



**HAL**  
open science

# Laser à blocage de modes à base de boîtes quantiques InAs/InP pour les télécommunications optiques

Kamil Klaime

► **To cite this version:**

Kamil Klaime. Laser à blocage de modes à base de boîtes quantiques InAs/InP pour les télécommunications optiques. Autre [cond-mat.other]. INSA de Rennes, 2013. Français. NNT : 2013ISAR0018 . tel-00905711

**HAL Id: tel-00905711**

**<https://theses.hal.science/tel-00905711>**

Submitted on 18 Nov 2013

**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.



**THESE INSA Rennes**  
sous le sceau de l'Université européenne de Bretagne  
pour obtenir le titre de  
**DOCTEUR DE L'INSA DE RENNES**  
Spécialité : Physique optoélectronique

présentée par  
**Kamil KLAIME**  
**ECOLE DOCTORALE : SDLM**  
**LABORATOIRE : FOTON-OHM**

**Laser à blocage de  
modes à base de boîtes  
quantiques InAs/InP  
pour  
les télécommunications  
optiques**

**Thèse soutenue le 12.07.2013**  
devant le jury composé de :

**Abderrahim RAMDANE**

Directeur de recherche, CNRS LPN Marcoussis / président

**Ammar SHARAIHA**

Professeur des universités, ENIB Brest / rapporteur

**Christophe LABBE**

Maitre de conférences/HDR, CIMAP-ENSI Cean / rapporteur

**Rozenn PIRON**

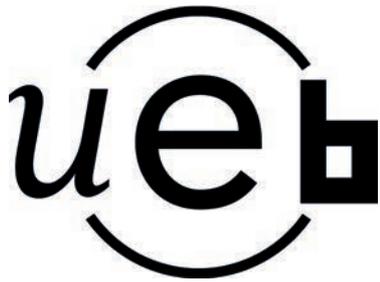
Maitre de conférences, INSA de Rennes-FOTON / Co-encadrante  
de thèse

**Alain LE CORRE**

Professeur des universités, INSA de Rennes-FOTON / Directeur  
de thèse

# Laser à blocage de modes à base de boîtes quantiques InAs/InP pour les télécommunications optiques

Kamil KLAIME



En partenariat avec



# Remerciement

Cette étude a été réalisée pendant trois ans dans le laboratoire FOTON-OHM à l'INSA de Rennes.

Je remercie grandement mon directeur de thèse Alain Le Corre, qui m'a encadré de très près durant ces trois ans, je le remercie bien évidemment pour la pertinence de ses conseils scientifiques, sa confiance, sa disponibilité, son humour et ses encouragements.

Je tiens à remercier tout particulièrement Rozenn Piron, co-directrice de cette thèse pour le temps qu'elle m'a consacré et pour tous ses conseils et sa générosité.

Je remercie aussi Slimane Loualiche pour son aide et encouragement pendant toute la durée de ma thèse, Cyril Paranthoen, Thomas Batte, Karine Tavernier et Julie Le Pouliquen pour leurs aides dans la salle blanche et Olivier Dehaese pour tout son aide et ses conseils.

Je tiens à remercier aussi tous les membres du laboratoire, professeurs, maîtres de conférences, techniciens, doctorants, ingénieurs, secrétaires etc....(je ne tiens pas à les nommer car j'ai peur d'oublier quelqu'un).

J'adresse un grand merci aux équipes qui m'ont accueilli. Je remercie l'équipe de LPN à marcoussis et spécialement Kamel Merghem, Cosimo Calo, Anthony Martinez et Abderrahim Ramdane pour m'avoir accueilli et aider pendant plusieurs campagnes de mesures. Je remercie aussi Pascal Besnard, Zhenyu Hao et Philippe Rochard pour leur aide et leur accueil dans le laboratoire FOTON à Lannion. Et enfin je tiens à remercier l'équipe de DTU Fotonik au Danemark et spécialement Kresten Yvind qui m'a accueilli et partagé son savoir dans le domaine des lasers à blocage de modes.

Mes sincères remerciements à Ammar Sharaiha et Christophe Labbé d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, et à Abderrahim Ramdane d'avoir présidé le jury. Je les remercie tous pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour mes travaux, et leurs remarques rigoureuses et leurs conseils qui se sont révélés très enrichissants.

Je voudrais remercier également tous mes ami(e)s (que je n'oserai pas commencer à les nommer pour ne pas oublier quelqu'un) que j'ai pu rencontrer durant ces années de thèse pour leurs soutiens et surtout leurs encouragements.

Pour finir, je veux remercier tout d'abord mes parents (Elie et Georgette), mon frère et ma sœur pour leurs encouragements et enfin ma chère et adorable femme Olivia qui m'a aidé et soutenu dans tous les moments de cette thèse.

# Table de matière

<b>REMERCIEMENT .....</b>	<b>3</b>
<b>TABLE DE MATIERE.....</b>	<b>4</b>
<b>CHAPITRE 0 INTRODUCTION GENERALE.....</b>	<b>9</b>
0.1 INTRODUCTION.....	9
0.2 APPLICATION DES LASERS IMPULSIONNELS.....	10
0.2.1 <i>Multiplexage optique à répartition dans le temps (OTDM)</i> .....	10
0.2.2 <i>Récupération d'horloge tout optique</i> .....	11
0.2.3 <i>WDM</i> .....	11
0.2.4 <i>Interconnexions optiques</i> .....	12
0.2.5 <i>Radio sur fibre</i> .....	13
0.3 CONTEXTE ET OBJECTIFS DE LA THESE .....	14
0.4 ORGANISATION DU MANUSCRIT .....	14
<b>CHAPITRE 1 LASER A BLOCAGE DE MODES.....</b>	<b>17</b>
1.1 LASERS : PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT .....	17
1.1.1 <i>Modes longitudinaux</i> .....	18
1.1.2 <i>Principe de fonctionnement des lasers à blocage de modes</i> .....	20
1.2 DIFFERENTS TYPES DE BLOCAGE DE MODES.....	23
1.2.1 <i>Blocage de mode actif</i> .....	23
1.2.2 <i>Blocage de modes passif</i> .....	24
1.2.2.1 <i>Blocage de mode passif à double section avec absorbant saturable</i> .....	25
1.2.2.2 <i>Blocage de mode passif sans absorbant saturable (mono-section)</i> .....	27
1.2.2.3 <i>Blocage de mode passif par effet non linéaire (effet Kerr)</i> .....	27
1.2.3 <i>Blocage de mode hybride</i> .....	28
1.2.4 <i>Q-switch</i> .....	29
1.3 ETAT DE L'ART.....	30
1.4 BRUIT DANS LES LASERS A SEMI-CONDUCTEURS A BLOCAGE DE MODES.....	32
1.4.1 <i>Origines physiques du bruit et conséquences pour les télécommunications optiques</i> .....	32
1.4.1.1 <i>Bruit d'intensité et bruit d'intensité relatif (RIN)</i> .....	33
1.4.1.2 <i>Bruit de phase</i> .....	33
1.4.1.3 <i>Gigue temporelle</i> .....	33
1.4.2 <i>Rétroaction optique</i> .....	34
1.5 CONCLUSION .....	35
<b>CHAPITRE 2 CROISSANCE ET OPTIMISATION DES STRUCTURES A BQS .....</b>	<b>37</b>

2.1	INTERET DES BQS POUR LES LASERS .....	37
2.1.1	<i>Propriétés des BQs : de 3D à 0D</i> .....	37
2.1.2	<i>Intérêt pour les lasers</i> .....	38
2.1.2.1	Courant de seuil .....	38
2.1.2.2	Dépendance en Température.....	39
2.1.2.3	Gain spectral.....	40
2.1.2.4	Gain différentiel.....	41
2.1.2.5	Facteur d'Henry.....	42
2.2	ELABORATION DES STRUCTURES A BATQS ET BQS .....	43
2.2.1	<i>Epitaxie par jets moléculaires</i> .....	44
2.2.2	<i>Caractérisations structurales et optiques des nanostructures</i> .....	46
2.2.2.1	Caractérisation in situ RHEED.....	46
2.2.2.2	Microscopie à force atomique.....	46
2.2.2.3	Photoluminescence continue .....	46
2.3	CROISSANCE DES NANOSTRUCTURES AUTO-ORGANISEES .....	47
2.4	OPTIMISATION DE LA CROISSANCE DES BQS .....	50
2.4.1	<i>Effet du flux d'Arsenic et de la température</i> .....	50
2.4.1.1	Effet du flux d'Arsenic et de la température sur les BQs sur InP (001).....	51
2.4.1.2	Croissance des nanostructures sur InP (001) désorienté .....	52
2.4.1.3	Effet du flux d'Arsenic sur les BQs sur InP (113)B.....	52
2.4.2	<i>Croissance de l'empilement de plans de BQs</i> .....	53
2.4.3	<i>Croissance de l'empilement de plans de BQs sur InP(001) désorienté</i> .....	55
2.4.4	<i>Etude de la polarisation des BQs</i> .....	56
2.4.5	<i>Etude de la compensation de la contrainte de l'empilement de plans de BQs sur InP (113)B</i> .....	58
2.5	FABRICATION ET CARACTERISATION DE LASERS MULTIMODES .....	61
2.5.1	<i>Fabrication technologique des lasers multimodes (Ruban large)</i> .....	61
2.5.2	<i>Caractérisation électrique</i> .....	62
2.5.2.1	Banc et méthode de mesure .....	63
2.5.2.2	Extraction des paramètres interne (Gain, Rendement et pertes internes) .....	66
2.5.2.3	Température caractéristique $T_0$ .....	68
2.6	RESULTATS DES CARACTERISATIONS STATIQUES DES LASERS A BQS.....	68
2.6.1	<i>Etude et caractérisation des lasers à 6 et 9 plans de BQs sur InP (113)B</i> .....	69
2.6.2	<i>Caractérisation du laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté</i> .....	73
2.6.3	<i>Synthèse des résultats et comparaison à l'état de l'art international</i> .....	75
2.7	CONCLUSION .....	77

## CHAPITRE 3 REALISATION DE LASERS MONOMODES A BASE DE BQS SUR SUBSTRAT INP(001) DESORIENTE

### 79

3.1	REALISATION TECHNOLOGIQUE DES LASERS MONOMODES A FOTON-OHM .....	79
-----	--	----

3.1.1	<i>Synthèse du procédé</i> .....	79
3.1.2	<i>Problématiques technologiques</i> .....	81
3.1.3	<i>Modélisation et optimisation de la structure en fonction de la largeur du guide et l'épaisseur du superstrat InP</i> .....	82
3.1.3.1	Dimensionnement du guide optique pour une émission monomode.....	83
3.1.3.2	Optimisation de l'épaisseur de superstrat InP.....	84
3.1.4	<i>Planarisation du BCB</i> .....	85
3.1.5	<i>Etat d'avancement</i> .....	87
3.2	OPTIMISATION DU PROCEDE TECHNOLOGIQUE LASER MONOMODE.....	89
3.2.1	<i>Première étude sur une structure laser à PQs</i> .....	89
3.2.1.1	Structure épitaxiale du laser à PQs.....	89
3.2.1.2	Validation de la structure par caractérisation ruban large.....	90
3.2.2	<i>Les procédés technologiques (RWG)</i> .....	92
3.2.2.1	Étude de l'influence de la présence d'une couche d'arrêt de gravure InGaAsP dans la structure.....	93
3.2.2.2	Gravure de la zone active (deep ridge waveguide).....	97
3.2.2.3	Etude de la Longueur de diffusion.....	99
3.2.3	<i>Comparaison des résultats et conclusion</i> .....	103
3.3	FABRICATION DES LASERS A BATQs ET BQs SELON LA PROCEDURE OPTIMISEE P2.....	104
3.3.1	<i>Laser à BatQs</i> .....	105
3.3.2	<i>Laser à BQs sur InP (001) désorienté</i> .....	107
3.3.2.1	Caractérisation des lasers monomodes à BQs sur InP (001) désorienté.....	107
3.3.2.2	Mesure du profil de mode.....	110
3.3.2.3	Discussion sur la longueur de diffusion.....	112
3.4	CONCLUSION.....	112
<b>CHAPITRE 4 CARACTERISATIONS DES LASERS A BLOCAGE DE MODES</b> .....		<b>115</b>
4.1	OUTILS DE MESURE.....	115
4.1.1	<i>Autocorrélation</i> .....	115
4.1.2	<i>Présentation des outils de caractérisation (Banc expérimental)</i> .....	117
4.2	MESURE DYNAMIQUE ET BLOCAGE DE MODES.....	118
4.2.1	<i>Mesure dynamique et blocage de modes en mono-section</i> .....	118
4.2.1.1	Caractérisation d'un laser à BQs de longueur 0,5 mm.....	118
4.2.1.2	Caractérisation d'un laser à BQs de longueur 1 mm.....	121
4.2.1.3	Caractérisation d'un laser à BQs de longueur 2 mm.....	124
4.2.2	<i>Mesures dynamiques et blocage de modes en double section</i> .....	127
4.3	DEDOUBLEMENT SPECTRAL.....	134
4.3.1	<i>Etat de l'art du dédoublement spectral</i> .....	134
4.3.2	<i>Dédoublement spectral sur les lasers à BQs sur InP (001) désorienté et son effet sur le blocage de modes</i> .....	135

4.3.2.1	Dédoublement spectral en mono-section .....	136
4.3.2.2	Interprétation et discussion .....	140
4.3.2.3	Etude en fonction de la température .....	142
4.3.2.4	Dédoublement spectral en double section en fonction de la température .....	143
4.4	CONCLUSION .....	148
<b>CHAPITRE 5 LASER A BQS SUR INP (113)B .....</b>		<b>149</b>
5.1	MESURES DE BLOCAGE DE MODES DES LASERS A BASE DE BQS SUR INP (113)B .....	149
5.1.1	<i>Technologie laser monomode au LPN .....</i>	<i>149</i>
5.1.2	<i>Caractérisation dynamique en blocage de modes du laser à BQs sur InP (113)B. ....</i>	<i>150</i>
5.1.3	<i>Rétroaction optique.....</i>	<i>155</i>
5.2	MESURE DE GAIN ET DES PERTES ET EXTENSION DU MODELE DE LAU EN FONCTION DE LA TEMPERATURE.....	157
5.2.1	<i>Présentation des structures SOAs à boîtes et BatQs .....</i>	<i>158</i>
5.2.2	<i>Méthode de mesures multi-sections .....</i>	<i>158</i>
5.2.3	<i>Banc de mesure de gain et de l'absorption .....</i>	<i>162</i>
5.2.4	<i>Mesures du gain et des pertes à différentes températures.....</i>	<i>163</i>
5.2.4.1	Mesures du gain et des pertes des SOAs à BQs sur InP (113)B .....	163
5.2.4.2	Mesures du gain et des pertes des SOAs à BatQs sur InP (001) .....	165
5.2.5	<i>Présentation du modèle de Lau.....</i>	<i>168</i>
5.2.6	<i>Application du modèle sur les structures à BQs et BatQs.....</i>	<i>171</i>
5.3	CONCLUSION .....	175
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>		<b>177</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>		<b>181</b>



## **Chapitre 0**    **Introduction générale**

### **0.1 Introduction**

L'internet et les télécommunications sont devenus des technologies indispensables dans la vie de chacun. Ils interviennent presque dans toutes les tâches de notre vie quotidienne : télévision, téléphone, mobile, communication longue distance... La répartition très large des utilisateurs de ces services sur les cinq continents et les besoins croissants de ces services en particulier dans la vie professionnelle (entreprise, médecine, militaire, ...) imposent de trouver des solutions pour accroître les capacités de transmission afin de dépasser les limitations du débit et du nombre d'utilisateurs existant actuellement dans les réseaux classiques (hertziens et filaires).

Les télécommunications optiques ont entraîné une évolution radicale dans le domaine des communications et de l'internet. L'utilisation de la lumière et des fibres optiques, qui a commencé au milieu des années 60, présente d'énormes avantages : une bande passante très élevée, une insensibilité aux perturbations électromagnétiques et de faibles pertes de transmission. La transmission optique de l'information, rend possible l'utilisation du multiplexage en longueurs d'onde ce qui permet d'augmenter le nombre de canaux transmis sur une fibre et donc la capacité de transmission. Pour transmettre l'information dans la fibre on a besoin d'une source optique. Les lasers à semi-conducteurs sont les meilleurs candidats pour assurer cette fonction.

Actuellement, des lasers monomodes à rétroaction distribuée (ou DFB pour Distributed FeedBack en anglais) associés à un modulateur externe sont utilisés comme source optique dans les lignes de transmission à longue distance. On installe une source laser par canal, ce qui se révèle relativement coûteux pour les transmissions à courte distance telles que les systèmes FTTH (Fibre To The Home). Des études actuelles sont en cours afin de diminuer le coût de ces réseaux et d'augmenter leurs capacités de transmission.

Pendant la dernière décennie, les lasers à base de boîtes quantiques (BQs) ont fait l'objet de nombreuses études pour leurs propriétés remarquables résultant du confinement 0D [Arakawa-1982], en termes de gain différentiel élevé, faible courant de seuil, faible sensibilité à la température et leur faible facteur d'Henry. Théoriquement, ces propriétés devraient ouvrir la voie à la fabrication de sources lasers pour les transmissions optiques à très haut débit avec des performances supérieures à celles des lasers à puits quantiques (PQs) homologues.

Les lasers à blocage de modes (ou impulsions) à base de BQs ou de bâtonnets quantiques (BatQs) constituent le sujet de plusieurs études actuellement afin d'optimiser les performances des lignes de transmission et de diminuer leur coût. Vue leurs capacités à atteindre des taux de répétition très élevés de l'ordre de quelques GHz jusqu'à quelques centaines de GHz [Merghem-2009], ils peuvent être utilisés dans de nombreux domaines d'applications tels que les télécommunications à très haut débit, la distribution optique d'horloge dans les microprocesseurs, l'échantillonnage des signaux... Dans la partie suivante, nous allons présenter les différentes applications des lasers à blocage de modes dans le domaine des télécommunications optiques.

## **0.2 Application des lasers impulsions**

Les lasers impulsions où à blocage de modes présentent un grand intérêt dans plusieurs domaines d'applications (télécommunication optique, industrie, médecine, militaire...). Dans cette thèse, nous nous intéressons plus particulièrement aux applications en télécommunications optiques.

Voici quelques domaines d'applications où le laser à blocage de modes présente un grand intérêt:

### **0.2.1 Multiplexage optique à répartition dans le temps (OTDM)**

Le multiplexage optique à répartition dans le temps ou en anglais : Optical time division multiplexing (OTDM) est une méthode explicitement désignée pour générer des signaux optiques à très hauts débits et compenser la limitation de l'électronique [Tucker-1988]. Le principe général de cette méthode consiste à combiner plusieurs signaux lasers impulsions à faible taux de répétition en un seul signal impulsions à taux de répétition élevé afin de le transmettre dans la ligne de transmission optique à l'aide d'une seule fibre optique. Ensuite, un démultiplexage du signal à la réception s'impose pour récupérer ses composantes initiales. La Figure 0-1 montre une représentation de l'OTDM. A partir de plusieurs signaux, résulte un signal qui transmet tous les informations de tous les autres signaux. Avec un laser à blocage de modes ayant une durée d'impulsion de quelques picosecondes, on peut porter un grand nombre de signaux de types RZ (Retour à Zéro) avec un temps bit de l'ordre d'une centaine de picosecondes. La faible gigue temporelle et la facilité à générer des impulsions courtes (quelques picoseconde) à des fréquences élevées (quelques dizaines de GHz) rendent les lasers à blocages de modes très attractifs pour réaliser du multiplexage OTDM.

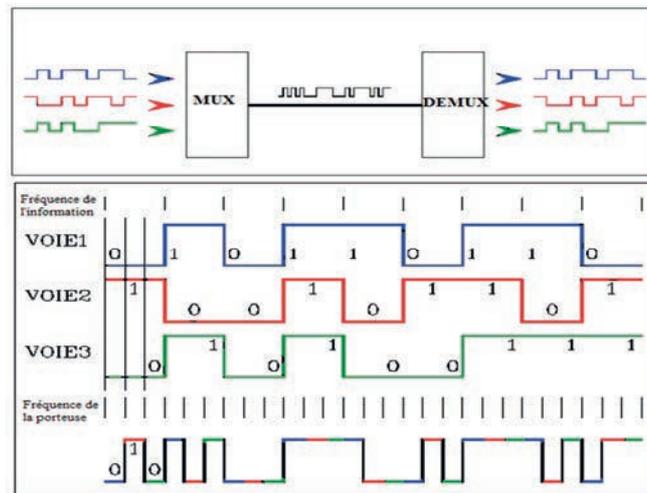


Figure 0-1 : représentation de l'OTDM

## 0.2.2 Récupération d'horloge tout optique

La récupération d'horloge tout optique consiste à récupérer l'information de l'horloge en évitant d'avoir recours aux composants électroniques, ainsi on peut s'affranchir des contraintes liées à la technologie de l'électronique qui rencontre des difficultés à répondre à l'augmentation énorme du débit d'information [Vehovc-2000]. En effet, dans les réseaux optiques et en début de la ligne de transmission, les impulsions lumineuses sont espacées dans le temps de manière régulière. Mais la ligne de transmission n'est pas idéale, il existe des atténuations, dispersions chromatiques, effets non-linéaires, gigue temporelle..., qui conduisent à la dégradation et la désynchronisation des impulsions à l'origine ensuite de problèmes rencontrés lors de la détection du signal. A la réception, il est nécessaire de connaître avec exactitude la fréquence d'horloge, d'où l'importance de la récupération d'horloge à partir du signal portant les données. Les dispositifs de récupération d'horloge tout optique offrent de nombreux avantages par rapport aux dispositifs électroniques. La récupération d'horloge tout optique permet de réaliser des dispositifs avec une plus grande capacité d'intégration, une meilleure transparence aux débits et des coûts plus faibles. Une solution technologique prometteuse met en œuvre un laser auto-pulsant (laser à blocage de modes initialement passif) dont la fréquence de répétition est synchronisée par injection externe du signal optique portant les données.

## 0.2.3 WDM

Le multiplexage en longueur d'onde ou en anglais : Wavelength Division Multiplexing (WDM) est une technique de communication optique qui permet de transmettre plusieurs

## Introduction générale

signaux de longueurs d'onde différentes sur la même fibre optique (Figure 0-2). Les signaux modulés sont regroupés à l'aide d'un multiplexeur optique (MUX) et transmis simultanément dans la fibre optique. A la sortie, les signaux sont séparés à l'aide d'un démultiplexeur (DEMUX). Le flux d'information est transmis sur une porteuse par modulation d'amplitude ou de phase, comme pour une transmission standard sur fibre. La technologie WDM s'est imposée dans les transmissions à longue distance et nécessite le déploiement massif de sources lasers mono-fréquence de type DFB ou DBR (distributed Bragg reflector en anglais). L'extension du réseau optique à très haut débit au plus près de l'abonné (FTTH) nécessite le développement de composants adaptés pour ces courtes et moyennes distances. Les lasers à blocage de modes constituent des sources impulsionnelles très intéressantes pour générer un peigne de longueurs d'onde. Cette approche présente l'avantage de nécessiter un seul laser pour l'émission du signal WDM avec un espacement entre canaux déterminés par l'intervalle spectral libre (ISL) [Akrouf-2009]. Le nombre de canaux sera imposé par la performance du laser en terme de largeur spectrale. Le démultiplexage se fait à l'aide de composants passifs, tels que les réseaux de diffraction qui agissent comme des filtres optiques. Cette technologie peu complexe permet une réduction du nombre de composants et une diminution substantielle du coût.

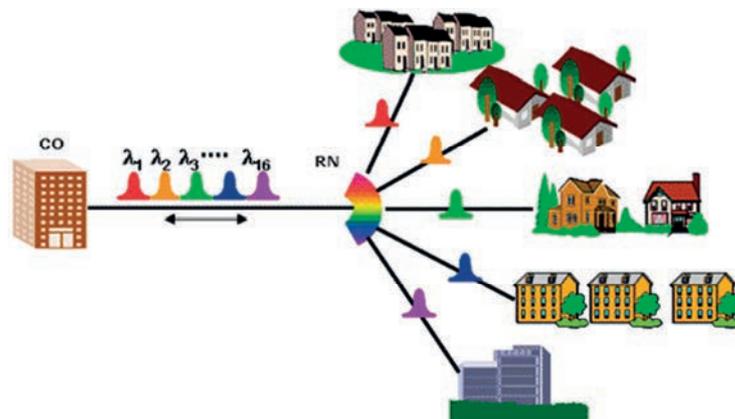


Figure 0-2 : Représentation du WDM (figure pris du [http://www.solidsystems.co.kr/products\\_bluecross1600.htm](http://www.solidsystems.co.kr/products_bluecross1600.htm))

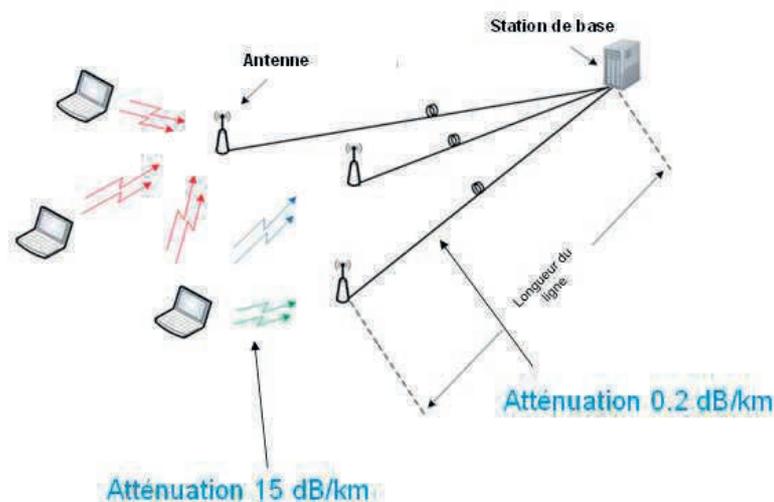
### 0.2.4 Interconnexions optiques

Les performances des futurs systèmes multi-cœur sur puce SoCs (Systems on Chips) seront limitées par les interconnexions électriques qui ne peuvent pas répondre aux besoins de capacité de transmission d'information en raison des fortes puissances exigées et leurs faibles bandes passantes. Les interconnexions optiques constituent une solution très adaptée en

raison des grandes bandes passantes, des faibles pertes, de la faible consommation d'énergie et des faibles latences. Les lasers impulsionsnels à base de semi-conducteurs peuvent être utilisés dans les interconnexions optiques pour la distribution d'horloge dans les nouvelles générations d'ordinateurs [Fujimoto-1995]. Récemment, les lasers impulsionsnels fonctionnant à des fréquences de l'ordre de 5 à 10 GHz connaissent un intérêt croissant pour cette application. L'utilisation des signaux optiques permettrait de supprimer les interactions entre signaux électriques. L'utilisation des lasers à blocage de modes associés aux techniques WDM et/ou OTDM permet d'accroître la capacité de transmission des interconnexions optiques et ainsi de réduire le nombre de composants et de connecteurs, ce qui conduit à une réduction du coût et de leur encombrement.

### **0.2.5 Radio sur fibre**

Depuis quelques années, la demande a augmenté sur les services à large bande pour les réseaux d'accès sans fils. Comme la bande de fréquence utilisée est insuffisante pour la grande demande sur les données, il faut utiliser des porteuses de fréquences plus élevées, au-delà de 60 GHz. A ces fréquences, les transmissions optique sont plus performantes que les transmissions radio en termes de bande passante et de coût. De plus, l'atténuation du signal optique dans la fibre (0,2 dB/Km) est beaucoup plus faible que l'atténuation du signal radio en espace libre qui est de 15 dB/Km (Figure 0-3). Le système « radio sur fibre » consiste en une station de base contenant un convertisseur électrique/optique, une transmission optique du signal radio, un amplificateur et une antenne. Cela diminue le coût de construction et le coût de consommation d'énergie.



**Figure 0-3 : Radio sur fibre**

La transmission radio sur fibre est utilisée pour transférer l'information sur de grandes distances entre les villes. Dans les villes, le signal optique reçu par la station de base est transformé en signal radio et transmis en espace libre vers les abonnés. Les lasers impulsionnels à base de BatQs ou de BQs sont des composants clé dans cette application pour gérer la porteuse de signal (lasers à blocage de modes à 60 GHz par exemple) [Stöhr-2009].

### **0.3 Contexte et objectifs de la thèse**

Le confinement 0D des porteurs, du point de vue quantique, conduit à des propriétés remarquables telles que le renforcement des effets non linéaires. En effet, une stabilité en blocage de modes a été observée en mono-section pour des lasers à base de BatQs ou BQs élaborés sur des substrats InP (001), sans l'utilisation de l'absorbant-saturable [Gosset-2006]. Ceci peut être attribué à l'efficacité du mélange à quatre ondes (FWM), ou à d'autres effets non-linéaires. En outre, l'analyse du spectre radio fréquences (RF) a montré une largeur de raie de l'ordre de quelques kHz, typiquement deux fois plus faible que celle des lasers conventionnels à puits quantiques. Ceci est la signature d'un faible bruit de phase des lasers à BQs, ce qui se traduit par une faible gigue temporelle. Ainsi, les lasers à blocage de modes à base de BQs peuvent être utilisés pour la récupération d'horloge tout-optique à 40 Gb/s [Renaudier-2006] et dans les oscillateurs optoélectroniques à faible bruit.

Des lasers à blocage de modes à base de BatQs ont été déjà réalisés dans le cadre de la thèse de M. Dontabactouny [Thèse-Dontabactouny-2011]. L'objectif de la présente thèse est d'exploiter pleinement les avantages théoriques remarquables des BQs pour mettre en œuvre de nouvelles sources laser à blocage de modes offrant des solutions rentables pour les lignes de transmission optiques. Le blocage de modes nécessite des matériaux à fort gain et une émission monomode transverse. Il s'agit notamment d'optimiser la technologie des lasers "ridge" monomodes pour assurer une émission sur un seul mode transverse et en même temps d'optimiser les structures lasers à BQs pour accroître le gain modal et assurer un blocage de modes efficace.

Ce travail de thèse s'inscrit dans un contexte de collaborations nationales avec les laboratoires LPN, 3-5 Lab et FOTON-SP, dans le cadre du projet ANR TELDOT et international avec DTU Fotonik.

### **0.4 Organisation du manuscrit**

## Introduction générale

Ce manuscrit de thèse comporte cinq chapitres. Le premier chapitre consiste à décrire les principes généraux relatifs aux lasers et aux différents types de blocage de modes. Ensuite, l'état de l'art des lasers à blocage de modes est présenté, situant le travail de thèse dans son contexte. Enfin, on présente les différentes contributions à l'origine du bruit et les effets d'une rétroaction optique sur le comportement du blocage de modes.

Dans le chapitre 2, nous introduisons l'intérêt des BQs pour la réalisation de composants optoélectroniques. On présente les améliorations des performances laser attendues par l'insertion de BQs dans la zone active (l'augmentation du gain et la diminution du courant de seuil, de la sensibilité à la température et du facteur d'Henry). Ensuite on présente l'optimisation de la croissance en fonction de plusieurs paramètres (flux d'Arsenic, température de croissance, nombre de plans de BQs ...). On termine ce chapitre par une présentation des performances des lasers ruban large afin de valider les structures lasers pour la réalisation de lasers monomodes et l'étude de leur comportement en tant que lasers à blocage de modes.

Le chapitre 3 décrit les étapes technologiques pour réaliser des lasers à émission monomode transverse. Une optimisation de cette technologie a été réalisée dans le laboratoire pour la fabrication d'un laser monomode élaboré sur un substrat InP (001) désorienté. Dans la dernière partie de ce chapitre, on présente les caractérisations statiques des lasers à base de BQs sur un substrat InP (001) désorienté qui montrent un fonctionnement en courant continu.

La présentation des résultats de blocage de modes commence au chapitre 4. Dans une première partie, on présente les résultats du blocage de modes en mono et double section sur les lasers à BQs élaborés sur InP (001) désorienté de  $2^\circ$ . Ensuite, on présente un phénomène de dédoublement spectral qui apparaît sur ces lasers et ses effets sur le blocage de modes.

Le dernier chapitre est consacré aux lasers à base de BQs sur InP (113)B. Dans un premier temps, on présente les résultats de blocage de modes pour des lasers mono-section à 9 plans de BQs élaborés sur substrat InP (113)B. Des mesures de rétroaction optique sur ces lasers sont ensuite présentées. Dans une deuxième partie de ce chapitre nous présentons une étude sur le domaine d'existence du régime de blocage de modes en double section à partir d'un modèle théorique et des mesures du gain et de l'absorption réalisées à différentes températures sur des amplificateurs optiques à base de BatQs ou de BQs.



