



**HAL**  
open science

# Etude et réalisation de lasers de pompe à 1480 nm pour l'amplification Raman

Ali Guermache

► **To cite this version:**

Ali Guermache. Etude et réalisation de lasers de pompe à 1480 nm pour l'amplification Raman. domain\_other. Télécom ParisTech, 2005. English. NNT: . pastel-00001247

**HAL Id: pastel-00001247**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00001247v1>**

Submitted on 30 May 2005

**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.



# Thèse

**Présentée pour obtenir le titre de docteur  
de l'École Nationale Supérieure  
des Télécommunications**

**Spécialité : Électronique et Communications**

**Ali Guermache**

**Étude et réalisation de lasers de pompe à  
1480nm pour l'amplification Raman.**

Soutenue le 24 Mars 2005 devant le jury composé de

Président :

Abderrahim Ramdane

Rapporteurs :

Claude Alibert  
Guang-Hua Duan

Examineurs :

Philippe Gallion  
Laurent Malier  
Joël Jacquet

Invitée :

Rose-Marie Capella

À la mémoire de mon père,  
À ma mère,

## Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier mes parents de m'avoir permis de réaliser ce parcours dans l'enseignement supérieur avec comme objectif final l'obtention du titre de docteur, qu'ils trouvent ici tout mon amour ainsi qu'une reconnaissance sans fin.

Merci à Samia pour son soutien sans faille même dans les moments les plus difficiles.

Cette thèse s'est déroulée à la fois au sein de la branche Recherche et Innovation d'Alcatel ainsi que dans la branche production aujourd'hui Avanex. Je tenais donc à remercier François Brillouet ainsi que Didier Sauvage pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans un environnement industriel aux moyens considérables.

Je voudrais également remercier mes directeurs de thèse industriels, Joël Jacquet et Rose-Marie Capella, ainsi que mon directeur de thèse universitaire Philippe Gallion pour leur soutien. Je remercie Philippe Gallion de m'avoir fait confiance ; je remercie Joël Jacquet qui a su m'insuffler l'énergie nécessaire pour mener à bien et à terme ce projet. J'ai pu bénéficier de ses précieux conseils ainsi que de ses nombreux encouragements pendant les périodes difficiles, qu'il trouve ici mes sincères remerciements. Enfin, je remercie Rose-Marie Capella qui a toujours su m'accorder l'attention nécessaire pour que le projet, rarement prioritaire, puisse tout de même avancer dans de bonnes conditions.

Merci à Claude Alibert et à Guang-Hua Duan d'avoir accepté le difficile travail de rapporteurs. Je voudrais également remercier Abderrahim Ramdane d'avoir accepté de présider le jury. Enfin, merci aux examinateurs Philippe Gallion, Joël Jacquet et Laurent Malier.

L'éclatement de la bulle internet au début de la thèse a vu son onde de choc se propager jusqu'au sein du groupe 1480nm, provoquant le départ de certains de mes premiers collègues. Je tenais à remercier Léon Goldstein, Christophe Ougier et Nicolas Bouché pour m'avoir fait confiance en m'acceptant au sein de leur groupe.

Je sais aujourd'hui qu'il n'y a point de physique sans une excellente technologie laser. Je voudrais pour cela remercier Vincent Voiriot à la fois pour la réalisation des puces et aussi pour toutes les discussions de 12H sur des « sujets divers et variés »...bonne chance pour ton futur emploi (gloup ! gloup !). Merci aussi à toute l'équipe techno à savoir : Frédéric, Bruno, Patrice et Eliane pour leur savoir et leur savoir-faire.

L'épitaxie des couches minces est un domaine de la physique que je n'ai vu que de loin. Cependant, un laser performant n'est réalisable qu'avec une épitaxie ad hoc. Merci à François Lelarge, Jean-Louis Gentner, François Laruelle, Anne Pinquier, Fabienne Gaborit et Nadine Lagay, le watt couplé vous doit beaucoup...

Le report « p-down » des lasers est une étape délicate dans la fabrication d'un module. Pour cela, je voudrais aussi remercier le groupe montage à savoir : Marie-France Martineau, Thierry Fillon, Louissette Roux, Sakoun Souidaray, Maria Stephan et leurs mains d'orfèvre. Je garde un très bon souvenir du café du vendredi matin...Merci à Dominique Keller pour avoir su gérer mes nombreuses et non orthodoxes DT.

Une grande partie de mon travail fut consacrée à la modélisation des lasers 1480nm. Je voudrais remercier Andréa Crottini, Jean-Réné Burie, Bertrand Riou, Mauro Bettiati, Christophe Starck, Christophe Kazmierski et Jean-François Palmier (Tchebychev si tu m'entends...) pour toutes les discussions sur la physique des lasers ; je sais aujourd'hui que les lasers de pompe ne fonctionnent pas au seuil...

Merci aussi à Damien Locatelli pour le transfert de connaissance en ce qui concerne les caractérisations expérimentales et pour sa grande disponibilité.

Merci à Laurent Raymond pour ses encouragements, les séances de Weekly resteront des moments inoubliables...

Merci aussi à mes amis d'enfance, Ahmed, Nicolas, Jean-Philippe et Valérie pour leur soutien.

Je voudrais remercier le noyau dur, Vincent, Romain, Hélène, Estelle, Aurélien, Nina, Nicolas, François pour tous les bons moments passés sur Paname ou ailleurs (Orsay, Châtillon, Le Chenay, Linas c'est pas mal...). Merci tout particulièrement au « Brénard » surtout pour tous ses plans « à la Brénard ». Merci à Estelle, désormais je ne vois plus Paris avec le même regard. Hélène, merci pour ta gentillesse et ton écoute aux moments les plus durs ; j'apprendrais la Salsa et j'irais un jour m'installer en Australie.

Enfin, merci à tous ceux que j'ai oubliés et que j'ai pu côtoyer de près ou de loin au cours de cette thèse : Bernadette Duval, Pascale Téfaine, Alice, Hassan, Jérémie, Florence, Cornélia, Alexandre...

<b>1</b>	<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>4</b>
1.1	LES SYSTEMES DE TELECOMMUNICATIONS : PRESENTS ET FUTURS .....	4
1.2	OBJECTIFS DE LA THESE.....	5
1.3	ETAT DE L'ART DES POMPES 1480NM .....	7
1.4	PLAN DE LA THESE.....	8
<b>2</b>	<b>LE LASER 1480NM : THEORIE &amp; CARACTERISATIONS.....</b>	<b>11</b>
2.1	RAPPELS THEORIQUES.....	11
2.1.1	<i>Guide optique actif</i> .....	11
2.1.1.1	Le facteur de confinement optique.....	12
2.1.1.2	La méthode de l'indice effectif.....	12
2.1.2	<i>Les mécanismes de recombinaisons des porteurs</i> .....	14
2.1.3	<i>Condition d'oscillation laser</i> .....	15
2.1.4	<i>Équations de conservation des porteurs et des photons</i> .....	17
2.1.5	<i>Le mode laser : un faisceau gaussien</i> .....	17
2.2	REALISATION TECHNOLOGIQUE.....	19
2.2.1	<i>La structure (p/n)-BH</i> .....	19
2.3	TECHNIQUES DE CARACTERISATIONS.....	21
2.3.1	<i>Les caractérisations électro-optiques classiques P-I, V-I, <math>\lambda</math>-I</i> .....	21
2.3.1.1	La mesure en courant continu .....	21
2.3.1.2	La mesure en courant impulsionnel .....	23
2.3.1.3	La mesure du spectre d'émission stimulée .....	25
2.3.2	<i>Détermination expérimentale des paramètres standards</i> .....	25
2.3.3	<i>Détermination expérimentale de la résistance thermique</i> .....	27
2.3.4	<i>Détermination de la variation d'indice effectif</i> .....	28
2.3.5	<i>La mesure de l'émission spontanée</i> .....	30
2.3.5.1	Répartition spatiale des porteurs.....	34
2.3.5.2	Le spectre d'émission spontanée.....	35
<b>3</b>	<b>EFFETS LIMITANT LA PUISSANCE DES LASERS 1480NM.....</b>	<b>36</b>
3.1	LES PERTES INTRA-CAVITE ( $\alpha_i$ ).....	36
3.1.1	<i>Rendement externe et pertes internes</i> .....	36
3.2	LES EFFETS THERMIQUES .....	37
3.2.1	<i>Approche qualitative</i> .....	37
3.2.1.1	Origine de l'échauffement .....	37
3.2.1.2	Approche phénoménologique .....	37
3.2.1.3	Perspectives d'amélioration du paramètre $T_0$ .....	38
3.2.2	<i>Prise en compte des effets thermiques dans un modèle simple</i> .....	39
3.2.2.1	Calcul de la résistance thermique.....	39
3.2.2.2	Simulation des caractéristiques P-I et T-I : Cas clivé/clivé .....	39
3.2.2.3	Simulation des caractéristiques P-I et T-I : Cas (HR/LR).....	41
3.3	LE SPECTRAL HOLE BURNING .....	43
3.3.1	<i>Gain et spectral hole burning</i> .....	43
3.4	LE LONGITUDINAL SPATIAL HOLE BURNING .....	43
3.4.1	<i>Origine du LSHB</i> .....	43
3.4.2	<i>Calcul du profil de photons et de porteurs dans la cavité</i> .....	43
3.4.3	<i>Cas du laser simplement clivé</i> .....	44
3.4.4	<i>Cas du laser traité HR/LR</i> .....	45
3.4.5	<i>Evaluation de la saturation du gain par le LSHB</i> .....	47
3.5	CONCLUSION.....	49
<b>4</b>	<b>LE GUIDE D'ONDE BIDIMENSIONNEL MMI ACTIF.....</b>	<b>50</b>
4.1	THEORIE DES GUIDES MMI .....	50
4.1.1	<i>Principe</i> .....	50

4.1.2	<i>Description du phénomène d'auto-imagerie</i> .....	51
4.1.2.1	Les constantes de propagations.....	51
4.1.2.2	La méthode MPA.....	52
4.1.2.3	Longueur et Largeur caractéristique d'un MMI 1×1 .....	53
4.2	LES SIMULATIONS.....	54
4.2.1	<i>Calcul de mode optique</i> .....	54
4.2.1.1	Facteur de confinement optique.....	54
4.2.2	<i>Simulations par la méthode 2D-BPM</i> .....	55
4.2.2.1	Méthode de calcul .....	55
4.2.2.2	Définition des pertes MMI ( $\alpha_{\text{MMI}}$ ) .....	56
4.2.2.3	Impact de la variation d'indice effectif sur le phénomène d'auto-imagerie .....	57
4.2.2.4	Simulation et calcul de la longueur caractéristique $L_{\text{MMI}}$ .....	59
4.2.3	<i>Influence des caractéristiques géométriques sur la transmission du guide MMI</i> .....	59
4.2.3.1	Influence de la largeur du guide $W_{\text{MMI}}$ .....	60
4.2.3.2	Influence de la longueur du guide $L_{\text{MMI}}$ .....	60
4.2.3.3	Sensibilité à la variation de longueur d'onde.....	61
4.2.3.4	Sensibilité au nombre de puits quantiques.....	62
4.2.3.5	Sensibilité à l'ordre p.....	65
4.2.4	<i>Règles de conception des lasers de puissance à base de guide MMI</i> .....	66
4.2.5	<i>Simulations des caractéristiques (<math>R_{\text{th}}</math>-W, P-I, T-I)</i> .....	67
4.2.5.1	Calcul de la résistance thermique.....	67
4.2.5.2	Choix des structures à guide MMI actif.....	68
4.2.5.3	Calcul des caractéristiques P-I et T-I pour les guides (clivé/clivé).....	69
4.2.5.3.1	Cas des guides à résistance thermique constante.....	70
4.2.5.3.2	Cas des guides à longueur constante .....	71
4.2.5.4	Détermination des paramètres au seuil pour les lasers traités (HR/LR) .....	73
4.3	RESULTATS EXPERIMENTAUX .....	74
4.3.1	<i>Présentation du masque expérimental utilisé</i> .....	74
4.3.2	<i>Détermination des paramètres standards</i> .....	75
4.3.2.1	Plaque comportant les guides MMI .....	75
4.3.2.2	Comparaison plaque de référence et plaque à guide MMI .....	75
4.3.3	<i>Comparaison expériences et simulations 2D-BPM</i> .....	76
4.3.4	<i>La tolérance des guides MMI</i> .....	77
4.3.5	<i>Comparaison des structures à <math>R_{\text{th}}</math> constante</i> .....	78
4.3.6	<i>Comparaison des structures à longueur équivalente</i> .....	83
4.3.7	<i>Caractérisation par mesure de l'émission spontanée</i> .....	85
4.3.8	<i>Le guide MMI : un composant monocavité</i> .....	87
4.3.9	<i>Influence de la longueur de bras inter-MMI</i> .....	88
4.3.10	<i>Couplage des guides MMI avec une fibre monomode</i> .....	90
4.4	SYNTHESE DES RESULTATS .....	92
<b>5</b>	<b>LE GUIDE D'ONDE A CAVITE EVASEE</b> .....	<b>94</b>
5.1	LES CRITERES D'EVASEMENTS.....	94
5.1.1	<i>L'évasement adiabatique</i> .....	95
5.1.1.1	Choix des structures à cavité évasée linéaire .....	96
5.1.2	<i>La cavité évasée à densité de photons constante</i> .....	97
5.1.2.1	Le choix des structures à densité de photons constante .....	97
5.2	RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	99
5.2.1	<i>Détermination des paramètres standards</i> .....	99
5.2.2	<i>Caractérisation en courant impulsionnel</i> .....	100
5.2.2.1	Etude en fonction de la longueur d'évasement adiabatique.....	100
5.2.2.2	Cas de la cavité à densité de photons constante.....	103
5.2.2.3	Comparaison en puissance des différentes structures évasées.....	105
5.2.3	<i>Caractérisation en courant continu</i> .....	105
5.2.4	<i>Caractérisation par émission spontanée</i> .....	108

5.2.4.1	Détermination de la densité de porteurs longitudinale.....	108
5.2.5	<i>Réduction du LSHB et augmentation de puissance</i> .....	111
5.2.6	<i>Transformée de Fourier du spectre d'émission stimulée</i> .....	112
5.2.7	<i>Les champs lointains</i> .....	113
5.3	SYNTHESE DES RESULTATS .....	117
<b>6</b>	<b>VERS UNE NOUVELLE STRUCTURE VERTICALE .....</b>	<b>118</b>
6.1	LA STRUCTURE DITE DE « CLADDING ASYMETRIQUE » .....	118
6.1.1	<i>Principe de base</i> .....	118
6.1.2	<i>Simulations optiques de la structure</i> .....	119
6.1.2.1	Représentation du mode optique de la cavité.....	119
6.1.2.2	Influence de la longueur d'onde du quaternaire.....	120
6.1.2.3	Influence de l'épaisseur de la couche de quaternaire.....	120
6.1.3	<i>Simulations des caractéristiques Puissance-Intensité</i> .....	122
6.2	RESULTATS EXPERIMENTAUX .....	123
6.2.1	<i>Homogénéité sur plaque</i> .....	123
6.2.2	<i>Pertes internes et longueur d'onde du quaternaire</i> .....	124
6.2.3	<i>Les caractéristiques Puissance-Intensité</i> .....	125
6.2.4	<i>1 Watt couplé dans une fibre monomode en régime continu</i> .....	126
6.2.5	<i>Couplage dans une fibre monomode à réseau de Bragg (FBG)</i> .....	127
6.2.5.1	Principe du couplage FBG .....	127
6.2.5.2	0.7 Watt couplé en régime continu .....	128
6.2.5.3	Stabilité en longueur d'onde .....	129
6.2.6	<i>Mesure de la densité de porteurs longitudinale</i> .....	129
6.3	SYNTHESE DES RESULTATS .....	131
<b>7</b>	<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>132</b>
<b>8</b>	<b>REFERENCES .....</b>	<b>135</b>

# 1 Introduction

## 1.1 Les systèmes de télécommunications : présents et futurs

Les développements récents dans les systèmes de transmissions par fibre optique sont articulés autour de trois orientations principales :

- Le multiplexage en longueur d'onde (WDM<sup>1</sup>) qui permet de cumuler plusieurs signaux sur une même fibre ;
- L'augmentation de la fréquence pour un même signal (aujourd'hui 10Gb/s et dans un proche avenir 40Gb/s) ;
- L'élargissement de la bande de fréquence utile de la fibre entre 1500nm et 1600nm.

En parallèle, il faut mettre au point les amplificateurs optiques permettant d'assurer la transmission sur de très longues distances. Dans ce contexte les amplificateurs de type Raman [1] auront une place prépondérante dans les futurs réseaux de transmissions. L'idée est d'utiliser l'effet Raman dans les fibres de silice non dopée pour amplifier le signal. L'effet Raman dans les fibres optiques se traduit par l'absorption d'un photon A émis par une pompe laser (dans notre cas c'est un laser de puissance dont la longueur d'onde d'émission est 1480nm) par une molécule de silice.

Le premier événement est l'absorption d'une partie de l'énergie du photon A par ladite molécule et sa transformation en énergie vibrationnelle sous forme de phonon optique. Le second événement dû à cette interaction lumière-matière, donne lieu à l'émission d'un photon B d'énergie plus faible que celle du photon A et dont les caractéristiques (vecteur d'onde, phase, énergie) sont les mêmes que le signal que l'on veut amplifier. Ce photon ainsi généré par effet Raman contribue donc directement à l'amplification du signal d'entrée.

De plus l'effet Raman est un processus non-linéaire : il faut pour obtenir un gain raisonnable d'une forte densité de photons sources, c'est-à-dire des lasers de pompe avec des puissances émises importantes de l'ordre de 400mW à 500mW dans la fibre.

Les systèmes de communications optiques actuels utilisent des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium (EDFA<sup>2</sup>) et la distance entre amplificateurs optiques est d'environ de 100km. Or les futures générations de systèmes WDM à 40Gb/s ne doivent pas remettre en cause les systèmes de réseaux déjà existants pour être économiquement viables.

En outre une transmission à 40Gb/s requiert rapport signal à bruit plus élevé que les systèmes actuels à 10Gb/s pour conserver une même qualité de transmission. Face à ces contraintes l'amplification Raman distribuée apparaît comme une solution prometteuse car génératrice de bruit plus faible que les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium et permettent un accroissement de la bande passante d'amplification. En effet, une des propriétés de l'amplification Raman repose sur le changement de la longueur d'onde du signal amplifié lorsque la longueur d'onde de pompe change. Le pic d'amplification de la silice est aux alentours de 13THz de la fréquence de pompe ce qui

---

<sup>1</sup> WDM : Wavelength Division Multiplexing

<sup>2</sup> EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier

correspond à un décalage en longueur d'onde de 100nm. La largeur de la bande d'amplification est voisine de 40THz. Ces amplificateurs permettent donc d'envisager une amplification sur une largeur de bande plus grande que celle obtenue avec les EDFA. Pour couvrir les bandes C et L, des pompes émettant approximativement entre 1420nm et 1520nm devront être utilisées pour permettre l'amplification du signal entre 1520nm et 1620nm.

## 1.2 Objectifs de la Thèse

Nous avons vu dans le contexte précédemment décrit que l'amplification Raman de par son caractère non-linéaire demande des lasers de pompe de forte puissance permettant des puissances couplées dans la fibre de l'ordre de 400mW à 500mW.

Les structures classiques à semi-conducteurs de lasers Fabry-Perot à ruban droit, conservant un caractère monomode transverse et émettant à 1480nm, présentent des limitations pour les fortes puissances. Ces lasers à ruban droit sont limités en puissance de sortie par les phénomènes connus, d'échauffement excessif et d'effets non-linéaires comme la saturation du gain via les processus de Longitudinal Spatial Hole Burning (LSHB), et le Spectral Hole burning. L'échauffement est dû à des densités de courant élevées, une résistance thermique importante et des pertes optiques dans la cavité.

Le LSHB quant à lui représente une inhomogénéité de la densité de porteurs dans la cavité, lorsque les facettes du laser sont traitées (HR/LR)<sup>1</sup>. Cette inhomogénéité de la densité de porteurs est liée à la densité de photons qui est elle aussi inhomogène. Côté faible réflectivité, la densité de photons est importante, et les porteurs sont utilisés par le processus d'émission stimulée. Côté haute réflectivité, la densité de photons est minimale et par la même le processus d'émission stimulé consomme moins de porteurs, entraînant une densité de porteurs maximale côté HR. Ces effets cumulés dégradent fortement le rendement de conversion électro-optique des lasers avec l'injection de courant et conduisent aux effets de saturation de puissance.

Le but de cette thèse est la conception, la réalisation et la caractérisation de lasers de puissance émettant à 1480nm qui permettent de lutter efficacement contre les phénomènes de saturation précédemment cités. Une des difficultés est directement reliée au fait que nous devons impérativement garder les briques technologiques déjà mises en place pour ces lasers de pompe dans un cadre industriel. Nos structures seront donc toutes de type p/n-BH<sup>2</sup>. De plus, le caractère monomode transverse du laser ainsi réalisé, permettant le couplage du mode dans une fibre optique, est à la fois primordial et limitant.

L'axe de la recherche sera basé sur l'augmentation du volume du guide actif pour minimiser l'échauffement et sur la forme du guide pour minimiser le LSHB. En effet, l'augmentation de volume permettrait d'obtenir non seulement des densités de porteurs et de photons plus faibles dans la cavité laser, mais elle permettrait aussi de diminuer l'échauffement via une diminution de la résistance série. De plus, un volume plus important faciliterait la dissipation de chaleur et conduirait à une chute de la résistance thermique. Une voie pour augmenter le volume actif et diminuer le LSHB est d'utiliser un guide à cavité évasée. On verra qu'une telle géométrie permet de repousser la puissance de saturation en réduisant à la fois les effets thermiques et surtout le LSHB.

Cependant, la difficulté consiste à concevoir un guide évasé qui garde un caractère monomode transverse, car dans le cas d'un laser à ruban droit, le nombre de modes que

---

<sup>1</sup> (HR/LR) : High Reflection/Low Reflection

<sup>2</sup> p/n-BH : (p/n)-Buried Heterostructure (jonction bloquante (p/n)-structure enterré)

peut supporter le guide varie en fonction de sa largeur. Quelles solutions peut on dès lors envisager pour que l'augmentation du volume actif ne se fasse pas au détriment de la monomodalité transverse ?

Pour répondre à cette question et ainsi lutter efficacement contre les effets limitant la puissance de saturation des lasers de pompe émettant à 1480nm, différentes solutions ont été mise en œuvre au cours de cette thèse.

Le premier axe de recherche s'est porté vers une solution originale déjà proposée par une équipe de NEC [2] : l'idée est l'utilisation de guides Multi-Mode Interférométriques 1×1 (MMI<sup>1</sup>) en tant que structure active. Un guide MMI 1×1 est un large ruban multimode connecté de part et d'autre à un ruban étroit monomode. Ces guides sont souvent utilisés comme structure passive [3] en tant que coupleur ou diviseur, dans ce cas on parle de MMI 2×1 ou 1×2, respectivement. Dans notre cas ils présentent deux particularités, qui en font un candidat de premier choix pour les lasers de pompe émettant à 1480nm. D'une part la partie multimode, très large, offre un volume important pour lutter contre les effets de saturation thermique et d'autre part la connexion d'un guide monomode à chaque extrémité du guide multimode permet la conservation du caractère monomode transverse.

Le deuxième axe de recherche s'est tourné vers l'adaptation des guides légèrement évasés, initialement prévu pour lutter contre le COMD<sup>2</sup> pour les lasers émettant à 980nm. De telles structures [4,5] ont déjà montré pour cette longueur d'onde que non seulement le niveau de dégradation de la facette avant était repoussé (le ruban étant plus large sur la face avant du laser, la densité de photons y est plus faible) mais en outre que le niveau de puissance maximum atteint était amélioré. Cette solution est en accord d'une part avec la notion d'augmentation de volume et d'autre part avec celle de monomodalité transverse. En effet, si l'évolution de la forme du guide est adiabatique, de façon à ce que le mode soit toujours guidé, alors le laser doit conserver son caractère monomode transverse. De plus la forme du guide étant évasée, on peut espérer une plus grande homogénéité quant à la distribution de photons et de porteurs dans la cavité puisque les lasers de pompe présentent des facettes traitées (LR/HR) pour obtenir le meilleur rendement.

Parallèlement aux deux voies décrites précédemment une étude a été menée sur la structure verticale (puits quantiques, barrières, SCH<sup>3</sup>...) des lasers 1480nm. Le nouveau concept appelé « cladding asymétrique » et proposé pour la première fois par une équipe du MIT<sup>4</sup> [6] sur des lasers émettant à 1.3μm, allie à la fois une réduction des pertes dans la cavité ainsi qu'une augmentation du volume actif. L'idée est d'épitaxier une couche épaisse (quelques microns) de quaternaire InGaAsP dopé n côté substrat. Cette couche, d'indice optique plus grand que celui de l'InP dopé n utilisé habituellement, permet de réduire le confinement du mode optique dans l'InP dopé p, où les pertes par IVBA sont les plus importantes. Ce nouveau concept permet de garder une structure à ruban droit tout en augmentant sa largeur de coupure, c'est-à-dire la largeur maximale pour laquelle le guide reste monomode transverse. Cela est en effet possible car le passage multimode, apparaît pour des tailles de ruban d'autant plus grandes, que la différence d'indice latérale  $\Delta n$  entre le ruban et la zone adjacente est petite. La couche de quaternaire d'indice optique  $n_{\text{quat}}=3.21$  ainsi utilisée favorise un  $\Delta n$  plus faible, donc une largeur de coupure plus grande.

---

<sup>1</sup> MMI : Multi-Mode Interference

<sup>2</sup>COMD : Catastrophic Optical Mirror Damage

<sup>3</sup> SCH : Separate Confinement Heterostructure

<sup>4</sup> MIT : Massachusetts Institute of Technology

De plus, le fait de diminuer les pertes intra-cavité permet d'avoir un meilleur rendement électro-optique. L'augmentation de volume permet ici encore de réduire l'échauffement du laser.

### 1.3 Etat de l'art des pompes 1480nm

Différentes approches ont déjà montré la possibilité d'obtention de forte puissance pour des lasers émettant à 1480nm, tableau 1.

Industriel	Année	Courant seuil [mA]	Puissance max. [W]	Courant max. [A]	Structure	Longueur [mm]
Avanex	2004	75	1.2	5	« cladding Asymétrique »	3
Anritsu	2004	280	1.2	4	« cladding Asymétrique »	3
Nortel	2003	130	1	3.5	Ridge	3.6
Corning Lasertron	2003	<100	0.5 W Couplé FBG	1.6	Ridge AlGaInAs/InP	2
Princeton Lightwave	2003	55	1.2	4	Ridge	3
NEC	2002	<100	0.7	4	MMI	3
Alcatel-OPTO+	2001	1000	1.8	6.6	Résonateur Evasé	2.3
Spectra Diode Laboratory	2000	1000	2.1	6	MOPA <sup>1</sup>	2.5

tableau 1 Etat de l'art des lasers de pompe émettant à 1480nm.

Le premier watt couplé dans une fibre monomode pour des lasers émettant à 1480nm fut obtenu en 2000 par une équipe de Spectra Diode Laboratory (SDL) avec des structures MOPA. Très peu de temps après, une équipe d'Alcatel-OPTO+ arrivait au même résultat avec l'utilisation de résonateurs évasés. Cependant, dans ces deux cas, les courants de seuil étaient bien trop importants, de l'ordre de l'ampère. Ces structures présentent de plus un fort astigmatisme nécessitant l'utilisation d'un système de couplage à 3 lentilles, peu adapté à la mise en module.

Dès lors, plusieurs équipes développèrent de nouveaux lasers de puissance émettant à 1480nm, avec des courants de seuil inférieurs à quelques centaines de mA voire pour la plupart inférieurs à 100mA.

<sup>1</sup> MOPA: Master Oscillator Power Amplifier

Un nouveau concept fut démontré par l'utilisation de guide MMI actif et l'équipe de NEC obtint une puissance maximale de 0.7W pour un courant de 4A.

Le travail de Corning Lasertron s'est plutôt tourné vers le choix d'une structure verticale différente, en introduisant de l'aluminium dans la structure quaternaire (AlGaInAs/InP). Cela permet d'avoir, comme nous le verrons par la suite, un paramètre  $T_0$  meilleur, et donc une sensibilité moindre aux effets de température. Ce type de structure vise surtout les applications « uncooled », c'est-à-dire des composants ne nécessitant pas de refroidissement Peltier durant leur fonctionnement.

En 2003, la première structure à « cladding asymétrique » à ruban droit fut réalisée par l'équipe d'Anritsu et aujourd'hui une puissance de 1.2W a été démontrée pour un courant de 4A.

Enfin, nous avons démontré dans le cadre de notre étude, par l'utilisation du « cladding asymétrique », l'obtention d'une puissance de 1.2W pour un courant de 5.5A. De plus en réalisant un diagramme de divergence circulaire, 1 Watt dans une fibre a été obtenu pour un courant de 5A, ainsi que 0.7W dans une fibre à réseau de Bragg (FBG<sup>1</sup>) ce qui est aujourd'hui un record pour des lasers à guide droit émettant à 1480nm.

## 1.4 Plan de la Thèse

Nous venons de voir que les lasers émettant à 1480nm sont limités en puissance de sortie par la mise en jeu de différents effets néfastes pour le rendement de conversion électro-optique. Nous avons donné les orientations de la thèse et le choix des solutions retenues.

Pour rendre compte du caractère pertinent ou non des solutions mises en place, le chapitre 2 de ce mémoire donne les principes de base nécessaires à la compréhension du fonctionnement des lasers de pompe 1480nm. Les techniques de caractérisations électro-optiques classiques sont aussi présentées et une méthode originale de caractérisation par l'émission spontanée est plus amplement exposée. Le tout est illustré par la présentation de caractérisations expérimentales sur un laser de référence.

Nous exposons ensuite, dans un troisième chapitre, les effets (thermique, LSHB, spectral hole burning) qui sont à l'origine de la saturation de la puissance des lasers émettant à 1480nm. Ces effets sont pris en compte lors de modélisations présentées dans ce même chapitre.

Le chapitre 4 présente le travail effectué sur la structure bidimensionnelle du guide MMI actif. Il s'agit dans ce cas de concevoir un guide MMI, principalement de déterminer sa longueur ainsi que sa largeur, qui permette un meilleur fonctionnement que le laser à ruban droit.

Un rappel théorique sur les guides MMI est donné, les résultats de modélisations par BPM<sup>2</sup> sont présentés et le gain en puissance de ces nouveaux composants est estimé.

Le choix des structures à réaliser est exposé et les résultats expérimentaux sont détournés de façon à dégager des principes de conception mettant en exergue la tolérance technologique de ces nouveaux guides. Une comparaison des résultats expérimentaux avec les modélisations démontrera la validité des modèles utilisés. Après une présentation du système de couplage, une introduction au phénomène de filtrage spatial par le système de lentille est présenté.

---

<sup>1</sup> FBG : Fiber Bragg Grating

<sup>2</sup> BPM : Beam Propagation Method

Enfin le couplage des nouvelles structures MMI à guide actif est réalisé et comparé aux lasers à ruban droit classique. Ces travaux ont donné lieu à une publication [1] et au dépôt d'un brevet.

Le cinquième chapitre aborde l'étude sur la structure à cavité évasée. En premier lieu nous définissons les critères d'évasement. Nous présentons ensuite les modélisations unidimensionnelles de la densité de porteurs et de photons pour un ruban droit, et déterminons ainsi le dessin de la cavité évasée à densité de photons constante. Le choix des structures est alors donné et une comparaison des résultats expérimentaux obtenus entre les lasers droits et évasés est exposée. Enfin on s'attachera tout particulièrement à la détermination expérimentale du LSHB via les mesures d'émission spontanée sur les différentes structures. Nous vérifierons si ce dernier est amélioré dans le cas des lasers évasés en comparaison aux guides droits standards. Les résultats obtenus dans ce chapitre ont fait l'objet de 4 publications [2] [3] [4] [5].

Le chapitre 6 expose les attentes de la structure à cladding asymétrique en termes de gain en puissance, rendement électro-optique, qualité du champ émis. Une attention toute particulière est apportée aux mesures de LSHB sur ces composants, ainsi qu'au couplage de ces structures avec un fibre monomode et une fibre FBG. Ce travail a donné lieu à 3 publications [6] [7] [8].

---

<sup>1</sup> Guermache, A., Voiriot, V., Bouche, N., Locatelli, D., Ligat, B., Legrand, F., Capella, R-M, Jacquet, J. : 'Laser de pompe pn/BH 1.48 $\mu$ m à guide MMI 1x1 actif', Journées Nationales de Microélectronique et d'Optoélectronique (JNMO), Montpellier, France, Juin 2004.

<sup>2</sup> Guermache, A., Voiriot, V. and Jacquet, J.: '1480-nm pump lasers output power improvement by spatial hole burning reduction observation', Photonics West, San Jose, California, January 2005.

<sup>3</sup> Guermache, A., Voiriot, V., Bouche, N., Locatelli, D., Ligat, B., Legrand, F., Capella, R-M, Jacquet, J. : 'Experimental demonstration of Output Power Improvement of 1.48 $\mu$ m pump lasers by Spatial Hole Burning Reduction', International Workshop on PHysics and Applications of SEmiconductor LASERs PHASE'05, Supélec, Metz, March 2005.

<sup>4</sup> Guermache, A., Voiriot, V., Locatelli, D., Ligat, B., Legrand, F., J. Jacquet : 'Laser de pompe à cavité évasée pour amplification Raman', Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Paris, France, 2004.

<sup>5</sup> Guermache, A., Voiriot, Locatelli, D., Capella, R.M., Gallion, P., Jacquet, J.: 'Experimental demonstration of spatial hole burning reduction leading to 1480nm pump lasers output power improvement', submitted to Photonics Technology Letters, 2005.

<sup>6</sup> Guermache, A., Voiriot, V., Locatelli, D., Legrand, F., Bouche, N., Lelarge, F., Capella, R.M., Gallion, P., and Jacquet, J. : 'Over 0.7-W 14xx-nm fbg-stabilised output power InP based pump laser', accepted to the 12<sup>th</sup> European Conference on Integrated Optics (ECIO), Grenoble, France, April 2005.

<sup>7</sup> Guermache, A., Voiriot, V., Bouche, N., Lelarge, F., Locatelli, D., Capella, R.M. and Jacquet, J. : '1-W fibre coupled power InGaAsP/InP 14xx pump laser for Raman amplification', Electronics Letters, 40, (24), pp. 1535-1536, 2004.

<sup>8</sup> Voiriot, V., Guermache, A., Bouche, N., Lelarge, F., Locatelli, D., Ligat, B., Legrand, F., Martineau, M-F, Fillion, T., Keller, D. and Jacquet, J. : '1-W Fiber Coupled InGaAsP/InP 14xx Pump Laser', 30<sup>th</sup> European Conference on Optical Communication, Stockholm, Th.2.4.6, September 2004.

Nous concluons enfin sur ce travail de thèse en montrant l'avancement apporté par les nouvelles voies de recherche empruntées et quelques perspectives d'améliorations et d'optimisations seront données, en considérant la possibilité d'unification des guides bidimensionnels avec la structure à « cladding asymétrique ».

## 2 Le laser 1480nm : Théorie & Caractérisations

Dans ce chapitre nous décrivons le fonctionnement des lasers à semi-conducteurs à travers quelques rappels théoriques en termes de guidage de l'onde dans le ruban laser, de gain, de pertes internes, de condition d'oscillation laser. Nous rappelons brièvement les caractéristiques du mode laser, en introduisant la propagation des faisceaux gaussiens.

Nous présentons ensuite, les techniques de caractérisation utilisées en illustrant cette partie par des résultats sur la structure de référence. Cette structure est composée de 6 puits quantiques d'épaisseur 8nm et correspond à l'état de l'art dans notre laboratoire au début de la thèse.

### 2.1 Rappels théoriques

L'effet laser est obtenu grâce à la présence de deux contributions [7]:

- La première est l'existence d'un milieu amplificateur qui présente du gain, c'est-à-dire la possibilité d'avoir une inversion de population. La densité d'atomes actifs de l'état excité doit être supérieure à celle de l'état fondamental. Cette inversion de population est obtenue dans le cas des lasers à semi-conducteurs par un pompage électrique à travers une double hétérojonction (InP dopé p – InGaAsP – InP dopé n).
- La seconde est le mécanisme de contre-réaction optique qui permet une oscillation de la lumière. Cette dernière est obtenue dans le cas des lasers à semi-conducteur par clivage des facettes du laser qui forment ainsi une cavité Fabry-Perot dont la réflectivité en intensité des miroirs est voisine de 30%.

#### 2.1.1 Guide optique actif

Considérons un laser à semi-conducteurs à double hétérostructure de longueur  $L$ , dont les réflectivités en amplitude des miroirs à l'entrée et en sortie sont  $r_1$  et  $r_2$ , et dont le milieu amplificateur, constitué de puits quantiques, comporte un gain  $g$  et des pertes internes  $\alpha_i$ , exprimés en  $\text{cm}^{-1}$ . Cette structure est un guide d'onde, figure 2.1.1-1-a, le guide actif a un indice optique ( $n_2$ ) supérieur à l'indice optique ( $n_1$ ) de la couche d'InP environnante (rappelons que la structure est enterrée). Les ondes électromagnétiques sont donc piégées dans la partie d'indice supérieur, c'est-à-dire la région amplificatrice. Ce genre de guide d'onde est susceptible de supporter plusieurs modes transverses. Pour avoir un bon taux de couplage dans une fibre optique, notre structure doit être monomode transverse. Dans le cas de la structure de référence, la largeur de guide maximale, appelée largeur de coupure ( $W_c$ ) pour laquelle la structure est monomode transverse est de l'ordre de 3 microns.

La largeur typique du guide d'onde, figure 2.1.1-1-b, utilisé dans la simulation est de  $W=3\mu\text{m}$  et l'épaisseur de la structure active est de  $d=40\text{nm}$ . Nous avons utilisé, pour le calcul des modes guidés par une structure à deux dimensions, le logiciel ALCOR développé par France Telecom.

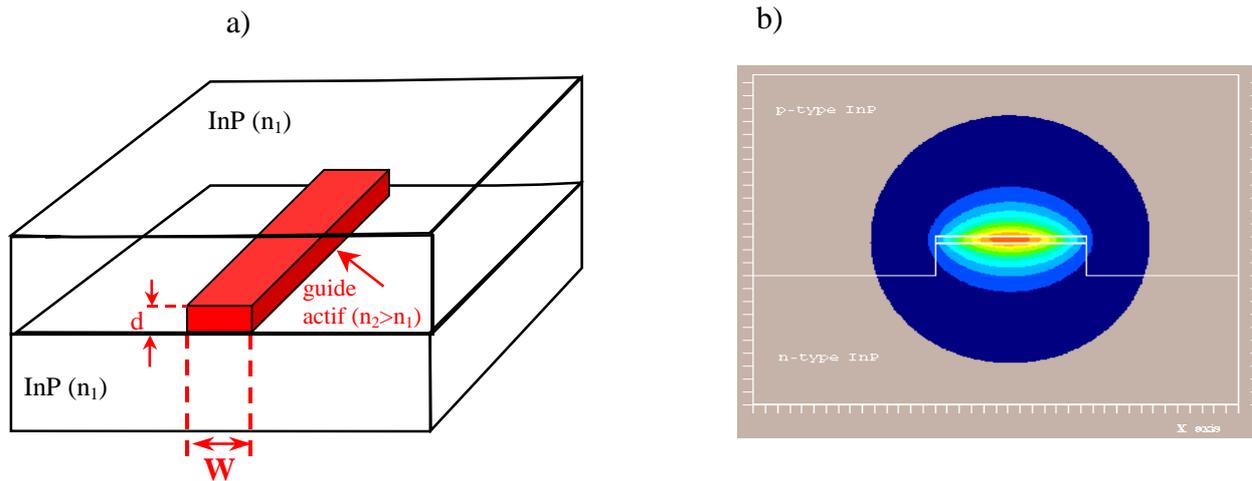


figure 2.1.1-1 a) Schéma du guide d'onde. b) Modélisation du mode optique.

### 2.1.1.1 Le facteur de confinement optique

La proportion de l'énergie qui est effectivement présente dans la partie amplificatrice est par définition le facteur de confinement  $\Gamma$ . Il est donné par l'équation 2.1.1-1 et doit être pris en compte dans le calcul de l'amplification de l'onde.

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} \int_{-W/2}^{+W/2} |E(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{x,y} |E(x, y)|^2 dx dy}$$

équation 2.1.1-1 Facteur de confinement optique dans un laser enterré.

où  $d$  est l'épaisseur de zone active,  $W$  la largeur de ruban et  $E$  le champ électromagnétique.

### 2.1.1.2 La méthode de l'indice effectif

Cette méthode souvent utilisée pour les calculs de modes propres ou pour les calculs de propagation de modes (BPM) consiste à transformer une structure tridimensionnelle en une structure à deux dimensions. Nous allons présenter les grandes lignes de cette méthode de calcul.

Il est possible de calculer de façon analytique [8] le mode guidé dans une structure « slab », c'est-à-dire invariante suivant l'axe  $x$ . Néanmoins, dès lors que la structure n'est plus invariante transversalement il devient nécessaire de faire quelques approximations pour se ramener à un calcul slab afin de déduire les propriétés modales de la structure.

Cette démarche permet donc de traduire toute variation géométrique latérale par une variation de l'indice effectif de guidage [9].

La méthode consiste principalement à supposer que la solution est une solution à variable séparable.

Soit  $\Psi(x,y,z)=\Phi(x,y).\exp(-i\beta z)$  la composante du champ électrique,  $\beta$  la constante de propagation recherchée et  $n(x,y)$  le profil d'indice de la structure.

L'équation d'Helmholtz s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2(x, y) - \beta^2) \phi = 0$$

On suppose alors que  $\Phi(x,y)$  peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\phi(x, y) = F(x, y).G(x)$$

avec  $F$  une fonction variant lentement suivant  $x$  :

$$\frac{\partial F(x, y)}{\partial x} \approx 0$$

Ce qui donne :

$$\frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dx^2} + \frac{1}{F} \frac{d^2 F}{dy^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) = 0$$

En introduisant la notion d'indice effectif, l'équation précédente devient :

$$\begin{cases} \frac{1}{F} \frac{d^2 F}{dy^2} + n^2 k_0^2 = k_0^2 n_{eff}^2(x) \\ \frac{1}{G} \frac{d^2 G}{dx^2} + k_0^2 n_{eff}^2(x) = \beta^2 \end{cases}$$

Grâce à ces deux équations, il est possible de déduire la forme du mode mais aussi  $\beta$ . La première équation est celle d'un guide slab ayant comme profil d'indice  $n_x(y)$  pour  $x$  donné. La deuxième équation est aussi celle d'un slab ayant comme profil d'indice  $n_{eff}(x)$ . En pratique, grâce à cette méthode on passe d'une géométrie tridimensionnelle à une structure plane à deux dimensions, figure 2.1.1-2.

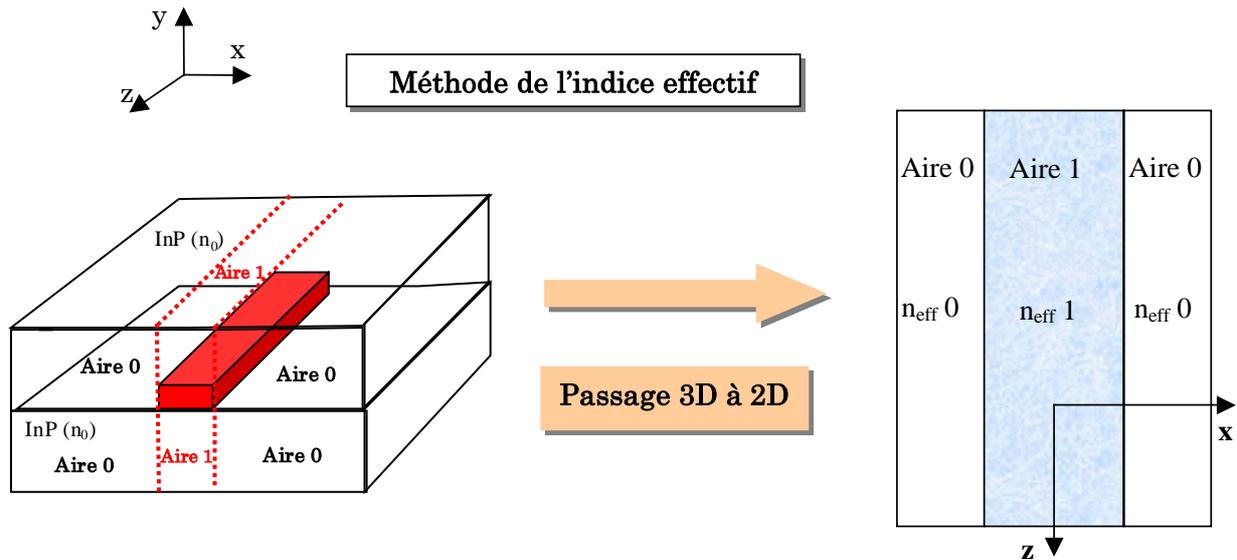


figure 2.1.1-2 Schématisation de la méthode de l'indice effectif.

### 2.1.2 Les mécanismes de recombinaisons des porteurs

Les porteurs injectés dans le laser sont consommés au travers différents processus de recombinaisons [10]:

- Le premier effet est de loin le plus important, il s'agit de la recombinaison radiative des porteurs par émission spontanée. Ce taux est directement proportionnel à la densité d'électrons dans la bande de conduction et à celle des trous dans la bande de valence ( $BN^2$ ) où B est appelé coefficient de recombinaison radiative ou bimoléculaire et N la densité de porteurs.
- Recombinaison non-radiative sur les défauts dont les niveaux d'énergie sont dans le gap : les porteurs sont piégés par un défaut, la recombinaison ne met en jeu qu'un porteur libre. Le mécanisme est donc directement proportionnel à la densité de porteurs (AN), où A est fonction de la quantité de défauts et est appelé coefficient de recombinaison linéaire.
- Recombinaison non-radiative Auger. Il s'agit d'une transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence, bien souvent entre deux valeurs différentes de vecteur d'onde. Dans ce processus, deux électrons et un trou interviennent, le taux de recombinaison est donc proportionnel à la densité de porteurs au cube ( $CN^3$ ), où C est le coefficient Auger.

Le taux total de recombinaison, s'écrit alors :

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 = \frac{N}{\tau_{rec}}$$

équation 2.1.2-1 Taux total de recombinaison.

où  $\tau_{rec}$  est le temps de recombinaison des porteurs.

### 2.1.3 Condition d'oscillation laser

Après N aller-retours dans la cavité, l'onde à l'entrée, de vecteur d'onde ( $k_0=2\pi/\lambda_0$ ), prend la forme analytique suivante [10], équation 2.1.3-1:

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

équation 2.1.3-1 Champ électromagnétique dans la cavité.

Le champ électromagnétique devient divergent lorsque le dénominateur de l'équation 2.1.3-1 s'annule, c'est la condition d'oscillation laser. Il faut donc remplir deux conditions pour obtenir une oscillation laser :

- La première est la condition sur le gain : le gain du milieu amplificateur doit compenser les diverses pertes de la cavité (transmission des miroirs, pertes internes...), ceci est représenté par :

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

Il existe donc un seuil de gain,  $g_{th}$ , au-dessus duquel le milieu se met à osciller spontanément. Ce seuil est donné par :

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

équation 2.1.3-2 Gain optique au seuil de l'oscillation laser.

où  $R_1$  et  $R_2$  sont les réflectivités des miroirs en intensité ( $R_i=r_i^2$ ).

On définit les pertes miroirs  $\alpha_m$ , exprimées en  $cm^{-1}$  :

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

équation 2.1.3-3 Pertes miroirs pour un laser de longueur L.

En pratique, l'oscillation laser est obtenue à partir d'un courant supérieur à une valeur minimale appelée courant de seuil,  $I_{th}$ .

Les pertes internes ( $\alpha_i$ ) sont données par l'équation suivante :

$$\alpha_i = \Gamma_{InP(p)} \alpha_{InP(p)} + \Gamma_{InP(n)} \alpha_{InP(n)} + \Gamma_{IVBA\_QW} K_{IVBA\_QW} N$$

équation 2.1.3-4 Pertes internes dans la cavité laser.

où  $\Gamma_{InP(p)}$  est le confinement dans l'InP dopé p,  $\Gamma_{InP(n)}$  est le confinement dans l'InP dopé n,  $\alpha_{InP(p)}$  et  $\alpha_{InP(n)}$  sont les pertes dans l'InP dopé p et l'InP dopé n,  $K_{IVBA\_QW}$  est le coefficient de pertes IVBA<sup>1</sup> dans les puits quantiques et N la densité de porteurs.

<sup>1</sup> IVBA: Inter-Valence Band Absorption

On définit aussi deux autres grandeurs caractéristiques, pour la description du fonctionnement laser : le rendement quantique interne  $\eta_i$  qui représente la quantité de porteurs libres injectés convertis en photons par recombinaison stimulée, et le rendement externe ( $\eta_{ext}$ , exprimé en W/A), soit :

$$\eta_i = \frac{v_g g S}{AN + BN^2 + CN^3 + v_g g S}$$

où  $S$  est la densité de photons; on ne tient pas compte des fuites électriques dans cette définition.

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}$$

équation 2.1.3-5 Rendement externe d'un laser.

où  $\nu$  la fréquence d'émission laser,  $h$  la constante de Planck et  $q$  la charge de l'électron.

- La deuxième condition porte sur la phase :

$$e^{2ikLn_{eff}} = 1$$

Les modes amplifiés sont alors donnés par :

$$\nu_m = m \frac{c}{2n_{eff} L}$$

équation 2.1.3-6. Condition de phase

où  $\nu$  est la fréquence du mode amplifié,  $n_{eff}$  est l'indice effectif du guide, ( $c/n_{eff}$ ) est la célérité de la lumière dans le guide, et  $L$  la longueur de la cavité.

La différence de fréquence entre deux modes consécutifs définit l'intervalle spectral libre (ISL) :

$$ISL = \frac{c}{2n_g L}$$

équation 2.1.3-7 Intervalle spectral libre.

où  $n_g$  est l'indice effectif de groupe, qui tient compte de la dispersion en longueur d'onde de la façon suivante :

$$n_g = n_{eff} - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda}$$

équation 2.1.3-8 Indice effectif de groupe.

### 2.1.4 Équations de conservation des porteurs et des photons

Nous présentons ici les équations dynamiques couplées de la cavité laser, tenant compte du comportement temporel de la densité de porteurs et de photons. Dans notre cas, ces équations seront utilisées en régime permanent et nous permettront de rendre compte de la saturation du gain dû au LSHB.

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = \frac{J}{qd} - (AN + BN^2 + CN^3) - v_g g(N)S \\ \frac{dS}{dt} = v_g g(N)S - v_g (\alpha_i + \alpha_m)S + \beta BN^2 \end{cases}$$

équation 2.1.4-1 Équation dynamique de la cavité laser.

où  $J$  est la densité de courant,  $d$  est l'épaisseur de couche active (puits quantiques),  $v_g$  est la vitesse de groupe et  $\beta$  est le coefficient d'émission spontanée.

### 2.1.5 Le mode laser : un faisceau gaussien

Les caractéristiques optiques d'un faisceau laser sont très différentes de celles des faisceaux lumineux conventionnels issus de sources naturelles ou artificielles (soleil, lampes à incandescence...). L'optique géométrique basée sur le formalisme des rayons lumineux n'est plus suffisante pour rendre compte des transformations spatiales des faisceaux laser à cause des phénomènes de diffraction [11].

Si on considère un axe de propagation  $z$ , le profil du champ  $\Psi$  dans le plan  $(yz)$  d'un mode gaussien fondamental est donné par :

$$\Psi(y) = \sqrt{I_m(0)} \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right)$$

Lorsque ce mode se propage en diffraction libre dans un milieu sans amplification et sans absorption, son intensité  $I_m(z)$  décroît alors que sa largeur de mode  $w(z)$  à  $(1/e^2)$  augmente.

$$I_m(z) = \frac{I_m(0)}{\sqrt{1 + (z/z_r)^2}}$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_r)^2}$$

$$z_r = \frac{\pi n w_0^2}{\lambda}$$

$w_0$  est la demi-largeur de mode en  $z=0$ , plus communément appelée « waist » du faisceau, et  $z_r$  est la distance de Rayleigh qui définit la transition entre le champ proche et le champ lointain,  $n$  est l'indice de réfraction du milieu et  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide. On remarque que le rayon du mode  $w(z)$  augmente lors de la propagation, l'étalement de la gaussienne suit alors un cône de demi-angle  $\theta_0$  à  $(1/e^2)$  donné par :

$$\theta_0 = \text{Arc tan}\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right)$$

On utilise plus souvent la largeur totale à mi-hauteur (FWHM ou Full Width at Half Maximum). Le demi-angle de divergence est alors donnée par :

$$\theta_{FWHM-gauss} = 2 \cdot \text{Arc tan}\left(\frac{\lambda}{\pi w_0} \sqrt{\frac{\ln(2)}{2}}\right)$$

équation 2.1.5-1 Angle de diffraction à mi-hauteur d'un mode Gaussien.

Pour des tailles de ruban inférieures à  $1\mu\text{m}$ , ce qui est souvent le cas dans la direction perpendiculaire aux couches épitaxiales, l'approche gaussienne de la divergence n'est plus pertinente et conduit à des valeurs surestimées. Dans ce cas une approche exponentielle [12] est plus appropriée :

$$\theta_{FWHM-exp} = 2 \cdot \text{Arc tan}\left(\frac{\lambda}{\pi w_0} \frac{\sqrt{\sqrt{2}-1}}{2}\right)$$

## 2.2 Réalisation technologique

### 2.2.1 La structure (p/n)-BH

Comme présenté dans les objectifs de la thèse, pour conserver les briques de bases technologiques des composants déjà existants, nos structures sont toutes de type p/n-BH. Nous présentons ici la structure p/n-BH, ainsi que les différentes étapes de sa réalisation technologique.

La structure p/n-BH est donnée figure 2.2.1-1. Elle présente le buffer InP dopé n, la couche active, la localisation des jonctions bloquantes ainsi que la partie concernant le contact électrique.

