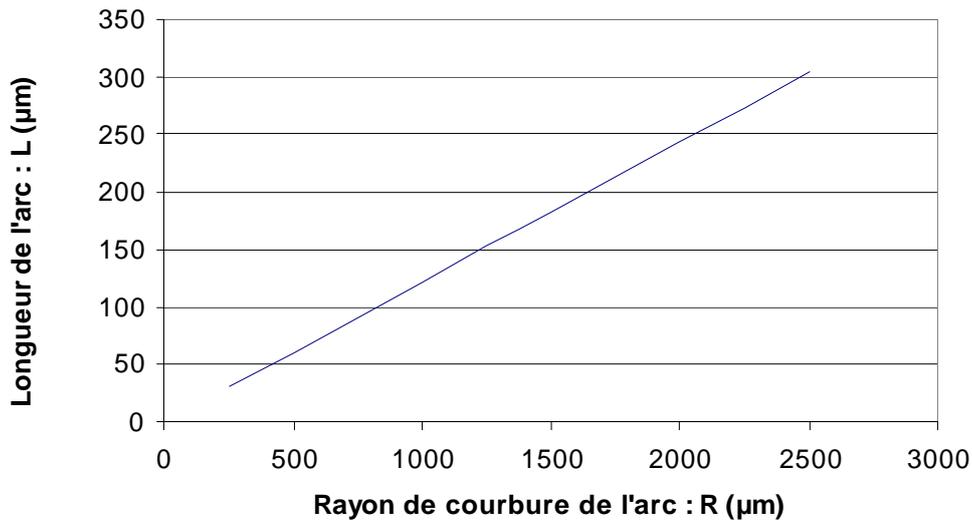


Figure 3-23: Longueur du guide courbe en fonction du rayon de courbure pour un angle fixé à 7° .

Le guide optique possède une largeur de $2,5\mu\text{m}$. Nous réalisons des simulations pour un rayon de courbure variant de $1000\mu\text{m}$ à $6000\mu\text{m}$. La Figure 3-24 représente l'indice effectif du mode se propageant dans le guide de largeur $2,5\mu\text{m}$ en fonction de son rayon de courbure.

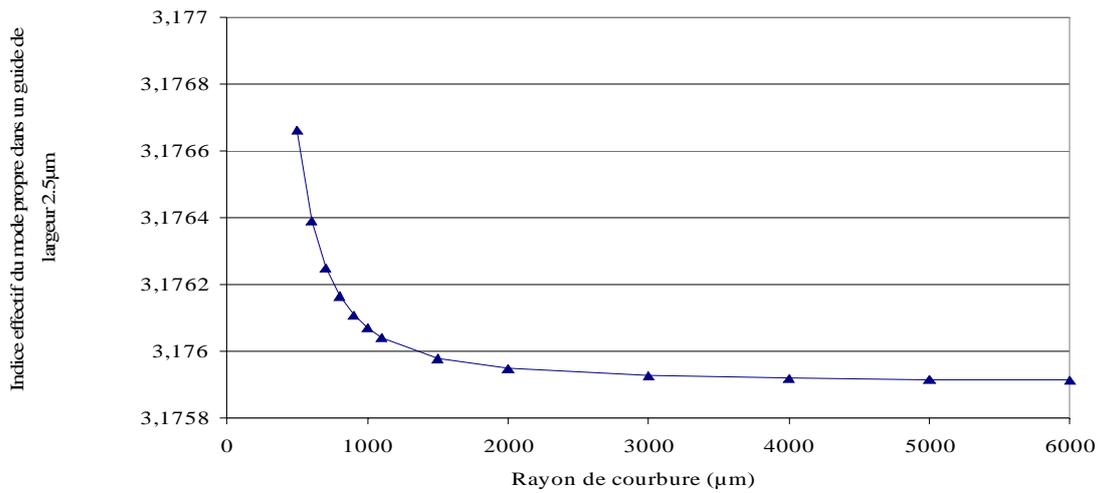


Figure 3-24: Indice effectif du mode dans un guide de largeur 2,5μm en fonction de son rayon de courbure.

La Figure 3-25 représente le champ lors de la propagation dans le guide courbe en fonction du rayon de courbure pour un guide de largeur 2,5μm.

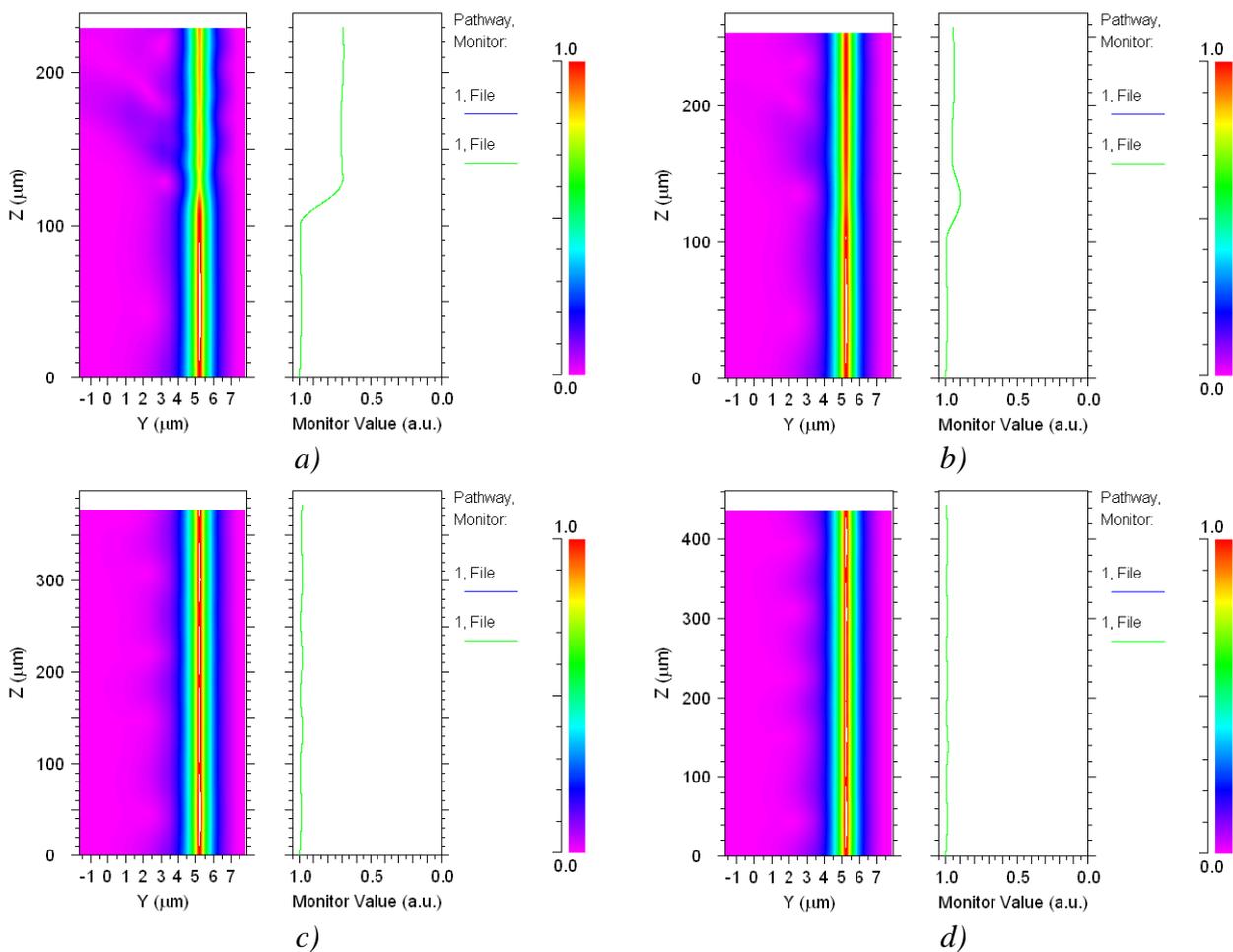


Figure 3-25: Profil et intensité du faisceau pour un rayon de courbure de a) 250μm, b) 500μm, c) 1500μm et d) 2000μm.

La simulation de ce guide courbe montre qu'au delà de 1mm de rayon de courbure, le guide ne perturbe en rien la propagation du faisceau. Nous choisissons une marge de 500 μm sur la valeur de ce rayon de courbure. Sa longueur en est alors de 182 μm (*Figure 3-23*) et la variation d'indice effectif de l'ordre de 10^{-3} (*Figure 3-24*).

6 - Conclusion

Une structure composée d'un laser DFB dont la couche active est composée de boîtes quantiques, suivi d'un guide courbe de 182 μm de long ayant un rayon de courbure de 1500 μm , puis d'un convertisseur de mode de 800 μm de long avec un profil quadratique a été modélisée entièrement de manière à valider les différents résultats obtenus sur les différentes sections séparément (*Figure 3-26*). Il ne s'agit ici que d'une vérification, les profils d'entrée et de sortie des différentes sections ayant toujours été adaptées à cette mise en cascade totale. On peut donc s'attendre à un résultat très peu différent de ceux obtenus jusque maintenant.

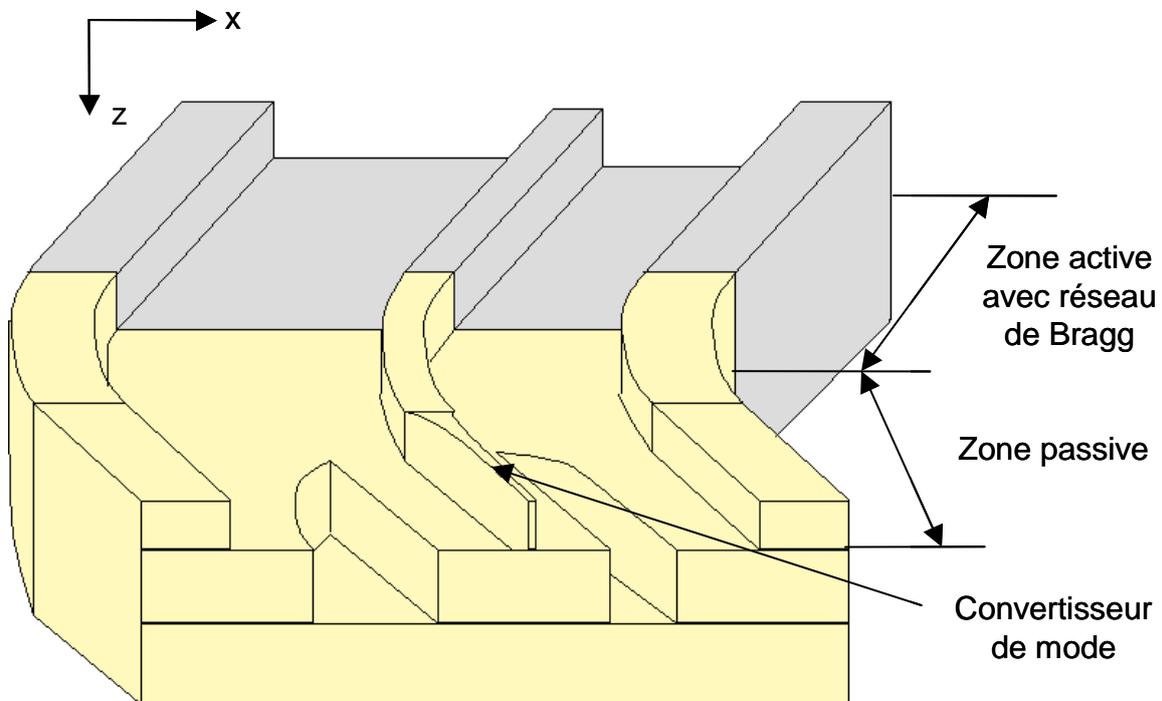


Figure 3-26: Structure globale du composant DFB

La modélisation donne une valeur de divergence horizontale de 11,3° et verticale de 19,2° (*Figure 3-27*).

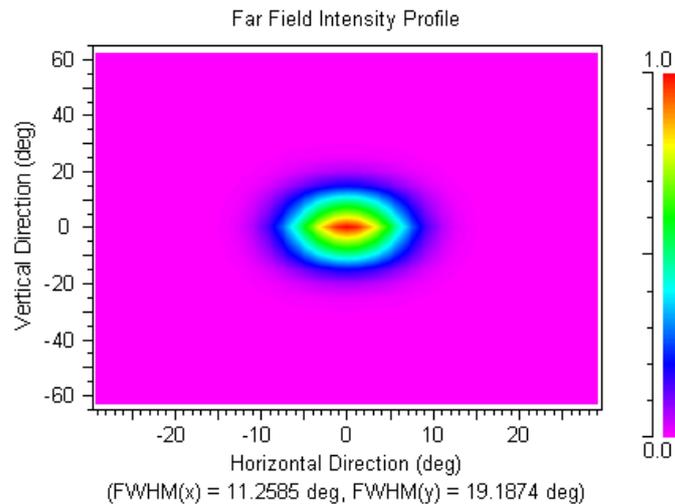


Figure 3-27: Champ lointain du mode de sortie de la structure complète

La *Figure 3-28* montre le profil de champ le long de la propagation. On peut noter que la mise en place de la section courbe ne modifie pas le fonctionnement de la structure de manière significative. Les pertes au niveau du convertisseur se situent autour de 15%.

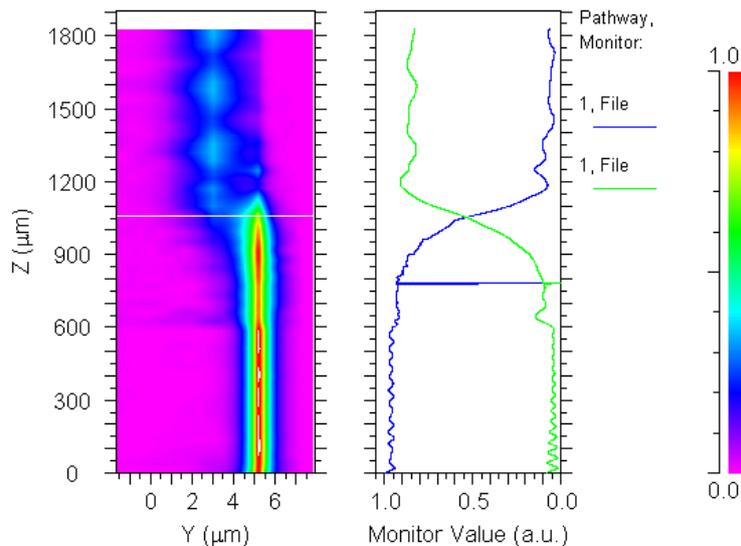


Figure 3-28: Profil d'intensité lors de la propagation dans la structure schématisée en Figure 3-26..

Nous avons donc simulé la structure complète de notre composant, un laser DFB, qu'il soit monomode (1 seule section DFB) ou bi-mode (2 sections DFB) importe peu à ce stade, avec son convertisseur de mode.

L'objectif de divergence de 10° dans les deux directions, parallèlement et perpendiculairement au plan des couches épitaxiées n'a pu être atteint dans les limites géométriques que nous nous étions fixées et pour les structures actives utilisées. Néanmoins, une amélioration notable sur la divergence du faisceau devrait être obtenue.

Bibliographie du Chapitre 3

- [1] "High efficiency, long working distance laser diode to single mode fiber coupling", N. Kalonji, J. Semo, *Electronics Letters*, Vol. 30(11), pp. 892-894, 1994.
- [2] "Near 100% efficient fiber microlenses", H. M. Presby, C. A. Edwards, *Electronics Letters*, Vol. 28(6), pp. 582-584, 1992.
- [3] "Efficient coupling of a semiconductor laser to an optical fiber by means of a tapered waveguide on Si", M. Shani, C. Henry, R.C. Kistler, K. J. Orlowsky, D.A. Ackerman, *Applied Physics Letters*, Vol. 55(23), pp. 2389-2391, 1989.
- [4] "Low-loss fiber coupling to laser diode using 2% silica-based mode field converting waveguide", M. Yanagisawa, H. Terui, Y. Yamada, S. Suzuki, K. Kato, *Technical Digest Fourth Microoptics Conference Eleventh Topical Meeting on Gradient-index Optical Systems*, Kawasaki, Japan, pp. 294-297, 1993.
- [5] "High alignment tolerance coupling scheme for multichannel laser diode/single mode fiber modules using a tapered waveguide array", J.-M. Cheong, J.-W. Seo, Y.-K. Jhee, *Electronics Letters*, Vol. 30(18), pp. 1515-1516, 1994.
- [6] "A very narrow-beam AlGaAs laser with a thin tapered thickness active layer", T. Murakami, K. Ohtaki, H. Matsubara, T. Yamawaki, H. Saito, K. Isshiki, Y. Kokubo, A. Shima, H. Kumabe, W. Susaki, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23(6), pp. 712-719, 1987.
- [7] "Multiwavelength DFB laser array with integrated spot size converter", L. J. Ketelsen, J.A. Grenko, S.K. Spitz, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 36(6), pp.641-648, 2000.
- [8] "Fabrication of butt-coupled SGDBR laser integrated with semiconductor optical amplifier having a lateral tapered waveguide", S. Hwan Oh, K. Hyunsung, *ETRI Journal*, Vol. 27(5), pp. 551-556, 2005.
- [9] "A two step laterally tapered 1.55 μ m SSC DFB laser fabricated by using a nonselective grating process", S.W. Park, C.K. Moon, D.Y. Kim, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16(3), pp., 2004.
- [10] "1.3 μ m InGaP/InAsP MQW lasers with large spot size converter and low loss fiber chip coupling fabricated by a standard buried heterostructure process", N. Bouadma, A. Ougazzaden, M. Kamoun, C. Kazmierki, L. Silvestre, *Electronics Letters*, Vol. 32(17), pp. 1582-1583, 1996
- [11] "Alignment-relaxed 1.55 μ m multiquantum well lasers fabricated using a standard buried heterostructure processes", M.-HShih, F.-S Choa, R. M. Kapre, W. T. Tsang, R. A. Logan, S. N. G. Chu, *Electronics Letters*, Vol. 31(13), pp. 1058-1060, 1995.
- [12] "980nm spread index laser with strain compensated InGaAs/GaAsP/InGaP and 90% fiber coupling efficiency", D. Valhshoori, W. S Hobson, H. Han, J. Lopata, G. E. Henein, J. D. Wynn, J. de Jong, M. L. Schnoes, G. J. Zydzik, *Electronics Letters*, Vol. 32(11), pp. 1007-1008, 1996.

- [13] **"MOVPE- grown (AlGa)As double-barrier multiquantum well (BDMQW) laser diode with low vertical beam divergence"**, A. Malag, W. Strpinski, *Journal of Crystal Growth*, Vol. 170, pp. 408-412, 1997.
- [14] **"Monolithically integrated DBR laser with sample tapered waveguide for low-loss fiber coupling"**, K. Kasaya, Y. Kondo, M. Okamoto, O. Mitomi, M. Naganuma, *Electronics Letters*, Vol.29(23), pp. 2067-2068, 1993.
- [15] **"Diode lasers with cylindrical mirror facets and reduced beam divergence"**, J. N. Walpole, Z. L. Liao, L. J. Missaggia, D. Yap, *Applied Physics Letters*, Vol. 50(18), pp. 1219-1221, 1987.
- [16] **"Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions"**, J. N. Walpole, *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 28, pp. 623-645, 1996.
- [17] **"Semiconductor laser with tapered- rib adiabatic-following fiber coupler for expanded output-mode diameter"**, G. A Vawter, R. E. Smith, H. Hou, J. R. Wendt, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 9, pp. 425-427, 1997.
- [18] **"High responsivity integrated tapered waveguide PIN photodiode"**, J. G. Bauer, M. Schier, G. Ebbinghaus, *Proceedings of 19th European. Conference on. Optical Communication (ECOC '93)*, pp. 277-280, 1993
- [19] **"Laterally tapered Inp-InGaAsP waveguides for low-loss chip-to-fiber butt coupling: a comparison of different configurations"**, R. Zengerle, O. Leminger, W. Weiershausen, K. Faltin, B. Hübner, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 7, pp. 532-534, 1995.
- [20] **"InGaAlAs/InAlAs multiple quantum well phase modulator integrated with spot size conversion structure"**, Y. Yoshimoto, K. Kawano, Y. Hasumi, T. Takeuchi, S. Kondo, Y. Noguchi, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 6, pp. 208-210, 1994.
- [21] **"2x2 inGaAlAs/InAlAs multiquantum-well (MQW) directionnal coupler waveguide switch modules with spot size convertors"**, K. Kawano, M. Kohtoku, N. Yoshimoto, S. Sekine, Y. Noguchi, *Electronics Letters*, Vol. 30, pp. 353-354, 1994.
- [22] **"Laser diodes monolithically integrated with spot size converters fabricated on 2 inch InP substrates"**, M. Wada, M. Kohtoku, K. Kawano, S. Kondo, Y. Tohmori, Y. Kondo, K. Kishi, Y. Sakai, I. Kotaka, Y. Noguchi, Y. Itaya, *Electronics Letters*, Vol. 31(15), pp. 1252-1254, 1995.
- [23] **"Simple and low-loss fiber-to-chip coupling by integrated field -matching waveguide in InP"** T. Schwander, S. Fischer, A. Kramer, M. Laich, K. Luksic, G. Spatschek, M. Warth, *Electronics Letters*, Vol.29(4), p. 326-328, 1993.
- [24] **" InGaAsP/InP strained MQW laser with integrated modesize converter using the shadow masked growth technique"**, I. Moerman, M. D'Hondt, W. Vanderbauwhede, P. Van Daele, P. Demeester, W. Hunziker, *Electronics Letters*, Vol. 31, pp. 452-454, 1995.
- [25] **"Integrated optical modeshape adapters in InGaAsP/InP for efficient fiber-to-waveguide coupling"**, T. Brenner, H. Melchior, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 50, pp. 1053-1056, 1993.

- [26] **"Vertical InP/InGaAsP tapers for low-loss optical fiber waveguide coupling"**, T. Brenner, W. Hunziker, M. Smit, M. Bachmann, G. Guekos, H. Melchior, *Electronics Letters*, Vol. 28(22), pp. 2040–2041, 1992.
- [27] **"Vertically tapered spot size transformers by a simple masking technique"**, B. Jacobs, R. Zengerle, K. Faltin, W. Weiershausen, *Electronics Letters*, Vol. 31(10), pp. 794–796, 1995.
- [28] **"Tapered In/InGaAsP waveguide structure for efficient fiber-chip coupling"** G. Muller, B. Stegmüller, H. Westermeier, G. Wenger, *Electronics Letters*, Vol. 27(20), pp. 1836–1838, 1991.
- [29] **"Integrated optic mode-size tapers by selective organometallic chemical vapor deposition of InGaAsP/InP"**, R. J. Deri, C. Caneau, E. Colas, L. M. Schiavone, N. C. Andreadakis, G. H. Song, E. C. M. Pennings, *Applied Physics. Letters*, Vol. 61(8), pp. 952–954, 1992.
- [30] **"Spot size convertors using InP/InAlAs multi quantum well waveguides for low-loss singlemode fiber coupling"**, N. Yoshimoto, K. Kawano, H. Takeuchi, S. Kondo, Y. Noguchi, *Electronics Letters*, Vol. 28(17), pp. 1610–1611, 1992.
- [31] **"Design and fabrication of monolithic optical spot size transformers (MOST's) for highly efficient fiber-chip coupling"** G. Wenger, L. Stoll, B. Weiss, M. Schienle, R. Müller-Nawrath, S. Eichinger, J. Müller, B. Acklin, G. Muller, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, pp. 1782–1790, 1994.
- [32] **"Ridge Laser with Spot-Size Converter in a Single Epitaxial Step for High Coupling Efficiency to Single-Mode Fibers"** H. Bissessur, C. Graver, O. Le Gouezigou, G. Michaud, F. Gaborit, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 10(9), pp. 1235–1237, 1998.
- [33] <http://www.rsoftdesign.com/>

Chapitre 4

Procédé technologique de fabrication

Nous reportons ici les principales étapes du processus de fabrication. J'ai participé à celui-ci lors de différents "runs" de fabrication de plaques lasers.

Il faut toutefois noter que, comme spécifié dans l'introduction générale, cette fabrication a eu lieu au sein d'Alcatel-Thales III-VLab. Le but étant ici de réaliser des lasers bi-modes, il ne s'agissait en aucun cas de développer une technologie à part entière mais de modifier un processus déjà validé industriellement sur des structures DFB ou DBR. Ceci apporte un avantage non négligeable de partir d'une technologie éprouvée mais aussi quelques contraintes car nous devons arriver en fin de réalisation à un procédé lui aussi industriel, ce qui amène à une connaissance totale des procédés existants afin d'une part de définir des solutions réalistes et d'autre part d'obtenir un processus validé en fin de parcours.

Nous ne donnons dans ce chapitre que les éléments essentiels permettant de prendre en compte l'ensemble des connaissances des procédés de fabrication qu'il a ainsi fallu acquérir afin de développer et insérer les modifications apportés par nos processus dans le procédé global de fabrication. De nombreux détails de fabrication ne sont, par ailleurs, pas mentionnés, ceci n'entache en rien la compréhension du procédé dans son ensemble et préserve la confidentialité de celui-ci.

1 - Structures épitaxiales

Les composants seront réalisés avec deux types de couche active: la première à base de puits quantiques et la seconde à base de boîtes quantiques. Toutes les structures sont épitaxiées sur un substrat InP dopé N.

1.1 - Description de la structure à puits quantiques

La composition de l'épitaxie est la suivante (les principales couches sont reportées, le détail complet en est donné dans le *Tableau 4-I*):

- une couche d'InP de type N, cette couche constitue une partie du confinement inférieur du guide passif ainsi que de la zone N de la diode,
- une couche de quaternaire GaInAsP, sa composition est choisie de manière à ce que son indice soit inférieur à celui de la zone active. Cette couche constitue le cœur du guide passif,
- une couche d'InP, cette couche constitue le confinement supérieur du guide passif, le confinement inférieur du guide passif
- la zone active, constituée d'une succession de couches de matériaux quaternaires GaInAsP de composition différente réalisant un ensemble puits/barrières. La composition des puits est choisie afin de faire correspondre leur transition à la longueur d'onde désirée pour l'émission laser (1,55 μ m dans notre cas). Le matériau utilisé pour les barrières est le même que celui utilisé pour les couches de confinement,
- une couche de quaternaire GaInAsP dans laquelle seront gravés les réseaux,
- une succession de couches d'InP réalisant le confinement supérieur du guide actif.
- Une couche de GaInAsP et GaInAs fortement dopées P pour la réalisation du contact.

N° Couche	Fonction	Alliage
1		InP
2	SCH	GaInAsP
3		InP
4	SCH	GaInAsP
5	puits	GaInAsP
6	barrières	GaInAsP
7	SCH	GaInAsP
8	InP top	InP
9	réseau	GaInAsP
10	InP top	InP
11	ridge	InP
12	ridge	InP + pulse B
13	ridge	InP
14	ridge	InP
15	ridge	InP
16	contact	GaInAsP
17	contact	GaInAs

Tableau 4-I: Structure complète de l'épitaxie pour une structure à puits quantiques

1.2 - Description de la structure à boîtes quantiques

Cette structure ne diffère de la précédente que par la composition de la couche active, ici composée de boîtes quantiques. La croissance des boîtes est faite afin d'en faire correspondre l'émission à la longueur d'onde de $1,55\mu\text{m}$. Nous ne détaillerons pas ici le procédé d'élaboration de ces boîtes, qui ne fait pas partie de mon travail. Le détail complet de la structure épitaxiale est donné dans le *Tableau 4-II*.

N° Couche	Fonction	Alliage
1		InP
2	SCH	GaInAsP
3		InP
4	SCH	InGaAsP
5	Barrière	InGaAsP
6	QD	
7	Barrière	InGaAsP
8	SCH	InGaAsP
9	InP top	InP
10	réseau	GaInAsP
11	InP top	InP
12	ridge	InP
13	ridge	InP + pulse B
14	ridge	InP
15	ridge	InP
16	ridge	InP
17	contact	GaInAsP
18	contact	GaInAs

Tableau 4-II: Structure complète de l'épitaxie pour une structure à boîtes quantiques

2 - Procédé technologique global

Bien que nous ayons vu (Chapitre 3) qu'il était possible de réaliser le convertisseur de mode en gardant la même structure épitaxiale tout au long du composant, la diminution des pertes de conversion amène à deux solutions:

- soit ajouter une électrode afin d'amener cette portion de composant à la transparence et de diminuer ainsi l'absorption de la couche constituant le cœur du guide optique actif,
- soit remplacer le cœur du guide optique actif par une couche de matériau d'indice élevé mais transparent à la longueur d'onde de fonctionnement.

Les grandes étapes du procédé technologique de fabrication sont les suivantes:

- croissance épitaxiale de la structure active,
- réalisation de l'aboutement "butt-joint": il s'agit ici d'ôter la couche active sur la partie correspondant au convertisseur de mode et de la remplacer par un matériau transparent. Cette opération doit être parfaitement maîtrisée pour, d'une part, respecter l'alignement vertical des différentes couches afin de réaliser la structure modélisée et, d'autre part, présenter le moins de défauts possibles au niveau du couplage en bout ("butt-joint") afin de minimiser les pertes par diffusion à ce niveau. Cette étape consiste donc à une étape de gravure suivie d'une reprise d'épitaxie,
- réalisation des réseaux de Bragg,
- reprise sur réseaux,

- définition du ruban et du convertisseur de mode,
- isolation par implantation,
- dépôt de la passivation,
- planarisation par dépôt de BCB,
- reprise des contacts électriques (contact P),
- amincissement de la plaque à 120µm,
- métallisation de la face arrière (contact N).

3 - Détail du procédé technologique

La première phase consiste à faire croître l'empilement des couches jusque la zone active (voir *Tableaux 4-I et 4-II*). Nous ne détaillerons pas cette phase, qui ne fait pas partie de notre travail. Le wafer de départ est donc un substrat InP 2" sur lequel la structure épitaxiale jusqu'au niveau de la couche active, qu'elle soit à base de puits ou boîtes quantiques, a été déposée.

3.1 - Réalisation de l'aboutement "butt joint"

La première étape consiste à réaliser les caissons "butt-joint" afin de réaliser les deux zones qui vont se trouver sur le substrat, celle du laser (zone active) et celle du convertisseur de modes (zone passive). Comme explicité juste ci-dessus, par l'épitaxie réalisée, le wafer est totalement recouvert à ce stade de l'empilement nécessaire à la réalisation de la zone active. Il faut donc retirer une partie de celle-ci aux endroits où seront réalisés les convertisseurs de mode et insérer l'empilement de couches adéquat. Etant donné qu'il doit y avoir continuité du guide optique au niveau du cœur de la couche active, cette opération est dénommée couplage en bout, ou plus communément "butt-joint" par sa dénomination anglo-saxonne. Cet aboutement va permettre de réaliser une jonction entre un cœur de guide actif composé d'un matériau quantique (puits ou boîtes) et celui d'un guide passif composé d'un matériau quaternaire transparent à la longueur d'onde de travail.

La *Figure 4-1* montre une vue schématique (et idéale) de l'aboutement des zones active et passive que nous désirons réaliser.

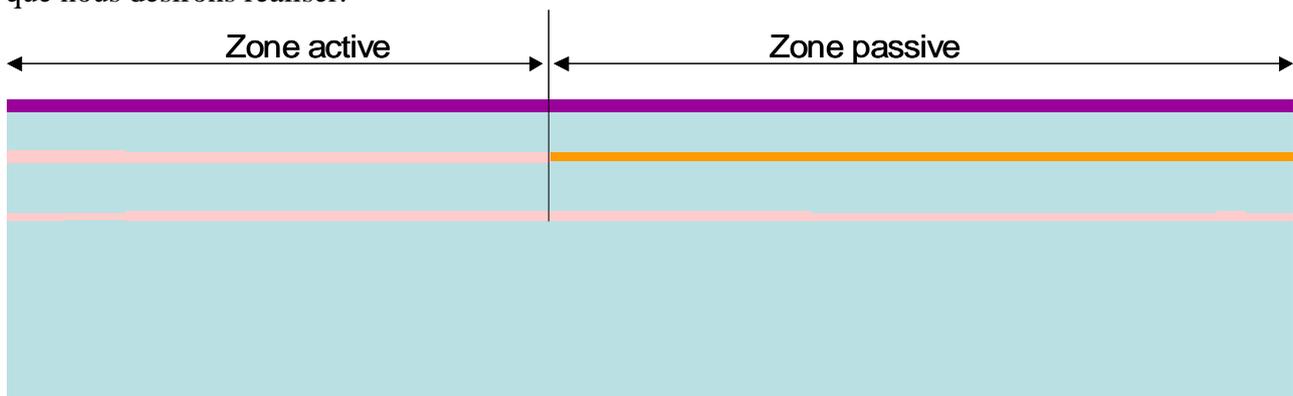


Figure 4-1: Vue schématique du résultat du procédé "butt-joint".

3.1.1 - Définition du caisson de reprise d'épitaxie

Ce procédé comporte 5 étapes principales:

La première étape consiste à nettoyer le substrat avec un bain d'acide sulfurique (H_2SO_4) de quelques minutes suivi d'un rinçage à l'EDI de plusieurs minutes. Pour définir les deux zones sur le substrat, un masque diélectrique de silice est déposé sur toute la surface du substrat (*Figure 4-2a*).

La définition de la zone du caisson est réalisée par une lithographie optique. Pour ce faire, une couche de résine est déposée puis recuite. La résine est ensuite insolée puis développée (*Figure 4-2b*).

Une gravure RIE du masque de silice est ensuite réalisée (*Figure 4-2c*).

Le masque en résine est alors enlevé par un nettoyage au spray acétone suivi d'un plasma oxygène de plusieurs minutes (*Figure 4-2d*).

Les différentes couches d'InP et la couche active sont gravées par une technique ICP. Cette gravure devra être arrêtée après le passage de la couche active (*Figure 4-2e*).