## Chapitre 1 Laser à blocage de modes

### 1.1 Lasers : Principe de fonctionnement

Pour comprendre le fonctionnement d'un laser, il est nécessaire d'introduire l'émission stimulée, phénomène à l'origine de l'émission laser. Elle est introduite par Einstein en 1917 [Einstein-1917]. Un atome dans un état excité à l'état d'énergie  $E_2$  peut se « désexciter » vers le niveau  $E_1$  sous l'effet d'une onde électromagnétique, qui sera alors amplifiée. Ce processus n'est possible que si la fréquence du rayonnement  $\nu$  est telle que l'énergie du photon  $h\nu$  est égale à la différence d'énergie entre les 2 niveaux consécutifs  $E_2 - E_1$ . L'émission stimulée impliquant la désexcitation d'un atome nécessite donc que celui-ci soit d'abord excité. Un atome est excité lorsqu'un de ses électrons se situe sur un niveau d'énergie supérieur à son niveau fondamental. Dans les matériaux massifs, l'émission stimulée devient prépondérante lorsque l'inversion de population est réalisée (population du premier niveau d'énergie  $E_2$  supérieure à celle du niveau fondamental  $E_1$ ). En général, l'inversion de population est réalisée en « pompant » le matériau donné avec une radiation d'énergie supérieure à celle de l'émission stimulée et adaptée à l'excitation sur un troisième niveau d'énergie. Les lasers à semi-conducteurs présentent un avantage majeur du fait que le pompage optique peut être remplacé par un pompage électrique par injection de paires électron-trou dans la zone émettrice.

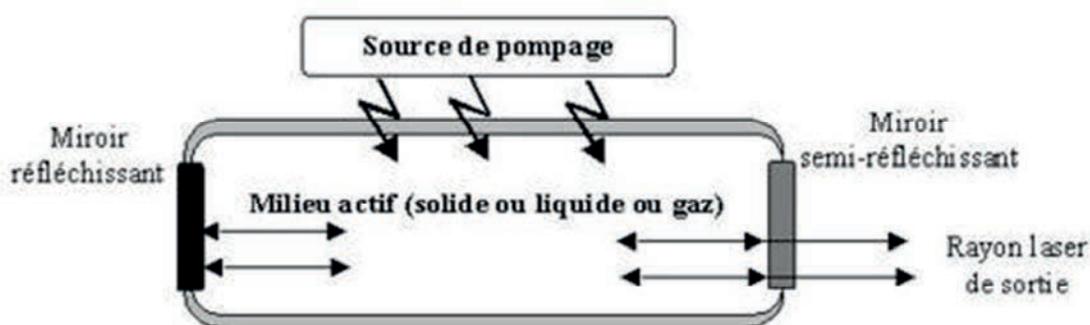


Figure 1-1 : milieu actif de gain inséré dans une cavité à miroir.

Un laser est réalisé en insérant un milieu actif à gain qui permet le processus de l'émission stimulée dans une cavité optique de type Fabry-Pérot. Ce milieu à gain est placé dans la zone de confinement optique de la structure. L'inversion de population est assurée par un pompage

externe. L'émission stimulée se manifeste au-delà d'un seuil de pompage. Une partie de l'onde émise se réfléchit sur les miroirs et revient dans le milieu à gain de façon à maintenir l'émission stimulée (Figure 1-1). Un miroir au moins doit être partiellement passant pour permettre à l'émission laser de sortir à l'extérieur de la cavité.

On obtient des oscillations laser entretenues uniquement lorsque le gain du matériau est suffisamment élevé pour compenser les pertes de propagation au sein de la cavité.

Ces pertes sont d'origines diverses qui se décomposent en deux termes : les pertes internes et les pertes des miroirs à réflexion partielle. En régime permanent, le gain est saturé et égale aux pertes et toute la puissance d'excitation supplémentaire se retrouve dans la puissance de l'émission laser.

### 1.1.1 Modes longitudinaux

Les modes longitudinaux dans un laser sont les longueurs d'ondes qui peuvent se propager et s'amplifier dans la cavité Fabry-Pérot (FP). Dans le cas d'un laser à semi-conducteurs, la cavité FP est obtenue par clivage. Le clivage définit la longueur et les 2 facettes miroirs de la cavité avec une réflectance  $R$  importante. Une onde de fréquence  $\nu$  se propageant dans la cavité, peut être amplifiée ou atténuée. La condition d'oscillation laser entretenue est vérifiée si en un point de l'espace cette onde conserve après un aller-retour les mêmes caractéristiques (direction, amplitude, et phase instantanées). Au bout de quelques allers retours, les modes non résonants atteignent une intensité presque nulle et seuls les modes résonants sont maintenus. La Figure 1-2 montre une cavité FP de longueur  $L_c$ , les modes résonants sont présentés en rouge et les non résonants en bleu.

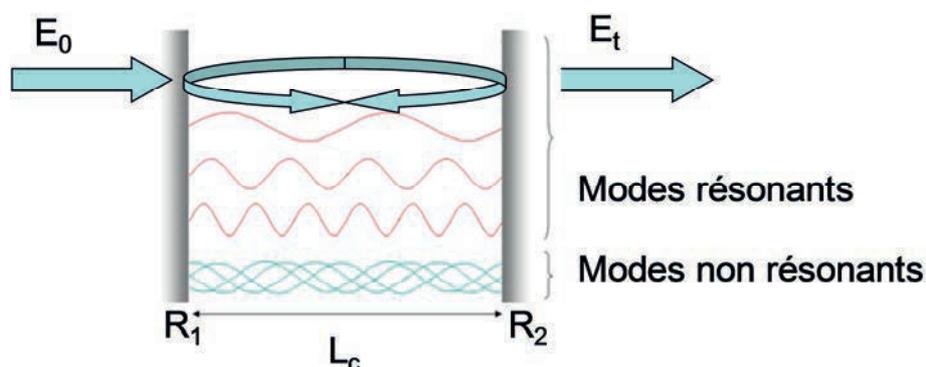


Figure 1-2 : Cavité laser Fabry-Pérot de longueur  $L_c$

La cavité FP est caractérisée par sa fonction de transfert  $T(\nu)$  qui relie le champ électrique sortant  $E_t$  au champ électrique entrant  $E_0$  :

$$T(\nu) = \left| \frac{E_t}{E_0} \right|^2 = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2\left(\frac{2\pi\nu n L_c}{c}\right)} \quad (1-1)$$

Où  $R_1$  et  $R_2$  représentent les réflectivités des miroirs,  $L_c$  la longueur de la cavité,  $n$  l'indice de réfraction du milieu et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

La fonction de transfert  $T(\nu)$  est périodique et elle est maximale pour les fréquences  $\nu_k$  avec :

$$\nu_k = k f_r = k \cdot \frac{c}{2nL_c} \quad (1-2)$$

Ici,  $f_r$  est la fréquence de résonance de la cavité Fabry-Pérot et  $k$  un entier naturel.

On sait que  $\nu = c/\lambda$ , donc les longueurs d'ondes qui peuvent se propager et s'amplifier dans la cavité sont données par la relation suivante :

$$k \cdot \lambda = 2 \cdot n \cdot L_c \quad (1-3)$$

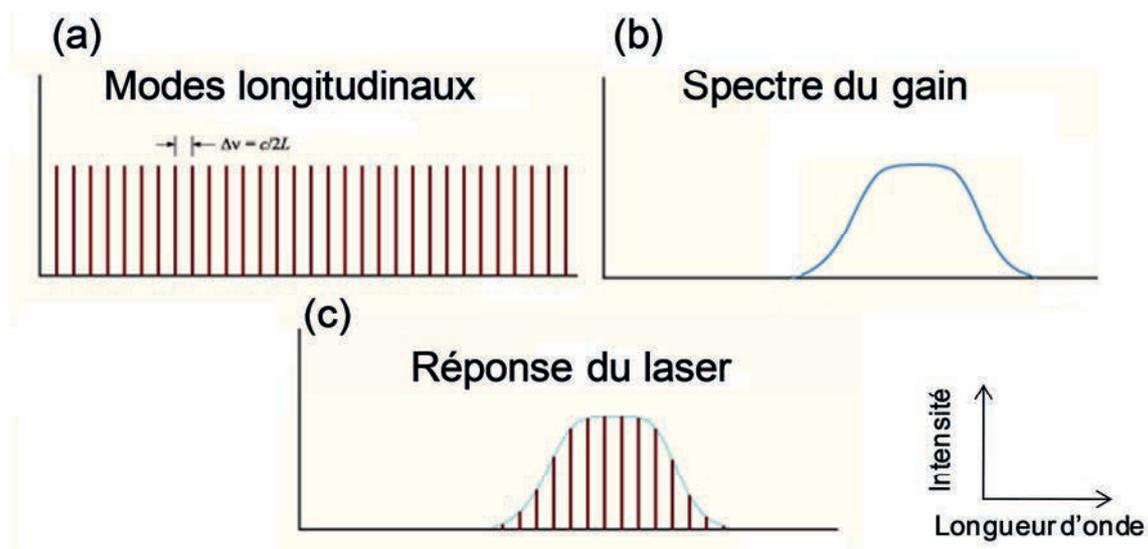


Figure 1-3 : (a) les modes longitudinaux résonants dans la cavité, (b) spectre de gain du laser, (c) spectre du gain dans la cavité

En principe, l'émission laser peut prendre lieu aux maxima de la fonction de transfert  $T(\nu)$ . Ces maxima constituent les modes longitudinaux qui peuvent être présents sur tout l'intervalle spectral (Figure 1-3 (a)). Lors de l'émission laser, l'énergie va se concentrer dans l'enveloppe définie par la courbe du gain matériau (Figure 1-3 (b)). Cette enveloppe impose les caractéristiques spectrales du laser. Dans le cas idéal d'un élargissement homogène, l'émission laser doit théoriquement être centrée sur un seul mode longitudinal au maximum du gain [Saleh-1991]. Mais dans la réalité, les réponses spectrales des lasers contiennent un

nombre de modes longitudinaux supérieur à 1, à cause de l'élargissement inhomogène qui est très important pour les zones actives à base des nanostructures. La Figure 1-3 (c) montre l'enveloppe spectrale qui donne lieu à un nombre fini de modes longitudinaux et annule les autres modes sur le reste de l'intervalle spectral.

### **1.1.2 Principe de fonctionnement des lasers à blocage de modes**

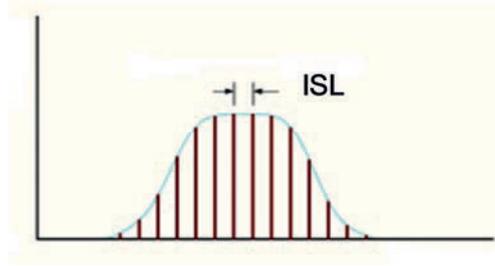
Le régime de blocage de modes permet de générer des impulsions courtes de l'ordre de la picoseconde voire de la femtoseconde. Dans cette partie, on décrit le principe de fonctionnement du blocage de modes. Comme c'est décrit dans la partie précédente, les différentes fréquences permises dans le spectre optique d'un laser sont définies par le milieu amplificateur (ou la zone active) qui doit avoir un gain supérieur aux pertes pour ces fréquences, c'est l'enveloppe du gain matériau. La cavité constitue un interféromètre qui ne laisse la possibilité qu'à certaines fréquences discrètes d'exister (les modes longitudinaux). Si ces modes longitudinaux oscillent chacun indépendamment des autres, le signal lumineux émis est continu. Par contre, si ces modes possèdent une relation de phase fixe entre eux, dans ce cas on parle de blocage de modes ou verrouillage de modes, le laser émet des impulsions lumineuses courtes à une fréquence de répétition correspondant à l'ISL (Figure 1-4) de la cavité Fabry-Pérot qui est défini par :

$$ISL(Hz) = \frac{c}{2n.L} \quad (1-4)$$

En effet, le champ total de l'onde électromagnétique est la somme des champs de tous les modes longitudinaux. L'expression du champ total de N modes est la suivante :

$$E_T(t) = \sum_{k=0}^{N-1} E_k e^{-i(\omega_k t + \varphi_k)} \quad (1-5)$$

Où  $E_T$  et  $E_K$  sont respectivement le champ électrique total et celui du mode  $k$ .  $\omega_k$  est la pulsation du mode  $k$  avec  $\omega_k = \omega_0 + k \frac{c}{2nL_c}$  et  $\varphi_k$  la phase.



**Figure 1-4 : courbe de l'enveloppe de gain limitant les modes longitudinaux séparés par l'intervalle spectrale libre (ISL)**

Le blocage de mode consiste à mettre en phase un certain nombre de modes longitudinaux. La mise en phase des modes peut se faire par une modulation directe externe, une modulation interne des pertes à l'aide d'un absorbant saturable, ou par des processus non linéaires comme le mélange à quatre ondes et l'effet Kerr. En supposant que les modes sont en accord de phase entre eux ( $\varphi_k = \varphi_0$ ) et ont une même amplitude  $E_k = E_0$ , on peut simplifier la relation (1-5) sous la forme:

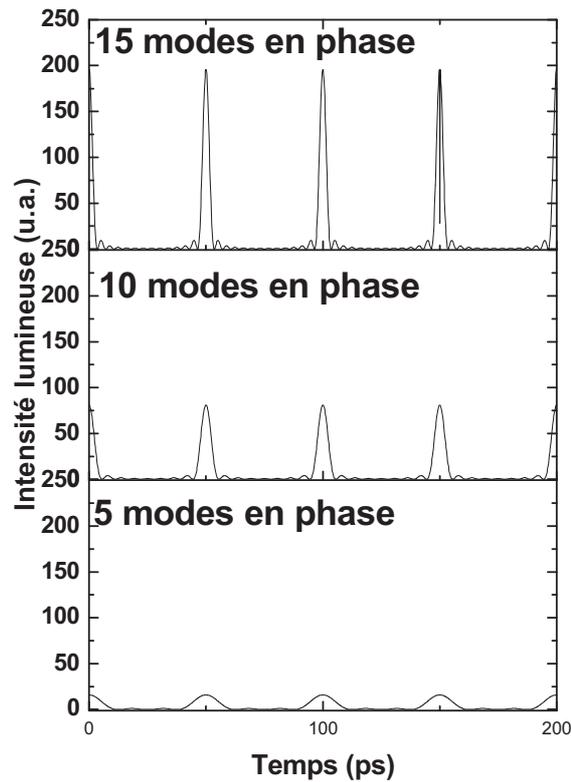
$$E_T(t) = E_0 \cdot e^{i\varphi_0} \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} e^{ik \frac{c}{2nL_c} t} \quad (1-6)$$

On peut alors déduire l'expression de l'intensité lumineuse :

$$I(t) = |E_T(t)|^2 = E_0^2 \frac{\sin^2((N-1)\omega t / 2)}{\sin^2(\omega t / 2)} \quad (1-7)$$

La Figure 1-5 représente l'évolution temporelle de l'intensité du laser impulsionnel de fréquence 20 GHz avec 5, 10 et 15 modes en phase et une amplitude  $E_0$  constante.

Le premier maximum de l'intensité lumineuse est obtenu pour  $t = 0$ . Le temps qui sépare 2 maximum consécutif est égal à  $2\pi/\omega = 1/ISL$ . Donc la fréquence de répétition est égale à la ISL, elle est inversement proportionnelle à la longueur de la cavité  $L_c$ . La largeur de l'impulsion temporelle est inversement proportionnelle au nombre de modes qui interviennent dans le verrouillage de modes (N) :  $\Delta t = T/N$ , où T est la période du signal.



**Figure 1-5 : Intensité lumineuse d'un laser à blocage de modes de fréquence 20 GHz en fonction du nombre de modes en phase.**

La réponse spectrale et la réponse temporelle d'un laser sont liées par la transformée de Fourier. En effet, si tous les modes sont en phase, il existe, pour une largeur de spectre de gain donnée, une largeur minimale d'impulsion temporelle qu'on peut atteindre, c'est la limite de Fourier. Le produit  $\Delta\tau \cdot \Delta\nu$  ( $\Delta\tau$  est la largeur de l'impulsion et  $\Delta\nu$  est la largeur du spectre optique) détermine la qualité du blocage de modes. La valeur de ce produit dépend de la forme des impulsions. Le Tableau 1.1 représente les limites de Fourier pour des impulsions de formes gaussienne, lorentzienne et hyperbolique [Vasil'ev-1995]. Si les modes longitudinaux du laser ne sont pas tous en phase, les impulsions issues du régime de blocage de modes ne vérifient plus la limite de Fourier, elles présentent un élargissement temporel. Dans ce cas ces impulsions sont dites « chirpées ».

Profil temporel de l'impulsion	Largeur de l'impulsion $\Delta\tau$	Produit $\Delta\tau.\Delta\nu$
Gaussienne	$2\sqrt{\ln(2)}\Delta\tau$	0,441
Lorentzienne	$2\Delta\tau$	0,22
Hyperbolique	$1,67\Delta\tau$	0,318

**Tableau 1.1 : Largeur des impulsions et valeur du produit  $\Delta\tau.\Delta\nu$  pour différentes formes d'impulsions**

## 1.2 Différents types de blocage de modes

Dans un laser, les modes longitudinaux ne sont pas en phase naturellement. Nous allons voir dans cette partie les techniques pour mettre en phase les différents modes.

### 1.2.1 Blocage de mode actif

Le blocage de modes actif [Siegmann-1986], est basé sur l'utilisation d'un modulateur intracavité qui module les pertes à la fréquence fondamentale de la cavité. Les principaux modulateurs utilisés sont les modulateurs acousto-optiques [Hargrove-1964] qui produisent une modulation d'amplitude des pertes et les modulateurs électro-optiques (EOM) pour la modulation de phase. Des études théoriques [Harris-1965] et expérimentales [Kuizenga-1970] [Smith-1972] ont été réalisées pour ce type de fonctionnement.

La première méthode mise en œuvre avec succès pour le blocage de modes actif, est d'utiliser une cellule acousto-optique au sein de la cavité laser [Hargrove-1964]. Cette technique consiste à insérer une lame en quartz dans la cavité, dans laquelle on fait propager un signal acoustique pour créer une onde stationnaire sous forme de contraintes. L'indice étant dépendant des contraintes mécaniques, une telle onde génère une modulation d'indice qui se comporte comme un réseau de diffraction dont le pas est égal à la longueur d'onde. La diffraction du faisceau laser, va créer une perte de signal suivant l'axe de la cavité, ce qui peut empêcher l'émission laser. La modulation de cette vibration à l'aide d'une source externe de façon adéquate permet alors d'obtenir le blocage de modes actif.

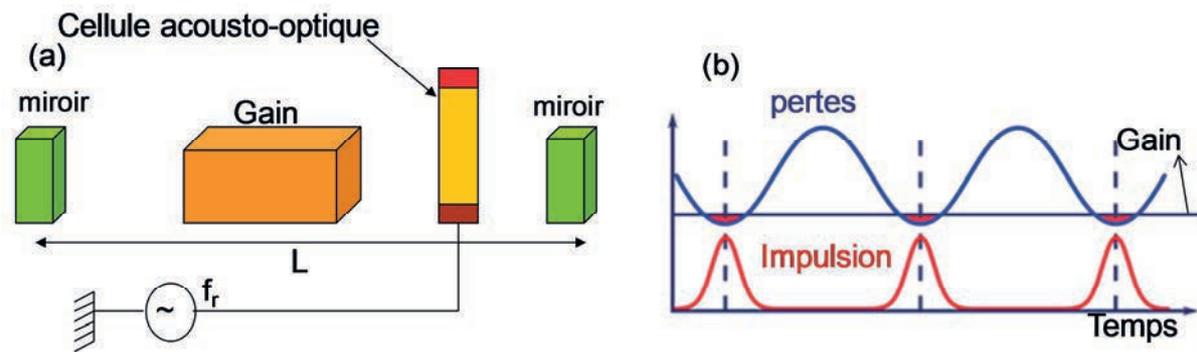


Figure 1-6 : (a) Modèle d'un laser à blocage de modes actif avec un modulateur et une source externe, (b) courbes de gain saturé, pertes et impulsion en fonction de temps.

La Figure 1-6 (a) montre le modèle d'un laser à blocage de modes actif à modulateur acousto-optique inséré dans la cavité. Une source externe de fréquence  $f_r$  (fréquence de résonnance de la cavité) va moduler l'amplitude de l'onde acousto-optique et donc les pertes. La partie (b) de la Figure 1-6 montre la courbe du gain saturé (en noir) qui est constante en fonction du temps et la courbe des pertes (en bleu) qui est modulée à la fréquence  $f_r$ . Ces pertes sont supérieures à la valeur du gain saturé sauf quand elles atteignent leurs valeurs minimales, le gain devient alors plus important et par suite on a une émission laser pendant ce temps (courbe rouge).

Les avantages du blocage de modes actif sont la possibilité de régler la durée des impulsions en variant le signal du modulateur et la possibilité d'obtenir un contraste d'intensité dans l'axe de la cavité supérieur à 50% entre les deux états [Nadtocheev1989]. Les inconvénients non négligeables de cette technique sont le coût des sources de modulation externe très élevé, ce qui se répercute sur le coût d'un laser à blocage de modes actif, et le fort encombrement du dispositif. De plus, la limite en fréquence des appareils électroniques va limiter les fréquences maximales qu'on peut atteindre pour ces lasers.

Pour résoudre le problème de la limitation en fréquence et de l'encombrement, une approche consiste à collecter le signal du laser et à le transformer à l'aide d'une photodiode en un signal électrique pour moduler ses pertes. C'est le blocage de modes régénératif [Huggett1968].

### 1.2.2 Blocage de modes passif

Contrairement au blocage de modes actif, le blocage de modes passif ne nécessite pas d'alimentation externe et permet d'atteindre des durées d'impulsions beaucoup plus courtes. Le blocage de mode passif peut se faire grâce à l'intervention de processus optiques non-linéaires. Parmi les effets impliqués, on fait référence au mélange à quatre ondes ou à l'effet

Kerr Optique (laser mono-section) ou à l'utilisation d'un absorbant saturable (laser multi-sections).

### 1.2.2.1 Blocage de mode passif à double section avec absorbant saturable

Pour produire un blocage de modes passif, on a besoin d'un effet non-linéaire qui atténue les faibles intensités dans la cavité et favorise les pics à forte intensité. L'AS peut jouer le rôle de cet effet non-linéaire. Le mécanisme qui donne lieu à des impulsions sous ces conditions a été décrit par Haus [Haus-1975].

Les absorbants saturables (AS) sont des éléments résonants non linéaires dont le coefficient d'absorption peut varier de façon réversible sous l'effet d'une intensité lumineuse suffisante à une fréquence déterminée. Le fonctionnement d'un AS repose sur l'effet optique non-linéaire de transparence induite par voie optique : un milieu opaque à l'état initial devient transparent lorsque le rayonnement auquel il est soumis devient suffisamment intense. La Figure 1-7 présente la fonction de transfert d'un AS.  $\alpha_0$  est l'absorption maximale de l'AS quand l'intensité lumineuse à l'entrée est faible.  $I_s$  l'intensité de saturation, est l'intensité lumineuse nécessaire pour diviser par un facteur 2 le coefficient d'absorption. L'équation de transfert de l'AS est la suivante :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I / I_s} \quad (1-8)$$

Avec  $\alpha$  l'absorption et  $I$  l'intensité lumineuse.

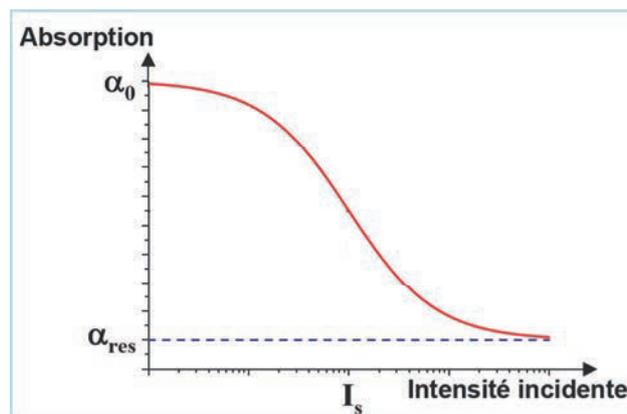


Figure 1-7 : Fonction de transfert d'un absorbant saturable.

## Laser à blocage de modes

La Figure 1-8 (a) présente la modélisation d'un laser à blocage de modes avec un AS, le milieu de gain et le milieu absorbant sont insérés dans une cavité à miroir. Pour les lasers à semi-conducteurs, les matériaux qui constituent la section de gain sont les mêmes qui constituent l'AS.

La plupart des AS utilisés pour le blocage de modes passif sont « lents », ce sont les AS à semi-conducteurs. On les appelle lents car leurs temps de recouvrement sont beaucoup plus longs que les durées des impulsions obtenues. Le temps de recouvrement est le temps nécessaire pour retourner à l'état d'équilibre. Ce paramètre est très important pour le régime de blocage de modes passif à double section. Pour obtenir de courtes impulsions, le recouvrement du gain doit être plus lent que celui de l'absorption, cela peut se contrôler par l'ajustement de la tension inverse sur l'AS.

Au démarrage, le gain augmente avec le niveau de pompage. Les modes longitudinaux permis commencent à se propager dans la cavité, la différence de phase entre ces modes est au début aléatoire en l'absence de tout effet non-linéaire dans la cavité. L'AS absorbe les modes qui ont une intensité faible et les empêche de s'amplifier dans la cavité. Si un nombre suffisant de modes oscillent en phase entre eux, une onde (relativement intense) peut se produire sur un intervalle temporel de période  $T$  qui correspond au temps d'un aller-retour dans la cavité. Cette onde sature l'absorption et le gain. Ces modes peuvent s'amplifier dans la cavité et donner lieu à la génération d'impulsions. Les pertes seaturent plus vite que le gain, ce qui va créer une fenêtre de gain net positif, c'est dans cette fenêtre là que l'impulsion a lieu. Dans ce cas, les pertes sont modulées à la fréquence fondamentale de la cavité à l'aide de l'AS (Figure 1-8 (b)).

Il existe aussi l'AS rapide où le temps de recouvrement de l'absorption est très rapide devant la durée de l'impulsion. Ce type d'AS est utilisé avec les lasers solides dopés par des ions. Dans ce cas, le temps de recouvrement du gain est très élevé devant celui de l'AS, on considère le gain constant.

On ne peut pas obtenir des impulsions ultra-courtes en utilisant un AS rapide, car le temps de recouvrement devrait se situer à des valeurs beaucoup plus faibles que la durée des impulsions. Or, les plus rapides se situent autour de 100 fs [Suomalainen-2005]. Le blocage de modes avec un absorbant saturable rapide, permet d'obtenir des durées d'impulsions de l'ordre de quelques picosecondes [Paschotta-2000].

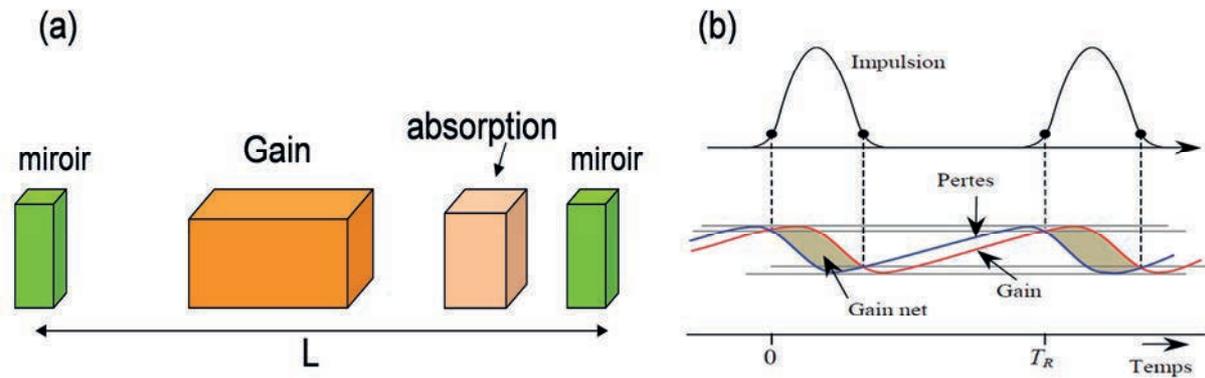


Figure 1-8 : (a) Modèle d'un laser à blocage de mode passif par absorption, (b) courbes de gain saturé, pertes et impulsion en fonction de temps. Partie (b) de la figure adaptée à partir de [Thèse-Merghem-2011]

Les premiers lasers à blocage de modes passifs ont été réalisés avec les AS liquides à colorants [De\_Maria-1966]. La technologie des semi-conducteurs permet de réaliser des absorbants saturables à multi-puits quantiques, avec un contrôle plus ou moins fin des propriétés de ces composants, tels que la longueur d'onde d'absorption, l'énergie de saturation, le contraste d'absorption, le temps de recouvrement [Suomalainen-2005].

Dans certains lasers, la modulation des pertes se fait parfois par l'intervention des effets non-linéaires sans avoir besoin d'un absorbant-saturable.

### 1.2.2.2 Blocage de mode passif sans absorbant saturable (mono-section)

Comme on a vu dans la partie précédente, le blocage de modes passif est classiquement obtenu par la présence d'une section absorbante pour moduler les pertes dans la cavité et ensuite obtenir des impulsions stables. Cependant, il existe des lasers à blocages de modes en mono-sections (sans section absorbante). Jusqu'à nos jours, l'origine du blocage de modes dans ce type de laser reste inconnue même s'il existe quelques hypothèses basées sur des effets non-linéaires tels que l'effet Kerr ou le mélange à quatre ondes qui seraient exaltés dans les structures de basse dimensionnalité (BatQs et BQs) [Akiyama-2002].

### 1.2.2.3 Blocage de mode passif par effet non linéaire (effet Kerr)

Quelle que soit la méthode de blocage de modes, active ou passive, les effets non-linéaires dans la cavité jouent un rôle très important. Dans certains types de laser, ces effets peuvent causer une mise en phase partielle ou complète des modes, sans que l'on ait besoin d'utiliser

une modulation externe (blocage de modes actif) ou un absorbant saturable (blocage de mode passif à double section). Ce type de blocage de modes se produit pour un laser à une seule section. Pour arriver à cette situation, il faut que le milieu amplificateur permette à chaque aller-retour dans la cavité, un rétrécissement de l'impulsion. La dynamique décrite pour le blocage de modes passif à double section montre que la simple saturation de son gain n'est pas suffisante pour observer ce phénomène car il faut lui associer un effet qui favorise les pics d'intensité, au détriment des faibles intensités, effet fourni par l'absorbant saturable dans le blocage de modes passif à double section. C'est une situation particulière d'auto blocage de modes dans laquelle le milieu amplificateur diminue les pertes des pics à plus fortes intensités dans la cavité. C'est la situation rencontrée dans le laser titane-saphir qui a relancé depuis peu de temps l'intérêt de l'auto blocage de modes. La non-linéarité du milieu amplificateur implique, comme nous l'avons déjà indiqué, que son indice est une fonction de l'intensité qui le traverse (effet Kerr) :  $n = n_0 + n_2 I$ .

En présence d'un signal laser avec une onde gaussienne, l'indice du milieu actif n'est pas un indice homogène. Si le coefficient non-linéaire de l'indice  $n_2$  est positif, l'indice est plus important sur l'axe du faisceau que sur les bords. Dans ce cas, la zone active se comporte comme une lentille convergente dont la seule caractéristique importante est justement d'avoir un indice plus important sur son axe que sur les bords. Le faisceau est focalisé comme dans une lentille de Kerr. C'est le phénomène d'auto focalisation connu depuis très longtemps en optique non-linéaire. Ce phénomène est d'autant plus important que l'intensité devient plus grande. Ceci signifie que les pics de grande intensité dans la cavité laser, qui représentent une onde où les modes sont partiellement ou complètement en phase, seront plus focalisés que celles de faibles intensités (où les modes ne sont pas en phase) pour lesquelles l'effet sera négligeable. Le mode transverse des pics d'intensité est confiné au centre du guide et possède un rayon plus petit que celui des modes de faible intensité, ce qui implique qu'il subit moins de pertes dans la cavité puisqu'il occupe un volume plus petit. Les pics d'intensité sont donc favorisés. Cet effet d'auto focalisation en intensité, joue un rôle identique à celui de l'absorbant saturable en blocage passif en double section.

### **1.2.3 Blocage de mode hybride**

Le blocage de modes hybride est une combinaison du blocage de modes actif et passif. Dans ce cas, on module les pertes (absorbant) à l'aide d'une source externe.

### **1.2.4 Q-switch**

Un autre régime de pulsation des lasers que le blocage de modes est le régime impulsionnel par déclenchement encore appelé "Q-switch". Ce type de laser impulsionnel consiste à générer un signal laser impulsionnel avec des puissances crêtes très élevées comparées au cas des lasers à blocage de modes.

Le facteur de qualité Q dans une cavité laser est la capacité de cette dernière à emmagasiner de l'énergie lumineuse sous la forme d'ondes stationnaires. Le facteur Q est défini par le rapport entre l'énergie stockée et l'énergie perdue après un cycle dans la cavité. Le facteur Q de la cavité sera faible lorsque les pertes seront élevées et au contraire une cavité présentant de faibles pertes aura un facteur Q élevé.

L'insertion d'un dispositif permet le contrôle des pertes dans la cavité et du facteur Q. Ce dispositif joue le rôle d'interrupteur et est appelé "switch optique". Lorsque ce switch est fermé, on crée des pertes au sein de la cavité pendant que la zone active est sous excitation de façon à accroître l'inversion de la population et donc à augmenter le gain. Ensuite lorsque le switch est ouvert les pertes sont abaissées et une impulsion très intense est émise proportionnellement à la différence entre le gain et les pertes. Comme pour le blocage de modes, il existe deux types de Q-switch : actif et passif. Les géométries des cavités et les éléments optiques intra cavité pour chaque type sont identiques à ceux utilisés pour le blocage de modes de type actif ou passif.