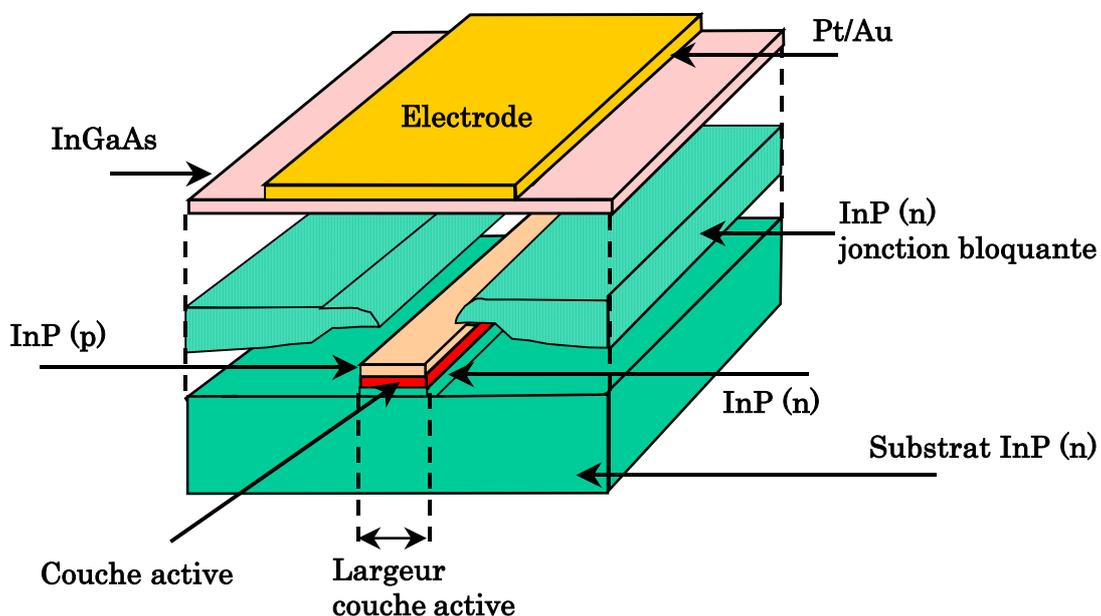


figure 2.2.1-1 Représentation schématique d'une structure p/n-BH de référence.

Sur un substrat d'InP dopé (n) d'un diamètre de 2 pouces une épitaxie en GSMBE<sup>1</sup> est réalisée pour la croissance de la couche active. La structure de référence est constituée de puits quantiques en  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  dont la longueur d'onde d'émission laser est  $\lambda=1480\text{nm}$ . Les puits quantiques utilisés, dont la contrainte en compression est de l'ordre de ( $\sim 1\%$ ) ont une largeur de 8nm et sont séparés par des barrières de 10nm d'épaisseur réalisées avec un quaternaire InGaAsP dont le gap en longueur d'onde est de  $\lambda=1170\text{nm}$ . Cette différence de gap entre puits et barrières permet de confiner les porteurs dans les puits.

Afin de graver la couche active et ainsi localiser les rubans sur la plaque on dépose une première couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ) ainsi qu'une couche de résine photosensible. La résine est ensuite insolée en UV 450nm, c'est la photolithographie. Après attaque chimique des parties de résine insolées, une gravure en RIE<sup>2</sup> de la couche de silice (pour les parties non protégées par les plots de résine) est réalisée. Les parties à base

<sup>1</sup> GSMBE : Gas Source Molecular Beam Epitaxy

<sup>2</sup> RIE : Reactive Ion Etching

d'éléments III/V sont alors gravées ( $\text{InP}_p/\text{InGaAsP}/\text{InP}_n$ ) puis une deuxième épitaxie sélective en MOVPE<sup>1</sup> permet de créer les jonctions bloquantes et le rebouchage. Un composé ternaire ( $\text{InGaAs}$ ) fortement dopé ( $\sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$ ) est déposé ainsi qu'une couche de Pt/Au pour le contact électrique.

La plaque est alors découpée en barrettes d'une cinquantaine de lasers, dont les caractéristiques Puissance-Intensité (P-I) et Tension-Intensité (V-I) sont déterminées en régime impulsif. Un tri sélectif des lasers peut alors être effectué sur chaque barrette et ainsi on peut rapidement évaluer la qualité et l'homogénéité des résultats de mesure, sur la plaque. Les caractérisations électro-optiques font l'objet du chapitre suivant.

La figure 2.2.1-2 ci-dessous représente la coupe transverse d'un laser p/n-BH avec les différentes régions caractéristiques.

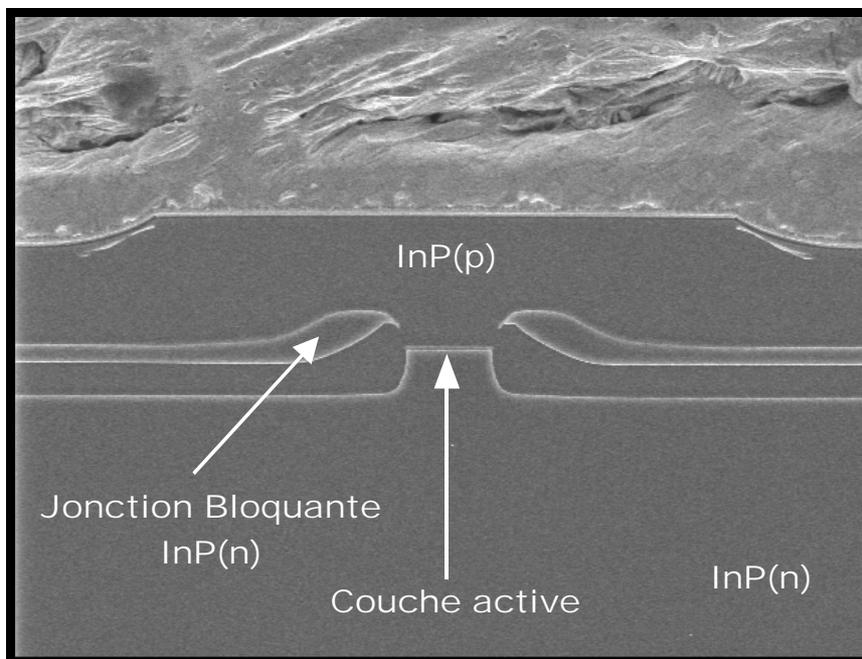


figure 2.2.1-2 Coupe transverse d'un laser p/n-BH (Photo MEB).

<sup>1</sup> MOVPE : Metal Organic Vapor Phase Epitaxy

## 2.3 Techniques de Caractérisations

Différentes grandeurs physiques doivent être déterminées pour rendre compte du fonctionnement laser, à savoir :

- la puissance,  $P$
- la tension,  $V$
- le courant injecté,  $I$
- le spectre en longueur d'onde,  $\lambda$

Comme nous le verrons, la connaissance des caractéristiques ( $P$ - $I$ ,  $V$ - $I$ ,  $\lambda$ - $I$ ) nous permettra de déterminer différents paramètres, comme le courant de seuil, le rendement externe, les pertes dans la cavité, le rendement quantique interne, le gain matériau...

### 2.3.1 Les caractérisations électro-optiques classiques $P$ - $I$ , $V$ - $I$ , $\lambda$ - $I$

#### 2.3.1.1 La mesure en courant continu

La mesure de puissance, calibrée en longueur d'onde, est effectuée avec un puissance-mètre avec l'incorporation dans la chaîne de mesure d'une sphère intégratrice. Contrairement à la mesure de puissance avec une fibre optique, on s'affranchit ici grâce à la sphère, du couplage avec la fibre. Les caractérisations en termes de puissance peuvent s'effectuer sur une large plage de température allant de 25°C à 85°C. La régulation en température est assurée par un module à effet peltier. La figure 2.3.1-1 montre les caractéristiques classiques CW<sup>1</sup>,  $P$ - $I$  et  $(dV/dI)$ - $I$  (Résistance différentielle en fonction du courant), d'un laser de référence de longueur  $L=900\mu\text{m}$  et dont les facettes sont clivées.

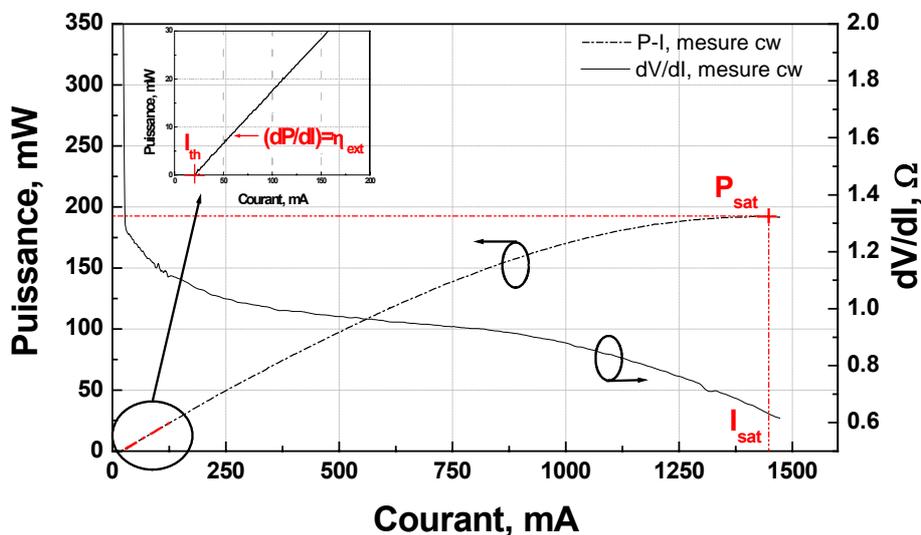


figure 2.3.1-1 Caractéristiques  $P$ - $I$  et  $(dV/dI)$ - $I$  en courant continu, laser référence.

<sup>1</sup> CW : Continuous Wave / Régime Continu

Sur la figure 2.3.1-1 nous avons indiqué les paramètres importants pour la caractérisation des lasers :

- le courant de seuil,  $I_{th}$
- le rendement externe,  $\eta_{ext}$
- la puissance maximale ou de saturation,  $P_{sat}$
- le courant de saturation,  $I_{sat}$

Le rendement au seuil ainsi que le courant de seuil sont calculés via une régression linéaire entre  $P=6\text{mW}$  et  $P=20\text{mW}$ . Les valeurs de courant de seuil et de rendement externe pour le laser référence sont égales respectivement à,  $19.8\text{mA}$  et  $0.218\text{W/A}$ .

On note une saturation en puissance pour un courant de  $I_{sat}=1450\text{mA}$  et une puissance maximale atteinte de  $P_{sat}=190\text{mW}$ . La courbe  $(dV/dI)-I$  nous renseigne sur les fuites de porteurs dues à la structure verticale. En effet, lorsque les porteurs prennent des chemins de fuites la résistance différentielle diminue. Cet effet est visible sur la caractéristique, figure 2.3.1-1. Un laser sans fuite doit avoir une courbe  $(dV/dI)-I$  parallèle à l'axe des abscisses. Une fois le seuil laser atteint, chaque porteur injecté doit contribuer directement à l'émission stimulée. Une pente négative sur la courbe  $(dV/dI)-I$  dénote la présence de fuite de porteurs. Le laser référence, présente d'après la figure 2.3.1-1 des fuites de porteurs liées à la structure verticale.

Sur la figure 2.3.1-2, on a représenté la caractéristique V-I du laser. Une régression linéaire de cette courbe entre  $I_{th}+2\text{mA}$  et  $I_{th}+22\text{mA}$  nous donne directement la valeur de la résistance série ( $R_s=1.26\Omega$ ).

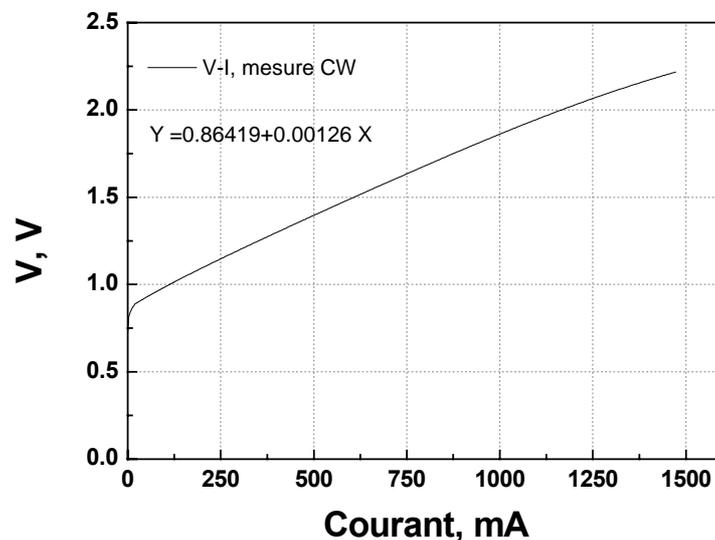


figure 2.3.1-2 Caractéristique Tension-Courant d'un laser référence.

2.3.1.2 La mesure en courant impulsionnel

Des mesures de puissance en courant impulsionnel sont aussi réalisées ; les impulsions de courant ont une largeur de 300ns avec un taux de répétition de 10kHz pour éviter l'échauffement. Ces mesures permettent de caractériser le laser en s'affranchissant des effets thermiques.

La figure 2.3.1-3 représente les caractéristiques P-I et (dV/dI)-I, en courant impulsionnel du laser référence. Une courbe P-I du même laser dans le cas idéal a été rajoutée. Cette courbe est déterminée à partir du rendement au seuil, en considérant que celui-ci est constant en fonction du courant. On remarque que pour  $I=1450\text{mA}$  la puissance maximale est de  $P_{\text{sat}}=270\text{mW}$ . La courbe (dV/dI)-I présente la même caractéristique de fuite des porteurs que dans le cas CW avec une décroissance monotone en fonction du courant.

Pour ce laser, la courbe P-I présente un écart à la courbe idéale, appelé écart à la linéarité (exprimé en %), et cela dès 300mA. Il atteint 15% pour  $I=1450\text{mA}$ .

Cet écart peut être expliqué soit par la présence de fuites de porteurs, soit par le fait que même en courant impulsionnel l'échauffement n'est pas négligeable. Pour lever l'ambiguïté, nous avons réalisé d'une part des mesures sur un laser qui ne fuit que très peu (laser A) et d'autre part nous avons fait varier la largeur d'impulsion. Dans le cadre de l'étude des pompes au laboratoire, une des voies de recherche fut la réduction des fuites de porteurs ainsi que la réduction de la tension de coude. Le laser A issu de cette étude, a été réalisé avec une structure verticale facilitant l'injection des trous. Pour cela une structure BDR<sup>1</sup> est présente côté InP(p), il s'agit d'intercaler plusieurs couches de quaternaire InGaAsP dont le gap se situe entre celui de la barrière et celui l'InP(p). Ainsi les trous voit une hauteur de barrière graduelle entre la dernière barrière et l'InP(p).

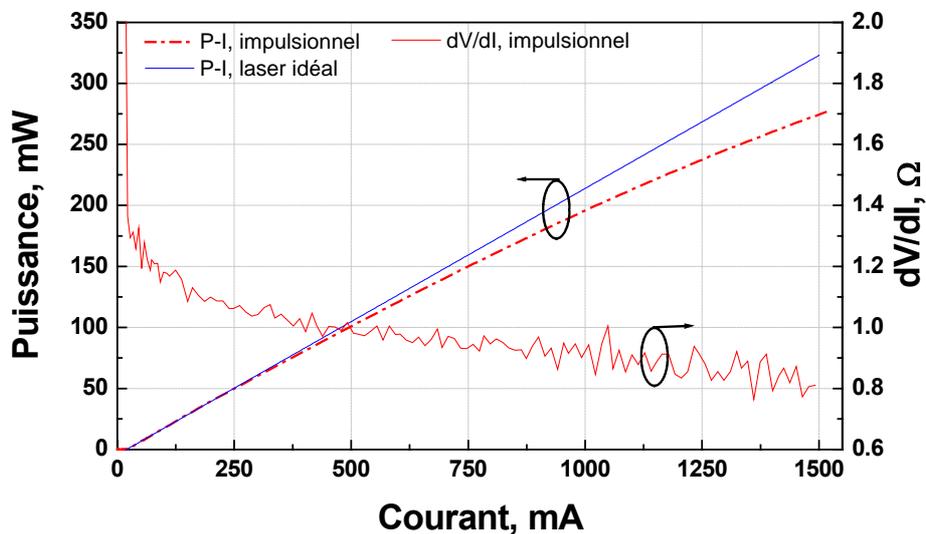


figure 2.3.1-3 Caractéristiques P-I et (dV/dI)-I en courant impulsionnel du laser de référence.

La figure 2.3.1-4 montre la courbe P-I et (dV/dI)-I du laser A (laser sans fuite électrique) en régime CW. On remarque une différence notable sur la résistance différentielle (dV/dI)-I. Jusqu'à 600mA la résistance différentielle reste constante. Entre 600mA et

<sup>1</sup> BDR : Band Discontinuity Reduction

1100mA elle devient sur-linéaire du fait de la diminution de la mobilité des porteurs avec la température. Au-delà de 1100mA elle diminue à cause des effets de saturation inévitables (fuites thermiques des porteurs sous très forte injection).

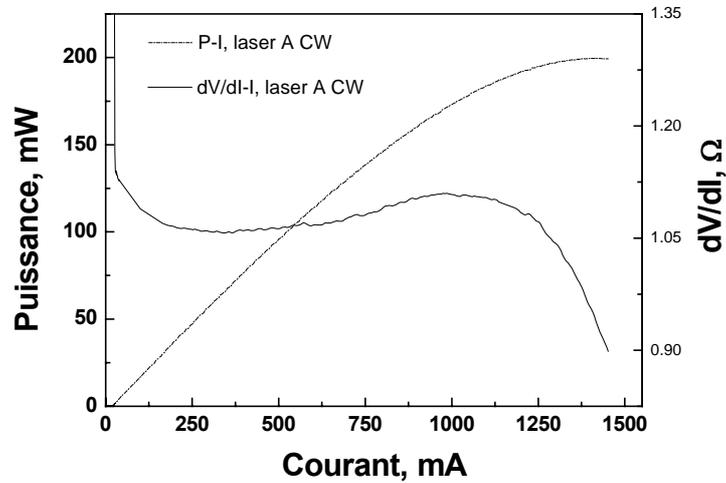


figure 2.3.1-4 Caractéristiques P-I et (dV/dI)-I pour le laser A.

En régime impulsionnel, figure 2.3.1-5, l'écart à la linéarité apparaît vers 850mA et sa valeur pour  $I=1450\text{mA}$  n'est que de 4%.

La figure 2.3.1-5, présente aussi les courbes P-I pour deux largeurs d'impulsions différentes (300ns et 600ns) avec le même taux de répétition de 10kHz. Les deux caractéristiques sont identiques, ce qui prouve que pour de telles durées d'impulsions le laser ne présente pas d'effet d'échauffement.

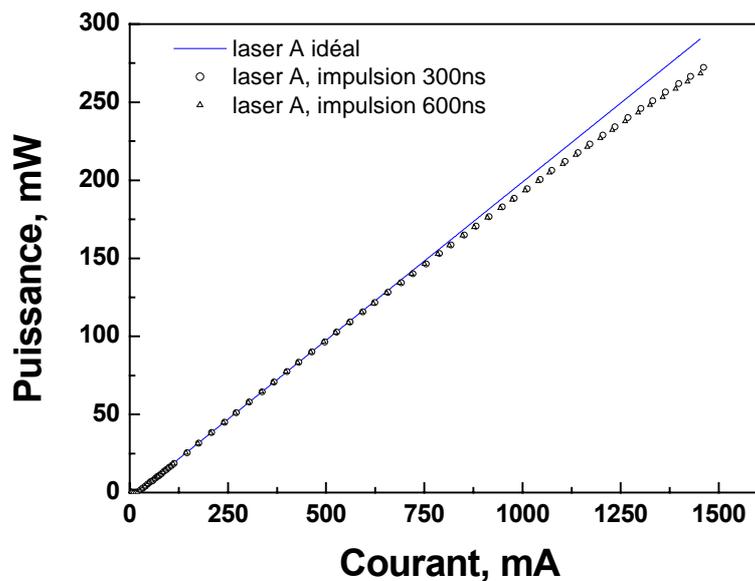


figure 2.3.1-5 Caractéristique P-I pour le laser A.

On retiendra qu'un laser qui présente peu de fuites de porteurs a un écart à la linéarité en régime impulsif plus faible.

### 2.3.1.3 La mesure du spectre d'émission stimulée

La mesure de spectre est effectuée grâce à un analyseur de spectre Anritsu MS9710C dont la gamme d'étude en longueur d'onde est comprise entre 650nm et 1750nm. Le couplage de l'émission stimulée est réalisée avec une fibre monomode de 10µm de cœur qui est amenée au voisinage de la facette du laser. La figure 2.3.1-6 montre un spectre d'émission stimulée pour un laser de référence de longueur L=1500µm. L'encart de la figure 2.3.1-6, montre sur un spectre avec une résolution de 50pm les oscillations Fabry-Perot de la cavité. L'intervalle spectral libre est de 27Ghz ce qui correspond à une longueur de cavité de L=1500µm.

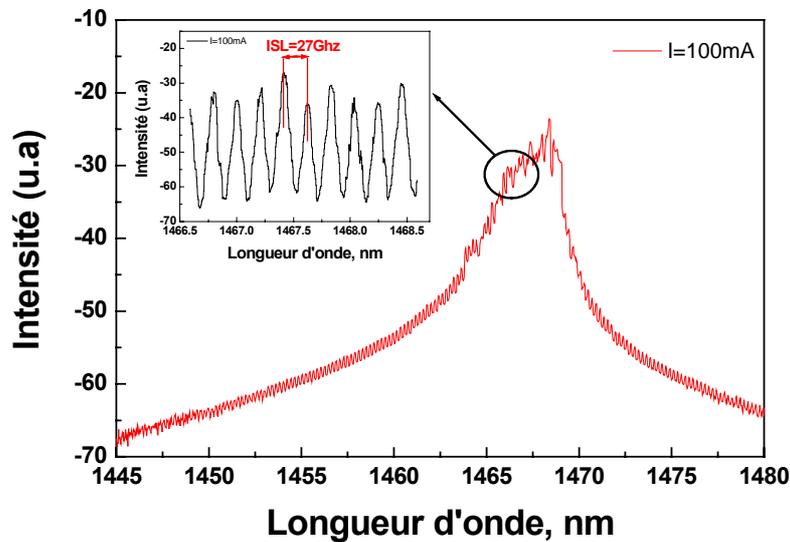


figure 2.3.1-6 Spectre d'émission stimulée pour un laser référence .

### 2.3.2 Détermination expérimentale des paramètres standards

Les caractérisations électro-optiques présentées ci-dessus nous permettent de déterminer différents paramètres qui rendent compte de la structure active du laser et de son fonctionnement :

- les pertes internes,  $\alpha_i$
- le rendement quantique interne,  $\eta_i$
- le gain matériau,  $g_0$
- le courant de transparence,  $J_0$

D'après l'équation 2.3.2-1 il vient immédiatement :

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{q}{\eta_i h \nu} \left( 1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} L \right)$$

équation 2.3.2-1 Évolution du rendement externe en fonction de la longueur du laser.

Nous avons donc mesuré le rendement externe pour différentes longueurs de composants.

En traçant  $(1/\eta_{\text{ext}})$  en fonction de  $L$ , l'ordonnée à l'origine permet de déterminer le rendement quantique interne ( $\eta_i$ ) et la pente donne les pertes internes ( $\alpha_i$ ).

De telles mesures ont été réalisées sur le laser référence, figure 2.3.2-1. Les valeurs déterminées pour la structure active de référence sont  $\eta_i = 0.78$  et  $\alpha_i = 6.7 \text{ cm}^{-1}$ .

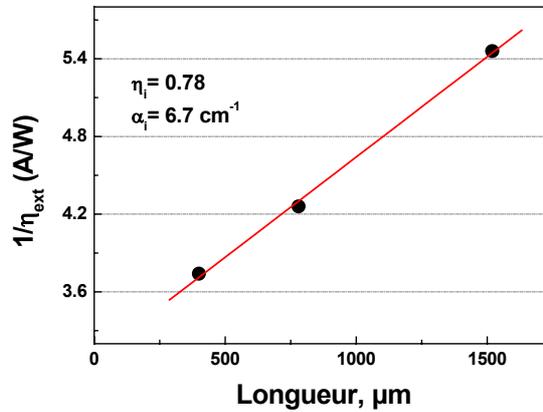


figure 2.3.2-1 Rendement externe en fonction de la longueur de cavité.

D'autre part l'équation 2.3.2-2 permet d'obtenir le gain matériau ( $g_0$ ) et la densité de courant de transparence ( $J_0$ ) :

$$\ln(J_{th}) = \left( \frac{\alpha_i}{\Gamma g_0} + \ln(J_0) \right) + \frac{1}{\Gamma g_0} \alpha_m$$

équation 2.3.2-2 Variation de la densité de courant de seuil en fonction des pertes miroirs.

La figure 2.3.2-2 donne l'évolution de la densité de courant de seuil en fonction des pertes miroirs pour la structure de référence. On détermine ainsi une valeur pour le courant de transparence de  $J_0 = 297 \text{ A/cm}^2$  et un gain matériau  $g_0 = 510 \text{ cm}^{-1}$ .

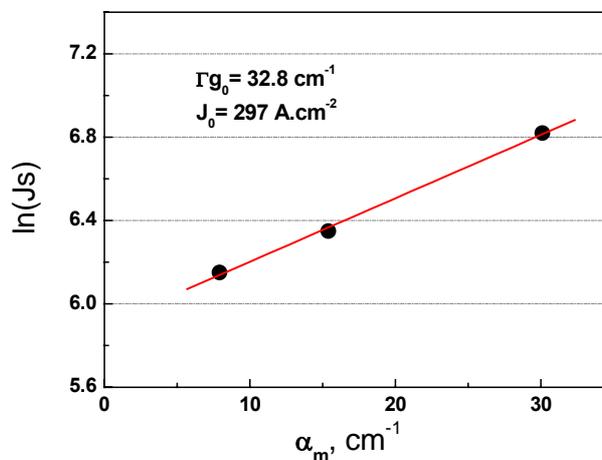


figure 2.3.2-2 Densité de courant de seuil en fonction des pertes miroirs.

### 2.3.3 Détermination expérimentale de la résistance thermique

L'équation d'évolution de la résistance thermique [13,14] est donnée par :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{Q}$$

équation 2.3.3-1 Calcul de la résistance thermique.

où  $Q=VI-P_{optique}$  est la quantité de chaleur dissipée dans le laser et  $\Delta T$  est l'élévation de température associée.

La technique de caractérisation consiste à déterminer l'élévation de température dans la couche active en fonction du courant.

La première étape nécessite la mesure de la variation de longueur d'onde d'un mode Fabry-Perot en fonction de la température de régulation. Pour cela, on polarise la diode au seuil laser, pour éviter l'échauffement dû au courant injecté et on sélectionne alors une longueur d'onde du peigne Fabry-Perot. On suit alors sa variation en fonction de la température de régulation en gardant le courant constant. On obtient, figure 2.3.3-1, une valeur égale à  $0.085nm/^{\circ}C$  pour la variation de la longueur d'onde en fonction de la température.

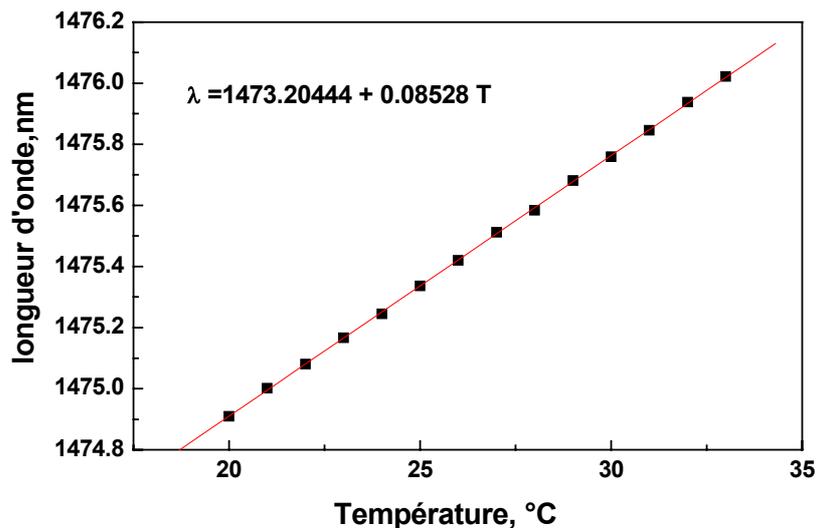


figure 2.3.3-1 Longueur d'onde d'un mode Fabry-Perot en fonction de la température.

La deuxième étape est le suivi en longueur d'onde du mode Fabry-Perot en fonction du courant et à température constante. Connaissant de plus la puissance et la tension pour chaque courant, on peut exprimer l'élévation de température  $\Delta T$  due à la quantité de chaleur  $Q$  dissipée dans la couche active, par :

$$\Delta T = \frac{\lambda(I) - \lambda_0}{\left(\frac{d\lambda}{dT}\right)}$$

équation 2.3.3-2 Élévation de température dans la couche active.

La figure 2.3.3-2, présente la courbe d'élévation de température  $\Delta T$  en fonction de la quantité de chaleur  $Q$ , pour un laser de référence d'une longueur de  $L=900\mu\text{m}$ . La dépendance est linéaire, et la pente de la courbe  $\Delta T=f(Q)$  nous donne directement la valeur de la résistance thermique  $R_{th}= 12.7 \text{ K/W}$ .

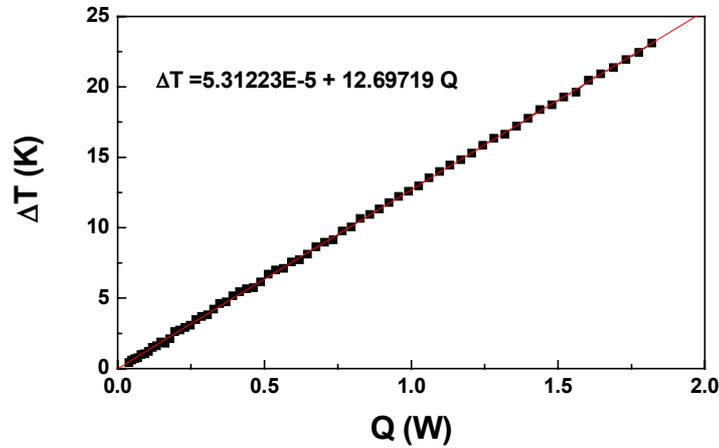


figure 2.3.3-2 Élévation de température en fonction de la quantité de chaleur.

### 2.3.4 Détermination de la variation d'indice effectif

Comme nous le verrons dans le chapitre 4 consacré à l'étude des guides multimodes, la connaissance de la variation de l'indice effectif en fonction du courant est un indicateur important pour l'utilisation de ces guides en tant que région active. Nous pouvons de la même façon que nous avons déterminé la résistance thermique en suivant un mode longitudinal, et moyennant quelques équations simples, remonter à la variation de l'indice effectif en fonction du courant.

L'équation 2.3.3-2, nous permet de déterminer l'élévation de température dans la couche active en fonction du courant. Cette variation de température est représentée figure 2.3.4-1 et suit une loi parabolique standard en fonction du courant.

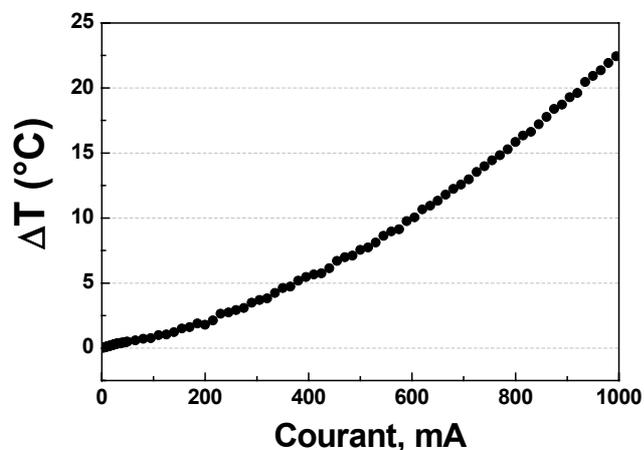


figure 2.3.4-1 Élévation de la température dans la couche active en fonction du courant.

De plus, la condition de phase, équation 2.1.3-6, nous permet de déterminer la relation suivante, entre la longueur d'onde en fonction de l'indice effectif :

$$m\lambda = 2n_{eff}L$$

Après un calcul simple de différentielle, on obtient la variation de l'indice effectif en fonction de la température :

$$\boxed{dn_{eff} = n_{eff} \frac{d\lambda}{\lambda} \frac{dT}{T}}$$

équation 2.3.4-1 Variation de l'indice effectif en fonction de la température.

Comme nous connaissons la variation de température en fonction du courant, nous pouvons donc remonter à la variation d'indice effectif en fonction du courant, figure 2.3.4-2. Pour un courant de 1.5A la variation d'indice sur ce laser de référence est de  $6 \cdot 10^{-3}$ .

Nous verrons quel impact peut avoir une telle variation d'indice effectif, sur les guides multimodes au chapitre 3.

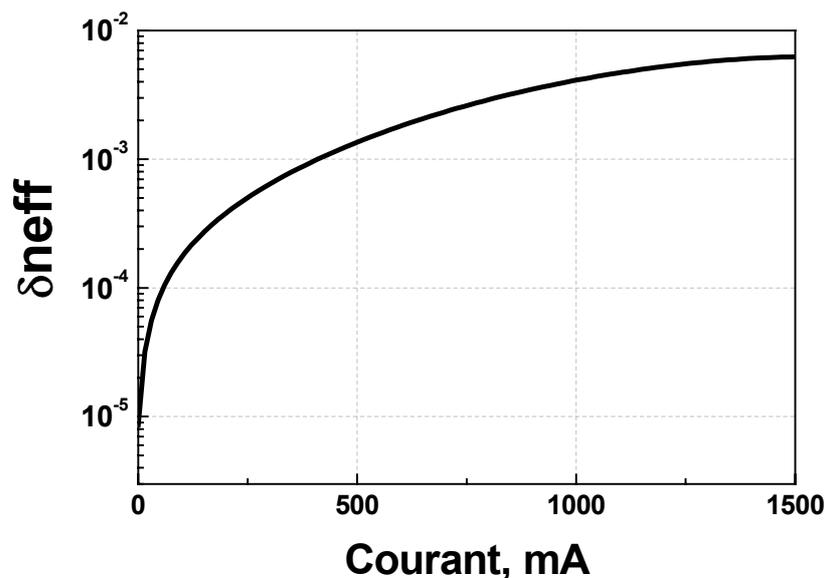


figure 2.3.4-2 Variation d'indice effectif en fonction de l'injection de courant.

### 2.3.5 La mesure de l'émission spontanée

Le taux d'émission spontanée ( $R_{sp}$ ) est directement relié à la densité de porteurs dans les puits quantiques, par la relation suivante [10]:

$$R_{sp} = B.N^2$$

équation 2.3.5-1 Taux d'émission spontanée dans un laser à semi-conducteur.

L'équation 2.3.5-1 montre que la mesure de l'émission spontanée permet de remonter à la densité de porteurs dans la cavité. Ainsi, une mesure de la densité de porteurs ( $N$ ) en tout point de la cavité laser, permet d'obtenir le profil  $N(z)$  le long de l'axe de propagation. On peut donc déterminer la platitude du profil de porteurs et ainsi quantifier le Spatial Hole Burning.

Les premières mesures d'émission spontanée pour la détermination de la densité de porteurs le long de la cavité [15] furent réalisées sur des lasers DFB émettant à  $1.55\mu\text{m}$ . La technique consiste à ouvrir une fenêtre dans la métallisation côté n du substrat et de collecter l'émission spontanée, qui est isotrope, via un objectif de microscope perpendiculairement à l'axe de propagation. La détection est faite grâce à un détecteur germanium refroidi à l'azote liquide.

Dans un premier temps, nous avons adopté le principe de cette technique en ce qui concerne l'ouverture d'une fenêtre dans la métallisation côté n. Cependant dans notre cas, nous utilisons en remplacement de l'objectif de microscope une fibre lentillée pour collecter l'émission spontanée et la sortie de la fibre est reliée soit à un puissance-mètre permettant de mesurer des niveaux de puissances inférieurs au nanowatt, soit à un analyseur de spectre, figure 2.3.5-1.

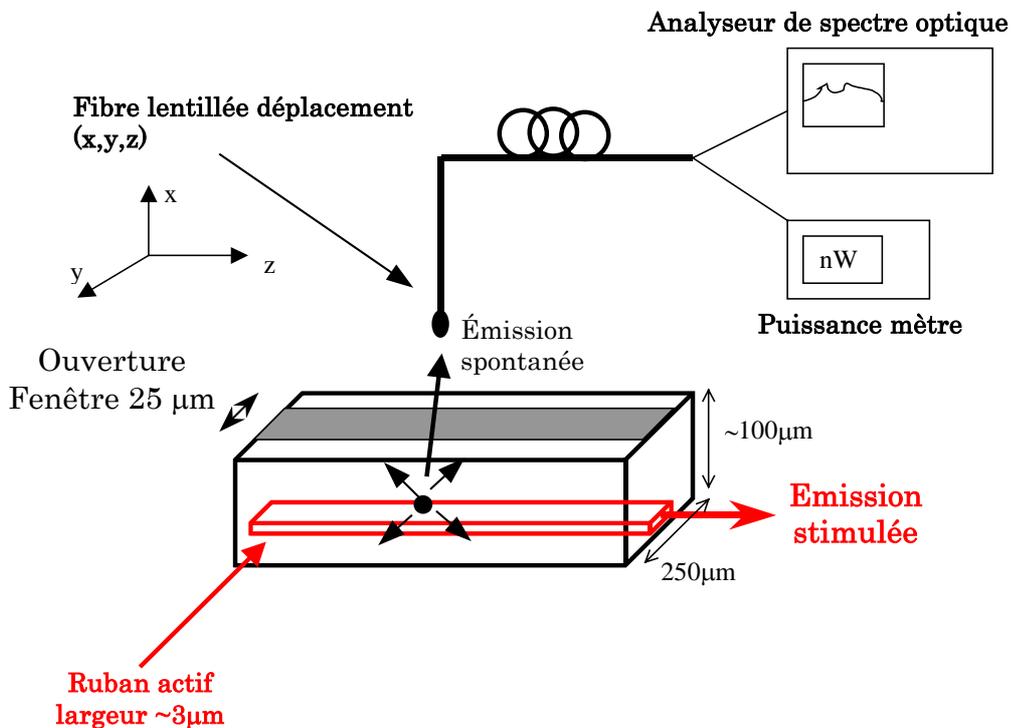


figure 2.3.5-1 Mesure de l'émission spontanée par ouverture sur contact côté InP(n).

Cette fibre est montée sur un support piézoélectrique à trois axes, qui permet un déplacement au centième de microns, ce qui est suffisant pour nos mesures. Dans ce cadre, notre montage permet d'avoir une résolution spatiale de  $3\mu\text{m}$  comme le montre la figure 2.3.5-2, ainsi qu'une grande stabilité de mesure dans le temps.

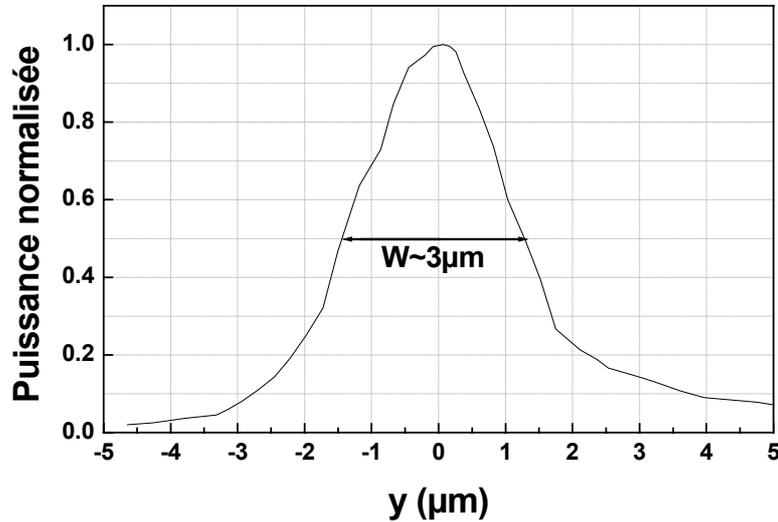


figure 2.3.5-2 Résolution spatiale du montage.

Le laser quant à lui, est monté « p\_down » c'est-à-dire brasé côté InP(p) ou « p\_up » brasé côté substrat suivant la configuration désirée. Il est brasé sur AlN en utilisant une préforme d'AuSn, ce qui ne permet pas une bonne évacuation de la chaleur. On est donc limité en courant d'injection simplement par le fait que le laser sature plus tôt à cause des effets thermiques, liés directement au type de montage utilisé. Toutefois, ceci n'est pas réellement un handicap car les effets liés au LSHB, que nous allons décrire au cours des chapitres suivants, ne seront que plus importants à plus fort courant, c'est-à-dire dans des conditions standards de montage (laser sur diamant). Le contrôle de la température est effectué grâce à un régulateur à effet Peltier et toutes les mesures sont faites à température ambiante  $T=25^\circ\text{C}$ , figure 2.3.5-3.

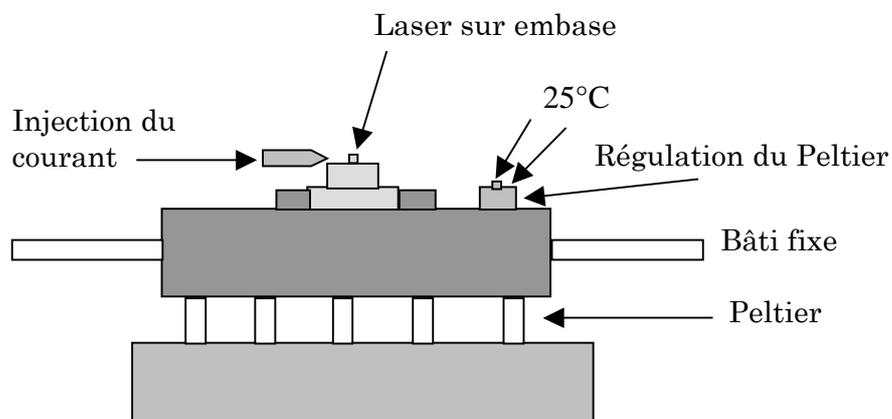


figure 2.3.5-3 Structure du support laser.

De par le montage « p-down » du laser, une cavité d'environ  $4\mu\text{m}$  est formée par la métallisation côté InP(p) et la couche active, entraînant une modulation du spectre d'émission spontanée, figure 2.3.5-5.

Pour s'affranchir de cette modulation, une autre technique consiste à découper le laser longitudinalement, le long de l'axe de propagation de l'émission stimulée, près de la couche active ( $\sim 50\mu\text{m}$ ). La fibre lentillée est alors amenée près de la couche active, le long de l'axe de propagation, figure 2.3.5-4. Cette technique permet en outre de s'affranchir de l'ouverture d'une fenêtre sur le contact, côté InP(n). Dans ce cas, sans changer fondamentalement la technique de caractérisation, nous obtenons un spectre sans modulation, figure 2.3.5-6.

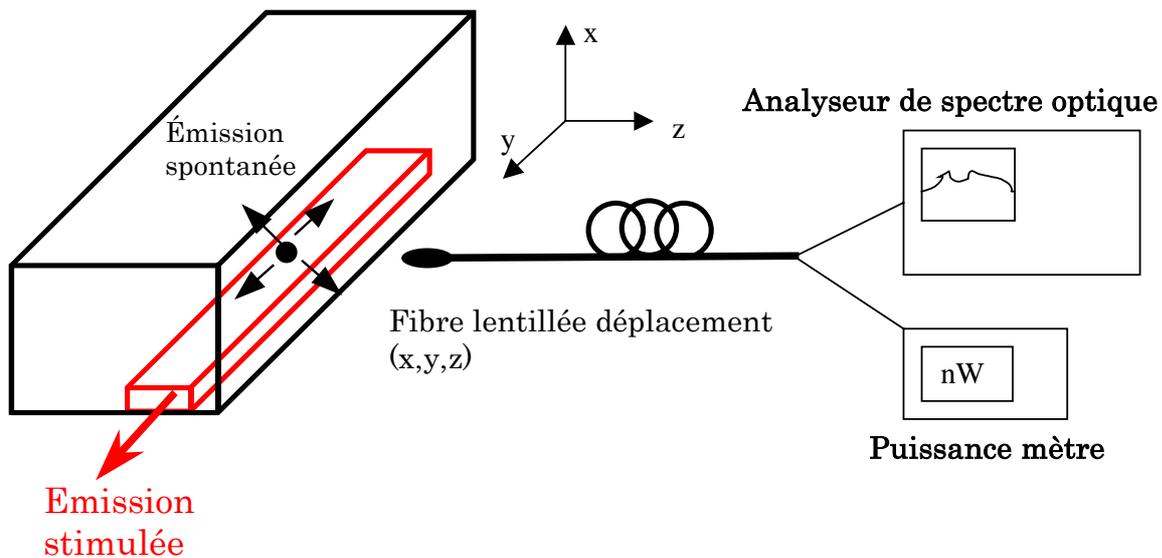


figure 2.3.5-4 Principe de mesure de l'émission spontanée par la tranche.

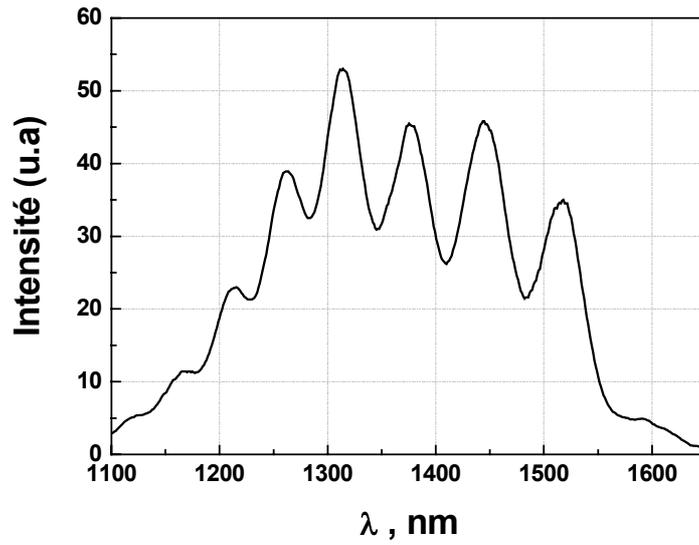


figure 2.3.5-5 Spectre d'émission spontanée sur un laser avec fenêtre d'ouverture côté n.

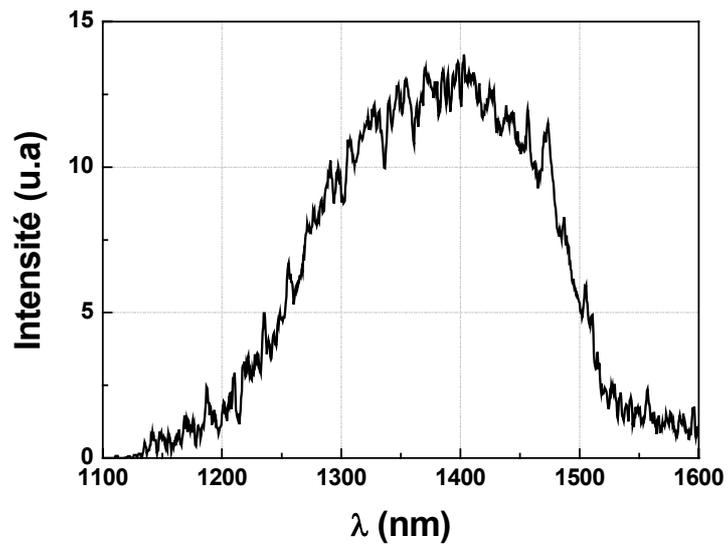


figure 2.3.5-6 Spectre d'émission spontanée sur un laser découpé près du ruban.

2.3.5.1 Répartition spatiale des porteurs

La puissance d'émission spontanée collectée  $P_{spont}(z)$ , s'écrit :

$$P_{spont}(z) = \alpha(z).B.N^2$$

où  $\alpha(z)$  est le coefficient de couplage de l'émission spontanée avec la fibre, qui dépend de la position de la fibre sur l'axe de propagation  $z$ . Afin de s'affranchir du coefficient  $\alpha(z)$ , on effectue une première mesure à un courant légèrement inférieur au courant de seuil, pour lequel il n'y a pas d'émission stimulée, donc une densité de porteurs uniforme.

La densité de porteurs relative peut alors s'écrire de la façon suivante, équation 2.3.5-2, ce qui permet de s'affranchir du coefficient de couplage  $\alpha(z)$  :

$$N_{relatif}(z, I) = \left( \frac{P_{spont}(z, I)}{P_{spont-I < I_{th}}(z)} \right)^{1/2}$$

équation 2.3.5-2 Densité de porteurs relative dans la cavité.

Cette méthode, nous permet d'obtenir, comme le montre la figure 2.3.5-7, le profil de densité de porteurs dans la cavité pour différents courants.

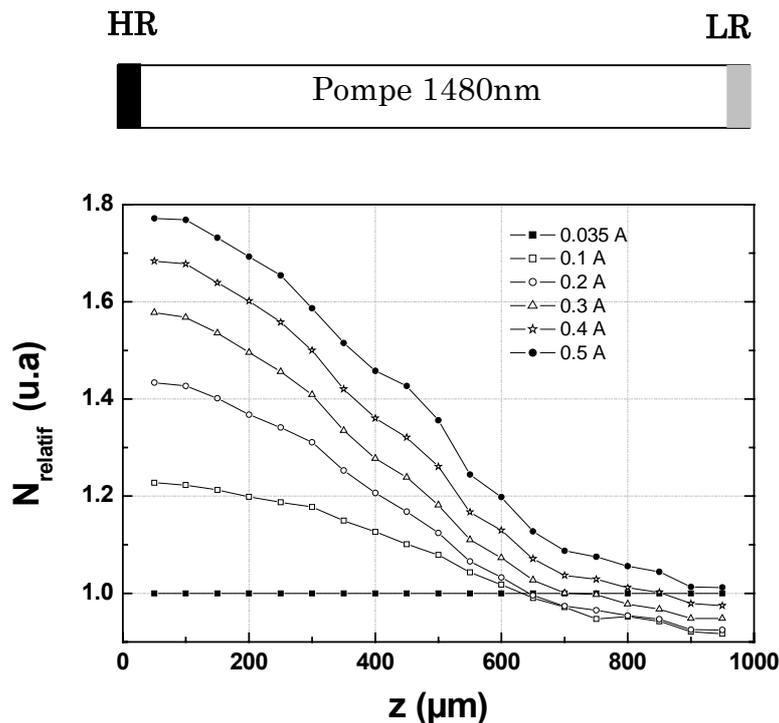


figure 2.3.5-7 Densité de porteurs relative le long de l'axe de propagation.

On montrera par la suite, que la très forte asymétrie de la densité de porteurs pour les forts courants est, après les effets thermiques, la cause principale de la saturation de la

puissance des lasers de pompe. Un des objectifs de cette thèse est de développer des structures où cette asymétrie sera réduite.

### 2.3.5.2 Le spectre d'émission spontanée

Nous venons de voir la distribution spatiale de la densité de porteurs dans la cavité. Comment se répartissent ces porteurs en énergie ? Cette répartition est-elle la même en **face avant (LR)** et en **face arrière (HR)** ? Nous allons ici nous intéresser au guide droit précédent. La figure 2.3.5-8 donne la répartition spectrale des porteurs côté HR et côté LR pour deux courants, au seuil ( $I=0.035$  A) et au-dessus du seuil  $I=0.5$  A.

Du côté de la face avant, la densité de porteurs conserve la même répartition spectrale pour les deux courants de polarisation. Nous avons un spectre large (quelques centaines de nanomètres) caractéristique de l'émission spontanée [16]. On note la présence de photons pour des longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde d'émission laser. Ce phénomène est dû à la renormalisation du gap [17]. Côté face arrière, la densité de porteurs augmente fortement avec le courant et un pic apparaît vers 1300nm. Des niveaux d'énergie supérieurs sont peuplés jusqu'à 1150nm, c'est le phénomène de remplissage de bande, dû à l'augmentation de la densité de porteurs avec le courant, comme l'illustre la figure 2.3.5-7.

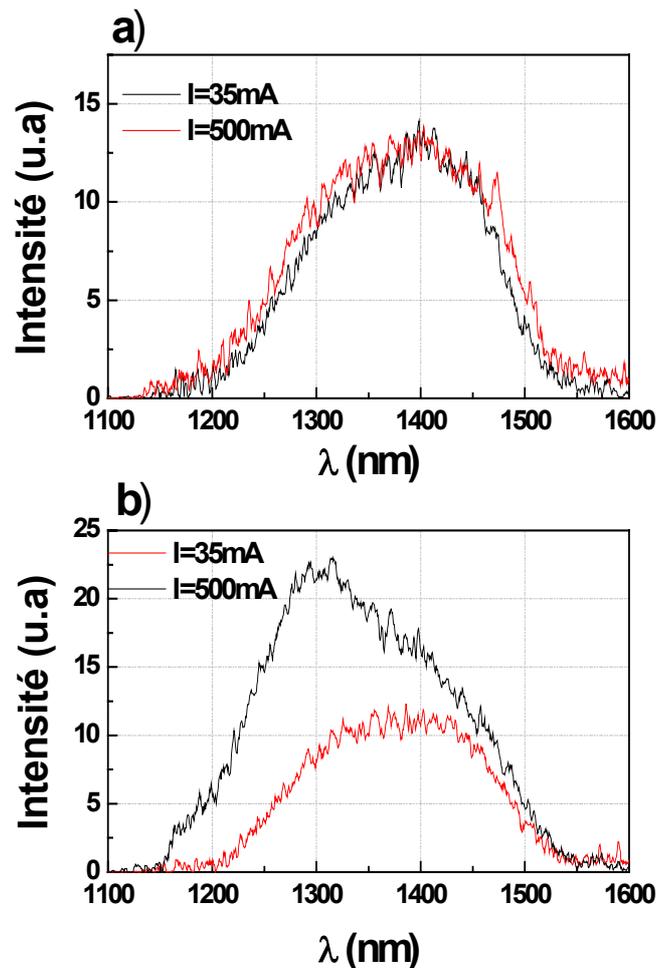


figure 2.3.5-8 Répartition spectrale de la densité de porteurs pour deux courants de polarisations.  
a) Face avant - b) Face arrière.

## 3 Effets limitant la puissance des lasers 1480nm

Dans un laser à semi-conducteurs idéal, sous le seuil, le gain augmente de façon monotone avec l'injection électrique, donc avec la densité de porteurs. Il est communément admis que dans ce laser idéal, une fois le seuil laser atteint, la densité de porteurs ne varie plus, on dit qu'elle est « clampée » ( $N=N_{th}$ ). Au-delà du seuil laser, le gain reste lui aussi constant avec l'injection de porteurs ( $g=g_{th}$ ), puisqu'il ne dépend au premier ordre que de la densité de porteurs. Dans ce cas tout porteur supplémentaire apporté contribue directement à l'émission stimulée et la puissance optique augmente linéairement avec le courant.

Néanmoins, la réalité ne reflète pas le cas précédemment décrit et la puissance optique des lasers de pompe devient sous -linéaire avec l'injection de courant. Les effets liés à cette dégradation du rendement électro-optique en fonction de l'injection sont multiples. Les principaux sont les **effets thermiques**, le **Longitudinal Spatial Hole Burning**, le **Spectral Hole Burning** [18].

### 3.1 Les pertes intra-cavité ( $\alpha_i$ )

#### 3.1.1 Rendement externe et pertes internes

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le rendement externe est directement lié aux pertes intra-cavité appelées pertes internes par la relation suivante :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}$$

Ces pertes internes sont données par l'équation suivante :

$$\alpha_i = \Gamma_{InP(p)} \alpha_{InP(p)} + \Gamma_{InP(n)} \alpha_{InP(n)} + \Gamma_{IVBA\_QW} K_{IVBA\_QW} N$$

On remarque qu'elles sont fonction du confinement du mode optique ( $\Gamma$ ) dans chaque région (InP(n), InP(p), couche active). Or la région InP(p) présente un confinement de l'ordre de 40% et elle correspond à la partie où les pertes par IVBA sont les plus importantes car la masse des trous est grande.