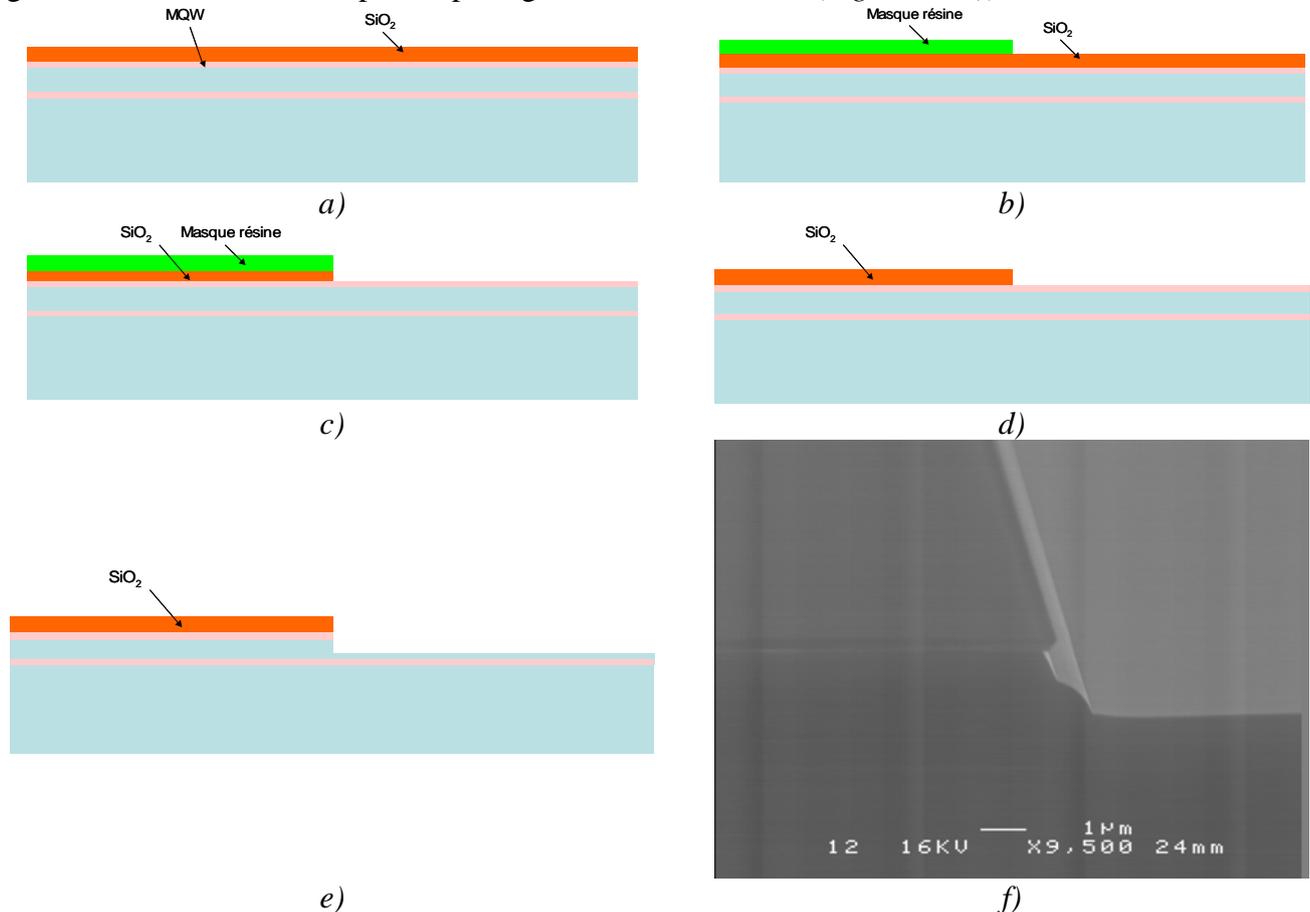


Figure 4-2: Procédé de réalisation du caisson de reprise d'épitaxie nécessaire au "butt-joint" des zones active (laser) et passive (convertisseur de modes) du composant:

- a) dépôt du diélectrique qui servira de masque de gravure*
- b) étape de lithographie pour délimitation des surfaces*
- c) transfert du masque de résine vers le masque en silice*
- d) retrait du masque en résine*
- e) gravure du caisson*
- f) photo MEB du caisson*

Une fois la gravure ICP du caisson terminée, une restauration à base d'une solution bromée (HBr, H₂O₂, H₂O) est réalisée. Cette étape permet d'obtenir un masque en forme de "casquette" dont la partie supérieure est réalisé par le film de silice, des flancs de gravure inclinés et une gravure de la couche d'InP sur quelques centaines de nanomètres avec un fond de gravure propre. Si ces conditions ne sont pas respectées, la reprise d'épitaxie de l'étape suivante ne pourra se faire dans les conditions optimales. La *Figure 4-2f*) montre une image MEB du caisson, une fois le procédé complet terminé.

3.1.2 - Reprise d'épitaxie

Cette reprise d'épitaxie à pour rôle de réaliser l'empilement de couches nécessaire à la

réalisation de la zone passive (convertisseur de mode), à savoir, pour les principales (détail complet en *Tableau 4-III*):

- Une couche d'InP d'une épaisseur de quelques centaines de nanomètres de type N. Cette couche sert principalement à aligner les cœurs des guides de la zone active et de la zone passive. On doit donc connaître précisément, à cette étape, la profondeur du caisson de manière à aligner le plus parfaitement possible ces deux cœurs.
- Un cœur de guide qui est constitué d'une couche de matériau quaternaire (GaInAsP_{1,17μm}), non dopé d'une épaisseur proche de la couche active constituant le cœur de la zone active (en fait, son épaisseur est calculée de manière à obtenir la plus faible rupture au niveau de l'indice effectif du mode se propageant dans la structure),
- Une couche de quaternaire GaInAsP d'une centaine de nanomètres dans laquelle seront gravés les réseaux de diffraction.

N° Couche	Fonction	Alliage
0	buffer	InP
1	guide	GaInAsP
2	spacer	InP
3	réseau	GaInAsP
4	InP top	InP

Tableau 4-III: Couches constituant la reprise d'épitaxie pour la réalisation de la zone passive

La *Figure 4-3* montre une coupe transversale du "butt-joint" après la reprise. Sur la partie gauche on distingue la zone active, composée des puits (ou boîtes) quantiques, et sur la droite, la partie passive dont la couche guidante est réalisée en matériau quaternaire de longueur d'onde de coupure 1,17μm. La zone active est encore protégée par le masque en SiO₂ qui, lors de la reprise d'épitaxie, s'est recouvert de matériau polycristallin. Le surplomb ("casquette") existant au niveau de ce masque en SiO₂ (voir §3.1.1) permet de laisser une zone sans dépôt, par laquelle une attaque chimique ultérieure permettra de le retirer ainsi que le matériau polycristallin par une technique de "lift-off".

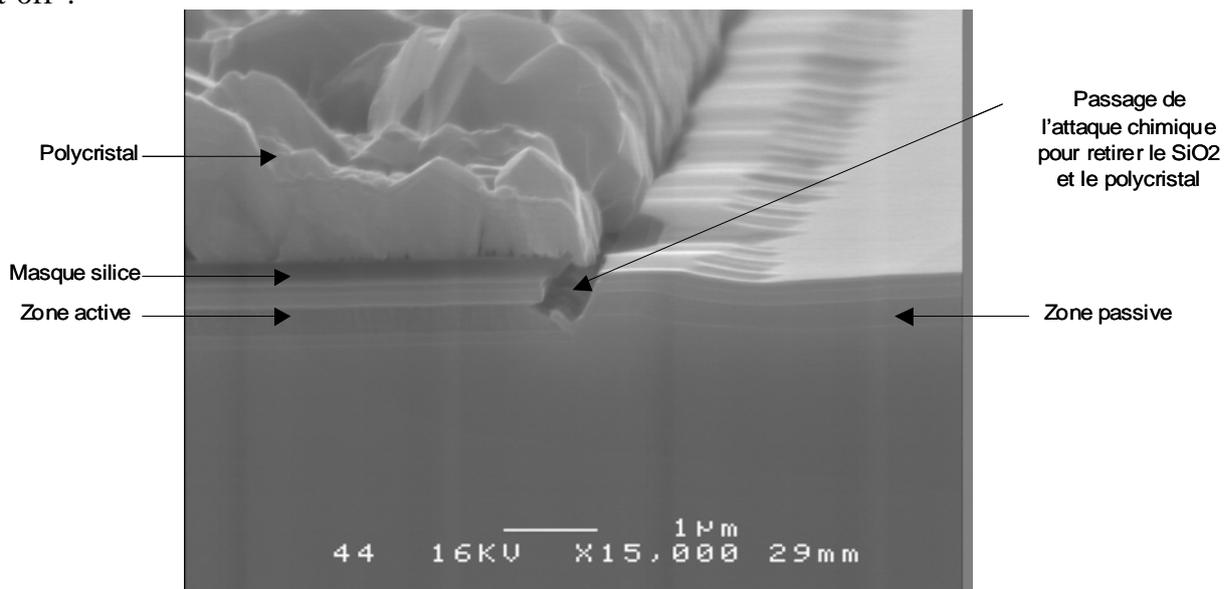


Figure 4-3: Photo MEB après la reprise « butt-joint »

Une vue schématique de la structure, après cette étape, est représentée en *Figure 4-4*.

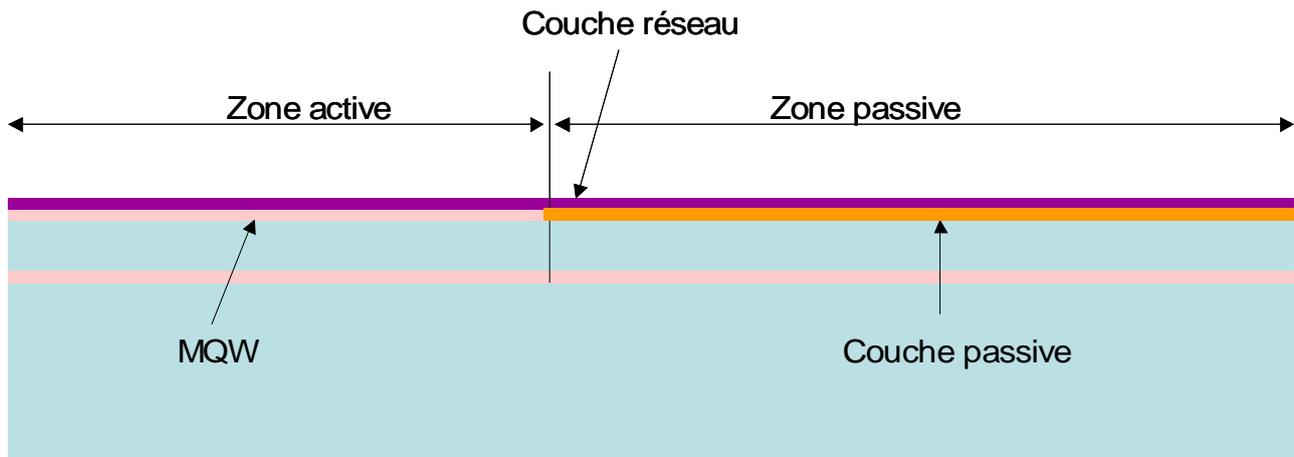


Figure 4-4: Vue schématique de la structure épitaxiale après la réalisation du caisson

3.2 - Réalisation des réseaux de Bragg

La technique utilisée ici est la technique validée au sein du III-VLab, on la retrouve décrite au Chapitre 2. Elle consiste en l'utilisation d'un masque intermédiaire en nitrure de silicium employé conjointement avec une écriture électronique. Nous ne détaillerons pas cette étape ici, le lecteur en trouvera la description précise dans le Chapitre 2. Nous allons juste en donner le cheminement général ainsi que son intégration dans le procédé global de fabrication.

3.2.1 - Inscription des réseaux de Bragg

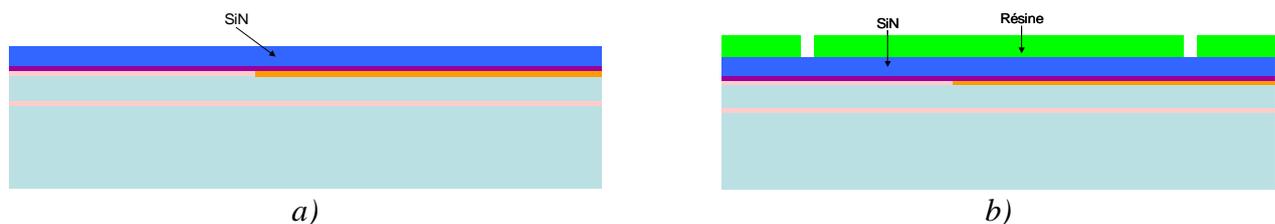
Par rapport à ce qui est présenté au Chapitre 2, nous devons insérer ici une étape intermédiaire permettant de localiser les réseaux au bon endroit, le wafer étant déjà structuré par l'étape précédente. Pour ce faire, nous devons réaliser dans un premier temps des motifs d'alignement qui vont permettre par la suite d'aligner la lithographie électronique sur les motifs réalisés précédemment. Pour cela, un masque a été réalisé en déposant un matériaux diélectrique sur la totalité de la plaque (Figure 4-5a)).

Une étape de lithographie optique définit les motifs d'alignement (carrés de 20 μm de coté). Cette étape est classique (enduction de résine, insolation. et développement) (Figure 4-5b)).

Le masque de résine est alors transféré dans le masque de nitrure par gravure RIE. La résine est enlevée par un nettoyage acétone et par un plasma O_2 de plusieurs minutes (Figure 4-5c)).

Une gravure ICP de quelques minutes permet de transférer les motifs d'alignement dans le matériau semiconducteur. Le masque de diélectrique est supprimé par un bain HF de quelques minutes (Figure 4-5d)).

Les réseaux de Bragg sont réalisés par lithographie électronique avec un masque intermédiaire en diélectrique (se reporter au Chapitre 2 pour le détail de réalisation). Ils sont réalisés dans les zones actives des composants, l'alignement du masquage électronique se fait grâce aux motifs qui viennent d'être réalisés (Figure 4-5e)).



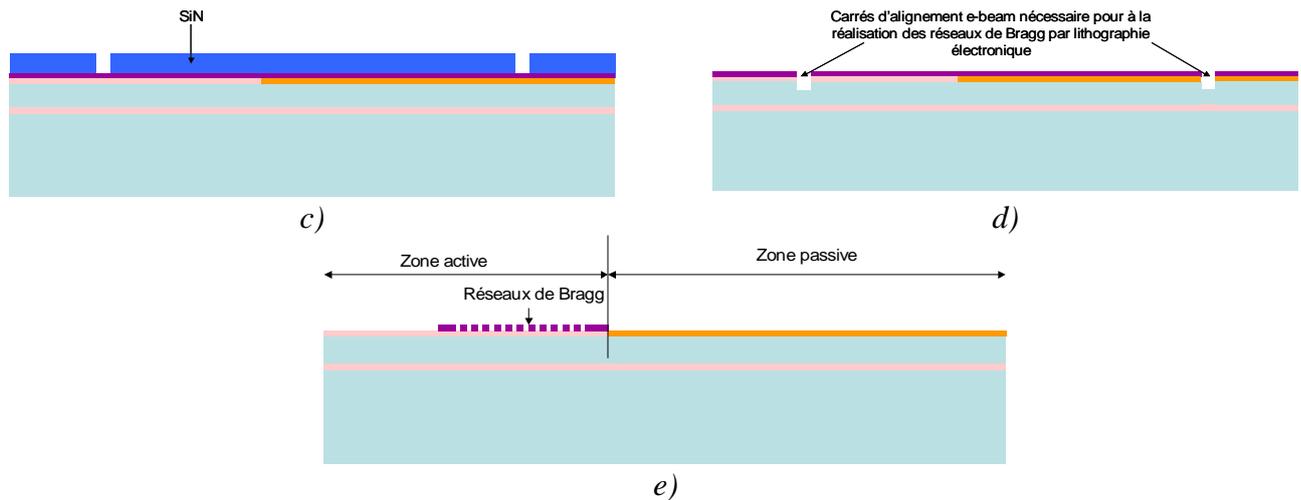


Figure 4-5: Procédé de réalisation du caisson de reprise d'épitaxie nécessaires pour la réalisation du "butt-joint" des zones active (laser) et passive (convertisseur de modes) du composant:

- a) dépôt du diélectrique pour la réalisation des motifs d'alignement*
- b) insolation du masque en résine*
- c) transfert du masque sur le nitrure*
- d) transfert dans le semiconducteur*
- e) réalisation des réseaux (voir Chapitre 2)*

3.2.2 - Reprise sur réseaux

Cette reprise (*Tableau 4-IV*) consiste à faire croître sur l'échantillon les dernières couches dont nous avons besoin pour finaliser la structure laser. La couche de GaInAsP sert par la suite de couche d'arrêt pour les gravures du ruban et des espaces interélectrodes. Cette épitaxie se termine par le dépôt de couches de contact fortement dopées P.

N° Couche	Fonction	Alliage
1	buffer	InP
2	pulse Be	InP
3	spacer	InP
4	InP top	InP
5	InP top	InP
6	contact	GaInAsP
7	contact	InGaAs

Tableau 4-IV: Couches constituant la reprise d'épitaxie pour la réalisation de la structure laser

La *Figure 4-6* représente une vue en coupe schématisique d'un composant à l'issue de cette étape. L'ensemble du wafer est maintenant prêt à subir les étapes de définition des structures laser et du convertisseur de mode. Comme nous le voyons, plusieurs étapes technologiques et deux reprises d'épitaxie ont été nécessaires pour y arriver.

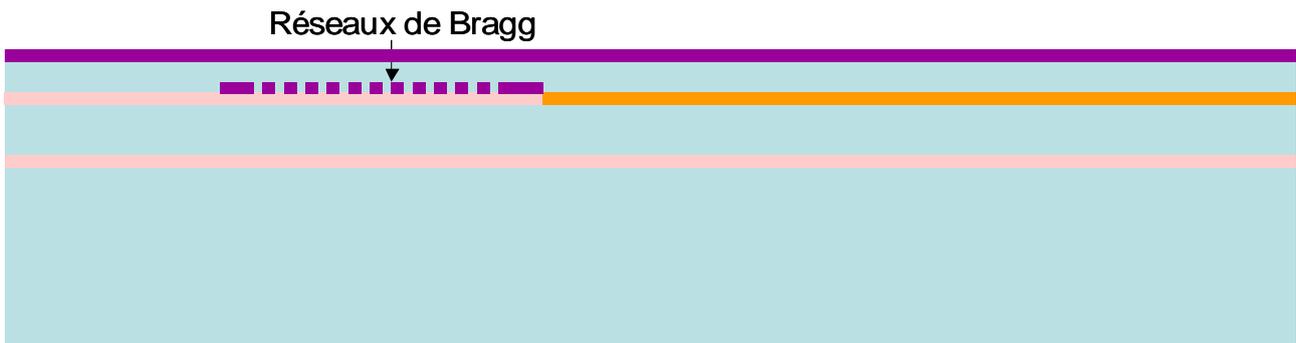


Figure 4-6: Vue en coupe schématique à l'issue des deux reprises d'épitaxie et des différents procédés technologiques associés. Le wafer comprend des zones actives (à gauche de la figure) incorporant les couches actives (boîtes ou puits) et les réseaux de Bragg dédiés à la fabrication des lasers DFB bi-modes et des zones passives (à droite de la figure) dédiées à celle des convertisseurs de mode.

3.3 - Définition du ruban et de la tranchée profonde

A partir du wafer "préparé" (Figure 4-6), nous allons maintenant définir la structure guidante.

Deux parties principales constituent cette définition du guide optique:

- la première consiste en la réalisation du ruban, intégrant la structure laser et celle du convertisseur de mode. Pour ce faire, une gravure auto-alignée est réalisée en se servant du contact métallique de l'électrode P comme masque de gravure.
- la seconde consiste en la réalisation d'une gravure profonde, dans la zone du convertisseur de mode, de part et d'autre du ruban afin d'éviter toute propagation optique parasite de type planaire dans la couche guidante de quaternaire GaInAsP. Les couches de quaternaire ainsi que la couche d'InP sous-jacente sont alors gravées.

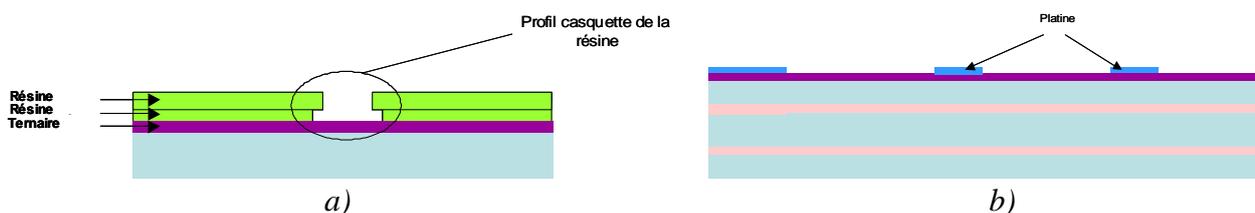
Trois principales étapes constituent la première partie (Figure 4-7: définition du ruban):

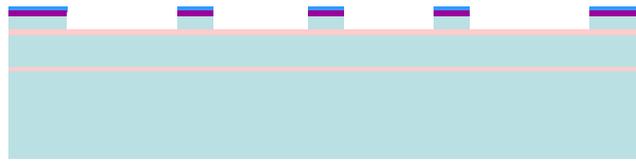
Étape 1: L'électrode supérieure est déposée par un procédé "lift-off" usuel au sein du III-VLab. Un film bi-couche de résine est réalisé

L'insolation du film et sa révélation permettent d'obtenir le profil "casquette" requis pour le dépôt métallique (Figure 4-7a).

Étape 2: Le dépôt d'un film de platine. Un lift-off est réalisé avec un spray acétone suivi d'un recuit flash pour assurer le contact ohmique par alliage du platine avec la couche de GaInAs. Cette électrode de platine va servir de masque pour définir la largeur du ruban par gravure autoalignée (Figure 4-7b)).

Étape 3: Dans les zones non protégées par le film métallique, la gravure des couches superficielles (couches 4 à 7 du Tableau 4-IV) est faite par usinage ionique réactif avec une chimie méthane/hydrogène (CH₄/H₂). Suite à la gravure, un nettoyage par plasma O₂ est réalisé pendant plusieurs minutes pour nettoyer l'échantillon de tout résidu de résine (Figure 4-7c)).





c)

Figure 4-7: Réalisation du guide ruban

- a) définition d'un profil de résine de type "casquette" pour la réalisation de l'électrode de type P
- b) métallisation de l'électrode supérieure de type P
- c) gravure auto-alignée sur l'électrode du ruban

La seconde partie comporte deux principales étapes (*Figure 4-8*: définition de la tranchée profonde):

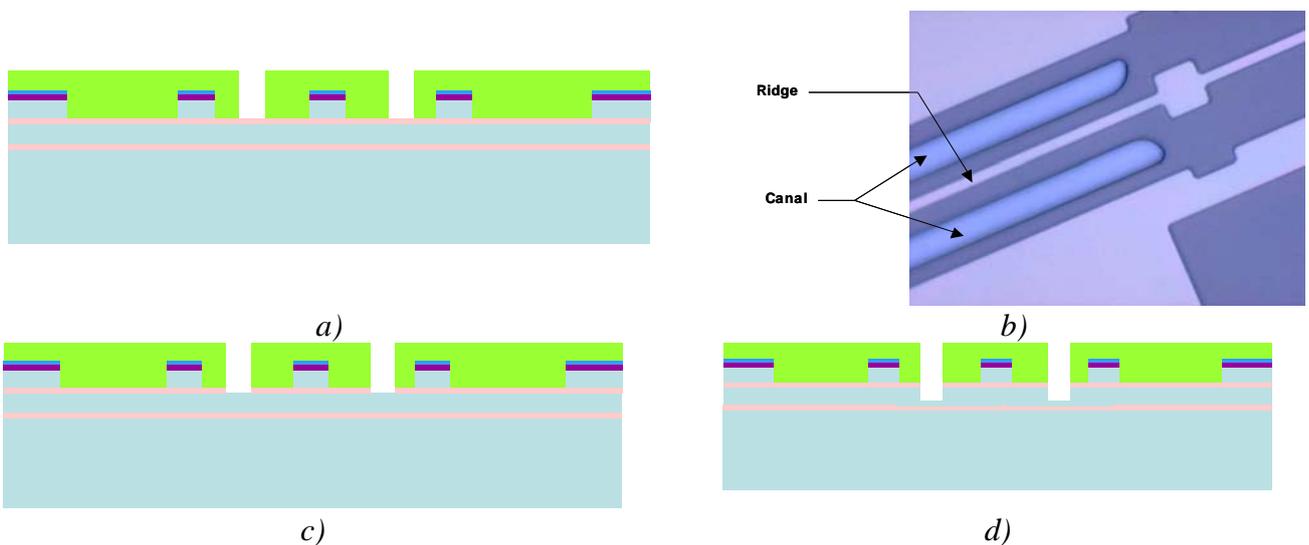
Étape 1: Cette tranchée profonde est en fait réalisée par la gravure de canaux situés de part et d'autre du ruban. Pour réaliser ces canaux, un masque de résine sera utilisé. Il est composé d'un film résine épais; le masque de gravure n'étant constitué que de résine, une épaisseur suffisante est nécessaire pour résister à la durée du plasma de gravure.

Après exposition et révélation, le masque de gravure est prêt (*Figures 4-8a*) et *4-8b*)).

Étape 2: L'InP dopé P et la couche active (puits ou boîtes quantiques) doivent être gravées; trois gravures successives sont alors faites:

- une gravure RIE est utilisée pour graver le matériau jusque la couche active (*Figure 4-8c*),
- une gravure ICP est utilisée pour graver la couche d'InP (*Figure 4-8d*),
- une gravure chimique sélective d' H_3PO_4/HCl est utilisée en dernier lieu pour terminer la gravure de la couche d'InP. Cette solution est sélective sur la couche de GaInAsP qui sert alors de couche d'arrêt (*Figure 4-8e*)*haut*)). Un nettoyage par plasma O_2 est réalisé pour supprimer la résine présente sur l'échantillon (*Figure 4-8e*)*bas*)).

La *Figure 4-8f*) montre une image au microscope à balayage électronique du ruban de la tranchée profonde au niveau de la jonction "butt-joint".



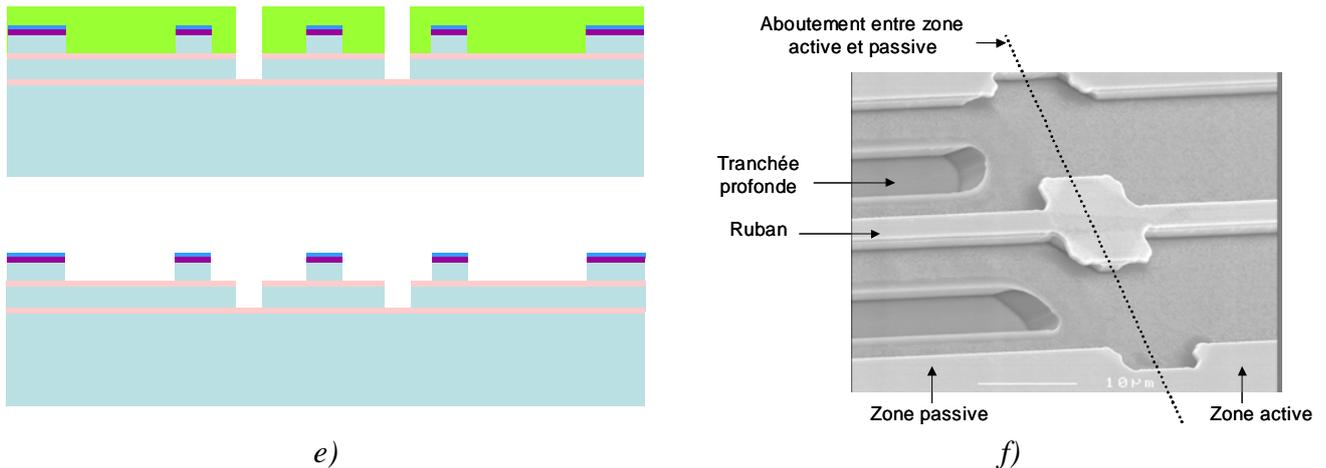


Figure 4-8: Réalisation de la structure de confinement de la zone du convertisseur
a) définition d'un profil de résine pour la gravure profonde
b) photographie (microscope optique) du masque de résine
c) 1^{ère} étape de gravure (RIE)
d) 2^{ème} étape de gravure (ICP)
e) 3^{ème} étape de gravure (chimie)(bas: après retrait du masque résine)
f) photographie (microscope électronique) de la tranchée d'isolation

La *Figure 4-9* représente une observation au microscope optique du ruban après la gravure chimique. On remarque que la pointe du convertisseur de mode a reculé. Ceci est lié à une sous gravure du ruban lors de la gravure chimique, sous-gravure qui peut être observée sur la *Figure 4-8f*). Ce recul de la pointe n'est pas gênant pour le fonctionnement du convertisseur de mode car comme nous l'avons vu précédemment, un convertisseur de mode avec une pointe apporte une divergence du faisceau plus faible (cette solution avait été néanmoins écartée suite aux interrogations qu'elle suscite au niveau de sa réalisation!)

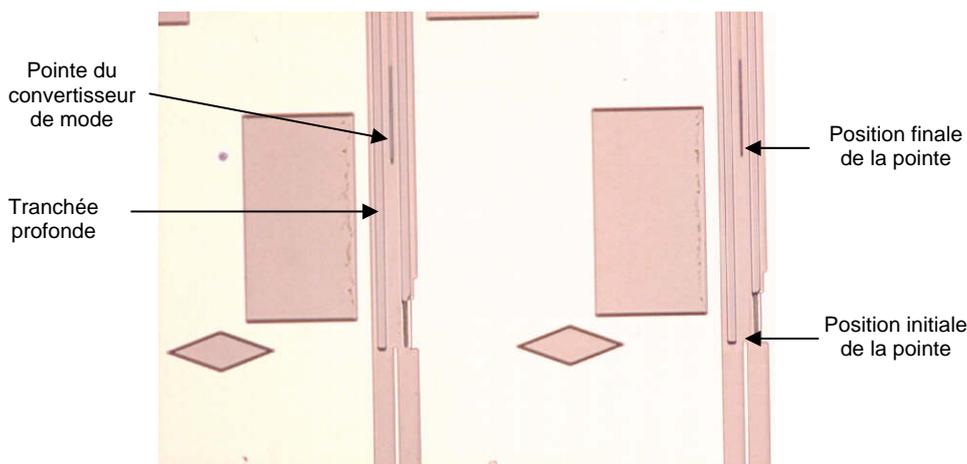


Figure 4-9: Observation au microscope optique du ruban, de la tranchée profonde et du convertisseur de mode

3.4 - Séparation des électrodes

La méthode consiste à enlever localement la couche de contact (platine déposé en §3.3) déposée sur le ruban (ou plus correctement qui a servi à réaliser la gravure auto-alignée de celui-ci) afin de délimiter les zones où seront présentes les électrodes par la suite. La définition de ces zones inter-électrodes est réalisée par un usinage ionique en utilisant un masque résine.

Le nombre d'étapes de cette partie du procédé de fabrication est donc limité. Une étape de lithographie permet de définir les zones de gravure (*Figure 4-10a*).

Un usinage ionique permet de graver la couche de platine et les couches de contact fortement dopées (*Figure 4-10b*).

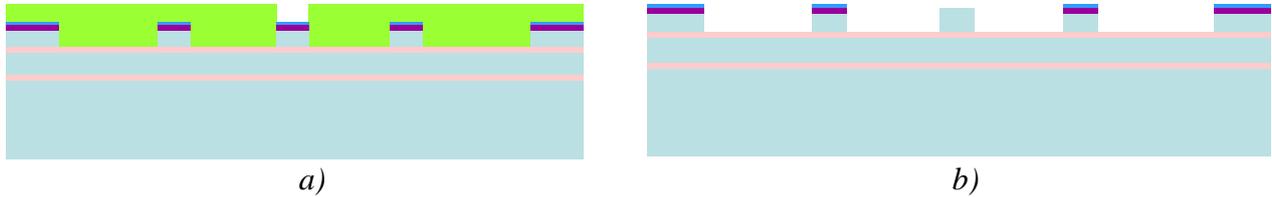


Figure 4-10: gravure des zones inter-électrodes
 a) réalisation du masque
 b) usinage ionique

3.5 - Implantation de protons

Afin de limiter la zone d'injection de porteurs et de minimiser ainsi les courants de fuite, une implantation de protons est réalisée de chaque côté du ruban. Le ruban est protégé au préalable par un masque de résine épaisse. La plaque est alors soumise à un bombardement d'ions H⁺ qui a pour effet de désorganiser la structure cristalline des matériaux qui y sont soumis, les rendant ainsi isolants ou tout au moins fortement résistifs.

Un masque de résine épaisse est réalisé (*Figure.4-11a*). Ce masque couvre la zone inter-électrodes précédemment définie.

L'implantation ionique a lieu alors pleine plaque. Le masque de résine est retiré par plasma O₂ (*Figure.4-11b*).

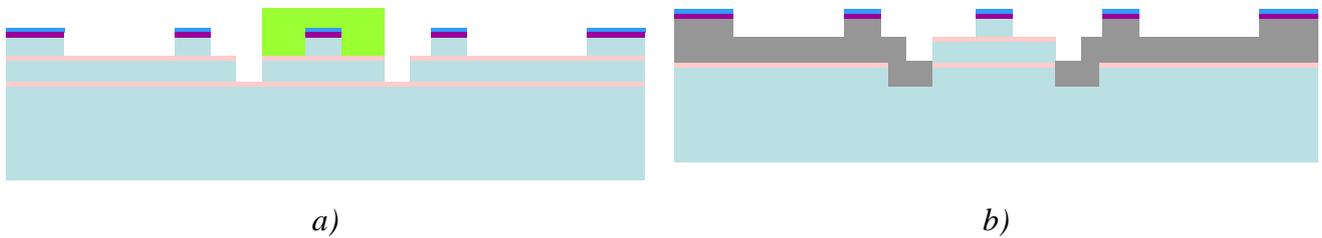


Figure 4-11: implantation de la plaque
 a) définition du masque d'implantation
 b) structure implantée

3.6 - Planarisation de la surface

Nous choisissons un polymère de type benzocyclobutène, plus communément appelé BCB, car il possède une grande stabilité thermique (T_g=350°C), une température de mise en oeuvre peu élevée, un haut degré de planarisation [1] et une bonne aptitude à combler les plus minimes interstices des structures. De plus, l'excellente résistance du BCB aux différentes chimies lui permet de protéger efficacement le composant. Il présente également une excellente compatibilité avec les étapes ultérieures de métallisation lors de la reprise des plots de contacts, Enfin, le BCB possède un indice optique faible (n_{BCB}=1,53 à la longueur d'onde $\lambda = 1,55\mu\text{m}$) permettant de ne pas dégrader les conditions de guidage [2, 3].

D'un point de vue pratique, nous utilisons le BCB sous sa forme commerciale. Sa formulation permet d'obtenir une épaisseur de l'ordre de 3 μm et de combler les moindres interstices de nos structures.

Après nettoyage de l'échantillon, un promoteur d'adhérence est déposé. Le BCB est déposé sur l'échantillon puis recuit. L'échantillon est ensuite passé au four sous azote, ce qui permet de stabiliser la structure du matériau BCB (*Figure 4-14a*).