Pour le cas du déclenchement actif, la commutation du facteur Q est contrôlée par un événement externe, généralement un signal électrique. Le taux de répétition des impulsions est imposé par la fréquence de ce signal externe et qui est choisi différent de la fréquence de résonance de la cavité pour éviter le régime de blocage de modes actif. La puissance crête de l'impulsion est déterminée par le temps qui sépare deux impulsions consécutives, puisque ce temps permet le contrôle de l'accroissement du gain.

Dans le cas de Q-switch passif, le commutateur de Q est un absorbant saturable (comme dans le cas de blocage de modes passif). Ce régime peut s'établir lorsque les pertes non saturées sont plus élevées que le gain. Pour le cas d'un laser à blocage de modes passif, le régime déclenché peut être obtenu en désalignant très légèrement un élément de la cavité, ou bien en utilisant un absorbant saturable avec des caractéristiques adaptées. Le taux de répétition des impulsions est proportionnel à la puissance d'excitation de la zone active. Ce régime (Q-switch passif) peut être observé simultanément avec le régime de blocage de modes passif.

Dans ce cas, l'amplitude du train d'impulsions issu du blocage de modes est modulée par des impulsions longues issues du Q switch passif [Kärtner-1995].

### **1.3 Etat de l'art**

Dans cette partie, nous allons évoquer l'histoire et l'état de l'art des lasers à blocage de modes à semi-conducteurs. Le premier laser à puits quantiques est apparu en 1969 [Hayashi-1969]. Les premiers lasers à blocage de modes apparaissent dans l'année 1970. Ils sont constitués d'une cavité externe avec un traitement antireflet sur l'une des facettes. En 1978, Ho reporte le premier laser à blocage de modes actif avec un taux de répétition de 3 GHz et une durée d'impulsion de 23 ps [Ho-1978]. Le premier laser à blocage de modes passif est reporté en 1981 par Van Der Ziel [VanDerZiel-1981] avec un taux de répétition de 1 GHz et une largeur d'impulsion de 650 fs, ici, le blocage de modes passif est assuré par un absorbant saturable réalisé par implantation de protons sur la facette de sortie. Dans le cadre des applications telles que les télécommunications, il est nécessaire d'avoir des régimes de fonctionnement très stables avec une faible densité de courant de seuil pour réduire le coût de fonctionnement. Il est également nécessaire d'avoir un faible bruit et une puissance d'émission élevée, pour abaisser le taux d'erreur. A cet effet, la réduction de la dimensionnalité des nanostructures de la zone active a été proposée pour exploiter certaines propriétés qui améliorent la stabilité du régime de blocage de modes passif [Haus-1981], [Arakawa-1982], [Asada-1986]. Les effets de cette réduction de la dimensionnalité (vers les PQs, BatQs et BQs) sont l'affinement du spectre d'émission, diminution de l'effet de la température et la réduction du courant de seuil. A partir des années 90s, les travaux ont été orientés vers le blocage de modes dans les diodes lasers monolithiques, c'est-à-dire sans l'utilisation d'élément optique externe. Le premier laser de ce type a été réalisé par Morton en 1990 avec un taux de répétition de 15 GHz et une durée d'impulsion de 1,4 ps en blocage de modes hybride [Morton-1990]. Les lasers à blocage de modes à PQs ont eu des performances notables en régime passif avec des taux de répétitions élevés jusqu'à 860 GHz [Shimizu-1997] [Chen-1991]. Les BatQs et BQs (1D et 0D) sont des nanostructures de dimensionnalité plus réduite que les PQs (2D). Expérimentalement, les nanostructures à BatQs et BQs présentent une forte dispersion en taille. La longueur d'onde d'émission de ces nanostructures étant dépendante de leur taille, le spectre d'émission global est plus large que celui des PQs. Cet élargissement du spectre constitue un autre avantage pour le blocage de modes car il permet d'obtenir des impulsions plus courtes si tous les modes du spectre sont en phase. La première démonstration du blocage de modes à l'aide d'un laser

## Laser à blocage de modes

à BQs InAs/GaAs a été réalisée en 2001 avec un taux de répétition de 7,4 GHz et des largeurs d'impulsions de 17 ps (longueur d'onde d'émission est autour 1,3  $\mu\text{m}$ ) [Huang-2001]. Plus tard, et sur le même système de matériaux, des impulsions en limite de Fourier en blocage de modes passif ont été démontrées [Kuntz-2004] [Thompson-2006]. Des impulsions subpicosecondes de l'ordre de 390 fs et un taux de répétition de 21 GHz ont été obtenues par Rafailov en 2005 [Rafailov-2005]. D'autres démonstrations de blocage de modes sur GaAs émettant autour de 1,3  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde [Rafailov-2007] [Thompson-2009] ont été reportées pour des lasers à double section à des taux de répétitions allant jusqu'à 80 GHz [Laemmlin-1999].

Pour l'émission à 1,55  $\mu\text{m}$ , on utilise le système de référence InAs sur le substrat InP. Ce système permet de réaliser des BatQs et des BQs en fonction de la technique de croissance utilisée, et de l'orientation du substrat. Des résultats existent déjà sur ce système de matériaux pour des lasers en mono-section et en double sections. Des taux de répétitions jusqu'à 346 GHz et des impulsions de durée subpicoseconde ont été reportés [Merghem-2009].

Cependant les impulsions de sortie se présentent très élargies par « chirp » avec une valeur de 16-20 ps/nm pour une largeur spectrale de 6-7 nm. L'origine de ce phénomène n'est pas encore expliquée. Les lasers à deux sections présentent un certain avantage comparé aux lasers à section unique pour leur flexibilité en cours d'utilisation. Dans les lasers à section unique, il est en effet difficile d'altérer le régime de fonctionnement. Le tableau suivant résume les résultats importants de blocages de modes avec BatQs ou BQs émettant dans la bande C ou L.

Structure	Nombre de section	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	f (GHz)	$\Delta\tau$ (ps)	$\Delta\tau\Delta\nu$	Référence
QDash/(100)	1	1,49	45	-	-	[Renaudier-2005]
QDash/(100)	1	1,56	134	0,8	-	[Gosset-2006]
QDash/(100)	1	1,55	346	0,56	0,6	[Merghem-2009]
QDash/(100)	1	1,52	39,8	0,72	-	[Latkowski-2009]
QDash/(100)	1	1,55	300	0,8	0,46	[Rosales-2011]
QDash/(100)	2	1,59	10 et 41	1	-	[Dontabactouny-2012]
QDash/(100)	1	1,55	23,3 et 48	0,6	0,98	[Rosales-2012]
QDots/(100)	2	1,53	4,6	9	-	[Heck-2007]
QDots/(100)	1	1,54	92	0,312	0,457	[Lu-2008]
QDots/(100)	1	1,59	46	0,445	0,69	[Lu-2009]
QDots/(100)	2	1,55	10,5	20-25	-	[Heck2009]
QDots/(100)	1	1,54	10 à 100	0,295	0,66	[Lu-2011]

Tableau 1.2 : état de l'art

## 1.4 Bruit dans les lasers à semi-conducteurs à blocage de modes

### 1.4.1 Origines physiques du bruit et conséquences pour les télécommunications optiques

Le bruit dans les lasers est un sujet d'étude assez large. Dans les lasers à blocage de modes, le bruit intervient dans différents paramètres comme le chirp, la phase, la largeur de l'impulsion... [Paschotta-2004]. Dans cette partie, on présente l'origine physique et les conséquences du bruit dans les lasers à blocage de modes ainsi que la rétroaction optique.

Dans les lasers à semi-conducteurs, le bruit provient de deux sources, le laser lui-même et les conditions extérieures qui peuvent se traduire par le bruit des sources électriques utilisées pour faire fonctionner le laser et les conditions de température, de pression et de vibration causées par le banc de mesure. Le bruit extérieur peut être atténué en utilisant une régulation de la température et des matériaux amortissant adéquats au niveau de l'installation du laser. Pour le bruit provenant des appareils électriques, la bande de fréquence de ce bruit se situe à de faibles fréquences, ce qui n'engendre pas de perturbations pour les télécommunications optiques. Le bruit généré dans les lasers est classé en plusieurs types, les plus importants sont

le bruit d'intensité ou d'intensité relatif (RIN : Relative Intensity Noise), le bruit de phase et celui de phase temporelle relié à la gigue temporelle des impulsions.

### **1.4.1.1 Bruit d'intensité et bruit d'intensité relatif (RIN)**

Le bruit d'intensité est une fluctuation de l'intensité optique du signal autour d'une valeur moyenne. Le bruit d'intensité relatif correspond au bruit de la puissance laser divisé par la puissance moyenne. Pour mesurer ce bruit, il suffit de mesurer l'intensité laser en fonction du temps à l'aide d'un oscilloscope ou un analyseur de spectre et d'une photodiode [Prochnow-2009]. Le bruit d'intensité peut être mesuré à l'aide des bandes latérales de bruit de spectre RF. Ce bruit est donné sous sa forme RMS (root-mean-square) sur une fenêtre de fréquence donné ou bien sous la forme d'une densité spectrale de puissance. Dans les télécommunications optiques, tous les signaux traités et transmis dans une fibre optique sont sous forme impulsionnelles, et l'information est codée sur le niveau d'intensité des impulsions (« 1 » si l'intensité est fort et « 0 » si elle est faible). Donc le bruit d'intensité présente une contrainte au niveau de la réception de l'information.

### **1.4.1.2 Bruit de phase**

Le bruit de phase d'un laser (en anglais : carrier phase noise) peut apparaître sous la forme d'une dérive de la fréquence, ou d'un saut rapide de la phase. Il s'agit de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la densité spectrale de puissance du champ électrique émis. Ce bruit a pour conséquence d'introduire un décalage (offset) sur les impulsions. Dans le blocage de modes passif, le niveau de bruit est fonction de la fréquence et du type de l'AS s'il est lent ou rapide. L'AS lent introduit plus de bruit dans le blocage de modes passif [Paschotta-2006]. Dans le cas du blocage de modes actif, le signal de modulation externe ajoute un bruit de phase sur le bruit totale [The-1999].

### **1.4.1.3 Gigue temporelle**

Les lasers à blocage de modes génèrent à leur sortie, des impulsions optiques de fréquence ( $f$ ), cette fréquence n'est pas parfaitement stable. Le bruit correspondant aux fluctuations de la période s'appelle la gigue temporelle. La gigue temporelle peut avoir une origine mécanique (vibration des miroirs) ou thermique [Paschotta-2004]. Ces deux effets amènent à des faibles changements de la longueur de cavité. En absence de bruit d'origine technique, la limite inférieure de ce bruit est celle du bruit quantique ou encore appelé gigue temporelle résiduelle qui correspond au bruit propre du laser indépendamment des conditions extérieures. La gigue

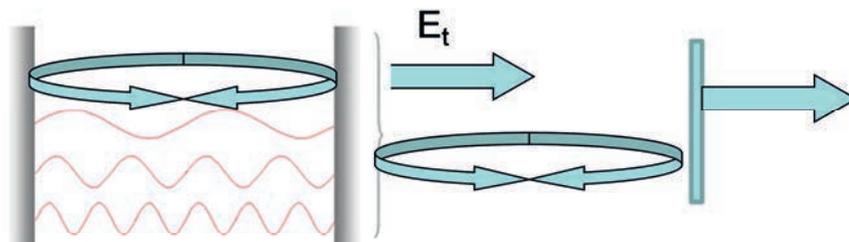
## Laser à blocage de modes

temporelle peut s'exprimer sous la forme d'une variation de la phase du champ électromagnétique qui représente le bruit de phase. La principale source de gigue temporelle dans un laser à semi-conducteurs est l'émission spontanée qui entraîne une variation de l'indice de milieu du gain et de la densité de porteurs. En effet, les fluctuations d'indice entraînent des fluctuations du temps d'un aller-retour dans la cavité et donc causent une gigue temporelle ou encore un bruit sur la fréquence. Les variations du gain et de la densité de porteurs génèrent de la gigue temporelle via le couplage phase – amplitude.

Lors de la réception d'un signal, il y a synchronisation du système de détection sur la fréquence de référence du signal. La gigue temporelle va décaler l'arrivée des impulsions par rapport aux instants de contrôle, ce qui va entraîner des erreurs sur le signal numérique. Pour minimiser cette erreur, il faut diminuer le rapport cyclique entre la durée de l'impulsion et la période du signal ou bien diminuer la distance de transmission entre 2 systèmes de régénération du signal.

### **1.4.2 Rétroaction optique**

Le milieu extérieur a des effets non négligeables sur le signal du laser à blocage de modes. La rétroaction optique est générée par une cavité externe qui sera créée à cause de la présence des obstacles réfléchissants entre la facette de sortie du laser et l'extérieur qui renvoie une portion de la lumière émise par le laser (Figure 1-9).



**Figure 1-9 : Laser avec une rétroaction extérieur.**

La réinjection du signal dans le laser a des effets négatifs ou positifs selon la position de la fibre qui collecte le signal par rapport aux facettes. La rétroaction optique peut avoir des effets négatifs si elle n'est pas contrôlée. Elle induit des instabilités dans le fonctionnement du laser. D'autre part, si cet effet est bien contrôlé, il peut améliorer les caractéristiques des lasers en réduisant la largeur de la raie optique [Petermann-1995]. Les effets de la rétroaction optique sur les caractéristiques des lasers ont été étudiés par Lang et Kobayashi en 1980 [Lang-1980].

Cinq régimes distincts de fonctionnement de rétroaction optique ont été identifiés [Tkach-1986]. Ces régimes vont d'un très faible niveau de rétroaction optique à une très forte rétroaction. Pour les lasers à blocage de modes, la première étude qui a montré expérimentalement une amélioration sur le bruit de phase des lasers sous une rétroaction optique contrôlée a été réalisée par *Solgaard et al* en 1993 [Solgaard-1993]. Des effets négatifs avec une augmentation du bruit de phase, un décalage de la fréquence et une réduction de zone où le blocage de modes intervient ont été montrés en 2009 par Grillot et al [Grillot-2009]. Une simulation numérique réalisée par *Avrutin et al.* a montré les effets de la rétroaction dépendent du rapport des longueurs de la cavité externe et de la cavité du laser  $L_{ext}/L_c$  [Avrutin-2009]. Dans le cas où, le rapport  $L_{ext}/L_c$  est arbitraire, la réinjection, dans le laser d'impulsions parasites provenant de la cavité externe va augmenter le bruit du laser. Dans la configuration où le rapport  $L_{ext}/L_c$  est égale à un entier  $M$ , les deux cavités sont en résonance et l'impulsion provenant de la cavité externe va interférer de manière cohérente avec l'impulsion se propageant dans la cavité laser. A faible niveau de rétroaction optique, les effets sur les performances du laser sont négatifs. Par contre, à partir d'un certain seuil, on retrouve un blocage de modes stable. De nombreuses études sur la rétroaction optique et ses effets ont été faites sur les nouvelles structures laser à base de BatQs et de BQs [Merghem-2009-1] [Lin-2010]. La rétroaction optique de puissance contrôlée est utilisée pour réaliser des sources optiques ultrastables pour les applications qui nécessitent un bruit de phase et une gigue temporelle faible. Une étude sur les perturbations induites par une faible rétroaction optique a été réalisée sur nos lasers. Cette étude est décrite dans le chapitre 5.

## **1.5 Conclusion**

L'objet de ce premier chapitre était d'introduire le principe de fonctionnement des lasers à blocage de modes et de positionner nos objectifs par rapport au contexte international en s'appuyant sur une étude bibliographique.

Dans une première partie, on a décrit le principe de fonctionnement des lasers à blocage de modes et les différents régimes et méthodes pour obtenir le blocage de modes.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, on a rappelé l'importance des effets non linéaires dans les lasers à blocage de modes, ainsi que le bruit et la rétroaction optique dans les lasers.

En résumé, le blocage de modes permet d'obtenir des impulsions courtes de durée de l'ordre de quelques picosecondes voir inférieure à la picoseconde. Les lasers à semi-conducteurs permettent d'atteindre des fréquences de répétition très élevées inversement proportionnel à la

## Laser à blocage de modes

longueur de la cavité du laser. De par leurs performances, leur faible encombrement, et leur faible coût, les lasers à blocage de modes monolithiques à BQs présentent des applications potentielles très intéressantes pour les transmissions optiques à très haut débit dans le réseau d'accès et les interconnexions optiques. Dans le chapitre suivant, on présente les matériaux utilisés pour fabriquer les lasers à blocage de modes et l'intérêt de l'utilisation des structures à base de BQs.

## **Chapitre 2 Croissance et optimisation des structures à BQs**

Ce chapitre est consacré à la présentation des structures à BQs qui constituent la zone active des composants réalisés dans le cadre de cette thèse. Il est par conséquent centré sur les nanostructures InAs sur substrat InP nécessaires pour les composants émettant à 1,55  $\mu\text{m}$ . Dans un premier temps, l'intérêt de ces nanostructures pour les composants optiques est rappelé. Ensuite la fabrication et les techniques de caractérisation de ces structures sont décrites.

Dans un deuxième temps est abordée une étude majeure de ce travail de thèse. Il s'agit d'optimiser la structure pour augmenter le gain modal, étape nécessaire en vue de la réalisation de laser à blocage de modes à base de BQs. Cela impose d'augmenter le nombre de plans de BQs empilés. Un travail conséquent de ma thèse a porté sur la faisabilité d'un empilement de 9 plans de BQs avec le maintien d'une forte densité et une bonne qualité de BQs au 9<sup>ème</sup> plan comme au premier.

Enfin la mise en œuvre des lasers rubans larges est présentée ainsi que les méthodes de caractérisation permettant de déterminer les différents paramètres qui rendent compte de la structure active du laser et de son fonctionnement. Ce chapitre se termine par la présentation des résultats obtenus sur les lasers à rubans larges comportant 9 plans de BQs tels qu'ils ont été optimisés au cours de ce travail. Les résultats seront situés dans le contexte international.

### **2.1 Intérêt des BQs pour les lasers**

#### **2.1.1 Propriétés des BQs : de 3D à 0D**

Si un matériau semi-conducteurs ayant un gap optique  $E_{g1}$  est entouré, à une échelle nanométrique, par un matériau barrière de gap  $E_{g2}$  supérieur à  $E_{g1}$ , les porteurs (électrons et trous) sont confinés dans le matériau de gap  $E_{g1}$ . Contrairement au cas des matériaux massifs (Figure 2-1 (a)), les porteurs confinés ont des énergies bien quantifiées. Celles-ci dépendent du nombre de directions dans lequel se produit le confinement.

Ainsi, la réduction de la dimensionnalité des hétéro-structures conduit à une évolution de la densité d'états électroniques (Figure 2-1) suivant le type des nanostructures: des PQs (confinement 2D) où les porteurs sont confinés dans une seule direction de l'espace (Figure 2-1 b), des BatQs (confinement 1D) où les porteurs sont confinés dans 2 directions de

l'espace (Figure 2-1 c) et enfin des BQs (confinement 0D) où les porteurs sont confinés dans toutes les directions. La densité d'états électroniques des BQs présente un spectre discret donnant à ces nanostructures des propriétés semblables à celles d'atomes isolés.

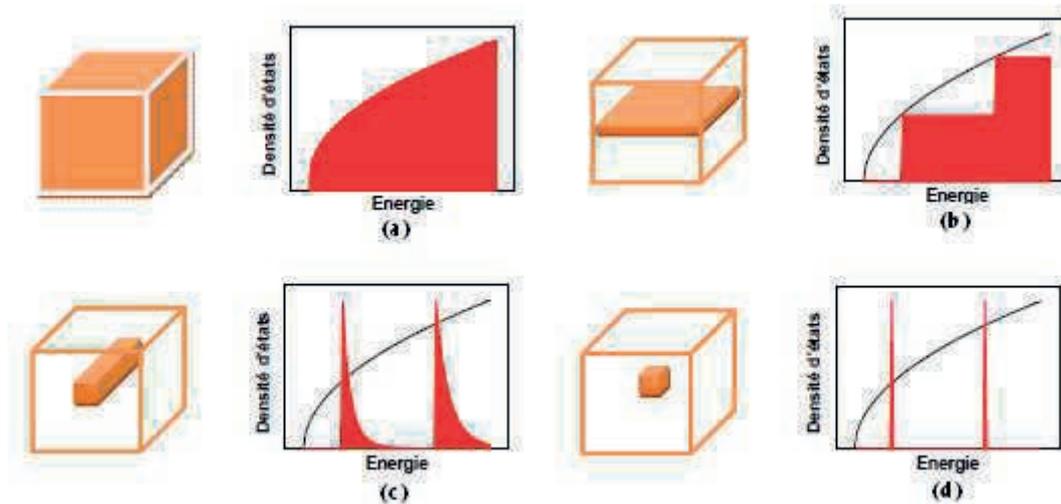


Figure 2-1: Représentation de la densité d'état des porteurs de charge associées au : (a) matériau massif 3D, (b) PQs 2D, (c) BatQs 1D et (d) BQs 0D.

### 2.1.2 Intérêt pour les lasers

La modification de la densité d'états des porteurs dans les structures de basse dimensionnalité telles que les BQs constitue le principal avantage des dispositifs optoélectroniques à base de ces nanostructures. Ainsi, dans un composant laser à BQs, des performances remarquables sur certaines caractéristiques comme le gain du matériau, le courant de seuil, la stabilité thermique et le facteur d'Henry sont directement reliées à la forme de la densité d'états électroniques.

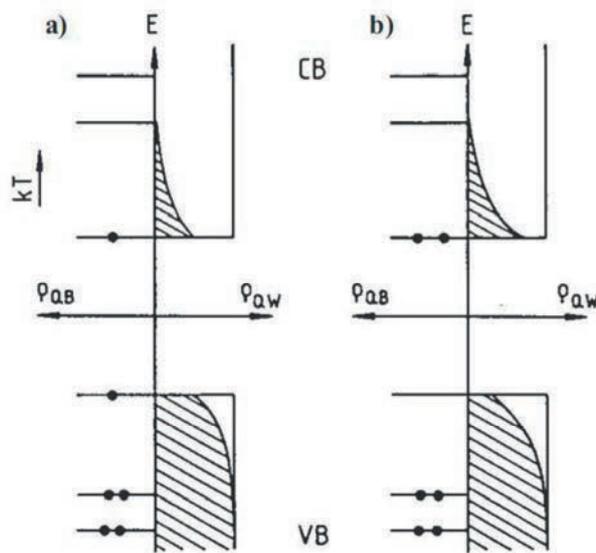
#### 2.1.2.1 Courant de seuil

La forme en fonction de Dirac de la densité d'états des BQs, donne lieu à une diminution remarquable de la densité de courant de seuil laser. Cette diminution provient du fait que les niveaux d'énergie dans les BQs sont discrets.

Dans un laser à semi-conducteurs, l'injection électrique des porteurs entraîne un remplissage en électrons et en trous des niveaux d'énergie. L'émission d'un photon correspond à la recombinaison d'un électron et d'un trou. Une condition nécessaire pour atteindre le seuil d'émission laser est « d'inverser la population électronique » entre la bande de conduction et

la bande de valence, c'est-à-dire que le taux d'occupation du bas de la bande de conduction devient supérieur à celui du haut de la bande de valence.

La Figure 2-2 présente une comparaison entre une structure à BQs, caractérisée par une densité d'états électroniques (DOS pour density of state en anglais) en pics de Dirac et une structure à PQs caractérisée par sa DOS en marches d'escalier. Le seuil de transparence (Figure 2-2(a)), caractéristique de l'inversion de population, peut être atteint à l'aide d'une seule paire électron-trou pour les BQs, tandis que dans les PQs, l'injection d'une densité de porteurs très supérieure est nécessaire d'après la condition de Bernard-Durafour sur la séparation des pseudo-niveaux de Fermi des électrons ( $E_{Fn}$ ) et des trous ( $E_{Fp}$ ) [Bernard-1961] :  $E_{Fn} - E_{Fp} \geq E_g$



**Figure 2-2 : Densité d'états des bandes de conduction et de valence pour le système 2D idéal (PQs) et 0D idéal (BQs), et densité d'états occupés (zones hachurées et points noirs (électrons)) (a) au seuil de transparence et (b) au-delà du seuil de transparence. D'après [Gérard-1995].**

Cette observation sur le seuil de transparence entraîne que le seuil d'émission laser diminue avec la réduction de dimensionnalité du milieu actif.

### **2.1.2.2 Dépendance en Température**

En dehors des risques de dégradation de la diode laser à haute température, les conséquences de l'évolution de la température de la jonction sont nombreuses. Premièrement, la largeur de bande interdite du semi-conducteurs diminue avec la température. En conséquence, la longueur d'onde d'émission va augmenter avec la température. De plus, le courant de seuil des lasers augmente avec la température. Cette augmentation, observée expérimentalement,

peut être traduite par une expression empirique qui définit la température caractéristique du laser, généralement notée  $T_0$ .

$$J_s = J_{s0} \exp(T/T_0) \quad (2-1)$$

- $J_s$  : densité de courant de seuil ( $A/cm^2$ )
- $J_{s0}$  : densité de courant de seuil équivalente à  $T=0K$  ( $A/cm^2$ )
- $T, T_0$  : température et température caractéristique respectivement (K)

Il est donc important d'avoir une température caractéristique  $T_0$  la plus grande possible afin de réduire la sensibilité du laser à la température et ainsi d'éviter l'utilisation de régulateurs thermiques. D'après les études théoriques d'Arakawa et al. [Arakawa-1982], la réduction de la dimensionnalité des matériaux permettrait d'augmenter la valeur de la température caractéristique  $T_0$  du fait d'une moindre variation du courant de seuil laser avec la température.

Théoriquement, la diminution de la sensibilité du courant de seuil avec la température dans les BQs a deux origines. La première est la discrétisation des niveaux d'énergie, séparés par des écarts d'énergie  $\Delta E$ . Cette discrétisation mène à une distribution des porteurs sur ces niveaux moins sensible à la température. La deuxième est la localisation spatiale des porteurs qui limite l'effet de la température sur la durée de vie des porteurs.

Pour le cas des PQs, les niveaux d'énergies sont formés par des sous bandes. De ce fait, les porteurs doivent se distribuer sur ces niveaux en fonction de la température, ce qui n'est pas le cas pour les BQs. Par conséquent, d'un point de vue théorique, toutes les performances du laser à BQs (gain, rendement,...) sont peu sensibles à la température. La nature non idéale des BQs entraîne pourtant une dépendance non négligeable en fonction de la température.

Expérimentalement, à  $-70^\circ C$ , les courants de seuil des lasers à base de BQs InAs/GaAs sont presque indépendants de la température. Ainsi, Ledentsov a mesuré une température caractéristique de 530 K [Ledentsov-1997] et Park a mesuré un  $T_0$  de 700 K [Park-2000]. Cependant, à partir de la température ambiante et au-delà, les valeurs mesurées pour le  $T_0$  sont plus faibles : 125 K en allant de 20 jusqu'à  $70^\circ C$  [Yeh-2000] et 146 K en allant jusqu'à  $143^\circ C$  [Schäfer-1999].

### **2.1.2.3 Gain spectral**

Le gain spectral représente l'évolution du gain en fonction de la longueur d'onde. Plusieurs paramètres comme la densité d'états et la densité de porteurs injectés, peuvent avoir un rôle

important sur la forme du gain spectral et la dynamique du laser. La Figure 2-3 montre une modélisation des gains spectraux des structures lasers à BQs, à BatQs, à PQs ou à base de matériaux massifs GaInAs/InP. On peut remarquer sur la figure que la valeur du gain augmente quand on diminue la dimensionnalité. De plus, pour les lasers à BQs, la courbe du gain est symétrique et centrée autour de la longueur d'onde de transition fondamentale des boîtes. Donc on obtient une valeur maximale de gain pour les BQs [Asada-1986]. Ce gain plus important constitue un atout pour la réalisation de lasers plus performants.

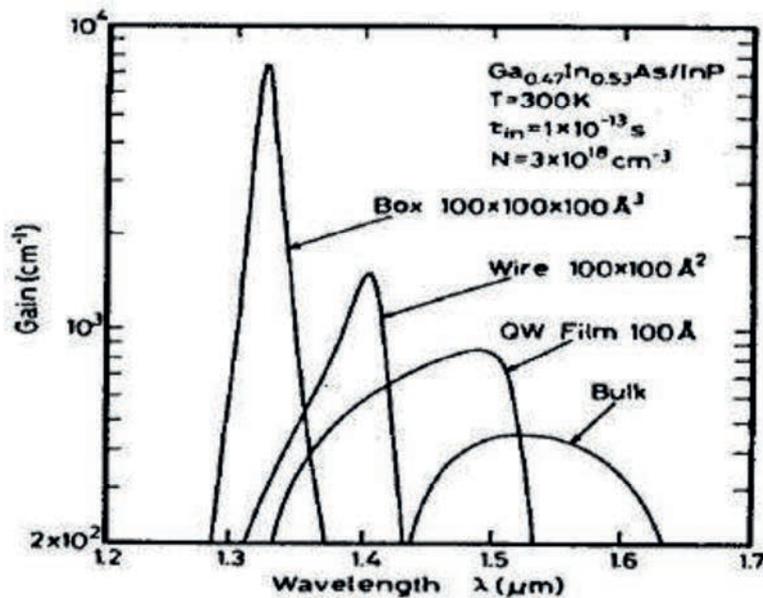


Figure 2-3 : Gains spectraux calculés pour le système GaInAs/InP organisé en BQs, BatQs, et PQs ou sous forme massive. D'après [Arakawa-1982] [Asada-1986].

Néanmoins, pour un nombre donné de BQs, la dispersion en taille de ces boîtes conduit à un élargissement inhomogène. Celui-ci se traduit par une DOS effective, caractérisée par une gaussienne relative à chaque transition [Bimberg-1998]. Dans ce cas, le gain spectral s'élargit et son amplitude diminue. Ceci réduit les performances des composants. Pour conserver un gain spectral important, il faut réussir à élaborer des boîtes homogènes en taille et en forme afin de conserver les propriétés remarquables dont résultent les performances des lasers.

#### 2.1.2.4 Gain différentiel

Les limites de modulation d'un laser dépendent fortement du gain différentiel. En fait, ce paramètre détermine le temps de réponse du laser lors d'une excitation extérieure. Dans les télécommunications optiques, l'information est transmise dans la fibre optique par une modulation d'intensité du laser à l'entrée de la fibre. Il existe deux types de modulation

d'intensité : la modulation externe et la modulation interne ou directe. La modulation est dite externe lorsque le modulateur est extérieur au laser (modulateur externe). La modulation est dite interne ou directe lorsque c'est le courant d'injection du laser qui est modulé. Pour pouvoir appliquer une modulation directe à haute fréquence, le temps de réponse du laser doit être très court, ce qui nécessite un gain différentiel important.

### 2.1.2.5 Facteur d'Henry

Le facteur d'Henry ( $\alpha_H$ ) ou en anglais : « linewidth enhancement factor » est un paramètre très important pour les lasers à semi-conducteurs. Le facteur d'Henry rend compte du couplage entre la phase et l'amplitude du champ optique. Ce couplage entraîne la modification de la longueur d'onde d'émission lors d'une modulation en courant [Zory-93] [Bimberg-1998], ce qui se traduit par un élargissement du pic laser. Le facteur d'Henry est la variation couplée entre la partie réelle ( $n_r$ ) et la partie imaginaire ( $n_i$ ) de l'indice de réfraction du milieu actif avec la densité de porteurs injectée dans la structure ( $N$ ). La partie réelle de l'indice de réfraction correspond à l'indice optique du milieu et la partie imaginaire correspond au coefficient d'absorption. La variation du gain résultant de la variation du nombre de porteurs injectés, amène à une variation de l'indice de réfraction. Ce changement de l'indice de réfraction modifie la phase du mode optique de la cavité et donc la longueur d'onde d'émission du laser. Le facteur d'Henry est défini par la relation suivante :

$$\alpha_H = \frac{\frac{\delta n_r}{\delta N}}{\frac{\delta n_i}{\delta N}} \quad (2-2)$$

- $\alpha_H$  : facteur d'Henry.
- $n_r, n_i$  : respectivement, la partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction du guide optique.
- $N$  : nombre de porteurs injectés par unité de temps.

Ainsi, un facteur d'Henry nul permettrait une modulation du laser sans variation de la longueur d'onde d'émission. La Figure 2-4 montre les spectres de variation d'indice et d'absorption calculés pour des BQs (0D) et des PQs (2D). Dans le cas des PQs, les courbes des indices  $n_r$  et  $n_i$  en fonction de la fréquence ne sont pas symétriques. En conséquence, le facteur d'Henry n'est pas nul. Par contre, pour les BQs, la forme gaussienne de la courbe du

gain est centrée sur une valeur d'énergie indépendante du nombre de porteurs. Cela permet d'obtenir théoriquement un facteur d'Henry nul.