Un dessin de structure diminuant le confinement du mode optique dans cette région permettrait d'augmenter le rendement externe des lasers et par la même la puissance.

## 3.2 Les effets thermiques

### 3.2.1 Approche qualitative

#### 3.2.1.1 Origine de l'échauffement

L'effet thermique est la première cause de dégradation du rendement électro-optique et donc de la saturation des lasers de puissance émettant à 1480nm.

Différents mécanismes sont à l'origine de l'échauffement dans les lasers à semi-conducteurs :

- l'effet Joule, qui augmente avec la résistivité des matériaux. La conductivité des électrons étant 40 fois plus importante que celle des trous, cet effet est localisé du côté p de la diode.
- les recombinaisons non-radiatives ainsi que la thermalisation des porteurs libèrent de l'énergie directement cédée au réseau cristallin.
- le champ photonique participe aussi à l'échauffement via les mécanismes d'absorption de photons par effet plasma dans le matériau dopé p et par les pertes IVBA dans la couche active.

Différents travaux [19,20] ont déjà montré l'importance de ces différents mécanismes sur des structures lasers (enterré ou ridge) émettant à 1.3 $\mu$ m ou 1.55 $\mu$ m : lorsque la température s'élève le gain différentiel (dg/dN) diminue, tandis que la densité de porteurs au seuil ( $N_{th}$ ) et les pertes internes ( $\alpha_i$ ) augmentent. Le fait que la densité de porteurs augmente avec la température, favorise l'augmentation des pertes IVBA ainsi que l'effet de fuites thermiques de porteurs dans les barrières [20]. Non seulement ces porteurs ne participent pas à l'émission stimulée mais en outre ils sont sources de pertes. Le rendement électro-optique en est alors affecté.

L'effet cumulé d'une diminution du gain différentiel et de l'augmentation des pertes internes via l'augmentation de la densité de porteurs, entraîne la saturation de la puissance optique.

#### 3.2.1.2 Approche phénoménologique

Une façon de quantifier la sensibilité de la structure laser à l'augmentation de température est la mesure du paramètre  $T_0$ . Ce paramètre est déterminé respectivement à partir de la mesure du courant de seuil à différentes températures. Le courant de seuil est décrit par, équation 3.2.1-1 :

$$I_{th} = I_0 e^{\left(\frac{T}{T_0}\right)}$$

équation 3.2.1-1 Variation du courant de seuil en fonction de la température.

La dépendance en température du rendement externe suit la loi phénoménologique suivante, équation 3.2.1-2:

$$\eta_{ext} = \eta_0 + \eta_1 T + \eta_2 T^2$$

équation 3.2.1-2 Variation du rendement externe en fonction de la température.

Les mesures du courant de seuil et du rendement externe ont été faites pour un laser de référence. La figure 3.2.1-1-a présente la variation logarithmique du courant de seuil en fonction de la température. Une régression linéaire permet d'extraire le paramètre  $T_0$ . On obtient une valeur de  $T_0=54.6K$ . La figure 3.2.1-1-b, montre l'évolution du rendement externe en fonction de la température. Le paramètre  $T_{max}$  est par définition la valeur de la température pour laquelle le rendement s'annule, on obtient par extrapolation  $T_{max}=110^\circ C$ . Il faut toutefois prendre des précautions avec la valeur  $T_{max}$ , qui ne correspond pas à une mesure mais à une extrapolation.

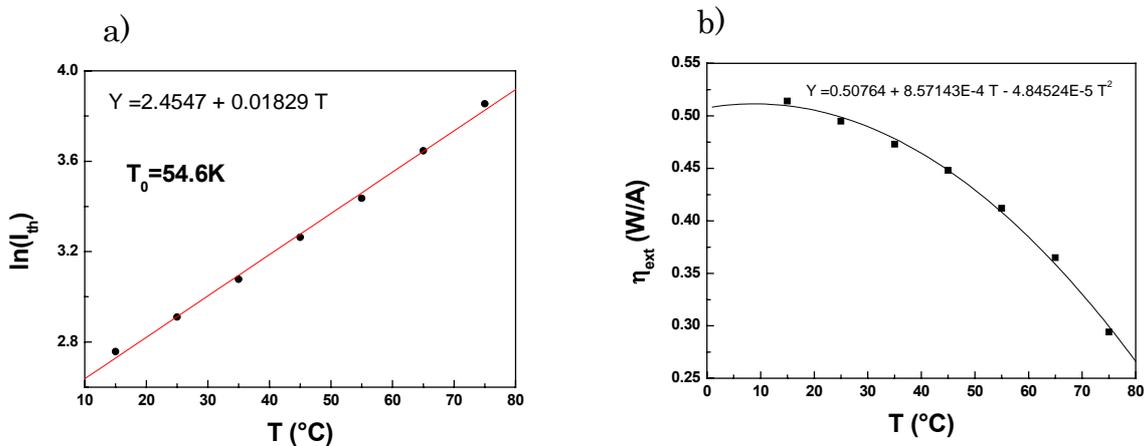


figure 3.2.1-1 a) Variation du courant de seuil en fonction de T. b) Variation du rendement externe en fonction de T.

### 3.2.1.3 Perspectives d'amélioration du paramètre $T_0$

Pour le système de quaternaire que nous utilisons (InGaAsP), il paraît difficile, voire impossible, d'améliorer de façon significative le  $T_0$  de nos lasers. En effet, celui-ci est directement relié à la structure de bande du matériau utilisé. Dans notre cas, figure 3.2.1-2-a, les électrons de la bande de conduction voient une hauteur de barrière plus faible que les trous de la bande de valence. Ils sont donc moins confinés que les trous et plus assujettis à sortir du puits lors d'une l'augmentation de température.

Une voie pour augmenter le  $T_0$  est l'utilisation du système AlGaInAs. Dans ce cas, figure 3.2.1-2-b, les électrons sont plus confinés que les trous et un  $T_0=100K$  à été démontré [21].

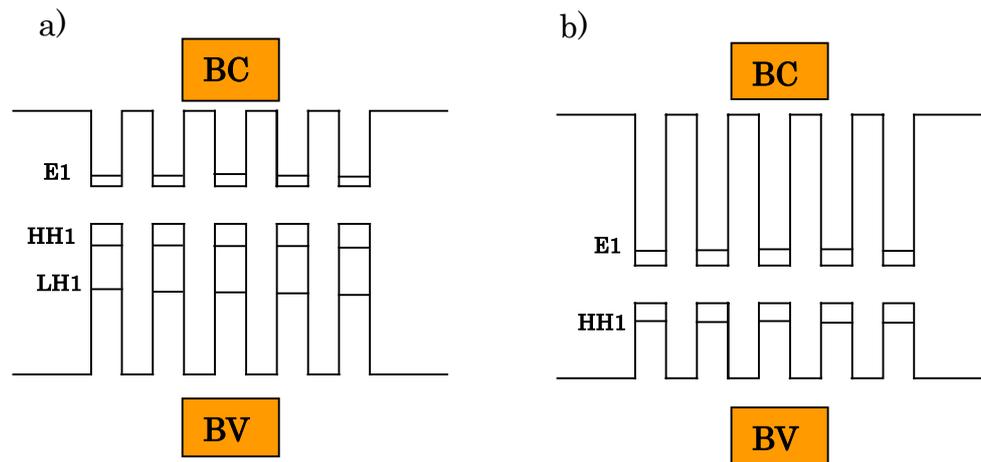


figure 3.2.1-2 Schéma de bande. a) Système InGaAsP, b) Système AlGaInAs.

### 3.2.2 Prise en compte des effets thermiques dans un modèle simple

Grâce aux techniques de caractérisations présentées au chapitre 2 et aux différents paramètres lasers déduits de ces mesures, il est possible de simuler les caractéristiques (P-I, T-I,  $R_{th}$ -W) des lasers de puissance. Ce genre de simulation est un outil de prédiction pour les différents paramètres au seuil (courant de seuil, rendement externe...) ainsi qu'un guide pour l'optimisation de nouvelles structures.

#### 3.2.2.1 Calcul de la résistance thermique

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, de façon macroscopique, l'élévation de température dans la couche active est intimement liée à la capacité de l'empilement (laser, qualité de la brasure sur diamant, embase...) à dissiper la chaleur. Le paramètre nous permettant de quantifier cette capacité est la résistance thermique  $R_{th}$ . Pour simuler les caractéristiques P-I, nous avons besoin de calculer au préalable la résistance thermique en tenant compte de la géométrie du ruban. Elle s'exprime alors par [22, 23] :

$$R_{th} = \frac{1}{\pi \sigma_T L} \ln\left(\frac{16e}{\pi W}\right)$$

équation 3.2.2-1 Résistance thermique de l'empilement.

où  $\sigma_T$  est la conductivité thermique effective de l'empilement (W/K.cm), L la longueur du guide, W sa largeur et e son épaisseur.

#### 3.2.2.2 Simulation des caractéristiques P-I et T-I : Cas clivé/clivé

Le calcul de la puissance optique ( $P_{opt}$ ) en fonction du courant I, est obtenu grâce à un modèle phénoménologique, équation 3.2.2-2, qui relie la puissance optique au courant injecté, via le rendement externe. Les calculs du rendement externe et du courant de seuil sont réalisés en tenant compte des pertes miroirs et des pertes internes. Les variations en température du rendement externe et du courant de seuil sont prises en compte grâce à la détermination de l'élévation de la température de jonction  $T_j$ . Cette

température est déterminée par le calcul de la résistance thermique et de la résistance série. La résolution numérique de ce système de deux équations couplées, équation 3.2.2-2, permet d'obtenir les valeurs de puissance optique pour chaque courant ainsi que la température de jonction  $T_j$ .

$$\begin{cases} P_{opt}(I) = \eta_{ext}(T_j)[I - I_0 \exp(T_j/T_0)] \\ T_j = T_s + R_{th}[(V_d + R_s I)I - P_{opt}] \end{cases}$$

équation 3.2.2-2 Système d'équations pour la détermination de la caractéristique Puissance-Intensité.

où  $T_j$  est la température de jonction,  $T_s$  la température à l'ambiante (25°C),  $V_d$  la tension de coude de la diode et  $I_0$  le courant de transparence. La transparence est atteinte lorsque le gain optique est nul, c'est-à-dire lorsque l'émission spontanée compense les pertes internes. On dit que le milieu est optiquement transparent.

La figure 3.2.2-1, montre les caractéristiques P-I et T-I d'un laser à ruban droit d'une longueur  $L=900\mu\text{m}$  dont les facettes sont simplement clivées. L'expérience et la simulation sont en bon accord sur toute la gamme de courant explorée. En ce qui concerne le courant de seuil et le rendement externe, l'accord (expériences/simulations) est aussi très satisfaisant, Tableau 3.2.2-1. Cependant, la puissance de saturation est légèrement surestimée.

La température de jonction égale à  $T_j=25^\circ\text{C}$  sous le seuil, augmente de façon drastique au fur et à mesure que le courant augmente. Le guide actif atteint une température supérieure à  $80^\circ\text{C}$  à la saturation. On comprend mieux désormais que l'effet de la température sur des surfaces de guides actifs de l'ordre de  $3000\mu\text{m}^2$ , soit le premier facteur limitant la puissance de sortie des lasers de pompe.

Cet outil de simulation sera utilisé pour prédire le gain en puissance que l'on peut obtenir avec nos nouvelles structures (guides MMI présentées au chapitre 4 et guides à « cladding asymétrique » du chapitre 6). De plus, les différents paramètres lasers comme le courant de seuil, le rendement différentiel externe et la résistance thermique pourront eux aussi être estimés.

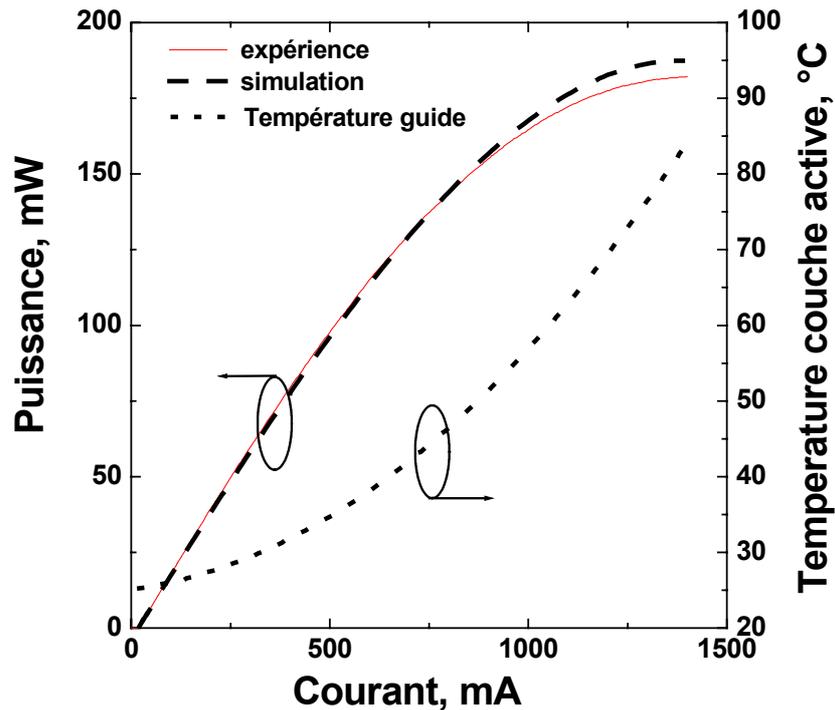


figure 3.2.2-1 Simulation des caractéristiques P-I et T-I pour un laser clivé de 900µm de long.

	$I_{th}$ (mA)	$\eta_{ext}$ (W/A)	$P_{sat}$ (mW)	$I_{sat}$ (mA)
<b>Simulation</b>	17.6	0.213	188	1390
<b>Expérience</b>	18.6	0.218	180	1400

Tableau 3.2.2-1 Comparaison des paramètres lasers (clivé/clivé - Expérience-Simulation).

### 3.2.2.3 Simulation des caractéristiques P-I et T-I : Cas (HR/LR)

Néanmoins, ce modèle ne prend en compte ni les fuites électriques ni le rôle important du LSHB sous forte injection. **Dans le cas où les facettes sont traitées (HR/LR)**, il faut attendre au-delà du seuil laser une différence notable entre la simulation et les résultats expérimentaux, figure 3.2.2-2. La comparaison devra être faite en prenant certaines précautions. Le but de ces simulations n'est pas de se superposer aux courbes expérimentales sur toute la gamme de courants explorée, mais plutôt d'avoir une estimation du comportement des nouvelles structures à réaliser.

La figure 3.2.2-2 montre que jusqu'à 500mA les courbes simulées et expérimentales sont quasi-identiques pour un laser (HR/LR) : **les résultats des simulations à faible courant** (pour ces courants le LSHB et les fuites sont négligeables) **restent donc valables.**

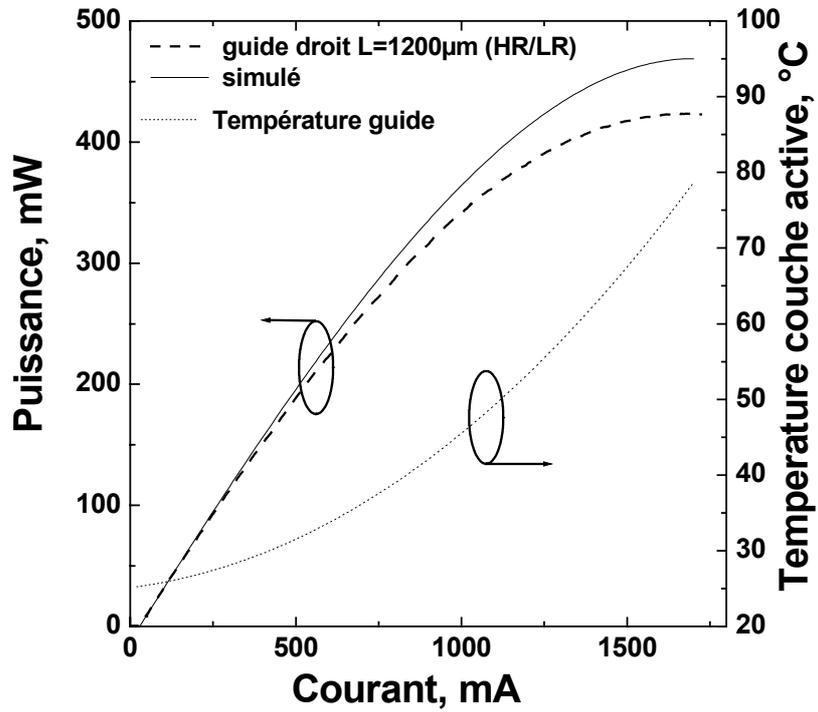


figure 3.2.2-2 Simulation des caractéristiques P-I et T-I pour un laser traité (HR/LR) de 1200µm de long.

	$I_{th}$ (mA)	$\eta_{ext}$ (W/A)	$P_{sat}$ (mW)	$I_{sat}$ (mA)
<b>Simulation</b>	28.4	0.433	468	1700
<b>Expérience</b>	28.5	0.437	423	1720

Tableau 3.2.2-2 Comparaison des paramètres lasers traitées HR/LR (Expérience vs. Simulation).

## 3.3 Le Spectral Hole Burning

### 3.3.1 Gain et spectral hole burning

Le spectral hole burning correspond à la diminution du nombre de porteurs à la longueur d'onde d'émission laser car ces derniers sont consommés par le processus d'émission stimulée. Le gain à cette longueur d'onde [24] est alors diminué suivant l'équation 3.3.1-1 :

$$g(N) = \frac{\Gamma \frac{dg}{dN} (N - N_0)}{1 + \varepsilon S}$$

équation 3.3.1-1 Gain d'un laser en tenant compte du spectral hole burning.

où  $\varepsilon$  est le facteur de compression de gain ( $\varepsilon \sim 10^{-17} \text{ cm}^3$ ),  $\frac{dg}{dN}$  le gain différentiel,  $S$  la densité de photons et  $N_0$  la densité de porteurs à la transparence.

On remarque que plus la densité de photons augmente et plus le gain diminue, entraînant une augmentation de la densité de porteurs pour maintenir l'oscillation laser. Une partie des porteurs injectés n'est plus convertie en puissance optique mais sert directement à la conservation du gain pour maintenir l'oscillation laser. La valeur de  $\varepsilon$  étant faible, cet effet n'est pas prépondérant quant à la saturation de la puissance des lasers de pompe.

## 3.4 Le Longitudinal Spatial Hole Burning

### 3.4.1 Origine du LSHB

Les lasers de puissance sont le plus souvent utilisés avec une facette traitée haute réflectivité (HR) et la seconde traitée faible réflectivité (LR). Dans ce cas la densité de photons est beaucoup plus importante côté LR que côté HR. Cette dissymétrie sur la densité de photons induit une dissymétrie sur la densité de porteurs via le couplage électrons-photons, équation 2.1.4-1, c'est le Longitudinal Spatial Hole Burning (LSHB). Il correspond à une utilisation des porteurs de façon inégale dans la cavité, le long de l'axe de propagation. A l'inverse de la densité de photons, la densité de porteurs est plus grande côté HR et plus faible côté LR. Cette double dissymétrie de la densité de porteurs et de photons engendre une dissymétrie du gain dans la cavité. On observe alors une variation de gain locale le long de l'axe de propagation de la lumière.

### 3.4.2 Calcul du profil de photons et de porteurs dans la cavité

Cette dissymétrie de la densité de porteurs dans la cavité laser peut être modélisée en tenant compte des équations couplées de conservation (équation 2.1.4-1) de

la densité de photons et de la densité de porteurs. La propagation du champ dans la cavité étant simulée par la méthode des matrices de transfert [25, 26].

Connaissant certains paramètres physiques (gain différentiel, pertes internes, facteur de confinement) et géométriques (largeur et épaisseur de la zone active), le logiciel permet la réalisation d'une analyse au seuil (détermination de la densité de porteurs au seuil ( $N_{th}$ ) et de la densité de courant de seuil ( $J_{th}$ )) ainsi qu'une analyse au-delà du seuil donnant le profil de **porteurs**  $N(z)$  et de **photons**  $S(z)$  le long de l'axe de propagation  $z$ .

Le Tableau 3.4.2-1, résume les principaux paramètres dans le cas d'un laser comportant 5 puits quantiques, d'une longueur de 1500 $\mu$ m et dont les facettes sont traitées (HR/LR).

<b>L</b> : Longueur du laser ( $\mu$ m)	1500
<b>HR</b> : Haute Réflectivité	0.95
<b>LR</b> : Faible Réflectivité	0.03
$\Gamma$ : FACTEUR DE CONFINEMENT	0,048
$\alpha_p$ : PERTES ( $cm^{-1}$ )	8
$dg/dN$ : GAIN DIFFERENTIEL ( $10^{-16} cm^{-2}$ )	8
<b>K</b> : COEFFICIENT PERTES IVBA ( $10^{-16} cm^{-2}$ )	1
$\epsilon$ : SATURATION DU GAIN ( $10^{-17} cm^3$ )	4
$N_0$ : DENSITE DE PORTEUR A LA TRANSPARENCE ( $10^{18} cm^{-3}$ )	1,2
<b>A</b> : RECOMBINAISON LINEAIRE( EN $10^9 s^{-1}$ )	0,1
<b>B</b> : RECOMBINAISON QUADRATIQUE (EN $10^{-10} cm^3/s$ )	1
<b>C</b> : RECOMBINAISON AUGER (EN $10^{-29} cm^6/s$ )	7
<b>W</b> : LARGEUR DE LA ZONE ACTIVE ( $\mu$ m)	3
<b>e</b> : EPAISSEUR DE LA ZONE ACTIVE ( $\mu$ m)	0,04

Tableau 3.4.2-1 Paramètres standards pour le calcul de  $S(z)$  et  $N(z)$  pour un laser à 5 puits quantiques dont les facettes sont simplement clivées.

#### 3.4.3 Cas du laser simplement clivé

La figure 3.4.3-1 présente la modélisation de la densité de porteurs et de la densité de photons pour un laser dont les facettes sont simplement clivées ( $R=0.27$ ), et dont les paramètres physiques et géométriques correspondent au Tableau 3.4.2-1.

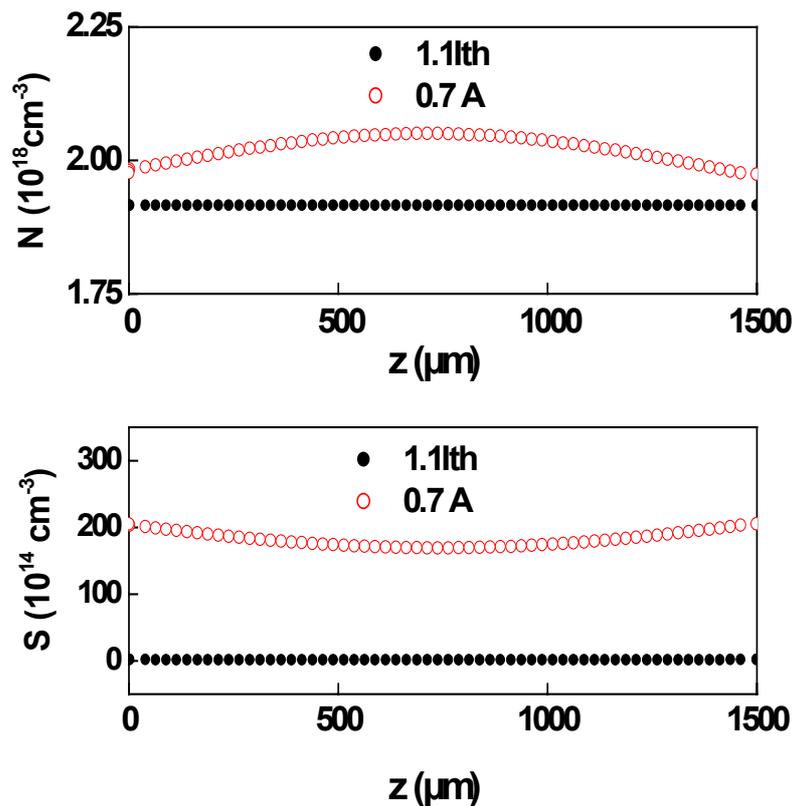


figure 3.4.3-1 Modélisation de la densité de porteurs et de photons pour un laser d'une longueur de 1500 $\mu\text{m}$  avec des facettes simplement clivées.

Pour un courant égal à  $1.1I_{th}$ , les densités de porteurs et de photons sont constantes dans la cavité. Pour des courants très supérieurs au courant de seuil, typiquement  $0.7A$  ( $25I_{th}$ ), une très légère variation apparaît sur la densité de porteurs ainsi que sur le profil de photons. Néanmoins, le rapport entre la densité de porteurs au centre de la cavité et celle en bord de facette n'est que de 1.04. **Le longitudinal spatial hole burning dans le cas des lasers dont les facettes sont simplement clivées est négligeable.**

#### 3.4.4 Cas du laser traité HR/LR

Comment se comporte la distribution de porteurs dans le cas d'un laser dont les facettes sont traitées haute réflectivité (HR) et faible réflectivité (LR) ? Nous avons simulé un tel laser en gardant les paramètres du Tableau 3.4.2-1. Le côté **HR** correspond à  $z=0$  et le côté **LR** correspondant à  $z=1500\mu\text{m}$ .

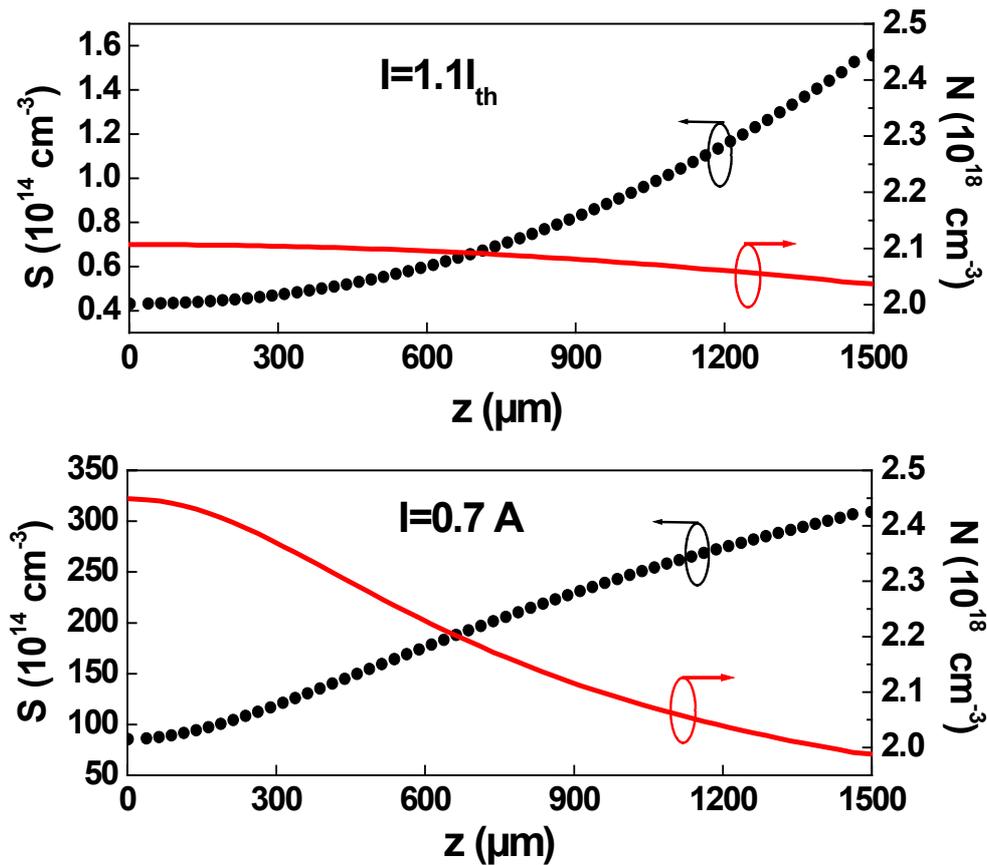


figure 3.4.4-1 Modélisation de la densité de porteurs et de photons pour un laser d'une longueur de 1500μm dont les facettes sont traitées HR/LR.

Le phénomène de spatial hole burning apparaît dès le seuil, figure 3.4.4-1, la densité de photons est au seuil fortement inhomogène dans la cavité. Néanmoins, sa valeur absolue reste faible  $S_{z=1500}=1.56 \times 10^{14}$  photons/cm<sup>3</sup>, n'affectant que très peu le gain pour un si faible courant. Pour ce courant, la densité de porteurs n'est que légèrement affectée.

Lorsque le courant augmente (0.7A), la densité de porteur devient très inhomogène et le rapport des densités de porteurs aux facettes est de  $N_{HR}/N_{LR}= 1.25$ , cela est dû au couplage électrons-photons au travers de l'émission stimulée. De part le traitement des facettes, la densité de photons est maximale côté LR ( $S_{z=1500}=310 \times 10^{14}$  photons/cm<sup>3</sup>), entraînant une déplétion de la densité de porteurs en  $z=1500\mu\text{m}$ . Ces porteurs sont consommés par le processus d'émission stimulée entraînant une diminution du gain face avant. La densité de porteurs augmente alors face arrière pour maintenir la condition d'oscillation laser.

### 3.4.5 Evaluation de la saturation du gain par le LSHB

Illustrons la réduction du gain face avant dû au LSHB, par un calcul simple [27,28], en considérant l'évolution locale de la densité de porteurs via l'équation 2.1.4-1. Prenons en compte un gain avec une dépendance linéaire en fonction de la densité de porteurs, équation 3.4.5-1 et regardons comment ce gain est affecté par le LSHB.

$$g_L(N, z) = \Gamma \frac{dg}{dN} [N(z) - N_0]$$

équation 3.4.5-1 Gain linéaire dans un laser.

L'équation de conservation des porteurs en régime permanent s'écrit alors :

$$\frac{J}{qd} - \frac{N(z)}{\tau_{rec}} - v_g \Gamma \frac{dg}{dN} (N(z) - N_0) S(z) = 0$$

où  $\frac{1}{\tau_{rec}} = A + BN + CN^2$ .

La densité de porteurs est représentée par :

$$N(z) = \frac{\frac{J}{qd} + \Gamma \frac{dg}{dN} N_0 v_g S(z)}{\frac{1}{\tau_{rec}} + \Gamma \frac{dg}{dN} v_g S(z)}$$

En reportant l'expression de la densité de porteurs dans l'équation 3.4.5-1 il vient immédiatement, équation 3.4.5-2 :

$$g_{non\_linéaire}(z) = \frac{\Gamma \frac{dg}{dN} \left( \frac{J\tau_{rec}}{qd} - N_0 \right)}{1 + \varepsilon_{LSHB} S(z)}$$

équation 3.4.5-2 Variation locale du gain dû au LSHB.

avec  $\varepsilon_{LSHB} = \Gamma \frac{dg}{dN} v_g \tau_{rec}$ .

On remarque que le gain non-linéaire a la même dépendance vis à vis de la densité de photons que dans le cas de la prise en compte du spectral hole burning équation 3.3.1-1. Cependant, celui-ci varie aussi localement, au travers de la densité de photons et de porteurs. La différence avec le spectral hole burning réside dans l'ordre de grandeur de la valeur de  $\varepsilon$ . En effet, dans le cas du spectral hole burning la compression de gain est de l'ordre de  $\sim 10^{-17} \text{ cm}^3$ , tandis qu'elle est d'un ordre de grandeur supérieur dans le cas du longitudinal spatial hole burning. En effet, si l'on prend une valeur de gain différentielle ( $dg/dN=10 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ ), un temps de recombinaison de l'ordre de la nanoseconde et un indice de groupe  $n_g=3.5$  il vient alors :

$$\varepsilon_{LSHB} = 4.10^{-16} \text{ cm}^3$$

Le calcul de gain face avant en fonction du courant, équation 3.4.5-2, montre effectivement une diminution du gain ainsi que sa saturation, figure 3.4.5-1-a. L'effet cumulé de l'augmentation de la densité de photons et de la diminution de porteurs face avant est à l'origine de la saturation du gain.

La dissymétrie de la densité de photons qui engendre une dissymétrie de la densité de porteurs dans la cavité est à l'origine de la dissymétrie du gain dans la cavité, figure 3.4.5-1-b .

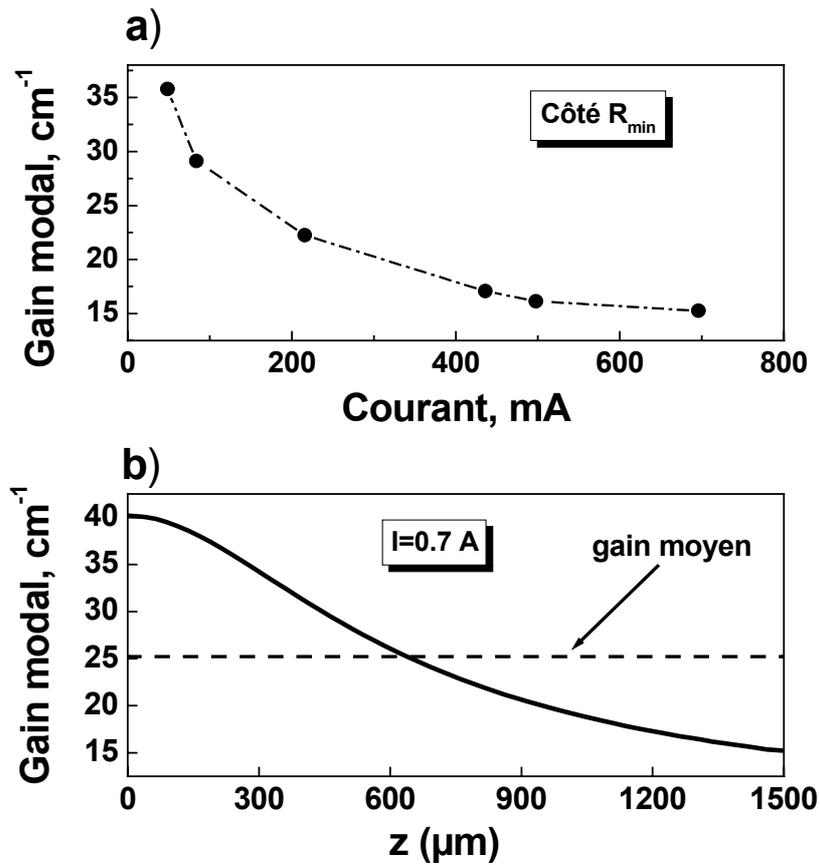


figure 3.4.5-1 Gain modal dans la cavité laser. a) Côté LR en fonction du courant. b) Le long de l'axe de propagation pour I=0.7A.

**Les effets à la fois de gain dissymétrique dans la cavité et de saturation du gain face avant entraînent la saturation de la puissance optique. Le LSHB affecte le fonctionnement laser lorsque les facettes sont traitées HR/LR.**

Dans ce cas il apparaît que les lasers de pompe sont plus fortement limités par le longitudinal spatial hole burning que par le spectral hole burning.

De façon générale, la compression du gain induite à la fois par le spectral hole burning, et surtout comme démontré ci-dessus par l'effet plus important du longitudinal spatial hole burning, engendre une augmentation de la densité de porteurs moyenne

dans la cavité pour maintenir la condition de seuil laser (gain=pertes) qui assure l'oscillation. Par conséquent, une partie des porteurs n'est plus recombinaison en photons stimulés mais sert à maintenir l'oscillation laser. La puissance de sortie du laser devient alors sous-linéaire avec le courant et sature d'autant plus que le courant injecté augmente.

### 3.5 Conclusion

Nous venons de voir que les effets de pertes internes, de température, de LSHB, et de spectral hole burning sont à l'origine de la limitation de la puissance des lasers émettant à 1480nm.

Les principaux mécanismes d'échauffement du laser ont été donnés et via un modèle phénoménologique nous avons montré qu'il est possible de modéliser la caractéristique Puissance-Intensité de nos structures, en prenant en compte ces différents mécanismes.

Enfin, nous avons donné l'origine du LSHB et calculé les profils de densité de photons et de densité de porteurs dans la cavité laser. Nous avons corrélé cette dissymétrie de la densité de porteurs et de la densité de photons à la saturation du gain côté faible réflectivité (LR) et à son inhomogénéité dans la cavité par un calcul simple dérivant des équations de conservation.

Ayant exposé et analysé les différents mécanismes qui conduisent à la saturation de la puissance optique, nous pouvons mettre en place les solutions permettant de réduire ces effets néfastes au bon fonctionnement laser.

Nous allons introduire dans les chapitres 4 et 5 deux structures, l'une permettant de réduire les effets thermiques par l'augmentation du volume actif (MMI) et l'autre conçue pour diminuer à la fois le LSHB et les effets thermiques.

Le chapitre 6 sera consacré au dessin d'une structure dans le but de diminuer les pertes internes et ainsi d'améliorer le rendement externe de nos lasers.

## 4 Le guide d'onde bidimensionnel MMI actif

Comme nous l'avons vu en introduction, l'utilisation de guides larges multimodes doit permettre une réduction des effets thermiques grâce à l'accroissement du volume actif. Une telle augmentation de volume devrait diminuer la résistance série (diminution de l'échauffement par effet Joule) ainsi que réduire la résistance thermique, permettant ainsi l'obtention de puissance de saturation plus grande.

Après une présentation de la théorie des guides MMI, nous introduisons les simulations par la méthode 2D-BPM. Nous donnons les grandeurs géométriques et physiques retenues pour la modélisation des guides MMI. Les résultats des modélisations sont alors présentés et une première direction vers des choix de structure est donnée.

Nous présentons ensuite le modèle de calcul de la puissance en fonction du courant (P-I) ainsi que le calcul de la résistance thermique en fonction de la largeur de ruban ( $R_{th}-W$ ). Nous motivons, grâce aux deux outils de simulations (BPM et calcul [P(I),  $R_{th}(W)$ ], les choix retenus pour les structures MMI expérimentales.

Les résultats expérimentaux sont alors présentés et corrélés aux simulations. Nous dégageons des lois de dessin pour les guides MMI actifs. Enfin, une présentation du système de couplage dans une fibre monomode est donnée. Finalement, nous concluons sur la valeur ajoutée des guides MMI actifs.

### 4.1 Théorie des guides MMI

#### 4.1.1 Principe

Les guides MMI sont basés sur le principe d'auto-imagerie (self-imaging) qui est une propriété des guides multimodes. Cela consiste à reproduire le profil d'un champ d'entrée  $\Psi(y,0)$  en une ou plusieurs images  $\Psi(y,z)$ , à des intervalles périodiques, le long de l'axe de propagation ( $z$ ) du guide, figure 4.1.1-1 :

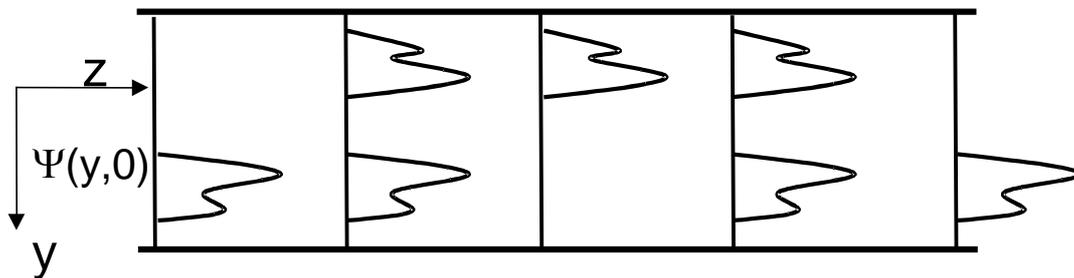


figure 4.1.1-1 Principe d'auto-imagerie dans un guide multimode.

La largeur des guides étant beaucoup plus grande que leur épaisseur, nous pouvons donner une description du champ seulement à deux dimensions  $\Psi(y,z)$ .

L'entrée et la sortie de ces guides multimodes sont généralement couplées à un nombre fini de guides monomodes ( $N_{entrée} \times M_{sortie}$ ), on parle alors de coupleurs MMI  $N \times M$ .

Dans notre cas nous utilisons un coupleur MMI 1×1, figure 4.1.1-2, dont la longueur du guide MMI est notée  $L_{MMI}$  et la largeur  $W_{MMI}$ . Les guides d'entrée et de sortie sont quant à eux plus étroits et leur largeur est inférieure à  $3\mu\text{m}$ .

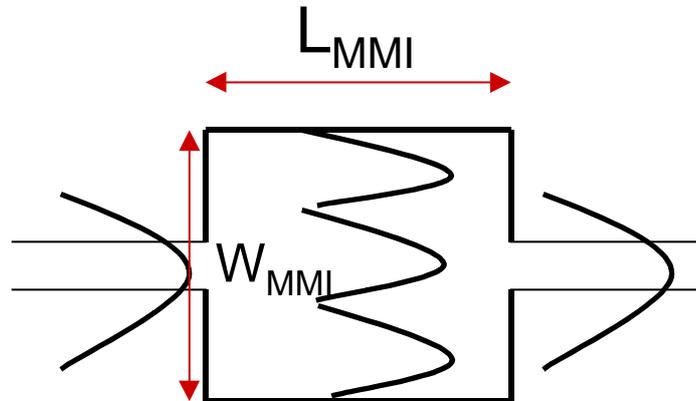


figure 4.1.1-2 Vue de dessus d'un coupleur MMI 1×1.

### 4.1.2 Description du phénomène d'auto-imagerie

Le phénomène d'auto-imagerie est très bien décrit par la méthode MPA<sup>1</sup>, proposée d'abord par Ulrich [29] et repris par Soldano et Pennings [30]. Cette méthode consiste en une analyse complète du phénomène par la propagation de mode et permet d'introduire le mécanisme d'interférence multimodale.

#### 4.1.2.1 Les constantes de propagations

La constante de propagation  $\beta_\nu$  est reliée au nombre d'onde  $k_{y\nu}$  par la relation de dispersion :

$$k_{y\nu}^2 + \beta_\nu^2 = k_0^2 n_{\text{eff}}^2$$

où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif de la couche guidante à deux dimensions,  $k_{y\nu}$  est la composante transverse du vecteur d'onde du mode d'ordre  $\nu$  et  $k_0=2\pi/\lambda$  est la norme du vecteur d'onde du mode fondamental dans le vide.

La composante  $k_{y\nu}$  est donnée par :

$$k_{y\nu} = \frac{(\nu + 1)\pi}{W_e}$$

où  $W_e$  est la largeur effective du mode qui tient compte de la pénétration du mode au-delà du guide actif dans la région adjacente (InP dans notre cas). Cette largeur est donnée par :

<sup>1</sup> MPA : Modal Propagation Analysis

$$W_e = W_{MMI} + \left( \frac{\lambda_0}{\pi} \right) \left( \frac{n_{InP}}{n_{eff}} \right) \frac{1}{\sqrt{n_{eff}^2 - n_{InP}^2}}$$

équation 4.1.2-1 Largeur effective du mode fondamental dans le guide multimode.

où  $W_{MMI}$  est la largeur physique du guide multimode et  $\lambda_0$  la longueur d'onde laser dans le vide.

On définit la longueur de battement  $L_\pi$  entre les deux premiers modes, ainsi que l'espacement entre deux modes comme étant :

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_0 - \beta_1} = \frac{4n_{eff} W_e^2}{3\lambda_0}$$

équation 4.1.2-2 Longueur de battement entre les deux premiers modes.

$$\beta_0 - \beta_\nu = \frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi}$$

équation 4.1.2-3 Espacement des constantes de propagation entre deux modes.

#### 4.1.2.2 La méthode MPA

A l'entrée du guide multimode, le champ peut être décomposé sur la base de ses modes propres, c'est-à-dire les modes guidés dans la cavité :

$$\Psi(y,0) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(y)$$

Après une distance  $z$ , le champ peut être décrit comme une superposition de tous les modes :

$$\Psi(y,z) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(y) \exp[j(\beta_0 - \beta_\nu)z]$$

équation 4.1.2-4 Champ dans la cavité à une distance  $z$ .

où  $\beta_0$  et  $\beta_\nu$  sont les constantes de propagation du mode fondamental et du mode d'ordre  $\nu$ .

Compte tenu des deux équations (équation 4.1.2-3, équation 4.1.2-4), le champ à une distance  $z=L$  est donné par :

$$\Psi(y,L) = \sum_{\nu=0}^{m-1} c_\nu \psi_\nu(y) \exp\left[j \frac{\nu(\nu + 2)\pi}{3L_\pi} L\right]$$

équation 4.1.2-5 Champ dans la cavité multimode à une distance  $z=L$ .

L'équation 4.1.2-5 montre que sous certaines conditions, le champ  $\Psi(y,L)$  peut être égal au champ d'entrée  $\Psi(y,0)$ , c'est le phénomène d'auto-imagerie. On distingue plusieurs cas d'interférence :

- Le cas des Interférences Générales, pour lequel le mécanisme d'auto-imagerie est indépendant de la nature des modes excités.
- Le cas des Interférences Symétriques, pour lequel le mécanisme n'est possible que par l'excitation de certains modes.

De plus nous avons :

$$\psi_\nu(-y) = \begin{cases} \psi_\nu(y) & \text{Si } \nu \text{ est pair} \\ -\psi_\nu(y) & \text{Si } \nu \text{ est impair} \end{cases}$$

Dans le cas des interférences générales, l'équation 4.1.2-5, montre que le champ d'entrée est reproduit le long de la direction de propagation pour les conditions suivantes :

$$\exp(j \frac{\nu(\nu+2)\pi}{3L_\pi} L) = 1 \quad \text{ou} \quad (-1)^\nu$$

La première condition, montre que les modes interfèrent avec la même phase qu'en  $z=0$ . L'image est identique à celle du champ d'entrée. La deuxième condition, nous donne une image miroir du champ d'entrée si  $\Psi(-y)=-\Psi(y)$ .

La longueur qui satisfait les deux conditions précédemment citées, est donnée par :

$$L = p(3L_\pi)$$

le facteur  $p$  dénote de la nature périodique de la formation d'image.

Le guide MMI  $1 \times 1$  est quant à lui régi par le système des interférences symétriques. Cela permet d'avoir une image du champ dans la direction de propagation pour une distance  $L$  quatre fois plus petite que dans le cas des interférences générales. Ceci n'est possible que si le profil du champ d'entrée est symétrique  $\Psi(-y)=\Psi(y)$  et s'il est injecté au centre du guide multimode. Dans ce cas le coefficient  $c_\nu$  s'annule pour les valeurs impaires de  $\nu$ . Seuls les modes pairs sont excités. On obtient pour la longueur de formation d'image :

$$L = p \left( \frac{3L_\pi}{4} \right)$$

#### 4.1.2.3 Longueur et Largeur caractéristique d'un MMI $1 \times 1$

D'après ce que nous venons de voir, dans le cas du guide multimode MMI  $1 \times 1$ , en fixant la largeur physique du guide ( $W_{MMI}$ ), sa longueur est alors donnée par :

$$L_{MMI} = p \cdot \frac{n_{eff} W_e^2}{\lambda_0}$$

équation 4.1.2-6 Longueur caractéristique d'un guide multimode MMI  $1 \times 1$ .

On remarque que cette longueur dépend du facteur  $p$  : il est donc possible de reproduire l'image du champ d'entrée à l'identique,  $p$  fois dans la cavité.

## 4.2 Les Simulations

### 4.2.1 Calcul de mode optique

#### 4.2.1.1 Facteur de confinement optique

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.1.2.2, dans le cas des interférences symétriques seuls les modes d'ordre pairs sont excités dans le guide multimode. Or la partie multimode doit dans notre cas être amplificatrice. Pour que les modes supportés par le guide MMI soient amplifiés de la même façon, ils doivent avoir le même gain et donc avoir un facteur de confinement optique identique dans la région active.

Comment ces modes sont-ils amplifiés et quelle est la valeur de leur confinement ? Pour répondre à cette question, nous avons déterminé le facteur de confinement optique dans la zone active (normalisé à la valeur de confinement du mode fondamental) pour un guide multimode de largeur  $W=9\mu\text{m}$ , figure 4.2.1-1, pour tous les modes supportés par ce guide. Ce guide supporte quatre modes optiques et on note que les modes d'ordre pairs (qui seront les seuls présents dans le guide MMI) ont le même confinement optique. Ces derniers seront donc amplifiés de la même façon.

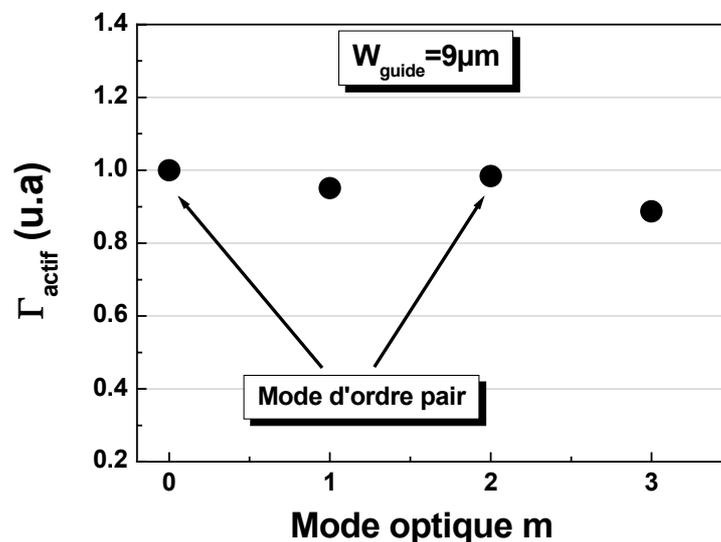


figure 4.2.1-1 Facteur de confinement dans l'actif pour un guide multimode de largeur  $W=9\mu\text{m}$ .

### 4.2.2 Simulations par la méthode 2D-BPM

#### 4.2.2.1 Méthode de calcul

Pour déterminer la longueur caractéristique du guide MMI, connaissant sa largeur, nous avons deux possibilités :

- Soit par le calcul analytique via l'équation 4.1.2-6
- Soit par une simulation utilisant la propagation de faisceau (BPM) [31]. Dans ce cas nous pouvons remonter à la transmission du guide, qui n'est rien d'autre que le taux de recouvrement entre le champ en sortie et le champ d'entrée. Cette modélisation permet aussi étudier l'impact de divers paramètres sur la formation des images dans le guide de sortie.

Nous avons utilisé un logiciel commercial Beamprop pour mener à bien ces simulations. Ce logiciel a la particularité de s'affranchir de l'approximation paraxiale (communément utilisée pour des faisceaux se propageant principalement le long de l'axe optique  $z$ ), grâce à l'utilisation de la WABPM<sup>1</sup> [32].

La simulation consiste en une résolution par différences finies de l'équation d'Helmholtz, équation 4.2.2-1:

$$\Delta\phi + k_0^2(x, y, z)\phi = 0$$

équation 4.2.2-1 Equation d'Helmholtz pour une onde monochromatique.

Le champ  $\phi(x,y,z)$  prend la forme suivante :

$$\phi(x, y, z) = u(x, y, z)e^{i\beta z}$$

$u(x,y,z)$  est la fonction enveloppe considérée comme variant lentement suivant  $z$  et les variations rapides de la phase sont intégrées dans le terme exponentiel. L'équation d'Helmholtz devient alors :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + 2i\beta \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + (k_0^2 - \beta^2)u = 0$$

Dans le cas de l'approximation paraxiale, la dérivée seconde en  $z$  de la fonction  $u(x,y,z)$  est négligée, c'est l'approximation de la fonction enveloppe. Dans notre cas et pour l'étude des guides multimodes, cette dérivée seconde est approximée en introduisant les opérateurs de Padé [33]. On peut alors obtenir une modélisation fidèle des phénomènes d'interférences intervenant dans les guides MMI.

---

<sup>1</sup> WABPM : Wide-Angle Beam Propagation Method

### 4.2.2.2 Définition des pertes MMI ( $\alpha_{MMI}$ )

Pour introduire les pertes MMI, nous avons considéré un guide MMI dont la longueur n'est pas adaptée. La figure 4.2.2-1, montre une simulation d'un guide MMI de largeur  $W_{MMI}=12\mu m$  et de longueur  $L_{MMI}=400\mu m$ . Le phénomène d'interférence est bien présent dans le guide multimode (figure 4.2.2-1-a) et le calcul de l'intégrale de recouvrement entre le guide monomode d'entrée ( $z=0$ ) et celui de sortie ( $z=500\mu m$ ), détermine la transmission ( $T$ ) du guide MMI actif  $1\times 1$ , figure 4.2.2-1-b.

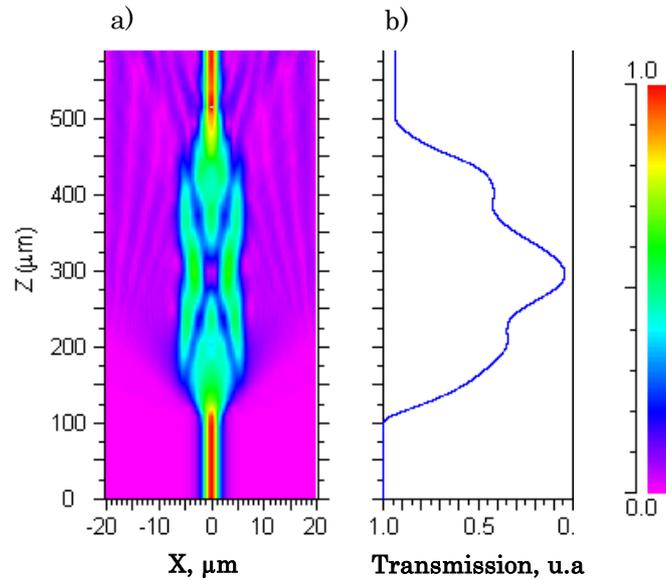


figure 4.2.2-1 Simulation BPM pour un guide MMI  $1\times 1$ .

Dans ce cas, nous obtenons une transmission égale à  $T=0.94$ . On peut alors calculer les pertes ( $\alpha_{MMI}$ , exprimées en %) engendrées par le guide multimode de la façon suivante, équation 4.2.2-2 :

$$\alpha_{MMI} = [1 - T] \times 100$$

équation 4.2.2-2 Pertes engendrées par le guide multimode.

Différents travaux [34, 35, 36, 37] ont déjà montré l'importance des problèmes de réflexion, dans des dispositifs utilisant des guides multimodes associés à des lasers en anneaux (ring laser) [35] ou comme coupleurs [36]. Il apparaît important de déterminer l'importance de ces réflexions sur nos structures multimodes.

Le calcul du coefficient de réflexion de Fresnel entre la région d'InP et la couche active (CA) guidante est de la forme :

$$R = \left( \frac{n_{CA} - n_{InP}}{n_{CA} + n_{InP}} \right)^2$$

équation 4.2.2-3 Coefficient de réflexion de Fresnel.

Dans notre cas avec un indice de l'InP  $n_{InP}=3.178$  et un indice de guide actif [38, 39]  $n_{CA}=3.196$ , le coefficient de Fresnel vaut  $R=8\times 10^{-6}$ . La réflexion représentée

schématiquement figure 4.2.2-2, entre l'interface MMI et la région InP, peut être négligée.