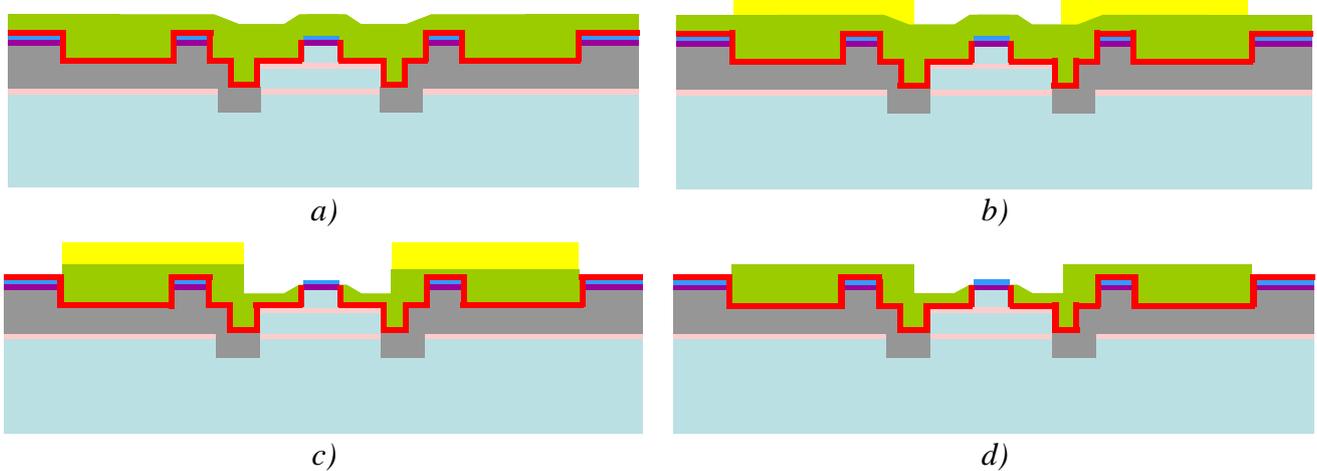


Figure 4-14: Planarisation de la surface

- a) dépôt de BCB*
- b) masque de gravure en résine*
- c) gravure du BCB*
- d) retrait du masque en résine*

Le masque de gravure est ensuite réalisé par une résine (*Figure 4-14b*).

Avant la gravure, le BCB et le masque de résine subissent un recuit de fluage. Une gravure RIE permet d'usiner le BCB jusqu'à libérer le sommet du ruban (*Figure 4-14c*). L'échantillon est nettoyé par un spray acétone afin de supprimer la résine présente (*Figure 4-14d*).

3.7 - Reprise des contacts

La suite du processus de fabrication consiste maintenant à reprendre les contacts au niveau des électrodes et de créer les plots de contact qui nous permettront de souder les fils d'alimentation lors de la caractérisation. Une technique "lift-off" "classique" est utilisée et le dépôt métallique est une séquence classique de plot de reprise de contacts.

La première étape consiste à déposer une épaisseur de résine assez épaisse, pour cela on réalise un bi couche de résine. Cette étape est identique à celle présentée au §3.3 (s'y rapporter le cas échéant).

Le dépôt métallique est effectué par évaporation et l'échantillon est plongé dans un bain d'acétone pour réaliser le lift-off

La *Figure 4-15* montre une image en microscopie électronique des contacts ainsi réalisés.

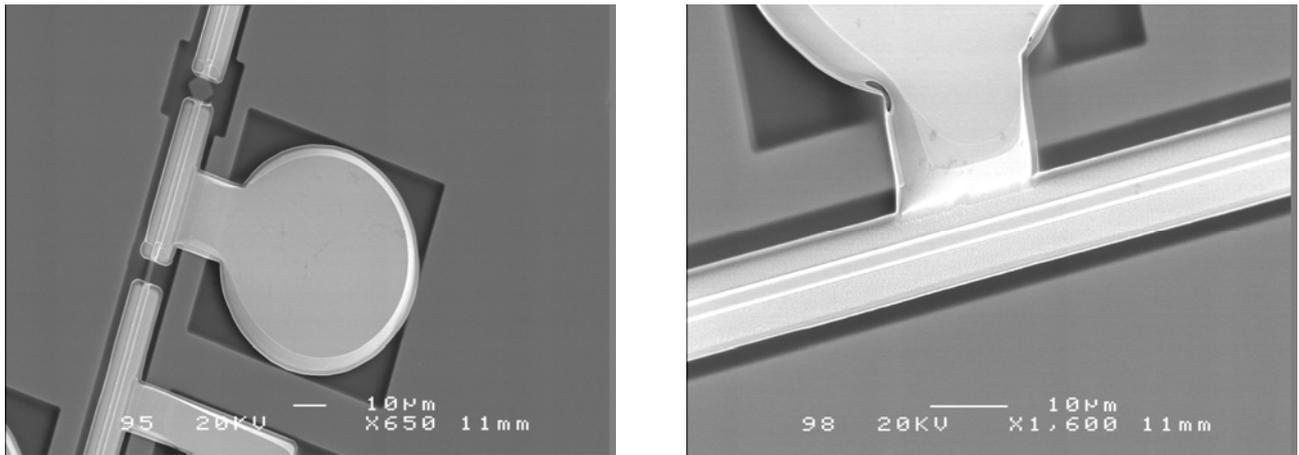


Figure 4-15: Photographie (microscopie électronique) de la reprise des plots de contacts sur les électrodes du ruban (détail sur la photo de droite).

Le composant est maintenant terminé en ce qui concerne le processus technologique en face avant, il reste néanmoins à amincir le substrat pour permettre et faciliter l'opération de clivage des puces dans de bonnes conditions ainsi qu'à reprendre le contact en face arrière.

3.9 - Amincissement et contact face arrière

La plaque est collée à la cire sur un support en verre de manière à n'exposer que la face arrière. Ce support est alors posé sur un disque recouvert d'un feutre imprégné d'une solution de poudre d'alumine qui abruse finement la plaquette et ainsi l'amincit. L'amincissement est une étape lente qui nécessite le passage successif à différentes tailles de grains abrasifs de manière à ne pas introduire de stress dans la plaque et conserver une surface propre et lisse. On amincit la plaque jusqu'à ce que celle-ci ait une épaisseur de 120 μ m.

Une fois l'amincissement terminé, l'étape finale de fabrication consiste à former le contact N en métallisant la face arrière de la plaque. Cette métallisation consiste à déposer par pulvérisation un tri-couche métallique (cette opération se fait pleine plaque, sans masquage).

4 - Conclusion

Le processus technologique est terminé, nous avons réalisé des plaques avec des lasers DFB bi-longueur d'onde ainsi que des lasers DBR.

Avant de passer à la caractérisation des puces, il reste néanmoins à cliver les composants. Ceux-ci ne sont pas clivés directement sous la forme de puces élémentaires mais sous la forme de barrettes regroupant différents lasers.

Pour effectuer cette opération, l'opérateur définit en bordure de la plaque une amorce, perpendiculairement aux rubans pour définir les dimensions des barrettes, et donc la longueur des lasers. Puis il déclenche cette amorce pour qu'elle se propage le long de la plaque, en suivant une direction cristallographique. La précision d'une telle technique est de l'ordre de 10 μ m. Pour repérer plus facilement les endroits de clivage, des marques sont déposées lors du processus de fabrication; celles-ci sont visibles sur la *Figure 4-9*, sous la forme de losanges. Un traitement anti-reflet à faible réflectivité est appliqué sur les facettes de sortie.

Bibliographie du Chapitre 4

- [1] "**Spiral inductor integrated in MCM-D using the design space concept**", P. Pieters, E. Beyne, *Proceedings of IEEE Conference on Multichip Modules and High Density Packaging (MCM'98)*, pp. 478-483, 1998.
- [2] "**Benzocyclobutene optical waveguides**", C.F. Kane, R.R. Krchnavek, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 7(5), pp. 535-537, 1995.
- [3] "**Processing and characterization of benzocyclobutene optical waveguides**", C.F. Kane, R.R. Krchnavek, *IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing technology Part B*, Vol. 18(3), pp. 656-671, 1995.

Chapitre 5

Caractérisation des lasers bi-modes accordables

Les caractérisations menées sur les composants viseront principalement à vérifier leur fonctionnement vis-à-vis du cahier des charges original, à savoir un fonctionnement bi-mode couvrant un écart inter-modal allant jusqu'à 300GHz, une largeur de raie optique de l'ordre du MHz et une divergence de faisceau de 10° dans les deux directions. Les composants testés ici sont des composants à deux sections DFB dont la couche active est composée de puits quantiques.

Pour cela les caractérisations suivantes ont été effectuées:

- mesures des courbes P(I) et V(I): ce sont les mesures basiques qui permettent de valider le bon comportement du composant et, indirectement, le procédé de fabrication,*
- mesure du coefficient de couplage: cette mesure permet de valider (avec celle du spectre optique) la fabrication des réseaux,*
- mesures spectrales: elles permettent de valider le comportement bi-mode ainsi que l'étendue de l'écart intermodal, premier point du cahier des charges,*
- mesures de largeurs de raie optique: c'est le second point du cahier des charges. Ces mesures serviront par la suite à vérifier l'amélioration apportée par l'utilisation de boîtes quantiques dans la couche active,*
- mesure du diagramme de divergence: c'est le dernier point du cahier des charges. Cette mesure permettra de confirmer ou infirmer nos modélisations du Chapitre 3.*

1 - Présentation générale des composants

Les composants sont caractérisés sur barrette. Le masque de fabrication a été codé de manière à ce que chaque barrette comprenne des lasers avec des caractéristiques de réseaux de Bragg différentes. Trois types de coefficient de couplage sont réalisés, faible ($kL = 1$), moyen ($kL = 2$) et fort ($kL = 4$). Ces coefficients de couplage différents sont obtenus lors de l'étape de fabrication par une profondeur de gravure différente. Un saut de phase est ou n'est pas inséré dans les sections DFB. Les barrettes sont schématiquement représentées en *Figure 5-1* où nous pouvons remarquer ces différentes variantes. Nous présentons ici les résultats obtenus sur une barrette dont les pas de réseau des sections DFB sont différents de 0,3 nm.

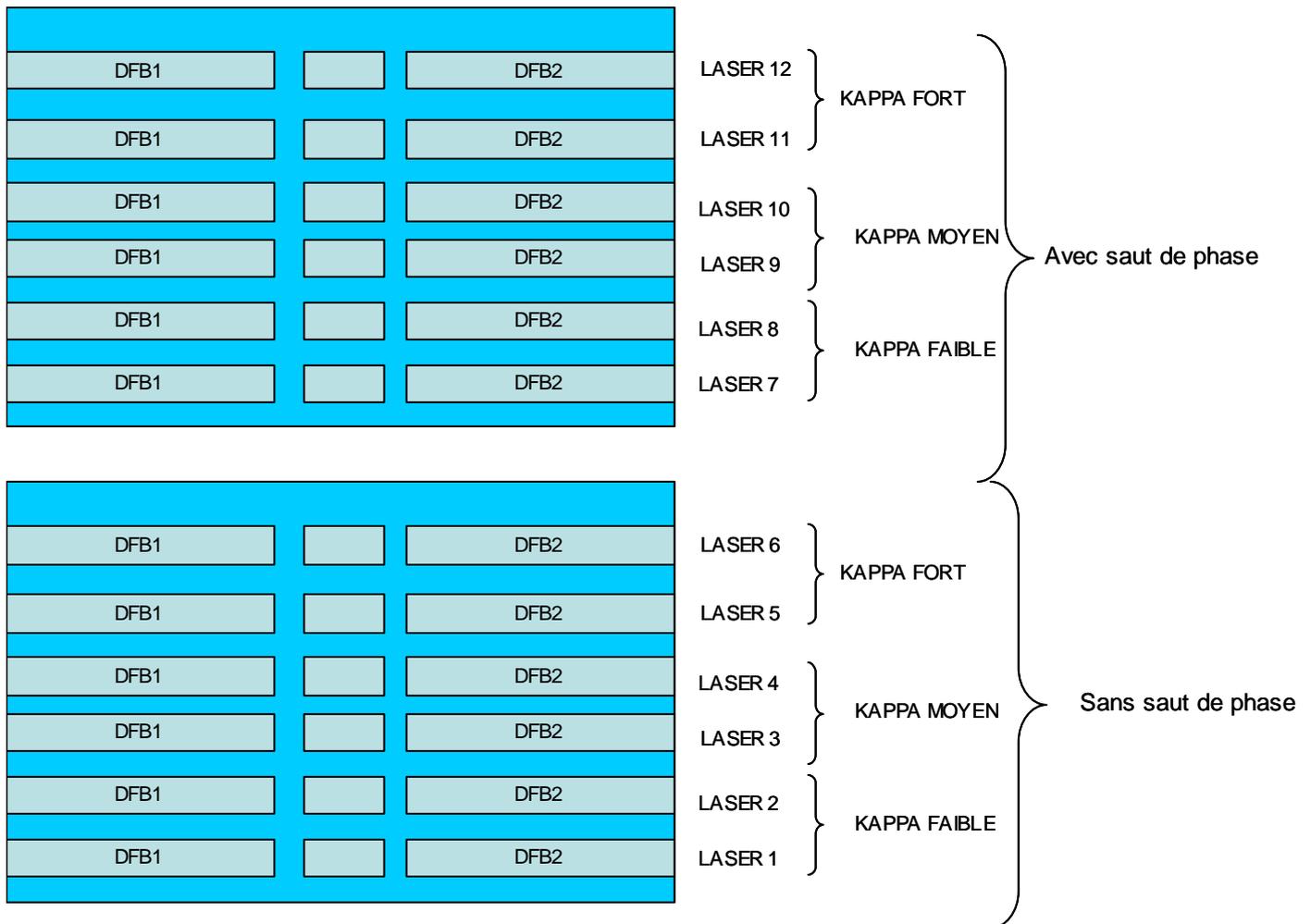


Figure 5-1: Descriptif des barrettes de lasers DFB bi-longueur d'onde. Chaque barrette comprend 2 types de lasers, laser à saut de phase et laser sans saut de phase. Dans chacune des catégories, trois valeurs du coefficient de couplage sont réalisées

Une première mesure rapide est effectuée à l'aide d'un analyseur de spectre optique afin de faire un premier tri "go – no go" des puces. Chaque section DFB sera d'abord alimentée séparément, si le spectre d'émission est correct, les deux sections seront alimentées afin de valider le fonctionnement bi-longueur d'onde.

Les *Figures 5-2 et 5-3* représentent les spectres d'émission typiques obtenus sur des composants qui, respectivement, ne présentent pas ou possèdent un saut de phase au niveau de leurs réseaux de Bragg. L'ensemble des composants testés a une couche active composée de puits quantiques (*Tableau 3-III*).

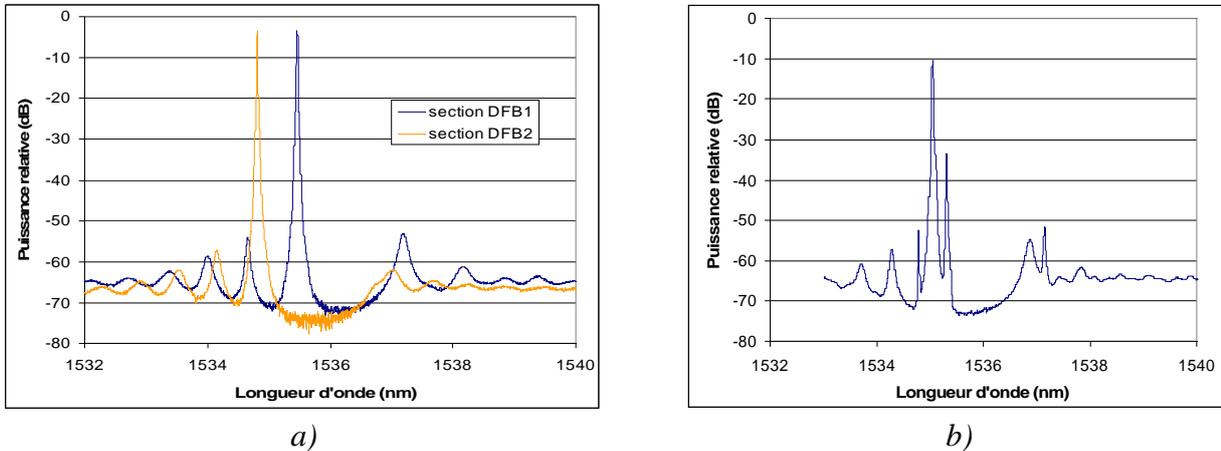


Figure 5-2: Spectre optique typique d'un composant ne présentant pas de saut de phase au niveau des réseaux:

- a) chaque section DFB est alimentée séparément*
- b) les deux sections DFB sont alimentées simultanément*

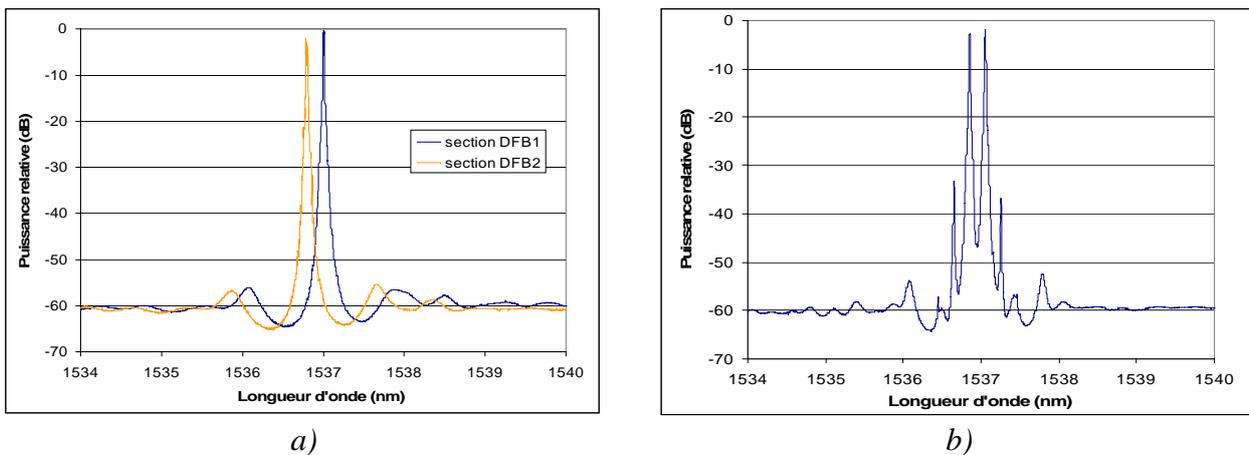


Figure 5-3: Spectre optique typique d'un composant présentant un saut de phase au niveau des réseaux:

- a) chaque section DFB est alimentée séparément*
- b) les deux sections DFB sont alimentées simultanément*

Cette mesure nous permet donc de tester le bon fonctionnement de chaque laser, de chaque section DFB, et de pouvoir faire le tri des barrettes en ne gardant que celles pour lesquelles le nombre de composants fonctionnels est le plus élevé. Cette mesure nous donne en avant-première un aperçu de l'influence de la présence du saut de phase dans le réseau. Dans le cas d'un réseau sans saut de phase, la raie d'émission se trouve sur le côté de la "stop-band" et lorsque le saut de phase est présent, elle s'y trouve au centre. De cette première observation, sommaire, on peut d'ores et déjà s'apercevoir que le laser DFB à saut de phase présentera un comportement beaucoup plus symétrique que son homologue sans saut de phase.

2 - Puissance optique et caractéristique courant-tension

Cette mesure globale de puissance optique est faite au mesureur de puissance optique sans discernement aucun sur la fonction bi-mode: les deux sections de Bragg sont alimentées par la même source de courant (on rappelle que la section de phase n'est jamais alimentée). La puce se comporte alors comme un laser DFB "simple". Dans la même caractérisation, nous en profitons pour mesurer la courbe V(I) qui nous permettra de déterminer le courant de seuil et la résistance série du composant.

Les mesures P(I) et V(I) ont été effectuées pour des courants de polarisation allant jusque 200 mA. Lors des mesures les barrettes sont régulées en température. Un relevé typique est présenté en *Figure 5-4*.

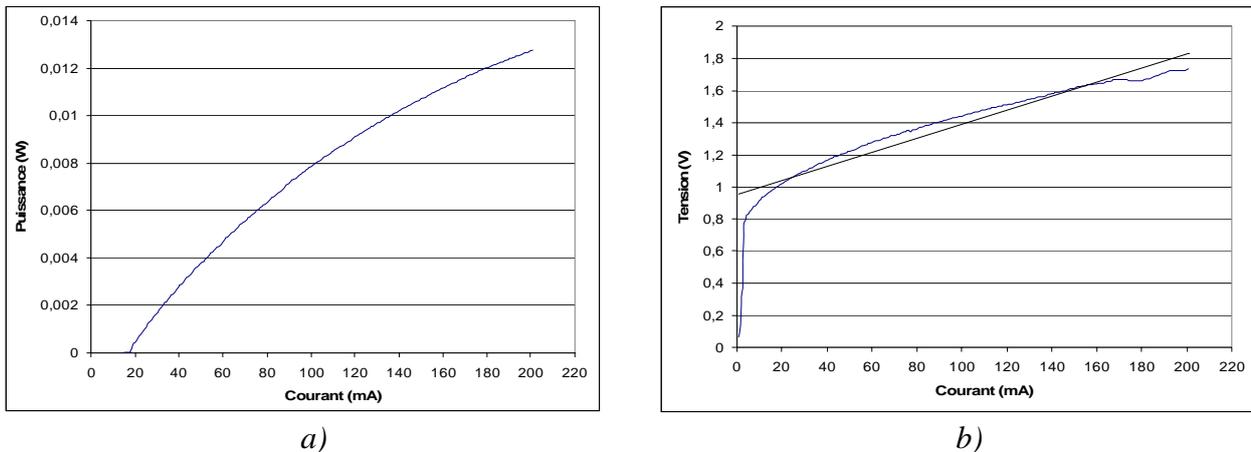


Figure 5-4: Courbes typiques, a) P(I) et b) V(I)

Une mesure systématique des différents types de composants a été effectuée. Ces deux courbes P(I) et V(I) permettent de déterminer la valeur du courant de seuil, la résistance série, le rendement différentiel externe et le potentiel de barrière. Le courant de seuil est donné par l'intersection de la tangente à la courbe P(I) avec l'axe des abscisses. La résistance série est la pente de la courbe V(I). Le potentiel de barrière correspond à l'intersection de la tangente à la courbe V(I) avec l'axe des ordonnées. Le rendement différentiel externe est donné par la pente de la courbe P(I). L'ensemble des valeurs obtenues pour les différentes variantes sont présentées dans le *Tableau 5-I*.

Laser	Coefficient de couplage	Courant de seuil (mA)	Résistance série (Ω)	Potentiel de barrière (V)	Rendement différentiel
sans saut de phase	Faible	14	3,8	0,95	0,074
	Moyen	19	4	0,97	0,072
	Fort	24	4	0,93	0,070
avec saut de phase	Faible	12	3,5	0,93	0,050
	Moyen	18	4,4	0,95	0,070
	Fort	20	5,3	0,91	0,072

Tableau 5-I: Paramètres issus de l'analyse statique des différents types de composant laser (configuration mono-électrode)

Pour les différentes configurations, le courant de seuil varie d'une dizaine à une vingtaine de milliampères et augmente conjointement avec l'augmentation de la valeur du coefficient de couplage. La variation de la résistance série est dans la gamme 3,5 Ω à 5,3 Ω , aucune corrélation avec le type de composant ne peut être faite de manière significative, par ailleurs, rien ne

l'expliquerait vraiment. Le potentiel de barrière est proche de 0,95V. La puissance de sortie à un courant de polarisation de 200mA est de l'ordre de 13 mW.

3 - Mesure du coefficient de couplage

Dans un premier temps, nous introduisons la méthode de détermination du coefficient de couplage du réseau puis dans un second temps, nous allons quantifier expérimentalement ce coefficient de couplage dans le cas d'un laser avec et sans saut de phase.

Nous mentionnons d'abord une méthode de détermination théorique du coefficient de couplage, κ , qui a été développée par P. Brosson [1]. La formulation de κ est établie en généralisant l'équation établie par S. Wang [2],

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \frac{dn}{dw} e_o F_q$$

avec : e_o : profondeur du réseau.

w : distance entre la couche active et le milieu géométrique du réseau.

F_q : Transformée de Fourier du profil géométrique du réseau, q étant l'ordre de diffraction.

La détermination de κ se fait en calculant l'indice effectif du guide non perturbé et sa dérivée dn/dw puis, après numérisation du profil du réseau à partir d'un examen au microscope à balayage électronique, le terme F_q est déduit par transformée de Fourier rapide. Cette méthode a l'avantage de s'appliquer à toute forme de réseau et généralise les calculs numériques faits pour des profils de réseau particuliers [3 à 10].

Cette méthode permet de concevoir les structures. Néanmoins, ce coefficient de couplage est très sensible à divers paramètres inhérents à la fabrication et nous utilisons, dans ce chapitre dédié à la caractérisation, la méthode suivante, dite de la "stop-band" [11 à 13], permettant d'évaluer la valeur de κ de manière expérimentale sur le composant terminé.

La méthode consiste à mesurer le spectre d'un laser DFB au seuil, et de faire le rapport de l'écart entre les deux modes situés de part et d'autre de la "stop-band", $\Delta\lambda_{SB}$, et de l'espace intermodal des modes Fabry-Pérot, $\Delta\lambda_{FP}$ (la Figure 5-5 représente la méthode pour mesurer la valeur de $\Delta\lambda_{SB}$ pour un laser avec et sans saut de phase).

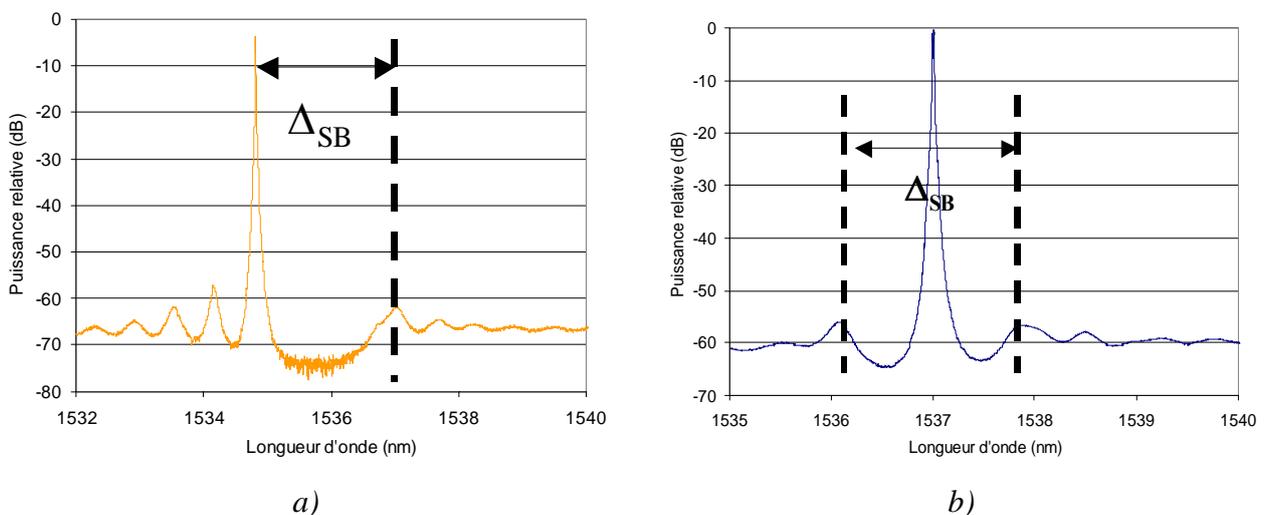


Figure 5-5: Détermination expérimentale de la valeur $\Delta\lambda_{SB}$ dans le cas d'un laser

a) sans saut de phase

b) avec saut de phase

Le rapport $\Delta\lambda_{SB}/\Delta\lambda_{FP}$ définit la grandeur dite de la "stop-band" normalisée, sa valeur est reportée sur la courbe théorique calculée en fonction de κL [14]. Les *Figures 5-6 et 5-7* représentent, respectivement, la courbe théorique de la "stop-band" normalisée en fonction de κL pour un laser DFB sans et avec saut de phase. Le modèle permet en effet de calculer la différence des constantes de propagation des deux modes situés de part et d'autre de λ : $\Delta\beta L$ [15].

$$\Delta\beta L = \frac{2\pi n_g}{\lambda^2} L \Delta\lambda_{SB}$$

Pour que le calcul soit transparent à la structure:

$$\Delta\beta L = \pi \frac{\Delta\lambda_{SB}}{\Delta\lambda_{FP}}$$

$\Delta\lambda_{FP} = \frac{\lambda^2}{2n_g L}$: l'espace intermodal du laser Fabry-Pérot.

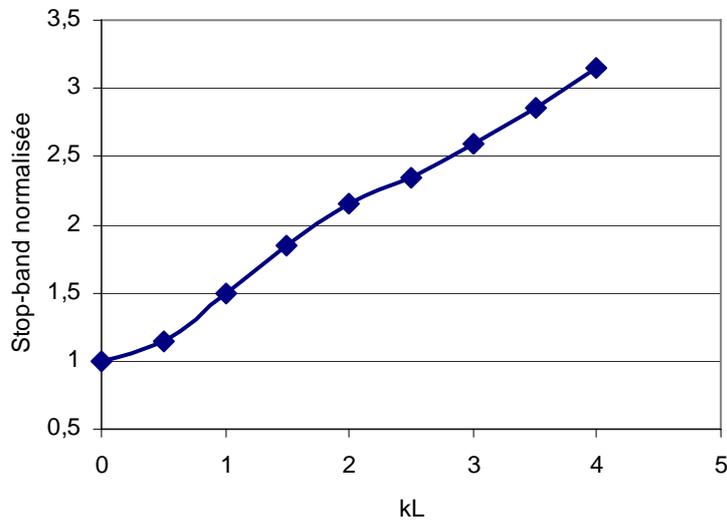


Figure 5-6: Courbe théorique de la "stop-band" normalisée en fonction de κL pour un laser DFB sans saut de phase

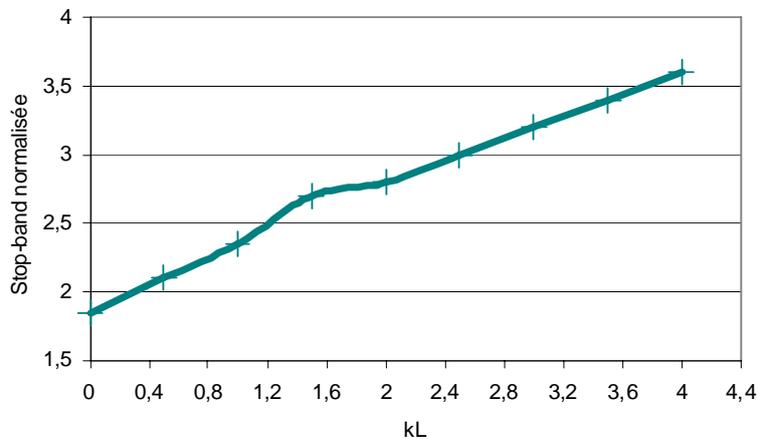


Figure 5-7: Courbe théorique de la "stop-band" normalisée en fonction de κL pour un laser DFB avec saut de phase

Plusieurs mesures de coefficient de couplage ont été réalisées sur différentes barrettes de composants. Sur la *Figure 5-8*, nous présentons le résultat obtenu pour l'ensemble des variantes. Le coefficient de couplage a été mesuré sur chaque section DFB alimentée séparément.

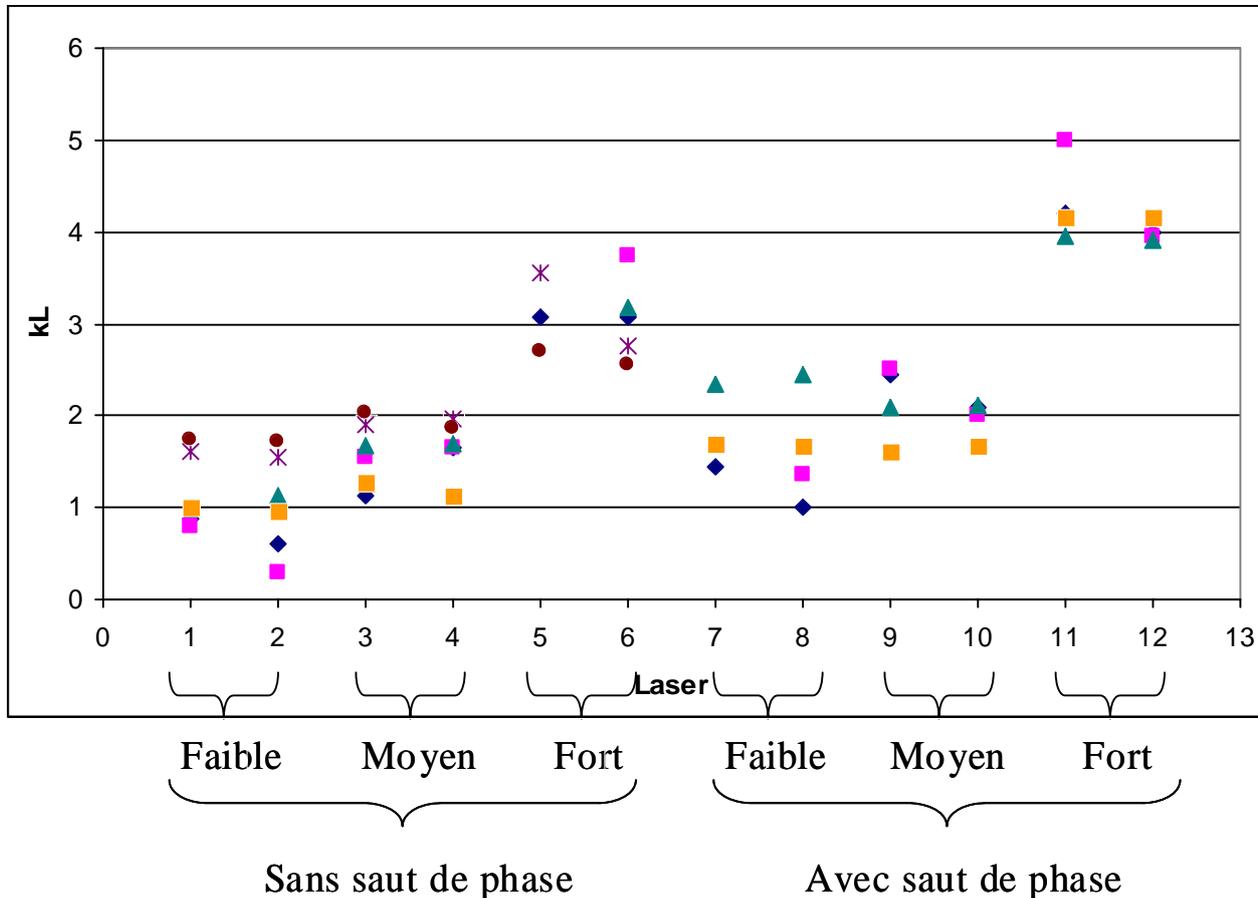


Figure 5-8: Coefficient de couplage k_L expérimentalement déterminé pour des lasers avec et sans saut de phase

Les valeurs mesurées de coefficient de couplage reflètent correctement les valeurs prévues, respectivement 1, 2 et 4 pour les coefficients faible, moyen et fort.

4 - Accordabilité de l'écart intermodal

4.1 - Introduction

L'accordabilité en longueur d'onde est réalisée de deux manières:

- une manière grossière lors de la fabrication par l'écart entre les valeurs de pas de réseau des deux sections DFB (voir Chapitre 2). Nous représentons ici les caractérisations effectuées sur un laser dont les pas de réseau diffèrent de 0,3nm au niveau de la fabrication,
- une manière fine lors de l'opération du composant par l'injection de porteurs dans la structure amenant une variation d'indice du matériau.

Afin d'évaluer l'accordabilité de la structure, un courant fixe sera injecté dans la première section DFB (DFB1) et un courant variable dans la seconde (DFB2). Le courant de polarisation de la section DFB1 est fixé à 50 mA, ce qui est relativement bas pour permettre une excursion importante du courant de polarisation DFB2 sans amener un échauffement destructeur de la structure. Ce courant sera alors varié de 50 à 200mA.