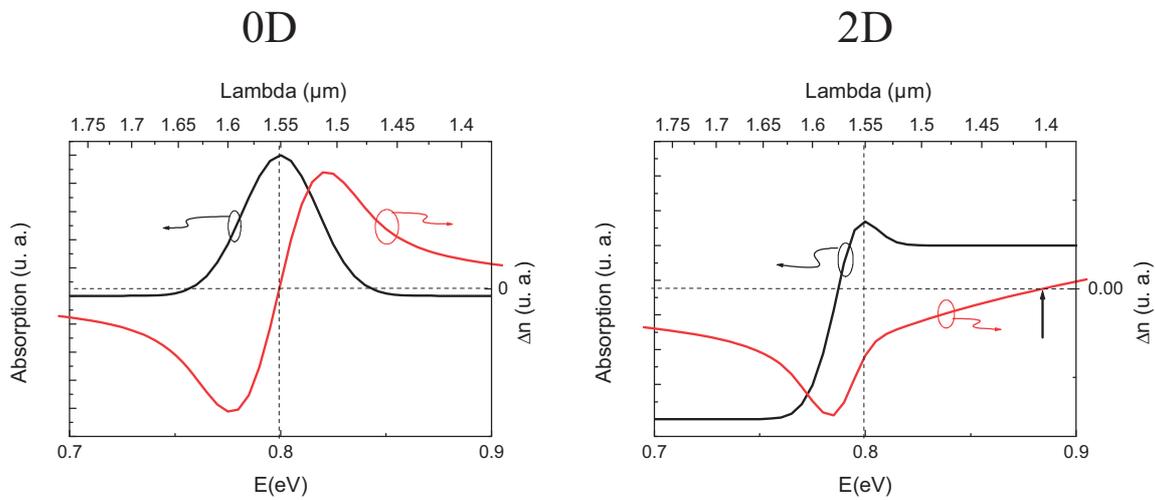


Figure 2-4 : Spectre d'absorption et variation d'indice ( $\Delta n$ ) calculée pour des structures 0D et 2D.

[Paranthoen-01]

Une diminution du facteur d'Henry a été observée dans des lasers à BQs InAs/GaAs par Saito et al. [Saito-2000] par rapport aux lasers à PQs pour une modulation directe à 1 GHz. La modulation directe des lasers à PQs entraîne un élargissement des raies laser avec le taux de modulation. Par contre, aucun élargissement n'est observé pour le même taux de modulation pour les lasers à BQs. Enfin, Fathpour et al. [Fathpour-2005] ont obtenu en 2005 un facteur d'Henry quasiment nul pour une modulation directe à 24,5 GHz d'un laser à BQs émettant à 1  $\mu\text{m}$  avec une injection tunnel.

Pour conclure, le facteur de couplage phase-amplitude, appelé facteur d'Henry  $\alpha_{H}$ , peut avoir un impact non-négligeable sur la largeur des impulsions et le « chirp ». En régime impulsionnel, le facteur d'Henry contribue à l'auto-modulation de phase qui est responsable de l'élargissement spectral. La diminution de ce facteur dans les structures à basse dimensionnalité (BQs) peut amener à une amélioration des performances des lasers à blocage de modes (largeur de l'impulsion, chirp...).

## 2.2 Elaboration des structures à BatQs et BQs

### 2.2.1 Epitaxie par jets moléculaires

L'épitaxie par jets moléculaires (ou en anglais : Molecular Beam Epitaxy MBE) est une technique qui permet la croissance de couches monocristallines. Elle a été développée par A. Cho et J. Arthur [Cho-1975] dans les années 1970. La croissance se fait sous ultra-vide (pression de  $10^{-9}$  à  $10^{-11}$  torr). La croissance des semi-conducteurs III-V est réalisée suivant la méthode des trois températures proposée par K.Günther en 1958 [Günther-1958]. Les éléments III, ayant une température d'évaporation plus importante que les éléments V, sont maintenus à une température ( $T_{III}$ ) supérieure à celle du substrat ( $T_S$ ) (Figure 2-5). Ainsi on a une condensation des éléments III sur la surface du substrat, avec très peu de ré-évaporation (coefficient de collage proche de 1). Les éléments V, dont la température de sublimation  $T_V$  est inférieure à celle du substrat, assurent, quant à eux la stœchiométrie, en se liant aux éléments III. Il est donc indispensable d'imposer des flux d'éléments V nettement supérieurs aux flux d'éléments III. Ainsi, cette méthode peut se résumer par la simple formulation :  $T_{III} > T_S > T_V$ .

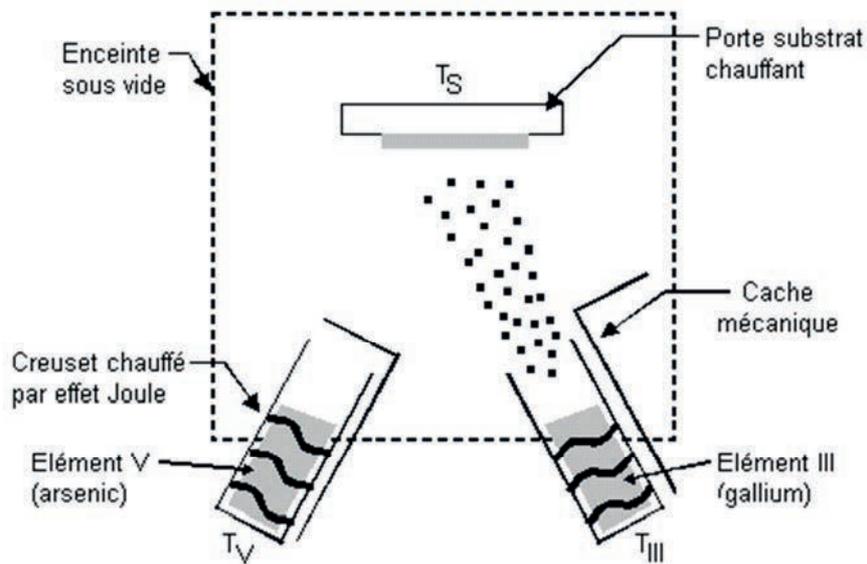


Figure 2-5 : Schéma de principe de l'épitaxie de GaAs suivant la méthode des 3 températures avec  $T_V < T_S < T_{III}$ .

Le laboratoire FOTON dispose de 2 machines de MBE de semi-conducteurs III-V, l'une à sources gazeuses (GSMBE) et l'autre à sources solides (SSMBE). Pour les structures étudiées dans ce travail de thèse, seule la machine GSMBE, modèle RIBER 2300 (Figure 2-6) a été utilisée. Cette machine comprend une chambre d'introduction, une chambre de transfert et une chambre de croissance. Les chambres d'introduction et de transfert permettent d'amener

progressivement les substrats, généralement collés à l'indium sur un support en molybdène, de la pression atmosphérique à l'ultravide.

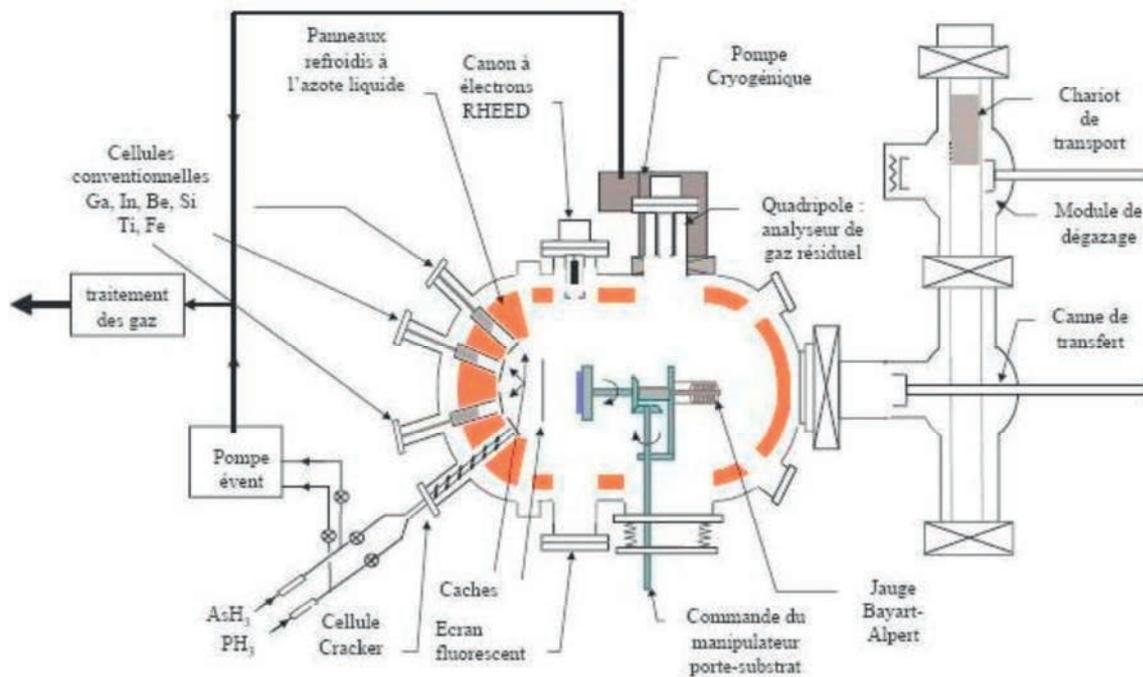


Figure 2-6 : Schéma du bâti d'épitaxie GSMBE RIBER 2300.

La chambre de croissance est équipée d'un système de diffraction d'électrons de haute énergie (RHEED), de 4 cellules à évaporation (sources solides) pour les éléments III : deux cellules d'indium ( $In_1$  et  $In_2$ ) et deux de gallium ( $Ga_1$  et  $Ga_2$ ), deux cellules de dopants : le silicium (Si) pour le dopage de type n et le béryllium (Be) pour le dopage de type p, ainsi que d'une cellule à source solide de fer (Fe) pour la croissance de matériaux semi-isolants par introduction de centres profonds. Une cellule cracker à gaz est utilisée pour les éléments V. Le système comporte deux lignes d'arsine ( $AsH_3$ ) et deux de phosphine ( $PH_3$ ). L'injection des gaz est régulée par des débitmètres massiques dont les gammes vont de 1 à 20 sccm (standard cubic centimeter / minute). Le cracker chauffé à une température supérieure à  $900^\circ C$  permet la décomposition thermique des molécules hydrures en molécules dimères ( $As_2$  et  $P_2$ ). Les flux d'éléments V sont exprimés en utilisant les débits de gaz exprimés en sccm. L'utilisation de deux cellules pour chacun des éléments III (Indium et Gallium) et de deux lignes distinctes pour chacun des éléments V permet de réaliser des alliages de différentes compositions et de varier substantiellement les vitesses de croissance pour les semi-conducteurs épitaxiés.

Au cours de leur réalisation ou une fois terminées, les nanostructures à semi-conducteurs obtenues par épitaxie nécessitent des caractérisations structurales et optiques.

## **2.2.2 Caractérisations structurales et optiques des nanostructures**

### **2.2.2.1 Caractérisation in situ RHEED**

Le RHEED est une technique qui repose sur l'utilisation d'un canon à électrons pour sonder les premières monocouches de la surface en cours de croissance. Le faisceau électronique de haute énergie (10 kV) est focalisé sur le substrat en incidence rasante ( $\sim 1^\circ$ ) puis est réfléchi vers un écran fluorescent pour la visualisation. Dans cette configuration l'interaction électrons matière se produit en première approximation sur quelques distances interatomiques. La diffraction ne rend compte essentiellement que de la structure de la surface qui se comporte comme un réseau bidimensionnel (2D) [Grandjean-1994]. Le réseau réciproque est de ce fait constitué de droites, passant par les nœuds du réseau réciproque 2D, dont les intersections avec la sphère d'Ewald forment des taches allongées. Le diagramme de diffraction obtenu correspond ainsi à une vue de « profil » du réseau réciproque. Lorsque le faisceau est dans la direction [110], le diagramme révèle la structure de la surface dans la direction [-110] et réciproquement.

### **2.2.2.2 Microscopie à force atomique**

La microscopie à force atomique (ou en anglais : Atomic Force Microscopy (AFM)) est une méthode à sonde locale permettant d'obtenir des informations comme la topographie de surface. Dans le cadre de l'étude de la croissance des BQs, l'AFM est un outil indispensable pour obtenir des informations structurales à trois dimensions tant qualitatives que quantitatives.

Le principe de l'AFM consiste à mesurer les déplacements verticaux d'une pointe montée sur un micro-levier déformable qui balaie la surface à étudier. La mesure par AFM repose sur les interactions pointe-surface. Ces interactions dépendent de la distance entre la pointe et la surface et peuvent être de natures attractives ou répulsives. Les forces en jeu sont de type Van Der Waals, capillaires, électrostatiques, ou magnétiques, selon les échantillons.

Les mesures en AFM nous donnent une idée sur la qualité, la densité et la taille des BQs présentes à la surface de la structure.

### **2.2.2.3 Photoluminescence continue**

La photoluminescence continue (PL) est l'étude de l'émission lumineuse de l'échantillon en réponse à une excitation lumineuse extérieure. Cette mesure nous apporte des renseignements à la fois qualitatifs et quantitatifs sur les nanostructures étudiées.

Le premier paramètre que l'on peut déterminer par PL est l'énergie d'émission des nanostructures semi-conductrices. Cette énergie renseigne sur la longueur d'onde d'émission des lasers qui seront réalisés avec ces mêmes nanostructures comme milieu actif. Cette information donnée par la PL concerne tous les types de nanostructures : PQs, BatQs ou BQs. Dans le cas des BQs, la largeur à mi-hauteur du pic de PL est une image de l'élargissement inhomogène des BQs. Une diminution de la largeur à mi-hauteur du pic de PL est le signe d'une moindre dispersion en taille des BQs. Dans ce cas, on constate généralement une augmentation de l'intensité du pic de PL.

L'intensité intégrée du pic de PL est directement reliée au rendement d'émission. Celui-ci est une image de la qualité du milieu actif et donc de la capacité de ce milieu à donner une émission laser efficace. Pour tous les types de nanostructures, maximiser le rendement de PL est une condition pour obtenir une émission laser avec de faibles courants de seuil.

Enfin la mesure en polarisation de la PL donne une idée sur la nature des nanostructures présentes. En effet, l'anisotropie de forme des BatQs conduit à une émission fortement polarisée en PL tandis que pour des BQs, plus isotropes, le taux de polarisation reste faible.

### **2.3 Croissance des nanostructures auto-organisées**

Il existe plusieurs méthodes pour réaliser des BQs. La première méthode étudiée pour la réalisation de nanostructures en semi-conducteurs III-V au début des années quatre-vingt, a été la fabrication de boîtes par lithographie. Cette méthode présentait toutefois plusieurs inconvénients. Il était difficile de réaliser des boîtes de petite taille et les surfaces des boîtes présentaient de nombreux défauts. Aujourd'hui, la fabrication des BQs à semi-conducteurs III-V se fait essentiellement par croissance auto-organisée de type Stranski-Krastanov du nom des deux chercheurs ayant prédit le phénomène en 1937 [Stranski-1939]. Ce mode de croissance épitaxiale a été observé pour la première fois sur des puits contraints InAs/GaAs en 1985 [Goldstein-1985].

En effet, il y a trois modes de croissance épitaxiale possibles [Bauer-1986] (Figure 2-7) :

- Le mode de croissance Volmer-Weber : dans ce mode, les atomes adsorbés à la surface du substrat nucléent pour former des agrégats. La croissance des structures se fait alors de manière tridimensionnelle. Ce mode de croissance repose sur le fait que les espèces déposées ont une affinité plus importante entre elles qu'avec le

substrat. On le trouve dans le cas de dépôt de métaux ou de semi-conducteurs sur une surface d'oxyde par exemple.

- Le mode de croissance Frank-Van der Merwe prévoit une formation bidimensionnelle du matériau, c'est-à-dire que les agrégats de base se développent monocouche par monocouche du fait de l'interaction favorable entre le film déposé et le substrat. Le dépôt d'une monocouche supérieure ne débute qu'au terme de la croissance de la monocouche inférieure.
- Le troisième mode de croissance est le mode Stranski-Krastanov, mode qui combine les deux modes précédents puisqu'il prévoit la formation d'îlots au-dessus d'un film bidimensionnel. Dans ce mode de croissance, le dépôt se traduit d'abord par la formation d'un film bidimensionnel contraint, puis à partir d'une épaisseur critique ce film relaxe élastiquement. Les BQs se forment alors au-dessus d'une couche de mouillage (le film bidimensionnel). C'est ce mode de croissance qui est aujourd'hui essentiellement utilisé pour l'épitaxie de BQs de semi-conducteurs III-V.



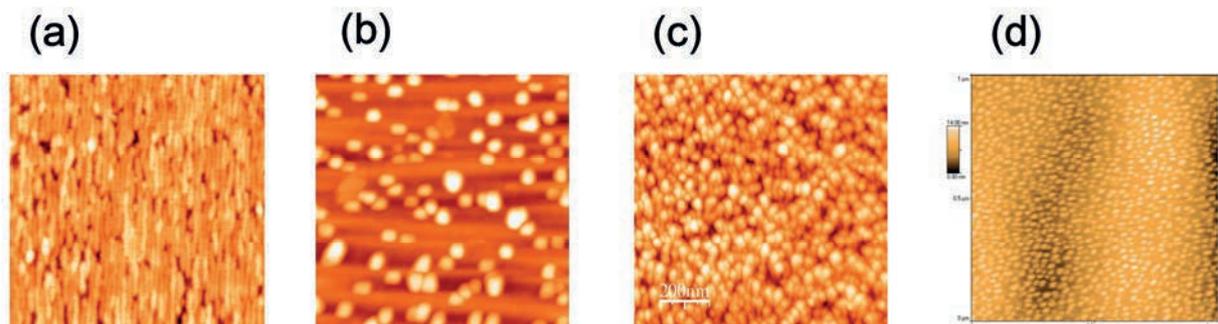
Figure 2-7 : Les trois modes de croissance : Frank-van der Merwe (FM), Volmer Weber(VW) et Stranski-Krastanov (SK).

Dans le cas d'une hétéro-épitaxie, la contrainte a principalement pour origine la différence de paramètre de maille entre le cristal du substrat et celui du film déposé au-dessus. Le cristal déposé sur le substrat commence par adapter sa maille atomique à celle du substrat. Cette contrainte a pour effet d'emmagasiner de l'énergie élastique dans le matériau que l'on dépose. A partir d'une certaine épaisseur appelée épaisseur critique, l'énergie élastique volumique devient trop importante et une relaxation de la couche se produit entraînant la formation de BQs. Celles-ci présentent des facettes sur lesquelles le cristal peut tendre vers son paramètre de maille relaxé. La transition entre une croissance bidimensionnelle et la formation des BQs résulte d'une balance entre l'énergie élastique accumulée dans le film 2D et l'énergie 3D qui comprend le coût en énergie due à la formation de surfaces supplémentaires (les facettes des

boites) et la diminution de l'énergie élastique liée à la relaxation du paramètre de maille du matériau sur les facettes.

La croissance Stranski-Krastanov peut être maîtrisée dans les deux techniques d'épitaxie classique utilisées pour les semi-conducteurs, l'épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE en anglais), ou l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (EPVOM ou MOCVD en anglais). Pour le système InAs/GaAs la différence de paramètre de maille est de 7,2% et la transition s'effectue après 1,8 monocouche [Krzyzewski-2003]. Dans le cas du système InAs/InP la différence de paramètre de maille n'est que de 3,1%. On pourrait s'attendre à une épaisseur critique beaucoup plus forte que pour InAs/GaAs. Pourtant la transition 2D/3D s'effectue après 2 monocouches [Koo-2001]. Ce résultat est lié à l'existence d'échanges arsenic-phosphore se produisant au cours de la croissance [Caroff-2009].

De plus, la croissance par MBE de nanostructures InAs auto-organisées sur des substrats InP (001) permet d'obtenir des BatQs et des BQs en fonction des conditions de croissance (Figure 2-8).



**Figure 2-8: Morphologie des nanostructures pour différentes conditions de croissance, (a) BatQs, (b) BQs sur InP (001), (c) BQs sur InP (001) désorienté et (d) BQs sur InP (113)B**

Des BQs sont obtenues pour des épaisseurs importantes d'InAs (au moins 3 monocouches) déposées sous de forts flux d'arsenic (Figure 2-8 b). Dans ce cas, leur densité est très faible ( $<10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) et leur taille est grande (diamètre : 70 nm en moyenne). Pour un dépôt de 2 à 3 monocouches d'InAs sous de plus faibles flux d'arsenic, on observe la formation de BatQs dont l'anisotropie longueur/largeur dépend des conditions de croissance (Figure 2-8a). Pour des conditions de croissance identiques, l'utilisation de substrats InP (001) faiblement désorientés ( $2^\circ$ ) amène à l'obtention de BQs avec des densités de l'ordre de  $7.10^{10} \text{ cm}^{-2}$  et des diamètres réduits à 36 nm en moyenne [Thèse-Elias-2009] (Figure 2-8c). Une autre méthode pour favoriser la formation des BQs de petite taille et en fortes densités, est la croissance sur des surfaces à forts indices. Il en est ainsi des surfaces InP (113)B [Fréchengues-1999] où une

densité de BQs de l'ordre de  $5.10^{10} \text{ cm}^{-2}$  a pu être obtenue, ainsi qu'un diamètre moyen de l'ordre de 40 nm. Des BQs élaborés sur InP (113)B à forte densité ( $1.10^{11}$ ) ont été obtenus dans le laboratoire FOTON- OHM (Figure 2-8d).

## **2.4 Optimisation de la croissance des BQs**

Pour arriver à notre but final, la fabrication des lasers à blocage de modes, on doit arriver à augmenter le gain modal de nos structures. Comme celui-ci est directement proportionnel au facteur  $\Gamma g_0$  où  $\Gamma$  est le facteur de confinement du mode optique dans le milieu de gain et  $g_0$  est le gain interne lié au matériau, il est nécessaire de travailler à l'optimisation de  $g_0$ . Dans les structures à BQs ce paramètre est directement relié à la quantité de BQs émettrices. Afin d'optimiser les structures lasers, il est donc nécessaire de limiter la dispersion en taille des BQs et d'augmenter leur densité.

### **2.4.1 Effet du flux d'Arsenic et de la température**

Avant d'essayer d'interpréter les résultats obtenus en fonction du flux d' $\text{As}_2$ , on peut les rappeler de façon succincte. Le flux d'Arsenic a des effets particulièrement remarquables sur la formation des nanostructures sur les surfaces nominales et désorientées. Ces effets ont été étudiés dans le cadre de la thèse de G. Elias [Thèse-Elias-2009].

- A fort flux d' $\text{As}_2$ , il n'y a pas d'effet de la désorientation sur la forme des nanostructures. Des BQs de formes isotropes et de grandes dimensions (hauteur = 10 nm et Diamètre = 65 nm) sont obtenues sur toutes les surfaces avec des densités moyennes de l'ordre de  $1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

- A faible flux d' $\text{As}_2$ , un effet important de la désorientation est observée. Des structures allongées suivant la direction [1-10] de faible hauteur (1 nm) sont formées sur les surfaces nominales. Par contre, sur la surface désorientée vers la direction [1-10] (surface dite de type B), des BQs légèrement allongées suivant [1-10] sont obtenues. Ces BQs sont en forte densité ( $7.10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) et présentent de faibles dimensions (hauteur = 2 nm et diamètre = 36 nm).

Dans la suite de ce paragraphe, on traite l'effet du flux d'Arsenic sur la formation des BQs sur 3 types de substrats : InP (001) nominal, InP (001) désorienté de  $2^\circ$  et InP (113)B.

### 2.4.1.1 Effet du flux d'Arsenic et de la température sur les BQs sur InP (001)

Le flux d'Arsenic et la température de croissance, sont des paramètres très importants dans la croissance des BQs InAs/InP. Sur InP(001), la diminution de la température de croissance de 460 à 400°C amène à une augmentation de la densité des boîtes et à une réduction de leurs tailles [Thèse-Elias-2009]. Ce phénomène a également été observé dans le système InAs/GaAs [Solomon-1994] [Chu-1999]. Ceci peut être expliqué par la diminution de la longueur de diffusion des adatoms d'Indium avec la diminution de la température. Cette diminution amène à une réduction de l'extension des zones d'exclusion de nucléation et permet ainsi la nucléation d'un plus grand nombre de BQs de petite taille.

Dans la thèse de G. Elias [Thèse-Elias-2009], une étude sur les propriétés structurales et optiques de BQs élaborées sur InP (001) est réalisée en changeant le flux d'Arsenic (12, 5, 3 et 0,3 sccm). A fort flux d'As<sub>2</sub> (5 et 12 SCCM) on observe la présence de BQs de faible densité (de l'ordre de  $1,2 \cdot 10^{10}$  /cm<sup>2</sup>) et de grande taille. La diminution du flux d'As<sub>2</sub> amène à la modification de la morphologie des nanostructures : l'apparition d'un mélange BQs-BatQs pour un flux de 3 SCCM et des BatQs pour un flux d'As<sub>2</sub> de 0,3 SCCM.

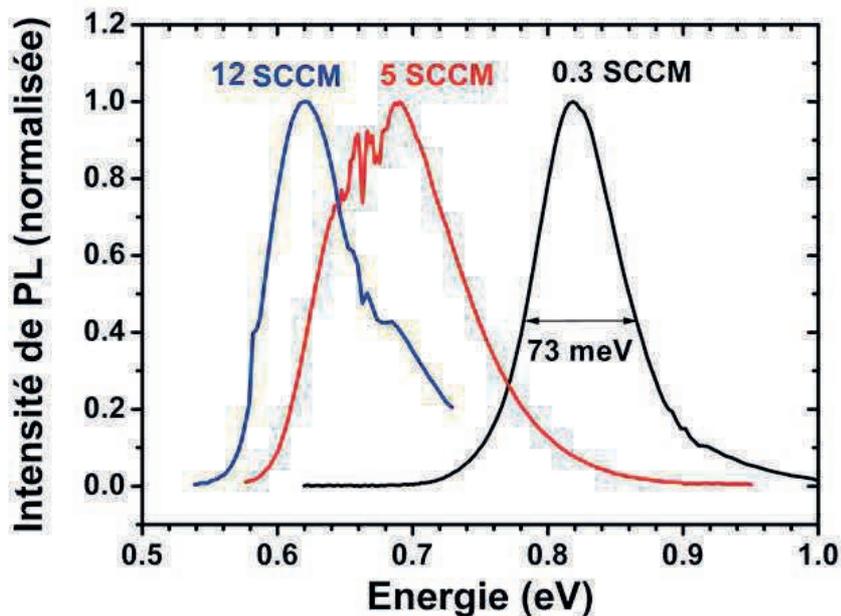


Figure 2-9 : Spectres de PL à température ambiante d'échantillons InAs/Q<sub>1,18</sub>/InP(001) encapsulés par du Q<sub>1,18</sub>. Les BQs ont été réalisées avec trois débits d'AsH<sub>3</sub>: 0,3, 5 et 12 SCCM [Thèse-Elias-2009]

La Figure 2-9 présente les différents spectres de photoluminescence obtenus au cours de cette étude. Ces résultats montrent qu'il y a un décalage vers les faibles énergies en augmentant le

flux d'arsenic. De plus une dégradation du spectre de photoluminescence est également observée. Ces résultats traduisent une augmentation de la taille des BQs avec le flux d'arsenic et une dégradation de la qualité optique des BQs les plus grosses.

### **2.4.1.2 Croissance des nanostructures sur InP (001) désorienté**

Durant la thèse de G. Elias [Thèse-Elias-2009], une autre étude a été conduite sur l'effet du flux d'arsenic sur la croissance des BQs sur un substrat InP (001) désorienté de 2°. A fort flux d'As<sub>2</sub>, la désorientation du substrat n'a pas d'effet remarquable. Cette étude a montré une augmentation de la densité de BQs de 1,2.10<sup>10</sup> cm<sup>-2</sup> à 7.10<sup>10</sup> cm<sup>-2</sup> en passant d'un fort flux d'arsenic (6 sccm) à un faible flux (0,3 sccm). Cette augmentation de la densité est accompagnée par une forte réduction tant de la hauteur que du diamètre moyen des BQs. De même, l'étude des propriétés optiques en fonction du flux d'arsenic pour ce type de substrat montre une dégradation du spectre de photoluminescence en augmentant le flux d'arsenic de 0,3 sccm à 6 sccm ainsi qu'un décalage vers les faibles énergies d'émission.

### **2.4.1.3 Effet du flux d'arsenic sur les BQs sur InP (113)B**

Des études ont été réalisées durant la thèse de Philippe Carrof [Thèse-Carrof-2005] sur l'effet du flux d'arsenic sur la densité des BQs élaborées sur InP (113)B. Ces études ont montré qu'on obtient un maximum de densité de BQs pour un flux d'As<sub>2</sub> de 0,3 sccm en le comparant avec 1,5, 5, et 13,4 sccm. Durant ma thèse, on a décidé de continuer cette étude en diminuant jusqu'à 0,1 sccm le flux d'As<sub>2</sub>. L'étude, réalisée par AFM, porte sur la densité et la taille des BQs en fonction du flux d'As<sub>2</sub>. Les autres conditions de croissances restent fixes pour tous les échantillons : 2,1 monocouches d'InAs déposées, température de croissance : 480°C. L'étude est faite pour 3 flux d'arsenic différents : 0,1 sccm, 0,3 sccm et 0,5 sccm. Les échantillons comportent un seul plan de BQs non recouvertes. La Figure 2-10 montre les images AFM de ces 3 échantillons. La Figure 2-11 présente l'évolution de la densité et de la hauteur des BQs en fonction du flux d'arsenic.

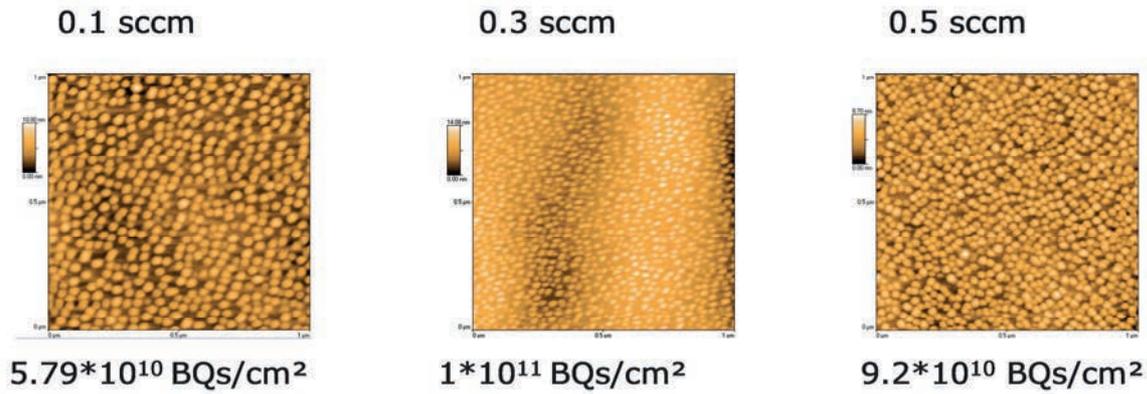


Figure 2-10 : Image AFM (Atomic Force Microscopy) d'une couche de BQs pour différent flux d'Arsenic sur substrat InP(113)B

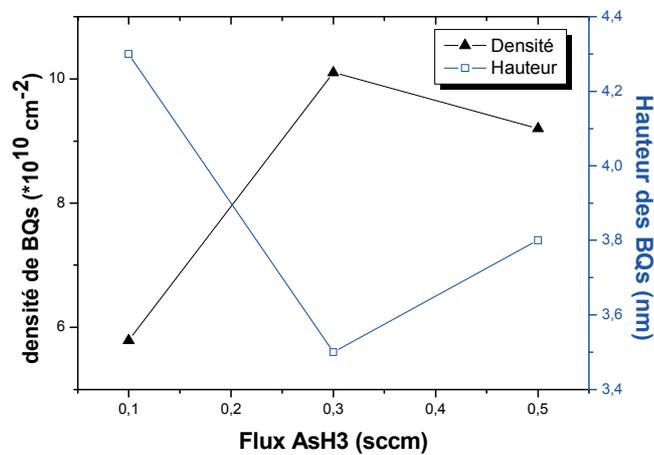


Figure 2-11 : densité et hauteur des BQs en fonction du flux d'Arsenic sur substrat InP(113)B.

Sur ces deux figures, il apparaît clairement que la densité des BQs est maximale pour un flux de 0,3 sccm et que la taille des BQs est minimale pour ce même flux.

Pour conclure, toutes les études menées au laboratoire ont montré que la valeur optimale du flux d'Arsenic pour maximiser la densité des BQs, minimiser la taille et avoir les meilleures propriétés optiques correspond à un débit d'arsine de 0,3 sccm sur notre bâti d'épitaxie.

## 2.4.2 Croissance de l'empilement de plans de BQs

Une fois la croissance du premier plan de BQs optimisée, pour augmenter encore le gain modal il s'avère nécessaire d'empiler plusieurs plans de BQs. Ainsi, en augmentant le nombre de plans, une augmentation du gain matériau  $g_0$  va s'ensuivre. Des études précédentes au laboratoire [Thèse-Carrof-2005] ont montré que, pour la réalisation de lasers à BQs sur InP (113)B, il existait un espacement optimum entre les plans. Ainsi, si la distance entre plans de

BQs diminue à 10nm, une dégradation rapide du matériau (relaxation plastique) est observée pour des empilements comprenant 6 plans ou plus. Cet effet est retardé lorsque l'espacement entre plans augmente à 30 nm. Dans ce cas, on observe en microscopie électronique en transmission un effet d'alignement vertical des BQs d'un plan au suivant. Pour des espacements entre plans supérieurs (50 nm ou plus), le phénomène d'alignement diminue notablement.