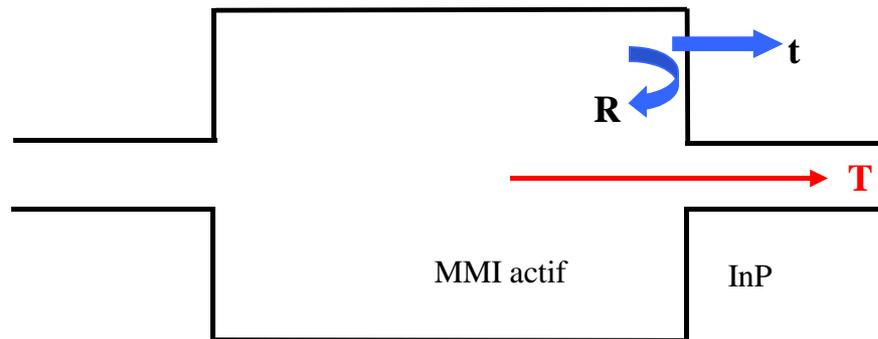


figure 4.2.2-2 Réflexion à l'interface MMI-InP.

Il n'y a donc pas de réflexion interne parasite au guide MMI et les pertes citées précédemment peuvent être considérées comme étant simplement dues à la lumière qui n'est pas couplée dans le guide monomode de sortie. Elles sont égales à 6% dans le cas de la simulation précédente. Il faut alors prendre en considération la tolérance des guides MMI aux fluctuations possibles de différents paramètres tels la longueur et la largeur du guide multimode, la variation en longueur d'onde de l'émission laser. N'oublions pas que le guide MMI doit être utilisé sous injection de courant avec pour conséquence l'échauffement de la couche active et donc une variation de l'indice effectif et de la longueur d'onde. La longueur physique du MMI étant figée sur le masque de fabrication, équation 4.1.2-6, toutes les variations précédemment cités auront un impact sur le fonctionnement du guide multimode et doivent donc être prises en compte dans les simulations.

Les modélisations que nous allons présenter doivent nous permettre de déterminer des règles générales de dessin pour les guides MMI. Leur mise en œuvre expérimentale nous permettra alors de dégager des lois plus précises quant à la fabrication et à la tolérance de ces guides.

Les guides MMI réalisés expérimentalement auront une structure identique à celle de la référence citée au Chapitre 2, elle comporte 6 puits quantiques d'épaisseur 8nm et d'indice  $n=3.485$  et 7 barrières de 10nm d'épaisseur et d'indice  $n=3.337$ . Pour cette raison, la plupart des simulations que nous allons présenter porteront sur cette structure à 6 puits quantiques sauf dans le cas de l'étude des tolérances en fonction du nombre de puits, pour laquelle nous considérerons des structures à 4, 6 et 8 puits quantiques.

### 4.2.2.3 Impact de la variation d'indice effectif sur le phénomène d'auto-imagerie

Nous avons vu au chapitre 2 consacré aux techniques de caractérisations, que la variation d'indice effectif mesurée peut atteindre  $6.10^{-3}$  pour un laser de  $900\mu\text{m}$  de long soumis à 1.5A d'injection de courant. Nous pouvons dès à présent, vérifier en simulation 2D-BPM si une telle variation d'indice effectif est réhibitoire pour le fonctionnement du guide MMI.

Pour exacerber l'effet induit sur le champ de sortie par la variation d'indice effectif, nous avons choisi pour la simulation, un guide MMI dont la largeur est de  $20\mu\text{m}$  et dont la longueur adaptée est de  $1005\mu\text{m}$ . De plus, pour ce guide large, la figure d'interférence est plus complexe (donc tout infime changement sur cette figure est

beaucoup plus visible) et se prête mieux à toute interprétation graphique. La figure 4.2.2-3-a présente la simulation 2D-BPM sur le guide précédent sans variation d'indice effectif ( $\delta n_{\text{eff}}=0$ ). On remarque que le champ est reproduit à l'identique en sortie du guide multimode.

Lorsque l'on induit une variation d'indice effectif ( $\delta n_{\text{eff}}=6.10^{-3}$ ), figure 4.2.2-3-b, le champ n'est pas reproduit au même endroit que précédemment dans la cavité : on observe un décalage d'une trentaine de microns (comparaison entre la figure 4.2.2-3-a et la figure 4.2.2-3-b). On note aussi qu'au delà de  $500\mu\text{m}$  la figure d'interférence change entre les deux guides simulés et cet effet est d'autant plus visible entre  $800$  et  $1000\mu\text{m}$ . L'effet le plus important est la perte en intensité en sortie du guide multimode, qui est de l'ordre de 20% pour une telle variation d'indice effectif.

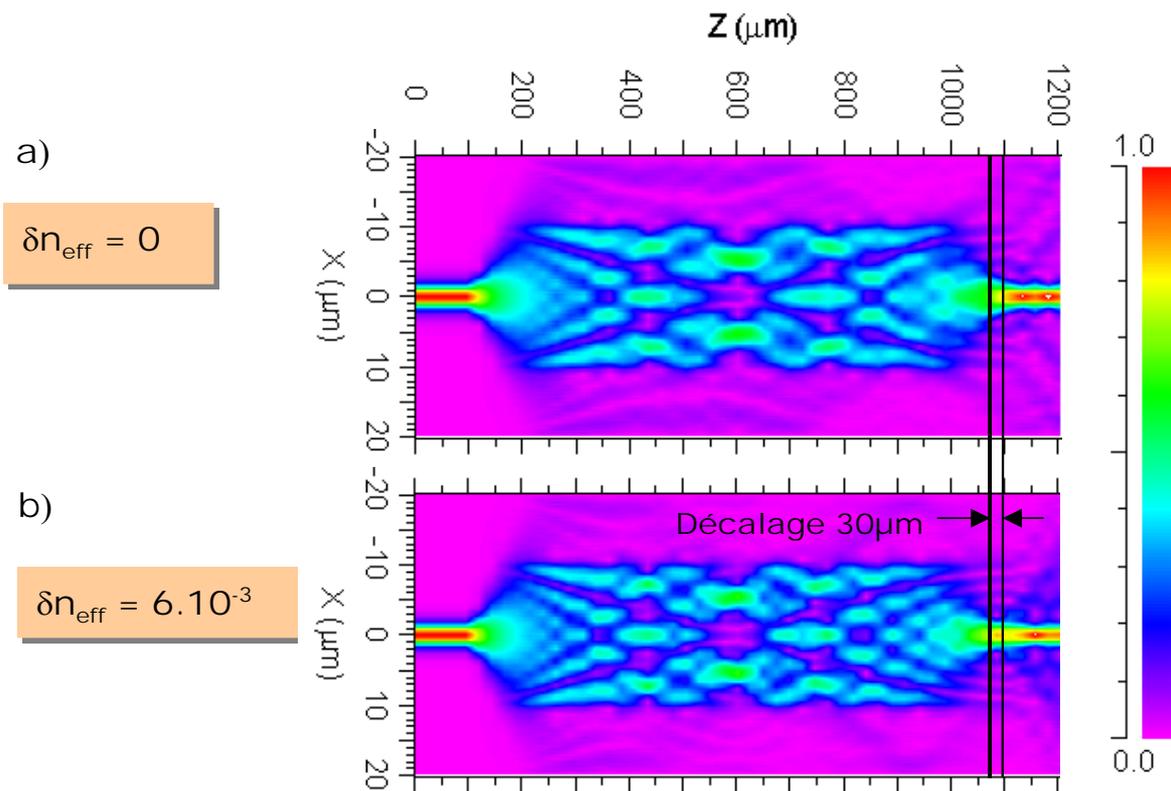


figure 4.2.2-3 Impact de la variation d'indice effectif sur l'image en sortie du guide MMI.

Ce comportement (décalage de la reproduction du champ en sortie via un décalage de la figure d'interférence dans le guide multimode) pour une telle variation d'indice se manifeste par la présence d'une rupture de pente appelée « kink » sur les caractéristiques Puissance-Intensité, figure 4.2.2-4. Nous verrons dans la partie expérimentale que la présence ou l'absence de ces instabilités dépend du dessin du guide MMI utilisé.

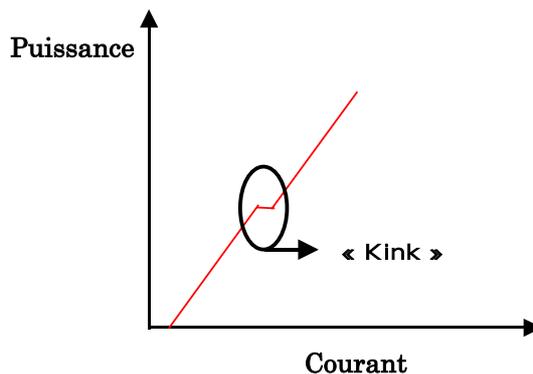


figure 4.2.2-4 Caractéristique Puissance-Intensité avec présence de "kink".

#### 4.2.2.4 Simulation et calcul de la longueur caractéristique $L_{MMI}$

Pour valider la simulation de la 2D-BPM, nous avons comparé les longueurs caractéristiques de guides MMI de différentes largeurs, entre le calcul par l'équation 4.1.2-6 et les résultats de simulation. La figure 4.2.2-5 montre la comparaison entre les deux approches précédentes, nous avons un bon accord entre le calcul et la simulation 2D-BPM, ce qui valide l'approche par la simulation 2D-BPM qui va nous permettre de quantifier l'influence de divers paramètres sur la transmission des guides MMI.

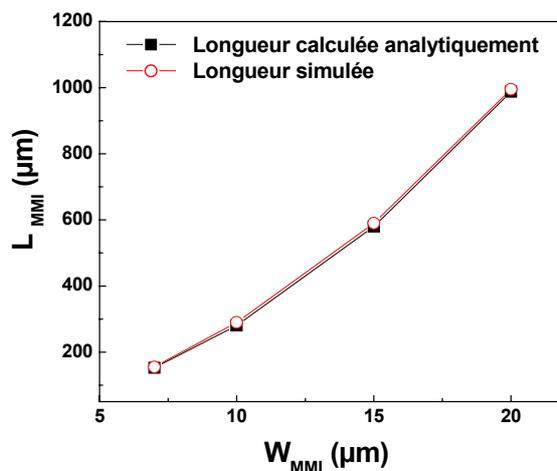


figure 4.2.2-5 Comparaison de la longueur du guide entre calcul analytique et simulation 2D-BPM.

#### 4.2.3 Influence des caractéristiques géométriques sur la transmission du guide MMI

Nous venons de voir que la variation d'indice effectif est néfaste pour le fonctionnement du guide MMI. Qu'en est-il pour les paramètres géométriques (largeur et longueur du guide) ou physiques (longueur d'onde d'émission laser)? C'est à ces questions que nous allons répondre grâce aux simulations en 2D-BPM.

Le contrôle (précision, reproductibilité, homogénéité sur plaque 2 pouces) des paramètres physiques, est un facteur primordial dans la réalisation des lasers en général et des guides MMI en particulier. De part la caractéristique inhérente aux guides MMI (phénomène interférentiel), toute variation géométrique peut entraîner une modification

de la figure d'interférence. Or le procédé technologique utilisé nous permet d'avoir une précision de l'ordre de 0.2 à 0.3 $\mu\text{m}$  sur la largeur des guides. Nous devons donc prendre en compte ces fluctuations technologiques et définir des règles de dessin des guides MMI leur permettant d'être les plus robustes possible à ces variations géométriques. La plupart des simulations que nous allons présenter concernent les pertes engendrées par les guides MMI en fonction des écarts à leur largeur ( $\Delta W_{\text{MMI}}$ ) ou à leur longueur ( $\Delta L_{\text{MMI}}$ ).

L'équation 4.1.2-6 montre de plus que la longueur du guide MMI dépend aussi de la longueur d'onde d'émission laser laquelle augmente avec le courant par effet thermique. Il paraît alors important d'estimer leur sensibilité à toute variation de longueur d'onde, cette dernière augmente avec la température (effet Joule dû à l'injection de courant).

### 4.2.3.1 Influence de la largeur du guide $W_{\text{MMI}}$

La figure 4.2.3-1 montre la simulation BPM de guides de différentes largeurs dont la longueur a été préalablement déterminée pour chaque largeur. Le graphe représente les pertes du guide multimode en fonction de l'écart à la largeur idéale  $\Delta W_{\text{MMI}}$ .

Lorsque la structure est adaptée il n'y a pas de pertes et toute la lumière est couplée dans le guide de sortie. Ceci revient à dire que le rendement externe ne diminue pas. C'est ce que nous verrons dans la partie dédiée aux résultats expérimentaux.

On remarque que les pertes augmentent en fonction de l'écart à la largeur idéale et cela d'autant plus que le guide multimode est large. Pour le guide  $W=20\mu\text{m}$ , et un écart à la largeur idéale de 0.2 à 0.4 $\mu\text{m}$ , ce qui représente notre précision technologique, nous obtenons des pertes qui varient entre 10% et 30%, alors que pour le guide moins large  $W=7\mu\text{m}$  les pertes sont au maximum égales à 5%. **Les guides moins larges ( $W_{\text{MMI}} < 10\mu\text{m}$ ) semblent donc être les plus adaptés quant à la tolérance sur la largeur.**

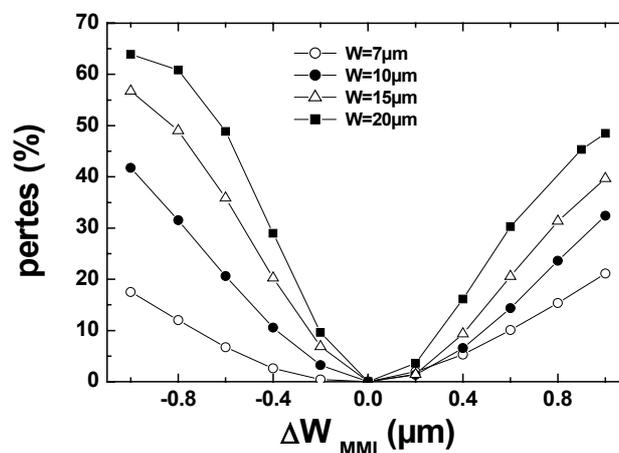


figure 4.2.3-1 Tolérance du guide MMI en fonction de la largeur de guide.

### 4.2.3.2 Influence de la longueur du guide $L_{\text{MMI}}$

La figure 4.2.3-2 présente les pertes de différents guides MMI en fonction de l'écart à la longueur idéale. Comme dans le cas précédent, les guides les plus larges sont les moins tolérants aux variations de longueurs et à nouveau **les guides dont la largeur est inférieure à 10 $\mu\text{m}$  présentent le meilleur comportement.**

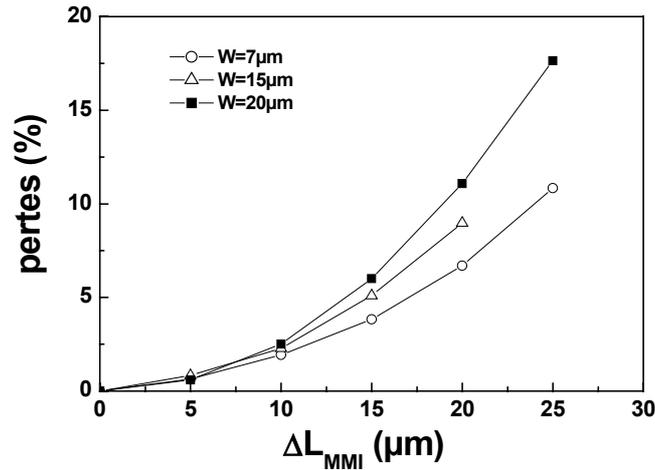


figure 4.2.3-2 Pertes d'un guide MMI en fonction de l'écart à la longueur idéale.

#### 4.2.3.3 Sensibilité à la variation de longueur d'onde

La longueur caractéristique d'un guide MMI est fonction de la longueur d'onde d'émission laser. Dans notre cas, le guide étant actif, l'augmentation à la fois de la densité de porteurs et de la température favorisent la variation de la longueur d'onde d'émission stimulée ; une valeur typique est 20nm d'augmentation pour les courants usuels de fonctionnement (1A). La figure 4.2.3-3 présente la sensibilité à la longueur d'onde de guides MMI de différentes largeurs. Pour des largeurs de guides inférieures à 10μm, les structures sont insensibles à toute variation de longueur d'onde. Pour les guides plus larges une légère variation apparaît, de l'ordre de 10% pour le guide le plus large (W=20μm).

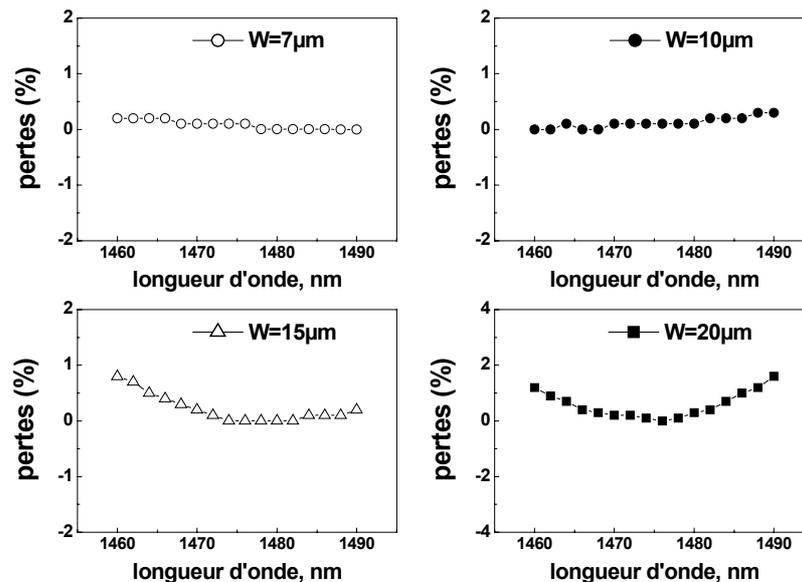


figure 4.2.3-3 Sensibilité du guide MMI à la longueur d'onde.

4.2.3.4 Sensibilité au nombre de puits quantiques

Bien que notre choix se soit porté vers la structure de référence à 6 puits quantiques, nous avons voulu déterminer le comportement des guides multimodes quand le nombre de puits change, c'est-à-dire quand le facteur de confinement optique et l'indice effectif sont modifiés.

Seuls des guides multimodes fonctionnant dans les mêmes conditions (figure d'interférences identiques) peuvent être comparés. En effet, si l'on garde la même largeur de guide MMI dans le cas des structures à 6 puits et à 8 puits quantiques, avec la même largeur pour le ruban d'entrée, alors la figure d'interférence est différente, figure 4.2.3-4. On remarque une ouverture de la figure d'interférence dans le cas de la structure à 8 puits quantiques. Cela vient du fait que la structure à 8 puits présente un indice effectif et un facteur de confinement dans l'actif qui sont plus grands, Tableau 4.2.3-1. La différence d'indice entre la couche active et l'InP environnant ( $\Delta n = n_{CA} - n_{InP}$ ) conduit à un comportement modal différent. Pour une même largeur de guide MMI, la structure à 8 puits quantiques supportera un nombre de modes plus important.

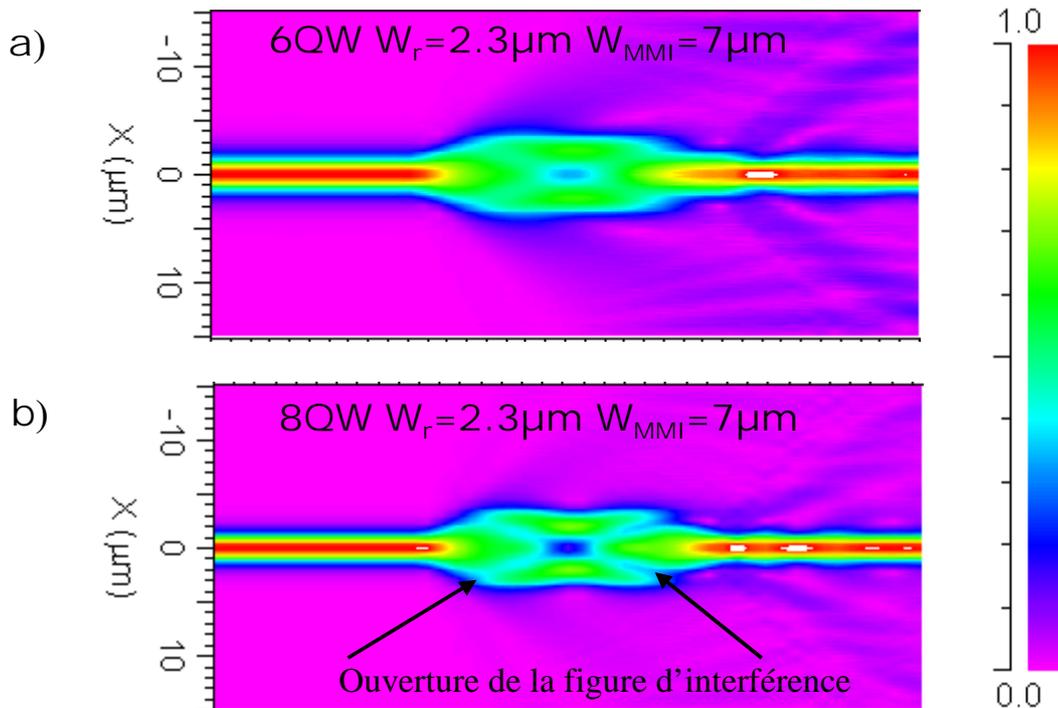


figure 4.2.3-4 Comparaison de la figure d'interférence (6QW vs. 8QW) lorsque  $W_r$  et  $W_{MMI}$  sont identiques.

	$n_{\text{eff}}$	$\Gamma_{\text{puits}}$ (%)	$W_r$ ( $\mu\text{m}$ )	$W_{\text{MMI}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$L_{\text{MMI}}$ ( $\mu\text{m}$ )
<b>4 puits</b>	3.187	0.84	3.3	10	320
<b>6 puits</b>	3.196	1.07	2.3	7	155
<b>8 puits</b>	3.210	1.25	1.8	5.5	100

Tableau 4.2.3-1 Comparaison des structures à 4 puits, 6 puits et 8 puits quantiques.

Pour palier à ce problème, nous avons adapté dans chaque cas la largeur du guide d'entrée ( $W_r$ ) ainsi que la largeur du guide MMI ( $W_{\text{MMI}}$ ) afin de garder la même figure d'interférence pour les différentes structures (4 puits, 6 puits et 8 puits quantiques).

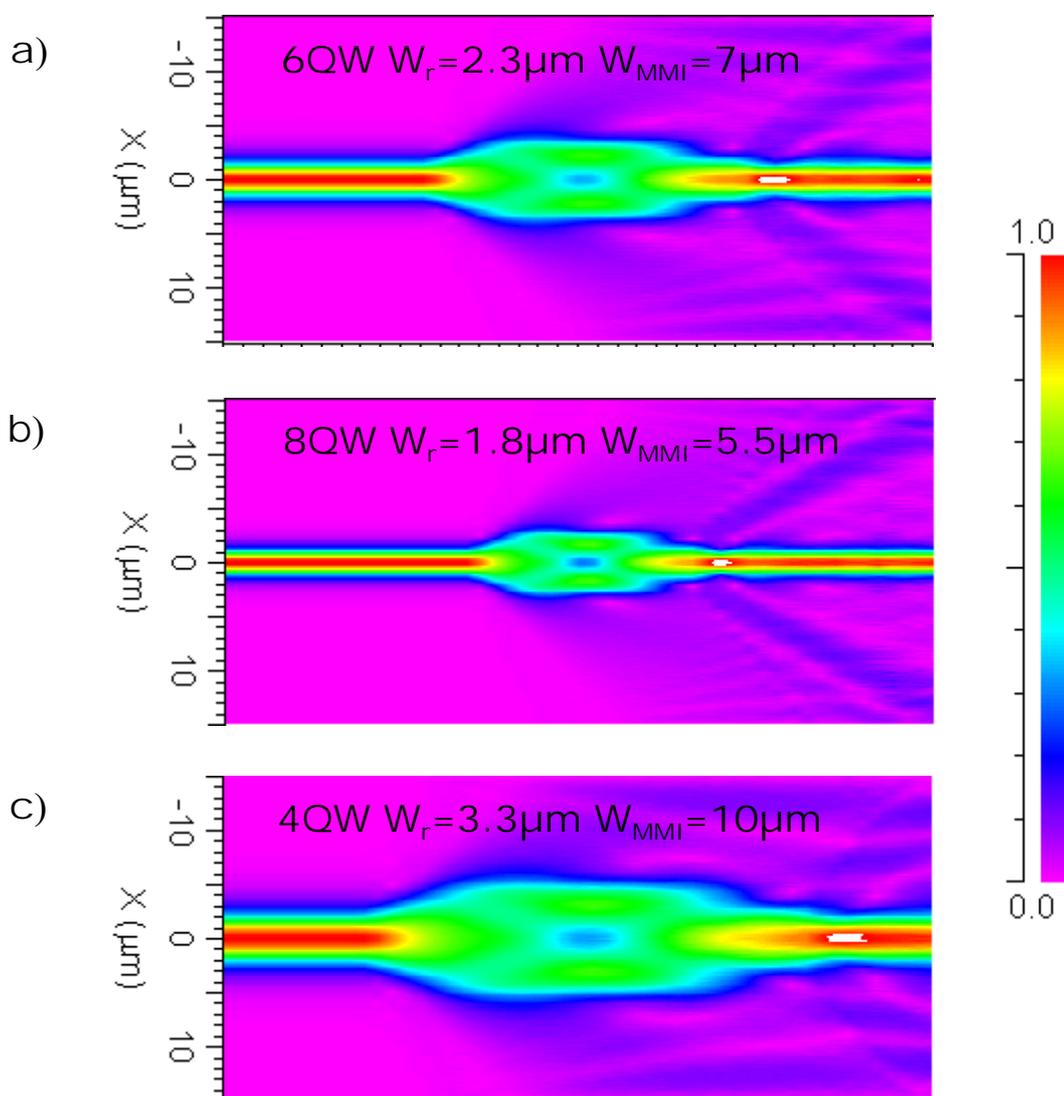


figure 4.2.3-5 Comparaison des figures d'interférences pour les structures à 4, 6 et 8 puits quantiques.

Les figures d'interférences présentées figure 4.2.3-5, sont identiques et nous pouvons à présent déterminer la tolérance de ces structures à toute variation géométrique et les comparer entre-elles.

La figure 4.2.3-6, montre les pertes engendrées par une variation de largeur ou de longueur du guide multimode pour des structures à 4, 6 et 8 puits quantiques. On remarque que plus le nombre de puits est élevé et moins la structure est tolérante et cela bien que le guide de la structure à 4 puits soit deux fois plus large que celui de la structure à 8 puits quantiques. Cela est dû à la différence d'indice entre la couche active guidante et la zone InP environnante ( $\Delta n = n_{CA} - n_{InP}$ ), qui est plus élevée dans le cas de la structure à 8 puits quantiques.

Nous remarquons que la structure à 6 puits quantiques a non seulement un comportement intermédiaire mais nous permet en outre d'avoir assez de gain pour la réalisation de lasers courts.

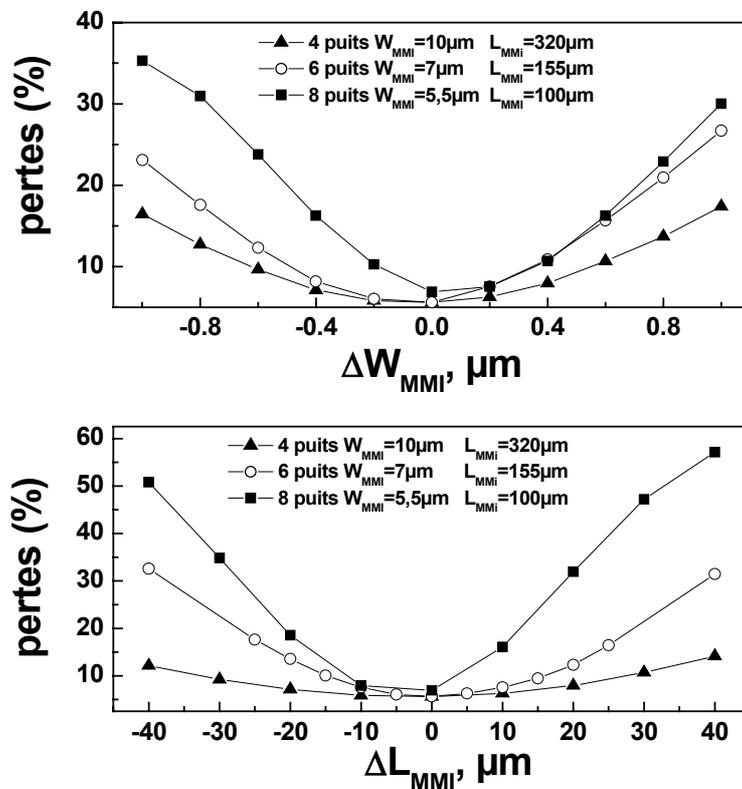


figure 4.2.3-6 Sensibilité du guide MMI au nombre de puits.

4.2.3.5 Sensibilité à l'ordre p

Dans un guide MMI la figure d'interférence peut être répétée p fois le long de l'axe. Plus l'ordre p est grand et plus la longueur du guide multimode augmente. Il est intéressant dans notre cas d'avoir des guides multimodes longs pour le gain en volume, néanmoins comment cette augmentation de longueur est-elle répercuté sur la sensibilité des guides ?

La figure 4.2.3-7 montre la variation des pertes pour un guide MMI de largeur  $W=7\mu\text{m}$  et dont la longueur varie suivant l'ordre p. Seuls les guides dont l'ordre p est inférieur ou égal à 2 répondent à la fois au critère de tolérance technologique ( $0.2\mu\text{m}$ ) avec des pertes inférieures à 5%. Remarquons tout de même que si la longueur et la largeur sont bien adaptées alors la transmission du guide doit se faire sans pertes.

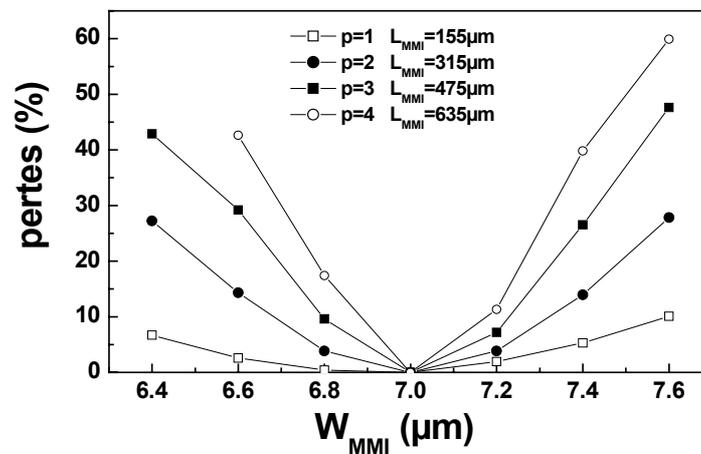


figure 4.2.3-7 Sensibilité du guide multimode à l'ordre p.

### 4.2.4 Règles de conception des lasers de puissance à base de guide MMI

Ces premières simulations nous permettent déjà de dégager quelques règles simples pour le choix de nos structures à guide multimode actif.

- L'approche de la **structure verticale à 6 puits quantiques** a été retenue
- La **largeur** des guides multimodes devra être **inférieure à 10 $\mu\text{m}$**
- On garde la possibilité de tester deux configurations :
  - ❑ Un seul guide **MMI avec un ordre  $p$  élevé**, en considérant que les largeurs et les longueurs ciblées seront atteintes technologiquement.
  - ❑ **Plusieurs guides MMI d'ordre  $p=1$** , donc de longueur plus courte, mis bout à bout, figure 4.2.4-1

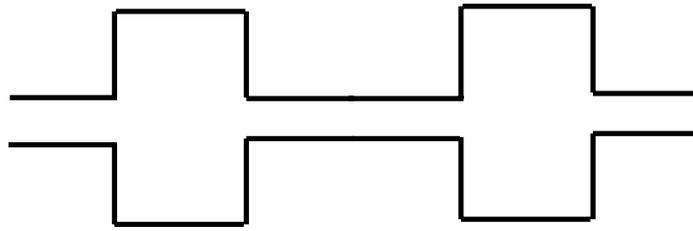


figure 4.2.4-1 Guides multimodes mis bout à bout.

### 4.2.5 Simulations des caractéristiques ( $R_{th}$ -W, P-I, T-I)

Nous pouvons ainsi estimer l'augmentation de puissance que l'on peut obtenir avec les structures à guide MMI actif par rapport au laser à ruban droit, en supposant que cette augmentation est due principalement à une réduction des effets thermiques induite par un plus grand volume actif.

#### 4.2.5.1 Calcul de la résistance thermique

L'avantage des guides MMI réside dans l'augmentation de volume actif par rapport au guide droit. Cette augmentation de volume doit notamment diminuer les effets de température via la diminution de la résistance thermique et de la résistance série.

Nous avons donc fait le choix de deux ensembles de structures :

- Le premier consiste à réaliser des guides MMI dont la longueur est la même que celle du guide droit standard. On s'attend alors à une augmentation de la puissance de saturation. Nous appellerons ces structures sous la dénomination : structures à **longueur constante (MMI\_L)**.
- Le deuxième trouve son origine dans la conservation de la résistance thermique pour deux valeurs de longueurs de cavités différentes. L'équation 3.2.2 -1 montre que la résistance thermique dépend à la fois de la longueur et de la largeur du guide. Dans le cas du guide MMI il est possible d'obtenir une résistance thermique équivalente à celle d'un guide droit pour une longueur de cavité plus faible.

En effet, une augmentation de la largeur du guide permet de compenser l'augmentation de  $R_{th}$  dû à la diminution de la longueur. De plus, l'utilisation d'une cavité plus courte, permet d'augmenter le rendement externe (voir équation 2.3.2-1). Ainsi, pouvons-nous obtenir un laser avec un meilleur rendement externe et un niveau de saturation (grâce au maintien de la valeur de  $R_{th}$  constante) quasi-équivalent au laser droit plus long. Ces nouvelles structures seront plutôt utilisées pour des courants inférieurs à 1A. Nous les appellerons : structures à **résistance thermique quasi-constante (MMI\_R)**.

Pour illustrer le second choix, nous avons calculé la résistance thermique en fonction de la largeur du ruban, pour deux lasers à guide droit de longueurs respectives  $L=1200\mu\text{m}$  et  $L=600\mu\text{m}$ , figure 4.2.5-1. On remarque que la résistance thermique du laser de longueur  $L=1200\mu\text{m}$  pour une largeur de ruban de  $W=3\mu\text{m}$  est égale à  $R_{th}=11.7\text{ K/W}$ . Dans le cas du laser deux fois plus court, pour avoir la même  $R_{th}$  il nous faut un guide trois fois plus large soit  $W=9\mu\text{m}$ . Nous prendrons donc pour les **structures à résistance thermique constante, un facteur d'homothétie entre la largeur du guide MMI et celle du guide d'entrée monomode supérieur à 3**. En effet, il faut aussi tenir compte de la longueur des bras monomode en entrée et en sortie du guide MMI, voire même entre les guides MMI lorsqu'ils sont mis bout à bout.

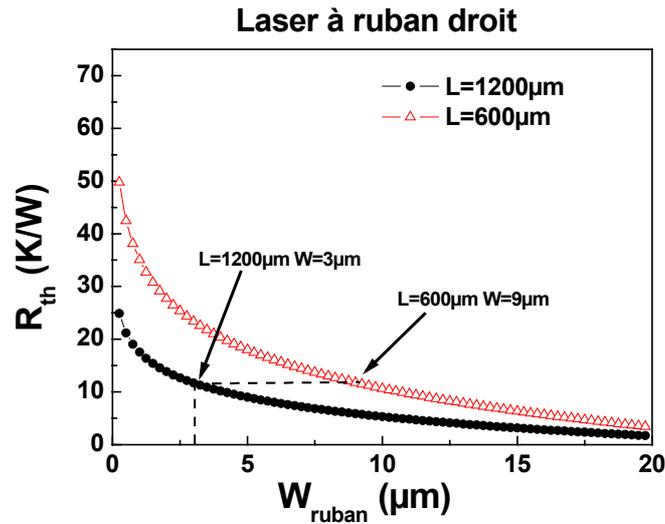


figure 4.2.5-1 Résistance thermique pour deux lasers droits de longueurs différentes.

#### 4.2.5.2 Choix des structures à guide MMI actif

D'après les simulations 2D-BPM et le calcul des caractéristiques  $R_{th}$ - $W$  nous pouvons dès à présent faire un choix des structures à guide MMI actif à réaliser et estimer le gain en puissance attendu grâce à la simulation des courbes P-I. Comme cités précédemment, les deux ensembles de structures sont ceux à **résistance thermique constante (MMI\_R)** et ceux à **longueur constante (MMI\_L)**, Tableau 4.2.5-1. La figure 4.2.5-2 représente de façon schématique, les différentes structures du Tableau 4.2.5-1.

Nombre de MMI	dénomination	Ordre p	$W_{MMI}$ ( $\mu m$ )	$L_{MMI}$ ( $\mu m$ )	Longueur totale du laser ( $\mu m$ )	$R_{th}$ constante	Longueur constante
1 MMI	1MMI_R	2	9	470	700	●	
2 MMI	2MMI_R	1	9	240	800	●	
1 MMI	1MMI_L	6	7	950	1200		●
4 MMI	4MMI_L	1	7	155	1200		●

Tableau 4.2.5-1 Choix des différentes structures MMI.

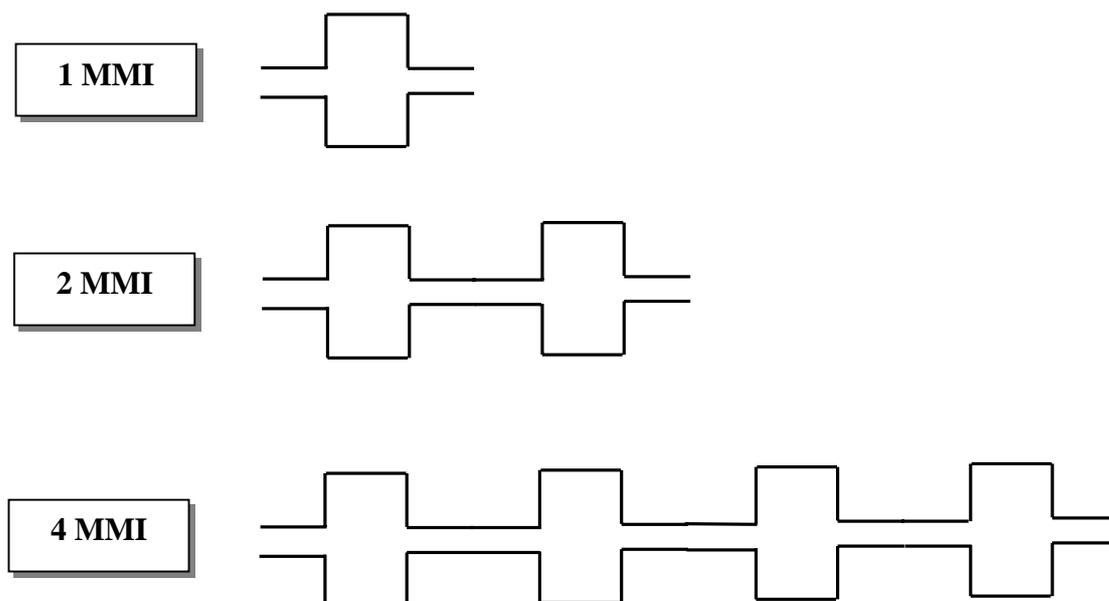


figure 4.2.5-2 Schématisation des différentes structures à guide MMI actif.

### 4.2.5.3 Calcul des caractéristiques P-I et T-I pour les guides (clivé/clivé)

Pour les guides MMI, le calcul de puissance et de résistance thermique est réalisé en prenant en compte une largeur équivalente ( $W_{eq}$ ) entre les différents guides monomodes et les guides larges multimodes. Prenons l'exemple suivant, où 2 guides MMI sont mis bout à bout, la largeur équivalente s'écrit alors, équation 4.2.5-1 :

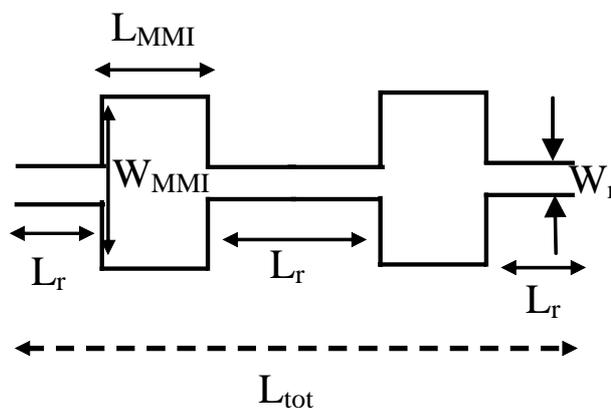


figure 4.2.5-3 Guides multimodes mis bout à bout.

$$W_{eq} = \left( W_r \frac{3L_r}{L_{tot}} + W_{MMI} \frac{2L_{MMI}}{L_{tot}} \right)$$

équation 4.2.5-1 Calcul de la largeur équivalente pour 2 guides MMI mis bout à bout.

### 4.2.5.3.1 Cas des guides à résistance thermique constante

La figure 4.2.5-4, représente les caractéristiques P-I d'un laser à ruban droit et celles de deux structures à guide MMI\_R actif (structure MMI à  $R_{th}$  constante). Pour des courants inférieurs à 1A, les guides MMI ont un meilleur comportement que le laser droit d'une longueur  $L=1200\mu\text{m}$  et pour  $I=1\text{A}$  un gain en puissance de l'ordre de 10% est estimé pour les guides multimodes.

La figure 4.2.5-5 montre que les guides MMI ne fonctionnent pas à densité de courant de seuil ( $J_{th}$ ) équivalente à celle du laser droit : les lasers étant plus court la densité de porteurs au seuil est plus importante. Les courants de seuil des guides MMI\_R sont donc supérieurs à celui du guide droit, Tableau 4.2.5-2, et ne sont pas simplement en rapport des surfaces. La saturation de puissance apparaît quant à elle pour le même courant,  $I=1.9\text{A}$ , en ce qui concerne le guide droit et le guide 2MMI\_R, figure 4.2.5-4. Le gain en puissance dans ce cas est aussi de l'ordre de 10%. Pour ce qui est du guide 1MMI\_R, le laser sature pour un courant plus faible  $I=1.4\text{A}$ . Les rendements sont meilleurs dans le cas des guides MMI courts et on atteint  $0.24\text{W/A}$  dans le cas du guide 1MMI\_R et  $0.23\text{W/A}$  pour le guide 2MMI\_R.

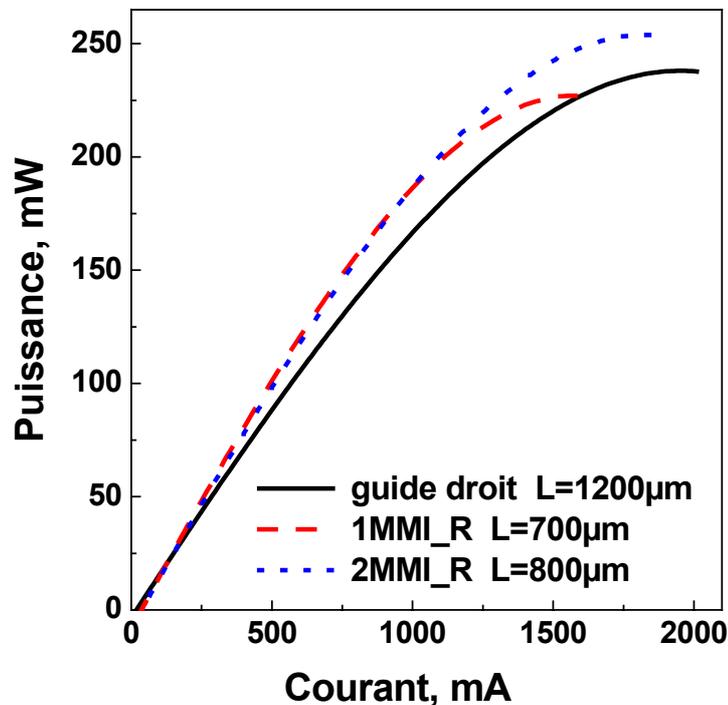


figure 4.2.5-4 Simulation des caractéristiques P-I pour les lasers à  $R_{th}$  constante.

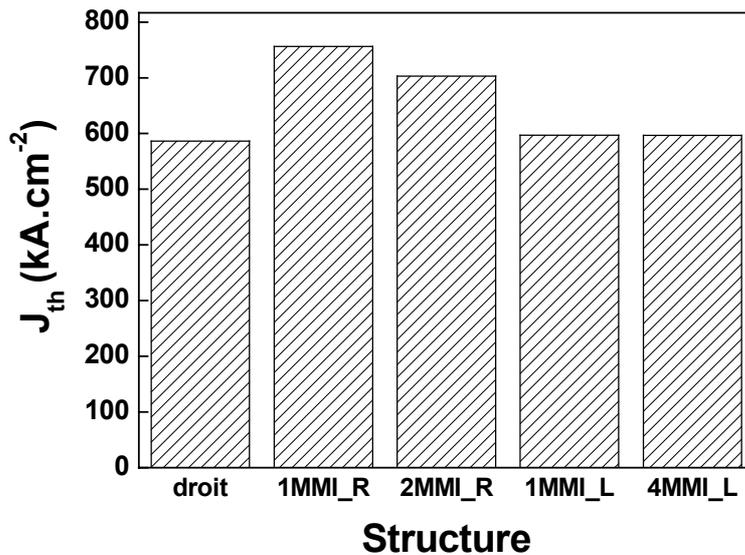


figure 4.2.5-5 Densité de courant de seuil pour les différents guides.

	$R_{th}$ (K/W)	$I_{th}$ (mA)	$\eta_{ext}$ (W/A)	$P_{sat}$ (mW)	$I_{sat}$ (mA)	$S/S_{droit}$
Guide droit (L=1200 $\mu$ m)	13,1	18.1	0.20	235	1990	1
1MMI_R (L=700 $\mu$ m)	11	36	0.24	225	1390	1.5
2MMI_R (L=800 $\mu$ m)	11,5	36	0.23	254	1850	1.6

Tableau 4.2.5-2 Comparaisons des résultats de simulations entre le guide droit, 1MMI\_R et 2MMI\_R.

#### 4.2.5.3.2 Cas des guides à longueur constante

Les structures à longueur constante (MMI\_L) fonctionnent quant à elles à densité de courant de seuil équivalente par rapport au guide droit, figure 4.2.5-5. Les courants de seuil sont donc simplement en rapport des surfaces.

La figure 4.2.5-6 présente les courbes P-I pour les structures à longueur constante. Contrairement au cas précédent, les guides MMI et droit étant de même longueur, le rendement externe est identique, Tableau 4.2.5-3, et pour des courants inférieurs à I=1A il n'y a pas de différence au niveau de la courbe P-I entre le guide droit et les guides multimodes. Au-delà de l'ampère, les guides MMI ont une meilleure linéarité et leur courant de saturation atteint I=3A pour le guide 1MMI\_L. Le gain en puissance par rapport au guide droit est significatif, il est de 40% pour le guide 4MMI\_L et atteint 60% pour le guide 1MMI\_L. Les résistances thermiques sont plus faibles dans le cas des guides MMI\_L car leur longueur est équivalente à celle du guide droit, alors que leur largeur équivalente est plus grande.

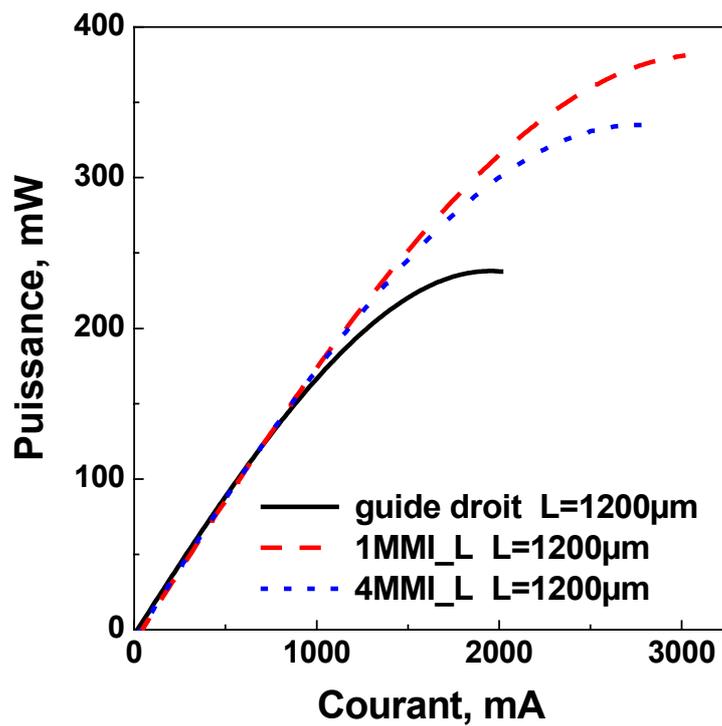


figure 4.2.5-6 caractéristiques P-I pour les lasers à longueur constante.

	$R_{th}$ (K/W)	$I_{th}$ (mA)	$\eta_{ext}$ (W/A)	$P_{sat}$ (mW)	$I_{sat}$ (mA)	$S/S_{droit}$
Guide droit (L=1200µm)	13,1	18.1	0.20	235	1990	1
1MMI_L (L=1200µm)	8	43	0.20	380	3000	2.2
4MMI_L (L=1200µm)	9.2	34	0.20	334	2800	1.7

Tableau 4.2.5-3 Comparaisons des résultats de simulations entre le guide droit, 1MMI\_L et 4MMI\_L.

4.2.5.4 Détermination des paramètres au seuil pour les lasers traités (HR/LR)

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, le modèle de simulation des caractéristiques (P-I et T-I) reste valable au seuil, même pour des lasers traités (HR/LR). Nous allons donc déterminer ces différents paramètres au seuil dans cette configuration (HR=95%, LR=3%), pour pouvoir les comparer avec les résultats expérimentaux obtenus sur des lasers dont les facettes sont traitées. Nous rajoutons ici le calcul de la résistance série qui est aussi pris en compte dans l'outil de simulation. Cette donnée est importante pour caractériser l'échauffement Joule.

Structure	$I_{th}$ (mA)	$\eta_{ext}$ (W/A)	$R_s$ ( $\Omega$ )
Guide droit (L=1200 $\mu$ m)	20	0.40	1.35
1MMI_R (L=700 $\mu$ m)	41	0.48	1.13
2MMI_R (L=800 $\mu$ m)	41	0.46	1.04
1MMI_L (L=1200 $\mu$ m)	47	0.40	0.73
4MMI_L (L=1200 $\mu$ m)	37	0.40	0.85

Tableau 4.2.5-4 Simulations des paramètres standards au seuil pour les différents guides.

Le Tableau 4.2.5-4 résume les modélisations effectuées au seuil. Les guides MMI ont des courants de seuil bien supérieurs au guide droit, avec des rendements externes supérieurs dans le cas des guides courts (MMI\_R). Les résistances série diminuent lorsque la surface augmente et une baisse de l'ordre de 50% est observée entre le guide droit et le guide 1MMI\_L.

## 4.3 Résultats Expérimentaux

### 4.3.1 Présentation du masque expérimental utilisé

Pour pouvoir réaliser des lasers courts ( $700\mu\text{m}$ ), une structure avec suffisamment de gain doit être retenue. Le choix s'est porté vers une structure à 6 puits quantiques. Pour pouvoir comparer les nouvelles structures à guide MMI actifs avec nos lasers de référence (on rappelle que la structure de référence est aussi une structure à 6 puits quantiques), des guides droits de longueur  $L=1200\mu\text{m}$  ont été incorporés sur le masque. Pour palier à l'incertitude sur l'indice choisi dans les simulations ainsi qu'aux écarts technologiques sur la géométrie des guides MMI, nous avons encadré la valeur cible de la largeur du guide MMI par des valeurs intermédiaires. Plusieurs largeurs du guide multimode sont présentes sur le masque et ce pour une longueur figée du guide multimode, comme le montre l'exemple suivant :

Guide 1MMI_R	
$W_{\text{MMI}} (\mu\text{m})$	$L_{\text{MMI}} (\mu\text{m})$
8.4	470
8.6	470
8.8	470
<b>9</b>	<b>470</b>
9.2	470
9.4	470
9.6	470

Tableau 4.3.1-1 Masque expérimental utilisé.

Dans ce cas, au moins une des largeurs ( $W_{\text{MMI}}$ ) sera adaptée à la longueur ( $L_{\text{MMI}}$ ) du guide MMI, qui elle est fixe et dont l'erreur relative dû au procédé technologique est beaucoup plus faible.

### 4.3.2 Détermination des paramètres standards

#### 4.3.2.1 Plaque comportant les guides MMI

Les caractéristiques standard de la structure à 6 puits quantiques sont données sur la figure 4.3.2-1. Le rendement quantique interne est égal à  $\eta_i=0.77$ , les pertes internes valent  $\alpha_i=7.2 \text{ cm}^{-1}$ , figure 4.3.2-1-a. Le gain matériau est de  $g_0=613 \text{ cm}^{-1}$  et le courant de transparence est égal à  $J_{tr}=330 \text{ A/cm}^2$ , figure 4.3.2-1-b.

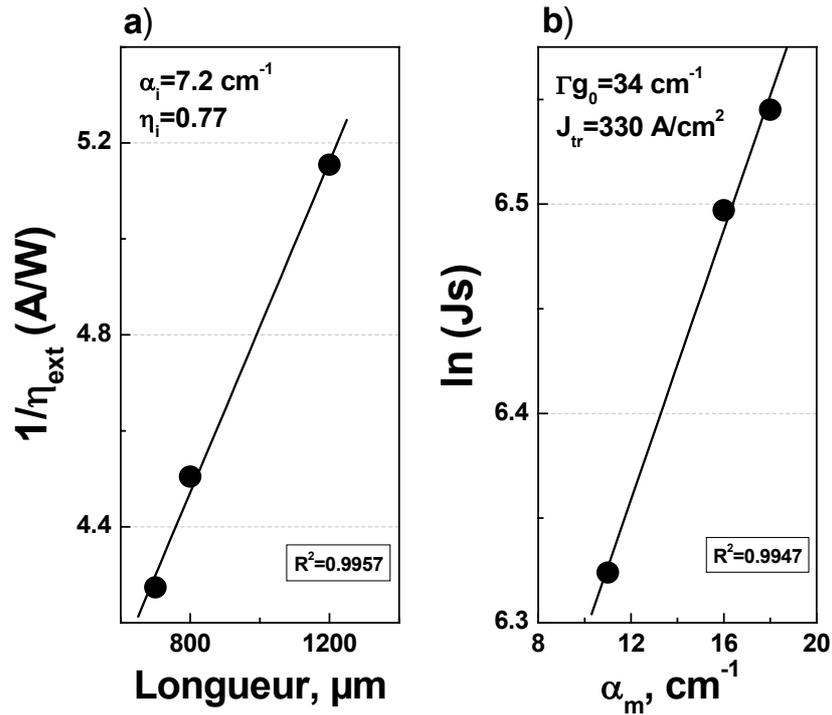


figure 4.3.2-1 Paramètres standards de la structure à 6 puits quantiques.