Les différentes variantes de composants seront testées, ceci permettra de déterminer les conditions optimales pour obtenir l'accordabilité de l'écart intermodal. Nous représenterons celui-ci dans le domaine fréquentiel pour plus de lisibilité; par ailleurs, c'est plutôt cette valeur qui est intéressante pour nos applications. La fréquence séparant nos deux modes a pour expression:

$$F = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$$

Pour mesurer cet écart entre les deux modes principaux, nous utiliserons un analyseur de spectre optique. Nous fixons donc le courant de polarisation dans la première section, DFB1, à 50mA et nous faisons varier le courant de polarisation dans la seconde section, DFB2, entre 50 et 200mA. Nous profitons de ces mesures pour tracer conjointement la courbe représentant la différence de puissance entre les deux modes.

4.2 - Laser sans saut de phase

4.2.1 - à faible coefficient de couplage

Cette variante n'a pu être mesurée car aucun laser sur les différentes barrettes testées n'a présenté un fonctionnement correct.

4.2.2 - à coefficient de couplage moyen

La *Figure 5-9* représente l'évolution simultanée de l'écart en fréquence et en puissance entre les deux modes.

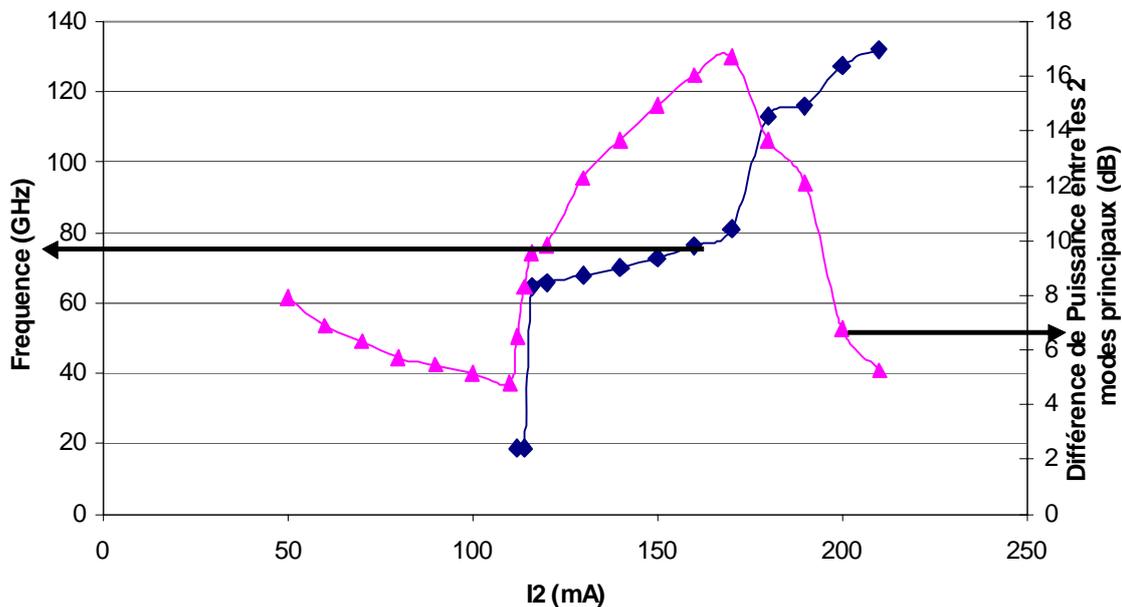


Figure 5-9: Ecart en fréquence et en puissance entre les deux modes d'un laser sans saut phase à coefficient de couplage moyen

Quelques spectres sont représentés sur la *Figure 5-10*.

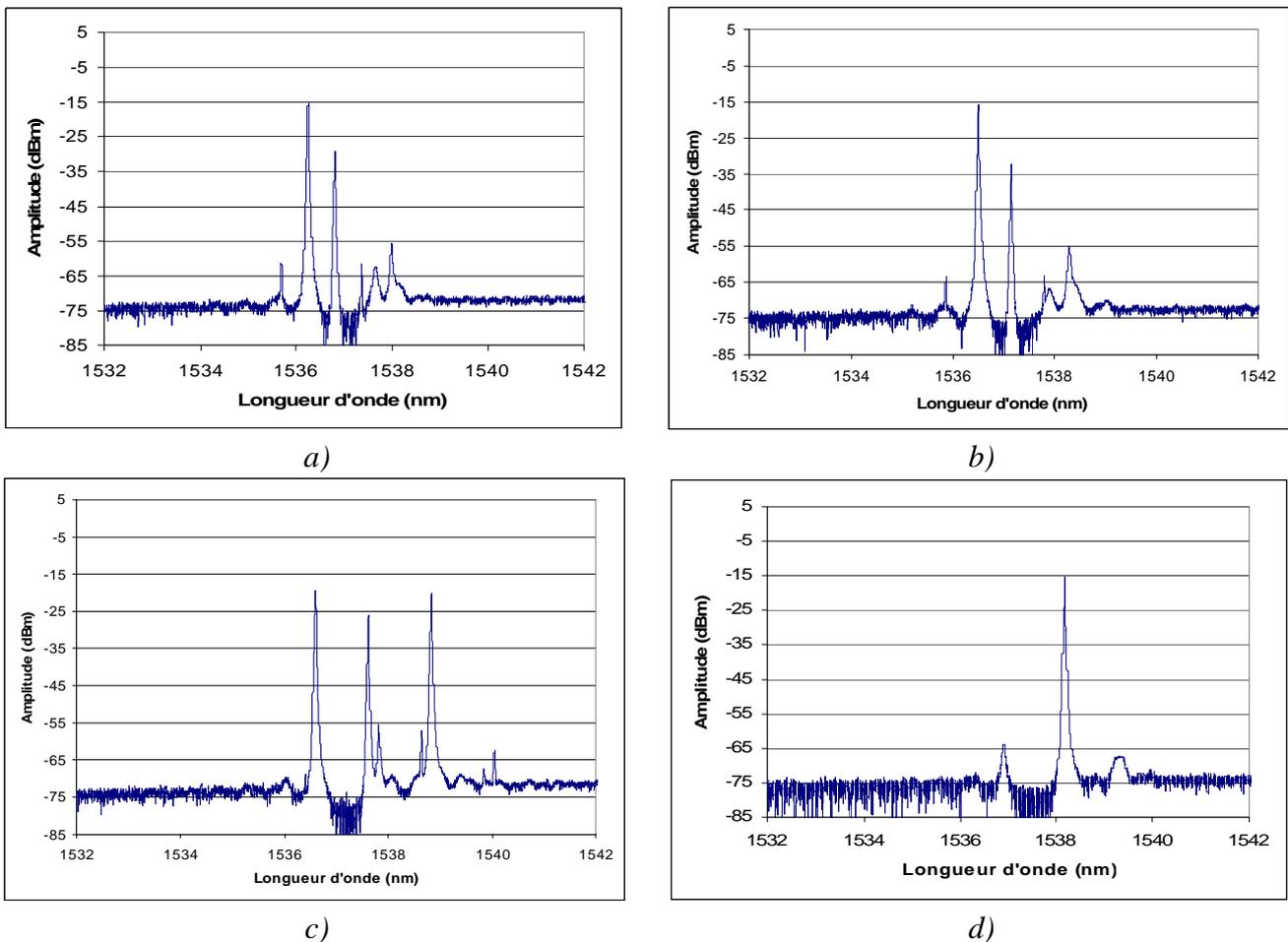


Figure 5-10: Spectres optique du laser à coefficient de couplage moyen sans saut de phase en fonctionnement bi-mode pour différentes valeurs de courant de polarisation dans la section DFB2 a) 140 mA, b) 170mA, c), 200 mA et d) 220mA

Différents commentaires sur ces résultats:

- à partir d'un courant de l'ordre de 100 mA, nous observons une augmentation de l'écart en fréquence entre les deux modes
- corrélativement l'écart en puissance entre les deux modes augmente lié au fait qu'un des modes se trouve dans la "stop-band" de l'autre section DFB
- vers 180 mA, on observe de plus en plus la présence d'un troisième mode dont l'effet est de réduire l'écart en puissance entre les deux modes principaux mais ceci au détriment de la puissance disponible sur ces modes. Par ailleurs, comme dans le cas de la *Figure 5-10c*), plusieurs fréquences microondes seront générées.

4.2.3 - à fort coefficient de couplage

La *Figure 5-11* représente l'évolution simultanée de l'écart en fréquence et en puissance entre les deux modes.

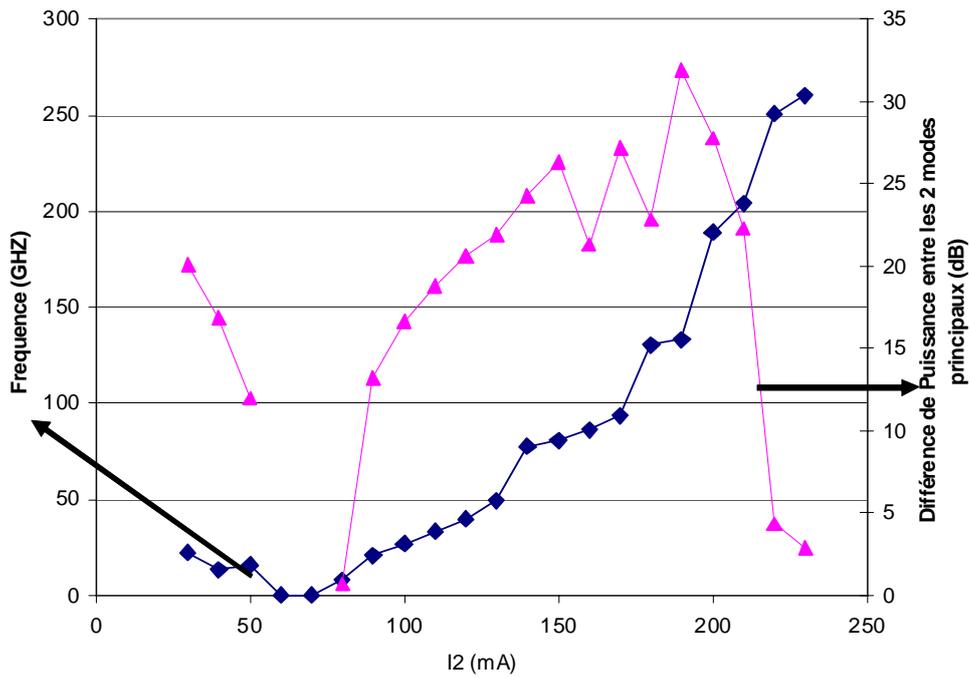
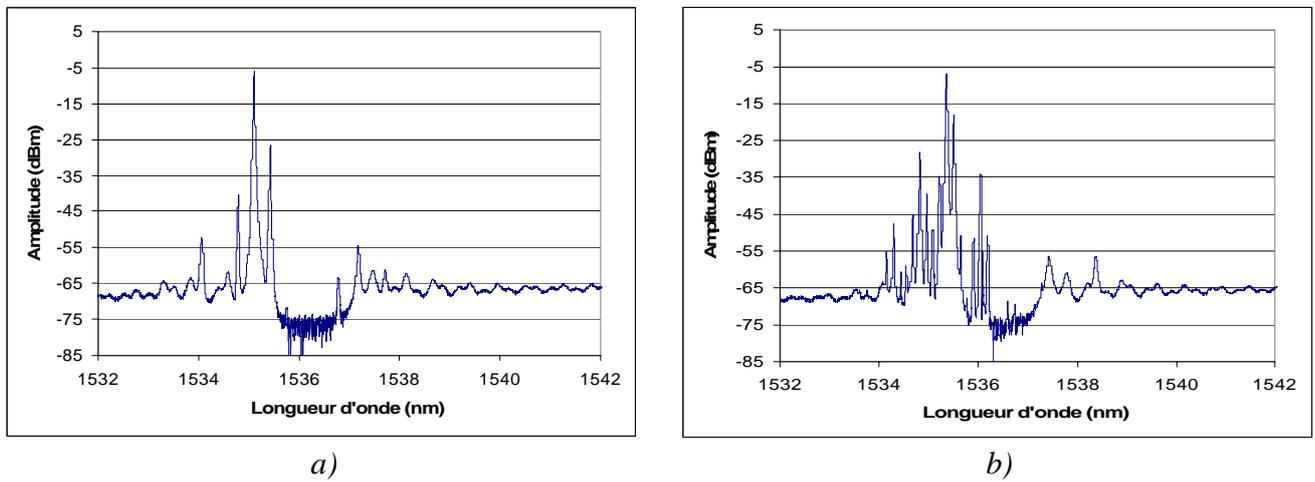


Figure 5-11: Ecart en fréquence et en puissance entre les deux modes d'un laser sans saut phase à coefficient de couplage fort

Quelques spectres sont représentés sur la Figure 5-12.



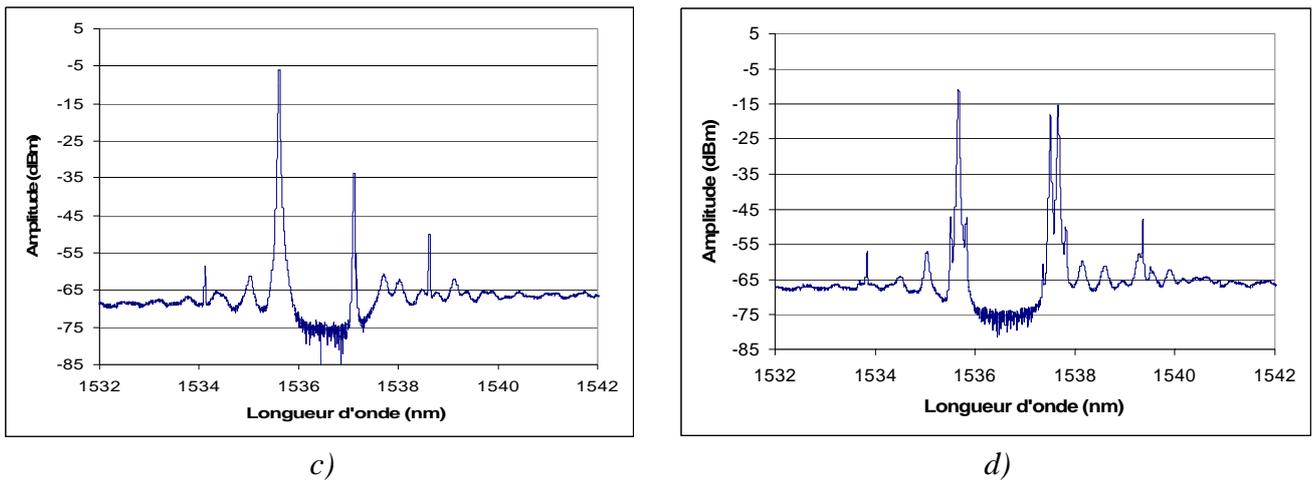


Figure 5-12: Spectres optique du laser à coefficient de couplage élevé sans saut de phase en fonctionnement bi-mode pour différentes valeurs de courant de polarisation dans la section DFB2 a) 120 mA, b) 160mA, c), 200 mA et d) 220mA

Le comportement global est assez identique au cas précédent. On note néanmoins une augmentation importante de l'excursion en fréquence, atteignant ici 250 GHz. La balance en puissance des modes est aussi plus importante, atteignant 30 dB.

4.3 - Laser avec saut de phase

4.3.1 - à faible coefficient de couplage

La *Figure 5-13* représente l'évolution simultanée de l'écart en fréquence et en puissance entre les deux modes.

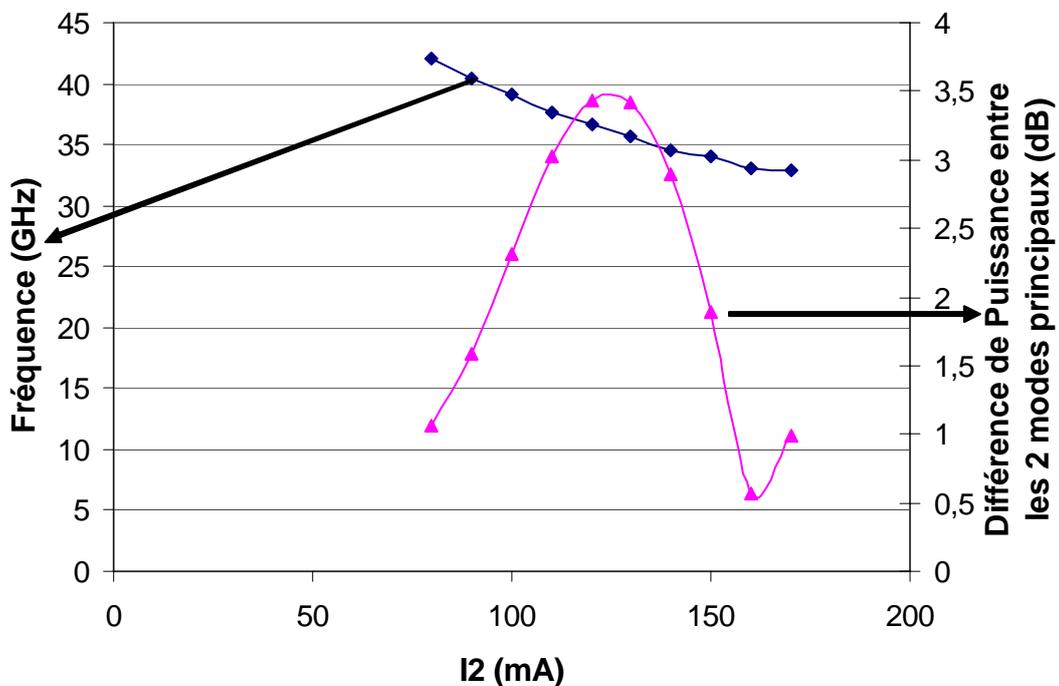


Figure 5-13: Ecart en fréquence et en puissance entre les deux modes d'un laser avec saut de phase à coefficient de couplage faible

Une très faible excursion en fréquence est reportée, environ une dizaine de GHz autour de 35 GHz.

L'écart en puissance entre les modes est lui aussi faible, de l'ordre de 3dB.

Quelques spectres sont représentés sur la *Figure 5-14*.

L'émission est néanmoins multimodale avec un taux de réjection des modes secondaires de l'ordre de 20 dB.

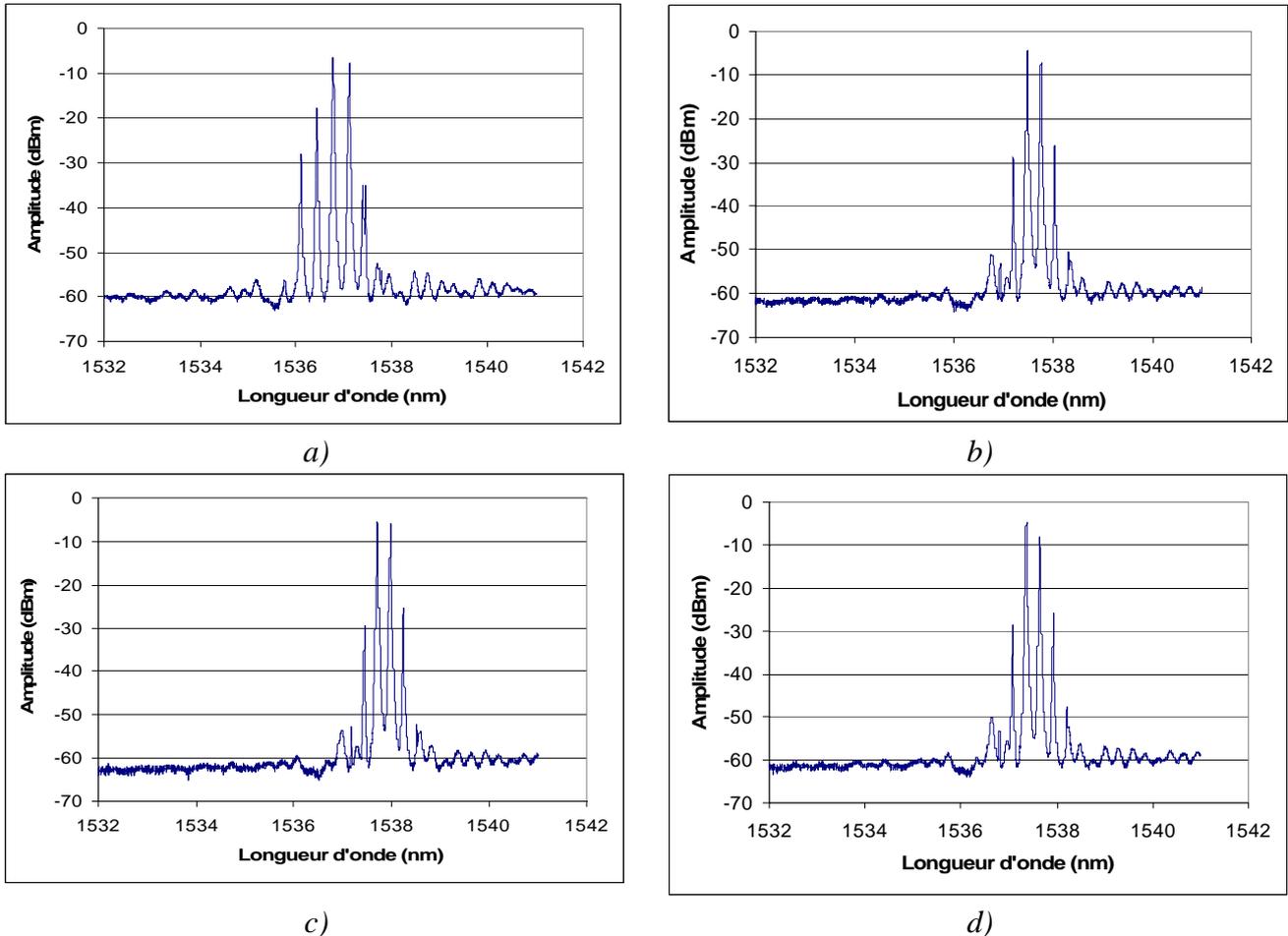


Figure 5-14: Spectres optique du laser à coefficient de couplage faible avec saut de phase en fonctionnement bi-mode pour différentes valeurs de courant de polarisation dans la section DFB2 a) 80 mA, b) 130mA, c), 150 mA et d) 170mA

4.3.1 - à coefficient de couplage moyen

La *Figure 5-15* représente l'évolution simultanée de l'écart en fréquence et en puissance entre les deux modes.

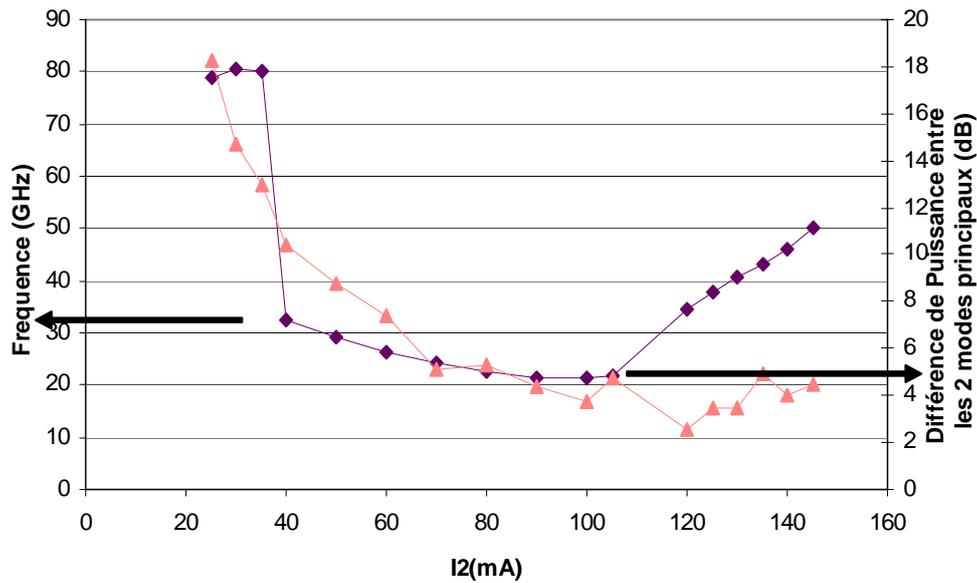


Figure 5-15: Ecart en fréquence et en puissance entre les deux modes d'un laser avec saut de phase à coefficient de couplage moyen

Quelques spectres sont représentés sur la Figure 5-16.

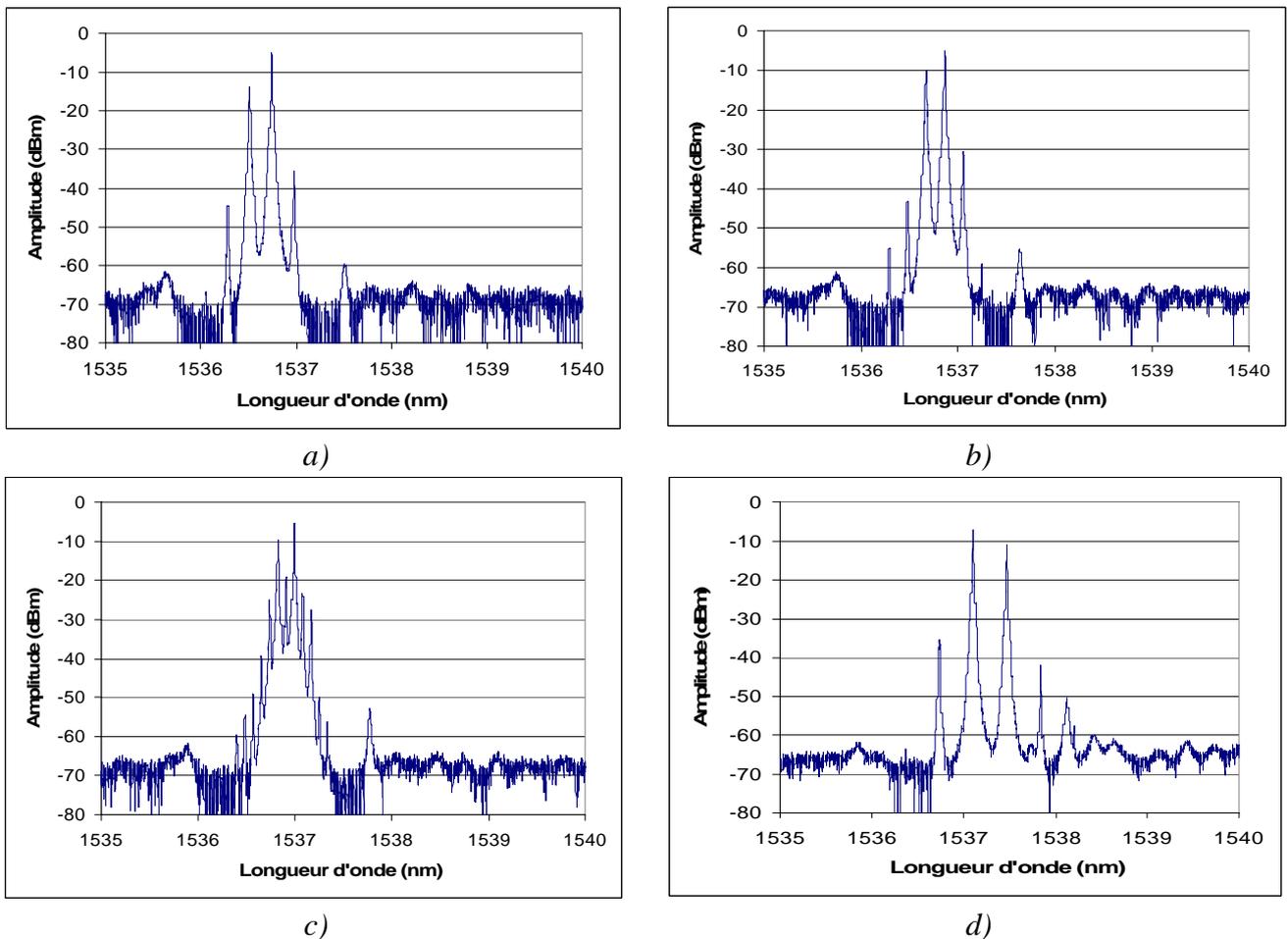


Figure 5-16: Spectres optique du laser à coefficient de couplage moyen avec saut de phase en fonctionnement bi-mode pour différentes valeurs de courant de polarisation dans la section DFB2
 a) 50 mA, b) 70mA, c), 90 mA et d) 140mA

L'émission est principalement bi-mode, sauf dans quelques cas de polarisation, par exemple pour le couple 50 mA, 90 mA. Le taux de réjection des modes secondaires est alors au minimum de 20 dB

4.3.1 - à fort coefficient de couplage

La Figure 5-17 représente l'évolution simultanée de l'écart en fréquence et en puissance entre les deux modes.

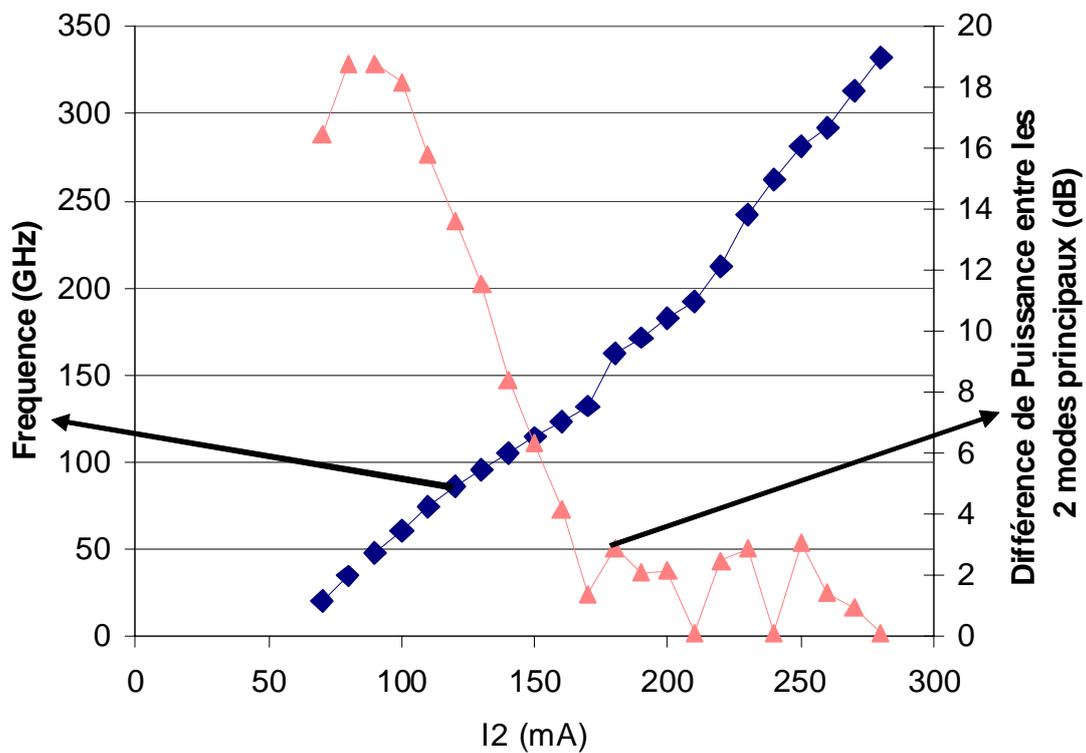
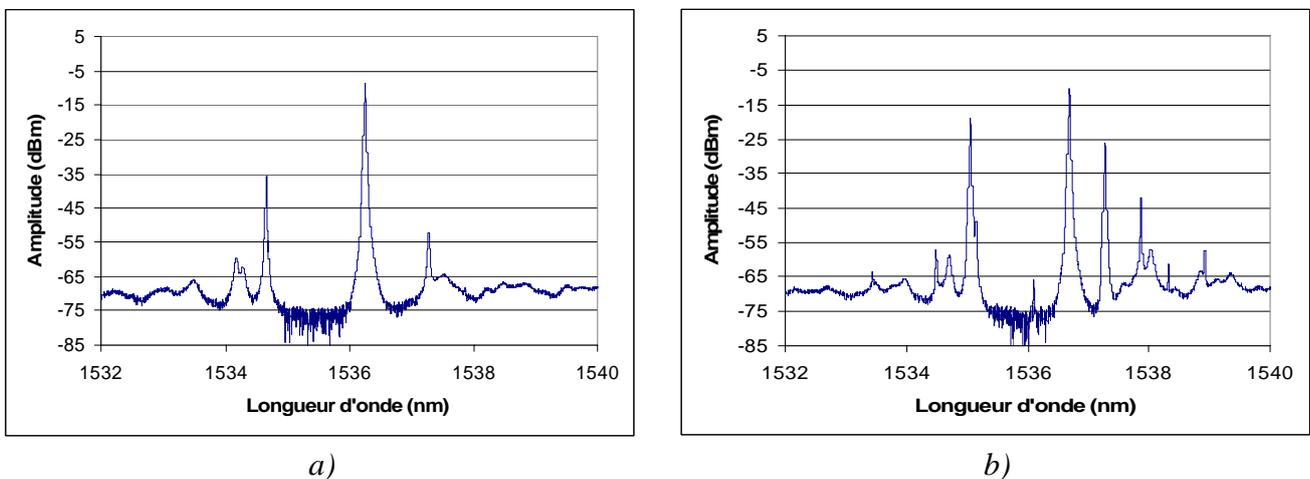


Figure 5-17: Ecart en fréquence et en puissance entre les deux modes d'un laser avec saut de phase à fort coefficient de couplage

Quelques spectres sont représentés sur la Figure 5-18.



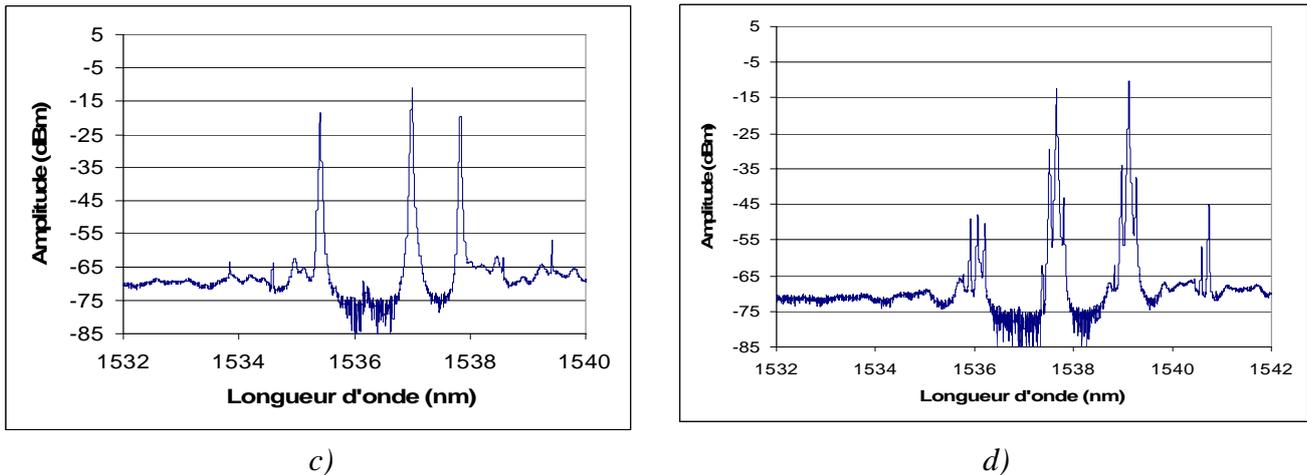


Figure 5-18: Spectres optique du laser à fort coefficient de couplage avec saut de phase en fonctionnement bi-mode pour différentes valeurs de courant de polarisation dans la section DFB2 a) 50 mA, b) 110mA, c), 140 mA et d) 200mA

L' émission se trouve rarement bi-mode mais qui affiche une grande étendue de variation pour l'écart intermodal, atteignant les 300GHz. La différence entre la puissance de sortie de chaque mode est elle aussi importante, notamment lorsque les courants de polarisation de chaque section DFB sont du même ordre de grandeur.