En conclusion, un espacement de 30 nm entre plans paraît nécessaire pour obtenir des structures lasers de bonne qualité lorsque 6 plans de BQs sont empilés. Si cet espacement entre plans est conservé, toute augmentation du nombre de plans va conduire à une augmentation de l'épaisseur de la zone active. Celle-ci peut créer une diminution du confinement optique dans les plans de BQs situés aux extrémités de la zone active.

Afin de s'assurer que cette diminution du confinement n'a pas un impact trop important sur le fonctionnement des lasers lorsque le nombre de plans de BQs augmente, un calcul de facteur de confinement optique a été réalisé en fonction du nombre de plans de BQs et de l'espacement entre plans. Dans ce calcul, on conserve la structure du laser et on ne modifie que ces 2 paramètres. La Figure 2-12 montre le résultat de ce calcul pour des structures à 5, 9 et 12 plans de BQs et pour un espacement entre 2 plans consécutifs de 30 et 15 nm.

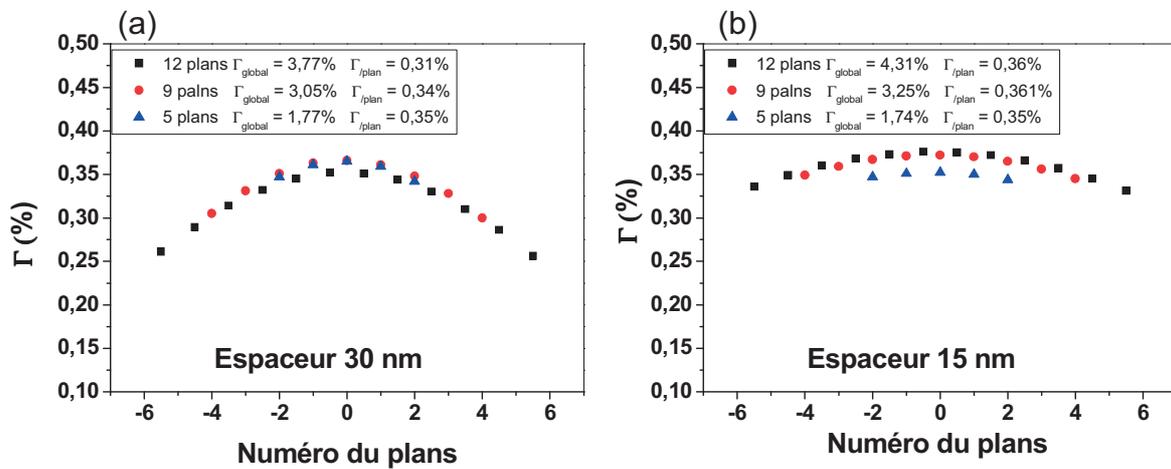


Figure 2-12 : Facteur de confinement par plan pour des structures lasers à 5, 9 et 12 plans de BQs et pour 2 épaisseurs différentes de la couche Q1,18 qui sépare 2 plans de BQs consécutifs : (a) 30 nm et (b) 15 nm.

L'épaisseur de la couche de guide optique de part et d'autre de la z.a. est constante.

Les résultats montrent que la variation du facteur de confinement par plan d'une structure à l'autre est très faible. Ce facteur diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la zone active tandis que le facteur de confinement global augmente avec le nombre de plans de BQs. D'autre part, le gain matériau global augmente avec l'empilement, ce qui induit une

augmentation du gain modal dans la structure. Dès lors, on peut conclure que la faible diminution du facteur de confinement par plan n'empêche pas un accroissement du gain modal en augmentant le nombre de plans de la zone active. Ce résultat sera vérifié à condition de conserver la qualité et la densité des BQs du premier jusqu'au dernier plan.

### **2.4.3 Croissance de l'empilement de plans de BQs sur InP(001) désorienté**

Des études de l'effet de l'empilement sur la formation des BQs sur InP (001) désorienté ont été réalisées durant la thèse de G. Elias [Thèse-Elias-2009]. Ces études ont montré pour une température de croissance de 480°C, une augmentation progressive des dimensions des BQs et une augmentation de l'anisotropie dès le second plan. La densité de BQs diminue avec le nombre de plan et l'anisotropie devient plus marquée pour le 6<sup>ème</sup> plan avec une transformation morphologique vers les BatQs. En diminuant la température de croissance à 440°C, on observe une amélioration des propriétés structurales de l'empilement de BQs par rapport à l'empilement à température standard (480°C).

Pour la croissance à basse température (440°C), on note une amélioration des propriétés optiques des empilements. En effet, le décalage vers les grandes longueurs d'onde est quasiment nul entre le premier et le 5<sup>ème</sup> plan. De plus, la largeur à mi-hauteur du spectre de photoluminescence est relativement stable avec l'empilement, par contre une augmentation importante est observée pour l'empilement à 480°C.

Sur la Figure 2-13 on peut voir la conservation de la présence de BQs pour un empilement de 6 plans à une température de croissance de 440°C. D'autre part, on remarque la formation de nanostructures allongées sur le 6<sup>ème</sup> plan pour une croissance à 480°C.

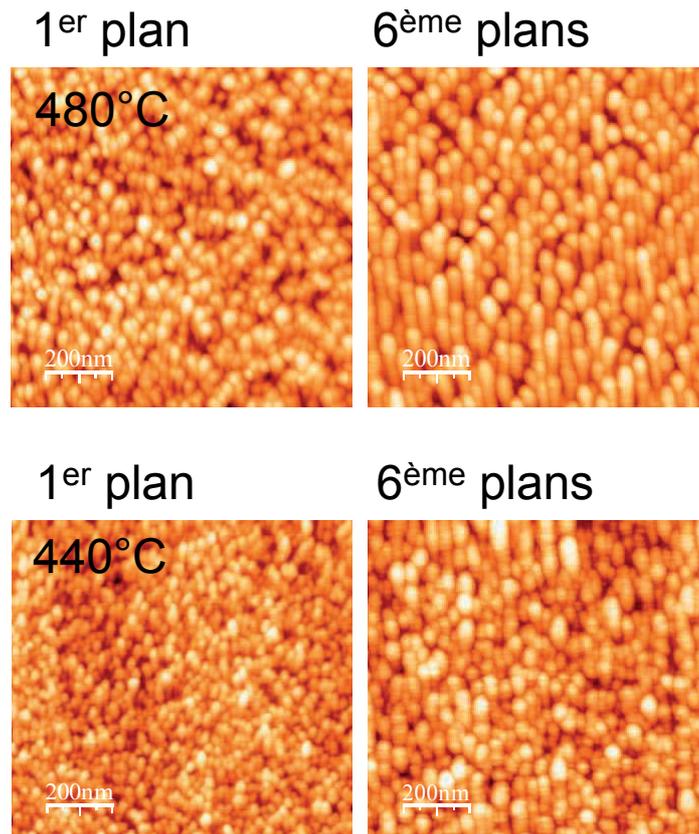


Figure 2-13 : Image AFM pour le 1<sup>er</sup> et le 6<sup>ème</sup> plans à 480 et 440°C.

#### 2.4.4 Etude de la polarisation des BQs

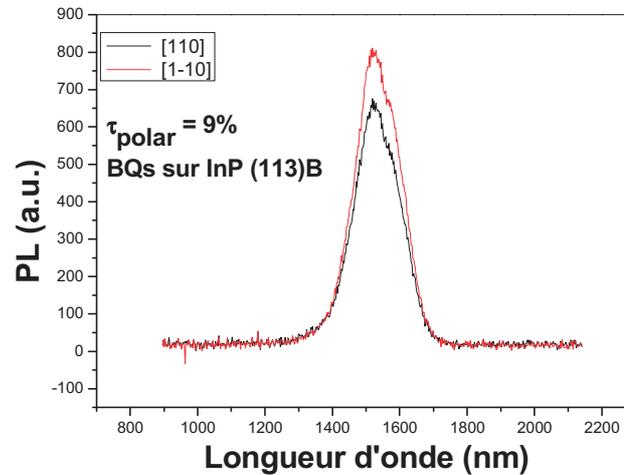
Pour évaluer l'anisotropie de forme des BQs, une étude des propriétés de polarisation de l'émission spontanée a été menée par photoluminescence. Le taux de polarisation (PR) permet de quantifier la différence de polarisation entre les 2 axes [110] et [1-10]. Il est défini par l'expression suivante :

$$PR = \frac{I_{[1-10]} - I_{[110]}}{I_{[1-10]} + I_{[110]}} \quad (2-3)$$

Où  $I_{[110]}$  et  $I_{[1-10]}$  sont les intensités de PL respectivement suivant les axes [110] et [1-10]. Pour les BatQs, le taux de polarisation ainsi défini s'élève à une valeur de l'ordre de 30 %. Cette valeur traduit la forte anisotropie des BatQs avec une forme allongée suivant la direction [1-10]. Pour un plan de BQs élaborés sur InP (113)B ou sur InP (001) désorienté, le taux de polarisation est de l'ordre de 5%. Cette faible valeur traduit une faible anisotropie des nanostructures de type BQs [Thèse-Elias-2009].

La Figure 2-14 montre la mesure de photoluminescence en polarisation pour un empilement de 9 plans de BQs sur InP (113)B. Le taux de polarisation de cette structure est de 9%

démontrant l'apparition d'une légère anisotropie qui est confirmée par les images AFM réalisées sur le dernier plan.



**Figure 2-14 : Mesure de photoluminescence en polarisation pour une structure à 9 plans de BQs sur InP (113)B.**

Dans le cas des structures lasers comprenant un empilement de plusieurs plans de BQs sur substrat InP (001) désorienté, une augmentation du taux de polarisation est parfois observée pour des conditions de croissance non optimales. Cette augmentation est liée à une dégradation de la qualité de l'empilement avec un changement de la forme des nanostructures (passage de BQs en BatQs).

La Figure 2-15 montre une comparaison entre 2 mesures de polarisation de 2 structures à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté à deux températures de croissance. Le taux de polarisation est de 23% à 480°C et de 11% à 440°C de température de croissance. Cela traduit l'apparition d'une anisotropie de forme des nanostructures lors de l'empilement à température élevée en accord avec les observations AFM (Figure 2-13). Par contre, cette anisotropie est faible pour l'empilement à basse température de croissance.

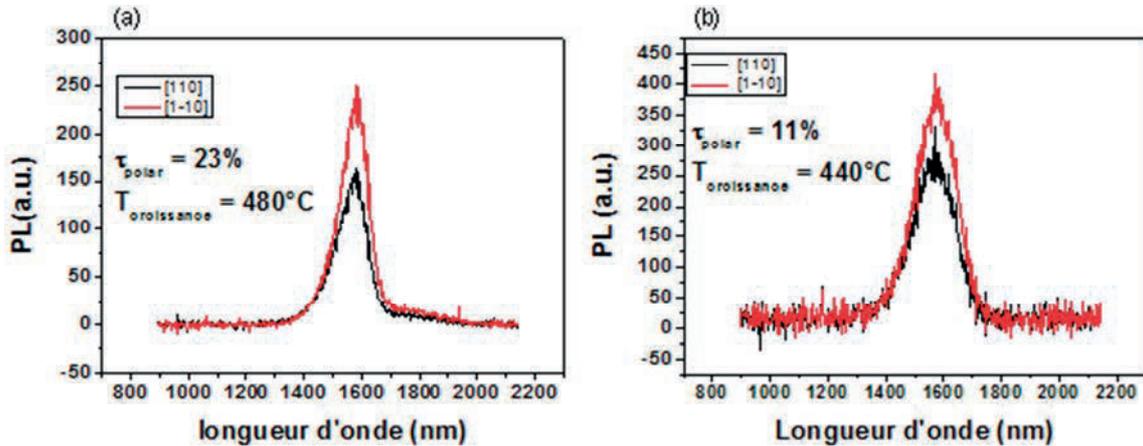


Figure 2-15 : Mesure de photoluminescence en polarisation pour des structures à 6 plans de nanostructures quantiques sur InP (001) désorienté à une température de croissance de (a) 480°C et (b) 440°C .

Nous avons rencontré des difficultés pour reproduire une bonne qualité des structures lasers à BQs sur substrat InP (001) désorienté. Cela est dû à la difficulté de contrôler la température de croissance entre 440 et 460 °C. C’est pourquoi, par la suite nous avons systématiquement réalisé la mesure de la photoluminescence résolue en polarisation suivant les 2 axes [110] et [1-10] et la détermination du taux de polarisation pour s’assurer de la qualité de la structure laser à base de BQs.

#### 2.4.5 Etude de la compensation de la contrainte de l’empilement de plans de BQs sur InP (113)B

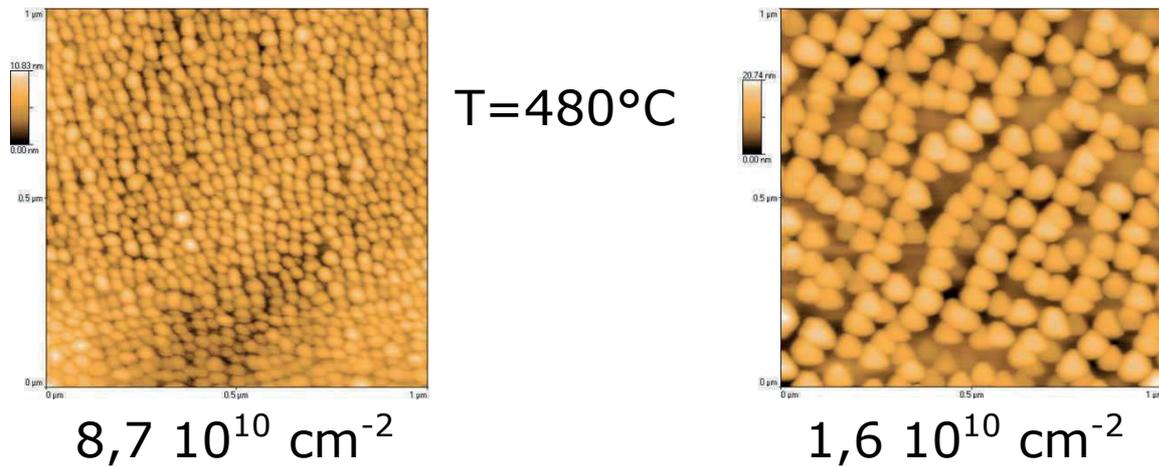
Le quaternaire utilisé dans la croissance des lasers à BQs est un quaternaire en accord de maille sur InP et possédant un gap de 1,18  $\mu\text{m}$ . De ce fait, lors de la croissance des BQs, la seule contrainte est celle de l’InAs par rapport à l’InP. Une densité de BQs élevées (de l’ordre de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) a pu être atteinte avec une structure à un plan de BQs sur InP(113)B. En empilant plusieurs plans, cette densité va tendre à diminuer à quelques  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Cette diminution, à partir du deuxième plan, est due au changement du champ de contrainte lié à la présence des autres plans de BQs enterrés. Au fur et à mesure que le nombre de plans de BQs augmente, l’énergie élastique emmagasinée augmente et la contrainte à la surface s’accumule, entraînant une dégradation de l’empilement. Cet effet est d’autant plus marqué que l’espacement entre plans est faible et que le nombre de plans est important. Ceci nous impose un espacement suffisant entre plans et limite le nombre de plans qu’il est possible d’empiler.

Pour résoudre ce problème, et conserver une densité de BQs identique pour tous les plans, il faut avoir le même champ de contrainte à la surface pour la croissance de chaque plan. Pour cela, il faut réussir à compenser entre chaque plan la contrainte causée par la présence du plan précédent. Pour ce faire, on peut introduire une compensation de la contrainte en insérant une couche de contrainte de signe opposé. Nous avons choisi de changer la composition du quaternaire GaInAsP utilisé comme couche d'espacement entre les plans de BQs. Comme l'InAs est en compression sur l'InP, il faut utiliser un quaternaire en tension sur InP. En première approximation on considère que les coefficients élastiques sont identiques pour l'InAs et le quaternaire. Pour assurer la compensation, le désaccord de maille de ce quaternaire doit vérifier la relation suivante :

$$\frac{\Delta a}{a} \Big|_{InAs} \times e_{InAs} + \frac{\Delta a}{a} \Big|_Q \times e_Q = 0 \quad (2-4)$$

$\frac{\Delta a}{a} \Big|_{InAs}$  et  $\frac{\Delta a}{a} \Big|_Q$  représentent les désaccords de maille respectivement d'InAs et du quaternaire en tension par rapport à l'InP.  $e_{InAs}$  et  $e_Q$  sont les épaisseurs respectivement de la couche d'InAs et de la couche de quaternaire.

Le désaccord de maille de l'InAs est de 3,2% par rapport à InP et l'épaisseur nominale déposée de 2,1 monocouches. Pour un espacement entre plans de BQs de 15 nm, la contrainte est exactement compensée si le désaccord de maille du quaternaire en tension est égale à -0,13%. A cette valeur de désaccord de maille, correspondent plusieurs compositions possibles en éléments III et V. Nous avons choisi de maintenir la composition en éléments III et la vitesse de croissance du quaternaire constantes et de modifier la composition en éléments V. Dans ces conditions, le quaternaire en tension a pour composition  $Ga_{0,20}In_{0,80}As_{0,40}P_{0,60}$  dont le gap correspond à une longueur d'onde d'émission de 1,15  $\mu m$  à température ambiante. Avec ce quaternaire légèrement en tension sur InP, les confinements tant électronique qu'optique sont conservés.



**Figure 2-16 : Image AFM du neuvième plan de BQs en utilisant le quaternaire en tension comme couche de séparation entre les plans de BQs sur substrat InP(113)B.**

On a utilisé ce quaternaire en tension pour réaliser des structures à 8 plans de BQs enterrés et un neuvième plan non recouvert afin de pouvoir caractériser la morphologie des BQs de ce dernier plan. La Figure 2-16 montre les images AFM du neuvième plan pour 2 échantillons différents élaborés dans les mêmes conditions de croissance. L'image de gauche montre une densité de  $8,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . C'est une densité élevée et proche de la densité de BQs du premier plan. Ceci démontre que, l'insertion du quaternaire en tension permet de compenser la contrainte induite par les plans de BQs et de conserver un état de contrainte de surface pour le neuvième plan proche à celui du premier plan.

Toutefois nous avons rencontré des difficultés pour reproduire ce résultat. La figure de droite montre, pour un autre échantillon élaboré dans les mêmes conditions, que la densité de BQs au neuvième plan n'est que de  $1,6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Cette faible densité peut être liée à un mauvais contrôle du désaccord de maille du quaternaire. En effet, comme ce quaternaire présente un faible désaccord par rapport à InP (-0,13%), tout écart de composition par rapport à la valeur nominale entrainera une sur ou une sous-compensation de la contrainte. Ceci illustre à nouveau une difficulté de reproductibilité des conditions de croissance et en particulier de la température de croissance. En effet, comme nous avons choisi de faire varier la composition en éléments V, la sensibilité à la température de croissance est forte puisque l'incorporation relative de l'arsenic et du phosphore dépend de ce paramètre.

Ces difficultés de reproductibilité nous ont conduit à écarter pour la suite de ce travail, la compensation de contrainte par un quaternaire en tension. Néanmoins, cette étude reste à poursuivre en vue de l'amélioration et l'optimisation de la croissance de structures lasers à contrainte compensée présentant un nombre important de plans de BQs.

## 2.5 Fabrication et caractérisation de lasers multimodes

Dans cette partie, on présente la méthode de fabrication et la méthode de caractérisation électrique des lasers multi-modes afin de déterminer les paramètres du laser en fonction des optimisations de la zone active à base de BQs.

### 2.5.1 Fabrication technologique des lasers multimodes (Ruban large)

Les lasers multimodes ou à ruban large sont des lasers avec un contact métallique de largeur entre 30 et 100  $\mu\text{m}$ . Le procédé technologique de réalisation de ces lasers est simple et rapide et permet également d'extraire les caractéristiques électriques et optiques nécessaires (longueur d'onde d'émission, gain, rendement, pertes internes...) pour optimiser la structure de la zone active afin de réaliser des lasers monomodes à blocage de modes performants.

La Figure 2-17 présente un schéma typique de la structure épitaxiale des composants lasers.

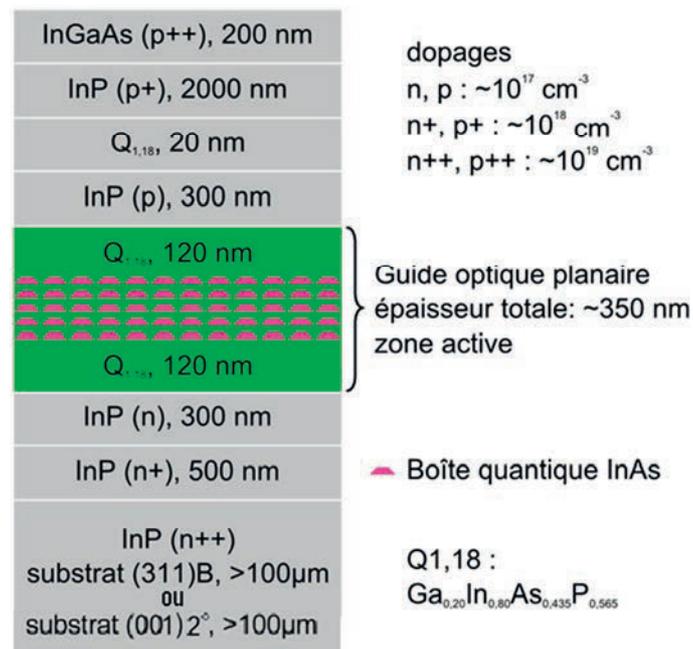


Figure 2-17 : Schéma de la structure épitaxiale type pour des composants lasers.

Les plans de BQs sont insérés dans un guide optique formé par un quaternaire InGaAsP (Q1,18). L'épaisseur de ce guide (zone active) est de 350 nm. Deux plans de BQs consécutifs sont séparés par une couche Q1,18 de 30 nm. Des substrats d'InP de deux orientations différentes ont été utilisés pour ce travail : soit (113)B, soit (001) désorienté de 2° suivant (111)B. Les substrats sont fortement dopés de type n pour minimiser la résistance du contact n

et la résistance série. De part et d'autre de la zone active une couche de 300 nm d'InP peu dopée permet de minimiser l'absorption de l'onde évanescente par les porteurs libres. Une couche de 20 nm de Q1,18 est utilisée comme couche d'arrêt de gravure dans le procédé technologique des lasers monomode RWG (Ridge WaveGuide). La couche d'InP dopé p+ sert au confinement optique et à l'injection de trous dans la zone active lorsque la diode laser est polarisée en direct. Enfin, la couche de ternaire InGaAs fortement dopé p++ permet d'obtenir un contact ohmique de faible résistance.

Le procédé technologique ruban large (Figure 2-18) consiste à déposer un contact métallique titane - or (Ti-Au) du côté p sur l'InGaAs et à graver ce matériau de part et d'autre du contact. Ensuite, le substrat est aminci jusqu'à 100 µm avant la réalisation du contact ohmique de type n par une métallisation pleine plaque en or-germanium (Au-Ge) sur la face arrière du substrat. Enfin, les lasers sont clivés en cavités FP de différentes longueurs pour permettre une étude complète des caractéristiques optoélectroniques.

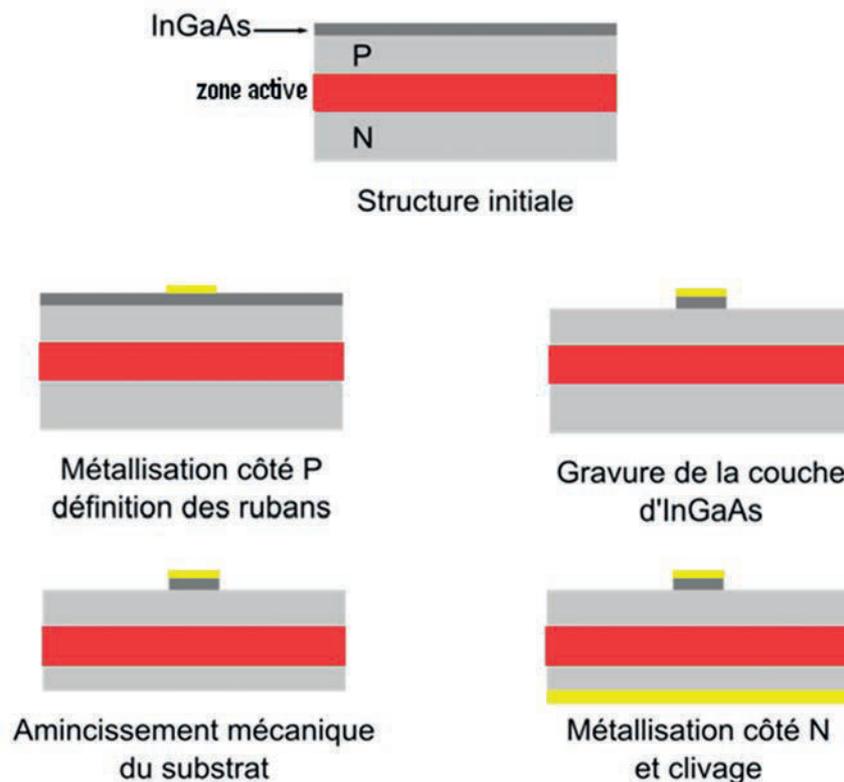


Figure 2-18 : schéma présentant les étapes technologiques de réalisation des lasers multi-modes.

### 2.5.2 Caractérisation électrique

Pour déterminer les caractéristiques matériaux de nos lasers, on dispose d'un banc de caractérisation électrique des lasers à ruban large (multi-modes). Celui-ci permet d'extraire

les caractéristiques électriques et optiques indispensables pour valider la structure laser. Sur ce banc, on mesure le spectre optique du laser au-dessous du seuil (électroluminescence) et au-dessus du seuil laser, les performances électriques à l'aide de la mesure du courant en fonction de la tension ( $I(V)$ ), et la puissance en fonction du courant injecté ( $P(I)$ ) pour déterminer le courant de seuil et le rendement en W/A du laser. A partir de ces mesures, on peut extraire la longueur d'onde d'émission du laser, la résistance série et la tension de coude de la diode, le rendement quantique externe, les pertes internes et le gain modal.

### 2.5.2.1 Banc et méthode de mesure

La Figure 2-19 représente le banc de caractérisation électrique des lasers à ruban large. Le laser, initialement collé sur une embase en cuivre recouverte d'un dépôt d'or, est positionné sur un support équipé d'un élément Peltier permettant le contrôle de la température de travail. Ce support est relié directement à la masse. Une pointe de diamètre 30  $\mu\text{m}$  posée en appui sur le ruban métallique du laser vient réaliser un contact électrique. L'alimentation du laser est assurée par une source de courant continue (Keithley) pour les mesures  $I(V)$  (position 1) et une source impulsionnelle (ARMEXEL) pour les mesures du spectre optique et de  $P(I)$  (position 2). Le régime impulsionnel permet de s'affranchir des problèmes d'échauffement du composant. Le signal consiste en des impulsions carrées de 500 ns à la fréquence 2 kHz (rapport cyclique de 0,1%). La durée des impulsions étant très supérieure aux temps de vie des porteurs, le régime de fonctionnement du laser reste statique. En sortie du composant, une fibre optique multimode reliée à un analyseur de spectre optique (Advantest Q8381) assure la mesure des spectres optiques avec une résolution maximale de 0,1 nm. Ces derniers sont mesurés en-dessous et au-dessus du seuil laser. Une sphère intégratrice associée à une photodiode InGaAs reliée à un multimètre permet la mesure de la puissance optique en fonction du courant injecté.

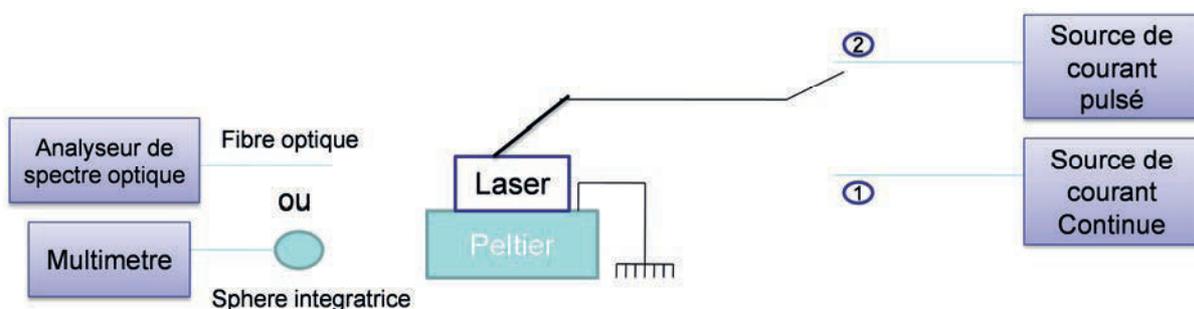


Figure 2-19 : Banc de caractérisation électrique des lasers multi-modes.

#### 2.5.2.1.1 Propriété électrique (caractéristique courant-tension)

La caractéristique courant-tension ou  $I(V)$  donne des renseignements sur la qualité de la diode laser et la qualité du contact déposé. Cette mesure permet d'extraire la tension de coude de la diode et sa résistance série. La tension de coude des lasers réalisés à partir des structures fabriquées au laboratoire est inférieure à 1 V et les résistances séries sont de l'ordre de quelques ohms. Si la tension de coude est nettement supérieure à 1 V, cela implique l'existence d'une couche résistive dans la structure pouvant provenir d'une mauvaise préparation de surface de l'échantillon ou de la présence d'un oxyde à la surface avant le dépôt métallique [Wu-2006]. La Figure 2-20 montre un exemple de la caractéristique courant-tension ( $I(V)$ ) pour une diode laser typique. Elle présente une tension de seuil de l'ordre de 0,75 V et une résistance série de 1  $\Omega$ . La résistance série est l'inverse de la pente de cette courbe au-dessus du seuil, tandis que la tension de coude est l'intersection de la partie linéaire de cette courbe avec l'axe des abscisses (axe des tensions).

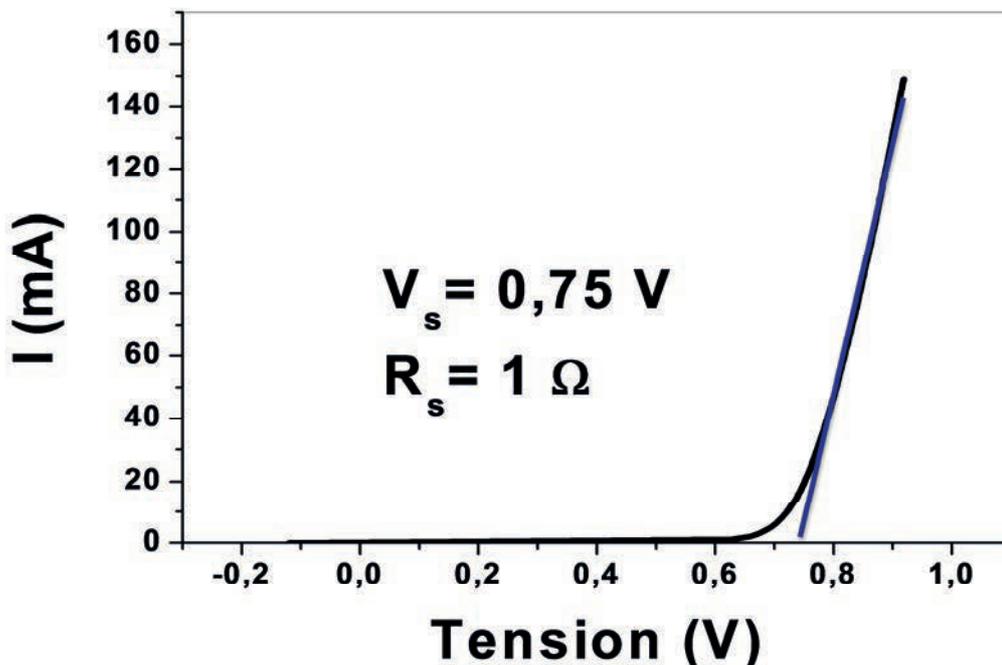


Figure 2-20 : exemple d'une caractérisation courant tension d'une diode laser.

### 2.5.2.1.2 Puissance optique en fonction du courant : $P(I)$

La mesure du  $P(I)$  est la mesure de la puissance optique totale en sortie du laser en fonction du courant d'injection. A partir de cette mesure, on peut déterminer le courant de seuil du laser ainsi que le rendement  $dP/dI$ . La Figure 2-21 présente un exemple de la mesure de  $P(I)$ . Au-dessous du seuil, la puissance de sortie augmente en fonction du courant, mais sa valeur demeure négligeable devant celle mesurée au-dessus du seuil. A partir du seuil, on a une

augmentation très rapide de la puissance de sortie. Le courant de seuil  $I_s$  est défini comme l'intersection de la pente de cette courbe au-dessus du seuil, avec l'axe des abscisses. Le rendement externe  $dP/dI$  pour une facette est donné par la pente de la courbe au-dessus du seuil. Sur la Figure 2-21, le courant de seuil de ce laser est 800 mA et le rendement est 0,16 W/A pour une facette.