#### 4.3.2.2 Comparaison plaque de référence et plaque à guide MMI

Pour vérifier que les simulations précédentes sont toujours valables, le Tableau 4.3.2-1 compare les différents paramètres (pertes internes, rendement quantique interne, densité de courant de transparence et gain modal) entre la plaque de référence (utilisée au chapitre 2 et dans les simulations précédentes) avec la plaque réalisée comportant les structures MMI. Les paramètres sont quasi-équivalents bien qu'une légère variation apparaisse entre les courants de transparences ( $J_{tr}$ ) et le gain matériau ( $g_0$ ) respectivement.

Une simulation sur un guide droit d'une longueur de 1200 $\mu\text{m}$  montre que le courant de seuil ne varie que très peu entre la plaque de référence ( $I_{\text{th\_simul1}}=18.1\text{mA}$ ) et la plaque MMI ( $I_{\text{th\_simul2}}=18.9\text{mA}$ ) et les rendements sont quasi-constants. Sachant que nous comparerons les simulations et les résultats expérimentaux dans le cas de laser traités (HR/LR), et que seuls les résultats au seuil seront pris en compte, nous pouvons donc estimer que les simulations précédentes restent valables.

	Plaque de référence	Plaque MMI
$\alpha_i$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	6.7	7.2
$\eta_i$	0.78	0.77
$\Gamma g_0$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	32.8	34
$J_{\text{tr}}$ ( $\text{kA/cm}^2$ )	297	330

Tableau 4.3.2-1 Comparaison plaque de référence et plaque à guide MMI.

### 4.3.3 Comparaison expériences et simulations 2D-BPM

Comment les guides MMI se comportent t-il au regard des simulations présentées au paragraphe 4.2.3.1 ? Pour comparer les valeurs de transmissions des simulations 2D-BPM avec les résultats expérimentaux, nous devons évaluer la transmission expérimentale. Cela est possible si on détermine les pertes optiques engendrées par le guide multimode ( $\alpha_{\text{MMI}}$ ). Prenons alors l'équation 2.1.3-5 du rendement externe en y reportant les pertes optiques engendrées par le guide MMI, équation 4.2.2-2, on obtient l'évolution du rendement externe en fonction des pertes MMI, équation 4.3.3-1:

$$\eta_{\text{ext}} = \eta_i \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{(\alpha_m + \alpha_{\text{MMI}} + \alpha_i)}$$

équation 4.3.3-1 Rendement externe pour un guide MMI.

**Connaissant le rendement externe expérimental ( $\eta_{\text{ext}}$ ) pour chaque largeur de guide multimode présent sur le masque, nous pouvons en déduire les pertes supplémentaires ( $\alpha_{\text{MMI}}$ ) engendrées par le guide MMI et via l'équation 4.2.2-2 évaluer la transmission T.**

Le rendement externe de nos guides MMI étant toujours plus faible que prévu, nous avons reporté, figure 4.3.3-1, **la transmission normalisée**, pour le cas expérimental et pour le cas simulé (2D-BPM) en fonction de l'écart à largeur adaptée, c'est-à-dire la largeur pour laquelle les pertes dues au guide MMI sont minimales.

Les simulations sont en bon accord avec l'expérience, figure 4.3.3-1, sauf dans le cas du guide 1MMI\_R où l'expérience montre une transmission plus faible que celle simulée pour les faibles largeurs. Non seulement, le meilleur accord entre les simulations 2D-BPM et les résultats expérimentaux est obtenu pour les guides d'ordre  $p=1$ , mais de plus ces guides sont ceux qui présentent le moins de sensibilité à la variation de largeur.

Les structures d'ordre  $p$  élevé sont les plus sensibles à toute variation géométrique (variation de la largeur du ruban). Cela est confirmé pour le guide 1MMI\_L

où l'ordre est égal à 6 et pour lequel la transmission chute d'au minimum 20% pour un écart de  $0.2\mu\text{m}$  sur la largeur du guide.

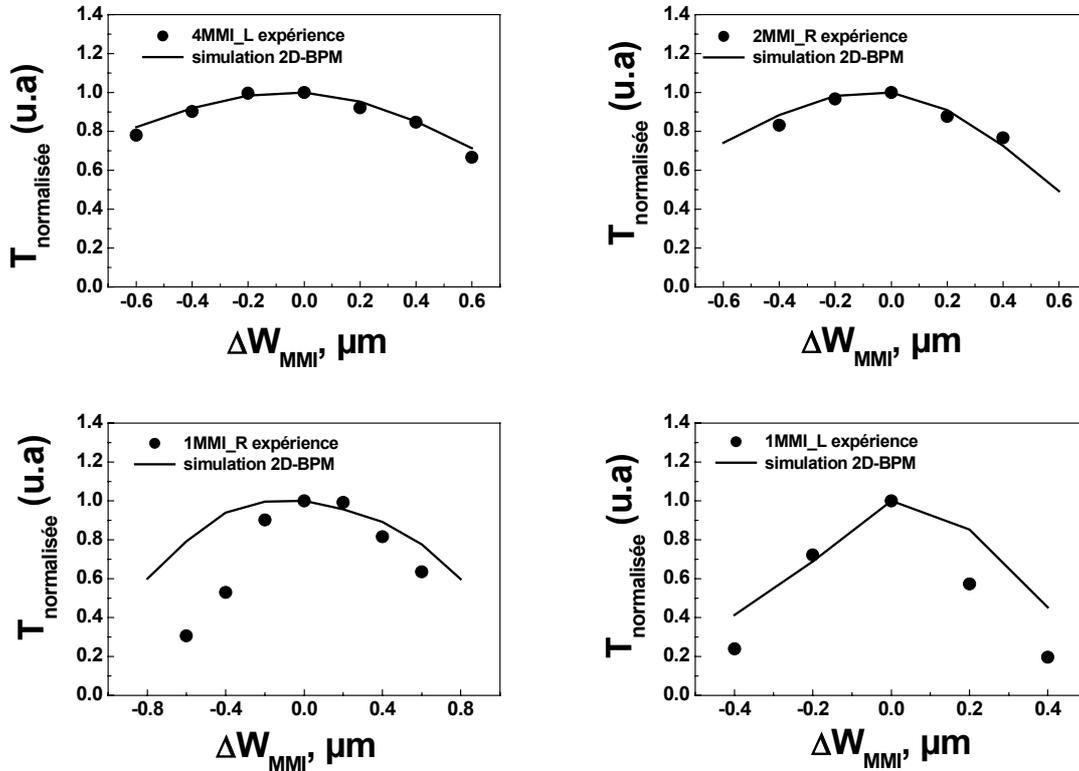


figure 4.3.3-1 Comparaison simulation 2D-BPM et expérience.

Dans les paragraphes 4.3.5 et 4.3.6, seuls les guides MMI dont le rendement externe est maximal seront comparés au guide droit monomode.

#### 4.3.4 La tolérance des guides MMI

Pourquoi les guides d'ordre élevé ou autrement dit de grande longueur sont-ils moins tolérants que les guides d'ordre 1 ? La largeur des guides multimodes ainsi que leur longueur, l'indice effectif et la longueur d'onde sont reliés par l'équation 4.1.2-6. D'après [40], les tolérances qui en dérivent sont données par, équation 4.3.4-1:

$$\boxed{\frac{\delta L}{L} \approx 2 \frac{\delta W}{W} \approx \frac{\delta \lambda}{\lambda} \approx \frac{\delta n_{\text{eff}}}{n_{\text{eff}}}}$$

équation 4.3.4-1 Tolérances pour un guide MMI.

Il apparaît alors, équation 4.3.4-1, que plus le guide MMI est court et plus les contraintes sur les autres paramètres seront faibles. Illustrons cela par un calcul de tolérance sur nos différentes structures en appliquant le critère de Rayleigh [30] qui nous permet de déterminer la variation de longueur  $\delta L$  pour laquelle le guide présente 0.5dB de pertes en sortie, équation 4.3.4-2.

$$\delta L \approx \frac{\pi n_{eff} \omega_0^2}{4\lambda_0}$$

équation 4.3.4-2 Critère de Rayleigh.

où  $\omega_0$  est la largeur à (1/e) en amplitude du mode Gaussien du guide monomode d'entrée.

Le Tableau 4.3.4-1 donne les variations de largeur, de longueur d'onde et d'indice qui engendrent une perte dans le guide de sortie de 0.5dB. Les lasers pour lesquels la longueur du guide multimode est faible ( $p=1$ , 2MMI\_R et 4MMI\_L) sont peu sensibles à la variation d'indice effectif et ont une tolérance sur leur largeur de 0.2 à 0.3 $\mu\text{m}$ . Cela est en accord avec la précision technologique que l'on peut atteindre. A l'inverse, les lasers pour lesquels la longueur du guide multimode est grande ( $p \geq 2$ , 1MMI\_R et 1MMI\_L) sont non seulement beaucoup plus sensibles à toute variation d'indice (on a un facteur 7 entre le guide 1MMI\_L et le guide 4MMI\_L) mais en outre leur tolérance sur la largeur est inférieure à 0.1 $\mu\text{m}$ , précision que l'on ne peut atteindre avec notre procédé technologique (photolithographie par contact).

Structure	$W_{\text{MMI}}$ ( $\mu\text{m}$ )	Ordre p	$L_{\text{MMI}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\delta W$ ( $\mu\text{m}$ )	$\delta \lambda$ (nm)	$\delta n_{\text{eff}}$
1MMI_R	9	2	470	0.1	33	0.07
2MMI_R	9	1	240	0.2	64	0.14
1MMI_L	7	6	950	0.05	16	0.03
4MMI_L	7	1	155	0.3	99	0.21

Tableau 4.3.4-1 Comparaison des tolérances technologiques pour les guides multimodes.

#### 4.3.5 Comparaison des structures à $R_{\text{th}}$ constante

La figure 4.3.5-1-a présente les caractéristiques Puissance-Intensité des lasers à résistance thermique constante. Les lasers sont montés « p-down » sur embase AlN sans diamant et leurs facettes sont traitées (HR=95%, LR=3%).

D'une part, comme prévu par les simulations, le laser à guide multimode 2MMI\_R bien que de faible longueur ( $L_{2\text{MMI}_R}=800\mu\text{m}$ ), a un courant de saturation supérieur à celui du guide droit et démontre une augmentation en puissance de saturation de l'ordre de 10%. Le guide 1MMI\_R quant à lui sature beaucoup plus tôt en courant que le guide droit ( $L=1200\mu\text{m}$ ), et sa puissance de saturation, égale à 220mW, est plus faible.

**Le gain en puissance de saturation est donc vérifié expérimentalement (dans le cas du guide 2MMI\_R) et est en accord avec les simulations précédentes, où ce gain est obtenu par la seule augmentation du volume actif.**

D'autre part, le Tableau 4.3.5-1 rend compte des paramètres mesurés et simulés pour des lasers à guide droit et à guide multimode à résistance thermique constante. Nous avons reporté à la fois les résultats expérimentaux mais aussi les résultats précédents de simulations pour comparaison.

**Le guide 2MMI\_R fonctionne bien avec une résistance thermique équivalente au laser droit**, voire plus faible ( $R_{th\_2MMI\_R}=13.5K/W$  vs.  $R_{th\_droit}=14.5K/W$ ), cette tendance est donc en accord avec les simulations. La différence entre les valeurs simulées et les valeurs mesurées tient au fait que les lasers sont montés sur embase AlN sans support diamant (avec une dissipation moins efficace de la chaleur), alors que les simulations prennent en compte dans le calcul, un empilement avec support diamant. Le guide 1MMI\_R quant à lui montre une résistance thermique plus importante ( $R_{th\_1MMI\_R}=17K/W$ ). On attribue cette valeur élevée au report délicat du laser sur l'embase AlN qui n'est pas toujours chose aisée à réaliser.

Le courant de seuil est plus important dans le cas du laser 1MMI\_R par rapport au laser à guide droit ( $I_{th\_droit}=20mA$  vs.  $I_{th\_1MMI\_R}=50mA$ ) et atteint 53mA pour le guide 2MMI\_R. Cela est la conséquence de plusieurs effets :

- Augmentation du volume actif
- Densité de porteurs au seuil plus importante dans ces guides courts, à cause d'une part des pertes miroirs qui sont plus grandes et d'autre part à cause de l'introduction de pertes optiques supplémentaires par le guide MMI.

Il est à noter une différence des valeurs de courants de seuil par rapport aux simulations car celles-ci ne prennent pas en compte l'augmentation des pertes internes dues à l'introduction des guides MMI. Les courants de seuil simulés sont donc sous estimés et les valeurs de rendement surestimées comme nous allons le voir.

La perte en rendement pour les guides MMI visible sur les résultats du Tableau 4.3.5-1, n'entraîne un croisement des courbes P-I du guide 2MMI\_R et du guide droit qu'au-delà de 800mA. Dans le cas du guide 1MMI\_R, la puissance est même toujours inférieure à celle du guide droit. De plus ce guide montre la présence d'un « kink », figure 4.3.5-1-b. Or nous avons vu auparavant que ces composants sont réalisés dans le but d'un fonctionnement pour des courants inférieurs à l'ampère, la perte de rendement est donc rédhibitoire. Néanmoins, pour la valeur typique du courant de fonctionnement à 700mA, la différence de puissance entre le guide droit et le guide 2MMI\_R n'est que de 3% ( $P_{droit}=208mW$  vs.  $P_{2MMI\_R}=202mW$ ), avec un niveau de puissance de saturation plus élevé dans le cas du guide MMI, puisqu'il atteint 275mW pour un courant de 1.3A .

Cette chute de rendement s'explique par le fait que toute la lumière ne se couple pas dans le guide de sortie et une partie est radiée à l'interface MMI/InP, entraînant des pertes optiques supplémentaires, diminuant le rendement électro-optique et augmentant le courant de seuil laser. Cet effet est visible sur la figure de champ lointain du guide 1MMI\_R, figure 4.3.5-3, où la lumière radiée apparaît sous forme de lobes latéraux et est confirmé en simulation sur ce même guide, figure 4.3.5-4.

Nous reviendrons plus loin dans ce chapitre, sur la criticité de cette dégradation du rendement, qui est le point important des guides MMI actifs et nous donnerons des voies d'améliorations pour y remédier.

Les résistances séries diminuent lorsque la surface de la couche active augmente et sont donc plus faibles dans le cas des guides MMI. De plus, un bon accord est trouvé entre les mesures expérimentales et le modèle phénoménologique.

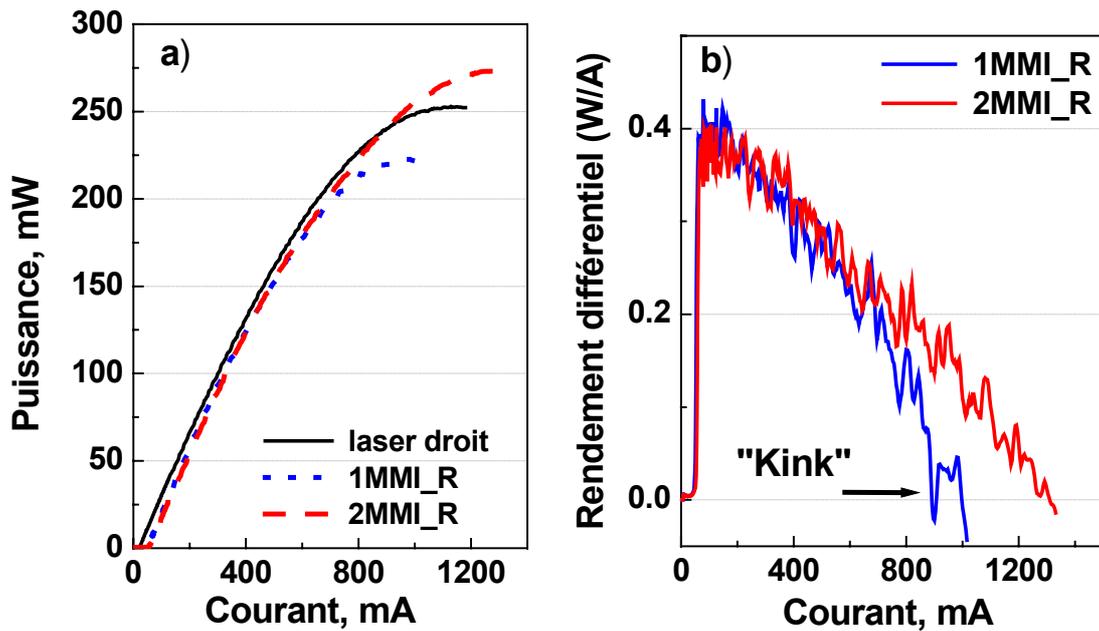


figure 4.3.5-1 Comparaison des lasers à  $R_{th}$  constante.

Structure	$R_s$ ( $\Omega$ )		$R_{th}$ (K/W)		$I_{th}$ (mA)		$\eta_{ext}$ (W/A)		$P_{sat}$ (mW)	$I_{sat}$ (mA)
	Exp	model	Exp	model	Exp	model	Exp	model	Exp	Exp
Droit	1.47	1.35	14.5	13.1	20	20	0.40	0.40	252	1180
1MMI_R	1.12	1.13	17	11	50	41	0.39	0.48	220	1010
2MMI_R	1.02	1.04	13.5	11.5	53	41	0.39	0.46	275	1330

Tableau 4.3.5-1 Comparaison des paramètres des guides droit et multimode à  $R_{th}$  équivalente (Exp=expérimental).

La littérature rapporte des valeurs de puissance de saturation égales à 170mW pour des puces de 750 $\mu$ m de long [41], pour des structures MMI équivalentes aux nôtres :

- Structure enterrée type [DCPBH<sup>1</sup>] utilisant le système InGaAsP/InP
- Structure à 5 puits quantiques
- Lasers d'une longueur de 750 $\mu$ m traités (HR=90%, LR=5%)

La comparaison est aussi réalisée entre un guide droit de 750 $\mu$ m de long et un guide multimode de même longueur comportant 2 MMI mis bout à bout. L'équipe de l'ETH Zurich observe un gain en puissance entre leur guide droit et leur guide MMI de l'ordre de ~40%. De plus, aucune perte sur le rendement externe n'est rapportée.

<sup>1</sup> DCPBH : Double Channel Planar Buried Heterostructure

La figure 4.3.5-2, montre la résistance différentielle pour chaque structure. Le guide 2MMI\_R a un meilleur comportement en fonction du courant avec une décroissance moins abrupte de la résistance différentielle. La résistance série est aussi plus faible pour cette structure  $R_s=1\Omega$ , contre  $1.5\Omega$  pour le guide droit. Une résistance série plus faible permet un échauffement joule moindre et donc un niveau de saturation de puissance plus élevé.

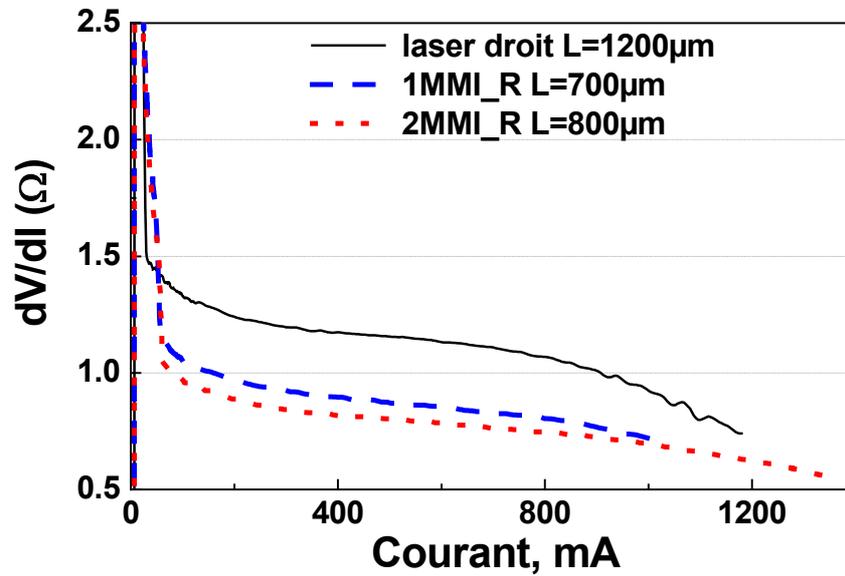


figure 4.3.5-2 Résistance différentielle pour les lasers à guide droit et multimode à  $R_{th}$  constante.

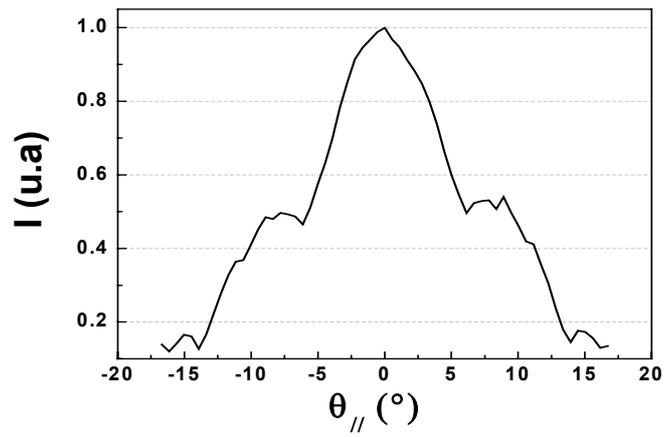


figure 4.3.5-3 Champ lointain d'un guide MMI dans le plan parallèle aux couches.

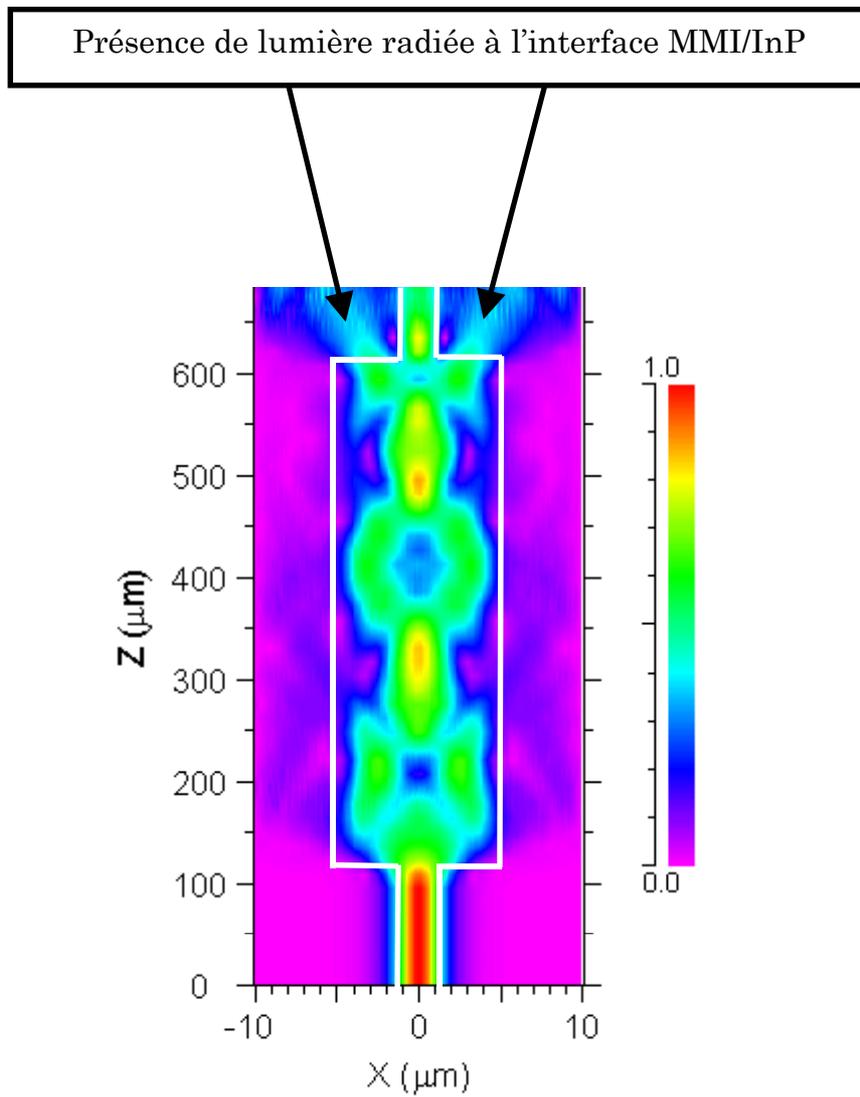


figure 4.3.5-4 Simulation d'un guide MMI dont la largeur n'est pas adaptée.

### 4.3.6 Comparaison des structures à longueur équivalente

La figure 4.3.6-1-a, présente les caractéristiques Puissance-Intensité des lasers à longueur équivalente. Les lasers sont montés « p-down » sur embase AlN sans diamant et leurs facettes sont traitées (HR=95%, LR=3%).

La puissance de saturation est améliorée dans le cas du guide 4MMI\_L ( $P_{\text{sat}}=272\text{mW}$ ) en comparaison au laser droit ( $P_{\text{sat}}=252\text{mW}$ ).

Les lasers à longueur équivalente ont un comportement identique au cas précédent, figure 4.3.6-1-a, avec des pertes optiques supérieures au guide droit, donc des rendements externe plus faibles et des courants de seuil plus importants. Dans le cas du guide 1MMI\_L la chute de rendement est de 8% par rapport au guide droit, Tableau 4.3.6-1, et sa valeur de courant de seuil atteint 51mA. Le guide 4MMI\_L présente une chute de rendement plus importante de l'ordre de 12% et son courant de seuil augmente de 30% par rapport à la valeur simulée pour atteindre 47mA.

On note également la présence de plusieurs ruptures de pente dans la caractéristique P-I du guide 1MMI\_L pour des courants égaux à  $I_{\text{kink}}=290\text{mA}$  et  $I_{\text{kink}}=720\text{mA}$ , figure 4.3.6-1-a. Pour mieux rendre compte de ce phénomène, nous avons reporté figure 4.3.6-1-b, le rendement différentiel externe en fonction du courant, pour les deux guides multimodes. Les ruptures de pente apparaissent nettement sur le guide 1MMI\_L dont l'ordre p est élevé et égal à 6. Le guide 4MMI\_L, d'ordre p égal à 1, n'est quant à lui pas sensible au changement d'indice induit par l'effet Joule dû à l'injection de courant, il n'y a donc pas d'apparition de « kink » pour ce guide.

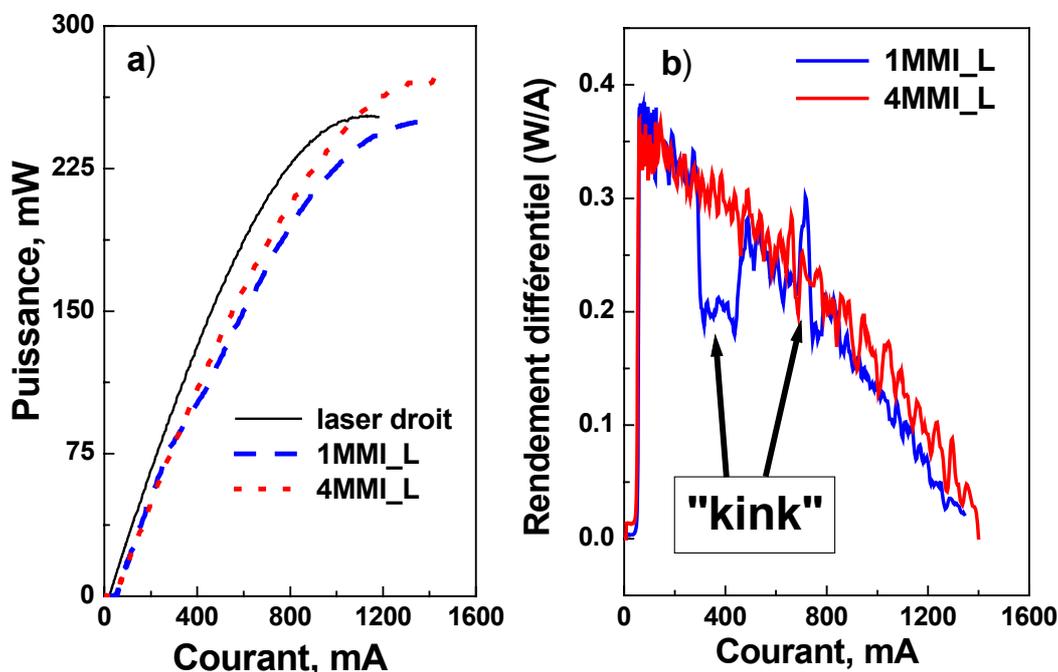


figure 4.3.6-1 Caractéristiques P-I pour les guides droit et MMI à longueur constante.

Nous regarderons plus en détails dans le paragraphe suivant cet effet de « kink » dans le cas des guides multimodes d'ordre élevé. Nous en donnerons l'origine physique et nous verrons qu'il n'est pas lié à la cause habituellement donnée à savoir un passage bimode de la structure.

Structure	$R_s$ ( $\Omega$ )		$R_{th}$ (K/W)		$I_{th}$ (mA)		$\eta_{ext}$ (W/A)		$P_{sat}$ (mW)	$I_{sat}$ (mA)
	Exp	model	Exp	model	Exp	model	Exp	model	Exp	Exp
Droit	1.47	1.35	14.5	13.1	20	20	0.40	0.40	252	1180
1MMI_L	0.80	0.73	7.5	8	51	47	0.37	0.40	250	1396
4MMI_L	0.92	0.85	10.5	9.2	47	37	0.35	0.40	272	1440

Tableau 4.3.6-1 Paramètres physiques des guides droit et multimode à longueur équivalente.

Les courbes des résistances différentielles pour les guides multimodes ont le même comportement que dans le cas précédent, et des résistances séries très faibles sont obtenues. Pour le guide 1MMI\_L et le guide 4MMI\_L elles sont égales à  $R_s=0.8\Omega$  et  $R_s=0.9\Omega$ , respectivement.

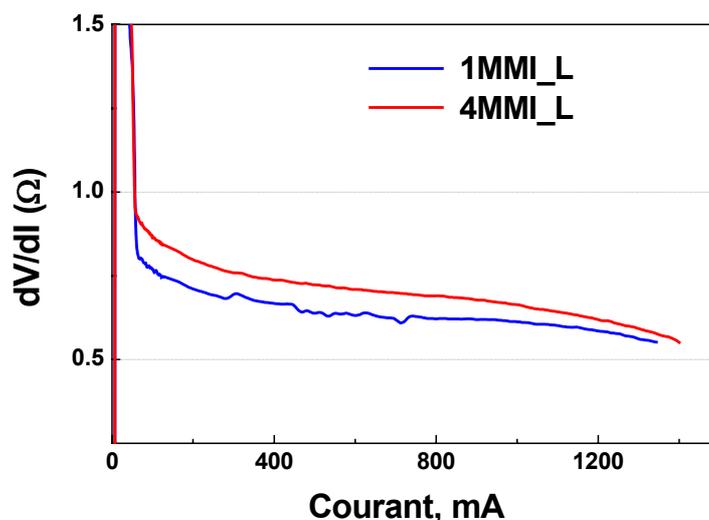


figure 4.3.6-2 Résistance différentielle pour les lasers à guide droit et multimode à longueur constante.

Enfin, nous venons de voir que seuls les guides d'ordre  $p$  égal à 1 présentent les caractéristiques adéquates pour une utilisation en tant que laser de puissance. Ces guides démontrent une puissance de saturation supérieure à celle du guide droit avec une diminution importante de la résistance série.

Cependant, la chute du rendement externe reste un point à améliorer en considérant les nouvelles voies que nous allons donner dans la suite.

### 4.3.7 Caractérisation par mesure de l'émission spontanée

On observe couramment sur des guides droits dont la largeur est légèrement supérieure à la largeur de coupure, une absence de « kink » sur la caractéristique P-I dès que l'on élève la température de régulation de quelques degrés. L'explication tient au fait que l'augmentation de la densité de porteurs au seuil permet de réduire la différence d'indice entre le guide de fort indice (la couche active) et la zone InP, car l'indice dans la zone guidante diminue lorsque la densité de porteurs augmente. Cela permet de repousser la largeur de coupure du guide, ce qui explique qu'un laser peut être monomode pour des températures supérieures à  $T > 25^\circ\text{C}$  et bimode à  $T = 25^\circ\text{C}$ .

Les caractéristiques P-I de la figure 4.3.7-1-a, montrent une très faible sensibilité du phénomène de rupture de pente en fonction de la température des guides 1MMI\_L. Or si ce phénomène était dû à la présence dans le guide monomode d'un mode d'ordre supérieur au mode fondamental, la position du « kink » devrait fortement varier avec la température. Lorsque la température augmente, nous observons un décalage du courant de seuil vers les forts courants, figure 4.3.7-1-b. Cela est dû à l'augmentation de la densité de porteurs au seuil avec la température. Mais, le « kink » ne varie que très peu en fonction de la température de régulation et surtout il est toujours présent même pour une température égale à  $T = 50^\circ\text{C}$ .

De fait, l'hypothèse d'un passage bimode de la structure est à proscrire et nous nous orientons plutôt vers une explication liée au décalage du phénomène d'interférence dans le guide MMI, que nous nommerons **décalage des franges d'interférences**.

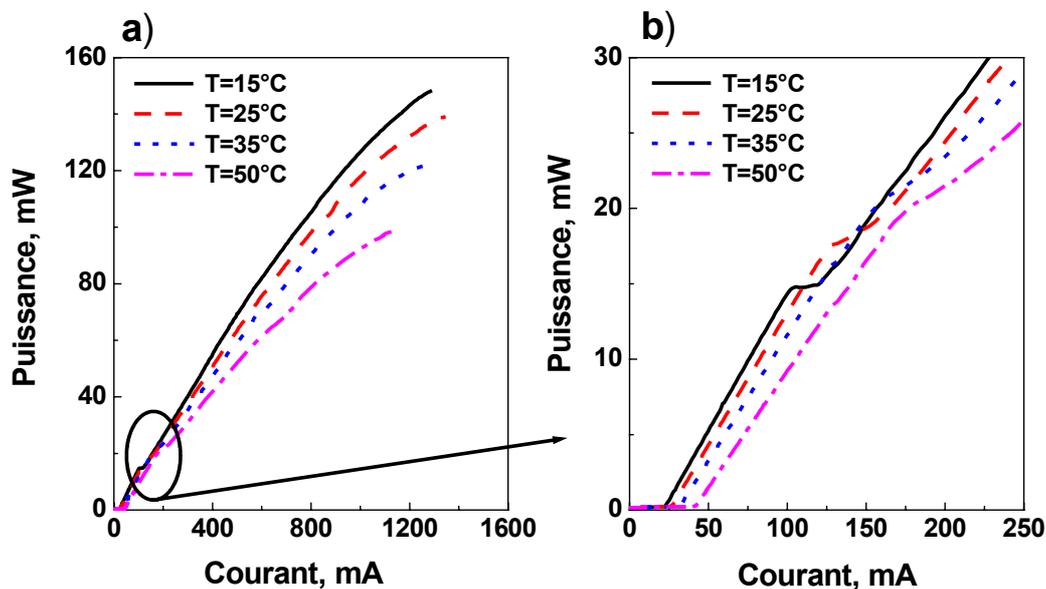


figure 4.3.7-1 Caractéristique P-I pour différentes températures, cas du laser non traité 1MMI\_L.

Pour mettre en évidence ce décalage des franges d'interférences, nous utilisons la méthode de caractérisation par l'émission spontanée, présentée dans le chapitre 2. Cette méthode est appliquée au guide multimode d'ordre 6 (1MMI\_L) et les mesures sont réalisées pour différents courants. Pour s'affranchir du phénomène de spatial hole burning lors de la mesure de l'émission spontanée, nous avons pris un laser dont les facettes sont seulement clivées et non traitées. La figure 4.3.7-2-b montre les courbes typiques que l'on peut obtenir par la caractérisation du guide 1MMI\_L en mesurant l'émission spontanée.

La figure 4.3.7-2-a, montre la simulation en 2D-BPM du champ stimulée dans la cavité laser. La caractérisation par l'émission spontanée, nous donne une image en négatif de cette simulation (figure 4.3.7-2-b) qui se traduit de la façon suivante :

- lorsque le champ d'émission stimulée est important (en rouge sur la simulation, figure 4.3.7-2-a) alors l'émission spontanée détectée sera faible car les porteurs sont utilisés par l'émission stimulée.
- lorsque le champ d'émission stimulée est faible (en vert sur la simulation, figure 4.3.7-2-a) alors l'émission spontanée sera importante car la densité de porteurs  $y$  est plus grande.

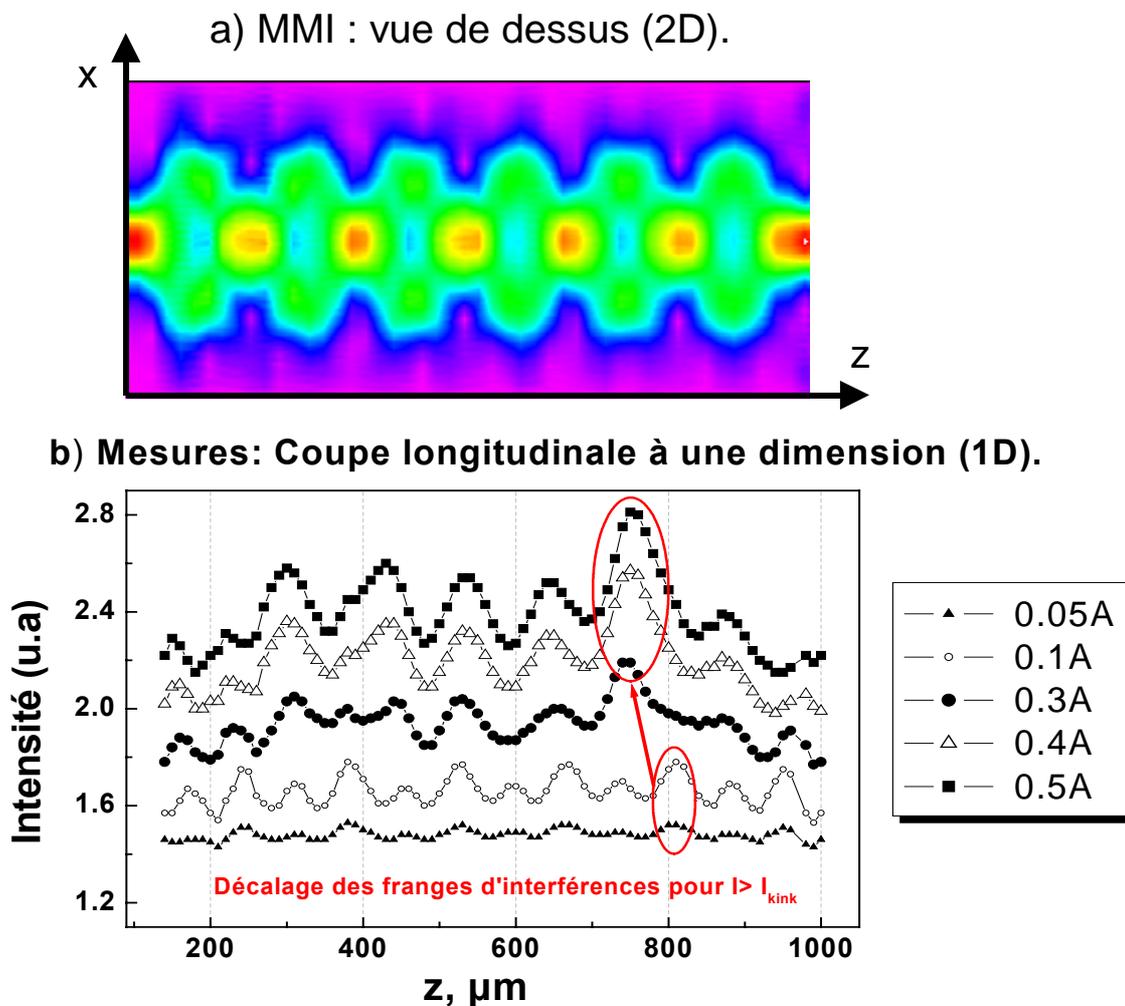


figure 4.3.7-2 Visualisation du déplacement des franges d'interférences pour le guide 1MMI\_L.

On a reporté l'intensité d'émission spontanée relative le long de l'axe de propagation pour des courants inférieurs et supérieurs au courant de « kink »  $I_{\text{kink}}=125\text{mA}$ . Les courbes pour les courants de 50 et 100mA, sont symétriques, les interférences ont lieu au même endroit dans la cavité. Au-delà du courant de « kink », les interférences se déplacent dans la cavité, perturbant fortement le couplage dans le guide monomode de sortie et altérant la puissance de sortie du laser sous forme d'une rupture de pente dans la courbe P-I. On attribue ce décalage des interférences pour ces guides longs, à une forte sensibilité à la fois au changement d'indice et à l'homogénéité de la largeur du guide multimode.

### 4.3.8 Le guide MMI : un composant monocavité

Comme nous l'avons déjà énoncé, le guide enterré que nous utilisons présente un faible coefficient de réflexion à l'interface entre le guide MMI et la zone InP environnante. Ce coefficient est de l'ordre de  $R\sim 10^{-5}$ . Nous posons l'hypothèse que le guide MMI fonctionne comme un composant monocavité. Pour vérifier cela, nous avons mesuré le spectre d'émission stimulé d'un guide droit et du guide 4MMI\_L, pour ce dernier 8 interfaces peuvent altérer le fonctionnement en monocavité. La transformée de Fourier de ces spectres nous permet de déceler la présence ou l'absence de cavité parasite.

La figure 4.3.8-1 présente la transformée de Fourier des spectres d'émission stimulée pour les guides précédemment cités dont la longueur totale est de  $L=1200\mu\text{m}$ . Les mesures nous montrent que les guides droits et les guides MMI fonctionnent comme des composants monocavité : le pic fondamental est obtenu pour un ISL de 39GHz, ce qui correspond à la cavité formée par les deux faces clivées du laser, les pics suivants observés aux plus grandes fréquences correspondent aux harmoniques. On peut en conclure que les guides MMI enterrés ne sont pas perturbés par des réflexions intracavité comme cela peut être le cas sur des composants de type « deep-ridge » [42].

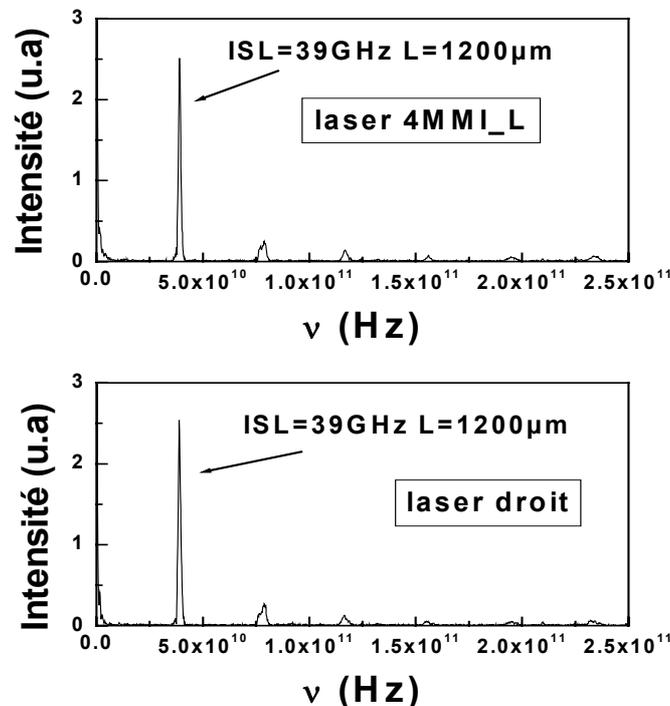


figure 4.3.8-1 Transformée de Fourier des spectres d'émission stimulée.

### 4.3.9 Influence de la longueur de bras inter-MMI

Comment expliquer le fait que les guides MMI courts qui rassemblent toutes les caractéristiques pour avoir un bon fonctionnement en tant que guide actif, voient leur rendement externe affecté et par la-même leur puissance de sortie affaiblie ? Pour répondre à cette interrogation, nous nous sommes intéressés à une donnée supplémentaire qui a une importance dans le cas des structures où les guides MMI sont mis bout à bout. Ce paramètre est la longueur de bras inter-MMI, figure 4.3.9-1, que nous allons prendre en considération dans de nouvelles simulations 2D-BPM.

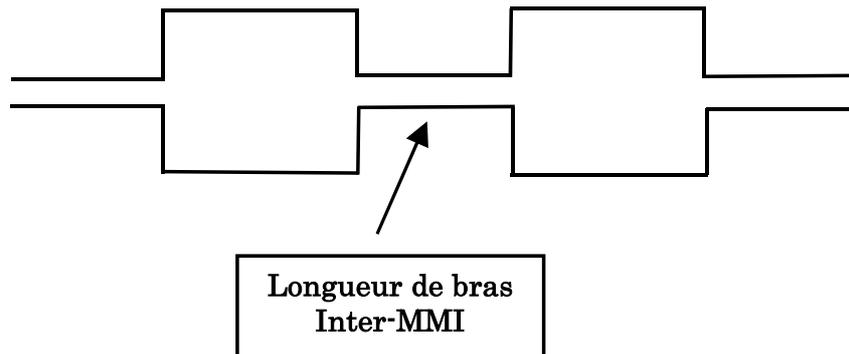


figure 4.3.9-1 Longueur de bras pour une structure MMI bout à bout.

Nous avons reporté sur la figure 4.3.9-2 la transmission de deux guides MMI en fonction de la longueur de bras inter-MMI, pour un aller simple dans la cavité. Pour exacerber l'effet recherché, un guide d'une largeur de  $12\mu\text{m}$  a été choisi. Nous remarquons la présence d'oscillations amorties, rendant compte d'un phénomène d'interférence. L'hypothèse d'un "couplage" entre guide MMI consécutif est ici vérifiée en simulation. Ce couplage est dû à la présence de lumière radiée provenant du premier guide MMI et affectant le second guide multimode (Cf. agrandissement figure 4.3.9-3). Le couplage diminue lorsque la longueur de bras inter-MMI devient grande, et pour des longueurs de bras supérieures à  $230\mu\text{m}$ , la variation de transmission est de moins de 0.5%.

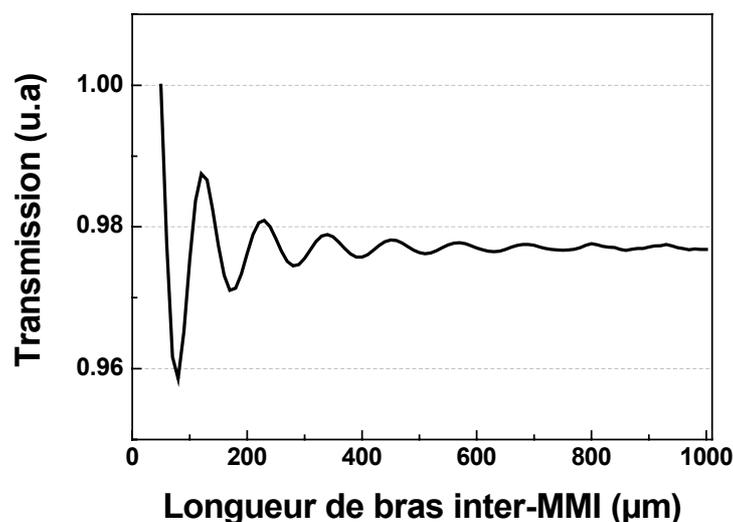


figure 4.3.9-2 Simulation 2D-BPM de la transmission de 2 guides MMI mis bout à bout.

Certes le contraste est faible, quelques pourcents, mais la simulation est réalisée sur aller simple dans la cavité, or nous savons que pour un laser le nombre d'oscillations dans la cavité est grand. L'observation de ces oscillations est en accord avec les travaux [43, 44] de R.J. Black (Ecole polytechnique, Montréal) & J.D. Love (Optical Sciences Center, Canberra) sur des structures dénommées « bitaper » correspondant à des fibres multimodes avec des sections monomodes de part et d'autre de la section multimode. Leurs travaux présentent l'étude de transmissions en longueur d'onde de deux « bitapers » mis bout à bout, séparés d'une distance  $d$  réalisée par un tronçon de fibre monomode dont la gaine est retirée. Les auteurs mettent ainsi en évidence la présence d'oscillations amorties sur la transmission en sortie du second « bitaper ». La lumière qui devait être perdue dans la gaine est alors recombinaison avec des phases aléatoires dans le mode fondamental créant un système interférométrique.

Dans notre cas, l'analogie reste valable. Le guide MMI joue le rôle du tronçon de fibre multimode et les bras sont les « tapers » monomodes, la séparation étant réalisée par la longueur de bras inter-MMI. Cependant, l'oscillation est obtenue par la lumière directement radiée à la sortie du premier guide et affectant le fonctionnement du second guide MMI.

Non seulement, ce couplage entre guide MMI perturbe le fonctionnement du coupleur MMI  $1 \times 1$ , mais de plus il est source de pertes dégradant le rendement de conversion électro-optique.

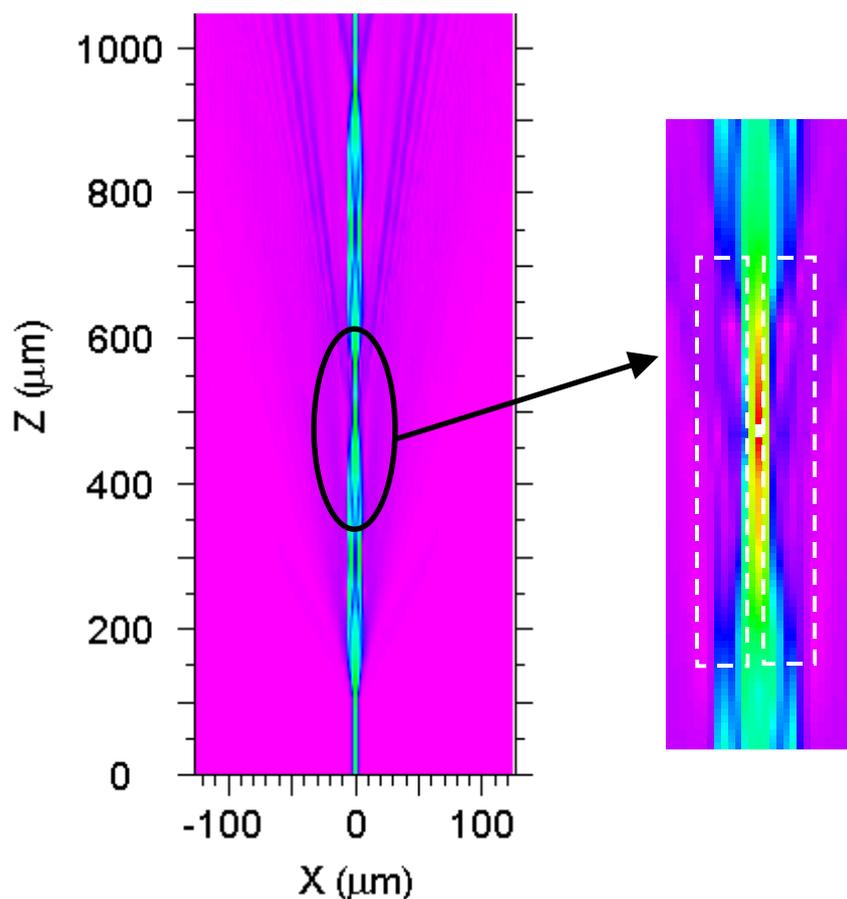


figure 4.3.9-3 Représentation du "couplage interférentiel" entre 2 guides MMI mis bout à bout.

Quelques solutions peuvent désormais être envisagées pour améliorer le fonctionnement des guides MMI actifs d'ordre 1, mis bout à bout. Comme nous venons de le voir, la longueur de bras perturbe le fonctionnement de ces guides par la présence de lumière radiée provenant des deux guides MMI. Rappelons que dans un laser il n'y a pas de différenciation des guides MMI : la lumière oscille dans toute la cavité, les deux guides MMI se perturbent mutuellement. Dans ce cas nous avons montré qu'une longueur de bras de  $230\mu\text{m}$  était nécessaire pour diminuer le couplage entre guides multimodes. Une autre solution pourrait être la mise en place de tranchées gravées qui serviraient de défecteur de lumière, ou d'absorbants entre les guides multimodes [45, 46]. Enfin, la présence en sortie du guide multimode d'un tronçon de guide évasé pourrait limiter la diffusion de lumière à l'interface MMI/InP.

### 4.3.10 Couplage des guides MMI avec une fibre monomode

La plupart des lasers de puissance dans les systèmes de télécommunications sont destinés à être couplés dans une fibre optique. Dans notre cas, le laser de puissance émettant à  $1480\text{nm}$  est couplé à une fibre monomode de diamètre  $10\mu\text{m}$  de cœur. Différents systèmes de couplage peuvent être utilisés [47,48], nous utiliserons un système de deux lentilles, figure 4.3.10-1, permettant d'obtenir sur la structure de référence un taux de couplage de l'ordre de 80%. La première lentille (L1), est placée à la distance focale  $f_1$ , de façon à collimater le faisceau laser. La seconde lentille (L2) sert à le focaliser dans la fibre optique. Un choix judicieux des focales des lentilles L1 et L2, permet d'obtenir un bon recouvrement entre le mode laser et la fibre monomode. La fibre utilisée est clivée à  $7^\circ$  et elle est traitée anti-reflet pour minimiser les réflexions parasites sur le laser.

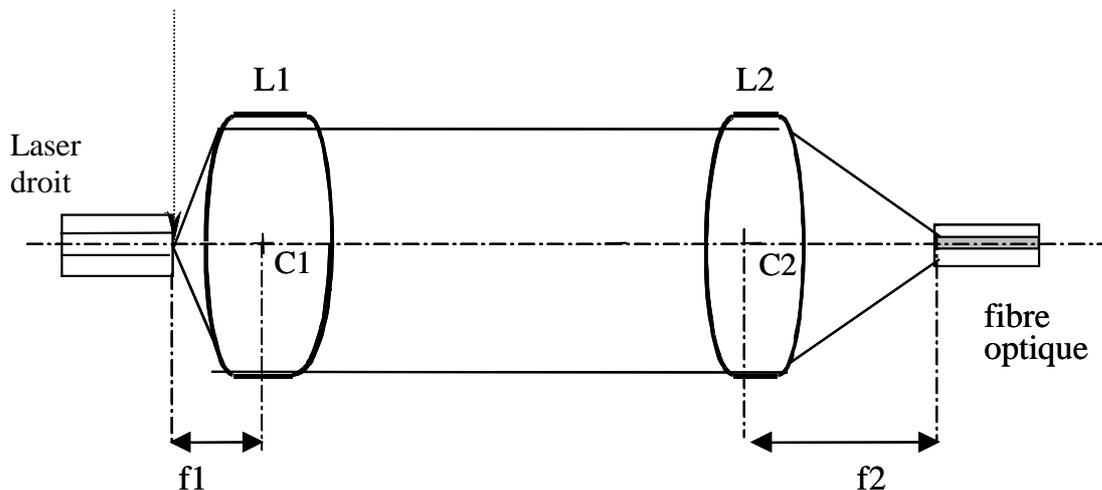


figure 4.3.10-1 Principe du système de couplage à deux lentilles.