4.4 - Conclusion

Nous avons comparé le comportement de lasers DFB bi- longueur d'onde comportant des réseaux de Bragg avec et sans saut de phase avec différents coefficients de couplage. L'objectif de départ était d'obtenir une accordabilité de la fréquence de battement entre 30 GHz et 300 GHz.

Ces caractérisations ne sont pas révélées faciles à réaliser, car en fonctionnement bi-mode, une grande diversité de spectres optiques est obtenue en fonction du courant d'injection respectif de chaque section DFB. Nous pouvons voir sur les différents spectres que le fonctionnement est rarement purement bi-mode, il est même parfois outrageusement multimodal.

Que ce soit avec ou sans de phase, un laser possédant un réseau à fort coefficient de couplage fournit la plus grande excursion en écart intermodal (de l'ordre de 250 GHz). Néanmoins, cela est corrélé à une grande excursion sur la puissance relative des deux modes de sortie principaux qui peut atteindre plus de 20dB. Si l'on compare un laser à fort coefficient de couplage avec et sans saut de phase, le spectre de sortie d'un laser avec saut de phase est plus stable que celui d'un laser sans saut de phase.

Un laser a coefficient de couplage moyen offre de meilleures performances d'un point de vue de spectre optique, on observe bien un fonctionnement bi-mode, mais par contre l'accordabilité de la fréquence de battement ne remplit pas l'objectif, on observe une accordabilité entre 80 GHz et 125 GHz.

Il nous faut donc faire un compromis. Nous choisissons donc de favoriser l'accordabilité de la fréquence de battement. En conclusion, les lasers avec saut de phase à fort coefficient de couplage offrent les meilleures performances d'un point de vue de d'accordabilité de la fréquence de battement, la gamme d'accordabilité est comprise entre 20 GHz et 330 GHz.

Nous n'avons ici comparé que l'écart relatif entre les modes. La *Figure 5-19* représente la vue simultanée de différentes combinaisons de courants d'injection dans les parties DFB1 et DFB2

pour ce laser avec saut de phase à fort coefficient de couplage. Néanmoins, ce comportement est typique de l'ensemble des variantes testées.

Nous ne reviendrons pas sur la variation de l'écart relatif des modes principaux qui a été traitée au-dessus mais nous attarderons ici sur la variation de la position absolue des spectres. Nous remarquons un glissement global de ceux-ci vers des longueurs d'onde plus élevées au fur et à mesure de l'augmentation du courant total dans le composant. Ce glissement est à relier directement avec la densité de porteurs dans les zones actives, agissant à la fois sur l'énergie de bande interdite et l'échauffement du composant.

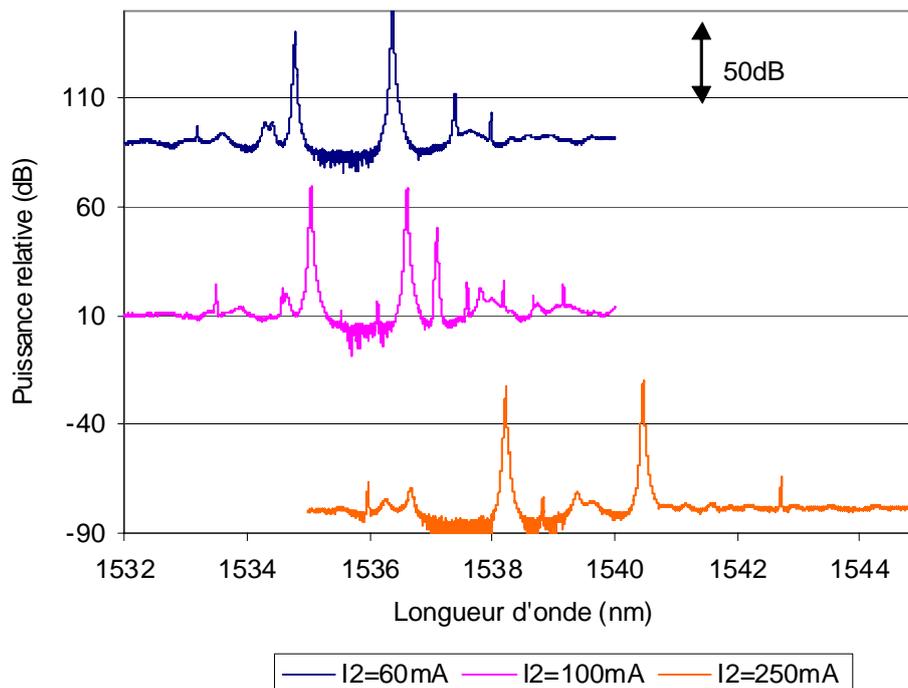


Figure 5-19: Comparaison de différents spectres obtenus (typiques, quelle que soit la variante) pour des configurations de fonctionnement où le courant total dans le composant est croissant. Ici, $I_{DFB2} = 60, 100$ et 250 mA pour respectivement la courbe du haut, milieu et bas; $I_{DFB1} = 50$ mA

5 - Mesure des largeurs de raie optique et électrique des signaux générés

5.1 - Introduction

Hormis les développements théoriques autour de l'expression de la valeur de la largeur de raie d'un signal optique (voir *Annexe 4*), sont répertoriés, dans la littérature, plusieurs systèmes de caractérisation de celle-ci basés sur des principes interférométriques. Différentes méthodes sont alors répertoriées dans la littérature:

- Utilisation d'un interféromètre Fabry-Pérot: avec un interféromètre de finesse suffisante, la raie d'émission laser est scannée sur l'ensemble des longueurs d'ondes la constituant [16 à 18].
- Utilisation d'un interféromètre de Michelson muni d'un miroir mobile; principe identique [16].
- Méthode hétérodyne: cette méthode consiste à faire interférer le signal à étudier avec un laser accordable de largeur de raie plus fine [16, 19].
- Interféromètre de Mach-Zehnder: le faisceau optique émanant du laser est séparé en deux parties grâce à un interféromètre Mach-Zehnder, puis on fait interférer à nouveau les deux raies obtenues après un certain délai qui dépend de la largeur de raie à mesurer. Cette technique donne lieu à deux types de mesures, selon que l'une des deux voies est décalée en fréquence ou non pour éviter

l'influence du bruit en $1/f$. Il y a deux méthodes qui utilisent ce procédé: la méthode self-homodyne (sans décalage de fréquence) [16, 20] et la méthode self-hétérodyne [16, 21] (avec décalage de fréquence).

Nous avons retenu cette dernière méthode pour nos caractérisations du fait de sa facilité de mise en œuvre. Avant de présenter les résultats, nous en présentons le principe.

5.2 - La méthode self-hétérodyne

5.2.1 - Présentation de la méthode

La méthode de mesure self-hétérodyne est facile à mettre en oeuvre et ne nécessite pas l'emploi d'une source optique supplémentaire. L'utilisation de la fibre optique dans la réalisation de l'interféromètre permet alors d'obtenir de grands retards optiques. Okoshi [21] démontra que les mesures de largeurs de raie sont ainsi simples à mettre en place via un simple interféromètre Mach-Zehnder. Le principe de la méthode self-hétérodyne est présenté sur la *Figure 5-20*.

La lumière incidente est séparée en deux parties par le coupleur d'entrée de l'interféromètre Mach-Zehnder. La fréquence optique du signal d'une des branches est décalée de $\delta\nu$ alors que celui de l'autre branche est retardé de τ_0 . Si le retard, τ_0 , excède le temps de cohérence τ_c de la source, les deux faisceaux optiques se recombinaient comme si ils étaient générés par deux sources optiques indépendantes, décalées en fréquence de $\delta\nu$.

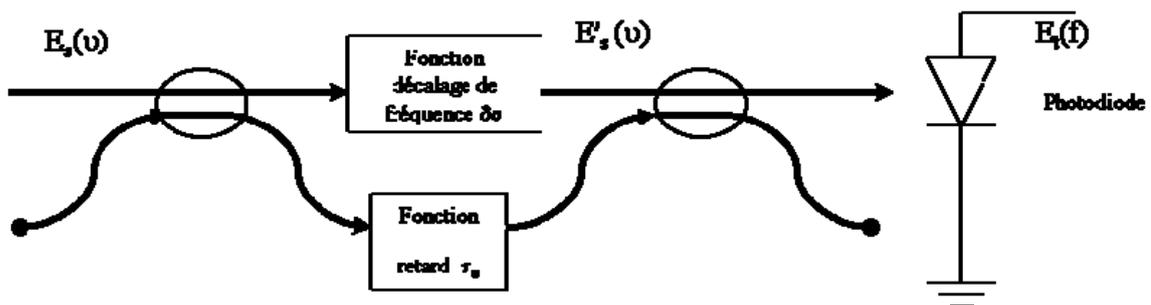


Figure 5-20: Schéma de principe de la méthode self-hétérodyne de mesure de la largeur de raie d'un signal optique

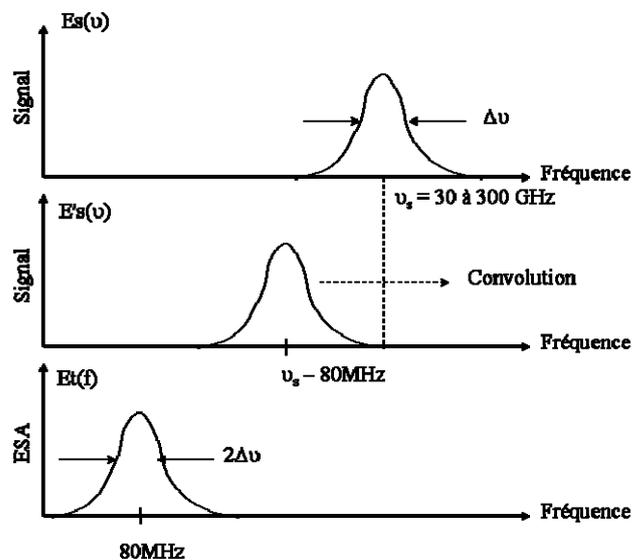


Figure 5-21: Représentation schématique des signaux présents dans la méthode self-hétérodyne: haut) spectre du signal optique incident (voie retardée) milieu) ce même spectre décalé en fréquence (dans notre cas, de 80MHz)

bas) spectre du signal de battement obtenu au niveau de la photodiode de détection

Ainsi réalisé, ce système est proche de la méthode hétérodyne. Le battement des deux signaux optiques au sein du photodétecteur est analysé par un analyseur de spectre optique. La fréquence centrale de ce signal de battement est alors $\delta\nu$. Dans notre cas, ce décalage de fréquence est apporté par un modulateur acousto-optique de fréquence de travail 80 MHz. La *Figure 5-21* représente les différents spectres correspondant au schéma de la *Figure 5-20* dans ce cas.

Comme dans le cas de la méthode hétérodyne, le spectre sur l'analyseur de spectre électrique est la convolution des puissances des deux faisceaux optiques. Afin de respecter la largeur de raie du laser, il est nécessaire d'avoir un mélange incohérent avec un minimum de retard. La condition sur le retard pour respecter l'intégrité de la mesure doit être:

$$\tau_0 \geq \frac{1}{\Delta\nu}$$

Quand cette condition est satisfaite, le signal de mélange devient indépendant de la phase des signaux incidents, menant à une mesure de largeur de raie beaucoup plus stable. Par exemple pour obtenir une résolution sur la valeur de la largeur de raie de 10kHz, nous avons besoin d'un retard de 100ns minimum, ce qui correspond à la propagation dans environ 15m de fibre monomode. Les pertes amenées par la fibre optique monomode étant faibles, de plus grandes longueurs ne posent pas de problèmes d'atténuation notables et on peut ainsi facilement augmenter la résolution de la mesure.

5.2.2 - Interprétation du spectre de battement

Le spectre de battement est obtenu par une détection directe en utilisant la méthode self hétérodyne. Au niveau du détecteur, le spectre du signal généré par le battement des deux ondes optiques a pour expression:

$$S_i(f) = \Re^2 \left\{ S_d(f) + 2[(\nu - \Delta\nu) \otimes S_s(-\nu)] \right\}$$

$\Delta\nu$ correspond au décalage de fréquence et \Re est le coefficient de réponse du détecteur. Les termes du battement correspondent essentiellement à ceux du spectre du laser convolué avec lui-même déplacé de la fréquence $\Delta\nu$.

Le profil lorentzien, ou gaussien, du spectre de battement conserve sa forme durant la conversion du spectre optique dans le domaine électrique lorsque l'on utilise la méthode self-hétérodyne. Le rapport entre la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum) du signal obtenu par rapport au signal original est de 2 et $\sqrt{2}$ pour, respectivement, un profil lorentzien et gaussien.

Les lasers à semi-conducteur possèdent généralement un spectre d'émission de forme lorentzienne, dans ce cas, la valeur de largeur de raie obtenue sera le double de la valeur originale de la largeur de raie du faisceau optique.

5.2.3 - Montage expérimental

Le décalage fréquentiel de 80MHz, $\delta\nu$, est apporté par un modulateur acousto-optique, le retard, τ_0 , est de 17 μ s et est réalisé par une fibre optique de 3500m. Un contrôleur de polarisation est utilisé pour aligner la polarisation des deux signaux optiques et assurer ainsi un signal de battement maximal.

Nous complétons le banc de caractérisation pour mesurer aussi la largeur de raie électrique du battement hétérodyne. Pour cela le signal optique issu du composant est directement envoyé sur une photodiode à grande bande passante, 50 GHz dans notre cas. La largeur de raie du signal généré est observée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ESA). Nous serons limité, pour cette

mesure, à la bande passante du détecteur utilisé, soit pratiquement 75 GHz (la bande passante à -3dB est de 50 GHz mais le signal peut encore être exploitable jusque 75 GHz).

Le signal peut être commuté sur un analyseur de spectre optique (OSA) de manière à suivre l'évolution du spectre optique lors des mesures des largeurs de raies optique et électrique du battement hétérodyne (Figure 5-22).

Comme notre composant est bi-mode et qu'aucune sélection spectrale n'est effectuée, le résultat obtenu reflète le comportement "moyen" de l'ensemble des modes arrivant sur le détecteur. Dans le meilleur des cas, émission bi-mode avec réjection importante des modes secondaires et balance des puissances de sortie, la valeur obtenue donne une bonne estimation de la largeur à mi-hauteur des raies d'émission, en supposant que les deux largeurs soient identiques, ce qui, a priori, devrait correspondre à la réalité, l'émission étant obtenue à partir de la même couche active (cette dernière hypothèse relâchant, par ailleurs, les contraintes au niveau de l'équi-puissance des modes).

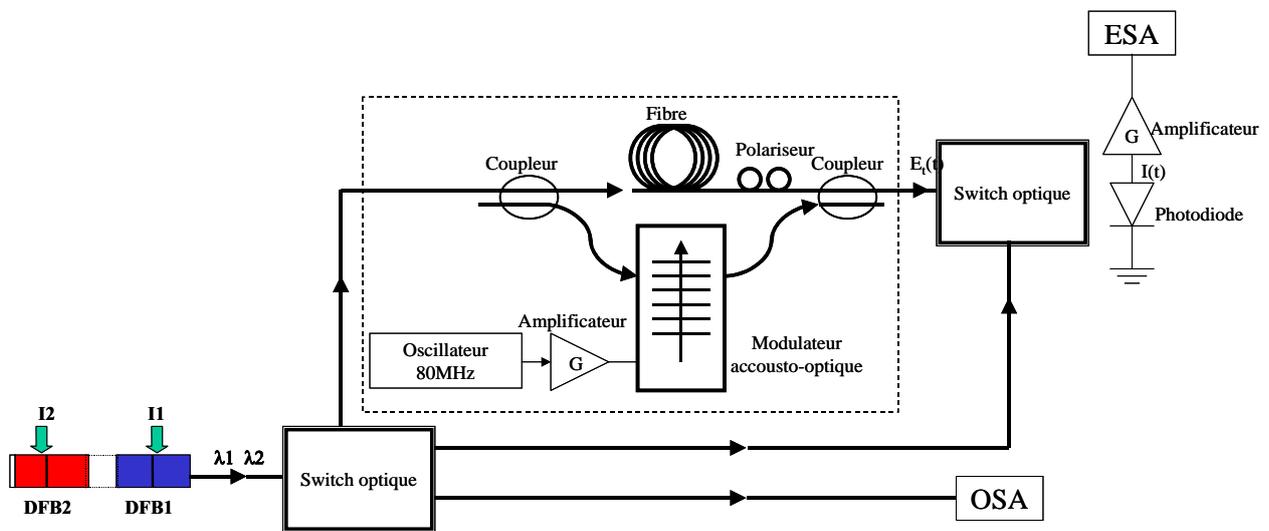


Figure 5-22: Montage expérimental permettant de faire la mesure de la largeur de raie optique par la méthode self-hétérodyne, la largeur de raie du battement hétérodyne et le spectre optique

5.2.4 - Caractérisation

Nous représentons ici les spectres obtenus sur un composant à saut de phase à fort couplage avec des courants d'injection dans les deux sections DFB de 50 et 80 mA, respectivement.

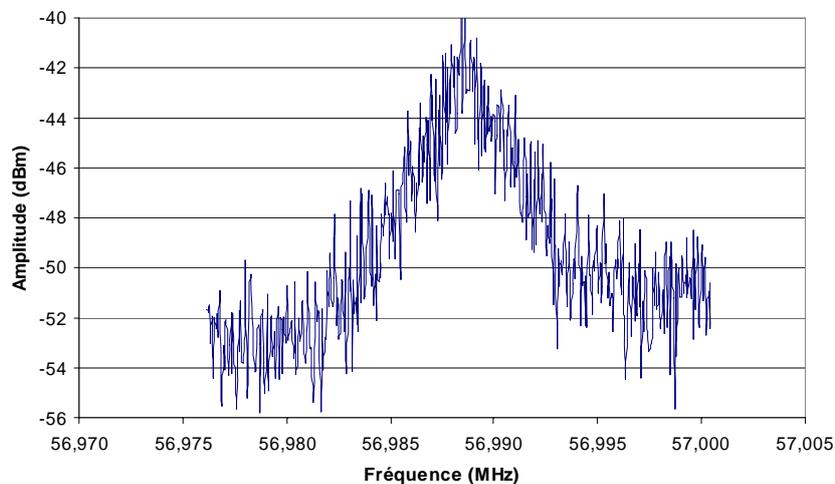


Figure 5-23: Spectre électrique du signal issu du battement obtenu par la méthode self-hétérodyne, représentatif de la largeur de raie optique

Les Figures 5-23 et 5-24 représentent la raie de battement issue de la méthode self-hétérodyne et de la détection directe du faisceau optique bi-mode, respectivement.

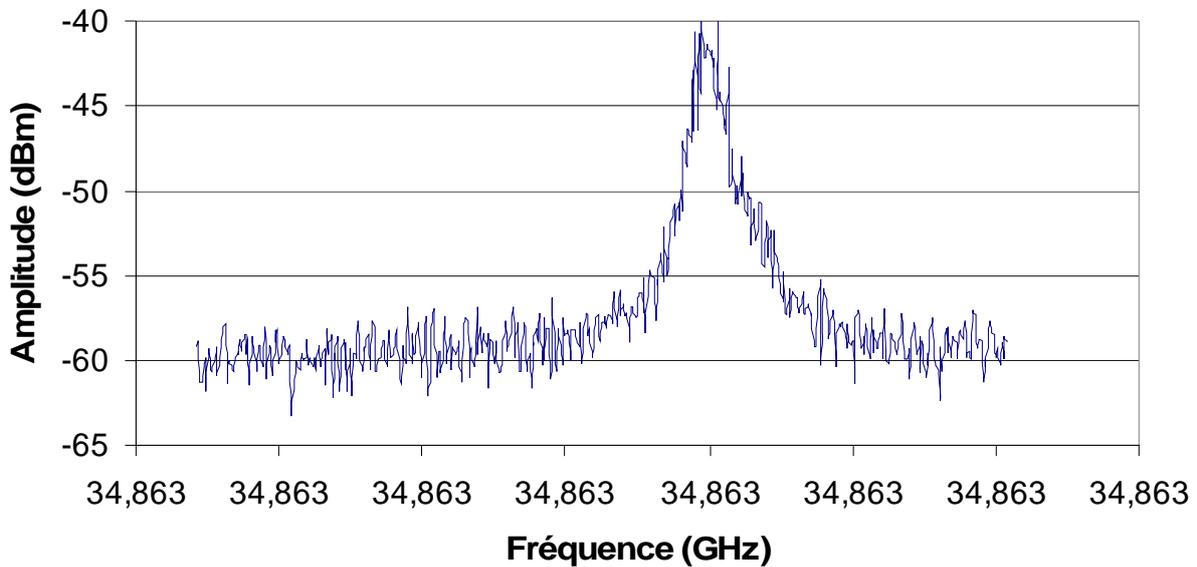


Figure 5-24: Spectre électrique du signal microonde issu du battement direct des deux modes générés par le composant, représentatif de la largeur de raie électrique

La Figure 5-25 montre l'évolution de la fréquence, des largeurs de raie optique et électrique et de la raie du signal microonde pour un courant de polarisation I_{DFB1} de 50mA et un courant I_{DFB2} variant de 0 à 300mA.

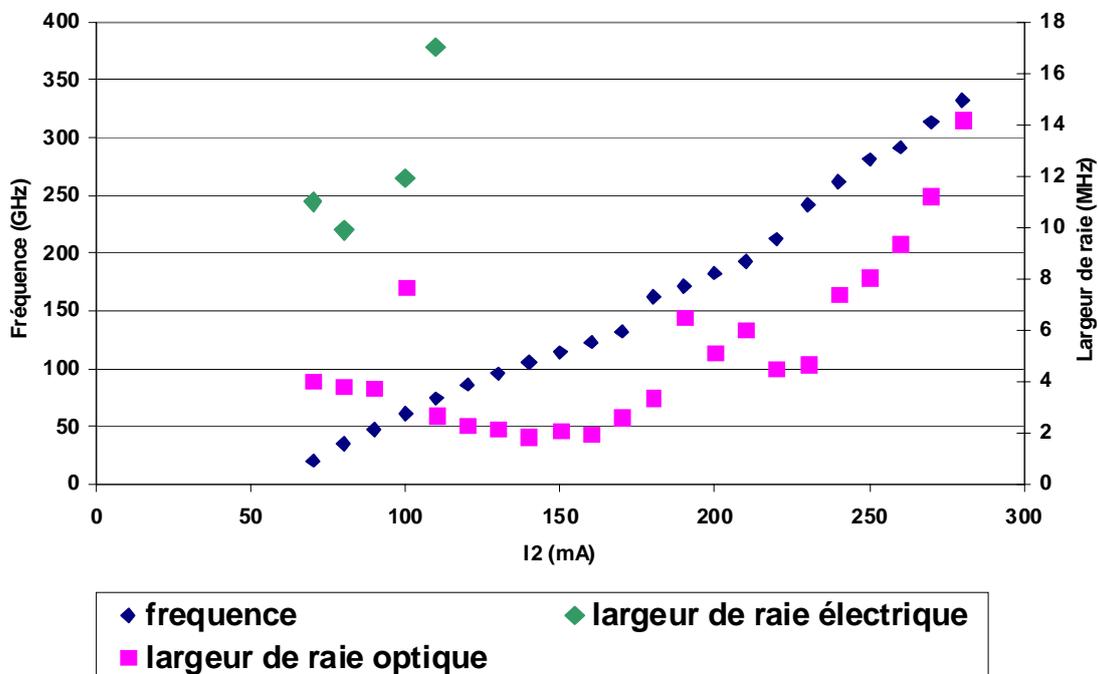


Figure 5-25: Évolution de la fréquence, de la largeur de raie optique et électrique de la raie de battement hétérodyne pour un courant de polarisation (I_{DFB1} à 50mA, I_{DFB2} variant de 0 à 300mA)

5.3 - Conclusion

La largeur de raie optique varie entre 2 MHz et 18 MHz pour un écart intermodal allant d'une trentaine de GHz à environ 300 GHz. Les mesures de largeur de raie du signal électrique ont été faites pour des fréquences inférieures à 75 GHz (limite de détection de la photodiode utilisée) et ont montré une variation de 10 à 18 MHz dans cette gamme. Sur cette gamme, la largeur de raie optique a été estimée à environ 4 MHz, ce qui donne globalement un facteur un peu supérieur à 2 entre ces deux valeurs, facteur usuellement rencontré (*Figure 5-26*) [21].

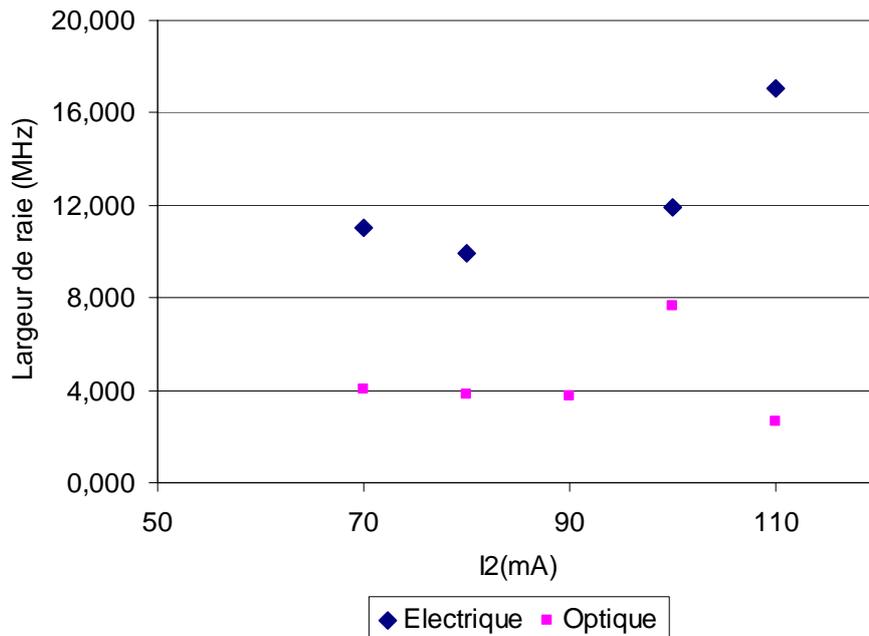


Figure 5-26: Comparaison des largeurs de raie des signaux optiques et électriques (fréquence de battement inférieures à 75 GHz)

6 - Caractérisation du convertisseur de mode

Pour terminer la caractérisation du composant, nous allons vérifier le bon fonctionnement du convertisseur de mode conçu au Chapitre 3. Nous allons mesurer la divergence du faisceau optique à l'aide d'un banc de caractérisation disponible à Alcatel-Thales III-VLab. Il s'agit en fait d'un goniomètre nous permettant de mesurer le champ lointain émis par le composant.

Nous avons vu en fin de Chapitre 3 que le convertisseur de mode adapté à nos structures laser donnait une divergence horizontale de l'ordre de 11° et verticale de l'ordre de 19°.

Dans un premier temps, nous avons mesuré un composant sans convertisseur de mode. La *Figure 5-27* en montre la mesure de la divergence horizontale et verticale du faisceau de sortie. La modélisation nous avait donné une valeur de la divergence horizontale de 29° et verticale de 30°, nous mesurons ici 32° et 42°, respectivement.

La *Figure 5-28* montre la mesure de la divergence horizontale et verticale pour un composant doté d'un convertisseur de mode avec une largeur de pointe de 0,4µm. La modélisation nous a donné un FWHM théorique horizontal de 12° et vertical de 21°; nous mesurons ici, 9,4° et 16,7°, respectivement. Ces valeurs sont meilleures que celles prévues théoriquement, la disparition partielle et la forme effilée du ruban laser supérieur obtenue lors de l'étape de gravure au niveau de la fin du convertisseur de mode (*Figure 4-9*) expliquent cela.

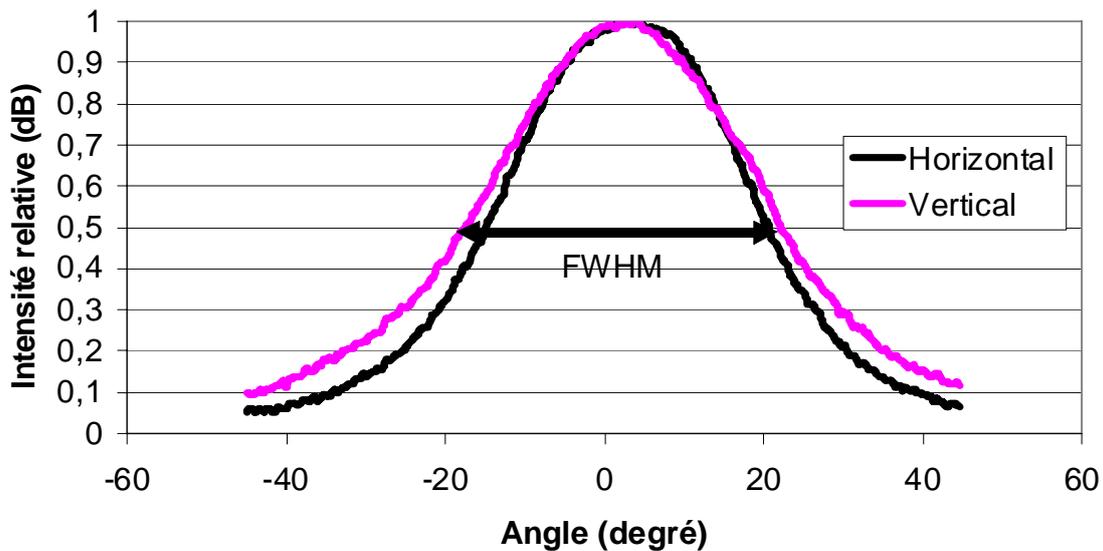


Figure 5-27: Divergence du faisceau optique d'un laser sans convertisseur de mode

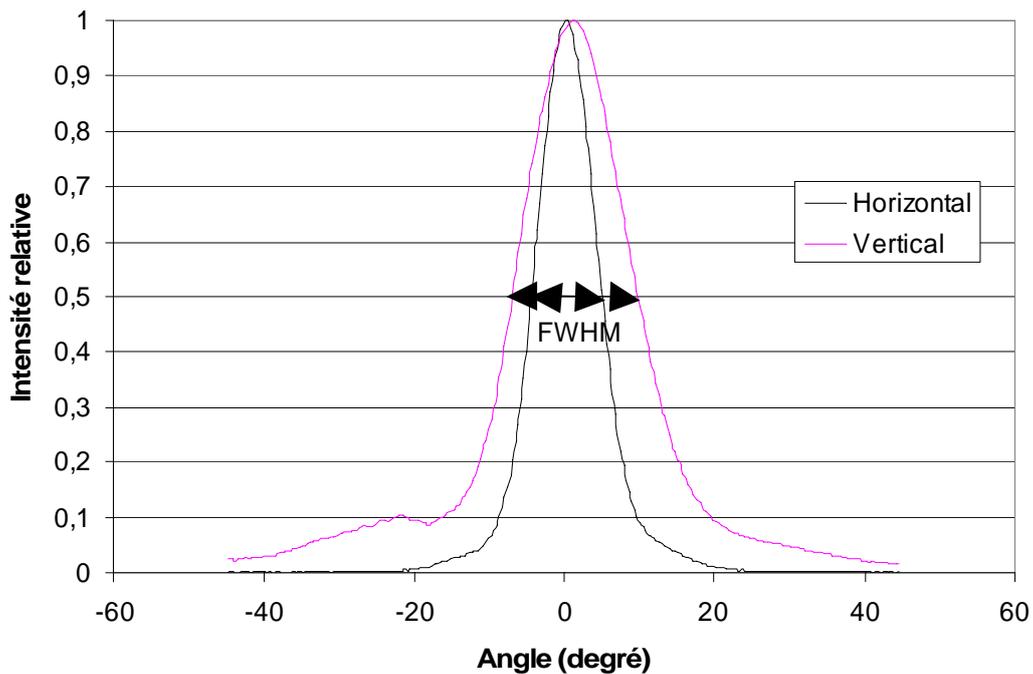


Figure 5-28: Divergence du faisceau optique d'un laser avec un convertisseur de mode avec une pointe de $0,4\mu\text{m}$

7 - Conclusion

Nous avons comparé des lasers DFB bi-longueur d'onde comportant des réseaux de Bragg avec et sans saut de phase avec différents coefficients de couplage. Les caractéristiques statiques sont équivalentes pour l'ensemble des variantes de composants réalisées, on peut toutefois noter une augmentation du courant de seuil avec la force du réseau. Pour atteindre les objectifs du cahier des charges, à savoir principalement une accordabilité de la fréquence de battement entre 30 GHz et 300 GHz, seule la configuration à saut de phase et à fort coefficient de couplage le permet.

La largeur de raie optique a été mesurée avec la méthode self-hétérodyne, une méthode simple à mettre en oeuvre. Cette méthode a permis d'obtenir une largeur de raie optique qui varie entre 2 MHz et 30 MHz, suivant les conditions de polarisation. Le cahier des charges mentionnait une valeur de raie optique de l'ordre du MHz. Ceci devrait être obtenu avec les composants ayant une couche active à base de boîtes quantiques, en cours de fabrication à Alcatel-Thales III-VLab. Les mesures de largeur de raie électrique couvrent une gamme de 10 à 18 MHz sur la gamme de fréquence 30 GHz - 75 GHz, soit un peu plus du double de la largeur de raie optique mesurée (environ 4 MHz).

Concernant le convertisseur de mode associé au laser, les valeurs mesurées de la divergence du faisceau donnent $9,4^\circ$ en horizontal et $16,7^\circ$ en vertical. Ces valeurs sont meilleures que celles modélisées, on peut relier cela à la disparition partielle et à la forme effilée du ruban laser supérieur au niveau de la fin du convertisseur de mode.