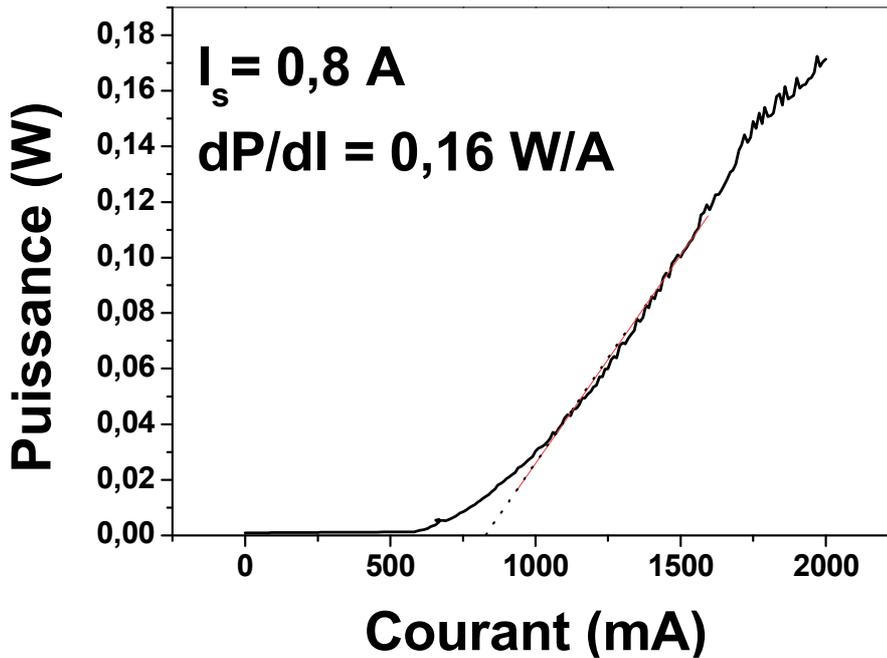


Figure 2-21 : Puissance de sortie d'un laser en fonction du courant d'injection.

### 2.5.2.1.3 Electroluminescence et spectre optique

A faible courant d'injection (inférieur au courant de seuil) le spectre optique correspond à l'émission spontanée amplifiée du laser. Au-delà du seuil, l'émission laser se traduit par une augmentation remarquable de la puissance de sortie et une diminution de la largeur du spectre optique. A partir de l'émission spontanée on peut mesurer le gain de la structure en utilisant des dispositifs spécifiques que sont les amplificateurs optiques à multi-sections (c.f. chapitre 5). Pour des courants d'injection supérieurs au seuil, le spectre optique permet d'étudier la longueur d'onde de l'émission laser et sa largeur spectrale.

### 2.5.2.2 Extraction des paramètres interne (Gain, Rendement et pertes internes)

A partir de toutes ces mesures, on peut déterminer des paramètres très importants pour remonter aux caractéristiques des matériaux et ainsi optimiser la croissance des lasers. Ces paramètres sont : le gain, le rendement quantique interne et les pertes internes.

A partir des mesures de P(I) pour différentes longueurs de cavité laser, on peut extraire le courant et la densité de courant de seuil  $J_s$  pour chaque longueur de cavité. La densité de courant de seuil est le courant de seuil par unité de surface :

$$J_s = \frac{I_s}{W.L_c} \quad (2-5)$$

- $J_s$  : densité de courant de seuil ( $A/cm^2$ ).
- $I_s$  : courant de seuil (A).
- $W$  : Largeur du contact, ici pour les rubans larges  $W = 100 \mu m$ .
- $L_c$  : Longueur de la cavité laser.

Dans les lasers à PQs, le gain modal ( $G_m$ ) est donné par l'expression empirique suivante [Rosencher-1998]:

$$G_m = \Gamma g_0 \ln\left(\frac{J}{J_{tr}}\right) \quad (2-6)$$

- $\Gamma$  : Facteur de confinement optique (sans unité).
- $g_0$  : Gain du matériau ( $cm^{-1}$ ).
- $J$  : Densité de courant injecté ( $A/cm^2$ ).
- $J_{tr}$  : Densité de courant de transparence ( $A/cm^2$ ).

Ici, le paramètre qu'on peut déterminer est le  $\Gamma g_0$ . Ce paramètre joue un rôle important pour évaluer la qualité des matériaux fabriqués et optimiser la croissance de l'empilement des BQs. En supposant que la relation (2-6) reste valable pour les nanostructures de dimensionnalité réduite (les BatQs et les BQs), au seuil laser, cette expression devient :

$$G_{ms} = \Gamma g_0 \ln\left(\frac{J_s}{J_{tr}}\right) \quad (2-7)$$

$J_s$  et  $G_{ms}$  représentent respectivement la densité de courant et le gain modal au seuil.

De plus, on sait qu'en régime stationnaire, le gain est bloqué à sa valeur au seuil laser et est égal à la somme des pertes totales dans la cavité laser :

$$G_{ms} = \alpha_p + \alpha_m \quad (2-8)$$

- $\alpha_p$  : Perte interne ( $\text{cm}^{-1}$ ).
- $\alpha_m$  : Perte miroir,  $\alpha_m = \frac{1}{2L_c} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$  ( $\text{cm}^{-1}$ ).

En égalisant les relations (2-7) et (2-8), on obtient :

$$\ln(J_s) = \frac{1}{2\Gamma \cdot g_0} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \cdot \frac{1}{L_c} + \frac{\alpha_p}{\Gamma \cdot g_0} + \ln(J_{tr}) \quad (2-9)$$

Donc, en mesurant la densité de courant de seuil pour différentes longueurs de cavité, et en traçant  $\ln(J_s)$  en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité, on doit obtenir une droite. La pente de cette droite permet de déduire la valeur de  $\Gamma g_0$ , en connaissant les réflectivités des miroirs.

D'autre part, à partir de la pente de la courbe  $P(I)$ , on peut déterminer le rendement différentiel externe  $\eta_{ext}$  :

$$\eta_{ext} = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad (2-10)$$

Ici,  $e$  est la charge de l'électron,  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence d'émission du laser et  $dP/dI$  le rendement externe exprimé en  $W/A$ .

Le rendement différentiel externe correspond au nombre de photons émis par électron injecté. Cette quantité est limitée à cause des pertes dans le laser. Ces pertes peuvent être des pertes miroir ( $\alpha_m$ ) ou des pertes optiques internes ( $\alpha_p$ ).

Au-dessus du seuil, une partie des porteurs injectés ( $I-I_s$ ) ne contribue pas à l'émission laser en raison d'un accroissement tant du courant de fuite que des pertes internes, du fait de l'augmentation de la densité de porteurs dans le guide. Cette augmentation est due au temps de capture fini des porteurs dans les nanostructures. Le rendement quantique interne ( $\eta_{int}$ ) est défini comme le rapport du courant de l'émission laser ( $I_{st}$ ) sur le courant total au-dessus du seuil ( $I-I_s$ ) :  $\eta_{int} = \frac{I_{st}}{I-I_s}$  [Skrynnikov-2003].

Le rendement quantique externe est donné par l'expression suivante :

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_p} \quad (2-11)$$

En remplaçant  $\alpha_m$  dans l'expression (2-11) par sa valeur, on obtient la relation suivante entre  $\eta_{ext}^{-1}$  et  $L$  :

$$\eta_{ext}^{-1} = \eta_{int}^{-1} \left[ 1 - \frac{2\alpha_p L}{\ln(R_1 R_2)} \right] \quad (2-12)$$

A l'aide de cette expression et en traçant  $\eta_{ext}^{-1}$  en fonction de la longueur de cavité  $L$ , on peut déterminer le rendement quantique  $\eta_{int}$  à partir de l'ordonnée à l'origine et les pertes internes  $\alpha_p$  à partir de la pente de la droite.

### 2.5.2.3 Température caractéristique $T_0$

Un phénomène typique d'une diode laser est la dégradation de la densité de courant de seuil avec l'augmentation de la température. Ce comportement est caractérisé par la température caractéristique  $T_0$  qui décrit la dépendance en température de  $J_s$  selon la relation

$$\text{expérimentale : } J_s = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right)$$

La mesure du courant de seuil en fonction de la température permet de déduire la valeur de la température caractéristique  $T_0$  du laser en traçant  $\ln(J_s)$  en fonction de la température et en ajustant les points expérimentaux selon une droite.

Un intérêt potentiel important des lasers à BQs est la possibilité d'avoir une faible sensibilité à la température. Cette propriété se traduit par une température caractéristique  $T_0$  élevée qui dans le cas idéal, tend vers l'infini.

## 2.6 Résultats des caractérisations statiques des lasers à BQs

La caractérisation statique des composants à ruban large est une étape importante pour accéder aux caractéristiques internes de la structure et pouvoir la valider pour la fabrication des lasers à blocage de modes.

Pour arriver au blocage de modes, deux conditions sont nécessaires, un gain modal élevé et une émission laser monomode transverse (c.f. le chapitre suivant). Pour augmenter le gain modal, on a choisi d'augmenter le nombre de plans de BQs dans la structure de 6 à 9 plans. Avant mon arrivée, on a fabriqué au laboratoire un laser à 5 plans de BQs sur InP (113)B. Le facteur  $\Gamma g_0$  pour cette structure était de l'ordre de  $8 \text{ cm}^{-1}$ . Dans cette partie, on présente les résultats de caractérisations statiques des 3 lasers à BQs qui sont retenus pour la suite de cette thèse. Le deux premiers sont des lasers à 6 et 9 plans de BQs sur un substrat InP (113)B et le troisième est un laser à 6 plans de BQs sur un substrat InP (001) désorienté de  $2^\circ$  suivant le plan (111)B.

## 2.6.1 Etude et caractérisation des lasers à 6 et 9 plans de BQs sur InP (113)B

Les lasers étudiés ici sont des dispositifs à 6 et 9 plans de BQs élaborés sur un substrat InP (113)B. La zone active est insérée dans un guide d'onde GaInAsP(Q 1,18) et la séparation entre 2 plans consécutifs de BQs est de 30 nm de Q1,18. La Figure 2-22 présente la mesure de PL de ces lasers à différents endroits de la plaque. La longueur d'onde de PL est comprise entre 1,51 et 1,53  $\mu\text{m}$ . Le rendement de PL est élevé et proche de celui de la référence à PQs, ce qui indique une bonne qualité du milieu actif. La largeur à mi-hauteur du spectre de photoluminescence du laser à 6 plans de BQs varie de 138 à 165 nm et celle du laser à 9 plans de 124 à 177 nm selon l'endroit de mesure sur la plaque.

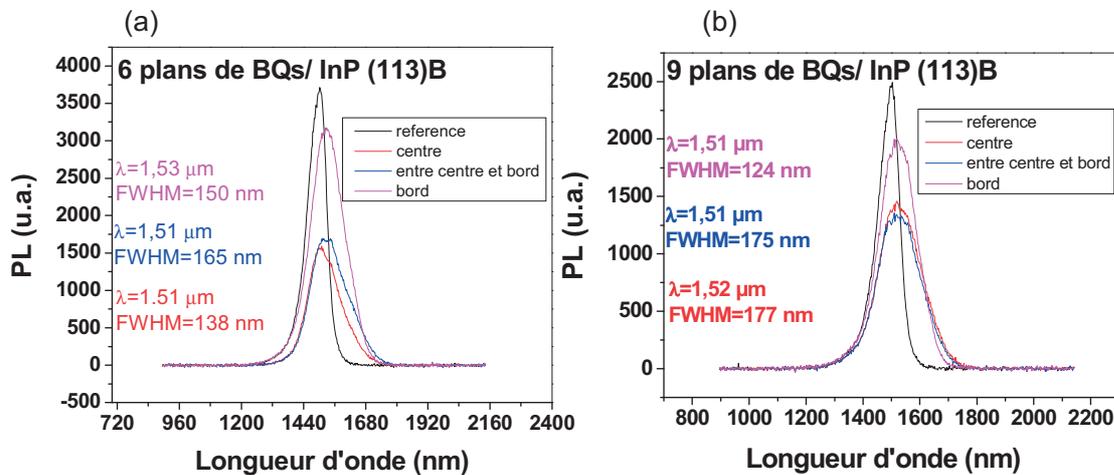


Figure 2-22 : Mesure de PL pour le laser (a) à 6 plans, (b) à 9 plans de BQs sur InP (113)B.

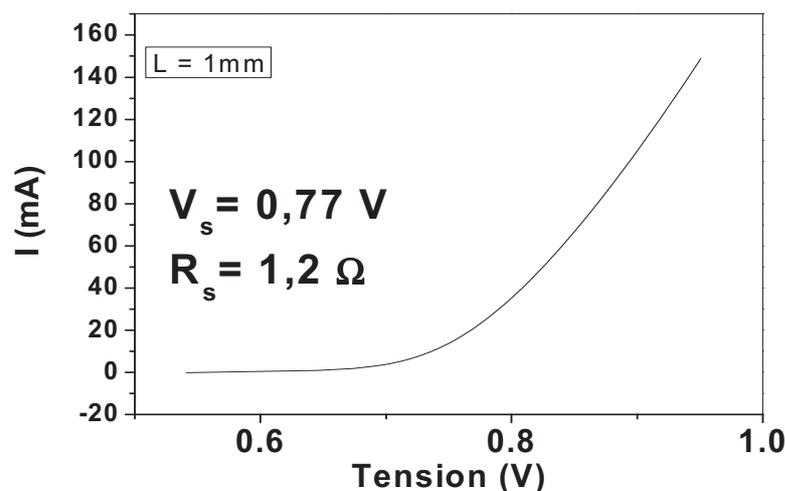


Figure 2-23 : mesure I(V) du laser à 6 plans de BQs sur InP (113)B.

Les caractéristiques  $I(V)$  de ces lasers à ruban large ( $W=100\mu\text{m}$ ) présentent une tension de coude autour de  $0,77\text{ V}$  et une faible résistance série de  $1,2\ \Omega$  (Figure 2-23). Ceci démontre la bonne qualité électrique de la diode laser et des contacts ohmiques n et p. La Figure 2-24 montre les  $P(I)$  d'une cavité de longueur  $1\text{ mm}$  pour ces 2 lasers. La densité de courant de seuil est de  $580\text{ A/cm}^2$  pour le laser à 6 plans de BQs et  $730\text{ A/cm}^2$  pour celui à 9 plans. La Figure 2-25 représente les spectres optiques au-dessus du seuil. L'émission laser se produit à  $1,52\ \mu\text{m}$  pour le dispositif à 6 plans et à  $1,54\ \mu\text{m}$  pour celui à 9 plans de BQs.

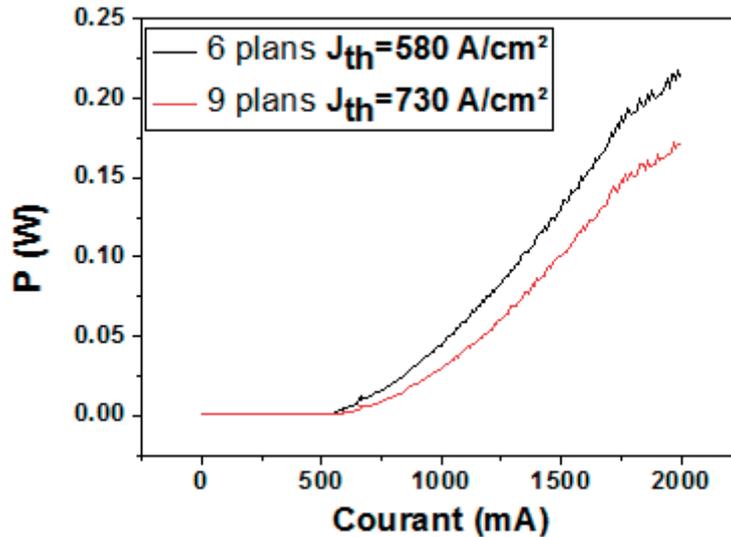


Figure 2-24 :  $P(I)$  des lasers à 6 et 9 plans de BQs sur InP (113)B pour  $L = 1\text{ mm}$ .

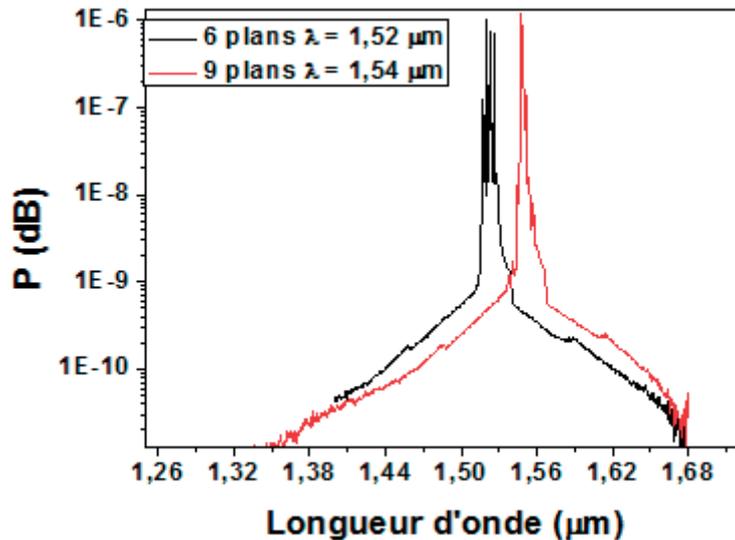


Figure 2-25 : spectre optique des lasers à 6 et 9 plans de BQs sur InP (113)B pour  $L = 1\text{ mm}$  et pour des courants proche du seuil.

La Figure 2-26 présente la densité de courant de seuil en échelle logarithmique en fonction de l'inverse de la longueur de cavité laser. En ajustant ces points expérimentaux par une droite, on déduit un facteur de gain  $\Gamma g_0$  de  $17 \text{ cm}^{-1}$  pour le dispositif à 6 plans et  $25 \text{ cm}^{-1}$  pour celui à 9 plans de BQs. La densité de courant de seuil pour une longueur de cavité infinie et par plan de boîte quantique est de  $55 \text{ A/cm}^2$  et  $56 \text{ A/cm}^2$  pour ces deux structures laser. On remarque que le gain modal pour les 2 structures lasers est proportionnel au nombre de plans, ce qui valide notre approche pour augmenter le gain modal.

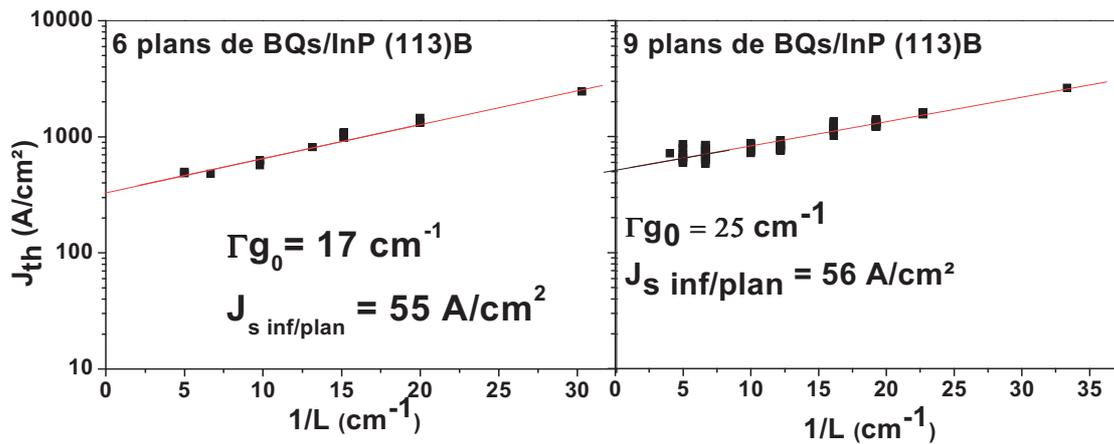


Figure 2-26 : densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité, pour les laser à 6 et 9 plans de BQs sur InP (113)B.

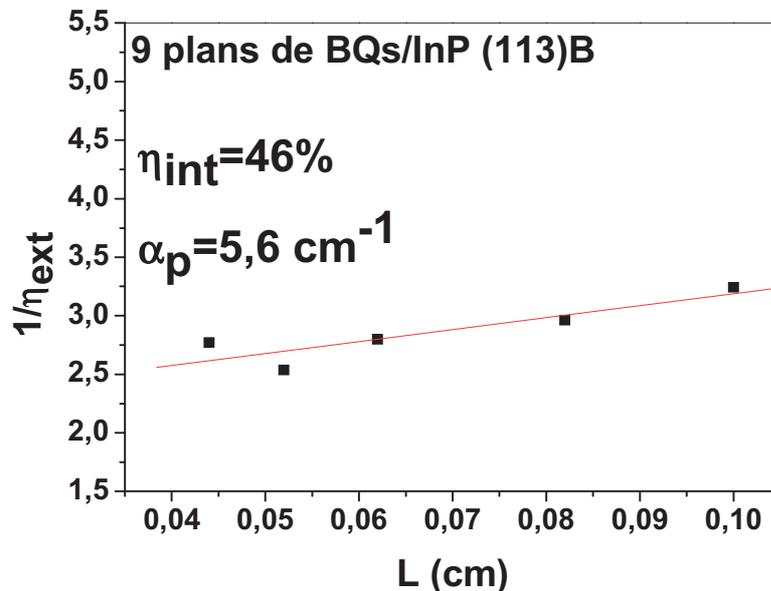


Figure 2-27 : l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de cavité laser pour le dispositif à 9 plans de BQs sur InP (113)B.

La Figure 2-27 représente les points expérimentaux de l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de cavité laser pour le dispositif à 9 plans. On mesure un rendement quantique interne de 46% et des pertes interne de  $5,6 \text{ cm}^{-1}$ . Pour le laser à 6 plans de BQs les résultats sont plus dispersés, ce qui entraîne une barre d'erreur importante et empêche une extraction fiable de ces deux derniers paramètres.

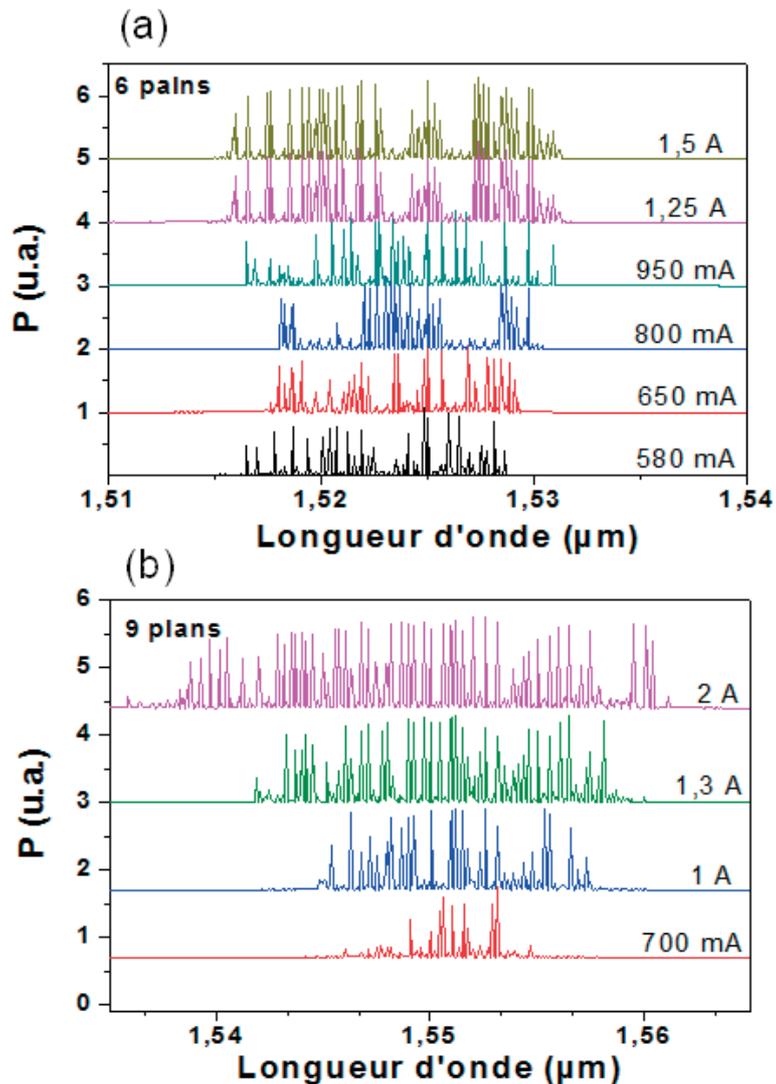


Figure 2-28 : spectre optique à haute résolution (0,1 nm) et pour différent courant d'injection pour une cavité de longueur 1 mm, pour les lasers à 6(a) et à 9(b) plans de BQs sur InP (113)B.

La Figure 2-28 montre les spectres optiques à haute résolution pour une cavité de longueur 1 mm et pour différentes valeurs de courant d'injection. On remarque un élargissement spectral important qui est dû à l'élargissement inhomogène des BQs ce qui crée plusieurs familles de BQs possédant des propriétés de remplissage des états électroniques différents. En effet, la population des porteurs dans les BQs qui ne participent pas à l'émission à faible injection,

continue à augmenter avec le courant pour atteindre leurs seuils d'émission à des courants d'injections plus élevés. Leur émission va avoir lieu à des longueurs d'ondes voisines des autres familles de BQs. Ce comportement est plus marqué pour le dispositif à 9 plans de BQs à cause de l'augmentation de l'élargissement inhomogène durant l'empilement. Cet élargissement est un avantage pour la réalisation de sources laser impulsionnelles car le blocage de modes avec un nombre plus important de modes doit conduire à une réduction de la largeur temporelle des impulsions.

### 2.6.2 Caractérisation du laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté

Le troisième laser étudié est un laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté. Pour réaliser ce laser, on a utilisé la plaque dont on a présenté le taux de polarisation dans le paragraphe 2.4.3. Le taux de polarisation de 11% montre la présence de BQs sur ce laser. La Figure 2-29 présente les spectres de photoluminescence de ce laser à différents endroits de la plaque. La longueur d'onde de PL varie entre 1,57  $\mu\text{m}$  au centre jusqu'à 1,64  $\mu\text{m}$  au bord de la plaque.

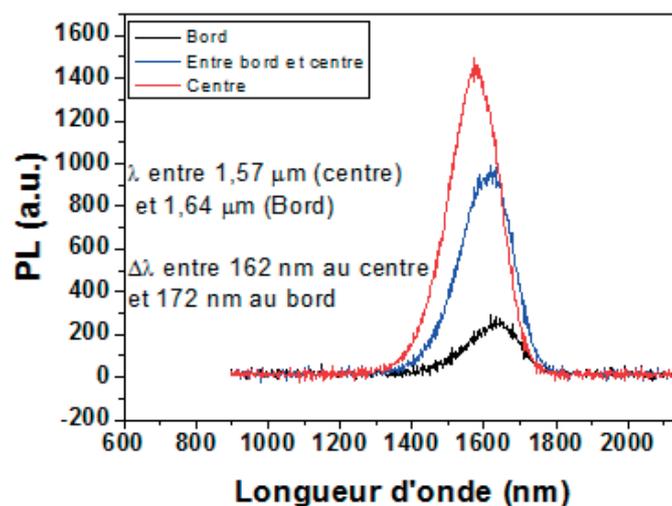


Figure 2-29 : (a) Mesure de photoluminescence continue pour le laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté.

Cela montre une inhomogénéité dans les dimensions des BQs entre le centre et le bord de la plaque. La largeur à mi-hauteur de ce spectre est de 162 nm au centre et 172 nm au bord. Cette variation de la largeur à mi-hauteur du spectre de photoluminescence est due à l'augmentation de la dispersion en taille entre le centre et le bord de la plaque.

Les contacts laser et la jonction sont d'une qualité équivalente à celles des dispositifs précédents. Ainsi, on a une tension de coude de 0,66 V et une résistance série de 1,2  $\Omega$ . La

Figure 2-30 présente les différentes caractéristiques du laser à ruban large à BQs sur substrat InP(001) désorienté pour deux longueurs de cavité ( $L = 1$  et  $0,38$  mm). La densité de courant de seuil est de  $840 \text{ A/cm}^2$  pour une longueur de cavité de  $1 \text{ mm}$  et monte à  $2,2 \text{ kA/cm}^2$  pour une longueur de  $0,38 \text{ mm}$  (Figure 2-30 (a) et (c)). L'émission laser se produit à  $1,65 \mu\text{m}$  pour la longueur de  $1 \text{ mm}$  et descend à  $1,6 \mu\text{m}$  pour la longueur de  $0,38 \text{ mm}$  (Figure 2-30 (b) et (d)). On remarque un décalage vers les plus courtes longueurs d'onde avec la diminution de la longueur de cavité.

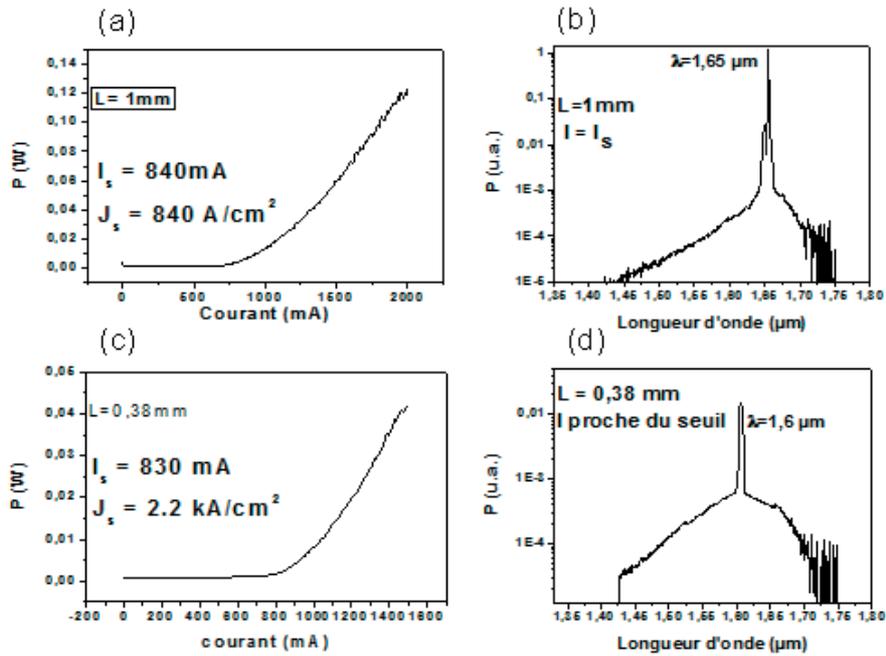


Figure 2-30: (a) et (c)  $P(I)$  à des longueurs  $0,38 \text{ mm}$  et  $1 \text{ mm}$  respectivement. (b) et (d) spectres optiques respectifs pour ces 2 longueurs.

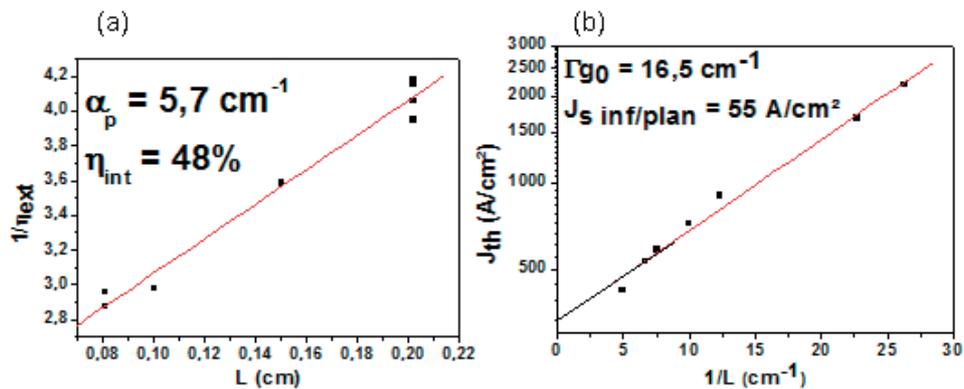


Figure 2-31 : (a) l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de cavité laser, (b) densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité, pour le laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté.

La Figure 2-31 (b) présente la densité de courant de seuil en échelle logarithmique en fonction de l'inverse de la longueur de cavité laser. En ajustant ces points expérimentaux par une droite, on déduit un facteur de gain  $\Gamma g_0$  de  $16,5 \text{ cm}^{-1}$  et une densité de courant de seuil pour une longueur de cavité infinie de  $55 \text{ A/cm}^2$  par plan de BQs. La Figure 2-31 (a) représente l'inverse du rendement quantique externe en fonction de la longueur de cavité laser. Ce laser présente un rendement interne de 48% et des pertes internes de  $5,7 \text{ cm}^{-1}$ .

### **2.6.3 Synthèse des résultats et comparaison à l'état de l'art international**

Afin de présenter le contexte international sur les caractéristiques de lasers à rubans larges, le tableau suivant indique les meilleurs résultats obtenus au laboratoire et ceux publiés par les autres laboratoires travaillant sur le même sujet. Au cours de ma thèse, les performances des lasers à ruban large réalisés au laboratoire se sont considérablement améliorées. Ainsi, le meilleur résultat en terme de gain modal est passé de  $8 \text{ cm}^{-1}$  pour un laser à 5 plans de BQs à  $16 \text{ cm}^{-1}$  pour un laser à 6 plans de BQs et de même, pour un laser de 9 plans de BQs, on est passé de  $11 \text{ cm}^{-1}$  à  $25 \text{ cm}^{-1}$ . On peut noter que le facteur de gain  $\Gamma g_0$  est proportionnel au nombre de plans de BQs en accord avec une variation faible du facteur de confinement par plan de BQs quand on augmente le nombre de plans jusqu'à 12 plans (confère paragraphe 2.4.2). L'optimisation de la croissance de l'empilement s'est traduit par une augmentation du gain de  $1,2 \text{ cm}^{-1}$  à  $2,7 \text{ cm}^{-1}$  par plan de BQs. De même, le rendement quantique interne a augmenté d'une valeur autour de 30% à près de 50% pour les lasers récents.