Malgré la figure de champ lointain des guides multimodes, figure 4.3.5-3, un excellent taux de couplage de 78% est atteint sur une large gamme de courant de  $I=100\text{mA}$  à  $I=800\text{mA}$  pour le guide 4MMI\_L, figure 4.3.10-4. Le guide droit présente un taux de couplage de 81% à  $I=800\text{mA}$ . On observe une grande stabilité du taux de couplage sur la gamme de courant explorée, à la fois pour le guide droit et le guide MMI, qui dénote d'un bon comportement modal pour les deux structures.

Le système de lentille L1 et L2 joue ici le rôle de filtre spatial sur le champ émis par le guide MMI, figure 4.3.10-2. En effet, nous attribuons les lobes latéraux visibles sur

la figure de champ lointain de la lumière émise au niveau de l'interface MMI/InP, soit 100 $\mu\text{m}$  avant la face de sortie du laser. L'image du champ sur la facette en sortie du laser 4MMI\_L obtenue grâce à un analyseur de faisceau après collimation à la sortie de la première lentille est représentée sur la figure 4.3.10-3. Le champ sur la facette du laser est quasi-circulaire expliquant le bon taux de couplage obtenu avec la fibre monomode.

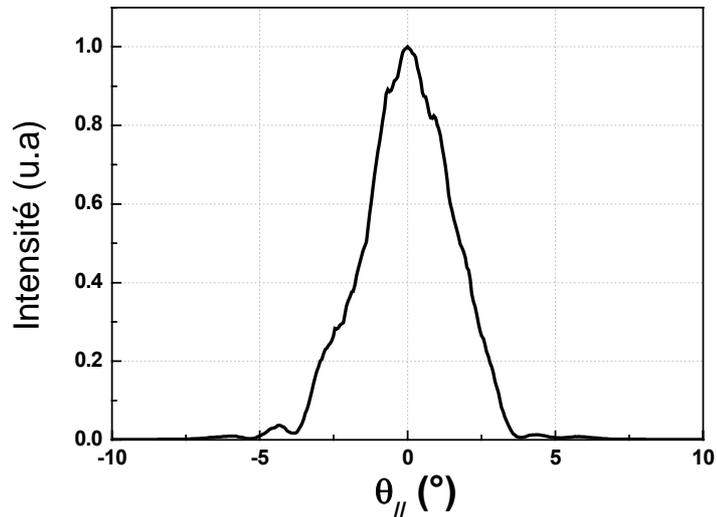


figure 4.3.10-2 Champ lointain dans le plan parallèle après le système de lentille (L1, L2).

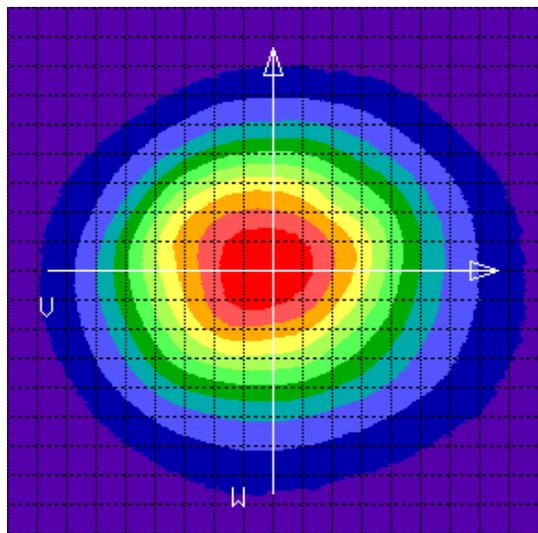


figure 4.3.10-3 Image du champ du guide 4MMI\_L sur la facette de sortie du laser.

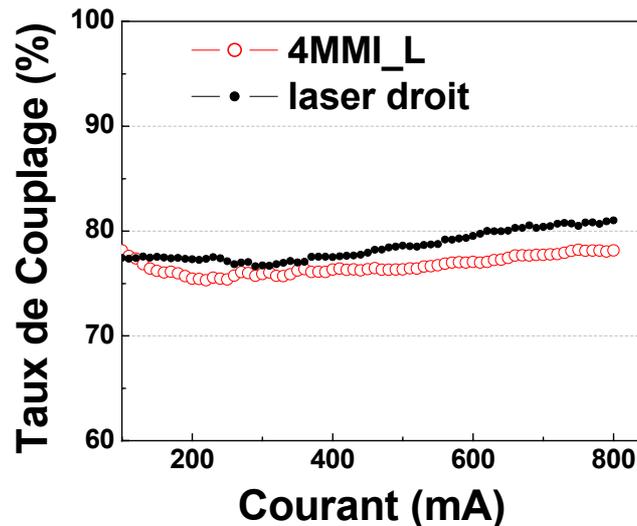


figure 4.3.10-4 Couplage d'un guide droit et d'un guide MMI dans une fibre monomode.

## 4.4 Synthèse des résultats

Dans ce chapitre nous avons mis en évidence le fonctionnement des guides MMI actifs en tant que lasers de puissance. Lorsque le dessin de ces structures est adapté, les guides MMI actifs permettent l'obtention de puissances de saturation plus importantes et restent insensibles à la variation d'indice effectif engendrée à la fois par l'injection de courant et par les effets de température.

Les simulations ainsi que les résultats expérimentaux nous ont permis de déterminer **les règles générales de dessin** pour la fabrication de lasers de puissance à guides MMI actifs :

- Pour minimiser la sensibilité des **guides MMI** (aux variations de largeur et d'indice effectif) une **largeur inférieure à 10 $\mu$ m** doit être choisie.
- La longueur des guides MMI doit être la plus faible possible, pour cela les **guides courts d'ordre p=1** seront privilégiés.
- **Ces guides courts** doivent être **mis bout à bout** pour pouvoir faire des lasers longs et atteindre des puissances de saturations élevées, grâce à l'augmentation du volume actif.
- **La longueur de bras inter-MMI est un paramètre important** et doit être suffisamment grande pour éviter le couplage entre guides multimodes, dans notre cas elle doit être de **230 $\mu$ m**.

De plus, nous avons mis en évidence une augmentation de la puissance de saturation pour les guides MMI en comparaison au guide droit à la fois pour les structures à Rth constante (qui ont le comportement prévu par les simulations) et pour celles à longueur équivalente. Un gain de 10% en puissance de saturation a été obtenu avec les guides comportant 4 MMI mis bout à bout.

Cependant, nos structures multimodes présentent une perte en rendement, attribuée à la faible longueur de bras inter-MMI.

Le couplage de ces guides actifs avec une fibre optique standard monomode, s'est avéré être excellent grâce à la section monomode de sortie des guides MMI. Des taux de couplage de l'ordre de 80% ont été obtenus, c'est-à-dire autant que pour un guide droit.

Enfin, la méthode de caractérisation par l'émission spontanée a mis en évidence le déplacement des franges d'interférences dans le cas des guides MMI longs, permettant ainsi de comprendre le phénomène de rupture de pente sur les courbes P-I.

## 5 Le guide d'onde à Cavité Evasée

Nous venons de voir que l'augmentation du volume actif, par la présence de guides multimodes, permettait d'obtenir des niveaux de puissance de saturation plus élevés. Nous allons maintenant jouer sur un autre levier, celui qui consiste à diminuer l'effet non-linéaire de spatial hole burning dans les lasers de puissance grâce à l'utilisation d'une cavité légèrement évasée.

Les lasers à cavité évasée ont déjà fait l'objet de différentes études au cours de ces dernières années. Les travaux ont porté sur des cavités largement évasées, c'est-à-dire avec des largeurs de ruban sur la face de sortie de l'ordre de 100 à 300 $\mu\text{m}$  [49, 50, 51], et dont une section droite monomode aboutée à la partie évasée, sert de filtre pour les modes d'ordre supérieur. Ce sont des structures où le mode fondamental n'est pas guidé mais diffracte librement dans la partie évasée amplificatrice. D'autres études [52, 53] ont montré l'importance de la cavité légèrement évasée, avec des largeurs typiques inférieure à une dizaine de microns sur la face avant, surtout pour des lasers émettant à 980nm. Les structures étudiées de type évasement linéaire [52] ou évasement exponentiel [53] montrent une augmentation du niveau de puissance de saturation, principalement dû à un déplacement à la fois du « kink » et du COMD vers les plus forts courants.

A la différence des diodes lasers à cavité instable où le mode se propage en diffraction libre dans la partie amplificatrice, le laser à cavité légèrement évasée voit son mode fondamental toujours guidé au cours de la propagation. Cela est réalisable si les angles d'évasement sont suffisamment faibles pour qu'il n'y ait pas d'échange d'énergie entre le mode fondamental et le mode supérieur d'ordre 1. Quelques précautions sont alors à prendre pour le dessin de telles structures évasées, pour que le guide soit toujours monomode.

Tout d'abord, les critères d'adiabaticité et de cavité à densité de photons constante sont présentés. Le choix des structures expérimentales est donné et les principaux résultats expérimentaux sont présentés. L'observation expérimentale de la diminution du spatial hole burning est exposée grâce aux mesures d'émission spontanée, et est directement reliée à l'augmentation de puissance observée sur les guides évasés.

Enfin, nous concluons sur ces travaux en donnant une possibilité d'évolution ou d'application de ces guides évasés.

### 5.1 Les critères d'évasements

Pour pouvoir augmenter la puissance de saturation des lasers, nous devons nous orienter vers des structures de plus forte longueur, typiquement 1500 $\mu\text{m}$ . Pour cela nous devons limiter le nombre de puits pour minimiser les pertes IVBA tout en gardant un gain raisonnable. Le choix s'est porté vers une structure verticale à 5 puits quantiques, dont le profil de dopage de la zone  $\text{InP}_p$  a été optimisé pour avoir une meilleure linéarité sur la caractéristique Puissance-Intensité.

Les deux familles d'évasement que nous allons voir, adiabatique et à densité de photons constante, sont présentes sur la même plaque et ont donc la même structure verticale. De plus, une fois réalisés, tous les lasers sont traités HR/LR durant le même cycle. Ainsi nous sommes certains que les traitements sont identiques pour tous les lasers.

### 5.1.1 L'évasement adiabatique

Le critère d'adiabaticité [44, 54] garantit un fonctionnement monomode de la cavité évasée, si la longueur d'évasement linéaire ( $L_{\text{évas}}$ ) est suffisamment grande pour qu'il n'y ait pas d'échange d'énergie entre le mode fondamental et le mode supérieur d'ordre 1, pour une largeur de guide donnée. Cela se traduit par l'équation suivante, équation 5.1.1-1:

$$L_{\text{évas}} > \frac{2\pi}{\beta_0 - \beta_1}$$

équation 5.1.1-1 Critère d'adiabaticité pour la cavité évasée.

où  $\beta_0 = k \cdot n_{\text{eff}_0}$  et  $\beta_1 = k \cdot n_{\text{eff}_1}$  sont les constantes de propagations du mode fondamental et du mode d'ordre 1.

Cette longueur d'évasement est obtenue après détermination des modes propres de notre structure (pour une largeur de ruban donnée) et de leur indice effectif respectif par un calcul de mode avec le logiciel Alcor.

Connaissant la largeur finale de la cavité évasée, nous pouvons calculer l'angle maximal d'évasement ( $\theta_{\text{max}}$ ) pour que seul le mode fondamental soit guidé dans la partie évasée, équation 5.1.1-2.

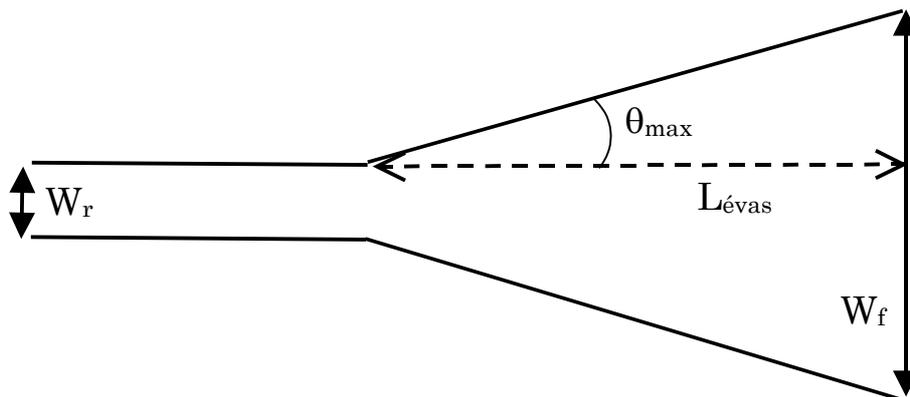


figure 5.1.1-1 Cavité évasée respectant le critère d'adiabaticité.

$$\theta_{\text{max}} = \text{Arctg} \left( \frac{W_f - W_r}{2L_{\text{évas}}} \right)$$

équation 5.1.1-2 Angle maximal d'évasement.

Le Tableau 5.1.1-1, présente le calcul de la longueur d'évasement minimale et de l'angle d'évasement maximal qui respecte le critère d'adiabaticité. La longueur minimale d'évasement est de  $165\mu\text{m}$  et l'angle maximal de  $0.52^\circ$ . Nous vérifions en outre que cet angle est effectivement inférieur à l'angle de diffraction libre du mode fondamental dans le semi-conducteur ( $\theta_{\text{diffraction}}$ ), équation 2.1.5-1, pour que ce dernier soit toujours guidé.

$n_{\text{eff}_0}$	$n_{\text{eff}_1}$	$L_{\text{évas}} (\mu\text{m})$	$\theta_{\text{max}} (^\circ)$	$\theta_{\text{diffraction}} (^\circ)$
3.188	3.179	165	0.52	1.6

Tableau 5.1.1-1 Calcul de la longueur minimale et de l'angle maximal d'évasement par le critère d'adiabaticité.

### 5.1.1.1 Choix des structures à cavité évasée linéaire

Pour des raisons de divergence du mode et donc de couplage dans une fibre optique, nous avons fait le choix d'une largeur de ruban maximale sur la face avant du laser n'excédant pas  $8\mu\text{m}$  [55], ce qui équivaut pour des lasers de  $1500\mu\text{m}$  de long à un angle d'évasement maximal égal à  $\theta_{\text{évas\_max}}=0.1^\circ$ . De plus nous avons introduit une étude de l'impact de la longueur d'évasement sur les paramètres standards (courant de seuil, rendement externe, résistance série) ainsi que sur la puissance optique et le caractère monomode transverse des guides évasés. Deux longueurs de cavité seront testées :

- Les lasers évasés de  $1500\mu\text{m}$  de long sont destinés à un fonctionnement pour un courant de 1.7A, avec comme spécification de puissance 400mW couplée dans une fibre monomode.
- Des lasers évasés plus courts, d'une longueur de  $1000\mu\text{m}$ , destinés à un fonctionnement pour des courants inférieurs à l'ampère seront aussi réalisés pour vérifier s'il y a gain ou non par rapport aux structures à ruban droit standards aujourd'hui utilisées.

Le Tableau 5.1.1-2, présente le choix des différentes structures à évasement linéaires pour des longueurs de  $1500\mu\text{m}$ . Deux angles d'évasement ont été choisis ( $\theta_L=0.06^\circ$  et  $\theta_H=0.1^\circ$ ).

$\theta_L=0.06^\circ$	Longueur d'évasement ( $\mu\text{m}$ )	Longueur section droite ( $\mu\text{m}$ )	Longueur totale ( $\mu\text{m}$ )	$\theta_H=0.1^\circ$	Longueur d'évasement ( $\mu\text{m}$ )	Longueur section droite ( $\mu\text{m}$ )	Longueur totale ( $\mu\text{m}$ )
droit	0	1500	1500	droit	0	1500	1500
L4	400	1100	1500	H4	400	1100	1500
L8	800	700	1500	H6	600	900	1500
L12	1200	300	1500	H12	1200	300	1500
L15	1500	0	1500	H15	1500	0	1500

Tableau 5.1.1-2 Choix des différentes structures à évasement linéaire.

### 5.1.2 La cavité évasée à densité de photons constante

Comme nous l'avons vu en introduction de ce chapitre, la cavité évasée a été choisie pour lutter contre le spatial hole burning.

L'idée est donc d'homogénéiser au maximum la densité de photons dans la cavité laser grâce à la forme géométrique du ruban. Cette variation de la largeur de ruban entraîne par la même une variation de la largeur de mode le long de l'axe de propagation. Pour rendre plus homogène la densité de photons dans la cavité, on se propose de réaliser une structure de sorte que la densité de photons ramenée à la largeur de mode en tout point de la cavité soit constante, cela se traduit de la façon suivante :

$$\boxed{\frac{S(0)}{W_m(0)} = \frac{S(z)}{W_m(z)}}$$

équation 5.1.2-1 Critère de conception pour le laser à densité de photons constante.

où  $S(z)$  est la densité de photons calculée pour un guide droit et  $W_m$  est la largeur de mode à mi-hauteur.

Connaissant en outre la variation de la largeur de mode ( $W_m$ ) en fonction de la largeur physique de ruban droit ( $W_{ruban}$ ) pour nos structures, équation 5.1.2-2, nous pouvons alors déterminer entièrement la forme de l'évasement, équation 5.1.2-3.

$$W_m(z) = \alpha W_{ruban} + \beta$$

équation 5.1.2-2 Variation de la largeur de mode en fonction de la largeur de ruban droit.

D'après les équations (équation 5.1.2-1, équation 5.1.2-2) il vient immédiatement :

$$\boxed{W_r(z) = \frac{1}{\alpha} \left( \frac{W_m(0) \times S(z)}{S(0)} - \beta \right)}$$

équation 5.1.2-3 Cavité laser à densité de photons constante.

L'équation 5.1.2-3 montre que la modélisation de  $S(z)$  pour différents courants nous permet de déterminer une forme de ruban  $W_r(z)$  optimisée pour chaque courant voulu. Dans notre cas, le choix s'est porté vers deux structures, optimisées pour deux courants de fonctionnement.

#### 5.1.2.1 Le choix des structures à densité de photons constante

Bien que les lasers de puissance fonctionnent avec des courants très supérieurs au courant de seuil, il nous semblait important d'optimiser une de nos structures pour un **courant proche du courant de seuil**, cette dernière sera dénommée **Structure\_1<sub>th</sub>**. Le **courant de fonctionnement** laser dans le cadre de certaines applications est de **0.7A soit 25I<sub>th</sub>**. La seconde structure sera donc optimisée pour ce courant et on la nommera **Structure\_0.7A**.

Comme dans le cas des lasers à évasement linéaire, nous avons fait le choix de tester deux longueurs d'évasement (1000 $\mu$ m et 1500 $\mu$ m) pour les cavités à densité de photons constante.

Les calculs du paragraphe 3.4.4 conduisent aux formes géométriques de cavités suivantes pour des lasers d'une longueur de  $1500\mu\text{m}$  figure 5.1.2-1. Dans ce contexte, les quatre conceptions suivantes seront testées :

- Optimisation au courant de seuil **Structure\_0.7A**  $L=1000\mu\text{m}$
- Optimisation au courant de seuil **Structure\_0.7A**  $L=1500\mu\text{m}$
- Optimisation pour  $I=0.7\text{A}$  **Structure\_0.7A**  $L=1000\mu\text{m}$
- Optimisation pour  $I=0.7\text{A}$  **Structure\_0.7A**  $L=1500\mu\text{m}$

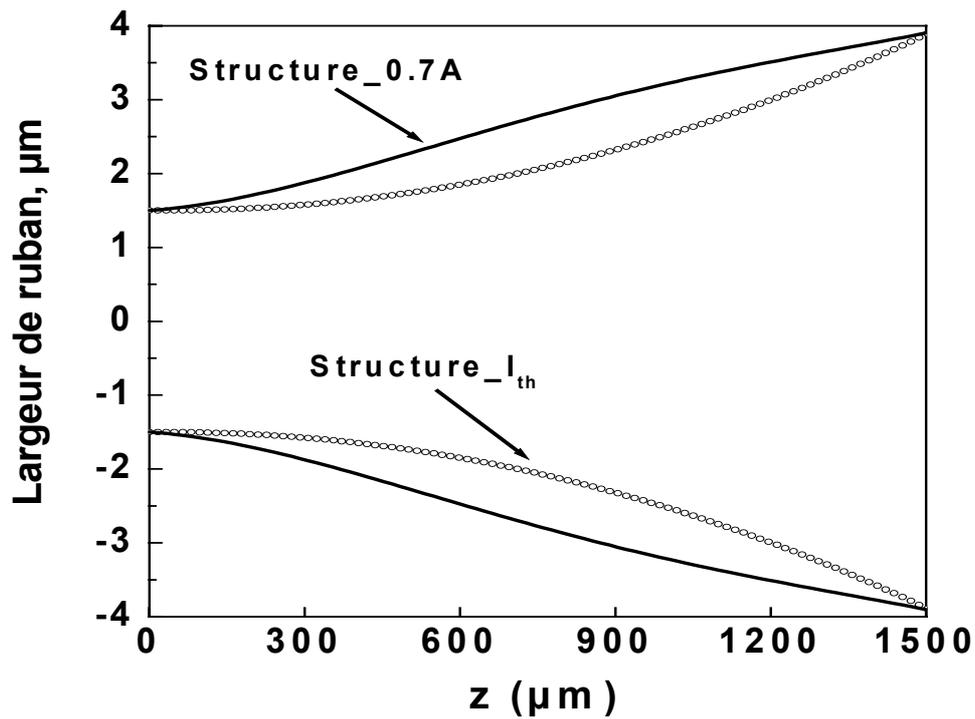


figure 5.1.2-1 Forme des structures évasées à densité de photons constante pour  $L=1500\mu\text{m}$ .

## 5.2 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous allons tout d'abord déterminer l'impact de la longueur d'évasement sur les performances du laser pour les cavités qui respectent le critère adiabatique. Nous quantifierons ensuite le gain de ces structures par rapport au laser à ruban droit. Les résultats pour les cavités évasées à densité de photons constante seront donnés. Les caractérisations par l'étude de l'émission spontanée nous permettront de déterminer le spatial hole burning pour les différentes structures et de le corrélérer au gain en puissance.

Enfin, nous concluons sur le dessin le mieux adapté en termes de gain en puissance et de réduction du LSHB, pour les lasers de pompe.

### 5.2.1 Détermination des paramètres standards

La figure 5.2.1-1 montre les caractéristiques standards de la structure à 5 puits quantiques réalisée expérimentalement. Les mesures sont faites en régime continu sur des lasers dont les facettes sont simplement clivées. Les pertes internes sont de  $6.9 \text{ cm}^{-1}$ , le rendement interne vaut  $0.79$  et le gain matériau est de  $820 \text{ cm}^{-1}$ . De part la réduction du nombre de puits et l'augmentation du dopage de la zone InPp, cette structure a intrinsèquement un meilleur comportement que la structure à 6 puits quantiques des composants MMI.

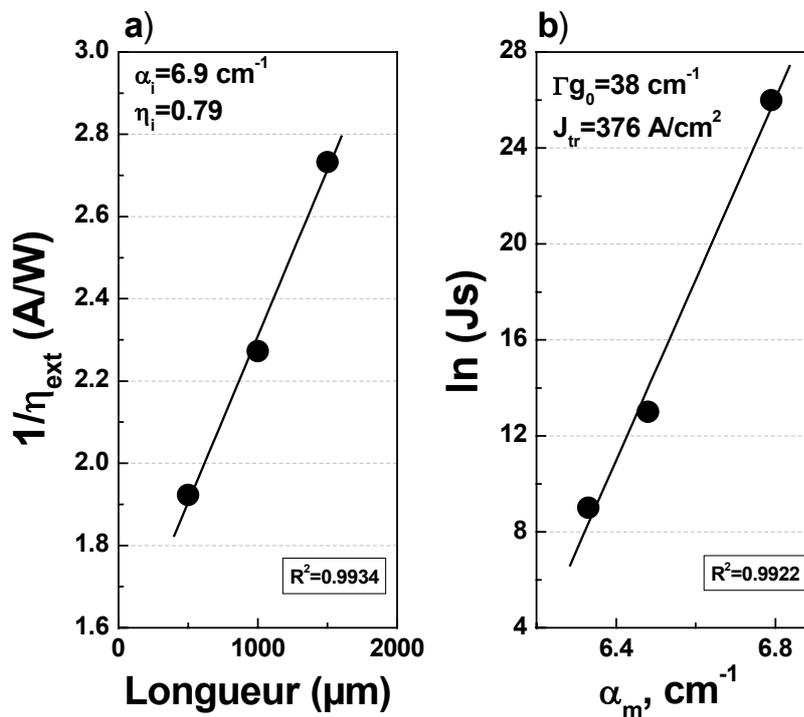


figure 5.2.1-1 Paramètres standards pour la structure à 5 puits quantiques.

	Plaque structure évasée
$\alpha_i$ (cm <sup>-1</sup> )	6.9
$\eta_i$	0.79
$\Gamma_{g_0}$ (cm <sup>-1</sup> )	38
$J_{tr}$ (kA/cm <sup>2</sup> )	376

Tableau 5.2.1-1 Paramètres standards plaque évasée.

## 5.2.2 Caractérisation en courant impulsionnel

Les lasers étudiés dans cette partie ont une longueur de 1500 $\mu$ m et leurs facettes sont traitées HR=95% et LR=1%.

### 5.2.2.1 Etude en fonction de la longueur d'évasement adiabatique

Pour s'affranchir des éventuels effets thermiques induits par le report du laser sur l'embase, nous avons mesuré la puissance optique des lasers en courant impulsionnel (largeur d'impulsion : 300 ns, taux de répétition : 10 kHz). Comme nous l'avons démontré au chapitre 2, dans ces conditions les effets thermiques sont négligeables. On peut ainsi évaluer l'influence de la longueur d'évasement sur différents paramètres, comme le courant de seuil, le rendement externe et la résistance série.

Les figure 5.2.2-1 et figure 5.2.2-2, illustrent cette approche pour des angles d'évasement de 0.06° et 0.1° respectivement et montrent plusieurs caractéristiques en fonction de la longueur d'évasement pour des lasers de longueur 1500 $\mu$ m, dont les facettes sont traitées HR=95% et LR=3%.

Pour rendre compte de la technologie aujourd'hui maîtrisée ainsi que de la fiabilité des mesures, nous avons reporté le rapport des surfaces des différents lasers évasés au laser droit de même longueur.

Comme nous l'attendions la variation du courant de seuil est effectivement en rapport des surfaces et atteint 41mA pour un évasement de 1500 $\mu$ m, le rendement externe varie peu et est égal à 0.42W/A en moyenne, ce qui prouve que la cavité évasée n'engendre pas de pertes supplémentaires et ce pour les deux angles d'évasement étudiés. De plus, la résistance série diminue avec la longueur d'évasement, cette diminution est de l'ordre de 20 à 30% suivant l'angle pris en compte par rapport au guide droit pour le guide dont l'évasement est de 1500 $\mu$ m. Cette chute de résistance série permettra d'avoir un échauffement moindre lorsque les lasers seront testés en régime continu.

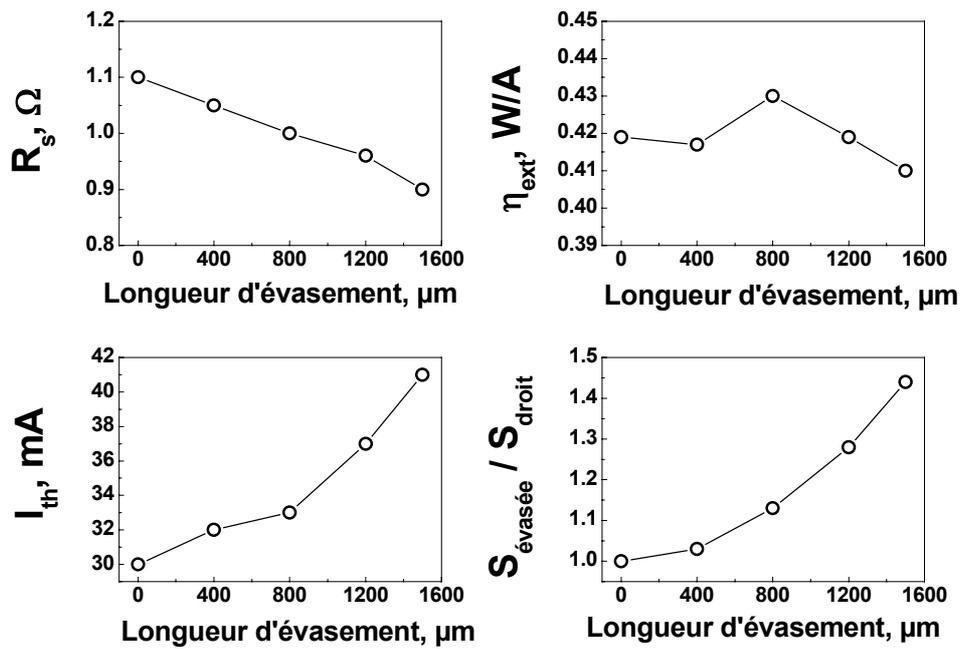


figure 5.2.2-1 Etude en fonction de la longueur d'évasement pour  $\theta_L=0.06^\circ$ .

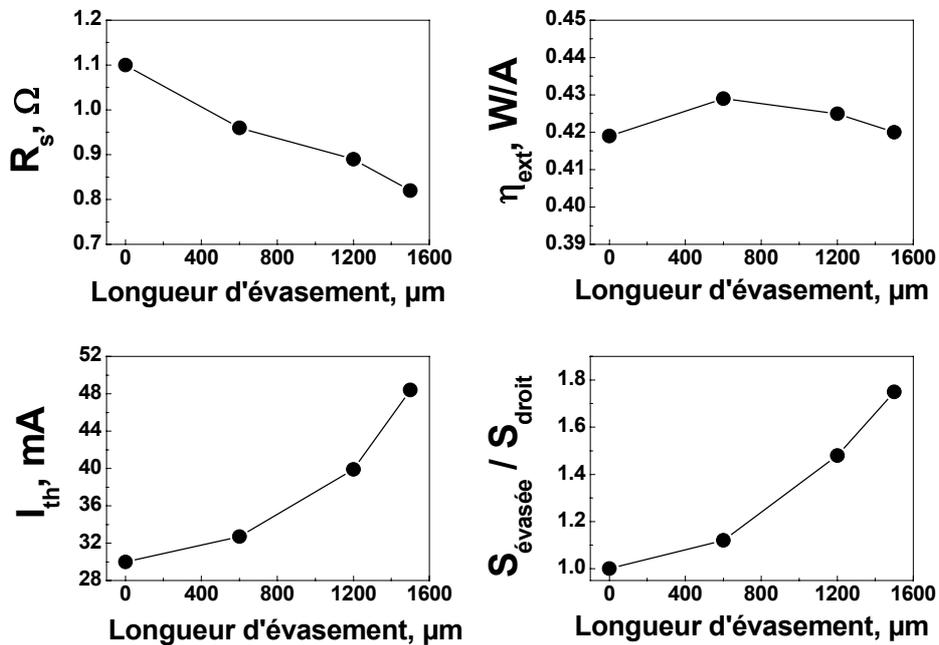


figure 5.2.2-2 Etude en fonction de la longueur d'évasement pour  $\theta_H=0.1^\circ$ .

L'impact de la longueur est visible sur les caractéristiques Puissance-Intensité des lasers, figure 5.2.2-3. Le comportement en puissance des cavités évasées est nettement meilleur dans le cas des grandes longueurs d'évasements. Bien que la mesure en impulsion ait des limitations en termes de puissance (890mW) et de courant d'alimentation (3A), le laser L15 pour lequel la longueur d'évasement est la plus élevée atteint 890mW pour un courant de 2.7A, alors que la puissance du laser droit n'est que de 750mW pour le même courant, soit un gain en puissance pour la cavité évasée de l'ordre de 20%. On suppose que ce gain en puissance est dû à une réduction du spatial hole burning dans le cas des cavités évasées. Si cela est effectivement le cas, alors en régime de saturation du laser ce gain doit être plus important car les effets de spatial hole burning augmentent avec l'injection de courant. La tension mesurée aux bornes de la diode est plus faible dans le cas du laser L15, elle est de 2.6 V pour un courant de 2.7 A contre 2.9 V pour le guide droit, soit une réduction de 10%. Une baisse de la tension de commande permettra également de réduire la consommation du module.

Nous pouvons noter que les cavités pour des longueurs d'évasements de 400 $\mu$ m, 800 $\mu$ m et 1200 $\mu$ m ont un comportement intermédiaire en terme de puissance, ce qui prouve qu'il existe bien un effet lié à la longueur d'évasement sur la puissance de sortie.

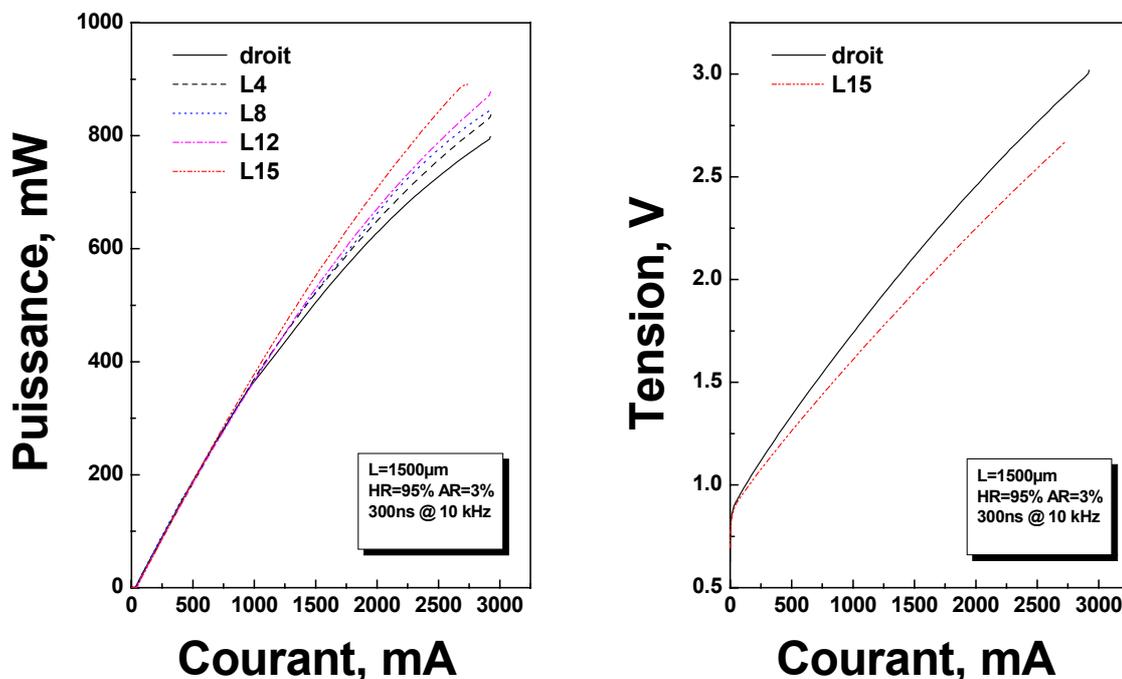


figure 5.2.2-3 Caractéristiques P-I et V-I pour l'évasement  $\theta_L=0.06^\circ$ .

Ce que nous venons de voir dans le cas de l'évasement à  $\theta_L=0.06^\circ$  est directement transposable pour l'évasement à  $\theta_H=0.1^\circ$ , que ce soit en termes de tension de commande ou de comportement de la longueur d'évasement vis-à-vis de la puissance, figure 5.2.2-4. De plus, les gains en puissance sont plus importants dans le cas des lasers à angle d'évasement plus grand. En effet, le gain en puissance pour le laser H15 en comparaison au laser droit est de 25%, puisqu'on atteint une puissance de 890mW pour un courant de 2.5A alors que le laser droit pour le même courant n'émet que 720mW. La tension est de

2.4 V pour le guide H15 et de 2.8 V pour le guide droit pour un courant de 2.5 A, ce qui donne une réduction de 15%.

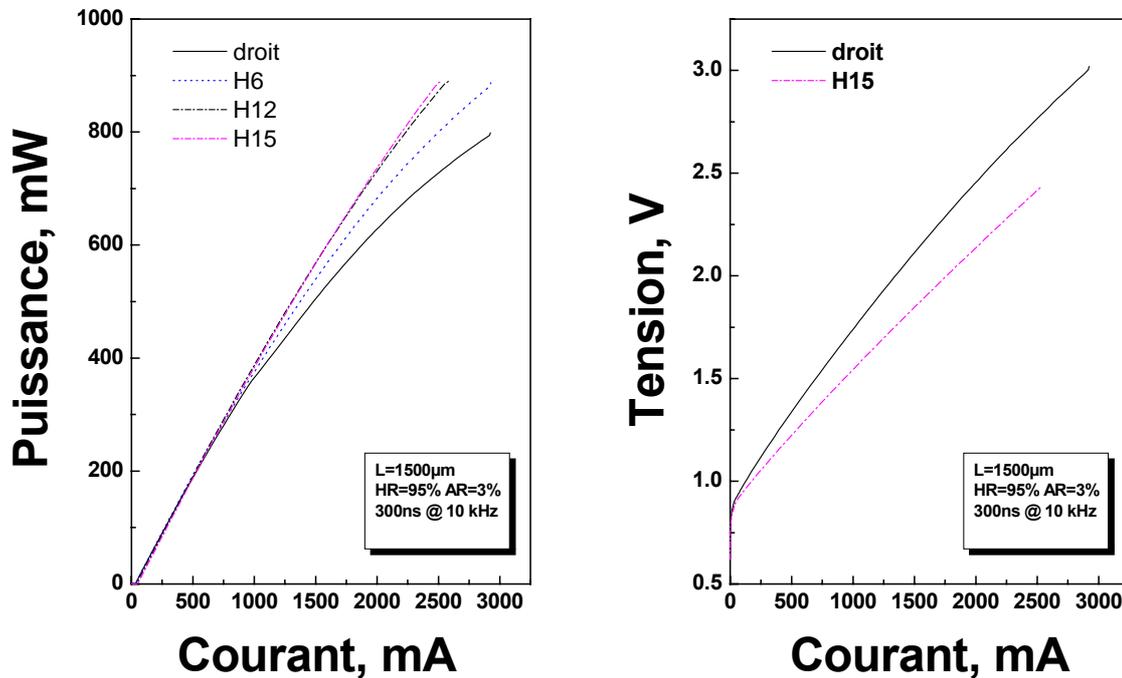


figure 5.2.2-4 Caractéristiques P-I et V-I pour l'évasement  $\theta_H=0.1^\circ$ .

### 5.2.2.2 Cas de la cavité à densité de photons constante

Des mesures identiques ont été faites pour le cas des cavités à densité de photons constante, sur des lasers de  $1500\mu\text{m}$  de long avec un traitement des facettes identique au précédent. On retrouve un comportement en termes de courant de seuil et de résistance série qui est en rapport des surfaces, figure 5.2.2-5. Le rendement des structures est équivalent et égal à  $0.42 \text{ W/A}$ . On note une baisse de la résistance série, et une diminution de l'ordre de 30% est observée pour la structure\_0.7A, autant que pour le laser à guide adiabatique H15. Nous retrouverons un comportement très similaire de ces deux structures et nous en donnerons l'origine.

Les caractéristiques Puissance-Intensité montrent un meilleur comportement des cavités évasées à densité de photons constante par rapport au guide droit. Le gain en puissance est de 25% pour la structure\_0.7A comme dans le cas du guide H15, et pour le même courant 2.5A. Il en est de même pour la caractéristique Tension-Courant pour laquelle on observe une chute de l'ordre de 15% dans le cas de la structure\_0.7A.

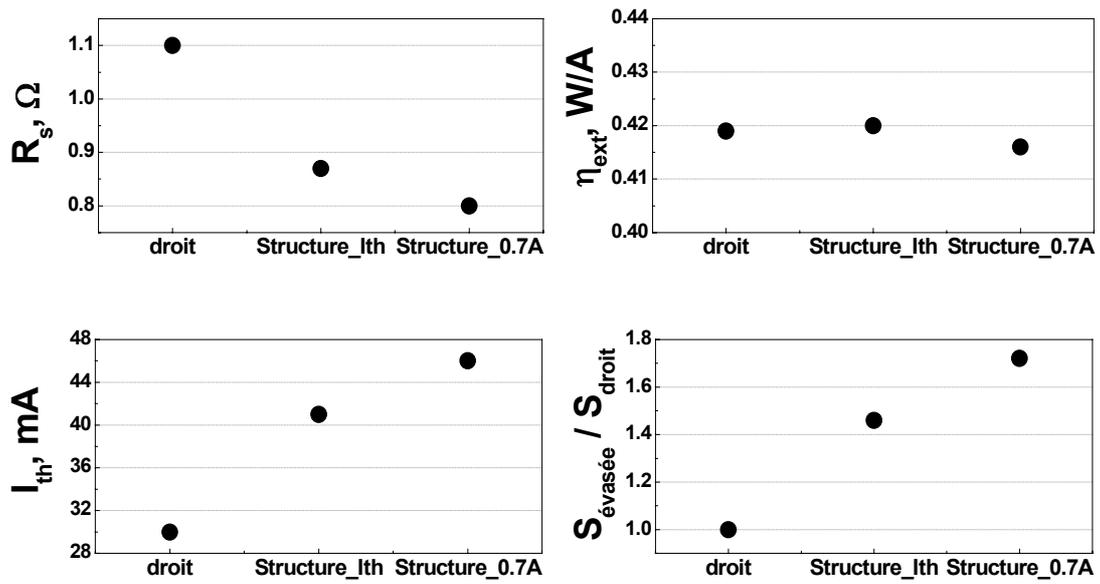


figure 5.2.2-5 Comparaison des guides droit, structure\_I<sub>th</sub> et structure\_0.7A.

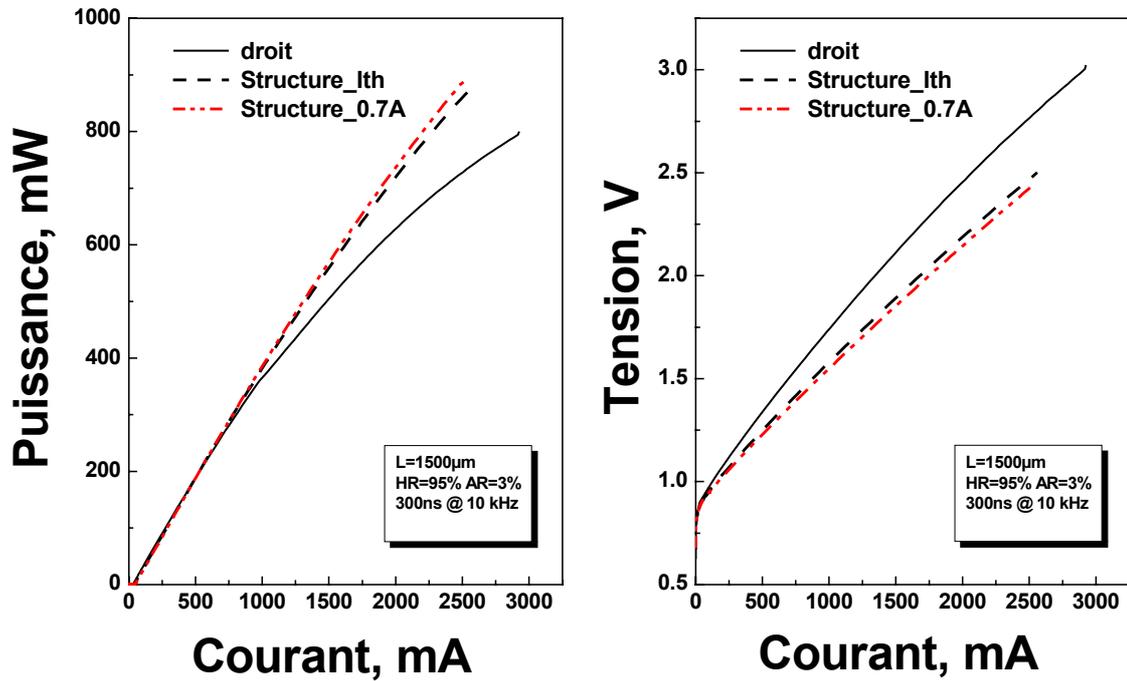


figure 5.2.2-6 Caractéristiques P-I et V-I pour les guides droit, structure\_I<sub>th</sub> et structure\_0.7A.

### 5.2.2.3 Comparaison en puissance des différentes structures évasées

En régime impulsionnel, quel que soit le type de cavité évasée, elles présentent un meilleur fonctionnement en terme de puissance obtenue que le laser à guide droit, figure 5.2.2-7. Si l'on compare maintenant les cavités évasées entre elles, (Cf. insert figure 5.2.2-7), deux structures se distinguent notablement. Il s'agit comme nous l'avons vu précédemment de la structure H15 et de la structure\_0.7A, pour lesquelles les courbes Puissance-Intensité sont confondues. Une première explication consiste à penser que la réduction du LSHB doit être équivalente pour ces deux structures, c'est ce que nous vérifierons dans la partie consacrée aux caractérisations par l'émission spontanée et à la mesure du LSHB. On peut alors se demander comment se comportent ces cavités en régime continu ?

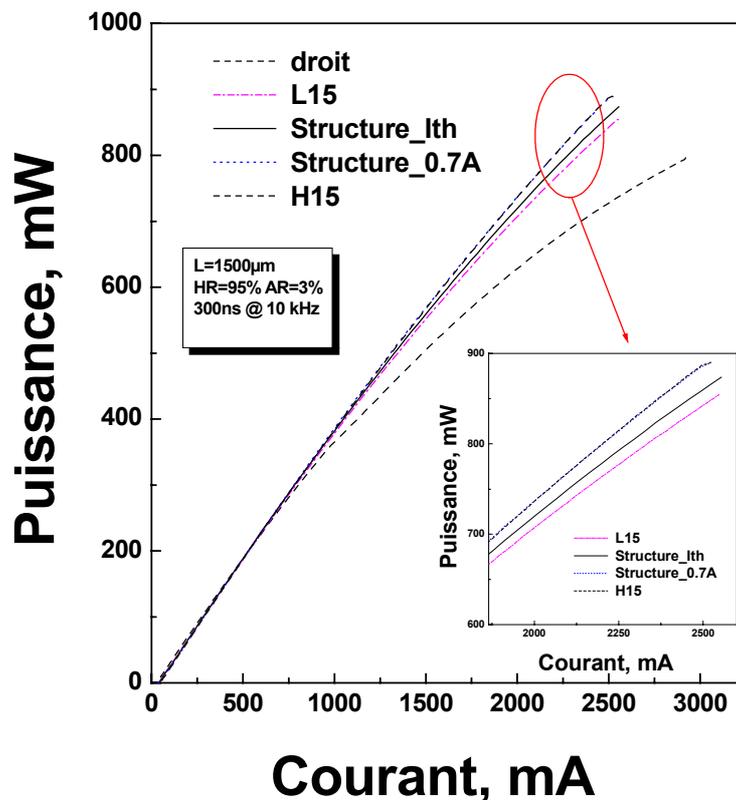


figure 5.2.2-7 Caractéristiques P-I en courant impulsionnel pour les différentes structures.

### 5.2.3 Caractérisation en courant continu

Pour des raisons de réduction de coût, les différentes structures n'ont pu être montées sur le même type d'embase (embase avec ou sans diamant), ce qui entraîne une comparaison délicate des structures entre elles. De ce fait, chaque famille de structures (cavité à évasement adiabatique ou cavité à densité de photons constante) est reportée « p-down » sur un lot d'embase différent. Cette précision est importante car elle explique que les lasers à évasement adiabatique qui sont montés sur embase diamant (avec pour conséquence une meilleure dissipation de la chaleur) aient un meilleur comportement en régime continu que les cavités à densité de photons constante qui sont montées sur AlN. Cela justifie l'étude précédente en courant impulsionnel pour s'affranchir de ce problème.

Néanmoins, les lasers de pompe sont utilisés en régime continu et nous devons évaluer leur performances dans ces conditions. Nous allons voir que les résultats obtenus en régime impulsionnel seront ici exacerbés en régime continu. Les mesures sont effectuées sur des lasers de 1500 $\mu\text{m}$  dont les facettes sont traitées HR=95% et LR=3%.

La figure 5.2.3-1 montre les caractérisations en courant continu réalisées sur les composants à cavité adiabatique montés sur embase diamant. La puissance de saturation de la cavité évasée H15 atteint 625mW pour un courant de 2.5A, la puissance de saturation du guide droit n'étant que de 485mW. La cavité évasée L15 atteint quant à elle une puissance de 570mW. On retrouve en régime continu la même évolution que dans le cas du régime impulsionnel, avec une augmentation de la puissance de saturation et un gain plus important en puissance, puisqu'il est de l'ordre de 30% entre le guide H15 et le guide droit. Une fois de plus, c'est le guide dont l'angle d'évasement est le plus grand qui obtient les meilleures performances tant sur la puissance que sur la tension. En effet, une réduction de 15% sur la tension est observée.

Remarquons qu'une des spécifications demandées pour les pompes émettant à 1480nm est l'obtention de 400mW couplés dans une fibre monomode pour un courant de 1.7A. Grâce à la cavité H15, cette spécification peut être atteinte puisque le laser délivre 540mW à 1.7A. Puisque la cavité laser fonctionne en régime monomode, comme nous le vérifierons sur les champs lointains, il suffira d'un taux de couplage de 74% pour obtenir 400mW dans la fibre. Cela est aisément accessible avec un système de couplage standard à deux lentilles.

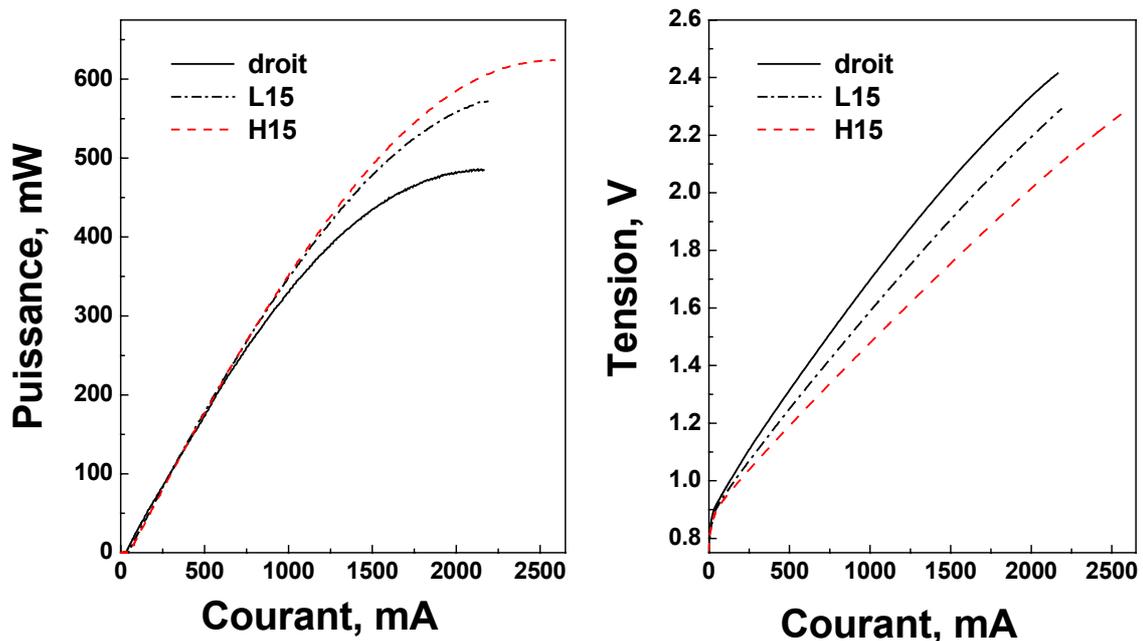


figure 5.2.3-1 Caractérisations en régime continu des cavités à évasement adiabatique.

Le comportement des cavités à densité de photons constante en courant continu est sans surprise et on retrouve la hiérarchie donnée dans le cas impulsionnel, figure 5.2.3-2. Avec une structure optimisée pour  $I=0.7A$  qui prend le pas sur la cavité optimisée au seuil ainsi que sur le guide droit. Le gain en puissance obtenu est de l'ordre de 30% pour la structure\_0.7A accompagné d'une réduction de la tension. On remarque aussi la limitation en puissance due à la différence d'embase utilisée par rapport au cas précédent : on l'observe sur le guide droit qui perd 100mW en puissance de saturation. La structure\_0.7A ayant le même comportement que le guide H15 en régime impulsionnel, pour des conditions de montage équivalentes, les caractéristiques Puissance-Intensité en courant continu seraient les mêmes.

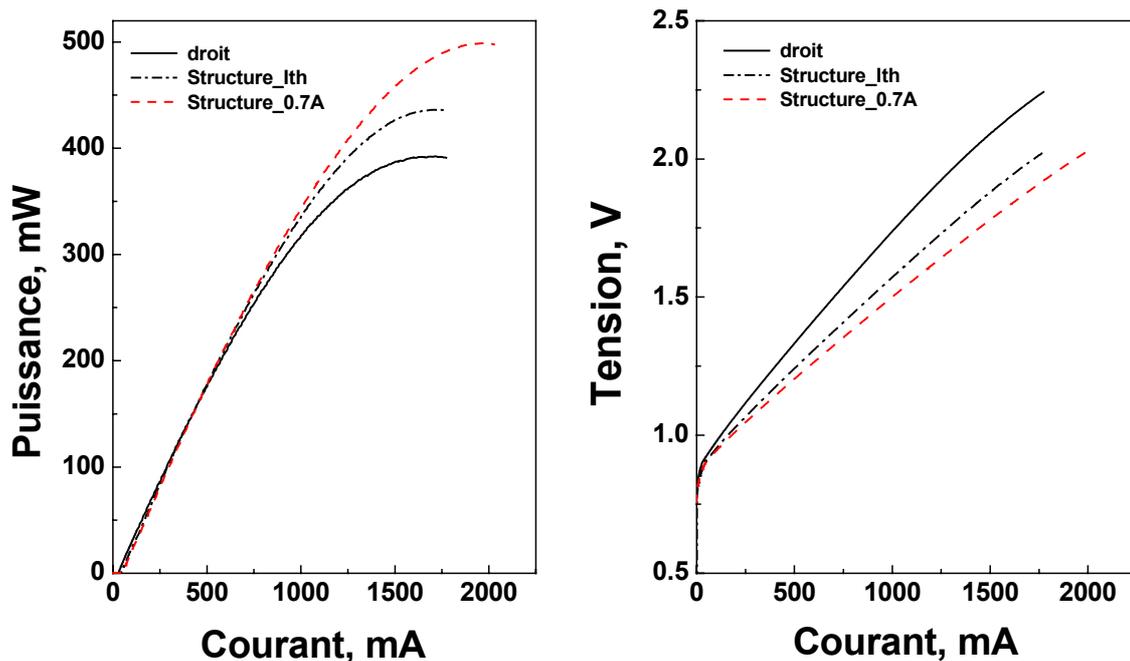


figure 5.2.3-2 Caractérisations en régime continu des cavités à densité de photons constante.