Bibliographie du Chapitre 5

- [1] "Simple determination of coupling coefficient in DFB waveguide structures", P. Brosnon, C. Artigue, B. Fernier, D. Leclerc, J. Jacquet, J. Benoit, *Electronics Letters*, Vol. 24(16), pp. 990-991, 1988.
- [2] "Design considerations of the DBR injection laser and the waveguiding structure for integrated optics", S. Wang, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 13(4), p. 176-186, 1977.
- [3] "Low threshold second order DFB laser emitting at 1,3 μ m for high bit rate applications", C. Artigue, Y. Louis, F. Poingt, D. Sigogne, J. Benoit, *IOOC/ECOC 1985*, Tome1-33, ECOC 85.
- [4] "Coupling coefficient for trapezoidal gratings", P. Correc, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24(1), pp. 8-10, 1977.
- [5] "Coupling coefficient for partially meltback trapezoidal gratings", P. Correc, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24(10), pp. 1963-1965, 1988.
- [6] "Analysis of grating-coupled radiation in GaAs/GaAlAs lasers and waveguides: blazing effects", W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 12(8), pp. 494-499, 1976.
- [7] "Coupling coefficient for distributed feedback single and double heterostructure diode laser", W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11(11), pp. 867-873, 1975.
- [8] "Coupled wave analysis of DFB and DBR lasers", W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 13(4), pp. 134-141, 1977.
- [9] "Coupling coefficients and propagation constants in guided wave distributed feedback lasers", W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *Journal of Applied Physics*, Vol. 46(2), pp. 946-948, 1975.
- [10] "Analysis of grating-coupled radiation in GaAs/GaAlAs lasers and waveguides", W. Streifer, R.D. Burnham, D.R. Scifres, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 12(7), pp. 422-428, 1976.
- [11] "Evolution of the coupling coefficient of a distributed feedback laser with residual facet reflectivity", K. Kihara, H. Soda, H. Ishikawa, H. Imai, *Journal of Applied Physics*, Vol. 62(4), pp. 1526-1527, 1987.
- [12] "Determination of coupling coefficient of DFB lasers by a newly proposed method", Y. Hirayama, H. Okuda, H. Futuyama, J. Kinoshita, M. Nakamura, *Electronics Letters*, Vol. 23(3), pp. 101-103, 1987.
- [13] "Validity of KL evaluation by stopband method for $\lambda/4$ DFB lasers with low reflectivity facets", J. Kinoshita, *Electronics Letters*, Vol. 23(10), pp. 499-501, 1987.

- [14] **"Contribution à l'étude de lasers à semi-conducteurs multi-sections émettant à 1,5 μ m accordables en longueur d'onde"**, J. Jacquet, *Thèse*, Telecom Paris, 1992.
- [15] **"Modélisation de l'influence des miroirs sur les pertes au seuil d'un laser DFB"**, J. Jacquet, *Rapport de DEA*, Université de Marseille – Aix III, 1986.
- [16] **"Fiber optics test and measurement"**, D. Derickson, ISBN 0-13-534330-5, 1997.
- [17] **"Near infrared vertical cavity surface emitting lasers with 3MHz linewidth"**, F.M. Di Sopra H.P. Zappe, M. Moser, R. Hovel, H. P. Gauggel, K. Gulden, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11(12), pp. 1533-1535, 1999.
- [18] **"Measurement of spectral characteristics of semi-conductor laser diodes – effect of injected current modulation and optical feedback"**, A. Destrez, Z. Toffano, I. Joindot, C. Birocheau, L. Hassine, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 42(2), pp. 304-310, 1993.
- [19] **"Linewidth narrowed vertical cavity surface emitting lasers for millimeter wave generation by optical heterodyning"**, P. Dowd, I. H. White, M. R. T. Tan, S. Y. Wang, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronic*, Vol. 3(2), pp. 405-408, 1997.
- [20] **"Laser linewidth measurements using self-homodyne detection with short delay"**, H. Ludvigsen, M. Tossavainen, M. Kaivola, *Optics communications*, Vol. 155(1-3), pp.180-186, 1998.
- [21] **"Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum"**, T. Okoshi, K. Kikuchi, A. Nakayama, *Electronics Letters*, Vol.16(16), pp. 630-631, 1980.

Bilan et perspectives

Le but de notre travail était de réaliser une source laser DFB bi-mode accordable émettant dans la gamme de longueurs d'onde autour de $1,55\mu\text{m}$ pour des applications radio sur fibre.

Ce travail faisait partie intégrante du projet Européen "IPHOBAC" et différents objectifs avaient été fixés pour ce composant:

- accordabilité de l'écartement intermodal jusque 300 GHz,
- largeur de raie de l'ordre du MHz,
- divergence dans le plan horizontal et vertical de 10° .

Ce mémoire a donc présenté des étapes de modélisation, de fabrication et de caractérisation visant l'obtention de ces performances. Il est à noter que les composants ont été réalisés chez Alcatel-Thales III-VLab à partir d'un processus de fabrication de sources lasers de type DFB (ou DBR) existant et validé.

Ce type de composants nécessite la réalisation de réseaux de Bragg. Un procédé existe déjà, bien entendu, chez Alcatel-Thales III-VLab à ce sujet. C'est d'ailleurs ce procédé qui a été utilisé pour la réalisation des composants, sujets de ce mémoire, afin de ne pas modifier le procédé technologique global en maints endroits et assurer ainsi la réussite de la fabrication. Néanmoins, nous avons développé un procédé alternatif qui utilise directement une résine électronique comme masque de gravure. Ce procédé a été validé chez Alcatel-Thales III-VLab sur les équipements propriétaires. Ce masque permet la gravure sèche des réseaux, par RIE et ICP. Utilisant cette dernière technique, des profondeurs de l'ordre de 500 nm, voire plus, peuvent être obtenues. Elle peut ainsi être utilisée pour la fabrication de réseaux structurés différemment, dits latéraux qui permettent d'obtenir une plus grande flexibilité sur le choix du coefficient de couplage du laser. L'ensemble de ce travail a été présenté dans le Chapitre 2.

L'objectif demandé sur la divergence du faisceau oblige l'intégration au niveau de la puce laser d'un convertisseur de mode. Celui-ci doit être adapté à la structure de guide optique utilisé pour réaliser le laser. Le Chapitre 3 traite de cette conception. Celle-ci s'est évertuée à obtenir une conception identique pour un panel de structures laser utilisées chez Alcatel-Thales III-VLab; à savoir des lasers DFB ou DBR et une couche active utilisant des puits ou des boîtes quantiques. Un design général a été obtenu et permet d'obtenir une divergence de faisceau de 11° dans la direction horizontale (dans le plan des couches épitaxiées) et 19° dans le plan vertical (perpendiculairement au plan des couches épitaxiées). Nous remarquons que l'objectif n'est pas atteint, principalement dans la direction verticale. Il aurait néanmoins pu être approché mais cela aurait nécessité une longueur du convertisseur de mode bien au-delà du millimètre, ce qui est déjà important vis-à-vis de la longueur de la fonction active du composant.

Le chapitre 4 a présenté étape par étape les différentes phases de la fabrication technologique du laser bi-mode avec convertisseur de mode intégré. Ce chapitre montre la complexité et la difficulté de réaliser un tel composant et nous conforte, si besoin était, dans le choix pris au départ de démarrer l'étude à partir d'un procédé validé de fabrication de laser DFB.

Le chapitre 5 aborde la caractérisation du laser bi-mode accordable et notamment la vérification des performances au vu du cahier des charges initial.

L'accordabilité a été obtenue sur la gamme 30-300 GHz (*Figure 1*) pour un laser comportant des réseaux avec saut de phase et ayant un coefficient de couplage de ces derniers élevé ($kL=4$). Néanmoins, une forte dépendance des niveaux relatifs de chacun des modes a été observé (*Figure 2*). Ce phénomène est inhérent à la structuration du laser bi-mode avec deux sections DFB tête-bêche et en constitue l'une des principales limitations d'utilisation.

La largeur des raies d'émission a été mesurée par une méthode self-hétérodyne sur la totalité du domaine de variation en courant de polarisation; elle varie de 2 à une dizaine de MHz (*Figure 3*). Dans le domaine fréquentiel permis par notre banc de mesure (photodétecteur de bande passante 50GHz), la mesure de la largeur de raie du signal électrique microonde photogénéré a montré une valeur comprise entre 10 et 20MHz. Ceci donne globalement un rapport entre ces deux valeurs un peu supérieur à 2 qui est la valeur communément admise théoriquement. Une valeur plus faible de la largeur de raie du signal optique pourra être obtenue par l'utilisation de boîtes quantiques pour la couche active du laser. Ces composants sont en cours de fabrication au sein d'Alcatel-Thales III-VLab.

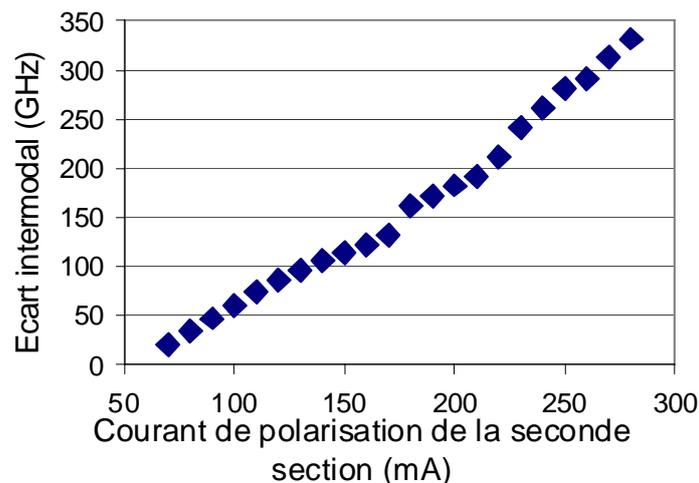


Figure 1: Domaine d'accordabilité du laser bi-mode

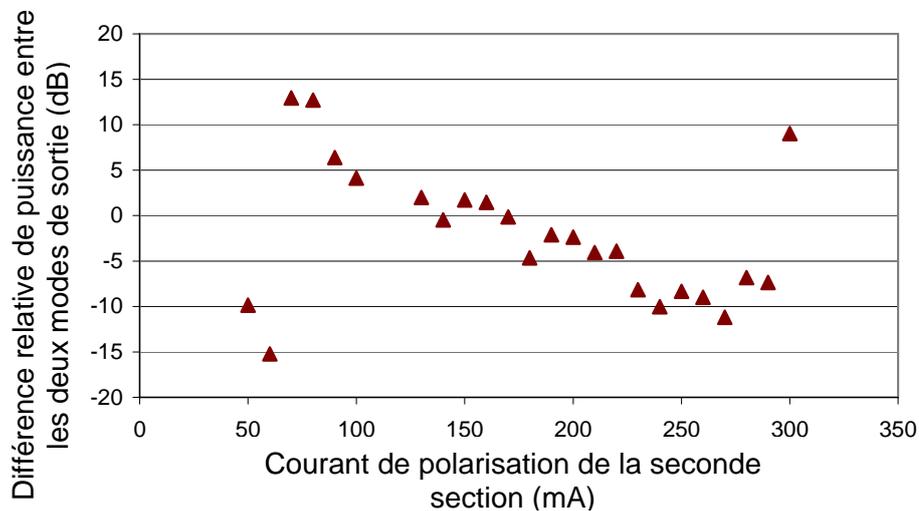


Figure 2: Différence relative de la puissance entre les deux modes de sortie dans la cas d'un laser à réseaux de Bragg à fort coefficient de couplage avec saut de phase

Pour terminer, la divergence du faisceau de sortie a été mesurée à environ 10° et 17° pour la direction horizontale et verticale, respectivement (*Figure 4*). Ce résultat est meilleur que ce que la théorie nous prévoyait. Cela peut être expliqué par une sous-gravure du ruban supérieur de 0,4µm de large terminant le convertisseur de mode amenant ainsi un déconfinement plus rapide du faisceau (cette solution n'avait pas été retenue initialement car trop délicate à maîtriser!). Ce "problème" lié à la fabrication technologique agit, une fois n'est pas coutume, en notre faveur!

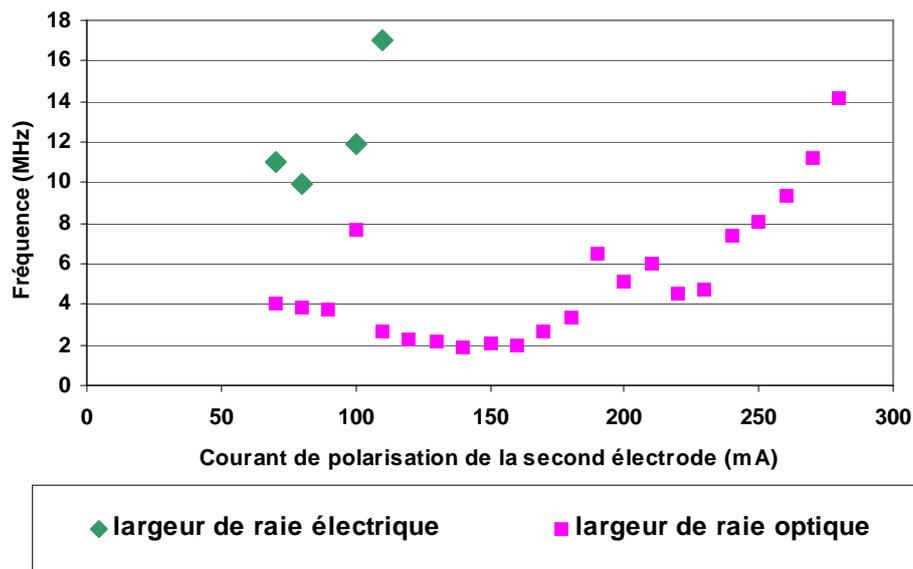


Figure 3: Évolution de la largeur de raie du signal optique issu du laser bi-mode et du signal électrique issu d'un photodétecteur éclairé par ce même laser

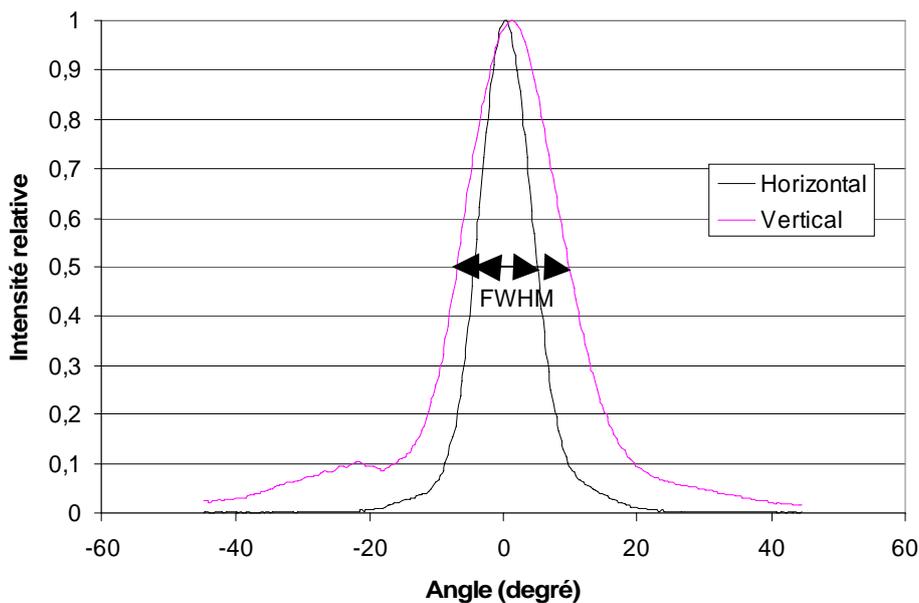


Figure 4: Divergence du faisceau optique d'un laser avec un convertisseur de mode avec une pointe de 0,4 μ m

En conclusion, un laser DFB bi-longueur d'onde ayant une différence de fréquence optique accordable de 30 GHz à 300 GHz a été fabriqué. L'accordabilité en fréquence est facile à mettre en œuvre par l'ajustement des courants de polarisation de chaque section DFB. Néanmoins, la balance des puissances de sortie et le maintien d'un spectre bi-mode, ou avec une réjection minimale des modes secondaires supérieure à -30 dB, sont assez délicats à maîtriser.

Afin de pallier à cette mise en œuvre délicate, il serait intéressant de développer un laser bi longueur d'onde constitué de deux sections DFB en parallèle couplées par un interféromètre multi-mode (MMI) [1 à 4], néanmoins on s'éloigne de plus en plus du concept de fabrication "simple" du départ. Au niveau du dimensionnement des lasers, ou tout au moins de leur réseau, il n'y a pas

réellement de différence flagrante avec le concept utilisé ici. Nous nous sommes donc intéressés au dimensionnement du coupleur et une première étude a été réalisée afin de permettre la fabrication avenir de ce type de composant. La *Figure 5* représente le schéma d'un tel composant.

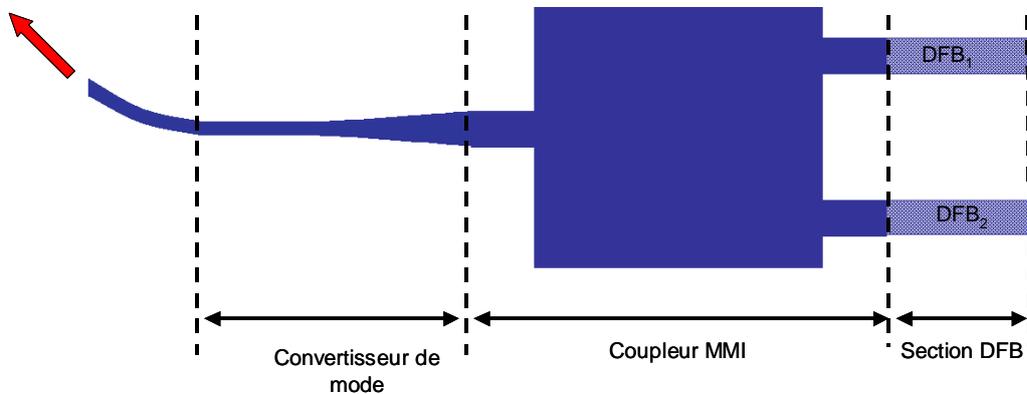


Figure 5: Schéma de l'intégration de deux lasers DFB avec un coupleur multimode

Le coupleur est simulé avec les mêmes outils de modélisation que ceux utilisés dans le Chapitre 3. Les structures épitaxiales sont elles-aussi les mêmes. Les dimensions à optimiser sont la largeur et la longueur de la zone multimode ainsi que la position des deux bras de sortie.

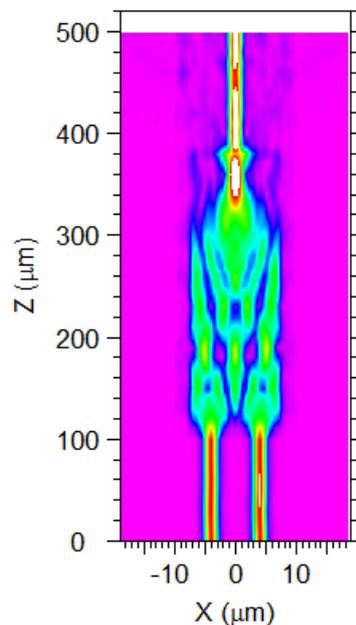


Figure 6: Propagation dans le MMI optimisé

La simulation a permis de définir une longueur optimale de 280µm pour une largeur de 15µm. Les guides d'entrée et de sortie sont compatibles avec ceux des composants DFB actuels et du convertisseur de mode étudié au Chapitre 3. La figure 6 montre une vue de dessus de la propagation dans le MMI, lorsque celui-ci a été optimisé. Les pertes apportées par le MMI sont de l'ordre de 10%. La topologie finale en est donnée en *Figure 7*.

La fabrication de ce double laser DFB avec couplage multimode est compatible avec le processus de fabrication développé dans le Chapitre 4. Ce type de composant est actuellement en cours de fabrication au sein d'Alcatel-Thales III-VLab.

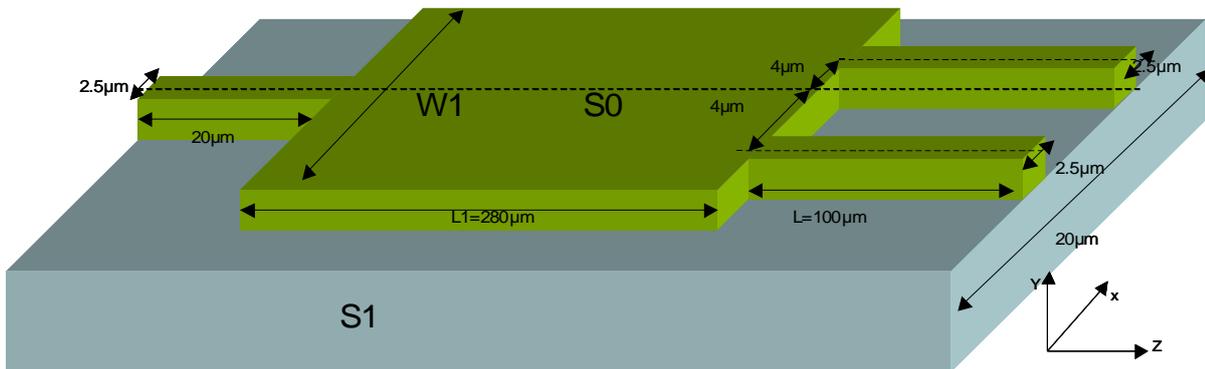


Figure 7: Topologie du coupleur multimode compatible avec les éléments décrits dans ce mémoire

Une seconde perspective de ce travail serait de graver encore un échelon dans l'intégration et d'envisager celle d'une source millimétrique par voie optique en mariant les différentes études menées au sein du projet IPHOBAC.

Le groupe de travail WP4 du projet IPHOBAC [5] a développé et fabriqué une photodiode avec antenne intégrée opérant dans la gamme de fréquence 10 – 300 GHz et d'une photodiode avec sortie coaxiale jusque 110 GHz [6]. L'intégration, à plus long terme, sur la même puce, d'un laser bi-longueur d'onde avec ce type de photodétecteur permettrait alors la réalisation d'une source millimétrique ultra-miniaturisée. Réunir ces deux composants sur la même puce n'est néanmoins pas une chose facile tant les structures (épitaxiales) des composants sont différentes. A titre d'exemple, l'épitaxie nécessaire à la réalisation des photodétecteurs large-bande est présentée en Figure 8. Ce type de photodétecteur a un comportement qui se situe entre celui de la photodiode PIN et celui du photodétecteur UTC.

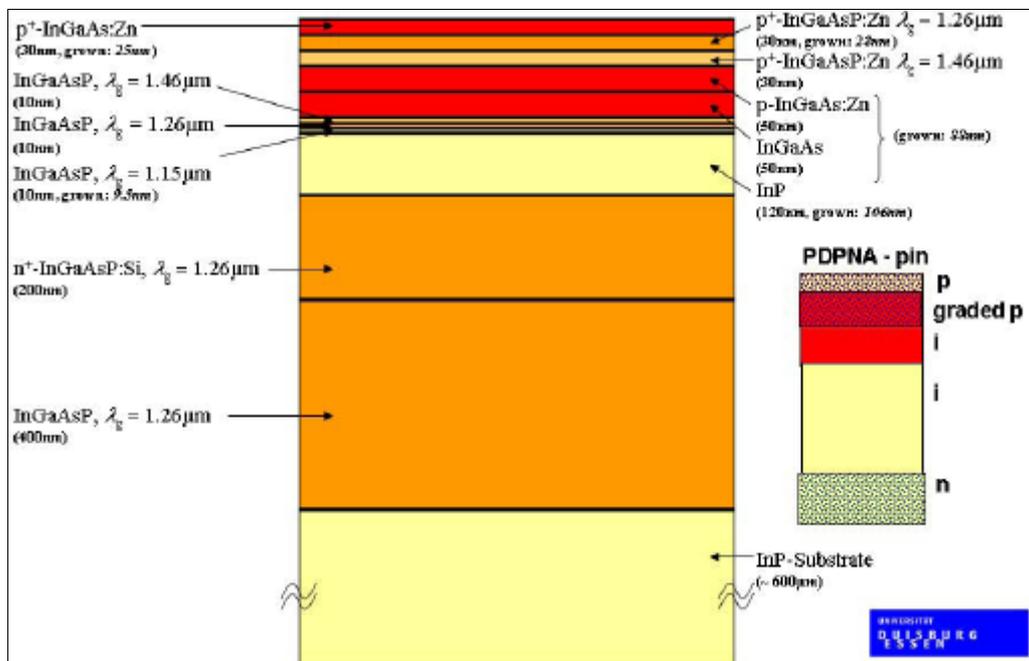


Figure 8: Structure épitaxiale de la photodiode large bande passante développée dans le cadre du projet IPHOBAC

La solution la plus "simple" technologiquement serait de disposer ces couches sur le dessus de celles existantes et de coupler le faisceau optique dans la structure par couplage évanescent. Bien que non trivial, on pourrait penser réaliser cette épitaxie d'un seul tenant; la difficulté serait

néanmoins reportée sur la gravure des différentes couches permettant de localiser le photodétecteur au bon endroit. Une vue schématique d'un tel composant est montré en *Figure 9*.

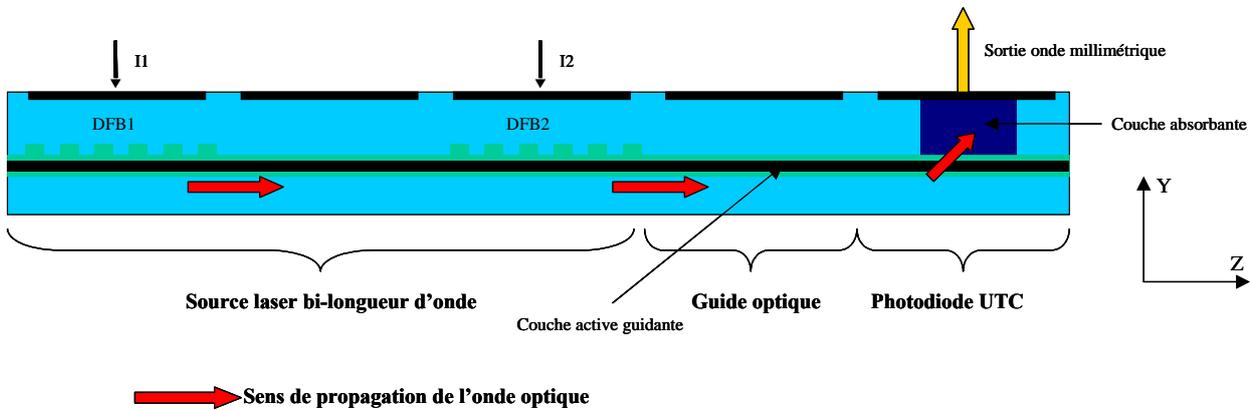


Figure 9: Générateur d'onde millimétrique intégré composé d'une source laser DFB bi-longueur d'onde (telle celle présentée dans ce manuscrit) et d'une photodiode large bande passante. Le couplage entre le guide optique et la photodiode est réalisé par couplage évanescent

Une modélisation préliminaire a été réalisée afin d'apprécier quel serait les potentialités d'une telle association. A cette étape, la structure optimisée du composant photodétecteur issue du projet IPHOBAC a été reprise; il semble, sans nul doute, que l'optimisation de ce photodétecteur devrait néanmoins être reprise pour être adaptée au couplage optique proposé ici. De premiers résultats de modélisation permettent de mettre en évidence un couplage entre les deux structures. Le taux de couplage est d'environ de 70% (*Figure 10*).

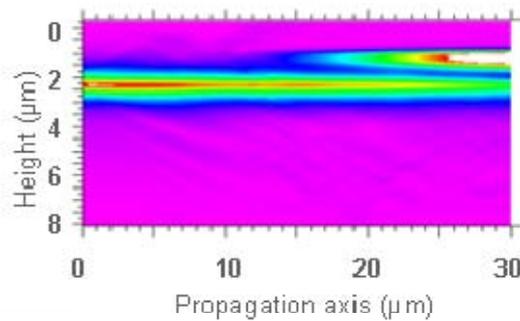


Figure 10: Résultat de modélisation du couplage évanescent entre le guide optique de la couche laser et la photodiode

On peut toutefois aussi envisager une reprise d'épitaxie, telle que celle présentée en Chapitre 4 de ce manuscrit pour la réalisation du convertisseur de mode, le couplage du détecteur ayant alors lieu en bout, voire également de manière évanescente "optimisée". Cela permettrait indubitablement de relâcher les compromis mis en jeu sur la compatibilité des deux technologies dans le schéma proposé ci-dessus et d'améliorer les performances globales du composant; le prix à payer serait une technologie plus délicate.

Cela constitue un beau sujet, dans la continuité des différentes études que j'ai vues au sein des nombreuses réunions du projet IPHOBAC.

Bibliographie

- [1] **"More than 40nm tuning DBR-MMI-SOA with only one Bragg current control compatible with fast switching"**, H. Debregas-Sillard, C. Fortin, F. Pommereau, *European Conference on Optical Communication* 2007, paper 9-2-4, 2007.
- [2] **"Lasers accordables en longueur d'onde intégrés sur matériaux semi-conducteurs"**, H. Debregas-Sillard, Thèse, Université Paris XI Orsay, 2007.
- [3] **"High power (40mw) full C-band wavelength tunable DFB laser array integrated with funnel combiner"**, H. Ishii, K. Kasaya, H. Oohashi, Y. Shibita, H. Yasaka, K. Okomoto, *International Semiconductor Laser Conference*, TUA4, 2006.
- [4] **"Optical multi-mode interference devices based on self imaging : principles and application"**, L. B. Soldano, E. C. M. Pennings, *Journal of Lighthwave Technology*, Vol. 13(4), pp. 615-627, 1995.
- [5] <http://www.ist-iphobac.org>
- [6] **"Optical Millimeter-Wave Generation using 1.55 μ m Photodiodes with and without Integrated Antennas"**, A. Stöhr, C.C. Renaud, D. Moodie, A.G. Steffan, L. Pavlovic, D. Jäger, A.J. Seeds, *2008 URSI General Assembly*, Chicago, 2008 (invited).

Liste des publications et communications liées à ce travail

PUBLICATIONS

"**Tunable dual-mode DFB laser for millimetre-wave signal generation**", S. Ginestar, F. van Dijk, A. Accard, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, L. Legouezigou, F. Lelarge, B. Rousseau, J. Landreau, J-P. Vilcot, G.H. Duan, *The European Physical Journal-Applied Physics*. Soumission en cours.

"**Laser diodes for microwave and millimeter wave photonics**", F. Van Dijk, A. Enard, G.-H. Duan, A. Accard, F. Lelarge, A. Shen, O. Parillaud, A. Akrouf, G. De Vallicourt, S. Ginestar, A. Ramdane, (invited), Proceedings of *Mediterranean Microwave Symposium 2009*.

COMMUNICATION

"**Laser DFB bi-longueur d'onde accordable pour la génération de signaux millimétriques**", S. Ginestar, F. Van Dijk, A. Accard, F. Poingt, F. Pommereau, L. Legouezigou, O. Legouezigou, F. Lelarge, B. Rousseau, J. Landreau, J-P. Vilcot, G.H. Duan, *Colloque International Telecom 2009 & 6° JFFMA*, 12 au 14 mars 2009, Agadir.

POSTERS

"**Génération d'onde millimétrique avec un laser DFB bi-longueur d'onde**", S. Ginestar, F. van Dijk, A. Accard, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, L. Legouezigou, F. Lelarge, B. Rousseau, J. Landreau, J-P. Vilcot, G.H. Duan, *Réunion du club optique et Micro-Ondes de la Société Française d'Optique*, 30 juin 2009, FEMTO - Besançon.

"**Millimeter-wave frequency generation with dual-wavelength DFB laser**", S. Ginestar, F. van Dijk, A. Accard, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, L. Legouezigou, F. Lelarge, B. Rousseau, J. Landreau, J-P. Vilcot, G.H. Duan, *European workshop on photonic solutions for wireless, access, and in-house networks*, 18 au 20 mai 2009, Duisburg.

"**Laser DFB bi-longueur d'onde : accordabilité et largeur de raie électrique à -3dB**", S. Ginestar, F. Van Dijk, A. Accard, J-P. Vilcot, G.H. Duan, *Réunion du club optique et Micro-Ondes de la Société Française d'Optique*, 8 juillet 2008, CNAM - Paris.

POSTERS (au sein NoEs Européens)

"**Tunability and linewidth of the electrical beat note issued from a dual wavelength DFB laser**", S. Ginestar, F. van Dijk, A. Accard, O. Legouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, J-P. Vilcot, G.H. Duan, *6th ISIS Workshop*, 2 au 4 juin 2008 – Stockholm.

"**Novel grating structures for dual-mode laser devices**", S. Ginestar, A. Accard, F. Van Dijk, G.H. Duan, *EPINNET Spring School*, 11 au 18 mai 2008 – Ile d'Elbe.

REUNIONS DE PROJET

27 Septembre 2006, WP3 Technical Meeting, Cannes, France

7-8 Décembre 2006, 2nd TMC meeting, London, United Kingdom

24-25 Mai 2007, 3rd TMC meeting, Stockholm, Sweden

10-11 Septembre 2007, 4th TMC meeting, Paris, France

4-5 Février 2008, 5th TMC meeting, Berlin, Germany

29-30 Mai 2008, 6th TMC meeting, Valencia, Spain

2-3 Septembre 2008, 7th TMC meeting, Ljubljana, Slovenia

12-13 Janvier 2009, 8th TMC meeting, Ipswich, United Kingdom

18 Mai 2009, 9th TMC meeting, Duisburg, Germany

3-4 Septembre 2009, 10th TMC meeting, Lannion, France.

Annexes

Analyse des lasers DFB par la théorie des modes couplés

Équations des modes couplés

Kolgenik [1] proposa en 1972 une théorie des lasers DFB basé sur la théorie des modes couplés. La théorie des modes couplés permet d'exprimer les champs électromagnétiques E et H comme une combinaison linéaire des modes non perturbés (en l'absence de réseau). Les équations suivantes donnent les expressions des champs électromagnétiques E et H :

$$\bar{E}(x, y, z) = A_p(z)\bar{e}_p(x, y) + A_r(z)\bar{e}_r(x, y) \quad (1)$$

$$\bar{H}(x, y, z) = A_p(z)\bar{h}_p(x, y) + A_r(z)\bar{h}_r(x, y) \quad (2)$$

avec: $A_p(z) = e^{j(\alpha + \beta z)}$: onde progressive.

$A_r(z) = e^{j(\alpha - \beta z)}$: onde régressive.

Les équations de Maxwell peuvent être remplacées par une paires d'équations différentielles afin de décrire l'évolution en amplitude des modes aller des ondes progressives et des modes retour des ondes régressives dans le réseau. En supposant que, dans le modèle des ondes couplées, l'amplitude du champ électrique E et les constantes du guide d'onde ne sont dépendantes que de la direction de propagation z, le champ électrique vérifie l'équation de propagation suivante:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k^2 E = 0 \quad (3)$$

Lorsque le réseau n'est pas présent, les champs qui décrivent la propagation de la lumière dans un guide non perturbé ont pour expression :

$$\frac{dA_p(z)}{dz} = j\beta A_p(z) \quad (4)$$

$$\frac{dA_r(z)}{dz} = -j\beta A_r(z) \quad (5)$$

avec: β constante de propagation du guide d'onde à la longueur d'onde λ (cm^{-1}).

$$\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} + j \frac{G_{\text{mod}} - P_{\text{int}}}{2}$$

G_{mod} : gain modal (cm^{-1}).

P_{int} : pertes internes (cm^{-1}).

Le fait d'ajouter le réseau de Bragg entraîne un couplage de ces deux équations. Ce couplage se traduit par le second terme dans les relations suivantes [2]:

$$\frac{dA_p(z)}{dz} = j\beta A_p(z) + \kappa \cdot e^{(jk_g z)} A_r(z) \quad (6)$$

$$\frac{dA_r(z)}{dz} = -j\beta A_r(z) + \kappa^* \cdot e^{(-jk_g z)} A_p(z) \quad (7)$$

Avec : κ : coefficient de couplage (m^{-1}).