Référence	Structure	$J_{\text{inf/plan}}$ (A.cm <sup>-2</sup> )	T <sub>0</sub> (K)	$\eta_{\text{int}}$ (%)	$\alpha_{\text{int}}$ (cm <sup>-1</sup> )	$\Gamma_{\text{go}}$ (cm <sup>-1</sup> )
[Caroff-2005]*	BQs/(311)B 3 plans	23	55	39	9	-
[Moreau-2006]	BatQs/(100) 6/9/12 plans	-	60/64/70	-	-	36/48/40
[Hein-2007]	BatQs /(100) 4 plans	165	61	81	11	-
[Franke-2007]	BQs/(100) 7 plans	80	-	65	4	-
[Ooi-2008]	BatQs /(100) 4 plans	190-330	-	90	10,5	-
[Li-2008]	BQs/(100) 5 plans	128	69	56	8	-
[Zhou-2009]*	BatQs /(100) 5 plans	45	52	55	7	-
[Thèse-Elias-2009]*	BQs/(100)D 5 plans	28	72	52	14	-
[Klaime-2012]*	BQs/(100)D 6 plans	55	70	48	5,7	16,5
Durant ma thèse, 2009*	BQs/(311)B 5 plans	66	-	22	3	8
Durant ma thèse, 2009*	BQs/(311)B 9 plans	37	-	32	6,5	11
Durant ma thèse, 2012*	BQs/(311)B 6 plans	55	-	-	-	17
Durant ma thèse, 2012*	BQs/(311)B 9 plans	56	-	46	5,6	25

Table 2-1 : Comparaison des résultats obtenues sur les structures laser à ruban large à BatQs et BQs sur InP(100) et (311)B par différentes équipes travaillant sur le sujet.

\* : réalisé au laboratoire FOTON-OHM/INSA.

D : utilisation d'un substrat désorienté.

En comparant avec les résultats internationaux, on observe que les structures à BQs réalisées au laboratoire présentent de bonnes performances en termes de densité de courant de seuil et de gain modal.

### **2.7 Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé l'intérêt des nanostructures et surtout celles de basse dimensionnalité (BQs) pour la fabrication des composants lasers.

Ensuite, nous avons présenté les étapes d'optimisation de la croissance de l'empilement de plusieurs plans de BQs en fonction des paramètres critiques comme le flux d'arsenic, la température de croissance et l'orientation du substrat.

Sur un substrat InP (113)B, on obtient un empilement de 9 plans de BQs de bonne qualité (forte densité et de petite taille) pour un flux optimal d'As<sub>2</sub> de 0,3 sccm et une température de croissance de 480°C.

La croissance par MBE sur substrat conventionnel InP (001) donne lieu à la formation de BatQs. L'utilisation de substrat InP (001) désorienté (2°) permet d'obtenir des BQs de faible anisotropie. Nous avons démontré la possibilité de réaliser un empilement de 6 plans de BQs de bonne qualité sur substrat désorienté en réduisant la température de croissance à 440°C. La faible anisotropie des BQs est confirmée par la faible valeur du taux de polarisation.

Un calcul de l'effet de l'empilement des plans de BQs sur le confinement optique dans chaque plan montre que ce dernier varie peu et qu'une augmentation du gain modal avec le nombre de plans de BQs est attendue.

Les caractérisations statiques des lasers à ruban large sur les composants à BQs (6 et 9 plans) de BQs sur InP (113)B et 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté) montrent une augmentation du gain modal avec le nombre de plans de BQs (17 et 25 cm<sup>-1</sup> pour 6 et 9 plans soit 2,7cm<sup>-1</sup> par plan) tandis que Les pertes restent faibles de l'ordre de 5,6 cm<sup>-1</sup>. Les bonnes performances de ces lasers les rendent de bons candidats pour la réalisation des lasers monomodes transverses. Dans le chapitre suivant, Nous présentons l'optimisation de la technologie des lasers monomodes et les premières caractérisations de ces lasers en régime continu.



## **Chapitre 3 Réalisation de lasers monomodes à base de BQs sur substrat InP(001) désorienté**

Une des conditions pour obtenir le blocage de modes, est une émission laser monomode transverse. Alors que dans les lasers multi-modes, présentés dans le chapitre précédent, le guidage de l'onde est réalisé par le gain, les lasers monomodes nécessitent quant à eux la réalisation d'un guide optique physique de quelques microns de largeur. Ceci est obtenu par une technologie, dite technologie ruban fin ou RWG. Cette technologie restait à optimiser au sein du laboratoire FOTON-OHM lorsque je suis arrivé en thèse. Ce chapitre débute par une présentation de cette technologie et de ses différentes étapes. Après un bref rappel de l'état d'avancement du laboratoire sur ce point jusqu'à mon arrivée dans l'équipe, l'approche choisie dans le cadre de la thèse pour optimiser les étapes technologiques est présentée. La démarche réside principalement en une optimisation des étapes critiques identifiées ultérieurement dans la thèse de M. Dontabactouny sur des structures lasers bien connues telles que les PQs. Les différentes voies explorées sur ces structures sont exposées et conduisent à la validation du procédé technologique. Celui-ci sera ensuite transposé à la réalisation de lasers monomodes à base de BatQs sur substrat InP(001) et à base de BQs sur substrat InP(001) désorienté. Après une comparaison des performances des différentes structures, nous concluons ce chapitre par une synthèse des caractéristiques des lasers monomodes sur substrat (001) désorienté émettant à température ambiante.

### **3.1 Réalisation technologique des lasers monomodes à FOTON-OHM**

#### **3.1.1 Synthèse du procédé**

La technologie RWG consiste à fabriquer des contacts fins de l'ordre de quelques microns de largeur. On passe ainsi des lasers multi-modes (largeur du ruban de 30 à 100  $\mu\text{m}$ ) où le guidage de l'onde est réalisé par le gain aux lasers monomodes en réalisant un guide optique physique par gravure du semi-conducteurs. La structure du laser monomode est représentée sur la Figure 3-1 tandis que la Figure 3-2 résume les différentes étapes technologiques pour la réalisation du laser monomode.

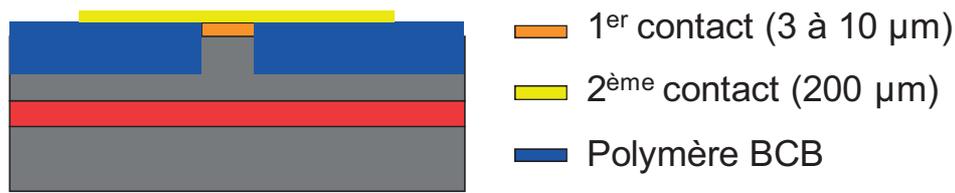


Figure 3-1 : représentation du laser après dépôt du polymère et de la 2<sup>ème</sup> métallisation

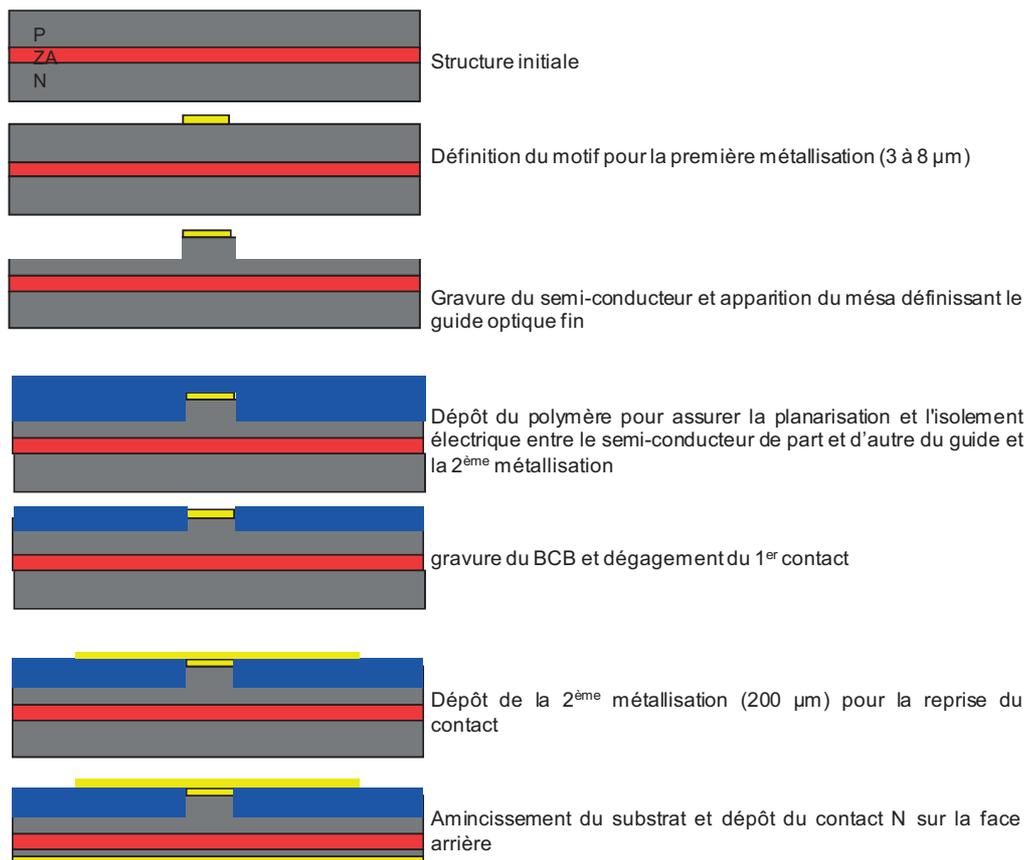


Figure 3-2: description du procédé technologique

Le motif du ruban fin (premier contact) est défini par photolithographie à l'aide d'un masque comprenant différentes largeurs de ruban (3, 4, 5, 6, 8, 10, 30 et 100  $\mu\text{m}$ ). La réalisation du motif définissant le guide optique est obtenue par la gravure chimique successive et sélective des différents matériaux semi-conducteurs (InGaAs et InP) de part et d'autre de ce motif.

Il est presque impossible de prendre un contact électrique sur des rubans de quelques microns de largeur. En effet, les fils d'or utilisés pour prendre ces contacts ont un diamètre de quelques dizaines de micromètres. Il est donc indispensable de rajouter une deuxième couche métallique de 200  $\mu\text{m}$  de largeur sur le premier contact du ruban fin. Ce deuxième contact est séparé du semi-conducteurs par une couche de polymère Benzocyclobutene (BCB) qui sert à

les isoler électriquement l'un de l'autre. Le BCB est gravé par voie sèche jusqu'à former une surface plane laissant affleurer le premier contact. Ainsi, celui-ci est alors complètement ouvert et peut être relié physiquement et électriquement au deuxième contact. Les étapes standards de cette technologie de laser monomode sont détaillées dans la thèse de M. Dontabactouny [Thèse-Dontabactouny-2011].

### **3.1.2 Problématiques technologiques**

Pendant la technologie monomode, on rencontre des étapes technologiques critiques et problématiques.

La gravure de la couche d'InGaAs, matériau qui termine la structure épitaxiée, se fait par voie humide à l'aide d'une solution chimique présentant une bonne sélectivité avec la couche d'InP en-dessous. Ensuite, pour former le ruban, il est nécessaire de graver la couche d'InP jusqu'à 100 à 200 nm au-dessus de la zone active. L'épaisseur optimale à conserver est déterminée par modélisation comme on va le voir dans des paragraphes ultérieurs. Par voie chimique, la gravure n'est pas contrôlable à 100 nm prêt. Au contraire, une gravure sèche permet un contrôle fin de l'épaisseur. Cependant, pour des grandes épaisseurs gravées (de l'ordre de 2  $\mu\text{m}$ ), la gravure sèche cause une forte rugosité sur les flancs du ruban. Cette rugosité entraîne des pertes optiques importantes.

Pour surmonter cette difficulté et utiliser uniquement une gravure humide pour la définition du ruban, une couche semi-conductrice d'InGaAsP de 20 nm d'épaisseur est insérée dans la structure épitaxiée à 200 nm au-dessus de la zone active du laser. Elle joue le rôle de couche d'arrêt pour la gravure chimique (stop-etch, en anglais). Pour autant, cette couche si elle facilite la gravure des rubans est aussi source de problèmes électriques dans certains cas comme nous avons pu le vérifier. C'est pourquoi, il est nécessaire de l'enlever après avoir gravé la mesa par voie humide. Faute de sélectivité, le seul moyen est d'effectuer une gravure sèche par gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching ou RIE, en anglais).

La planarisation du BCB (dépôt puis gravure) est une deuxième étape critique du procédé technologique. En effet, dans notre cas, la largeur des rubans varie entre 3 et 100  $\mu\text{m}$ . Or, le dépôt du BCB sur un ruban de 3  $\mu\text{m}$  de largeur n'est pas le même que sur celui de 100  $\mu\text{m}$ . La quantité de BCB au-dessus d'un contact fin (quelques  $\mu\text{m}$ ) est moindre qu'au-dessus d'un contact large (100  $\mu\text{m}$ ). De ce fait, pendant la gravure du BCB, l'ouverture des contacts n'est pas la même pour toutes les largeurs. Il faut donc choisir des conditions de gravure permettant une bonne ouverture soit sur les contacts fins soit sur les contacts larges. La gravure du BCB

se fait par voie sèche (RIE). C'est une étape critique puisqu'il faut contrôler la gravure pour juste ouvrir les contacts. Le contrôle est fait à l'aide de la réflectométrie optique. Cette technique permet de mesurer l'épaisseur du BCB restante à des points précis après de courtes séquences successives de gravure.

### **3.1.3 Modélisation et optimisation de la structure en fonction de la largeur du guide et l'épaisseur du superstrat InP**

La Figure 3-3 présente la structure du laser ridge qu'on va modéliser. L'onde optique suivant l'axe y est toujours monomode car l'épaisseur de la zone active est fixée par épitaxie et varie entre 350 et 400 nm. Cependant, le positionnement du mode n'est pas toujours au centre de la zone active. Il dépend de plusieurs paramètres tels que l'épaisseur de la zone active, fixe pour une structure laser donnée mais qui peut évoluer d'une structure à l'autre, ou l'épaisseur du superstrat InP (couche d'InP présente au-dessus de la zone active) qu'on peut changer durant les étapes technologique par gravure chimique ou sèche. Le mode suivant x est toujours positionné au centre de la zone active à cause de la différence d'indice optique entre le ruban de largeur W constitué de semi-conducteurs et son voisinage constitué de BCB ou d'air. Dans la direction x, l'onde optique n'est pas toujours monomode. Son comportement monomode ou multi-mode est fixé par la largeur du ruban (W). Le paramètre noté  $Waist_x$  sur la Figure 3-3 est le rayon du mode fondamental avec une coupure à  $1/e^2$  de l'intensité maximale. Pour des rubans fins, ce paramètre augmente avec la largeur du ruban jusqu'à ce que la propagation de l'onde optique devienne multi-mode.

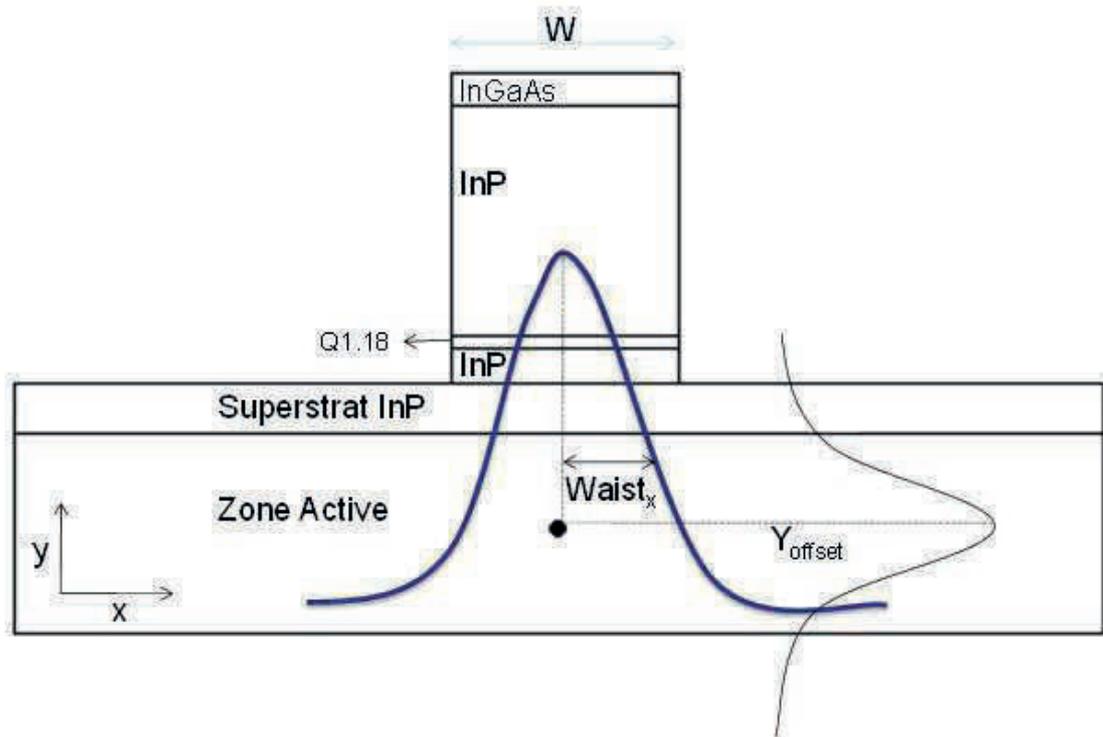


Figure 3-3 : représentation de la structure modélisée avec les paramètres  $Waist_x$  et  $Y_{offset}$ .

### 3.1.3.1 Dimensionnement du guide optique pour une émission monomode

Pour passer de l'émission multi-modes à l'émission monomode, l'opération imposée par les lois de la propagation des ondes guidées est de réduire physiquement la zone de présence du mode optique. L'émission monomode verticale est assurée lors de la croissance de la structure par épitaxie en ayant une épaisseur du guide vertical de l'ordre de quelques centaines de nm. D'autre part, pour passer à l'émission monomode transverse, il est nécessaire de réduire la dimension du guide optique horizontal à une valeur inférieure à  $10 \mu\text{m}$ . Dans la littérature, on sait que pour obtenir un fonctionnement stable sur le mode fondamental transverse dans une diode laser à guidage par le gain, la largeur du ruban doit être de l'ordre de quelques microns [Agrawall-1986].

Une modélisation a été réalisée en fonction de la largeur du ruban ( $W$ ) pour calculer le rayon du mode fondamental transverse ( $Waist_x$ ). La structure étudiée est une structure standard des lasers fabriqués au laboratoire. La zone active est insérée dans un guide d'onde InGaAsP de 100 nm de part et d'autre des plans de BQs, l'espacement entre 2 plans de BQs consécutifs est de 30 nm d'InGaAsP. La hauteur du ruban au-dessus de la zone active a été fixée à  $2 \mu\text{m}$ .

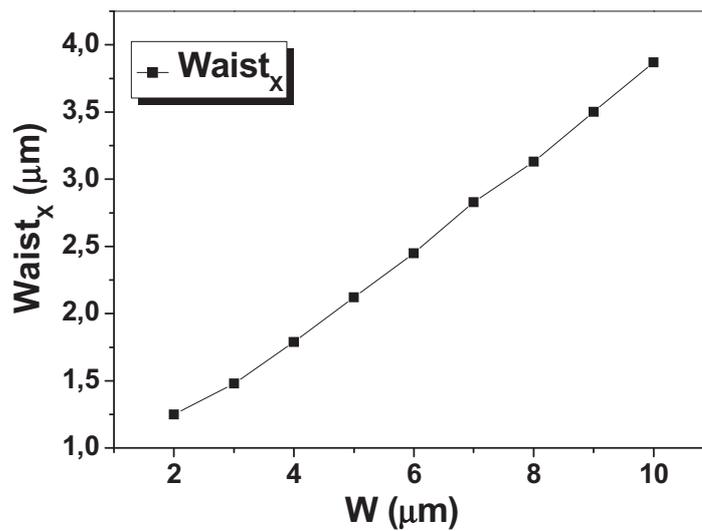


Figure 3-4 : calcul de la demi-largeur du mode à  $1/e^2$  en fonction de la largeur de ruban.

La Figure 3-4 présente le résultat de cette modélisation en fonction de la largeur de ruban. Les calculs sont effectués à l'aide du logiciel « TempSelene » pour obtenir le rayon du mode fondamental transverse à  $1/e^2$ .

La largeur du mode est croissante avec la largeur de ruban, ce qui matérialise le confinement par l'indice de l'onde optique.

### 3.1.3.2 Optimisation de l'épaisseur de superstrat InP

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à l'influence de l'épaisseur de superstrat InP qui est juste au-dessus de la zone active. La Figure 3-5 montre l'évolution du rayon du mode fondamental en fonction de l'épaisseur de superstrat InP pour une largeur de ruban de 3 µm. Ce calcul montre que la largeur du mode augmente en même temps que l'épaisseur du superstrat. Lorsque le  $Waist_x$  dépasse la moitié de la largeur du ruban, une part non négligeable de l'onde optique sort de la mesa. Dans ce cas, l'énergie optique des modes secondaires augmente entraînant des effets multi-modes. Pour une épaisseur de superstrat inférieure à 150 nm, la valeur du  $Waist_x$  reste inférieure à 1,5 µm. Au-delà, elle augmente et une partie du mode sort de la mesa. Donc pour la suite, on retient, pour le superstrat, une épaisseur nominale épitaxiée de 200 nm puis on grave la moitié de cette épaisseur en poursuivant l'étape de gravure sèche au-delà de la couche d'arrêt de gravure. De cette manière, on laisse un superstrat d'InP de l'ordre de 100 nm d'épaisseur qui assure le

confinement du mode optique sous le ruban et permet d'avoir un bon recouvrement avec la zone du gain.

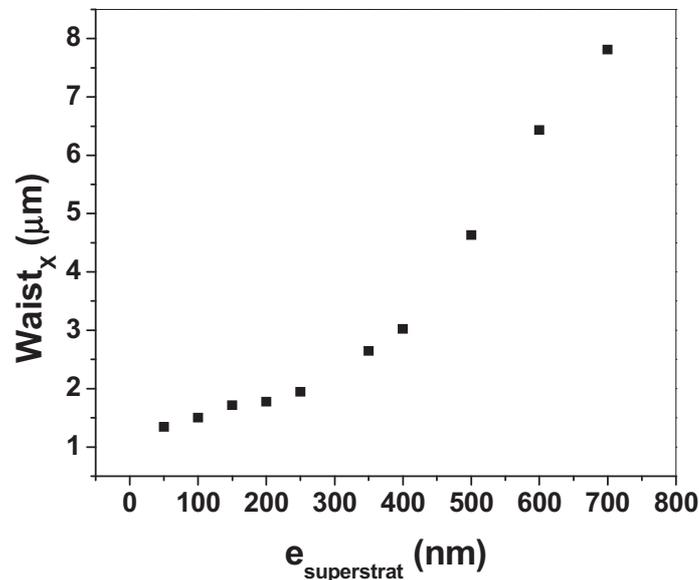


Figure 3-5 : calcul du Waist<sub>x</sub> du mode fondamental en fonction de l'épaisseur de superstrat InP au dessus de la zone active à  $w = 3 \mu\text{m}$ .

### 3.1.4 Planarisation du BCB

L'insertion d'une couche de BCB entre la deuxième métallisation et le semi-conducteurs, de part et d'autre du ruban, est nécessaire pour isoler électriquement la deuxième métallisation (contact large) du semi-conducteurs. De plus cette couche de BCB va renforcer le confinement de l'onde lumineuse dans le guide puisque l'indice du BCB (1,5) est beaucoup plus faible que l'indice de la zone active et du guide (3,3 à 3,5). La Figure 3-1 au début de ce chapitre montre le 1<sup>er</sup> et le 2<sup>ème</sup> contact et l'emplacement de cette couche de BCB. Le polymère utilisé est le BCB 3022-46, bisbenzocyclobutène. Il se présente sous forme d'une résine thermodurcissable. Il est reconnu pour sa faible permittivité électrique ( $\epsilon_r = 2,6$ ) et sa fluidité permettant un degré de planarisation supérieur à 90% pour des motifs de 100  $\mu\text{m}$  de largeur. L'inconvénient du BCB est qu'il présente une faible adhérence sur les matériaux semi-conducteurs III-V. Pour améliorer cette adhérence, on peut introduire une couche intermédiaire de  $\text{SiO}_2$  ou de nitrure ( $\text{SiN}_x$ ).

Pour déposer le BCB, on commence par nettoyer l'échantillon à l'acétone et à l'isopropanol pour éliminer tous les résidus et poussières des étapes précédentes. Le dépôt du BCB se fait à la tournette pendant 30 s à 1700 tours/min. Après le dépôt, un premier recuit à 120°C pendant

1 minute, permet de stabiliser le BCB pour pouvoir manipuler l'échantillon. Pour le durcissement intégral du BCB, un deuxième recuit est effectué à 250°C pendant 1 heure sous flux d'azote tel que recommandé par le fabricant. Le degré de planarisation du BCB n'est pas le même pour toutes les largeurs de ruban. Ainsi, une surépaisseur de BCB va être présente sur les motifs les plus larges. Pour cette raison, il n'est pas possible de réaliser des lasers à ruban large et à ruban fin sur la même plaque en appliquant le même procédé technologique.

La gravure du BCB jusqu'à l'ouverture et l'apparition de la première métallisation est une autre étape critique. La gravure est faite par voie sèche (gravure plasma). Le gaz utilisé est un mélange  $O_2/SF_6$ . La Figure 3-6 présente la vitesse de gravure et la rugosité de la surface (RMS) en fonction du rapport des flux  $O_2/SF_6$ . On remarque que plus la proportion d' $O_2$  est importante dans le mélange, plus la vitesse de gravure et la rugosité de la surface gravée augmentent. Pour la fabrication des lasers "ridge", il est important de privilégier la qualité de la surface après gravure plutôt que la vitesse. Ce choix doit permettre de minimiser les pertes optiques liées à la rugosité. Ceci nous conduit à choisir un rapport des flux  $O_2/SF_6$  de 1/2. La vitesse de gravure est alors de 260 nm/min et la rugosité de la surface après gravure est caractérisée par un RMS de 4 nm.

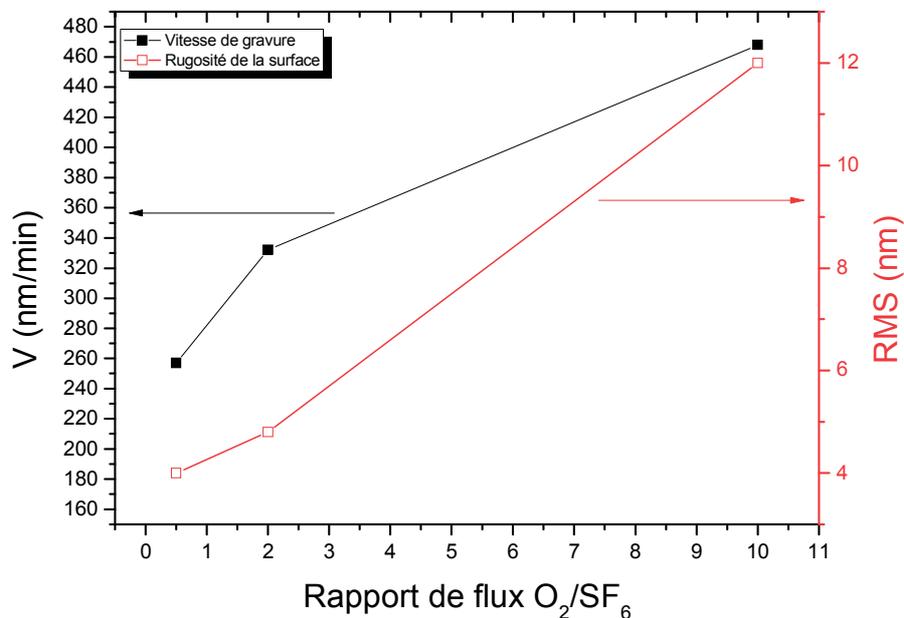


Figure 3-6 : Vitesse de gravure de BCB et rugosité de la surface après gravure en fonction du rapport de flux  $O_2/SF_6$ .

Après dégagement du premier contact, le procédé laser se termine par la deuxième métallisation (dépôt d'un contact large de 200  $\mu\text{m}$ ) puis par l'amincissement du substrat et le dépôt du contact de type N sur la face arrière.

### 3.1.5 Etat d'avancement

La mise en place de la technologie ruban fin dans le laboratoire FOTON-INSA/OHM a commencé durant le projet DisTO (2006-2008). Dans ce cadre, un premier laser monomode à base de BatQs a été fabriqué. La Figure 3-7 montre le schéma de la structure du laser réalisé ainsi qu'une observation MEB de celle-ci par la tranche. La zone active comprend 5 plans de BatQs sur InP (001). Dans ce procédé, le mesa est réalisé par gravure de la couche de contact d'InGaAs et d'une partie de la couche InP (P+) de façon à laisser environ 500 nm d'InP au-dessus du Q1.18 (couche d'arrêt de gravure), de part et d'autre du ruban.



Figure 3-7 : structure du laser après application des étapes technologiques, à droite une image MEB.

Différentes mesures ont été effectuées sur ce composant. Une synthèse des résultats est reportée dans la Figure 3-8 afin d'illustrer les avancées réalisées dans le cadre de ma thèse.

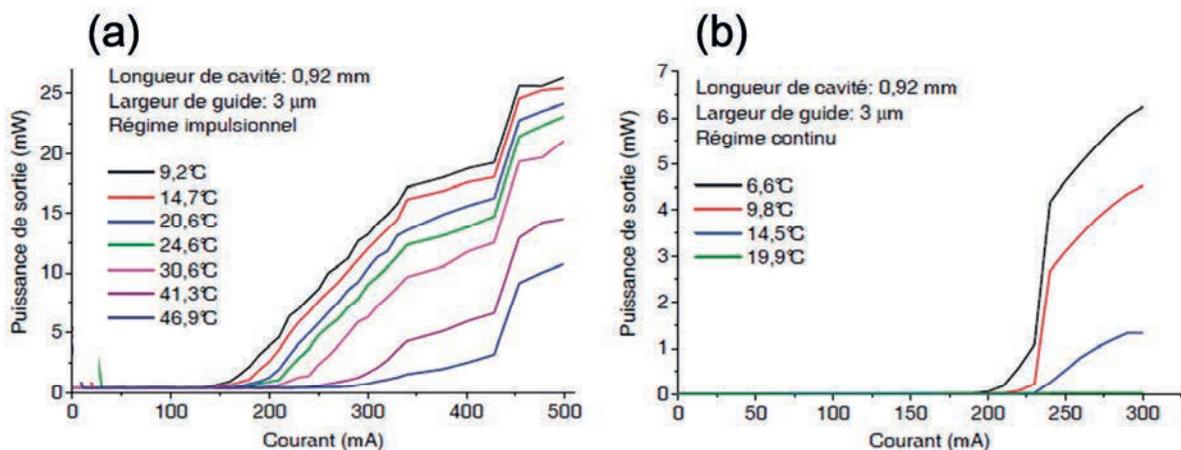


Figure 3-8 : Evolution des caractéristiques puissance - courant à différentes températures pour 2 régimes d'injection du courant (a) en régime impulsionnel, (b) en régime continu.

Ce laser présente des courants de seuil élevés et fonctionne en régime continu seulement pour des températures inférieures à 14,5°C. Dans le cadre de ma thèse, on a d'abord cherché à identifier dans ce premier procédé les problèmes à l'origine de l'absence d'émission laser en continu à température ambiante.

Le premier problème pouvant expliquer l'échec de l'émission laser en continu, provient de l'orientation des BatQs vis-à-vis de la direction du guide. En effet, le maximum de gain est obtenu lorsque le vecteur champ électrique est parallèle aux BatQs car c'est ainsi que le couplage est optimal. Or, lors de ce premier essai, les guides ont été orientés parallèlement aux BatQs au lieu de les orienter perpendiculairement. Le gain du laser n'était donc pas optimisé [Wang-2001].

Pour caractériser le mode optique, des mesures de profils de modes à champ lointain ont été réalisées à l'ENSSAT Lannion. La Figure 3-9 montre ces profils sur ces lasers à BatQs pour différentes largeurs du guide. La modélisation nous a permis de montrer qu'à la variation de la largeur du guide correspondait différentes valeurs du  $waist_x$ . Les résultats de mesure et de modélisation pour différentes largeurs de ruban sont reportés dans le

Tableau 3.1. Les mesures montrent que l'émission de ce laser est bien monomode transverse. Cependant le diamètre de mode à  $1/e^2$  dépasse bien la largeur du guide ce qui signifie qu'une partie non négligeable d'énergie est perdue à l'extérieur du guide. De même, la mesure du profil de mode suivant l'axe perpendiculaire au guide confirme l'émission sur un seul mode vertical.