Les caractérisations électro-optiques classiques nous ont permis de mettre en évidence que le gain en puissance des lasers évasés à guide adiabatique est d'autant plus grand que la longueur d'évasement est importante. Nous pensons que cette augmentation de puissance est due à une réduction du spatial hole burning et cela sera vérifié par la suite. La cavité à angle d'évasement  $\theta_H=0.1^\circ$  présente un meilleur fonctionnement, tant en puissance qu'en réduction de la tension de commande, aussi bien par rapport au laser droit que par rapport au guide d'angle d'évasement égal à  $\theta_L=0.06^\circ$ . La cavité à densité de photons constante présente elle aussi un avantage sur le guide à ruban droit et la structure optimisée pour un courant de 0.7A se distingue de celle optimisée au seuil en terme de gain en puissance.

### 5.2.4 Caractérisation par émission spontanée

Nous avons supposé jusqu'ici que le gain en puissance des cavités évasées est dû principalement à la réduction du LSHB. Nous allons maintenant le démontrer en utilisant la caractérisation par l'émission spontanée, qui comme nous l'avons vu au chapitre 2 permet de remonter à la densité de porteurs le long de l'axe optique et ce pour différents courants de polarisation.

#### 5.2.4.1 Détermination de la densité de porteurs longitudinale

Les caractérisations par l'émission spontanée sont effectuées sur des lasers d'une longueur de  $1000\mu\text{m}$  dont les facettes sont traitées  $\text{HR}=95\%$  et  $\text{LR}=1\%$ .

La figure 5.2.4-1 présente la densité de porteurs relative longitudinale pour les différents guides (droit et évasé) en fonction du courant. La face avant ou LR est localisée en  $z=1000\mu\text{m}$  et la face arrière ou HR en  $z=0$ .

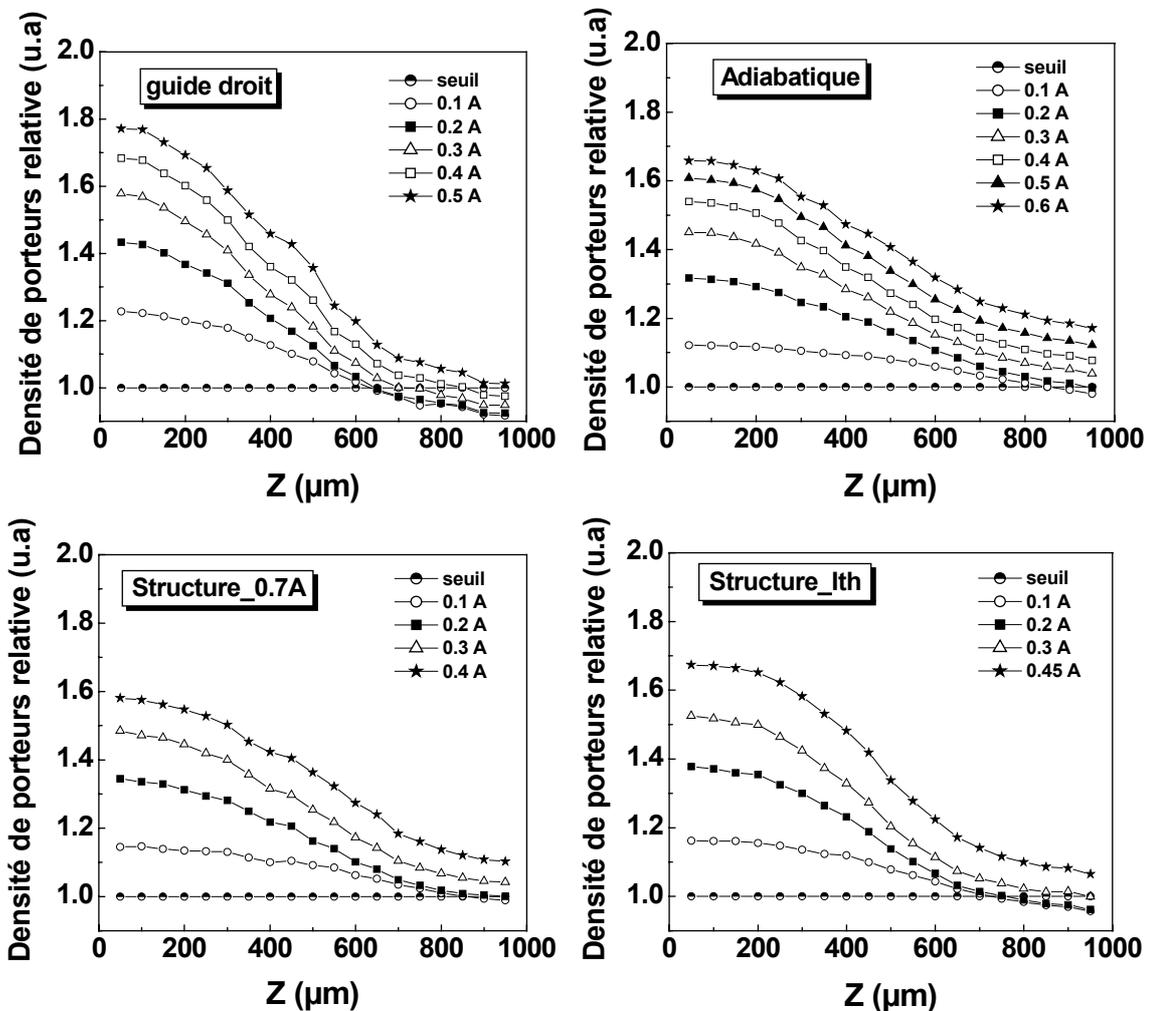


figure 5.2.4-1 Densité de porteurs relative longitudinale pour les différents guides.

Pour chaque structure, on remarque qu'au seuil, la densité de porteurs est homogène dans la cavité. Au-dessus du seuil une dissymétrie apparaît et elle augmente en fonction du courant. Côté LR, figure 5.2.4-2, la densité de porteurs diminue car les porteurs sont consommés par le processus d'émission stimulée puis augmente à nouveau ; côté HR elle augmente de façon monotone en fonction du courant. La diminution face avant de la densité de porteurs entraîne une diminution locale du gain et la cavité réagit en augmentant la densité de porteurs face arrière, pour garder un gain moyen constant dans la cavité. Cette inhomogénéité de la densité de porteurs longitudinale a déjà fait l'objet d'étude sur des lasers de puissance à couche active en matériau massif [56] ainsi que sur des lasers larges multimode [57] et sur des SOA<sup>1</sup> [58]. Dans notre cas, les travaux réalisés montrent une diminution de cette inhomogénéité et donc du LSHB par l'utilisation de cavités évasées.

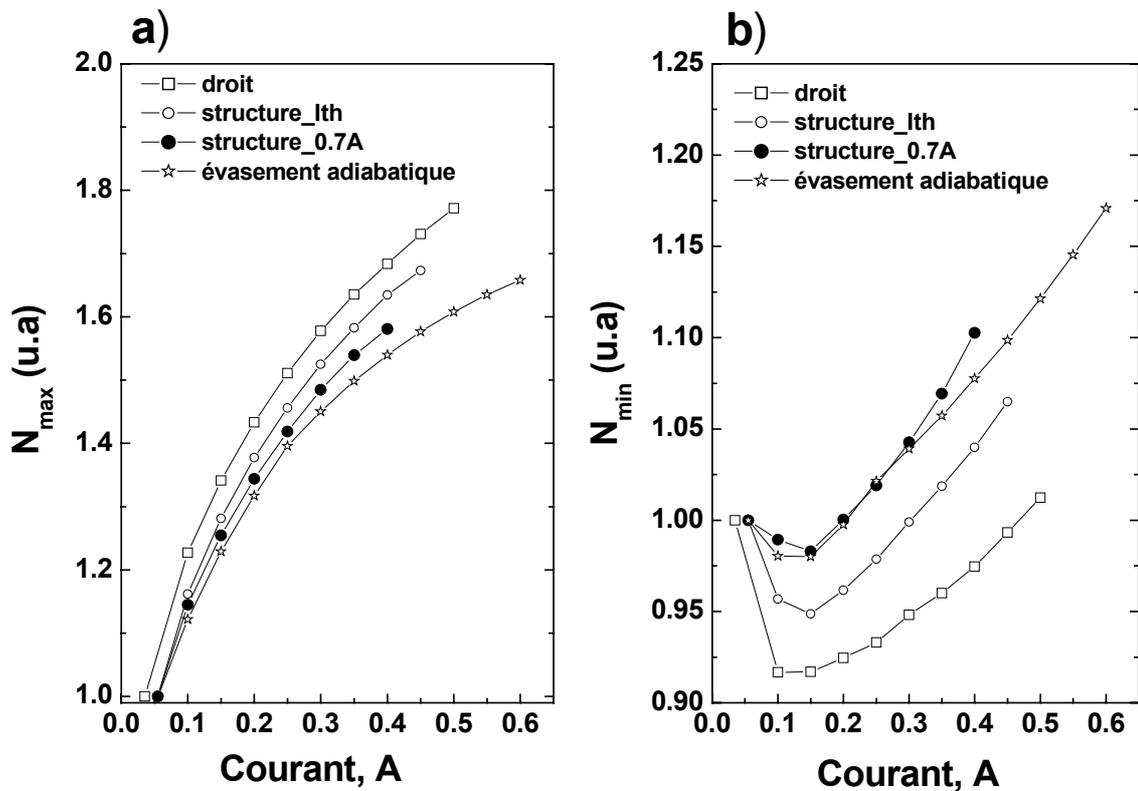


figure 5.2.4-2 Densité de porteurs relative. a) Côté HR - b) Côté LR.

De par le montage de ces lasers qui sont directement brasés sur une embase AlN avec une préforme d'AuSn, la saturation de la puissance due à la thermique est importante. La densité de porteurs, également régie par les effets thermiques augmente avec la température. La comparaison des différentes structures entre elles peut tout de même se faire en prenant certaines précautions. Pour les raisons précédemment évoquées, nous comparons les densités de porteurs relatives pour un courant de 0.2A, valeur pour laquelle la puissance de sortie est quasi-identique pour chaque structure et les effets thermiques négligeables.

<sup>1</sup> SOA : Amplificateur Optique à Semiconducteurs

La figure 5.2.4-3 illustre cette approche et nous remarquons que les cavité évasées ont un meilleur comportement quant à l'homogénéité de la densité de porteurs. La cavité adiabatique et la structure\_0.7A semblent avoir un fonctionnement similaire alors que la cavité optimisée au seuil présente un comportement intermédiaire entre les évasements précédemment cités et le guide droit.

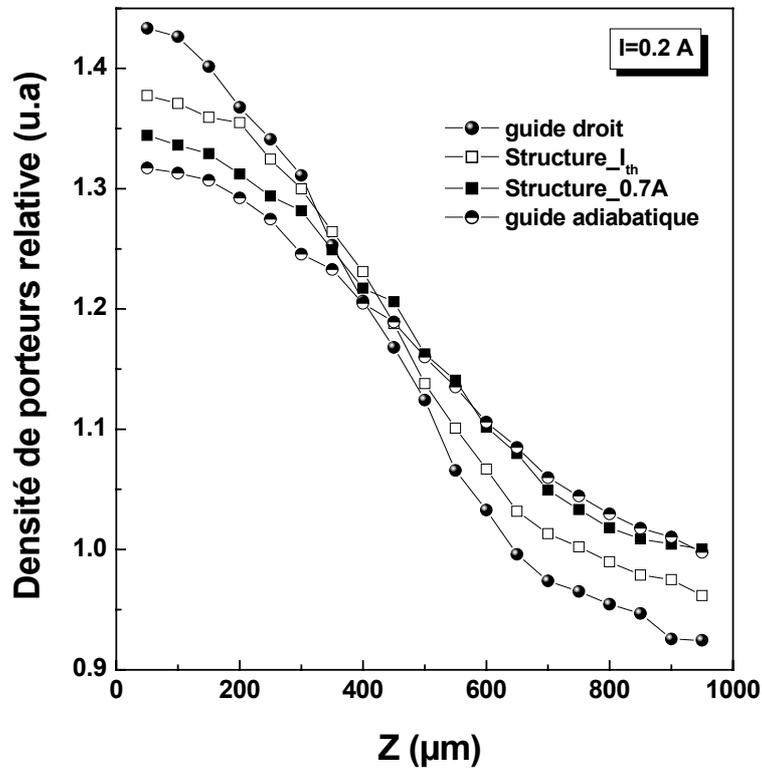


figure 5.2.4-3 Comparaison des densités de porteurs pour I=0.2A.

Pour quantifier cette dissymétrie, nous évaluons la variance [59] de telles distributions pour chaque structure de la façon suivante, équation 5.2.4-1 :

$$F = \frac{1}{L} \int_0^L \left( \frac{N(z) - \bar{N}}{\bar{N}} \right)^2 dz$$

équation 5.2.4-1 Variance pour une distribution de porteurs dans la cavité.

où  $\bar{N}$  est la densité de porteurs moyenne dans la cavité et L sa longueur.

La figure 5.2.4-4 présente la variance pour les différentes structures à guide évasé et droit. Ce paramètre permet de prendre en compte la forme de la distribution de porteurs dans la cavité et nous semble plus pertinent que le simple rapport entre la densité de porteurs face arrière et face avant. On retrouve la similitude entre le guide adiabatique et la structure\_0.7A avec une structure\_Ith qui présente une variance plus forte. Néanmoins toutes les structures évasées gardent un meilleur comportement que le guide droit et la variance est réduite d'un facteur 2.5 entre le guide droit et les guides adiabatique et évasé à 0.7A.

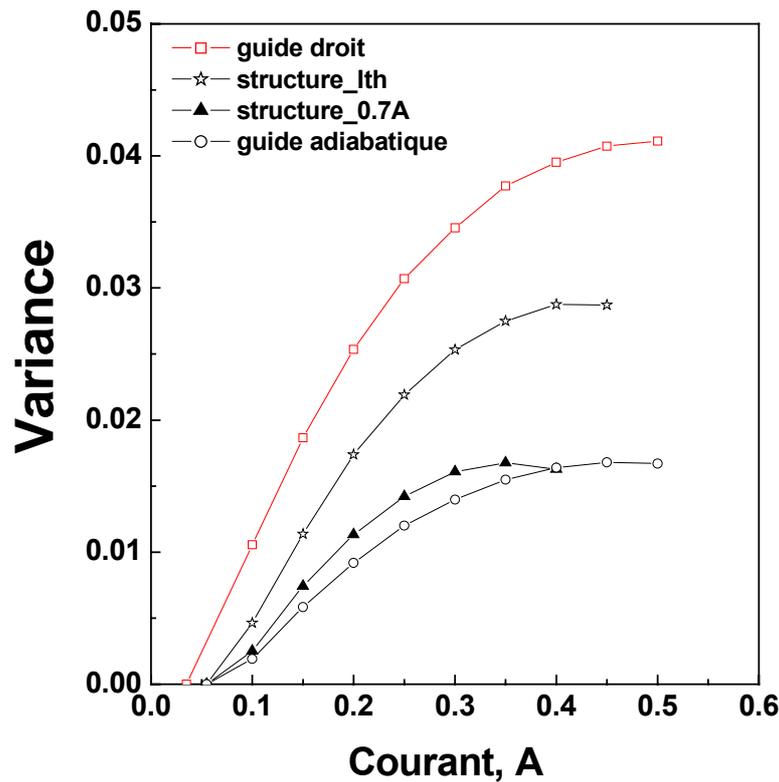


figure 5.2.4-4 Détermination de la variance pour les différentes structures.

### 5.2.5 Réduction du LSHB et augmentation de puissance

Comment pouvons-nous relier la diminution du LSHB à l'augmentation de puissance ? Une partie de la réponse trouve son origine dans les caractérisations en courant impulsionnel. En effet, nous avons vu que dans ce cas les effets thermiques sont négligeables. Pour vérifier l'hypothèse de gain en puissance dû à la réduction du LSHB, nous avons caractérisé un guide droit et un guide adiabatique d'une longueur de 1000 $\mu$ m et dont les facettes sont traités HR=95% et LR=1% , en courant continu et en courant impulsionnel.

La figure 5.2.5-1 montre un gain en puissance de l'ordre de 25% pour le guide adiabatique en régime continu. Pour s'affranchir des éventuels effets dus à l'augmentation de volume de la cavité évasé par rapport au guide droit, nous avons reporté figure 5.2.5-1-a la puissance mesurée en courant impulsionnel en fonction de la densité de courant pour les deux guides. Les points  $J_f$  et  $J_s$  sont les densités de courants des cavités évasé et droite correspondant à leurs courants de saturation en régime continu  $I_f$  et  $I_s$ , figure 5.2.5-1-b. La cavité évasée présente un meilleur rendement et ce dès le seuil. Le gain en puissance calculé pour les courants  $J_f$  et  $J_s$  est aussi de l'ordre de 25%, confirmant ainsi que ni l'effet de volume, ni l'effet de température ne sont à l'origine du gain en puissance.

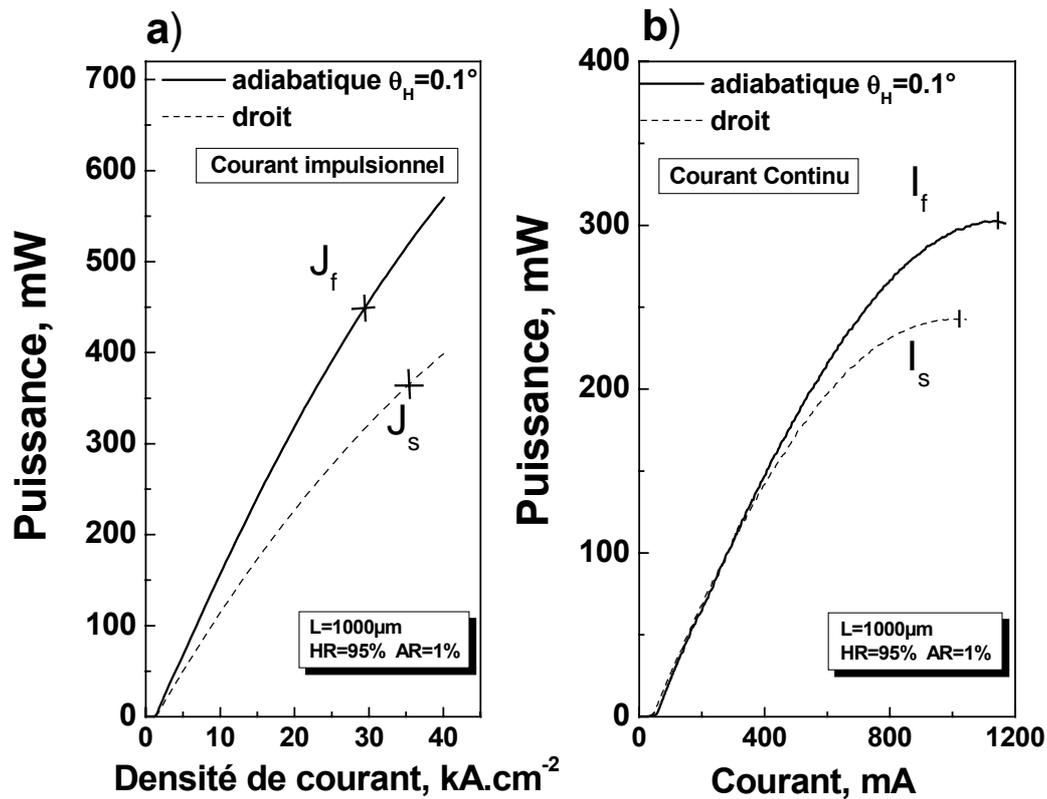


figure 5.2.5-1 Caractéristique Puissance-Intensité pour un guide droit et évasé. a) Courant impulsionnel - b) Courant continu.

Les caractérisations croisées à la fois de LSHB et en courant impulsionnel (absence d'échauffement de la couche active), démontrent que le gain en puissance pour les guides évasés est dû principalement à la réduction du spatial hole burning.

### 5.2.6 Transformée de Fourier du spectre d'émission stimulée

La figure 5.2.6-1 montre la transformée de Fourier des spectres d'émission stimulée d'un guide droit et d'un guide adiabatique d'une longueur de  $L=1500\mu\text{m}$ . On vérifie que le guide évasé fonctionne bien en guide monocavité car seul le pic fondamental apparaît sur la figure 5.2.6-1. On retrouve pour les deux guides une longueur de cavité de  $1500\mu\text{m}$  correspondant à un ISL de 29GHz.

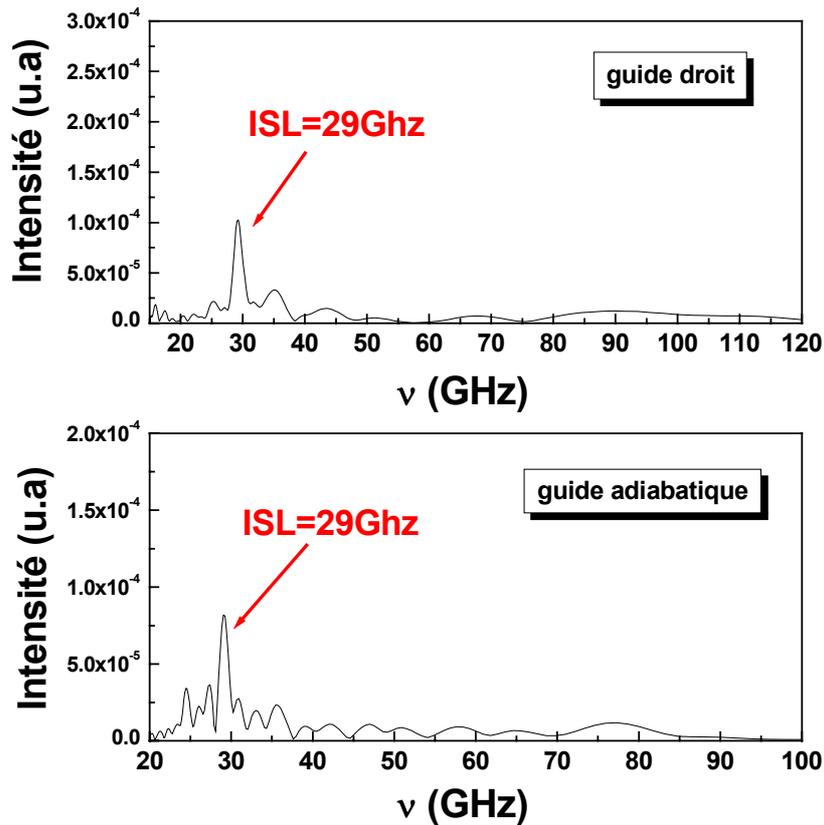


figure 5.2.6-1 Transformée de Fourier des spectres d'émission stimulée pour un guide droit et évasé.

### 5.2.7 Les champs lointains

Jusqu'ici nous n'avons pas pris en compte le comportement modal des cavités évasées et leur comparaison en termes de divergence et de champ lointain par rapport au guide droit. Or pour le couplage des lasers de puissance dans une fibre optique, cette caractéristique est aussi décisive que le gain en puissance, puisque la forme spatiale du mode détermine le taux de couplage et donc la puissance optique dans la fibre. Les fibres monomodes couramment utilisées présentent des diamètres de cœur de l'ordre de 10 $\mu$ m. Les diamètres de mode laser, dans notre cas sont de l'ordre de 5 à 6 $\mu$ m pour les guides droit. Un système composé de deux lentilles de focales différentes est donc nécessaire pour adapter le mode laser à la fibre optique.

Dans le cas de structure à guidage par l'indice, ce qui est notre cas, le guide droit supporte un mode fondamental de forme gaussienne, figure 5.2.7-1, ne présente pas d'instabilité modale et sa divergence à (1/e<sup>2</sup>) est de  $\theta_{//}=29^\circ$  dans le plan parallèle aux couches épitaxiales et de  $\theta_{\perp}=39^\circ$  dans le plan perpendiculaire. La figure 5.2.7-1 montre les champs lointains d'un guide droit pour des courants de 50mA et 800mA. Les champs sont stables en fonction du courant et sont même superposés. Les divergences dans un plan donné ne varient pas en fonction de l'injection.

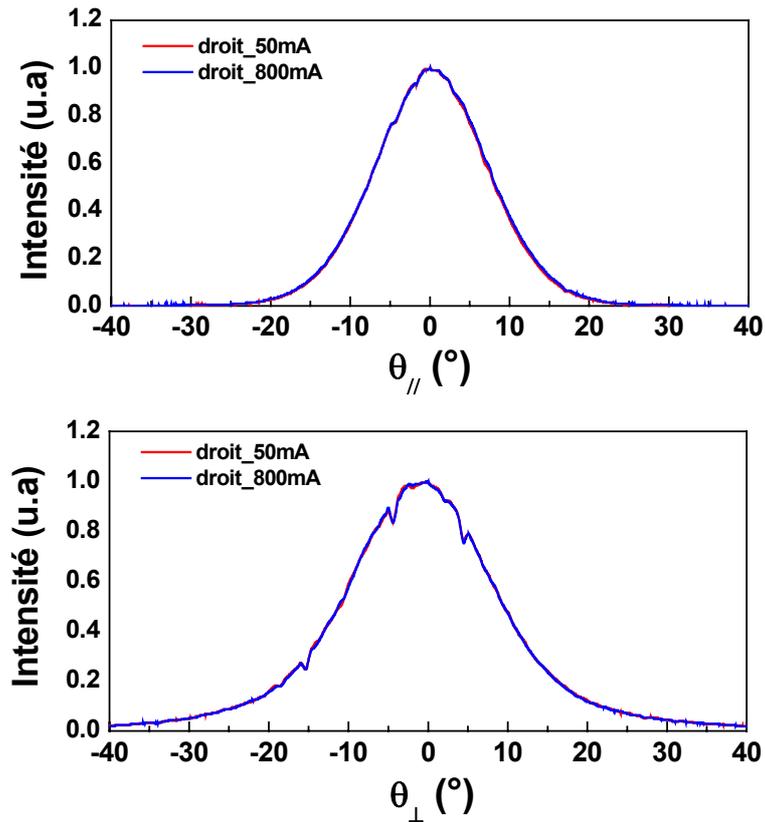


figure 5.2.7-1 Champs lointains dans le plan parallèle et perpendiculaire aux couches pour un guide droit.

Pour les cavités évasées, le comportement modal est différent non seulement en comparaison du guide droit mais aussi entre les deux critères d'évasement.

Dans le cas des guides évasés à densité de photons constante, les modes des structure\_0.7A et structure\_I<sub>th</sub> présentent des profils Gaussiens. Comme le montre la figure 5.2.7-2 ces cavités sont monomodes transverses et leurs divergences pour I=50mA sont égales à ( $\theta_{//}=21.9^\circ$  ;  $\theta_{\perp}=42.7^\circ$ ) pour la structure\_0.7A et à ( $\theta_{//}=16.9^\circ$  ;  $\theta_{\perp}=42.5^\circ$ ) pour la structure\_I<sub>th</sub>. Cependant ces structures présentent une augmentation de la divergence dans le plan horizontal en fonction du courant. Cette divergence est de  $\theta_{//}=26^\circ$  pour la structure\_0.7A et de  $\theta_{//}=22.5^\circ$  pour la structure\_I<sub>th</sub> pour un courant de 800mA. Ce phénomène a déjà été observé sur des structures « ridge » à guide légèrement évasé (<1°) émettant à 980nm [60, 61, 62] et est attribué aux effets conjugués de lentille thermique (dû à la présence d'un gradient thermique côté LR) et de l'existence d'un SHB latéral sur la face avant du laser où la largeur du guide est de l'ordre de 8 $\mu$ m.

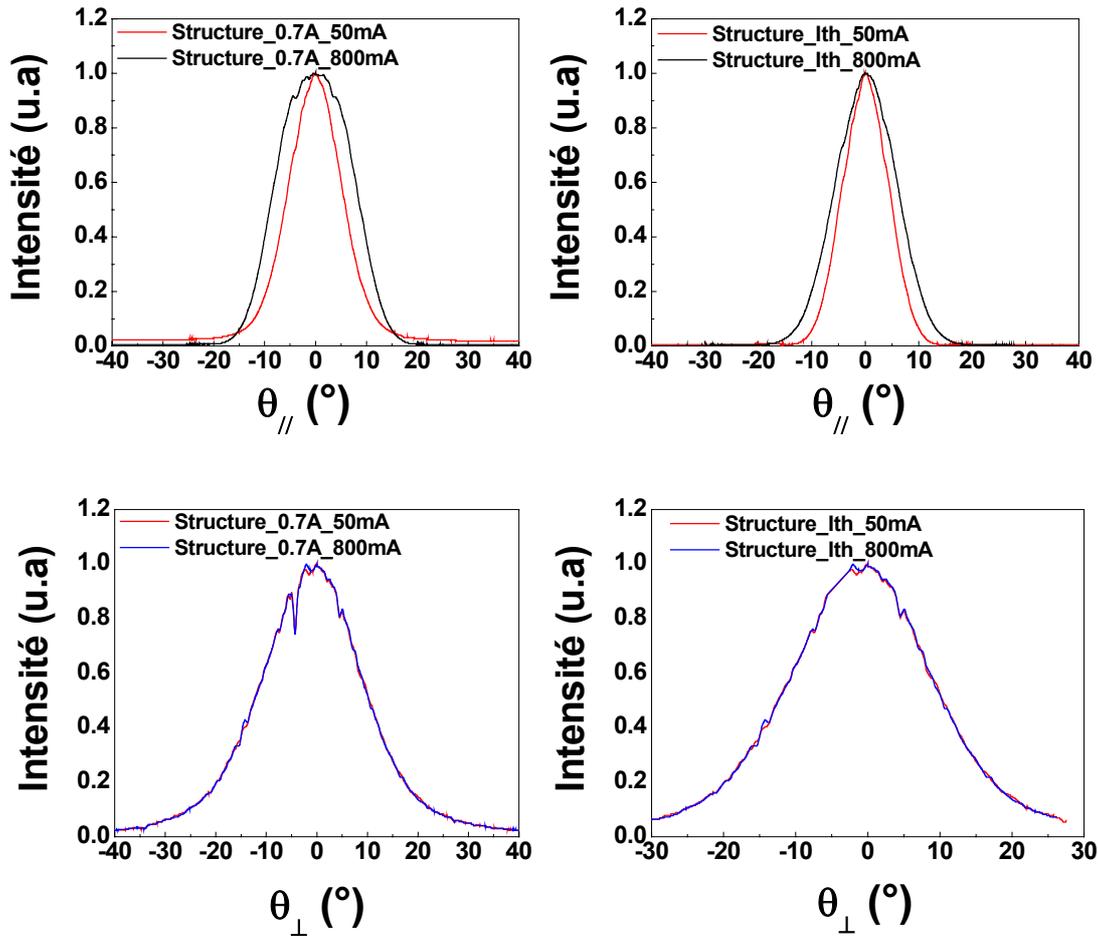


figure 5.2.7-2 Champs lointains dans le plan parallèle et perpendiculaire aux couches pour les structure\_0.7A et structure\_Ith.

Les guides évasés adiabatiques présentent les mêmes caractéristiques que les guides évasés à densité de photons constante, figure 5.2.7-3. Les modes sont Gaussiens pour les faibles courants. Les divergences parallèles et perpendiculaires varient de ( $\theta_{//}=17.4^{\circ}$  ;  $\theta_{\perp}=44.9^{\circ}$ ) pour  $I=50\text{mA}$  à ( $\theta_{//}=24.6^{\circ}$  ;  $\theta_{\perp}=44.9^{\circ}$ ) pour  $I=800\text{mA}$  pour le guide H15 et de ( $\theta_{//}=21.1^{\circ}$  ;  $\theta_{\perp}=51.6^{\circ}$ ) pour  $I=50\text{mA}$  à ( $\theta_{//}=29.2^{\circ}$  ;  $\theta_{\perp}=51.6^{\circ}$ ) pour  $I=800\text{mA}$  pour le guide L15. La divergence verticale pour une structure donnée ne varie pas, par contre le même phénomène d'augmentation de la divergence horizontale en fonction du courant est observé.

De plus, les guides adiabatiques présentent le phénomène de « steering » qui consiste en un décalage du maximum d'intensité de la Gaussienne. Pour les guides H15 le décalage angulaire est de  $+3^{\circ}$  et pour les guides L15 il est de  $2.5^{\circ}$ . Cet effet est décrit dans [63] et est relié à la superposition aux forts courants du mode fondamental et du mode d'ordre 1. Des déviations angulaires allant jusqu'à  $+5^{\circ}$  ont été observées.

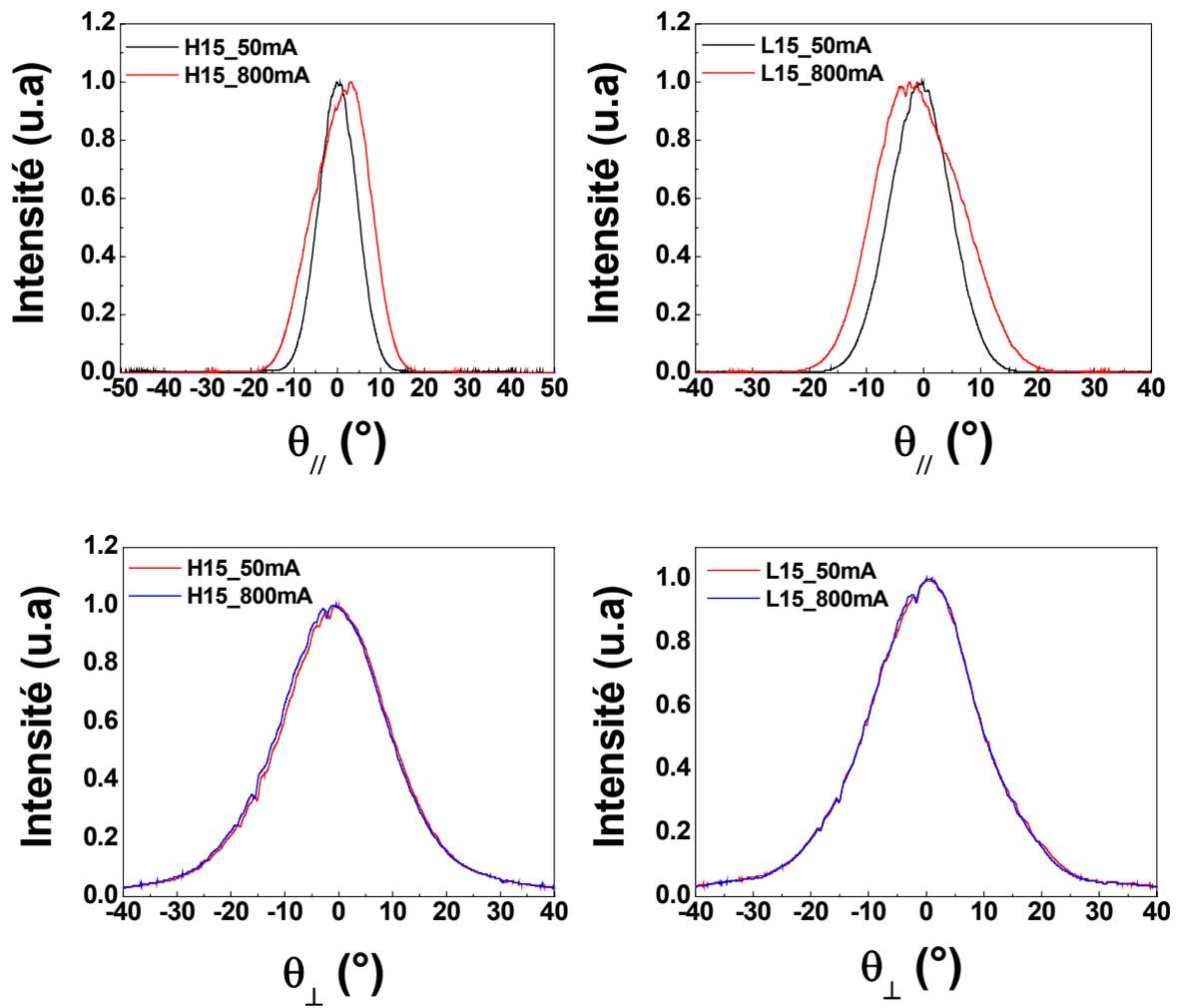


figure 5.2.7-3 Champs lointains dans les plans parallèle et perpendiculaire aux couches pour les guides adiabatiques.

### 5.3 Synthèse des résultats

Nous venons de voir que la cavité évasée peut être une alternative au guide droit en terme de gain en puissance. Nous avons montré que les guides adiabatiques et les guides à densité de photons constante ont un meilleur fonctionnement que les guides droit sans engendrer de pertes supplémentaires. Les gains en puissance sont relativement importants, de l'ordre de 30% pour les guides adiabatiques H15 et la structure\_0.7A.

L'étude en fonction de la longueur d'évasement sur les guides adiabatiques a montré que la puissance de saturation croît lorsque cette longueur augmente, permettant l'obtention sur les guides évasés H15 d'une puissance de saturation de 625mW, ce qui est compatible avec les puissances nécessaires pour l'amplification Raman.

De plus, nous avons mis en évidence expérimentalement la réduction du LSHB et l'avons reliée à l'augmentation de puissance observée pour les cavités évasées.

Cependant, les champs lointains des cavités évasées présentent des instabilités modales dues à la fois à l'introduction d'un SHB latéral au niveau de la face avant du laser où le guide évasé atteint 8 $\mu$ m de large et à la présence d'un gradient de température sur cette face. Cela se traduit par l'augmentation de la divergence lorsque le courant augmente. Néanmoins cette tendance observée sur les guides évasés n'est pas rédhibitoire dans notre cas, car l'augmentation de la divergence tend à symétriser le champ lointain, rendant plus facile le couplage dans une fibre monomode. Les guides adiabatiques H et L présentent de plus le phénomène de « steering ».

Finalement, les guides à densité de photons constante optimisés à 0.7A apparaissent comme étant les meilleurs candidats pour ce qui est du gain en puissance et des caractéristiques en champ lointain.

## 6 Vers une nouvelle structure verticale

Nous savons désormais que plusieurs effets (thermiques, LSHB, pertes internes...) contribuent à la limitation des lasers de puissance 1480nm. Au cours de ces dernières années, différentes optimisations furent réalisées au laboratoire, notamment sur le profil de dopage de l'InP dopé p, sur la réduction du canal de fuite des porteurs, sur le nombre de puits.

Ce chapitre est consacré à la mise en place d'une structure qui permette de réduire les pertes intra-cavité et donc d'avoir un meilleur rendement externe que la structure de référence. Nous allons voir que cette nouvelle structure appelée « cladding asymétrique » permet de réduire non seulement les pertes internes mais aussi d'augmenter la largeur de ruban tout en gardant un guide droit.

### 6.1 La structure dite de « cladding asymétrique »

#### 6.1.1 Principe de base

L'idée de base consiste à diminuer les pertes modales les plus importantes qui sont dans le cas des lasers de pompe émettant à 1480nm localisées dans l'InP dopé p (pertes par IVBA). Pour cela nous devons réduire le confinement modal dans cette région en introduisant une couche de quaternaire InGaAsP faible indice du côté du substrat pour décaler le mode vers la couche InP(n) [64], figure 6.1.1-1.

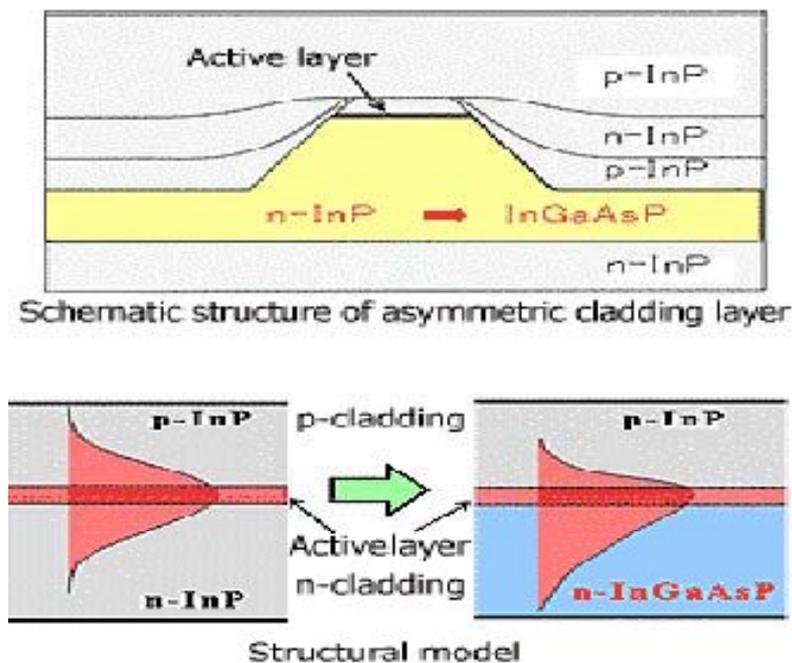


figure 6.1.1-1 Schéma de la structure laser incluant la couche de quaternaire InGaAsP.

Comme l'illustre la figure 6.1.1-1, l'introduction de la couche de quaternaire faible indice décale le mode vers le substrat moins dopé, mais entraîne également une différence d'indice effectif plus faible entre la couche active et la zone latérale adjacente, permettant ainsi d'augmenter la largeur maximale du ruban pour conserver un fonctionnement monomode transverse. En effet, dans la structure de référence, le contraste d'indice avec la zone latérale adjacente est donnée par la différence d'indice entre la couche active et l'InP qui l'entoure. Dans le cas du « cladding asymétrique », l'indice latéral est un mélange entre l'indice de l'InP et celui de la couche de quaternaire faible indice. Plus le mode est décalé vers la couche de quaternaire et plus l'indice latéral « qu'il voit » augmente, diminuant ainsi le contraste d'indice avec la couche active et permettant l'augmentation de la largeur de coupure.

### 6.1.2 Simulations optiques de la structure

Cette partie est réservée à l'étude de divers paramètres liés à la couche de quaternaire comme son épaisseur ou sa composition, influant sur le confinement optique ainsi que sur la largeur de coupure du guide de la structure à « cladding asymétrique ». Les modélisations sont réalisées avec le logiciel ALCOR, permettant le calcul des modes guidés par une géométrie quelconque à deux dimensions. Pour illustrer les gains et les différences engendrés par la nouvelle structure, nous essayerons le plus fréquemment possible de la comparer à la structure de référence donnée au chapitre 2.

#### 6.1.2.1 Représentation du mode optique de la cavité

La figure 6.1.2-1 présente le mode propre d'une structure de référence et celui de la structure à « cladding asymétrique » calculé par ALCOR.

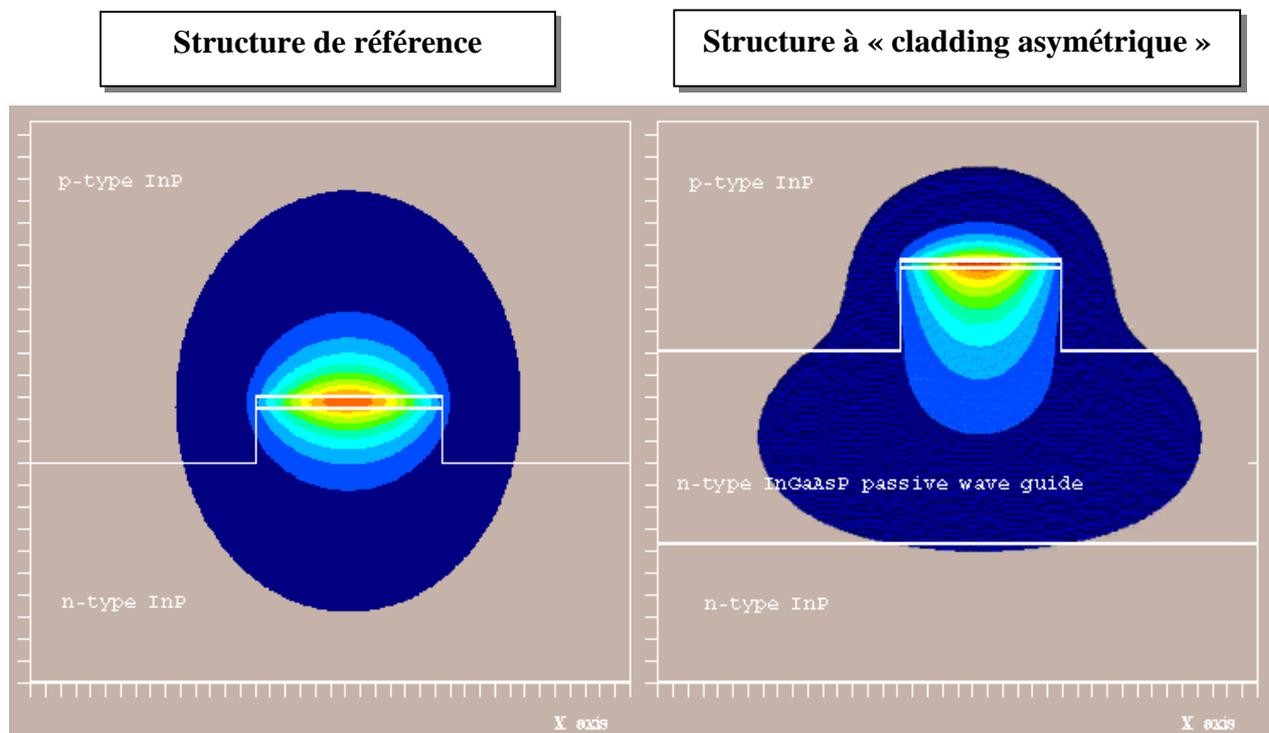


figure 6.1.2-1 Mode propre pour la structure de référence et pour la structure à "cladding asymétrique".

La structure de référence est composée de 6 puits quantiques de 8nm d'épaisseur et de 7 barrières de 10nm, la structure asymétrique est composée de 5 puits de 8nm d'épaisseur et de 6 barrières de 10nm.

On note le déplacement du mode optique vers la couche de quaternaire faible indice et le Tableau 6.1.2-1 compare les différents paramètres entre les deux structures déterminés à partir de ces simulations. Dans le cas de la structure asymétrique, le confinement optique dans les puits est divisé par un facteur 2, celui de la couche InP(p) diminue de moitié par rapport au laser de référence. De plus le diagramme de champ lointain est plus symétrique pour la structure dotée du quaternaire : les divergences passent de ( $\theta_{//}=17^\circ$  ;  $\theta_{\perp}=23^\circ$ ) pour la structure de référence à ( $\theta_{//}=12.6^\circ$  ;  $\theta_{\perp}=15.4^\circ$ ) pour le « cladding asymétrique ». On s'attend dans ce cas à un meilleur taux de couplage dans la fibre monomode.

	épaisseur cladding ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_g$ cladding (nm)	$\Gamma_{\text{qw}}$ (%)	$\Gamma_{\text{InP(p)}}$ (%)	$\theta_{//}$ (°)	$\theta_{\perp}$ (°)
référence	5	InP 920	5.5	28.9	17	23
Structure Asymétrique	4	InGaAsP 965	2.25	14.4	12.6	15.4

Tableau 6.1.2-1 Comparaison modale entre la structure référence et la structure Asymétrique.

### 6.1.2.2 Influence de la longueur d'onde du quaternaire

La figure 6.1.2-2 montre l'influence de la longueur d'onde de gap ( $\lambda_g$ ) de la couche de quaternaire sur le comportement modal de la structure. La largeur de coupure du guide augmente avec la longueur d'onde, à l'inverse le facteur de confinement dans les puits et dans l'InP(p) qui diminuent. Lorsque la longueur d'onde augmente, l'indice de réfraction du quaternaire augmente ce qui a pour effet de décaler davantage le mode vers la couche de faible indice en diminuant le confinement dans les couches supérieures. Le mode ainsi décalé « voit » un indice latéral plus important, réduisant le contraste d'indice avec le guide actif et augmentant par la même la largeur de coupure ainsi que la largeur du mode fondamental. La divergence du mode varie de ( $\theta_{//}=15.4^\circ$  ;  $\theta_{\perp}=18.9^\circ$ ) pour  $\lambda_g=950\text{nm}$  à ( $\theta_{//}=12.6^\circ$  ;  $\theta_{\perp}=15.4^\circ$ ) pour  $\lambda_g=960\text{nm}$  et  $\lambda_g=970\text{nm}$ .

### 6.1.2.3 Influence de l'épaisseur de la couche de quaternaire

La figure 6.1.2-3 présente l'impact de l'épaisseur du quaternaire du « cladding » sur les mêmes paramètres que précédemment. Les simulations sont réalisées en prenant un quaternaire de longueur de gap égale à 960nm. Le comportement modal est identique au cas précédent avec un élargissement de la largeur de mode lorsque l'épaisseur du quaternaire augmente, ainsi qu'une augmentation de la largeur de coupure. Néanmoins, le facteur de confinement ne semble que très peu affecté par une variation de l'épaisseur de quaternaire, et la divergence est quant à elle constante quelque soit l'épaisseur, tant dans le plan vertical que dans le plan horizontal.

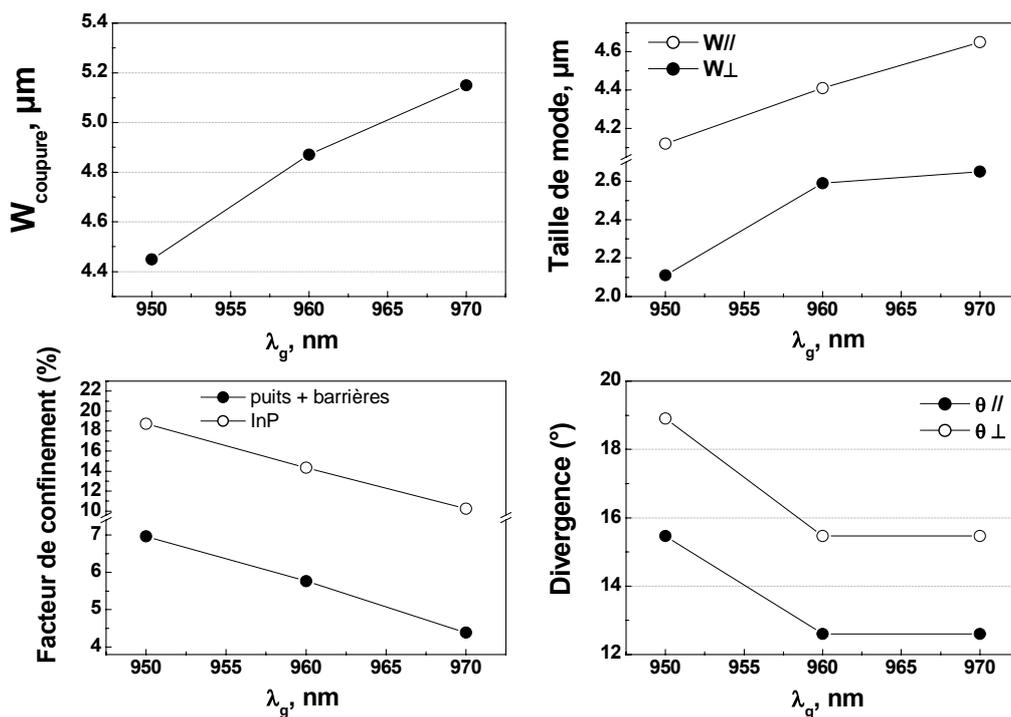


figure 6.1.2-2 Influence de la longueur d'onde du quaternaire sur les caractéristiques modales.

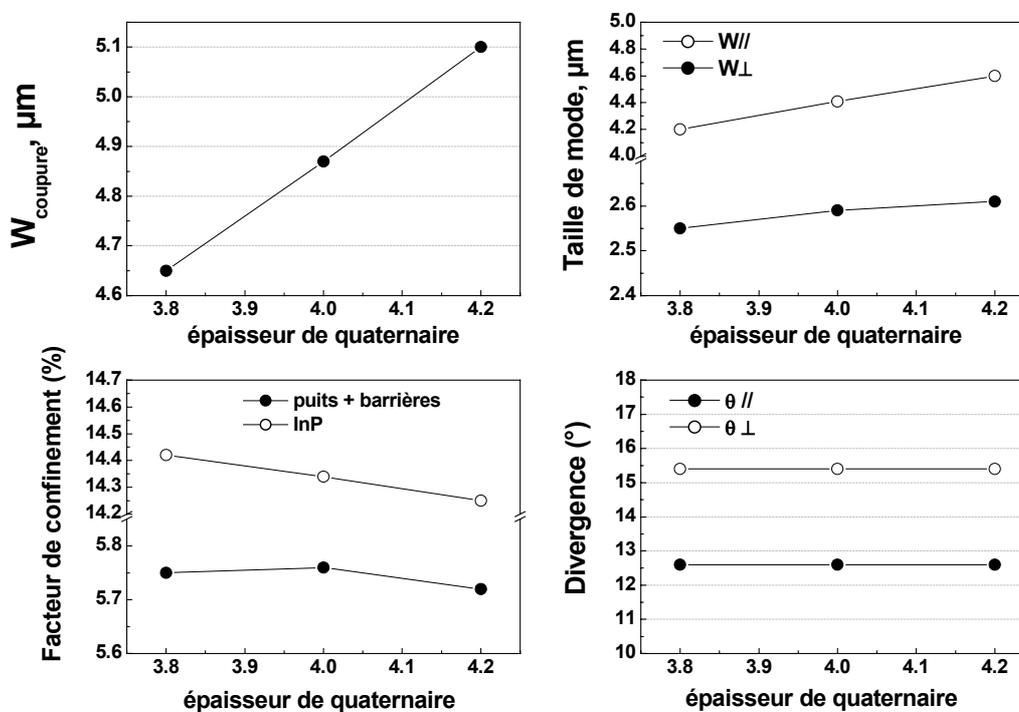


figure 6.1.2-3 Influence de l'épaisseur de quaternaire sur les caractéristiques modales.

Nous pouvons dès à présent estimer le gain en puissance de telles structures en comparaison à la structure de référence. Pour cela nous utilisons les simulations effectuées avec le calcul exposé au paragraphe 3.2.2.2.

### 6.1.3 Simulations des caractéristiques Puissance-Intensité

Le Tableau 6.1.3-1 et la figure 6.1.3-1 présentent les résultats des simulations pour la structure standard ainsi que pour les structures asymétriques en tenant compte de la composition des différents quaternaires. Ces simulations sont réalisées pour des lasers d'une longueur de  $1200\mu\text{m}$  dont les facettes sont simplement clivées.

Comme nous l'avons déjà vu, lorsque  $\lambda_g$  augmente, le mode se décale davantage vers le substrat. Cela se traduit par la diminution du confinement dans la région InP(p) et dans la couche active entraînant une réduction des pertes internes. Dans le cas du quaternaire 970nm les pertes internes sont divisées de plus d'un facteur 2. Le rendement externe est donc directement amélioré par cette réduction des pertes et augmente avec la longueur d'onde de quaternaire. Le courant de seuil augmente car le recouvrement avec la partie amplificatrice diminue et un compromis doit être trouvé entre la diminution des pertes dues au déconfinement et à l'augmentation de la densité de porteurs au seuil due au manque de gain. Le gain en puissance est considérable, pour le courant de fonctionnement à 0.7A, il est de 25% entre la structure standard et le quaternaire 960nm, la puissance de saturation bien que moins significative car le logiciel ne prend pas en compte les fuites électriques sous forte injection voit une augmentation de l'ordre de 50%. La température  $T_0$  est un paramètre important car il décrit les variations du courant de seuil avec la température, un compromis doit ici aussi être trouvé et la structure de quaternaire 960nm permet à la fois des gains considérables en puissance et a un  $T_0$  égal à 47K, à comparer au  $T_0$  de 53K de la structure standard.