κ^* : coefficient de couplage complexe conjugué (m^{-1}).

k_g vecteur d'onde du réseau (m^{-1}):

$$k_g = \frac{2\pi}{\Lambda}$$

Écriture matricielle

On réalise un changement de variable afin de pouvoir résoudre le système d'équations, on pose:

$$A_p(z) = a_p(z) e^{\left(\frac{jK_g z}{2}\right)} \quad (8)$$

$$A_r(z) = a_r(z) e^{\left(-\frac{jK_g z}{2}\right)} \quad (9)$$

Le système d'équations devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA_p(z)}{dx} = j\delta A_p(z) + \kappa A_r(z) \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA_r(z)}{dx} = -j\delta A_r(z) + \kappa^* A_p(z) \end{array} \right. \quad (11)$$

avec: la fréquence normalisée : $\delta = \frac{\beta^2 - \beta_0^2}{2\beta} \approx \beta_{th} - \beta_0 = n \frac{\omega - \omega_0}{c}$

β_0 et β_{th} : constante de propagation à la fréquence de Bragg (m^{-1}).

ω_0 : fréquence de Bragg (Hz).

Les équations des modes couplés s'écrivent sous la forme matricielle suivante:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_p(z) \\ A_r(z) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} j\delta & \kappa \\ \kappa^* & -j\delta \end{pmatrix} \begin{bmatrix} A_p(z) \\ A_r(z) \end{bmatrix} \quad (12)$$

La méthode de résolution consiste alors à utiliser une décomposition en vecteurs propres. Après résolution, on obtient les valeurs propres et les vecteurs propres suivants:

$$\begin{cases} \lambda_1 = \gamma \\ \lambda_2 = -\gamma \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} \vec{V}_1 = \begin{bmatrix} j\delta + \gamma \\ \kappa^* \end{bmatrix} \\ \vec{V}_2 = \begin{bmatrix} -\kappa \\ j\delta + \gamma \end{bmatrix} \end{cases} \quad (14)$$

On pose: $\gamma = \sqrt{\kappa^2 + (\alpha - j\gamma^2)}$: constante de propagation complexe (m^{-1}), et α constante de gain.

L'égalité matricielle résultante fait apparaître des conditions initiales provenant de la résolution d'équations différentielles par la décomposition en vecteurs propres:

$$\begin{bmatrix} A_p(z) \\ A_r(z) \end{bmatrix} = [\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2] \begin{pmatrix} e^{\lambda_1 z} & 0 \\ 0 & e^{\lambda_2 z} \end{pmatrix} [\vec{V}_1 \cdot \vec{V}_2]^{-1} \begin{bmatrix} A_p(0) \\ A_r(0) \end{bmatrix} \quad (15)$$

En remplaçant les valeurs propres et les vecteurs propres, on obtient:

$$\begin{bmatrix} A_p(z) \\ A_r(z) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma z) + \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma z) & \frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma z) \\ \frac{\kappa^*}{\gamma} \sinh(\gamma z) & \cosh(\gamma z) - \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma z) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} A_p(0) \\ A_r(0) \end{bmatrix} \quad (16)$$

En revenant à l'expression originale des amplitudes des modes progressif et régressif, on peut exprimer les solutions des équations des modes couplés sous la forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} A_p(z) \\ A_r(z) \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\frac{jk_g z}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{jk_g z}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh(\gamma z) + \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma z) & \frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma z) \\ \frac{\kappa^*}{\gamma} \sinh(\gamma z) & \cosh(\gamma z) - \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma z) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} A_p(0) \\ A_r(0) \end{bmatrix} \quad (17)$$

Cette nouvelle matrice permet donc de définir les amplitudes des modes couplés en chaque point z de la structure tout en connaissant les conditions à l'entrée du réseau (en $z = 0$). Si on suppose qu'aucune lumière incidente arrive sur la face de sortie du réseau, c'est à dire que $A_r(L) = 0$ et que la seule lumière incidente provient de la face d'entrée du réseau, c'est à dire $A_p(0) = 1$, on peut écrire la matrice suivante:

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\frac{jk_g z}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{jk_g z}{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh(\gamma L) + \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma L) & \frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma L) \\ \frac{\kappa^*}{\gamma} \sinh(\gamma L) & \cosh(\gamma L) - \frac{j\delta}{\gamma} \sinh(\gamma L) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix} \quad (18)$$

Avec : t : coefficient de transmission.

r : coefficient de réflexion qui a pour expression.

$$r(\delta) = -\frac{\kappa^* \tanh(\gamma L)}{\gamma - j\delta \tanh(\gamma L)} \quad (19)$$

Dans le cadre d'un laser DFB idéal, c'est à dire sans réflexion aux facettes, les solutions de l'équation des modes couplés correspondent aux modes DFB de la structure. Ces solutions se déduisent de la divergence du coefficient de réflexion du réseau, dans le cas où le coefficient de réflexion devient très grand, c'est à dire quand le dénominateur de l'équation (19) devient nul :

$$\gamma_{th} = j\delta_{th} \tanh(\gamma_{th} L) \quad (20)$$

La résolution numérique de l'équation (20) permet d'obtenir les différents modes possibles dans la cavité. Chacun de ces modes est alors associé à une valeur propre de constante de propagation complexe γ_{th} avec une constante de gain α_{th} et une fréquence de résonance normalisée δ_{th} . La détermination de ces paramètres pour un DFB avec réflexion aux facettes se fait de la même manière mais fait intervenir les coefficients de réflexion et de transmission des facettes [3].

Description des modes DFB

Le paramètre essentiel qui caractérise un laser DFB est le coefficient de couplage κ . Il représente la force de dispersion arrière de Bragg, donc la quantité de rétroaction, c'est à dire la puissance transférée du mode aller $A_p(z)$ vers le mode retour $A_r(z)$ par unité de longueur. Kolgenik donna en 1972 une première approximation du coefficient de couplage. Il indiqua qu'un laser DFB

peut être à couplage par soit l'indice soit le gain, soit une combinaison des deux. En effet, suivant les propriétés du réseau de Bragg inséré aux alentours de la zone active, il y a alors une modulation de l'indice de réfraction $n(z)$ et/ou de la constante de gain $\alpha(z)$. Ces deux paramètres sont définis par les relations suivantes selon une modulation supposée ici sinusoïdale:

$$\begin{aligned} n(z) &= n + n_1 \cos(2\beta_0 z) \\ \alpha(z) &= \alpha + \alpha_1 \cos(2\beta_0 z) \end{aligned} \quad (21)$$

avec: n : Valeur moyenne de l'indice de réfraction.
 n_1 : Amplitude de modulation spatiale de l'indice de réfraction.
 α : Valeur moyenne de la constante de gain (m^{-1}).
 α_1 : Amplitude de modulation spatiale de la constante de gain du milieu.
 β_0 : Constante de propagation de l'onde à la fréquence de Bragg (m^{-1}).

Le coefficient de couplage peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda} + \frac{j\alpha_1}{2} \quad (22)$$

L'équation (22) se simplifie si on utilise une modulation uniquement par l'indice ou uniquement par le gain. Si le laser DFB est un laser à couplage par l'indice, il y a une modulation spatiale de l'indice de réfraction, le coefficient de couplage est alors réel et α_1 est nul. Pour un couplage par le gain, le couplage entre les ondes progressives et régressives est fourni par un milieu à gain qui varie périodiquement le long de la cavité [4], le coefficient de couplage est donc imaginaire et n_1 est nul.

Yariv donna une autre expression du coefficient de couplage [5] comme étant dépendant des paramètres géométriques du guide d'onde.

$$\kappa = \frac{2\pi^2}{3\lambda_0 k} \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2} \left(\frac{a}{t}\right)^3 \left[1 + \frac{\frac{3\lambda_0}{a}}{2\pi(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}} + \frac{\left(\frac{3\lambda_0}{a}\right)^2}{4\pi(n_2^2 - n_1^2)} \right] \quad (23)$$

avec k l'ordre du réseau

Dans la littérature il existe un grand nombre d'expressions théoriques du coefficient de couplage [6, 7]. Par la suite nous ne retiendrons que l'expression développée dans les travaux de Kogelnik.

Coefficient de couplage

Pour un laser à couplage par l'indice, la résolution numérique de l'équation (20) montre que l'évolution de la constante de propagation en fonction de la fréquence normalisée présente une bande interdite centrée sur la fréquence de Bragg. Cette "stop-band" entraîne un spectre de modes symétrique autour de la fréquence de Bragg et donc une émission bi-mode autour de cette même fréquence. Pour éviter le fonctionnement bi-mode, un saut de phase est réalisé au cœur du réseau de Bragg [8].

Il est aussi possible d'utiliser des lasers DFB à couplage latéral [9]. De plus, Willems [10] a montré que l'espacement entre modes est très voisin de la largeur à 3dB du filtre défini par le réseau périodique. Ils en déduisent ainsi l'expression suivante décrivant l'écart entre les modes.

$$\Delta f = \frac{1.5\sqrt{2}}{\pi n_{eff} \tanh(\kappa L)} c \kappa \quad (24)$$

avec: Δf : espacement entre les deux modes centraux d'un laser DFB guidé par l'indice
 c : vitesse de la lumière
 κ : coefficient de couplage de la structure
 L : longueur de la structure
 n_{eff} : indice effectif de la structure

On remarque que la force du couplage, κL , sur de telles structures a une grande influence. Plus le couplage est fort plus la largeur de la bande interdite est grande pour une structure à couplage par l'indice. Inversement, plus ce couplage est faible plus les propriétés de résonance de ces deux types de structures se rapprochent d'une cavité Fabry-Pérot classique. En réalité, il est difficile de réaliser des lasers DFB à couplage purement par l'indice ou par le gain, on parle alors de lasers à couplage complexe [11].

Bibliographie

- [1] "**Coupled-wave theory of distributed feedback lasers**", H. Kogelnik, C.V Shank, *Journal of Applied Physics*, Vol. 43(5), pp. 2327-2335, 1972.
- [2] "**Fabrication de réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique: Application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière InP**", S. Garidel, *Thèse*, Université de Lille, 2004.
- [3] "**Diode lasers and Photonic Integrated Circuits**", L. A. Coldren and S.W. Corzine, *Wiley – Interscience Publication*, Kai Chang Editor, p. 276, 1995.
- [4] "**An asymmetric cladding gain-coupled DFB laser with oxide defined metal surface grating by MOCVD**", M.L. Osowski, J.S. Hughes, R.M. Lammert and J.J. Coleman, *IEEE Photonic Technology Letters* Vol. 9(11), pp. 1460-1462, 1997.
- [5] "**Coupled-mode theory for guided-wave optics**", A. Yariv, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 9(9), pp. 919-933, 1993.
- [6] "**Linewidth reduction of DSM lasers due to effects of composite cavity and distributed reflectors**", K. Kudo, S. Arai and J.I Sim, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29(6), pp. 1769-1781, 1993.
- [7] "**Distributed feedback semiconductor lasers**", J. Carroll, J. Whiteaway, D. Plumb, *IEEE Circuits devices and systems series 10, SPI Press*, p. 26, 1998.
- [8] "**Contribution à l'étude de lasers à semi-conducteurs multisections émettant à 1,5 µm accordables en longueur d'onde**", J. Jacquet, *Thèse*, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 1992.
- [9] "**Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2,6 µm pour l'analyse de gaz**", D. Barat, *Thèse*, Université de Montpellier II, 2007.
- [10] "**Filter characteristics of DBR amplifier with index and gain coupling**", J. Willems, K. David, G. Morthier, R. Baets, *Electronics Letters*, Vol. 27(10), pp. 831-833, 1991.
- [11] "**The effect of complex coupling-coefficients on distributed feedback lasers**", E. Kapon, A. Hardy, A. Katzir, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18(1), pp. 66-71, 1982

Outils technologiques

Le procédé de fabrication de l'ensemble des composants (opto)électroniques repose principalement sur 3 technologies de base que sont la lithographie, le dépôt et la gravure. L'agencement, la combinaison ainsi que les matériaux mis en jeu lors de ces différentes étapes définissent le processus de fabrication d'un composant. Nous nous focaliserons ici plus particulièrement sur la description des étapes ayant nécessité un développement spécifique lors de notre étude; à savoir, l'étape de photolithographie et l'étape de gravure. Nous allons répertorier les outils technologiques susceptibles de répondre à nos besoins pour la réalisation de chacune de ces étapes de fabrication. La première étape de fabrication consiste à définir la géométrie des composants. Pour définir la géométrie de ces composants nous allons réaliser des masques par lithographie. Plusieurs méthodes de lithographie existent au sein des laboratoires, la première est la lithographie optique et la seconde la lithographie électronique.

1 - La lithographie

La lithographie consiste à définir des motifs sur la surface du matériau, motifs qui serviront ensuite à une étape de gravure ou de dépôt. Le procédé consiste, dans un premier temps, à recouvrir le substrat avec un polymère sensible (résine) soit aux rayons ultraviolets (résine photo-sensible), on parle alors de lithographie optique, soit aux électrons, on parle alors de lithographie électronique (résine électro-sensible).

Le choix de la résine se fait non seulement en fonction du type d'insolation (optique ou électronique, que nous décrirons par la suite) mais aussi en fonction du procédé auquel devra servir le masque de résine (gravure chimique ou sèche, implantation ionique, métallisation, etc...).

Comme mentionné plus haut, les résines peuvent être photo-sensibles, elles sont alors modifiées suite à une radiation lumineuse, généralement de longueur d'onde autour de 365 nm ("i-line") ou 193 nm ("deep-UV" ou UV-profonds), ou bien électro-sensibles, dans ce cas la résine est sensible à l'impact d'un faisceau d'électrons. Ce procédé de modification de la résine constitue le processus d'insolation, qui est généralement localisé (définition de motifs) soit par un masque physique (lithographie optique) soit par un procédé d'écriture directe (lithographie électronique).

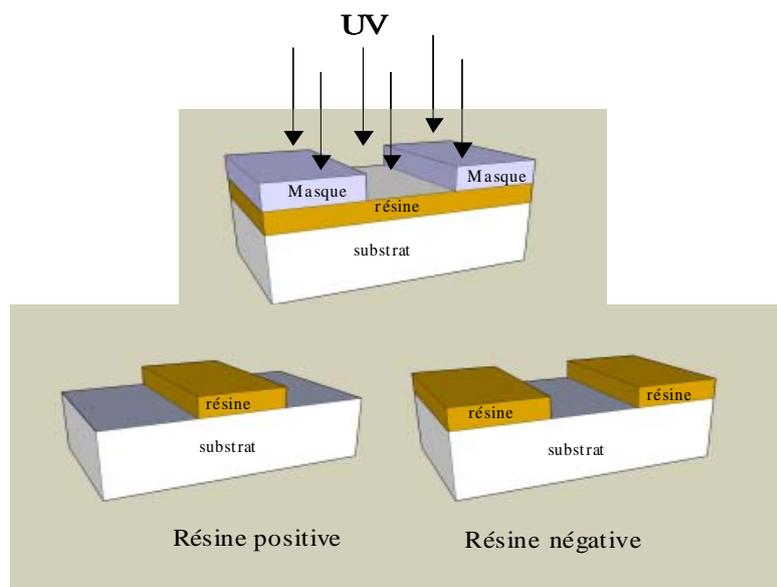


Figure 1: Comportement des résines positive et négative sous insolation après développement

On distingue deux types de résine, les résines positives et les résines négatives selon que la partie insolée est dissoute ou non lors de l'étape de développement (*Figure 1*). Une résine est dite "positive" si sa solubilité augmente avec l'exposition aux photons UV (ou électrons), alors la partie exposée au rayonnement (UV ou électronique) sera dissoute dans la solution de développement. La résine est dite "négative" si les parties soumises aux mêmes rayonnements se polymérisent et deviennent alors insolubles dans la solution de développement.

1.1 - La lithographie optique

Les étapes du procédé de photolithographie commencent par l'application d'une résine sous forme d'un film fin sur la surface d'un substrat (ex : silicium ou matériau III-V). Elle est ensuite exposée à une radiation lumineuse. Lors de cette étape l'utilisation d'un masque, formé de zones opaques et transparentes, permet de définir les motifs que l'on souhaite reproduire sur la plaquette. Après le développement, les motifs présents sur le masque physique sont donc reportés, de manière positive ou négative suivant le type de résine sur le substrat [1].

1.1.1 - Dépôt de résine

Le film de résine est obtenu par un procédé d'enduction centrifuge ("spin-coating"). Le principe consiste à étaler à l'aide de forces centrifuges une petite quantité de résine sur le substrat

Le procédé comprend cinq étapes principales:

- (a) Dépôt de la résine sur la plaquette.
- (b) Répartition de la résine sur la totalité de la surface de la plaquette par une mise en rotation du substrat.
- (c) Augmentation de la vitesse de rotation afin d'éliminer le surplus de résine.
- (d) Rotation à vitesse constante afin d'établir l'épaisseur de la résine.
- (e) Rotation durant un temps déterminé pour permettre l'évaporation du solvant.

Lors de la première étape (a) une petite quantité de résine, quelques millilitres, est déposée sur la plaquette. Le dépôt s'effectue selon deux principaux modes: sur la plaquette immobile ou sur la plaquette en rotation à faible vitesse (1500tr.min^{-1}). Le second mode offre l'avantage d'homogénéiser le volume de résine au centre du substrat (diamètre, épaisseur) et d'éliminer aussitôt le surplus de résine. Une forte accélération (b) (4000tr.min^{-1}) est ensuite appliquée à la plaquette pour favoriser la formation d'une couche uniforme sur toute la surface.

L'évaporation du solvant diminue sensiblement la viscosité de la résine dont dépend directement l'épaisseur du film. L'évaporation étant rapide, il est par conséquent nécessaire de veiller à ce que le délai d'étalement de la résine soit court. L'accélération est cependant limitée par la capacité des moteurs et la résistance mécanique des plaquettes.

Durant l'étape (c), le film est mis à son épaisseur finale. La rotation s'effectue à vitesse constante car l'épaisseur est assujettie à la vitesse de rotation. La plage de vitesse de rotation se situe entre 2000 et 7000tr.min^{-1} . Durant la rotation à grande vitesse la plus grande partie du solvant contenu s'évapore pour finir par produire un film solide. La qualité du film dépend essentiellement de la présence ou non de défauts (comètes, poussières, manques, etc.) et de l'uniformité de son épaisseur (variations d'épaisseur, symétrie, etc.).

1.1.2 - Recuit après dépôt

Cette étape succède immédiatement au dépôt de la résine sur le substrat. Elle assure l'élimination rapide des solvants.

Le chauffage des substrats peut s'effectuer selon différents modes. Le plus employé utilise une plaque chauffante sur laquelle sont disposés les substrats. La température est d'environ 110 °C et la durée du cycle est très courte (30 - 60 s). Le principe de chauffage par plaque chauffante se décline en deux variantes: celle par contact, où la transmission de chaleur se fait par conduction, et celle par proximité, où cette fois la plaquette reste positionnée à faible distance de la plaque chauffante, la transmission se faisant par convection. Toute opération de recuit est suivie par un refroidissement de la plaque.

1.1.3 - L'insolation

L'insolation consiste en l'exposition de certaines zones de la résine (*Figure 2*), par le biais d'un système de masquage, à un rayonnement ultraviolet. Il se crée alors, par réaction photochimique, une image latente dans l'épaisseur de la résine photosensible. Le degré d'exposition dépend essentiellement de l'intensité de la source et du temps d'exposition et est mesuré par l'intermédiaire d'une énergie surfacique ($J.m^{-2}$). Il conditionne le degré d'avancement de la réaction photochimique qui dépend de la sensibilité de la résine.

L'exposition de la résine est une étape critique du procédé de photolithographie pour plusieurs raisons: on procède plaquette par plaquette, par conséquent la durée d'exposition influe directement sur le temps de cycle. La durée d'exposition est un paramètre offrant relativement peu de marge car une résine sous-exposée entraîne une dégradation sensible de la résolution des motifs. Le temps consacré à l'alignement des plaquettes n'est pas négligeable.

La lithographie optique est néanmoins un processus fiable qui permet d'avoir rapidement la reproduction des motifs à graver. Par contre, la limite "fiable" de la dimension des motifs pouvant être reproduits se situe autour de 0,5µm.

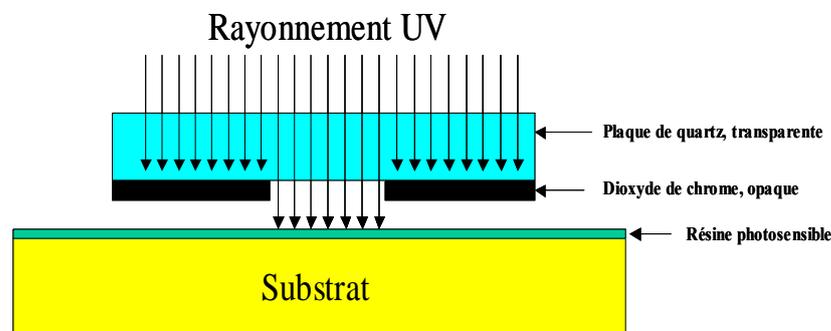


Figure 2: Lithographie optique

Ce type de lithographie sera donc utilisé pour la définition de tous nos principaux motifs d'une dimension de l'ordre de 0,5µm ou supérieure. Du fait de la dimension des réseaux de Bragg, la méthode de lithographie optique ne peut être utilisée, hormis celle par holographie. Une autre technique sera utilisée pour réaliser des motifs de taille sub-micronique, cette technique est la lithographie électronique.

1.2 - La lithographie électronique

L'utilisation d'un faisceau d'électrons pour tracer des motifs sur une surface est connue sous le nom de lithographie électronique [2]. Par rapport à la lithographie optique, l'avantage de cette technique est qu'elle permet de repousser les limites de diffraction de la lumière et de dessiner des motifs avec une résolution pouvant aller jusqu'au nanomètre (en pratique, de l'ordre de la dizaine de nanomètres). La méthode utilisant un faisceau d'électron est principalement appelé lithographie par faisceau d'électrons ou Electron Beam Lithography (EBL). L'EBL est principalement utilisée pour l'écriture directe des motifs sur les substrats semi-conducteurs recouvert d'une résine électro-

sensible. On peut aussi s'en servir pour réaliser les masques optiques pour la photolithographie optique.

Cette technique basée sur le même principe que le microscope à balayage électronique, consiste à déplacer un faisceau d'électrons sur une surface recouverte d'une résine électro-sensible de façon à définir un motif sur la résine à l'endroit où passe le faisceau d'électrons. Elle a pour caractéristique d'avoir une très haute flexibilité de travail avec un grand nombre de matériaux et de types de résine. Par contre cette technique possède un inconvénient, non négligeable, une lenteur de réalisation par rapport aux techniques de lithographie optique car les pixels qui constituent les motifs à réaliser sont écrits un à un. Le coût de l'équipement est par ailleurs très élevé. Cet équipement est communément appelé un masqueur électronique (*Figure 3*).

La colonne est le lieu de formation du faisceau d'électrons. Sous celle-ci se trouve une chambre contenant une platine porte-échantillon mobile, le tout sous vide. Le système est entièrement contrôlé par ordinateur. Celui-ci est utilisé pour définir les différents paramètres, tels que la dose d'insolation, la focalisation du faisceau sur le substrat, les déplacements de faisceau,....

Dans la procédure d'écriture il faut tout d'abord, déterminer la dose d'électrons à apporter à la résine pour obtenir des motifs correctement définis. C'est pourquoi, nous avons dans un premier temps, réalisé des essais de dose. Le principe de ces essais est de fixer une dose de base qui est ensuite incrémentée en fonction de la taille, de la proximité des motifs et de la nature des matériaux.

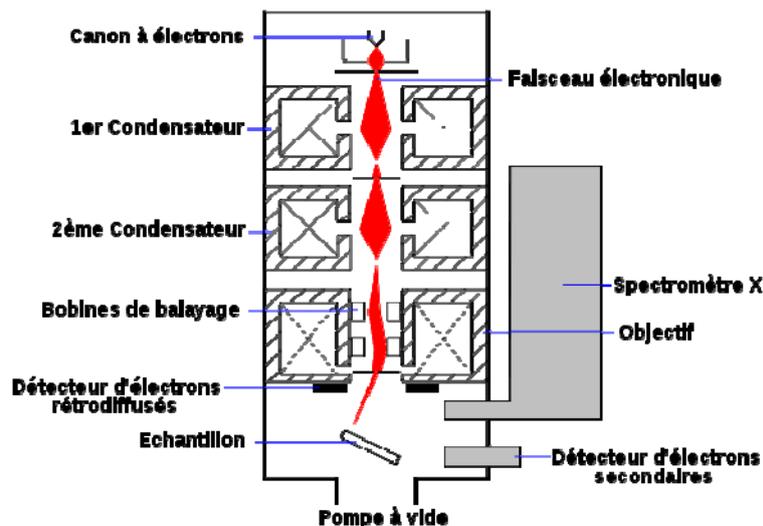


Figure 3: Principaux éléments constituant un masqueur électronique

En effet, lorsque les électrons traversent la résine, ils subissent de nombreuses réflexions suivant de petits angles, d'où une augmentation de la taille du faisceau initial. Puis, en passant de la résine au substrat, ils subissent des diffractions suivant des angles beaucoup plus larges: c'est la rétro-diffusion ou backscattering. En revenant dans la résine à une distance significative du faisceau initial, ces électrons rétro-diffusés entraînent des variations de dose imprévues qui se traduisent par des variations dans les dimensions des motifs: c'est l'effet de proximité. La quantité de ces électrons, et donc l'intensité de cet effet de proximité, est quasiment indépendante de l'énergie du faisceau incident mais dépend fortement du matériau constitutif du substrat: les matériaux à faible numéro atomique donnent moins de rétro-diffusions. Pour obtenir une énergie uniforme sur tout l'échantillon, il est nécessaire d'appliquer une correction de cet effet, soit en agissant directement sur la dimension des motifs en fonction de leur emplacement, soit en appliquant une modulation de dose au motif à écrire. C'est cette dernière technique que nous utilisons, à l'aide d'un logiciel qui

divise chaque motif en différentes zones et leur attribue des coefficients de multiplication, relatif à la dose de base, dont la valeur dépend de la position de la zone sur le motif.

Maintenant que nous avons déterminé les différentes techniques de lithographie à notre disposition nous devons transférer les motifs écrits sur la résine dans le matériau par un procédé gravure.

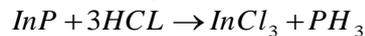
2 - La gravure

Deux sortes de gravure existent:

- la gravure dite "humide", par voie chimique
- la gravure dite "sèche" qui utilise des plasmas

2.1 - La gravure humide

La gravure par voie humide se fait par attaque chimique en solution aqueuse (bain contenant de l'eau). Par exemple, l'oxyde de silicium est gravé par une solution partiellement diluée d'acide fluorhydrique (HF) tamponnée par du fluorure d'ammonium (NH₄F). Néanmoins il a été montré que la gravure de l'InP ne passe pas par une oxydation [3], l'InP réagit directement avec des acides, comme de l'acide chlorhydrique, HCl, très largement utilisé, la réaction est alors la suivante:



Suivant les concentrations de l'espèce réactante, on étalonne les vitesses de gravure pour un type de couche. En général, par voie humide, la couche est attaquée de façon équivalente suivant toutes les directions de l'espace. On dit que la gravure est isotropique.

Après traitement chimique il faut absolument rincer abondamment et sécher les plaquettes afin de stopper la réaction chimique qui provoque la gravure du matériau. Le rinçage se fait dans des bacs d'eau déionisée (EDI). Durant le rinçage à l'eau déionisée, la résistivité de l'eau est contrôlée afin de déterminer la quantité d'ions contaminant encore désorbés par les plaquettes. Lorsque la résistivité devient supérieure à 16 MΩcm, on s'approche de la résistivité de l'eau ultra pure (18 MΩcm) et on peut arrêter le rinçage. Le séchage s'effectue par centrifugation ou par séchage à l'azote.

La gravure humide présente néanmoins quelques inconvénients, à savoir :

- La gravure est isotropique (gravure dans toutes les directions de l'espace) ce qui crée des attaques latérales notamment dans les zones protégées par la résine [4]
- La vitesse de gravure dépend de la concentration et du type d'impureté que contient le film à graver. Cette vitesse de gravure dépend de la quantité des substrats traités, l'efficacité d'attaque diminuant après plusieurs lots.
- Le point de fin de gravure est difficilement contrôlable. Cela peut entraîner une surgravure latérale ou verticale dans le cas d'une faible sélectivité.

2.2 – La gravure sèche

La gravure sèche est en réalité une technique de gravure plasma dans laquelle interviennent à la fois les effets de bombardement par des ions et des réactions chimiques. On la dénomme RIE (Reactive Ion Etching en anglais) (Figure 4) [5].

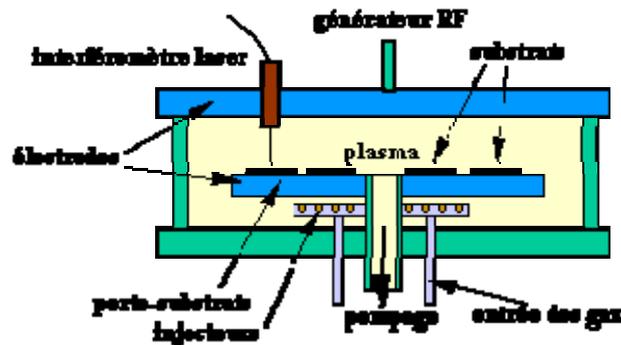


Figure 4: Vue schématique d'un bâti de gravure ionique réactive

Le principe du procédé de gravure est résumé comme suit (Figure 5):

- (1) génération dans le plasma des espèces pouvant attaquer chimiquement la couche.
- (2) transfert des espèces réactives depuis le plasma vers la surface de la couche à graver.
- (3) adsorption de l'espèce attaquante à la surface.
- (4) réaction avec le matériau de surface. Le matériau produit par la réaction doit être volatil pour pouvoir quitter la surface.
- (5) désorption du produit de réaction.
- (6) diffusion dans l'environnement gazeux.

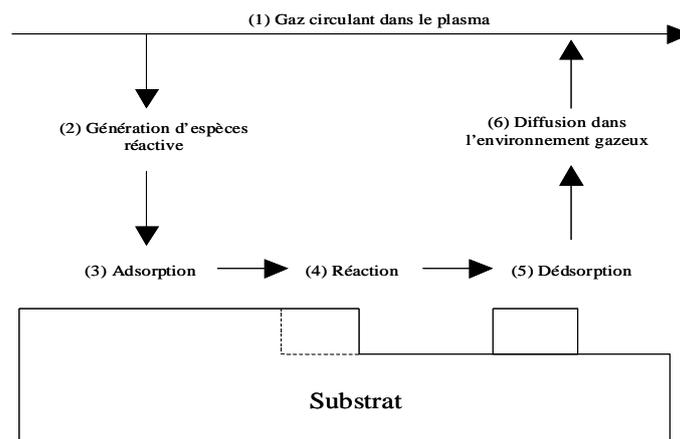


Figure 5: Schéma de principe de la gravure plasma

Le réacteur est en général équipé d'un système de contrôle de gravure ou plus exactement de profondeur de gravure. Il s'agit d'un interféromètre à laser dont la période du signal détecté change lors d'un changement d'espèces gravées; cette variation étant générée par celle de l'indice optique des matériaux. La précision, notamment sur la fin de gravure, sera d'autant meilleure que la sélectivité de gravure entre les différents matériaux sera importante. En effet, il faut pouvoir graver, par exemple, un oxyde sans pour autant éliminer la couche sous-jacente.

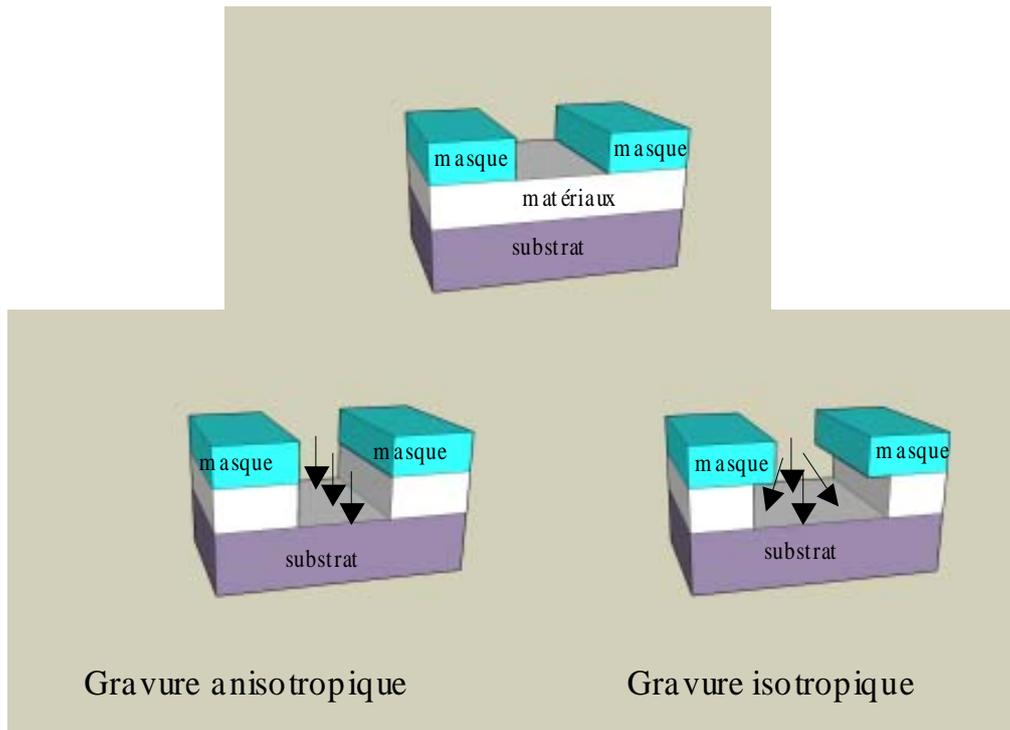
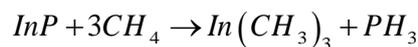


Figure 6: Gravures anisotropique et isotropique

La chimie du plasma dépend fortement des matériaux à graver. Dans notre cas, nous allons principalement graver des matériaux de la filière III-V à base d'une chimie CH_4/H_2 , cette chimie permet d'obtenir une bonne anisotropie. Le méthane CH_4 et l'hydrogène H_2 constituent les deux agents actifs de ce plasma; le méthane se décompose en CH_3 et réagit avec l'indium, alors que l'hydrogène réagit avec le phosphore pour créer de la phosphine (PH_3). La réaction est alors la suivante:



Lors de la gravure de l'InP, un polymère se dépose sur la surface exposée au plasma. Ce dépôt va créer une surgravure liée à l'élargissement du masque, voire de la rugosité supplémentaire. Lors des étapes d'optimisation de gravure RIE, nous allons principalement agir sur ces différents paramètres (puissance, débit des gaz, pression résiduelle...) afin d'obtenir le motif correspondant le plus fidèlement à celui désiré.

Une autre technique de gravure sèche existe, il s'agit de la gravure ICP (Inductively Coupled Plasma). La formation du plasma et l'accélération des particules ont lieu ici dans deux chambres séparées du bâti de gravure. Le couplage entre ces deux chambres s'effectue par couplage inductif. Ce procédé permet d'obtenir des plasmas à forte densité qui peuvent présenter des énergies de particules plus faibles qu'en RIE et ainsi minimiser les dommages sur le matériau tout en augmentant la vitesse de gravure.

Les optimisations à mener sont du même acabit que celles réalisées pour la méthode RIE. Néanmoins, une difficulté supplémentaire est rencontrée dans ce procédé sur la résistance du masque de gravure (résine ou autre). L'optimisation de procédé passe donc généralement par une phase supplémentaire.

2.3– Comparaison entre gravure humide et gravure sèche

Le *Tableau 1* met en évidence les points forts et les points faibles relatifs à la gravure chimique et à la gravure sèche.

	Gravure humide	Gravure sèche
Sélectivité	Élevée	Faible
Coût de la gravure	Faible	Élevé
Durée	Importante	Faible
Technologie submicronique	Difficile	Aisée
Anisotropie	Non	Oui
Défauts spécifiques	Effet galvanisant	Dommages par rayonnement
Coût environnement	Élevé	Faible
Consommation de produits	Élevée	Faible
Contrôle	Difficile	Assez bon

Tableau I: Comparatif entre gravure humide et gravure sèche

3 - Choix des outils d'observation

Tout au long du processus de fabrication de notre composant, nous avons besoin de contrôler son état (aspect de surface, profondeur, etc...) après une lithographie ou une gravure. Une visualisation au microscope optique n'est pas suffisante compte tenu de la taille sub-micronique de certains éléments que composent le laser, par exemple le réseau de Bragg. Pour réaliser ces observations nous utiliserons principalement le microscope à force atomique et le microscope à balayage électronique.

3.1 - Le microscope à force atomique ou AFM

Le principe du microscope à force atomique (AFM pour Atomic Force Microscope) est basé sur les interactions entre l'échantillon et une pointe montée sur un micro-levier.

Le principe consiste à balayer la surface de l'objet et de détecter l'effet de l'interaction de la pointe avec la surface en termes de force.

L'élément essentiel de l'AFM en est donc la pointe. Cette dernière doit être particulièrement fine et sa composition chimique doit lui conférer des propriétés de dureté évidentes. Le micro-levier, quant à lui, doit remplir des conditions encore plus drastiques. En effet, il doit avoir à la fois la grande fréquence de résonance et une faible raideur.

L'AFM admet deux modes de détection:

- Le premier mode est une détection à pression variable où la pointe, en contact avec l'objet va suivre les aspérités de l'objet en faisant fléchir le micro-levier. La position verticale de ce dernier va constituer le signal utile, généralement constitué par la déviation d'un faisceau optique (*Figure 7*).

- Le second mode consiste en une détection à pression constante où la position du levier est asservie, par voie électronique, sur une valeur de référence correspondant généralement à

une faible pression de la pointe sur l'objet. Le signal enregistré est alors la tension appliquée sur la céramique piézo-électrique contrôlant la hauteur.

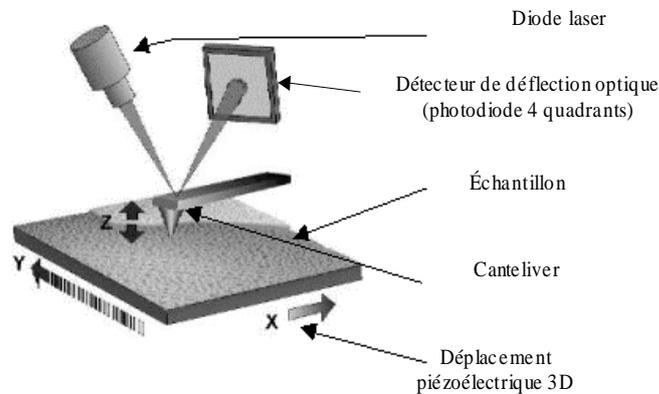


Figure 7: Schéma d'un AFM

L'amplitude de vibration va dépendre de la distance séparant la position moyenne de la pointe par rapport à l'objet.

Grâce à l'analyse topographique qu'il offre, ce microscope sera principalement utilisé pour la caractérisation des réseaux de Bragg pour la mesure du pas et de la profondeur de celui-ci. Le principal inconvénient de ce microscope est que l'information sur la topographie n'est obtenue que sur une petite surface (quelques μm^2). Pour pouvoir avoir plus d'information, nous utiliserons le microscope à balayage électronique.

3.2 - Le microscope à balayage électronique ou MEB

Un microscope électronique à balayage (*Figure 8*) est essentiellement composé d'un canon à électrons, d'une colonne d'accélération et de déviation de faisceau, d'une platine porte-objet permettant de déplacer l'échantillon à analyser dans les trois directions et de détecteurs permettant de capter et d'analyser les rayonnements émis par l'échantillon. Les dimensions du spot d'analyse détermine la résolution, dans la gamme des 0,5 à 20nm.

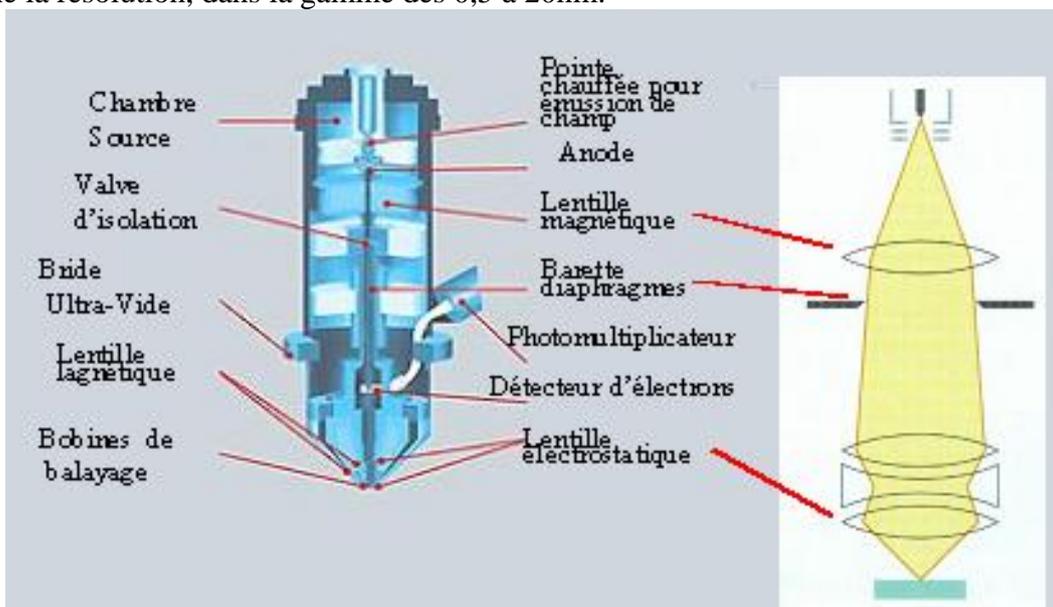


Figure 8: Schéma d'un microscope à balayage électronique

3.3 - Le faisceau d'ion focalisé ou FIB

Le faisceau d'ions focalisé (FIB pour Focused Ion Beam) n'est, à proprement parler, pas un outil d'analyse mais un outil de gravure localisée. Il se transforme en outil d'analyse lorsque, au sein du même équipement, une colonne électronique vient seconder la colonne ionique de manière à réaliser un MEB intégré. Cette observation peut aussi se faire via le faisceau ionique, la résolution en est alors moindre. Nous avons alors la possibilité de graver localement une structure dans son épaisseur par le faisceau d'ions et de venir en visualiser le résultat "en direct" par le faisceau électronique offrant ainsi une vue en coupe de la structure.

Bibliographie

- [1] "**Optical lithography**", H.J Levinson, W.H. Arnold, *Handbook of microlithography, micromachining and microfabrication*, SPIE Optical Engineering Press, Vol. 1, pp. 11-138, 1997.
- [2] "**Electron Beam lithography**", H.J Levinson, W.H. Arnold, *Handbook of microlithography, micromachining and microfabrication*, SPIE Optical Engineering Press, Vol. 1, pp. 11-138, 1997.
- [3] "**The etching of InP in HCl solutions a chemical mechanism**", P.H.L Notten, *Journal of the Electrochemical Society*, Vol. 13(11), pp. 2641-2644, 1984.
- [4] "**Very fine corrugations formed on InP by wet chemical etching and electron beam lithography**", E. Inamura, S. Tamura, Y. Miyamoto, K.fruya, Y.Suematsu, *Electronics Letters*, Vol. 25(3), pp. 238-240, 1989.
- [5] "**Introduction to Microlithography, Chapter 5: Plasma etching**", L.F. Thompson, C.G Willson, M.J Bowden, *ACS Symposium Series*, 1983.

Modélisation de la propagation optique

Équations vectorielles de propagation des ondes optiques

Pour obtenir les équations caractéristiques des modes de propagation dans les guides à géométrie variable, il est indispensable de partir des équations de Maxwell. Ces équations sont:

$$\text{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot} \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t) \quad (3)$$

$$\text{div} \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (4)$$

Dans ces équations E et H sont les champs électrique et magnétique, D et B représentent les inductions électrique et magnétique, J et ρ sont respectivement le vecteur densité de courant et la densité de charges, r(x,y,z) est le vecteur de position dans l'espace et t le temps. La perméabilité magnétique μ(r) et la permittivité électrique ε(r) sont reliés aux inductions et aux champs par les relations suivantes:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu(\vec{r}, t) \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (5)$$

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (6)$$

Avec $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r})$ et $\varepsilon(\vec{r}) = n^2(\vec{r})$, n est l'indice de réfraction et ε_r la permittivité relative du milieu. Dans notre cas, l'indice n est constant. Dans notre étude, nous considérons des milieux diélectriques non magnétiques électriquement neutres et isolants :

$$\rho(\vec{r}, t) = 0, \vec{J}(\vec{r}, t) = 0 \quad \mu(\vec{r}) = \mu_0$$

En considérant une onde électromagnétique monochromatique, de pulsation ω, qui se propage dans un milieu d'indice n, et dans le cas d'un régime harmonique, la dépendance temporelle des champs électrique et magnétique est en $e^{j\omega t}$ et les équations de Maxwell peuvent s'écrire sous la forme suivante:

$$\text{rot} \vec{E}(\vec{r}) = -j\omega \mu_0 \vec{H}(\vec{r}) \quad (7)$$

$$\text{rot} \vec{H}(\vec{r}) = j\omega \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (8)$$

$$\text{div}(\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r})) = 0 \quad (9)$$

$$\text{div} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (10)$$

En combinant ces quatre dernières équations de Maxwell, on arrive à obtenir l'équation d'onde du champ électrique. Cette équation a pour expression:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) + \nabla \left[\frac{\nabla \varepsilon_r(\vec{r})}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right] + k_o^2 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (11)$$

avec $\Delta = \nabla \cdot \nabla$

L'équation du champ magnétique a pour expression :

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}) + \frac{\nabla \varepsilon_r(\vec{r})}{\varepsilon_r(\vec{r})} (\nabla \vec{H}(\vec{r})) + k_o^2 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (12)$$

Ces deux équations, des champs électrique et magnétique, décrivent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique, k_0 est alors le vecteur unitaire associé à une propagation dans le vide et il est relié à la longueur d'onde λ_0 dans le vide par:

$$k_0 = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

sachant que μ_0 et ϵ_0 sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide.

Dans le cas d'un milieu homogène et continu, les variations d'indice dans l'espace peuvent être négligées et on se ramène au cas où $\frac{\delta \epsilon}{\delta r} = 0$ (approximation paraxiale).

Les équations d'onde décrites précédemment se réduisent alors aux équations suivantes que l'on appelle les équations de Helmholtz:

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}) + \omega^2 \epsilon_r(\vec{r}) \mu_0 \vec{E}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (13)$$

$$\Delta \vec{H}(\vec{r}) + \omega^2 \epsilon_r(\vec{r}) \mu_0 \vec{H}(\vec{r}) = \vec{0} \quad (14)$$

Ces équations vectorielles sont la base des modèles de propagation pour les analyses modales ou les méthodes des faisceaux propagés (Beam Propagation Method, BPM). Nous allons par la suite détailler ces outils de simulation.

Méthode du faisceau propagé ou BPM

La méthode des faisceaux propagés ou BPM, est une méthode de simulation de la propagation des ondes optiques reposant donc sur la résolution des équations de Maxwell, ou plus précisément de Helmholtz, ces dernières en étant une version comprenant certaines hypothèses simplificatrices [1]. La méthode consiste à injecter à l'entrée du composant un champ qui se propagera, par itérations successives, dans la structure discrétisée. On peut avoir accès au rapport de puissance entre l'entrée et la sortie en tous points de la structure.

Il existe différents algorithmes de BPM, elles se particularisent d'une part, par les différentes approximations utilisées [2, 3], et d'autre part, les techniques de résolution utilisées. La BPM utilise principalement comme technique de résolution la méthode des indices effectifs, la méthode aux différences finies [4, 5] ou utilisant la transformée de Fourier rapide [3]. Des approximations scalaire et paraxiale sont admise afin de simplifier considérablement la résolution de ces équations de propagation [6, 7].

La BPM bi-dimensionnelle consiste en la simulation de la propagation de la lumière dans un plan [8]. L'un des axes de ce plan est la direction de propagation, l'autre une direction transverse. La méthode des faisceaux propagés à deux dimensions est très efficace lorsque la méthode des indices effectifs est valable, c'est à dire dans le cas où le confinement latéral n'est pas trop fort. Pour les guides à fort confinement, ou lorsque les modifications précises de la distribution d'énergie optique sont primordiales, nous devons alors utiliser la BPM tri-dimensionnelle.

La BPM en 3D a pour avantage de considérer la structure à modéliser dans son ensemble. On doit définir le composant dans les deux axes transverses à la direction de propagation. La discrétisation de la structure se fait suivant les trois directions, x, y, z. Cette méthode est plus précise que la BPM bi-dimensionnelle mais nécessite des temps de calcul beaucoup plus longs.

Dans ce travail, nous utilisons des outils commerciaux de simulation:

- OptiBPM de chez Optiwave,
- Beamprop de chez RSoft.

Le logiciel FIMMPROP de chez Photon Design a aussi été testé mais pas vraiment utilisé pour les études de structures.

Bibliographie

- [1] "**Vectorial Beam propagation Methods**", J.M. Liu, L.G. Gomelsky, *Journal of Optical Society of America*, Vol. 9(9), p. 1574-1585, 1992.
- [2] "**An assesment of finite difference beam propagation method**", Y. Chung, N. Dagli, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26(8), pp. 1335-1339.
- [3] "**Beam Propagation method: analysis and assesment**", J. Van Roey, J. Van der Donk, P.E. Lagasse, *Journal of Optical Society of America*, Vol. 71(7), pp. 803-810, 1981.
- [4] "**The finite difference beam propagation method: analysis and assesment**", W.P. Huang, C.L. Xu, S.T. Chu, S.K. Chaudhuri, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 10(3), pp. 295-305, 1992.
- [5] "**A modified full-vectorial finite-difference beam propagation method based on H-fields for optical waveguides with step-index profiles**", J. Xiao, X. Sun *Optics Communications*, Vol. 266(2), pp.501-511, 2006.
- [6] "**An improved finite difference vector beam propagation formulation for graded index waveguides**", G.L. Yip, P.C Noutsios, *IEEE Photonic Technology Letters*, Vol. 6(4), pp. 543-545, 1994.
- [7] "**Modeling of waveguide PIN photodetectors under very high optical power**", J. Harari, F. Journet, O. Rabii, J. Jin, J.P. Vilcot, D. Decoster, *IEEE Transaction on Microwaves Theory and Techniques*, Vol. 43(9), pp. 2304-2310, 1995.
- [8] "**A new iterative bidirectional beam propagation method**", Y.Y. Lu, S.H. Wei, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14(11), p. 1533-1535, 2002.

Expression de la largeur de raie optique

Introduction

Nous présentons ici les développements théoriques relatifs à l'appréciation de la largeur de la raie optique. Celle-ci représente une image du bruit en fréquence (ou de phase) du signal optique. En effet, selon la théorie de Shawlow [1], la largeur de raie d'un laser est principalement due aux fluctuations de phase de l'émission spontanée. La *Figure 1* en montre la représentation vectorielle.

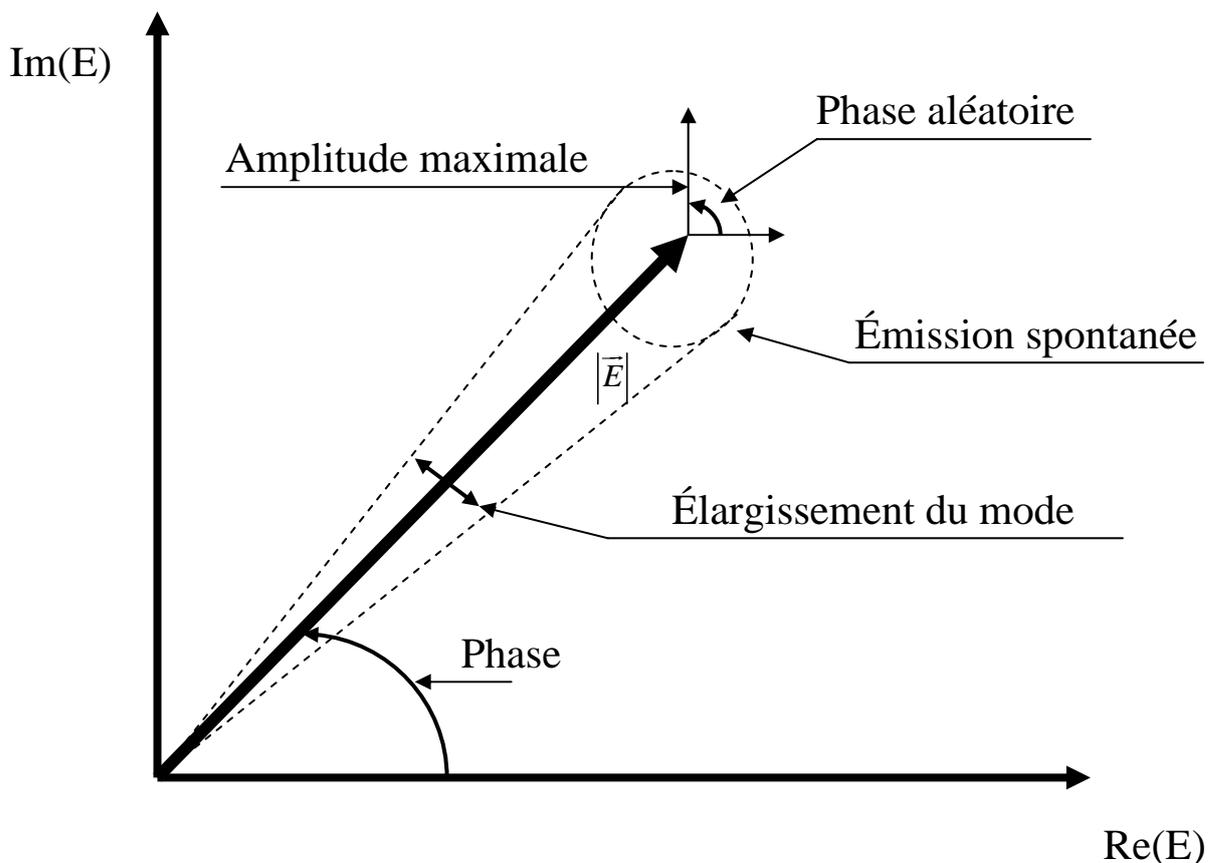


Figure 1: Représentation vectorielle de l'origine de la largeur de raie d'émission optique [1]

Dans un laser à semi-conducteur, C. Henry a montré que la largeur de raie d'émission est élargie par rapport à ce qui est prévu par la théorie classique de Shawlow, à cause des variations couplées du gain et de l'indice optique [2]. Cet élargissement est caractérisé par un rapport appelé "facteur de Henry" qui sera noté α_h par la suite.

Les théories de Shawlow et de Henry prévoient une largeur de raie de forme Lorentzienne, parce qu'elles se basent sur le caractère gaussien de l'émission spontanée: les fluctuations étudiées sont alors dues au spectre de bruit de fréquence ou de phase blanc. Dans la littérature, on trouve l'existence de largeurs de raie de forme Gaussienne. Ce type de largeur de raie trouve alors son origine dans le bruit de fréquence ou de phase en $1/f$ [3, 4].

Phase du faisceau laser

L'étude de la largeur de raie pour un laser monomode passe tous d'abord par l'étude de la phase. Si on considère la propagation du champ électrique dans le guide optique:

$$E(t) = \Re_e (\beta(t)e^{j(kz-\omega t)}) \quad (1)$$

avec : k : constante de propagation.

z : distance parcourue de long de la direction de propagation.

ω : pulsation de l'onde.

t : temps.

Si on considère les fluctuations d'amplitude I(t) et de phase $\phi(t)$ du champ E(t), on a:

$$\beta(t) = \sqrt{I(t)}e^{-j\phi(t)} \quad (2)$$

avec:

$$\beta(t) = \overline{\beta(t)} + \overset{\square}{\beta}(t) \quad (3)$$

$$I(t) = \overline{I(t)} + \overset{\mathcal{I}}{I}(t) \quad (4)$$

$$\phi(t) = \overline{\phi(t)} + \overset{\mathcal{Z}}{\phi}(t) \quad (5)$$

L'équation de propagation est:

$$\Delta \overline{E}(t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_{sc} \overline{E}(t)}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (6)$$

avec : c : célérité de la lumière.

ε_{sc} : constante diélectrique effective du guide d'onde formant la cavité laser.

En plaçant l'expression du champ E(t) dans l'équation (6) et en négligeant les termes du second ordre, on obtient l'équation de propagation suivante:

$$2j\omega \frac{\varepsilon_{sc} \partial \beta}{c^2 \partial t} = \left(-\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) \beta \quad (7)$$

Constante de diélectrique effective du guide d'onde ε_{sc}

C. Henry, montra dans sa théorie que la constante de diélectrique du milieu repose sur le fait qu'elle peut fluctuer dans le temps sous l'effet de la part d'émission spontanée qui compose les champs électriques. Nous avons donc:

$$\varepsilon_{sc}(t) = \overline{\varepsilon_{sc}(t)} + \overset{\square}{\varepsilon_{sc}}(t) \quad (8)$$

Par définition [5]:

$$\varepsilon_{sc} = (n' + jn'')^2 \quad (9)$$

avec: n' : indice réel

n'' : partie imaginaire représentative de l'absorption

Exprimons maintenant la constante diélectrique prenant en compte les fluctuations en fonction des indices:

$$\varepsilon_{sc} = \left[\tilde{n}' + \bar{n}' + j(\bar{n}'' + \tilde{n}'')^2 \right] \quad (10)$$

Or, dans la partie optique statique, la saturation de la densité de porteurs dans la cavité implique une saturation du gain dès que le gain compense les pertes. Au-delà du seuil laser, on peut maintenant considérer que la différence (pertes – gain) est nulle et donc que le terme \bar{n}'' s'annule. En négligeant les termes au second ordre, on obtient donc la relation suivante :

$$\varepsilon_{sc} = \bar{n}^{\prime 2} + 2j\bar{n}'\tilde{n}''(1 - \frac{j\tilde{n}'}{\tilde{n}''}) \quad (11)$$

En introduisant le facteur de Henry, on obtient:

$$\alpha_h = \frac{\tilde{n}'}{\tilde{n}''} \quad (12)$$

L'expression de la constante diélectrique (11) devient:

$$\varepsilon_{sc} = \bar{n}^{\prime 2} + 2j\bar{n}'\tilde{n}''(1 - j\alpha_h) \quad (13)$$

Amplitude β du champ E

Nous explicitons les différents termes de l'équation de propagation (7) en fonction des indices n' et n'' grâce à l'équation (11). Nous obtenons donc, en négligeant les termes du second ordre:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{sc} - k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon_{sc} - n^{\prime 2}) \approx \frac{\omega^2}{c^2} [2j\bar{n}'\tilde{n}''(1 - \alpha_h)] \quad (14)$$

et:

$$2j\omega \frac{\varepsilon_{sc}}{c^2} \frac{\partial \beta}{\partial t} \approx 2j\omega \frac{n^{\prime 2}}{c^2} \frac{\partial \beta}{\partial t} \approx 2j\omega \frac{n^{\prime 2}}{cv_g} \frac{\partial \beta}{\partial t} \quad (15)$$

En injectant l'équation (14) dans l'équation (7), on obtient:

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = -\frac{\omega}{c} v_g \tilde{n}''(1 - j\alpha_h)\beta \quad (16)$$

Or étant donné que $\bar{n}'' = 0$, on peut écrire:

$$\frac{\omega}{c} v_g \tilde{n}'' = \frac{\text{pertes} - \text{gain}}{2} \quad (17)$$

A partir du système d'équations d'évolution [6], on peut écrire que :

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = \frac{1}{2} \left[\Gamma_{actif} A_1 v_g (N - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] (1 - j\alpha_h) \beta \quad (18)$$

Le même calcul permet d'obtenir l'expression du complexe conjugué :

$$\frac{\partial \beta^*}{\partial t} = \frac{1}{2} \left[\Gamma_{actif} A_1 v_g (N - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right] (1 - j\alpha_h) \beta^* \quad (19)$$

Avec : N : densité de porteurs.

N_{tr} : densité de porteurs à la transparence.

A_1 : gain du mode.

v_g : vitesse de groupe.

Γ_{actif} : facteur de confinement de la zone active.

τ_{ph} : durée de vie du photon.

Équation d'évolution de la phase

Nous allons écrire les équations de β et β^* afin de déterminer l'équation d'évolution de la phase:

$$\beta = \sqrt{I(t)} e^{-j\phi(t)} \quad (20)$$

$$\beta^* = \sqrt{I(t)} e^{j\phi(t)} \quad (21)$$

Nous pouvons déduire à partir des équations (20) et (21):

$$\phi = -\frac{1}{2j} \text{Ln}\left(\frac{\beta}{\beta^*}\right) \quad (22)$$

Grâce à l'équation (22), on peut déterminer l'expression d'évolution de la phase:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{1}{2j} \left(\frac{\partial \beta}{\partial t} \frac{1}{\beta} - \frac{\partial \beta^*}{\partial t} \frac{1}{\beta^*} \right) = \frac{\alpha_h}{2} \left(\Gamma_{actif} A_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) \quad (23)$$

Système d'équations d'évolution

Le système d'équations d'évolution en régime monomode comportant l'information sur la phase est le suivant:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{evol_{MQW}} - (AN + BN^2 + CN^3) - A_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) S_1 \quad (24)$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial t} = \Gamma_{actif} A_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) S_1 - \frac{1}{\tau_{ph}} S_1 + \Gamma_{actif} \rho \beta N^2 \quad (25)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\alpha_h}{2} \left(\Gamma_{actif} A_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) \quad (26)$$

Nous désirons étudier ce système d'équations d'évolution en régime dynamique, il faut introduire dans les équations précédentes la notion de sources de Langevin. Les trois sources de Langevin [6], nous les écrivons sous forme de densité de particules ainsi que les corrélations qui les relient. La première source de Langevin $f_n(t)$ est la source de fluctuations associée à la densité de porteurs, $f_{S1}(t)$ et $f_{S2}(t)$ sont les sources associées aux densités de photons S1 et S2. Il est important de noter que ces trois sources de Langevin ne représentent pas les seules fluctuations auxquelles sont soumises la densité de porteurs ainsi que chaque densité de photons considérée: en effet, la fluctuation de la densité de porteurs va être influencée par celle de la densité de photons et réciproquement. Ces trois sources vont ainsi venir compléter le système d'équations précédent.

Le système d'équations devient donc le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{evol_{MQW}} - (AN + BN^2 + CN^3) - A_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) S_1 + f_{n(t)} \end{array} \right. \quad (27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial S_1}{\partial t} = \Gamma_{actif} A_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) S_1 - \frac{1}{\tau_{ph}} S_1 + \Gamma_{actif} \rho \beta N^2 + f_{s_1(t)} \end{array} \right. \quad (28)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\alpha_h}{2} \left(\Gamma_{actif} A_1 v_g (\bar{N} - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) + f_{\phi(t)} \end{array} \right. \quad (29)$$

Nous explicitons alors les densités spectrales d'autocorrélation de ces trois sources de Langevin. Ces sources de Langevin ne sont pas évaluées par le traitement de McCumber [7], qui ne considère que les fluctuations d'amplitudes à travers un modèle corpusculaire, mais celui de Lax [8]. La notation est celle de Henry [2] [5].

$$S_{f_N}(\omega) = \rho \beta \bar{N}^2 S_1 + A \bar{N} + B \bar{N}^2 + C \bar{N}^3 \quad (30)$$

$$S_{f_{s_1}}(\omega) = \rho \beta \bar{N}^2 S_1 \quad (31)$$

$$S_{f_\phi}(\omega) = \frac{\rho \beta \bar{N}^2}{4 S_1} \quad (32)$$

Par la suite nous considérerons que les densités spectrales de fluctuations inter-corrélées sont nulles.

Bruit de phase et de fréquence

Nous pouvons déduire les fluctuations de la phase en résolvant le système d'équations en régime dynamique. Nous nous intéressons donc à la fonction d'auto-corrélation du champ électrique. Le champ électrique d'amplitude E_0 s'écrit donc:

$$E(t) = \Re \left[E_0 e^{j(\omega t + \phi(t))} \right] = \frac{E_0}{2} \left[e^{j(\omega t + \phi(t))} + e^{-j(\omega t + \phi(t))} \right] \quad (33)$$

Avec le champ écrit sous la forme de l'équation (33), on peut établir la fonction d'auto-corrélation:

$$\Re_E(\tau) = \langle E(t) E(t + \tau) \rangle_t \quad (34)$$

$$\Re_E(\tau) = \frac{E_0^2}{4} e^{j\omega\tau} \langle e^{j(\phi(t+\tau) - \phi(t))} \rangle_t + \frac{E_0^2}{4} e^{-j\omega\tau} \langle e^{-j(\phi(t+\tau) - \phi(t))} \rangle_t \quad (35)$$

Que ce soit la partie régressive ou progressive, le terme à évaluer est le terme de déphasage:

$$\langle e^{j(\phi(t+\tau) - \phi(t))} \rangle_t = \langle e^{j\Delta\phi(t)} \rangle_t \quad (36)$$

Expression de la phase

L'équation des photons du système lors de fluctuations d'amplitude nulle est:

$$\Gamma_{actif} A_1 v_g (N - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{\Gamma_{actif} \rho \beta N^2}{S_1} - \frac{f_{s_1}(t)}{S_1} \quad (37)$$

En remplaçant dans l'équation d'évolution de la phase:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\alpha_h \Gamma_{actif} \rho \beta N^2}{2 S_1} - \frac{\alpha_h}{2 S_1} f_{s_1}(t) + f_\phi(t) \quad (38)$$

Dans notre cas, les fluctuations de porteurs sont nulles et seules les fluctuations nous intéressent, le premier terme de l'équation (38) peut être alors négliger.

On obtient après intégration:

$$\Delta\phi(t) = \phi(t+\tau) - \phi(t) = -\frac{\alpha_h}{2S_1} \int_t^{t+\tau} f_{s_1}(t) + \int_t^{t+\tau} f_\phi(t) \quad (39)$$

De plus, on considère que la variable aléatoire $\Delta\phi$ suit une loi de distribution Gaussienne [1]. Cette variable sera caractérisée par deux quantités, qui sont la valeur moyenne et sa variance:

La valeur moyenne :

$$\langle \Delta\phi \rangle_t = -\frac{\alpha_h}{2S_1} \int_t^{t+\tau} \langle f_{s_1}(t) \rangle_u dv + \int_t^{t+\tau} \langle f_\phi(t) \rangle_u dv = 0 \quad (40)$$

La variance :

$$\langle \Delta\phi^2 \rangle_t = \left\langle \frac{\alpha_h^2}{4S_1^2} \int_t^{t+\tau} \int_t^{t+\tau} f_{s_1}(u) f_{s_1}(v) dudv + \int_t^{t+\tau} \int_t^{t+\tau} f_\phi(u) f_\phi(v) dudv \right\rangle_t = \frac{\rho\beta N^2}{2S_1} (1 + \alpha_h^2) |\tau| \quad (41)$$

Expression de la largeur de raie

Dorénavant, nous avons l'expression du déphasage, nous pouvons donc remonter à l'expression de la largeur de raie. Néanmoins, il reste à établir, la valeur de $\langle e^{j(\Delta\phi(t))} \rangle_t$. Nous utilisons l'identité mathématique suivante [8]:

Pour une gaussienne de variable aléatoire X, de moyenne α et de variance σ , on peut écrire:

$$\langle e^{jX(t)} \rangle_t = e^{-\frac{\sigma^2}{2}} \cos(\alpha) \quad (42)$$

La largeur de raie a pour expression:

$$\Re_e(\tau) = \frac{E_0^2}{4} \left[e^{j\alpha_0\tau} e^{-\frac{\rho\beta N^2}{2S_1}(1+\alpha)2|\tau|} + e^{-j\alpha_0\tau} e^{-\frac{\rho\beta N^2}{2S_1}(1+\alpha)2|\tau|} \right] \quad (43)$$

La densité spectrale de puissance $S_e(\omega) = \Im(\Re_e(\tau))$: il s'agit d'une Lorentzienne centrée en ω_0 et dont la largeur $\Delta\nu$ vaut:

$$\Delta\nu = \frac{\rho\beta N^2}{4\pi S_1} (1 + \alpha_h^2) \quad (44)$$

Le facteur $(1+\alpha_h^2)$ représente l'excès de bruit de phase propre aux lasers à semi-conducteurs. On peut montrer que la largeur de raie évolue avec l'injection de courant et suit une loi en $1/P_{opt}$ [5]:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu}{2\pi\tau_c^2 P_{opt}} (1 + \alpha_h^2) \quad (45)$$

Bibliographie

- [1] **"Infrared and optical and masers"**, A.L. Shawlow, C.H Townes, *Physical Review*, Vol. 112(6), pp. 1940-1949, 1958.
- [2] **"Theory of the linewidth of semiconductor lasers"**, C.H. Henry, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18(2), pp. 256-263, 1982.
- [3] **"Effect of 1/f type FM noise on semiconductor-laser linewidth residual in high-power limit"**, K. Kikuchi, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25(4), pp. 684-688, 1989.
- [4] **"1/f frequency noise effects on self heterodyne linewidth measurements"**, L.B Mercer, *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9(4), pp. 485-492, 1991.
- [5] **"Optoélectronique"**, E. Rosencher, B. Vinter, *Masson*, 1998.
- [6] **"Caractérisation et modélisation de laser accordables à DBR émettant autour de 1,55 μ m"**, M. Myara, *Thèse*, Université de Montpellier II, 2003.
- [7] **"Intensity fluctuations in the output of cw laser oscillators"**, D.E. McCumber, *I. Physical Review*, Vol. 141(1), pp. 306-321, 1966.
- [8] **"Quantum noise. X. Density-matrix treatment of field and population difference fluctuations"**, M. Lax, *Physical Review*, Vol. 157(2), pp. 213-231, 1967.
- [9] **"Table of integrals, series and products"**, I.S. Gradshteyn, I.M Ryzhik, *Cambridge University Press*, 1988.