L=1200 $\mu\text{m}$	$W_{\text{ruban}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\alpha_i$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$\eta_{\text{ext}}$ (W/A)	$I_{\text{th}}$ (mA)	$P_{700}$ (mW)	$P_{\text{sat}}$ (mW)	$T_0$ (K)
référence	2.7	8.5	0.199	18	121	200	53
InGaAsP 950 nm	4.9	6.1	0.227	36	143	325	49
InGaAsP 960 nm	4.9	4.7	0.246	39	153	332	47
InGaAsP 970 nm	4.9	3.6	0.265	51	160	304	42

Tableau 6.1.3-1 Simulation des paramètres standards pour la structure de référence et les structures asymétriques.

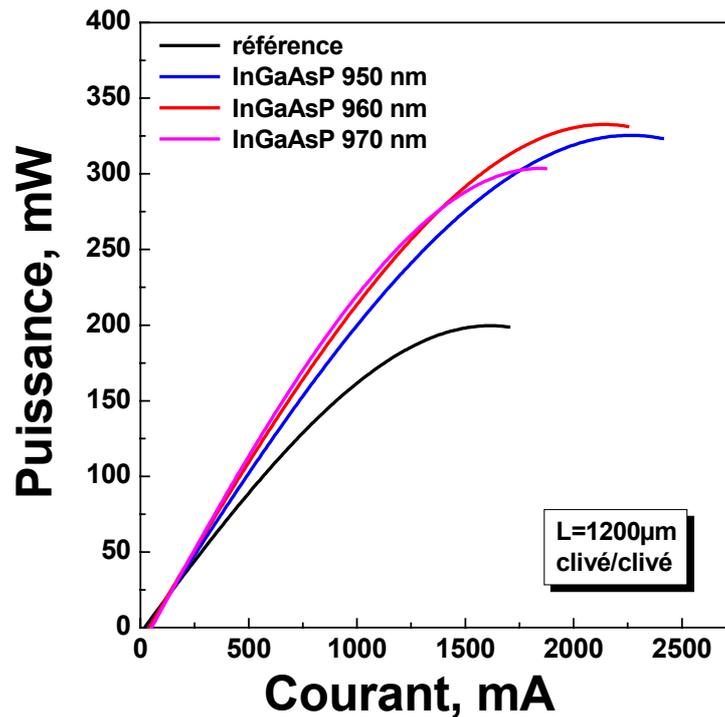


figure 6.1.3-1 Simulations des caractéristiques P-I pour un laser de référence et les guides asymétriques.

Expérimentalement les trois quaternaires faible indice précédents seront donc réalisés, ce choix étant entre autres motivé par l'incertitude sur les indices de quaternaire utilisés pour les simulations.

## 6.2 Résultats expérimentaux

Dans cette partie les principaux résultats expérimentaux seront présentés. Nous nous attarderons principalement sur le cas du quaternaire 970nm qui a donné les meilleurs résultats.

### 6.2.1 Homogénéité sur plaque

La figure 6.2.1-1 présente les courbes P-I en mesure impulsionnelle (1µs @ 1kHz) à une température de 25°C, d'une barrette de 45 lasers d'une longueur de 1200µm dont les faces avant et arrière sont traitées LR=2% et HR=95%, respectivement. Les courbes sont quasi-identiques et l'homogénéité sur plaque est excellente, rendant compte d'une bonne maîtrise du procédé technologique utilisé.

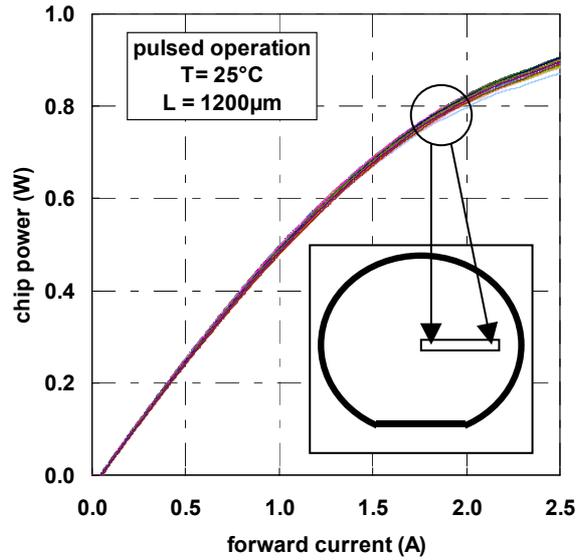


figure 6.2.1-1 Caractéristiques P-I pour une barrette de 45 lasers en mesure impulsionnelle (1µs@1Khz).

### 6.2.2 Pertes internes et longueur d'onde du quaternaire

La figure 6.2.2-1 montre les paramètres standards expérimentaux de la structure pour  $\lambda_g=970\text{nm}$ . Le gain matériau est de  $710\text{cm}^{-1}$ , les pertes internes sont faibles et valent  $3.2\text{cm}^{-1}$ , le rendement quantique interne vaut 0.80 et le courant de transparence est de  $297\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

On retrouve comme nous l'espérons une diminution des pertes internes en fonction de la longueur d'onde de quaternaire, figure 6.2.2-2. Dans le cas du quaternaire 970nm les pertes internes sont divisées par un facteur 2, figure 6.2.2-2, par rapport à la structure de référence ( $\alpha_{i\_InGaAsP\_970\text{nm}}=3.2\text{ cm}^{-1}$  vs.  $\alpha_{i\_InP}=7.2\text{ cm}^{-1}$ ).

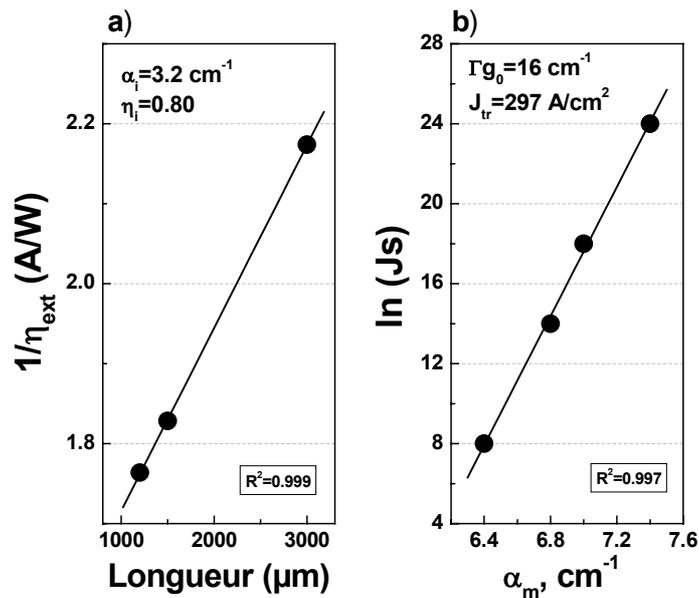


figure 6.2.2-1 Paramètres standards pour la structure de quaternaire 970nm.

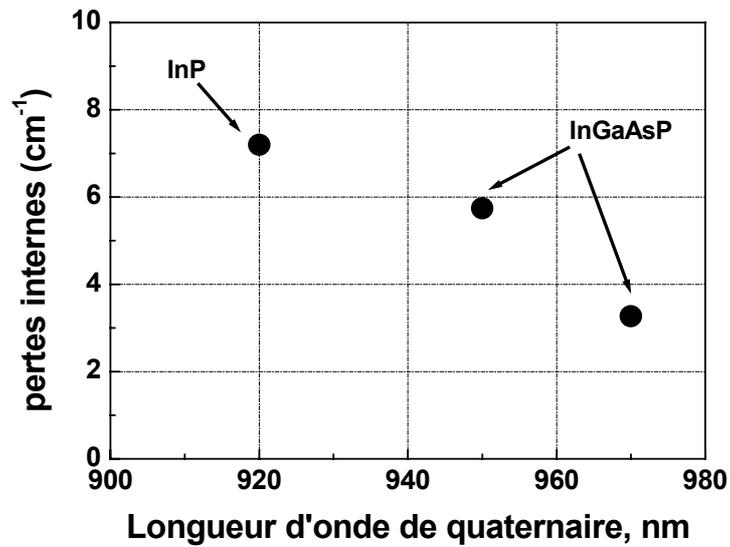


figure 6.2.2-2 Pertes internes en fonction de la longueur d'onde de la couche de quaternaire.

### 6.2.3 Les caractéristiques Puissance-Intensité

La figure 6.2.3-1 présente les courbes P-I pour des lasers dont la structure asymétrique correspond au quaternaire 970nm. Les lasers testés présentent différentes longueurs (900, 1200, 1500 et 3000 $\mu$ m) et sont traités HR=95% et LR=2%.

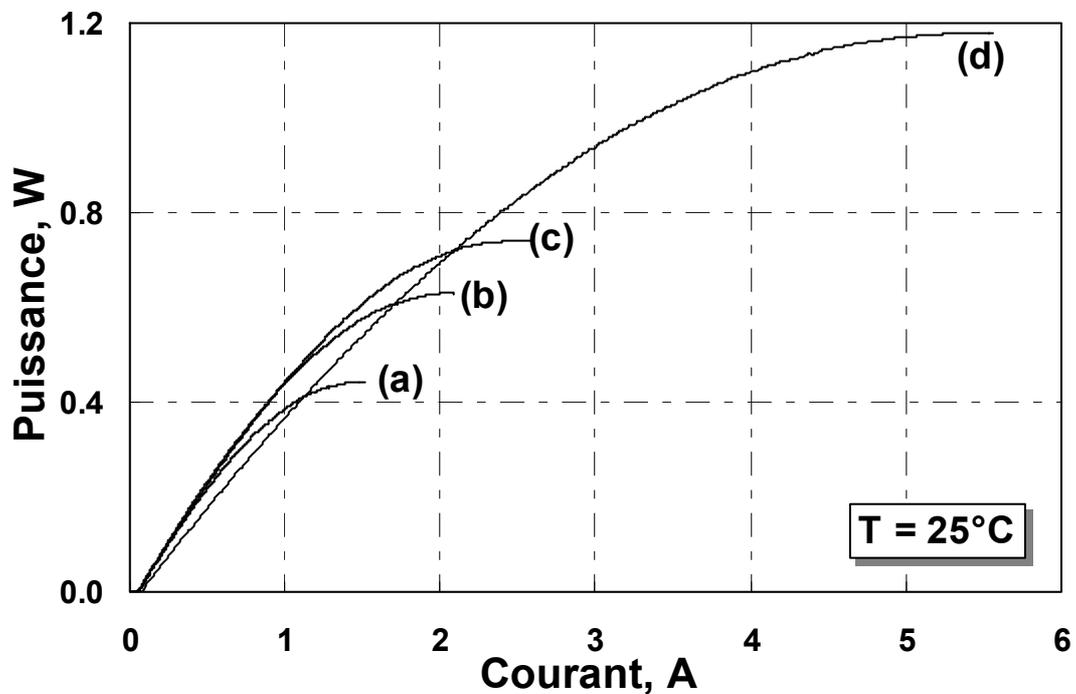


figure 6.2.3-1 Courbes P-I pour la structure quaternaire 970 nm, (a) 900 $\mu$ m, (b) 1200 $\mu$ m, (c) 1500 $\mu$ m et (d) 3mm de long.

Le rendement externe du laser de 1200  $\mu\text{m}$  atteint un record pour les pompes 1480nm à guide droit avec une valeur égale à 0.57W/A. Le courant de seuil est de 52mA, la puissance à 0.7A de 320mW et la puissance de saturation atteint 630mW. En comparaison, la structure de référence de même longueur présente les caractéristiques suivantes : le rendement externe est de 0.44W/A, la puissance à 0.7A est de 260mW et la puissance de saturation de 420mW. Les faibles pertes permettent la mise en place de lasers longs (3mm) et un rendement de 0.46W/A est atteint à cette longueur, avec une puissance de saturation de 1.2W pour un courant de 5.5A.

**Le gain avec la nouvelle structure asymétrique est indéniable et des records de puissance couplée dans une fibre sont désormais réalisables, c'est ce que nous allons voir dès à présent.**

### 6.2.4 1 Watt couplé dans une fibre monomode en régime continu

Grâce aux diagrammes de champs lointains symétriques, figure 6.2.4-1, présentant des divergences de  $\theta_{//}=12^\circ$  dans le plan parallèle et de  $\theta_{\perp}=12^\circ$  dans le plan perpendiculaire, des taux de couplage de 87% sont obtenus en utilisant un système de couplage standard à deux lentilles et un record de 1-Watt couplé dans une fibre monomode (SMF<sup>1</sup>) en régime continu à 5A est atteint pour la première fois dans le cas d'un laser à guide droit émettant à 1480nm, figure 6.2.4-2.

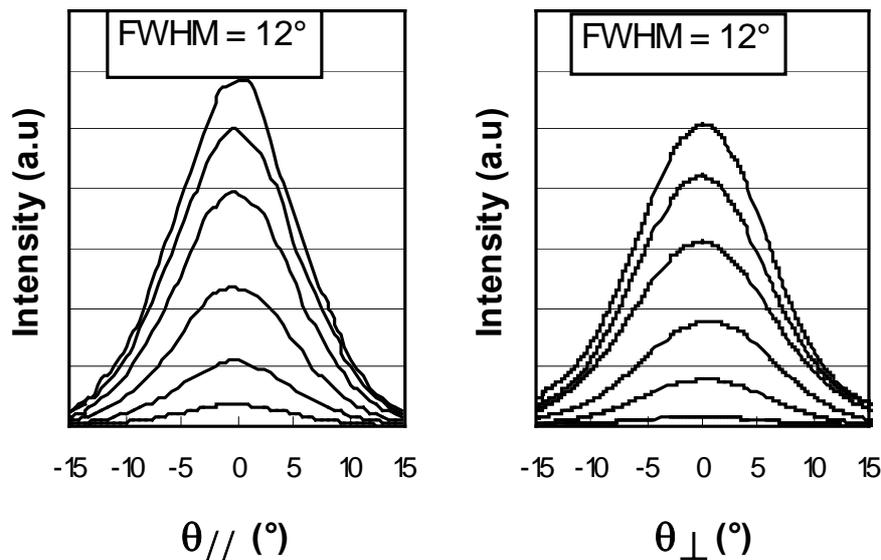


figure 6.2.4-1 Champs lointains pour un laser de 3mm de long. Courants variant de 0.1 A à 1.3 A.

<sup>1</sup> SMF : Single Mode Fiber

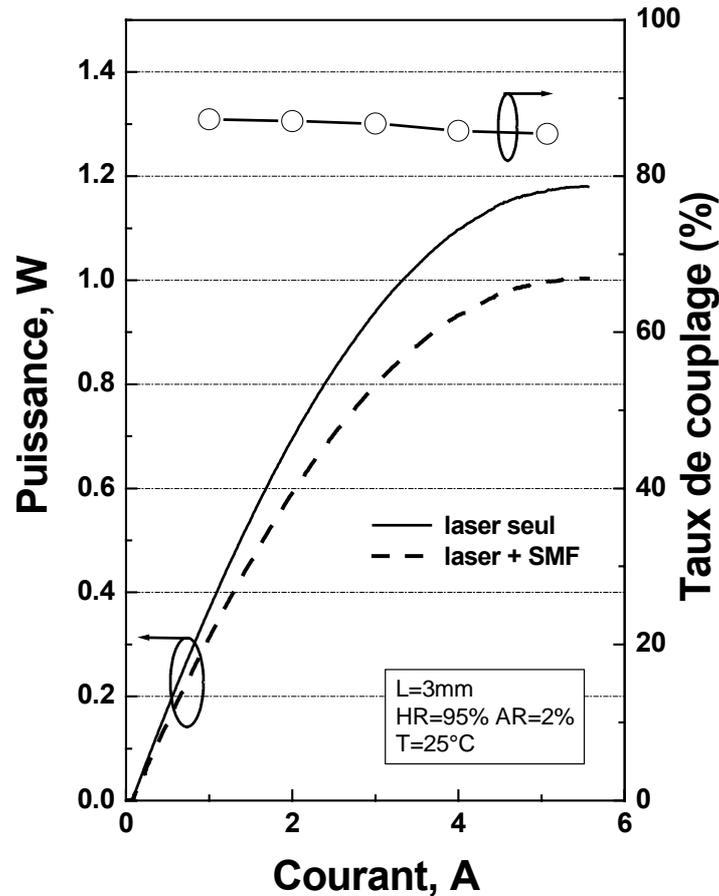


figure 6.2.4-2 1-Watt couplé dans une fibre en régime continu.

## 6.2.5 Couplage dans une fibre monomode à réseau de Bragg (FBG)

### 6.2.5.1 Principe du couplage FBG

Pour éviter la dérive classiquement connue de la longueur d'onde d'émission laser en fonction de la température, on utilise une fibre FBG, figure 6.2.5-1. L'utilisation d'un tel système permet de sélectionner une longueur d'onde dans le large spectre multimode de nos structures lasers Fabry-Perot et est utilisé dans le cas de l'amplification Raman.

De plus nous avons vu dans le chapitre d'introduction que pour ce type d'amplification des puissances optiques de l'ordre de 400 à 500mW dans une fibre monomode sont nécessaires. Dans ce cadre, les lasers à « cladding asymétrique » sont de bons candidats.

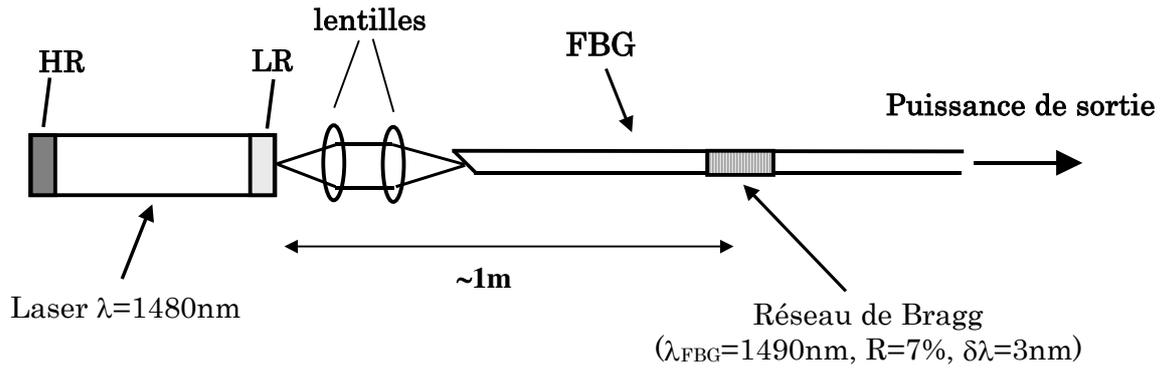


figure 6.2.5-1 Schématisation du couplage d'un laser avec un FBG.

6.2.5.2 0.7 Watt couplé en régime continu

La figure 6.2.5-2 présente les caractéristiques puissance-intensité d'un laser d'une longueur de 3mm dont les facettes sont traitées HR=95% et LR=1%. La courbe en trait plein représente la mesure du laser seul. Le couplage FBG, montre une puissance de 730mW pour un courant de 3A. La définition d'un taux de couplage est ici délicate, car nous comparons un laser fonctionnant dans deux régimes différents.

En effet, dans le cas d'un couplage standard avec une fibre (SMF), le laser oscille entre ses deux faces traitées (HR/LR). Il garde les mêmes caractéristiques en termes de courant de seuil et de rendement. Dans le cas d'un couplage FBG, le laser oscille entre la face arrière traitée HR et le Réseau de Bragg inscrit dans la fibre. Dans ce cas la longueur de cavité laser est plus grande, et les paramètres au seuil (courant de seuil, rendement externe) changent. Néanmoins, on peut toujours définir un taux de couplage et celui-ci est compris entre 75 et 80%.

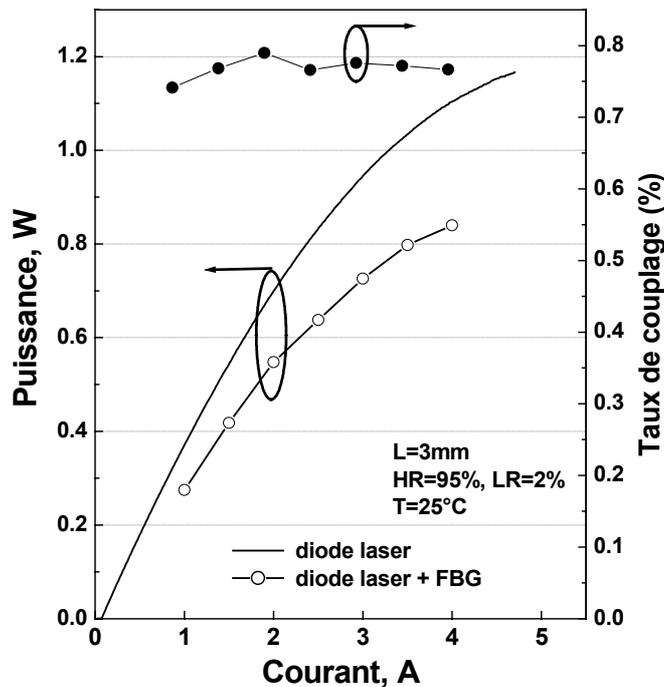


figure 6.2.5-2 Caractéristiques Puissance-Intensité (—) laser seul, (—○—) laser + FBG.

6.2.5.3 Stabilité en longueur d'onde

La figure 6.2.5-3-a montre les spectres avec couplage FBG en fonction du courant pour le laser précédent. La longueur d'onde d'oscillation laser est centrée à 1490nm, ce qui correspond à la longueur d'onde du Bragg ( $\lambda_{\text{FBG}}$ ). L'utilisation d'un FBG permet d'obtenir un rétrécissement de la largeur spectrale en comparaison au large spectre multimode du laser sans FBG. Nous obtenons un SMSR<sup>1</sup> supérieur à 35dB, figure 6.2.5-3-b, sur une gamme de courant de 1 à 4A, avec un excellente stabilisation en longueur d'onde, puisqu'elle ne varie que de 0.8nm entre 1 et 4A.

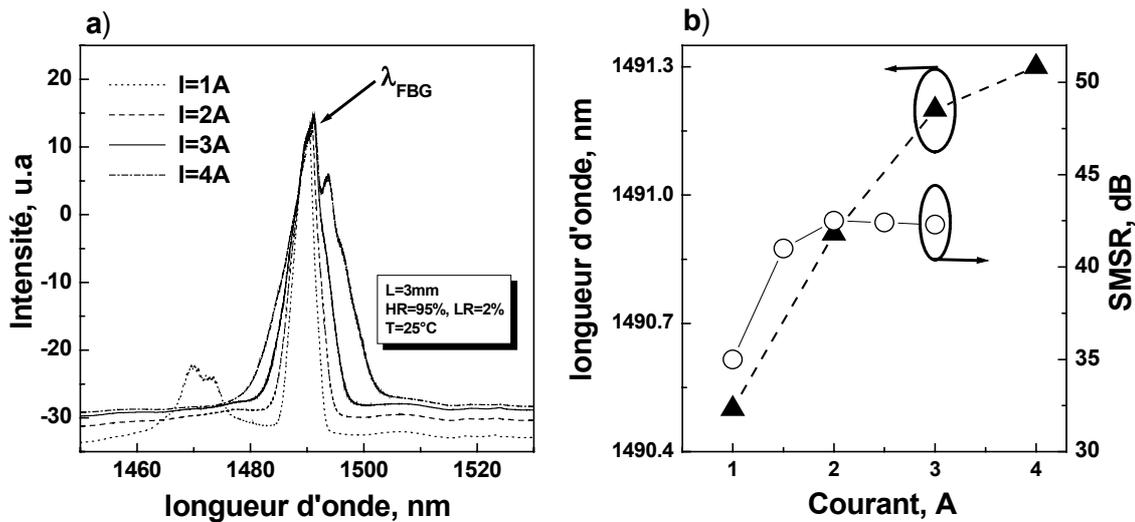


figure 6.2.5-3 a) Spectres FBG en longueur d'onde. b) Stabilisation de la longueur d'onde et SMSR en fonction du courant.

6.2.6 Mesure de la densité de porteurs longitudinale

Différentes études [65, 66] ont montré que la réduction du facteur du confinement optique  $\Gamma$  conduisait à une réduction du LSHB. Ces travaux rapportent une meilleure qualité de faisceaux, pour des structures (laser ou SOA) à cavité largement évasée émettant à  $1\mu\text{m}$ , lorsque le facteur de confinement est divisé par 2. Le gain en qualité de faisceaux est attribué à la réduction du LSHB pour les structures à faible confinement.

Dans notre cas, il s'agit de vérifier si nos structures asymétriques, qui ont un confinement réduit par un facteur 2 en comparaison à la structure de référence, présentent une réduction de la dissymétrie de la densité de porteurs. Dans ce cadre, des mesures d'émission spontanée sont réalisées sur des laser de  $1000\mu\text{m}$  de long et dont les facettes sont traitées HR=95% et LR=1%. La figure 6.2.6-1-a présente la densité de porteurs relative le long de l'axe de propagation pour de tels lasers. L'évolution de la densité de porteurs est semblable au cas du laser droit du chapitre 4, avec une augmentation de celle-ci plus importante face arrière que face avant et la présence d'une dissymétrie qui augmente en fonction du courant. Néanmoins, la valeur de la variance

<sup>1</sup> SMSR : Side Mode Suppression Ratio

est fortement réduite, figure 6.2.6-1-b, et à la saturation celle ci est divisé par un facteur 8 en comparaison avec la variance de la structure de référence.

Le guide à structure asymétrique présente effectivement une diminution du LSHB due à une réduction du facteur de confinement par rapport à la structure de référence.

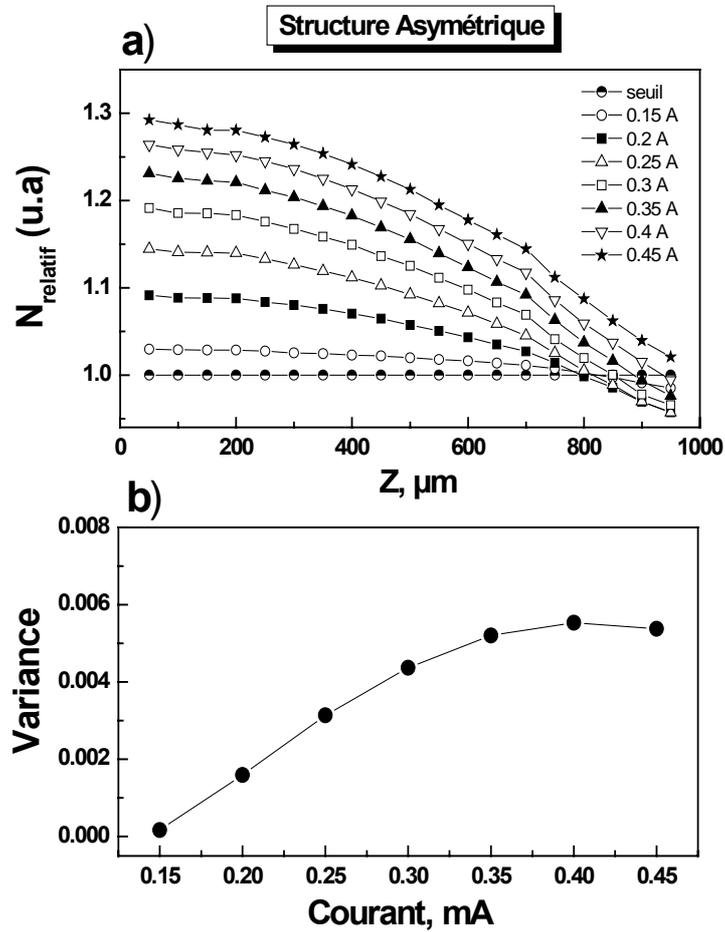


figure 6.2.6-1 Mesure d'émission spontanée sur structure asymétrique. a) Densité de porteurs relative dans la cavité. b) Variance en fonction de l'injection de courant.

### 6.3 Synthèse des résultats

Nous venons de voir que l'introduction d'un quaternaire faible indice permet de réduire d'un facteur 2 les pertes internes dans la cavité. Cet effet est dû à un déplacement du mode vers le quaternaire faiblement dopé qui permet de limiter les pertes par IVBA dans la partie InP(p). En outre, l'utilisation de cette couche de quaternaire permet une réduction de la différence d'indice latérale permettant ainsi d'augmenter la largeur de coupure du ruban et donc d'augmenter le volume actif.

Les résultats obtenus sont significatifs :

- La réduction des pertes internes permet une augmentation du rendement externe, qui passe de 0.44W/A à 0.57W/A pour un laser d'une longueur de 1200 $\mu$ m.
- Grâce à l'amélioration du rendement externe, des puces plus longues ont pu être réalisées tout en gardant un bon rendement externe. Pour des lasers de 3mm de long, un rendement externe de 0.46W/A est atteint, permettant l'obtention d'une puissance de saturation de 1.2W pour un courant de 5A.
- Une attention particulière s'est portée vers le dessin d'une structure avec un diagramme de divergence symétrique et un taux de couplage de 87% est reporté avec une fibre monomode (SMF). Ce taux de couplage élevé a permis l'obtention du Watt couplé dans une SMF à 5A.
- Le comportement FBG est lui aussi concluant et une puissance >0.7W a été démontrée pour un courant de 3A, avec une excellente stabilisation en longueur d'onde et un SMSR >35dB.
- De plus, la diminution du confinement dans la région active permet aux structures à « cladding asymétrique » d'obtenir une forte réduction du LSHB avec une variance de l'ordre de  $6.10^{-3}$  à la saturation.

Les lasers à « cladding asymétrique » permettent donc l'obtention d'une puissance importante compatible avec l'amplification Raman comme nous l'avons déjà vu avec les lasers à cavité évasée. Il nous reste donc maintenant à donner des voies d'améliorations de ces structures en les combinant aux guides à deux dimensions (MMI et cavité évasée) présentés précédemment.

## 7 Conclusions et Perspectives

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés aux lasers à semi-conducteurs de puissance émettant aux alentours de 1480nm dont l'utilisation principale prévue est l'amplification Raman. Les objectifs fixés en terme de puissance optique nécessaire pour ces d'applications sont 400 à 500mW couplés dans une fibre monomode.

Pour pouvoir atteindre ce but, nous avons après un premier chapitre d'introduction, présenté les notions fondamentales de la physique des lasers permettant de comprendre leur fonctionnement. Puis nous avons donné les principales techniques de caractérisations utilisées au cours de ce travail de thèse pour la détermination des paramètres physiques des lasers réalisés. Nous avons insisté sur une méthode de caractérisation originale, qui concerne la mesure de l'émission spontanée, permettant de remonter à la densité de porteurs dans la cavité laser.

Dans le chapitre 3, nous avons énoncé les principaux effets limitant la puissance de sortie des pompes 1480nm. Nous avons vu que les effets néfastes au bon fonctionnement laser sont liés aux pertes internes, à l'augmentation de la température du guide actif ainsi qu'au longitudinal spatial hole burning. Ces deux derniers phénomènes sont à l'origine de la dégradation du rendement électro-optique lorsque le courant injecté augmente entraînant une saturation de la puissance. En outre, nous avons présenté les différents mécanismes qui sont à l'origine de l'échauffement de la couche active et un calcul simple, considérant les équations de conservation, a montré que le longitudinal spatial hole burning était à l'origine de la saturation du gain sur la face avant du laser, entraînant par la même une saturation de la puissance. De plus, cette inhomogénéité de la densité de porteurs et de photons dans la cavité entraîne une inhomogénéité spatiale du gain.

Diverses solutions ont été mises en œuvre au cours de cette thèse pour remédier à la saturation de la puissance. Le chapitre 4 est consacré à la réduction des effets thermiques par l'augmentation du volume actif. Cela fut réalisé par l'introduction de larges guides multimodes (MMI) connectés en leur centre de part et d'autre par un guide monomode. Ces guides MMI permettent à la fois un gain en volume important mais aussi de conserver le caractère monomode transverse via leur guide de sortie monomode.

Nous avons vu que, moyennant le choix d'une structure MMI adaptée, le phénomène d'interférence caractéristique des rubans MMI fonctionne aussi sous injection de courant et l'obtention de puissances de saturation plus importantes que dans le cas de lasers droits a été démontrée. De plus, la réduction du rendement externe de ces guides fut attribuée à la longueur de bras inter-MMI qui n'était pas adaptée dans notre cas. Le couplage des guides MMI fut réalisé et un taux de couplage de l'ordre de 80% a été rapporté, c'est-à-dire autant que pour les guides droits. Enfin, nous avons donné des règles de dessin pour l'utilisation de guide MMI en tant que laser de puissance restant insensible à toute variation d'indice induite par l'injection de courant (effet Joule).

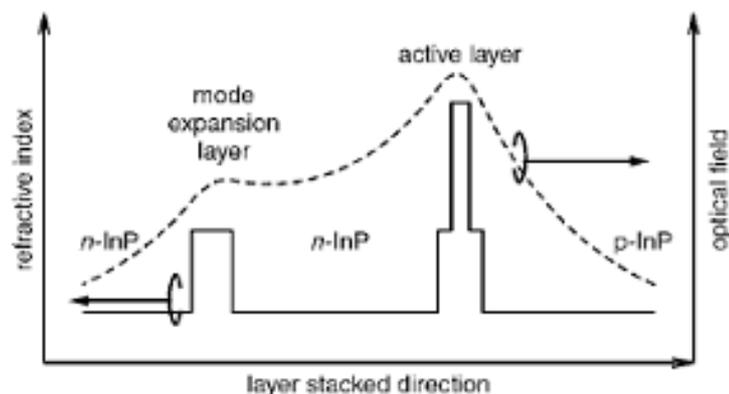
Dans le cinquième chapitre, l'introduction de cavité évasée adiabatique et à densité de photons constante, pour lutter efficacement contre le LSHB, a donné des gains en puissance de l'ordre de 30% en comparaison aux lasers droits de même longueur. Cela a permis d'atteindre les objectifs fixés en début de thèse (i.e, 400 à 500mW couplés dans une fibre monomode), puisque 625mW furent obtenus pour un courant de 2.5A. Grâce à

la caractérisation par l'émission spontanée, nous avons pu mettre en évidence la réduction du LSHB dans les cavités évasées et nous l'avons directement relié à l'augmentation de puissance. La difficulté du dessin des cavités évasées réside dans la conservation du caractère monomode transverse au cours de la propagation du mode dans la cavité. Nous avons vu que les champs lointains ont effectivement une forme Gaussienne à la fois dans la direction parallèle et perpendiculaire aux couches épitaxiales. Le caractère monomode transverse est donc conservé, bien que la divergence des champs lointains dans le plan parallèle augmente avec l'injection de courant. Ce point n'est pas rédhibitoire pour le couplage car l'augmentation de la divergence, qui n'a lieu que pour le plan parallèle, rend le champ plus symétrique en sortie. Finalement, les cavités à densité de photons constante ont montré le meilleur comportement pour leur utilisation en tant que laser de puissance.

La réduction des pertes internes présentée au chapitre 6, réalisée par l'utilisation d'un quaternaire faible indice (structure à « cladding asymétrique »), a permis d'obtenir un record pour le rendement externe avec une valeur égale à  $0.57W/A$  pour un laser d'une longueur de  $1200\mu m$ . Avec des pertes internes de l'ordre de  $3cm^{-1}$ , nous avons pu réaliser des lasers longs (3mm) et ainsi démontré 1.2W en sortie de puce. De plus, cette structure présente un champ lointain symétrique permettant l'obtention d'un taux de couplage de 87% avec un record de 1Watt couplé dans une fibre monomode sous 5A. Une stabilisation en longueur d'onde de ces lasers fut aussi réalisé et 0.7W FBG ont été reporté pour un courant de 3A avec un SMSR  $>35dB$ .

La faible valeur du facteur de confinement dans les puits quantiques de ces structures a pour effet de réduire le LSHB. Expérimentalement nous avons observé cette diminution du LSHB et la variance dans le cas des structures asymétrique est 8 fois inférieure à celle de lasers standards.

Nous pouvons dès à présent donner quelques perspectives d'améliorations des lasers de puissance, en unifiant les différentes voies de recherche empruntées au cours de cette thèse. L'idée qui émerge consiste à adapter les guides bidimensionnels à la structure dite de « cladding asymétrique ». Notamment, l'adaptation de guide MMI sur une structure à pertes internes réduites paraît être une bonne solution pour minimiser l'échauffement. Une variante de cette idée vient d'être proposée par NEC [67]. Les auteurs utilisent une « semelle » en quaternaire faible indice mais cette dernière n'est pas en contact direct avec la couche active puisqu'une couche d'InP(n) est intercalée entre la couche active et la couche de quaternaire faible indice, (Fig. 2, Extrait [67]).



**Fig. 2** Schematic profiles of refractive index (solid line) and optical field (dashed line)

La deuxième approche consiste à combiner une cavité évasée au «cladding asymétrique». Nous avons réalisé très récemment une telle structure, et les tout premiers résultats montrent un gain de 15% en puissance de saturation entre un guide droit et un guide évasé pour une longueur de cavité de 1500 $\mu\text{m}$ , Fig I. Cette approche doit être approfondie et en présence de cavité évasée plus longue le watt optique devrait être atteint pour des cavités plus courtes que dans le cas du guide droit (3mm) et donc pour des courants plus faibles.

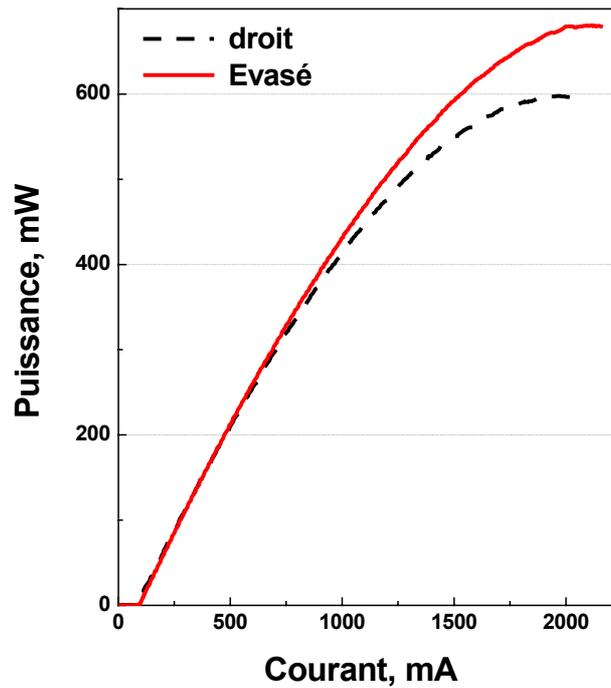


Fig I Résultats expérimentaux : comparaison ruban droit et évasé sur « cladding asymétrique ».

## 8 Références

---

- [1] Bromage, J.: ‘Raman amplification for fiber communications systems’, *IEEE J. Lightwave Technol.*, 22, (1), pp. 79 – 93, 2004.
- [2] Hamamoto, K., Gini, E., Holtmann, C., and Melchior, H.: ‘Single transverse mode active MMI 1.5 $\mu$ m InGaAsP buried hetero laser diode’, 8<sup>th</sup> European Conference on Integrated Optics, Stockholm, Sweden, post-deadline PD5-1, 1997.
- [3] Gottesman, Y., Rao, E.V.K., Dagens, B.: ‘A novel design proposal to minimize reflections in deep-ridge multimode interference couplers’, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, (12) pp. 1662 – 1664, 2000.
- [4] Swint, R. B., Huber, A. E., Yeoh, T. S., Woo, C. Y., Coleman, J. J., Faircloth, B. O., Zediker, M. S.: ‘650mW single lateral mode power from tapered and flared buried ridge laser’, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14, (9), pp. 1237 – 1239, 2002.
- [5] Sagawa, M., Hiramoto, K., Toyonaka, T., Kikawa, T., Fujisaki, S., Uomi, K.: ‘Highly reliable and stable lateral mode operation of high power 0.98 $\mu$ m InGaAs-InGaAsP lasers with an exponential shaped flared stripe’, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 3, (2), pp. 666 – 671, 1997.
- [6] Walpole, J.N., Donnely, J.P., Taylor, P.J., Missagia, L.J., Harris, C.T., Bailey, R.J., Napoleone, A., Groves, S.H., Chinn, S.R., Huang, R., Plant, J.: ‘Slab-coupled 1.3 $\mu$ m semiconductor laser with single-spatial large-diameter mode’, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14, (6), pp. 756 – 758, 2002.
- [7] Duan, G.H.: ‘Physique des lasers’, Cours à l’Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris, 2000.
- [8] Petit, R.: ‘Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique’, Ed. Masson, 1992.
- [9] Tamir, T.: ‘Guided-wave optoelectronics’, Springer Verlag, pp. 35 – 50, 1990.
- [10] Rosencher, E., Vinter, B.: ‘Optoélectronique’, Enseignement de la physique, Editions Masson, ISBN 2-225-82935-7, 2000.
- [11] Culoma, A.: ‘Propagation des faisceaux gaussiens. Transport des faisceaux de puissance’, Ecole d’été systèmes optiques.
- [12] Mersali, B., Bruckner, H.J., Feuillade, M., Sainson, S., Ougazzaden, A., and Carencio, A.: ‘Theoretical and experimental studies of a spot size transformer with integrated waveguide for polarization insensitive optical amplifiers’, *IEEE J. Lightwave Technol.*, 13, (9), pp. 1865 – 1872, 1995.
- [13] Paoli, T.L.: ‘A new technique for measuring the thermal impedance of junction lasers’, *IEEE J. Quantum Electron.*, 11, (7), pp. 498 – 503, 1975.

- 
- [14] Duda, E., Carballes, J.C., Apruzzese, J.: 'Thermal resistance and temperature distribution in double-heterostructure lasers: calculations and experimental results', *IEEE J. Quantum Electron.*, 15, (8), pp. 812 – 817, 1979.
- [15] Ketelsen, L.J.P, Hoshino, I., Ackermen, D.A.: 'The role of axially non-uniform carrier density in altering the TE-TE gain margin in InGaAsP-InP DFB lasers', *IEEE J. Quantum Electron.*, 27, (4), pp. 957 – 964, 1991.
- [16] Lewis, G.M., Smowton, P.M., Thomson, J.D., Summers, H.D., Blood, P.: 'Measurement of true spontaneous emission spectra from the facet of diode laser structure', *Appl. Phys. Lett.*, 80, (1), pp. 1 – 3, 2002.
- [17] Ahn, D., Chuang, S.L.: 'The theory of strained layer quantum well lasers with band gap renormalization', *IEEE J. Quantum. Electron.*, 30, (2), pp. 350 – 365, 1994.
- [18] Duan, G.H., Gallion, P., Agrawal, G.P.: 'Effective non-linear gain in semiconductor lasers', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 4, (3), pp. 218 – 220, 1992.
- [19] Witzigmann, B., Hybertsen, M.S, Reynolds, C.L., Belenky, G.L., Shterengas, L., Shtengel, G.E.: 'Microscopic simulation of the temperature dependence of static and dynamic 1.3 $\mu$ m multi-quantum-well laser performance', *IEEE J. Quantum Electron.*, 39, (1), pp. 120 – 129, 2003.
- [20] Zou, Y., Osinski, J.S., Grodzinski, P., Dapkus, P.D., Rideout, W.C., Sharfin, W.F., Schlafer, J., Crawford, F.D.: 'Experimental study of Auger recombination, gain, and temperature sensitivity of 1.55 $\mu$ m compressively strained semiconductor lasers', *IEEE J. Quantum Electron.*, 29, (6), pp. 1565 – 1575, 1993.
- [21] Li, J., Hohl-AbiChedid, A., Rice, A.K., Qian, Y.: 'High power singlemode AlGaInAs/InP 14xx-nm laser for uncooled application', *Electron. Lett.*, 39, (3), pp. 289 – 290, 2003.
- [22] Amann, M.C.: 'Thermal resistance of ridge waveguide lasers mounted upside down', *Appl. Phys. Lett*, 50, pp. 4 – 6, 1987.
- [23] Pernas, R., Sanchez, M., Pena-Sierra, R., Escoboda, A. : 'A new method to determine the thermal resistance in semiconductor lasers', *Conference on Devices Circuits and Systems, Caracas, D041-1-D041-6*, 2002.
- [24] Girardin, F., Duan, G.H., Gallion, P., Blez, M., Allovon, M.: 'Determination of nonlinear gain coefficient of semiconductor lasers from above threshold spontaneous emission measurement', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6, (8), pp. 894 – 896, 1994.
- [25] Björk, G., Nilsson, O.: 'A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures: properties of asymmetric phase shifted DFB lasers', *IEEE J. Lightwave Technol.*, LT-5, pp. 140 – 146, 1987.
- [26] Bissessur, H.: 'Effects of hole burning, carrier-induced losses and the carrier-dependent differential gain on the static characteristic of DFB lasers', *J. Lightwave Technol.*, 10, (11), pp. 1617 – 1630, 1992.

- 
- [27] Walpole, J.N. : 'Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions', *Opt. and Quantum Electron.*, 28, pp. 623 – 645, 1996.
- [28] Delepine, S.: 'Contribution à l'étude des lasers à semi-conducteurs de très forte puissance monomodes transverses à cavité instable émettant à 1.48 $\mu\text{m}$ ', mémoire de Thèse, OPTO+, 2000.
- [29] Ulrich, R. : 'Light propagation and imaging in planar optical waveguides', *Nouv. Rev. Optique*, 6, (5), pp. 253 – 262, 1975.
- [30] Soldano, L.B., Pennings, E.C.M.: 'Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications', *J. Lightwave Technol.*, 13, (4), pp. 615 – 627, 1995.
- [31] Feit, M.D., Fleck, J.A.: 'Light propagation in graded-index optical fibers', *Appl. Opt.*, 17, pp. 3990 – 3998, 1978.
- [32] Hadley, G.R.: 'Multistep method for wide-angle beam propagation', *Opt. Lett.*, 17, pp. 1743, 1992.
- [33] Hadley, G.R.: 'Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators', *Opt. Lett.*, 17, pp. 1426, 1992.
- [34] Pennings, E.C.M., Van Roijen, R., Van Stralen, M.J.N., de Waard, P.J., Koumans, R.G.M.P., Verbeek, B.H.: 'Reflection properties of multimode interference devices', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6, (6), pp. 715 – 718, 1994.
- [35] Van Roijen, R., Pennings, E.C.M., Van Stralen, M.J.N., Van Dongen, T., Verbeek, B.H., Van der Heijden, J.M.M. : 'Compact InP-based ring lasers employing multimode interference couplers and combiners', *Appl. Phys. Lett.*, 64, (14), pp. 1753 – 1755, 1994.
- [36] Gottesman, Y., Rao, E.V.K., Dagens, B.: 'A novel design proposal to minimize reflections in deep-ridge multimode interference couplers', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, (12), pp. 1662 – 1664, 2000.
- [37] Gottesman, Y., Rao, E.V.K., Dagens, B.: 'An in-depth analysis of reflections in MMI couplers using optical low-coherence reflectometry: Design optimization and performance evaluation', ECIO'01.
- [38] Broberg, B., Lindgren, S.: 'Refractive index of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  layers and InP in the transparent wavelength region', *J. Appl. Phys.*, 55, (9), 1984.
- [39] Henry, C., Johnson, L., Logan, R., Clarke, D.: 'Determination of the refractive index of InGaAsP epitaxial layers by mode line luminescence spectroscopy', *IEEE J. Quantum Electron.*, 21, (12), pp. 1887 – 1892, 1985.
- [40] Besse, P.A., Bachmann, M., Melchior, H., Soldano, L.B., Smit, M.K.: 'Optical bandwidth and fabrication tolerances of multimode interference couplers', *IEEE J. Lightwave Technol.*, 12, (6), pp. 1004 – 1009, 1994.

- 
- [41] Hamamoto, K., Gini, E., Holtmann, C., Melchior, H., Sasaki, T.: 'Active multimode interferometer laser diode demonstrated via 1.48 $\mu$ m high power application', *Electron. Lett.*, 36, (2), pp. 138 – 139, 2000.
- [42] Gottesman, Y. : 'Exploration de la réflectométrie à faible cohérence en vue de son implication pour l'analyse des composants et circuits photoniques', mémoire de thèse, OPTO+, 2001.
- [43] Black, R.J., Lacroix, S., Gonthier, F., Love, J.D.: 'Tapered single-mode fibers and devices: Experimental and theoretical quantification', *IEE Proceedings-J*, 38, (5), pp. 355 – 364, 1991.
- [44] Love, J.D., Henry, W.M., Stewart, W.J., Black, R.J., Lacroix, S., Gonthier, F.: 'Tapered single-mode fibers and devices: Adiabaticity criteria', *IEE Proceedings-J*, 38, (5), pp. 355 – 364, 1991.
- [45] Donnelly, J.P., Walpole, J.N., Groves, S.H., Bailey, R.J., Missaglia, L.J., Napoleone, A., Reeder, R.E., Cook, C.C.: 'High power 1.5 $\mu$ m tapered gain region lasers', *Photonics West*, SPIE 3284, 1998.
- [46] Cho, S.H., Fox, S., Johnson, F.G, Stone, D., Dagenais, M.: 'High power diffraction limited output from a tapered laser operating at 1.55 $\mu$ m', *LEOS*, ThP2, 1997.
- [47] Irie, Y., Miyokawa, J., Mugino, A., Shimizu, T.: 'Over 200 mW 980 nm pump laser diode module using optimized high-coupling lensed fiber', *OFC/IOOC*, 2, pp. 238 – 240, 1999.
- [48] Delépine, S., Boubal, F., Gérard, F., Fillon, T., Salet, P. : 'Tolerant low-loss three-lens coupling system for 1.48 $\mu$ m unstable cavity lasers', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, (3), pp. 254 – 256, 2000.
- [49] Walpole, J.N., Donnelly, J.P., Groves, S.H., Missaggia, L.J., Woodhouse, J.D., Bailey, R.J., Napoleone, A.: 'Diffraction limited 1.3 $\mu$ m wavelength tapered gain region lasers with >1-W CW output power', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 8, (11), pp. 1429 – 1431, 1996.
- [50] Lu, B., Osinski, J.S., Lang, R.J.: '400mW continuous wave diffraction limited flared unstable resonator laser diode at 635nm', *Electron. Lett.*, 33, (19), pp. 1633 – 1634, 1997.
- [51] Delépine, S., Salet, P., Gérard, F., Piquier, A., Fillion, T., Pasquier, J., Doussière, P., Chardon, J.-P., DiMaggio, M., Boubal, F., Gelly, G. : '370mW coupled into single mode optical fibre from 1.48 $\mu$ m unstable cavity laser', *Electron. Lett.*, 35, (2), pp. 145 – 146, 1999.
- [52] Swint, R.B., Huber, A.E., Yeoh, T.S., Woo, C.Y., Coleman, J.J., Faircloth, B.O., Zediker, M.S.: '650-mW single lateral mode power from tapered and flared buried ridge laser', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 14, (9), pp. 1237 – 1239, 2002.
- [53] Sagawa, M., Hiramoto, K., Toyonaka, T., Kikawa, T., Fujisaki, S., Uomi, K.: 'High power, highly reliable operation of InGaAs/InGaAsP 0.98 $\mu$ m lasers with an exponential shaped stripe', *Electron. Lett.*, 32, (24), pp. 2277 – 2279, 1996.

- 
- [54] Vassalo, C.: 'Analysis of tapered mode transformers for semiconductor optical amplifiers', *Optical and Quantum Electron.*, 26, pp. S235 – S248, 1994.
- [55] Balsamo, S., Ghislotti, G., Trezzi, F., Bravetti, P., Coli, G., Morasca, S.: 'High power 980-nm pump lasers with flared waveguide design', *IEEE J. Lightwave Technol.*, 20, (8), pp. 1512 – 1516, 2002.
- [56] Fang, Wei-chiao.W., Bethea, C.G., Chen, Y.K., Chuang, S.L.: 'Longitudinal spatial inhomogeneities in high power semiconductor lasers', *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 1, (2), pp. 117 – 127, 1995.
- [57] Rinner, F., Rogg, J., Friedmann, P., Mikulla, M., Propawe, R., Weimann, G.: 'Longitudinal carrier density measurement of high power broad area laser diodes', *Appl. Phys. Lett.*, 80, (1), pp. 19 – 21, 2002.
- [58] Fehr, J.N., Dupertuis, M.A., Hessler, T.P., Kappei, L., Marti, D., Selbmann, P.E., Pleumeekers, J.L., Emery, J.Y., Dagens, B., Deveaud, B.: 'Direct observation of longitudinal spatial hole burning in semiconductor optical amplifiers with injection', *Appl. Phys. Lett.*, 78, (26), pp. 4079 – 4081, 2001.
- [59] Soda, H., Kotaki, Y., Sudo, H., Ishokawa, H., Yamakoshi, S., Imai, H.: 'Stability in single longitudinal mode operation in GaInAsP/InP phase adjusted DFB lasers', *IEEE J. Quantum. Electron.*, 23, (6), pp. 804 – 814, 1987.
- [60] Borruel, L., Sujecki, S., Moreno, P., Wykes, J., Krakowski, M., Sumpf, B., Sewell, P., Auzanneau, S.-C., Wenzel, H., Rodriguez, D., Benson, T.M., Larkins, E.C., Esquivias, I.: 'Quasi-3-D simulation of high brightness tapered lasers', *IEEE J. Quantum. Electron.*, 40, (5), pp. 463 – 472, 2004.
- [61] Krakowski, M., Auzanneau, S.-C., Berlie, F., Calligaro, M., Robert, Y., Parillaud, O., Lecomte, M.: '1W high brightness index guided tapered laser at 980nm using Al-free active region materials', *IEE Electron. Lett.*, 39, (15), pp. 1122 – 1123, 2003.
- [62] Williams, K.A., Penty, R.V., White, I.H., Robbins, D.J., Wilson, F.J., Lewandowski, J.J., Nayar, B.K.: 'Design of high brightness tapered laser arrays', *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 5, (3), pp. 822 – 831, 1999.
- [63] Guthrie, J., Tan, G.L., Ohkubo, M., Fukushima, T., Ikegami, Y., Ijichi, T., Irikawa, M., Mand, R.S., Xu, J.M.: 'Beam instability in 980-nm power lasers: experiment and analysis', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 6, (12), pp. 1409 – 1411, 1994.
- [64] Nagashima, Y., Onuki, S., Shimose, Y., Yamada, A., Kikugawa, T.: 'Novel asymmetric cladding 1.48 $\mu$ m pump laser with extremely high slope efficiency and CW output power of >1W', *LEOS '02, Glasgow, PD1.4*.
- [65] Mikulla, M., Chazan, P., Schmitt, A., Morgott, S., Wetzels, A., Walther, M., Kiefer, R., Pletschen, W., Braunstein, J., Weimann, G.: 'High brightness tapered semiconductor laser oscillators and amplifiers with low modal gain epilayer structures', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10, (5), pp. 654 – 656, 1998.

---

[66] Gahl, A., Balle, S.: 'Influence of the confinement factor on the wavelength dependent output properties of a tapered travelling wave semiconductor amplifier', *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 11, (11), pp. 1375 – 1377, 1999.

[67] Ohya, M., Naniwae, K., Sudo, S., Sasaki, T., Hamamoto, K.: 'Over 1W output power with low driving voltage 14xx-nm pump laser diodes using active multimode interferometer', *IEE Electron. Lett.*, 40, (17), pp. 1063 – 1064, 2004.