Le  $waist_x$ , élevé ici, vient de la grande épaisseur du superstrat InP au-dessus de la ZA (500 nm). Ainsi que nous l'avons montré dans le paragraphe 3.1.3.2 qui porte sur l'optimisation de l'épaisseur du superstrat InP, le  $waist_x$  augmente avec l'épaisseur du superstrat InP. La conclusion est que l'épaisseur de superstrat d'InP de 500 nm est loin d'être optimale.

On remarque aussi une différence entre les valeurs du  $waist_x$  mesurées et calculées. En effet, dans cette structure, on n'a pas utilisé la couche d'arrêt de gravure. Cela peut causer une incertitude dans le contrôle de l'épaisseur du superstrat InP. Cette dernière est évaluée à 500 nm mais avec une erreur sur l'épaisseur de plus ou moins 200 nm ce qui explique la différence entre les valeurs théoriques et celles mesurées.

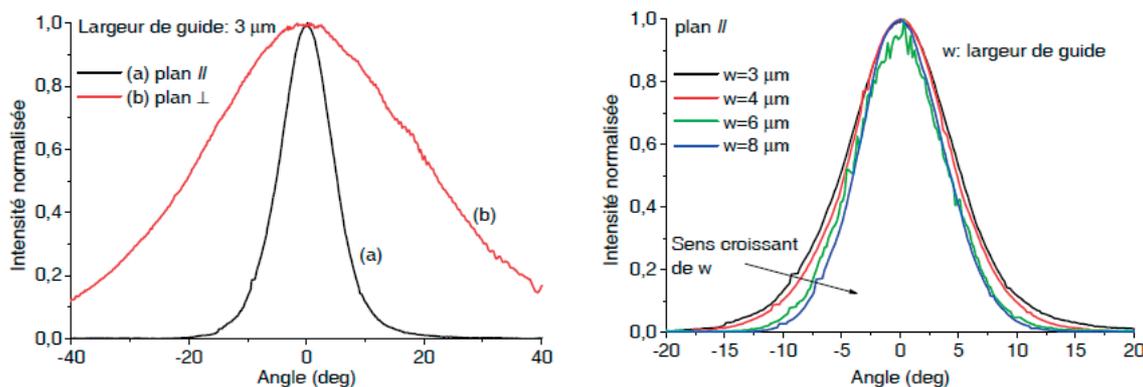


Figure 3-9 : (gauche) profils de mode en champ lointain pour l'émission transversale et verticale pour  $w=3\mu\text{m}$ , (droite) profils de mode en champ lointain pour différentes largeurs de guides.

Largeur du ruban ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda$ (nm)	Waist x ( $\mu\text{m}$ ) à $1/e^2$	Waist x théorique ( $\mu\text{m}$ ) à $1/e^2$
3	1556	7,3	4,6
4	1534	7,6	4,3
6	1542	8,8	4,37
8	1525	9,5	4,8

Tableau 3.1 : Waist des faisceaux laser dans le plan du guide planaire pour différentes largeurs du guide.

Ces premiers résultats lasers à ruban fin présentait un grand intérêt pour le laboratoire mais imposaient également de s'engager dans un processus d'optimisation pour obtenir de meilleures performances.

## 3.2 Optimisation du procédé technologique laser monomode

### 3.2.1 Première étude sur une structure laser à PQs

#### 3.2.1.1 Structure épitaxiale du laser à PQs

Pour optimiser le procédé technologique des lasers à ruban fin, on a travaillé d'abord sur un laser à 5 PQs. Le choix des lasers à PQs permet de profiter de leurs caractéristiques connues (densité de courant de seuil, température caractéristique, rendement, gain et pertes internes) pour une technologie optimisée.

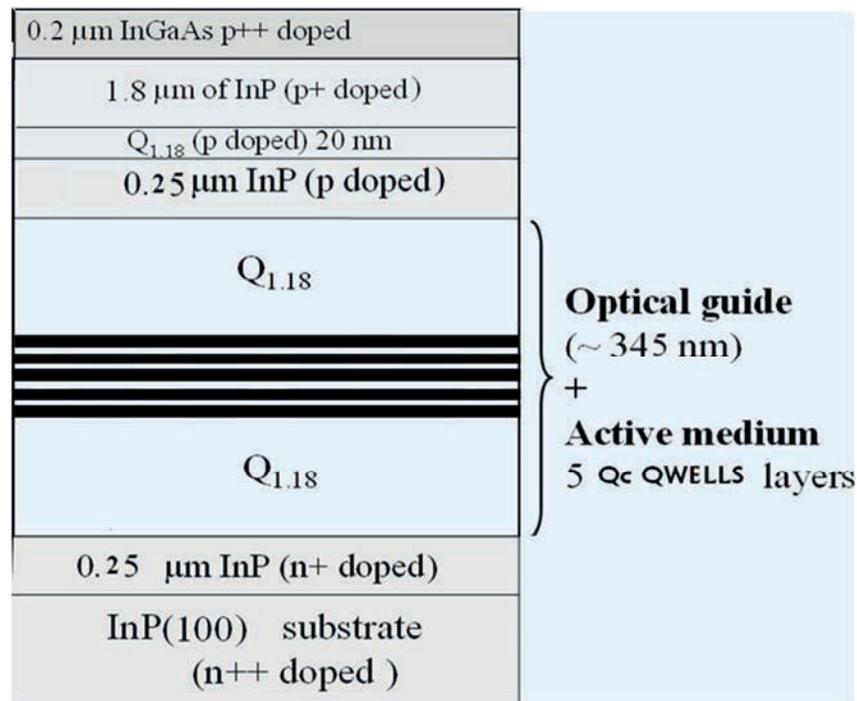


Figure 3-10 : structure du laser à PQs utilisée pour l'optimisation de la technologie ruban fin.

La Figure 3-10 présente la structure des lasers à PQs étudiés. Elle est élaborée par GSMBE sur un substrat InP (001) dopé N++. Cinq PQs contraints en compression ( $\Delta a/a=1\%$ , largeur = 7nm) sont insérés au milieu d'un guide optique InGaAsP (Q1,18) de 345 nm d'épaisseur. Un superstrat InP dopé P de 250 nm d'épaisseur est déposé immédiatement au-dessus de la zone active. L'épitaxie se poursuit avec une couche d'arrêt de gravure de Q1.18 de 20 nm. Enfin les couches supérieures comprennent 1800 nm d'InP dopé P+ et 200 nm d'InGaAs fortement dopé P++ pour faciliter la réalisation du contact ohmique supérieur.

### 3.2.1.2 Validation de la structure par caractérisation ruban large

Dans un premier temps, un procédé technologique ruban large est appliqué sur ce laser à PQs afin de valider la structure. La Figure 3-11 montre la structure laser à ruban large. Ce procédé diffère du procédé ruban large classique par la présence du BCB et d'une deuxième métallisation. Le masque utilisé comprend des rubans larges de 30 µm et 100 µm.

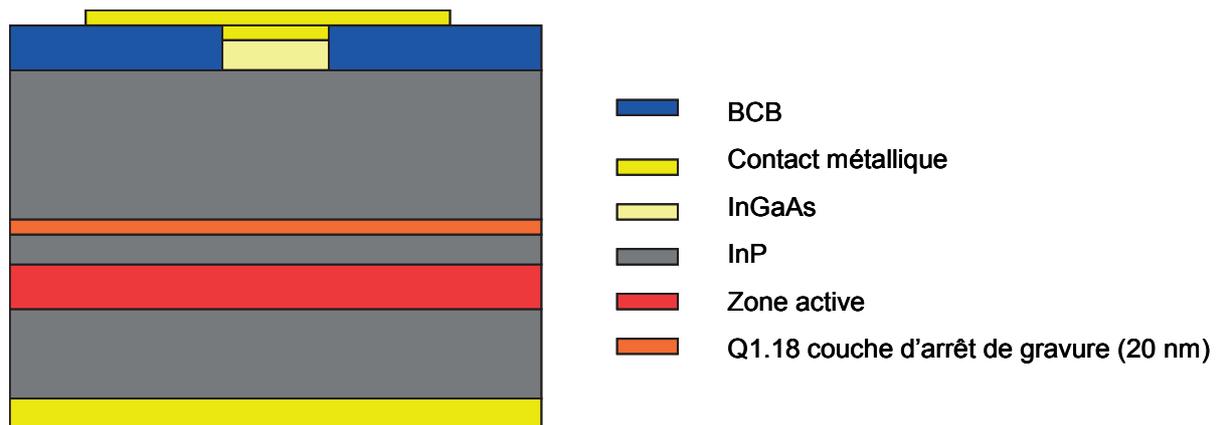


Figure 3-11 : Procédé Ruban large.

La largeur du ruban est définie par la première métallisation en utilisant une technique de lift-off. Cette première métallisation sert ensuite de masque pour la gravure de la couche d'InGaAs par voie humide à l'aide d'une solution sélective de  $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$  (1/1/8). Après gravure, on dépose le BCB de part et d'autre du ruban pour assurer l'isolation électrique entre les semi-conducteurs et la deuxième métallisation. Cette deuxième métallisation consiste à réaliser de larges contacts ( $200\ \mu m$ ).

La Figure 3-12 représente les caractéristiques  $P(I)$  du laser ruban large pour différentes longueurs de cavité et une largeur de ruban de  $100\ \mu m$  (a, b et c) ainsi que la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité (d).

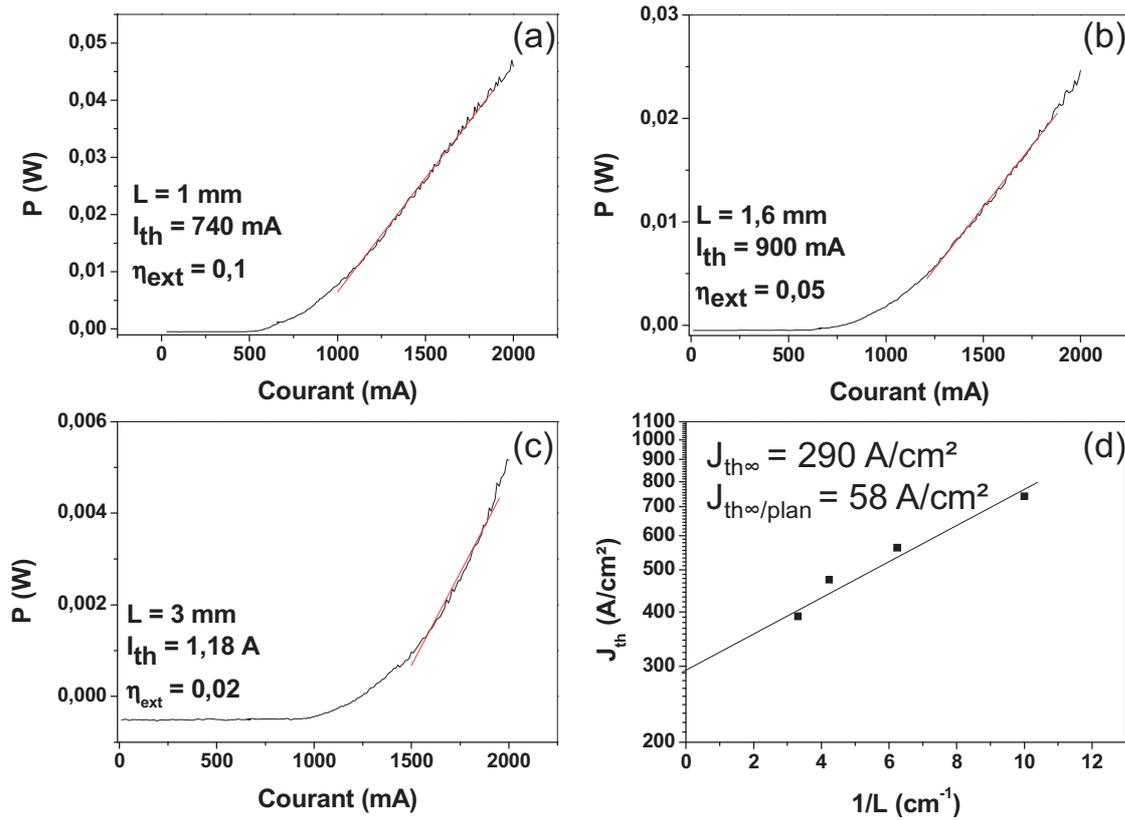


Figure 3-12 : Puissance en fonction du courant du laser à PQs ruban large pour des longueurs de cavité de (a) 1 mm, (b) 1.6 mm et (c) 3 mm, (d) : densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de cavité.

La densité de courant de seuil pour une longueur de cavité de 1 mm est de 740 A/cm<sup>2</sup> avec un rendement quantique externe de 10%. La détermination de la densité de courant de seuil pour une longueur infinie donne une valeur de 58 A/cm<sup>2</sup> par puits. Ces caractéristiques sont en accord avec les performances attendues pour des PQs contraints en compression. Par conséquent, cette structure laser vérifie les conditions nécessaires pour la mise au point de la technologie des lasers "ridge" monomode.

### 3.2.2 Les procédés technologiques (RWG)

Pour faire le choix du meilleur procédé technologique de fabrication de lasers monomodes, nous avons testé 3 procédés différents sur la structure laser à PQs. Les deux premiers procédés correspondent à un ruban fin sans la gravure de la zone active (noté shallow RWG) et la troisième à un ruban fin avec la gravure de la zone active (noté deep RWG).

### 3.2.2.1 Étude de l'influence de la présence d'une couche d'arrêt de gravure InGaAsP dans la structure

Le rôle de la couche de quaternaire InGaAsP d'arrêt de gravure est d'assurer un contrôle précis de la profondeur de gravure de la couche d'InP dopé P en utilisant une solution d'attaque sélective. Cependant, la présence de cette couche peut avoir une influence néfaste sur le confinement du mode optique dans le guide et sur l'efficacité de l'injection électrique. Par simulation nous avons vérifié qu'une couche d'arrêt de gravure en Q1.18, d'épaisseur inférieure ou égale à 20nm, avait peu d'influence sur les caractéristiques du mode optique. L'influence sur l'injection électrique est étudiée à partir de deux procédés notés « P1 » et « P2 ».

Le procédé P1 consiste à graver outre l'InGaAs, la totalité de la couche InP et à s'arrêter sur la couche quaternaire. Dans ce cas, l'étape de gravure de la mesa est simplifiée puisque les sélectivités des solutions de  $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$  (1/1/8) utilisée pour graver l'InGaAs et de  $HCl:H_3PO_4$  utilisée pour graver l'InP sont très fortes. La Figure 3-13 montre la structure finale du laser après application de ce procédé.

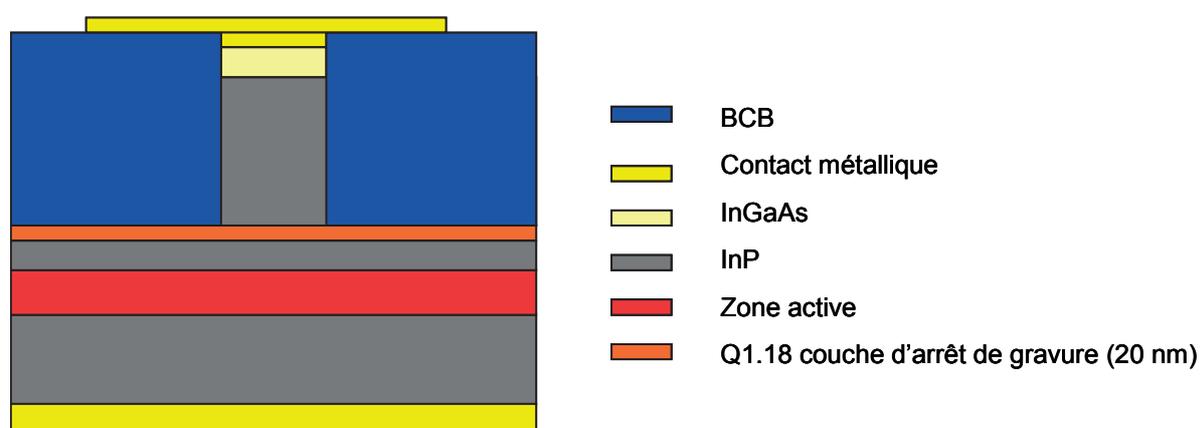


Figure 3-13 : Procédé P1 (shallow RWG), arrêt de gravure sur la couche InGaAsP d'arrêt de gravure.

Le début du procédé « P2 » est identique au procédé « P1 ». Puis, on poursuit ce procédé « P2 » par une étape de gravure sèche pour enlever la couche d'InGaAsP. Une gravure sèche est indispensable à cette étape car la solution de  $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$  que nous pourrions utiliser, grave tous les alliages contenant de l'arsenic. Elle provoquerait donc une gravure latérale de la couche d'InGaAs sous le contact métallique entraînant ainsi la destruction de celui-ci. La gravure sèche (RIE) permet de graver le quaternaire sans dégrader le contact et de poursuivre

en gravant une partie du superstrat d'InP afin d'ajuster son épaisseur à environ 100 nm. Nous avons vu que cette épaisseur de superstrat est optimale pour le confinement du mode optique (paragraphe 3.1.3.2). La Figure 3-14 représente la structure du laser fabriqué suivant ce procédé.

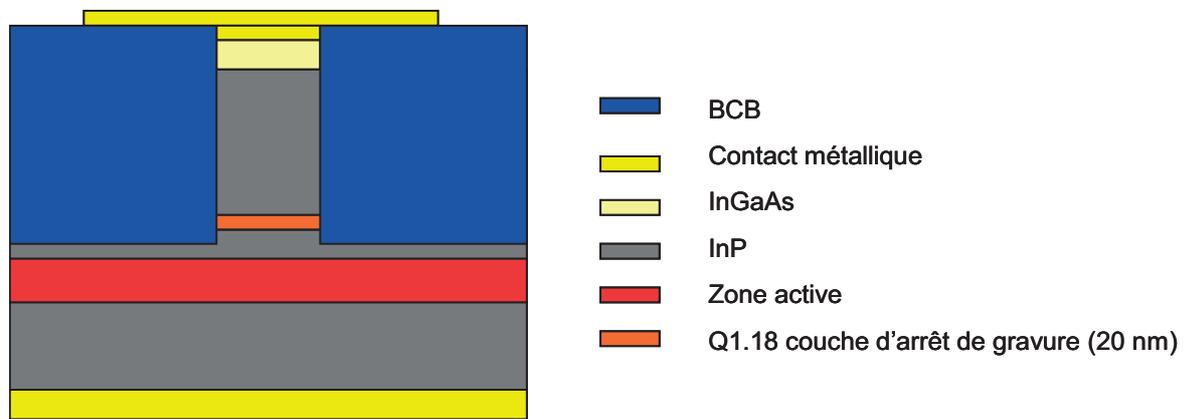


Figure 3-14 : Procédé P2 (shallow RWG), gravure de la couche d'InGaAsP d'arrêt de gravure et arrêt à 100 nm de la zone active.

En comparant les performances des lasers réalisés avec les procédés « P1 » et « P2 », il doit être possible de comprendre l'effet de la présence de la couche de quaternaire sur l'émission laser monomode.

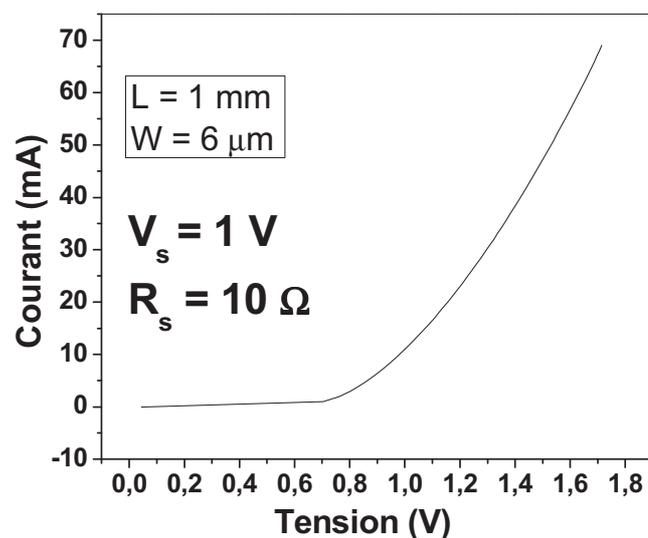


Figure 3-15 : I(V) du laser à PQs fabriqué avec le procédé P1 de longueur de cavité 1 mm et de largeur du ruban de 6  $\mu\text{m}$ .

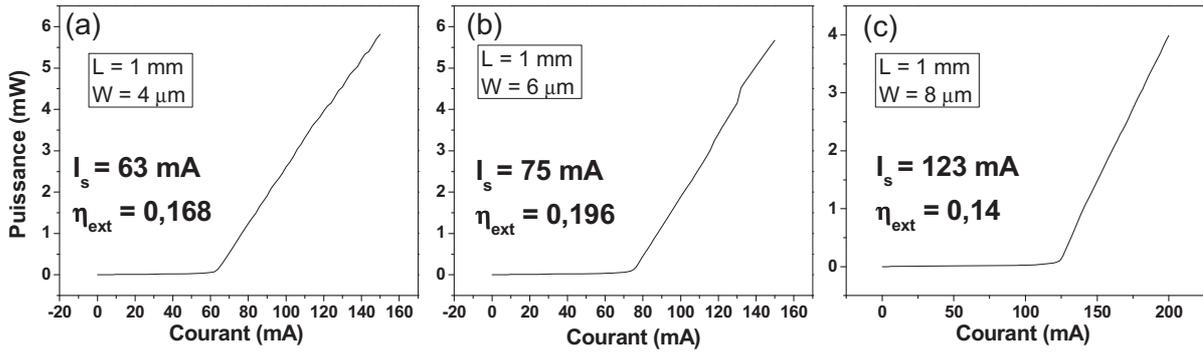


Figure 3-16 : P(I) du laser à PQs fabriqué avec le procédé P1 de longueur de cavité 1 mm et pour une largeur de ruban de (a) 4  $\mu\text{m}$ , (b) 6  $\mu\text{m}$  et (c) 8  $\mu\text{m}$ .

Les résultats des caractérisations laser pour le procédé P1 sont présentés sur les Figure 3-15 et Figure 3-16 pour une cavité de longueur 1 mm. Nous avons rencontré des difficultés pour observer l'émission laser sur les rubans de largeur 3  $\mu\text{m}$ . La tension de coude est de 1 V et la résistance série est de 10  $\Omega$  pour un ruban de largeur 6  $\mu\text{m}$ . La puissance de sortie d'une seule facette en fonction du courant injecté dans le laser est présentée sur les mesures de P(I) pour différentes largeurs de ruban. Ce laser fonctionne à courant continu avec des courants de seuils respectifs de 63, 75 et 123 mA pour les largeurs de ruban de 4, 6 et 8  $\mu\text{m}$ .

Les résultats pour le procédé P2 (Figure 3-17 et Figure 3-18) montrent un très bon fonctionnement de ces lasers en régime de courant continu et à température ambiante. La gravure du quaternaire entraîne une baisse significative de la densité de courant de seuil de 1575 A/cm<sup>2</sup> (procédé P1) à 875 A/cm<sup>2</sup> (procédé P2) pour un laser de 1 mm de longueur de cavité et 4  $\mu\text{m}$  de largeur de ruban. La tension de coude diminue à 0,87 V et la résistance série à 1,3  $\Omega$  (Figure 3-17). Les lasers fabriqués par le procédé P2 fonctionnent à température ambiante et à courant continu pour toutes les largeurs de ruban allant de 3  $\mu\text{m}$  à 30  $\mu\text{m}$  et avec des faibles courants de seuils (Figure 3-18).

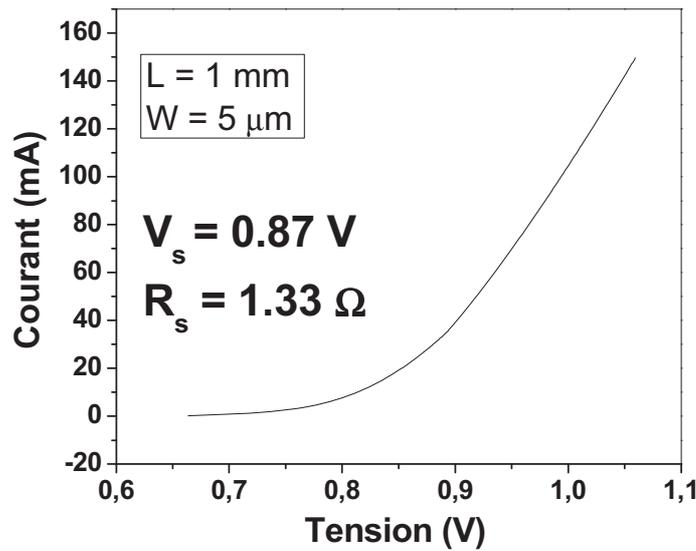


Figure 3-17 : caractéristique I(V) d'un laser à PQs fabriqué avec le procédé P2 pour une longueur de cavité de 1 mm et une largeur du ruban de 5  $\mu\text{m}$ .

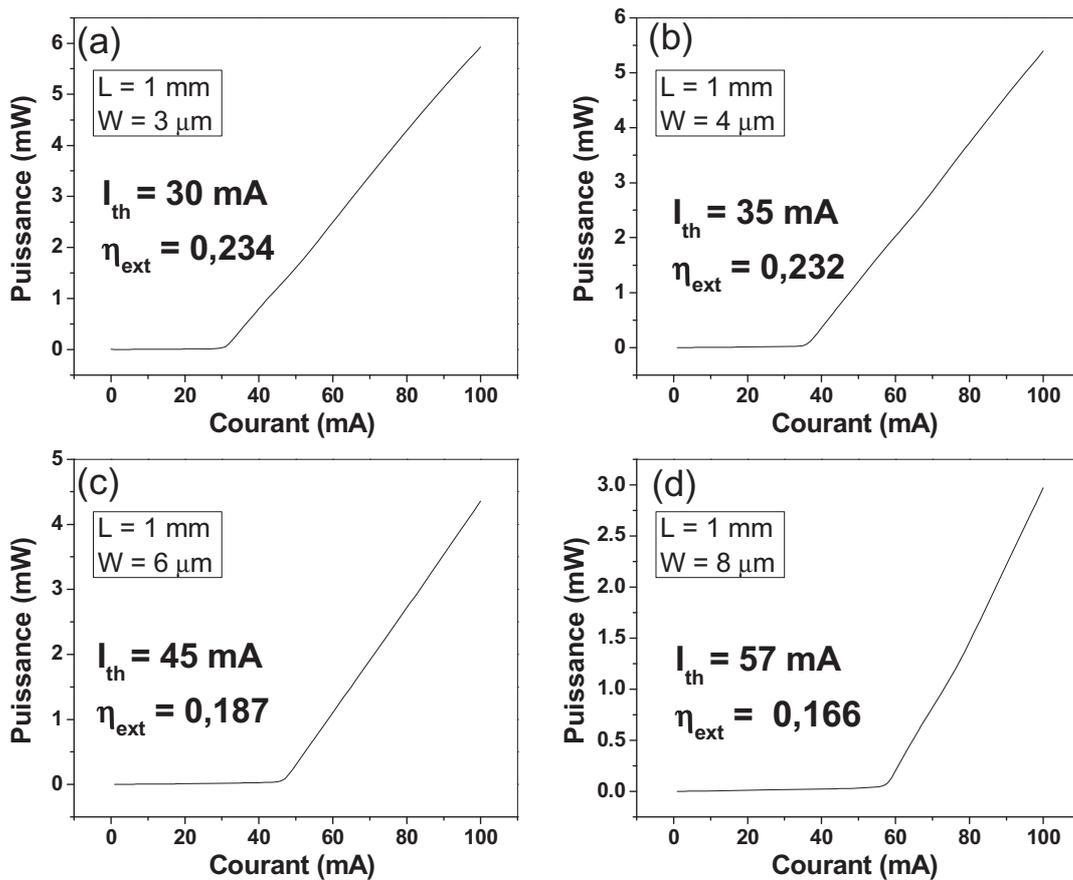


Figure 3-18 : P(I) du laser à PQs fabriqué avec le procédé P2 pour une longueur de cavité de 1 mm et pour une largeur de ruban de (a) 3  $\mu\text{m}$ , (b) 4  $\mu\text{m}$ , (c) 6  $\mu\text{m}$  et (d) 8  $\mu\text{m}$ .

Le courant de seuil plus élevé pour le procédé P1 que pour le procédé P2 montre qu'il y a une perte d'efficacité d'injection de porteurs au niveau du guide optique due à la présence de la couche quaternaire InGaAsP. Cette couche amène à des pertes latérales de porteurs par diffusion dans le plan. La vitesse de recombinaison de surface est plus importante pour le quaternaire InGaAsP que pour l'InP [Maile-1989]. La couche InGaAsP à l'interface avec le BCB donne lieu à une augmentation de la vitesse de recombinaison non radiative des porteurs par rapport à une interface InP/BCB. Ceci entraîne par conséquent la nécessité d'injecter un courant plus élevé pour atteindre la densité de porteurs au seuil dans la zone active. Ce phénomène peut expliquer la difficulté de fonctionnement à température ambiante des lasers à BatQs fabriqués dans le cadre du projet DISTO (3.1.5) où on a conservé la couche d'arrêt de gravure InGaAsP et 500 nm de couche d'InP. On peut conclure que la présence de la couche InGaAsP à l'interface avec le BCB donne lieu à une augmentation de la vitesse de recombinaison non radiative.

### 3.2.2.2 Gravure de la zone active (deep ridge waveguide)

Le procédé P3 consiste à réaliser l'intégralité des gravures du procédé P2 puis à poursuivre en gravant également tout le superstrat InP et la zone active pour arriver à l'InP dopé n. La Figure 3-19 montre la structure du laser après application du procédé P3. Cette structure présente un meilleur confinement latéral du mode optique. En effet la grande différence d'indice optique entre le BCB ( $n=1,5$ ) et la zone active ( $n=3,5$ ) oblige la lumière à rester confinée dans la zone de gain. La tension de coude et la résistance série restent identiques aux ceux du procédé P2 (0,87 V et 1,3  $\Omega$ ) (Figure 3-20).

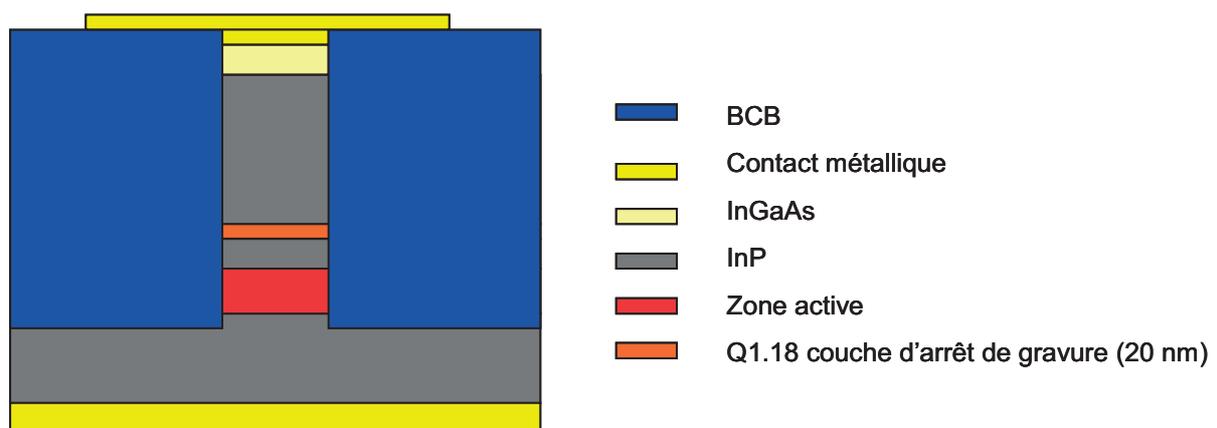


Figure 3-19 : Procédé P3 (deep RWG) avec gravure de la couche d'arrêt (stop-etch), du superstrat InP et de la zone active.

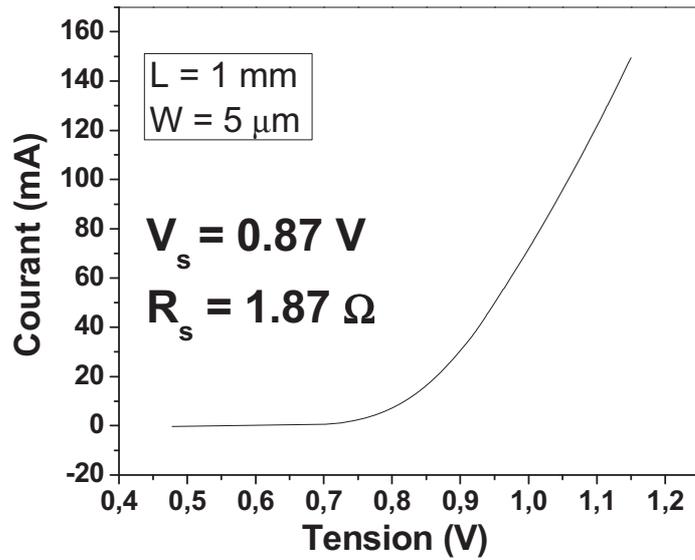


Figure 3-20 : caractéristiques I(V) d'un laser à PQs fabriqué avec le procédé P3, longueur de cavité 1 mm, largeur du ruban de 5  $\mu\text{m}$ .

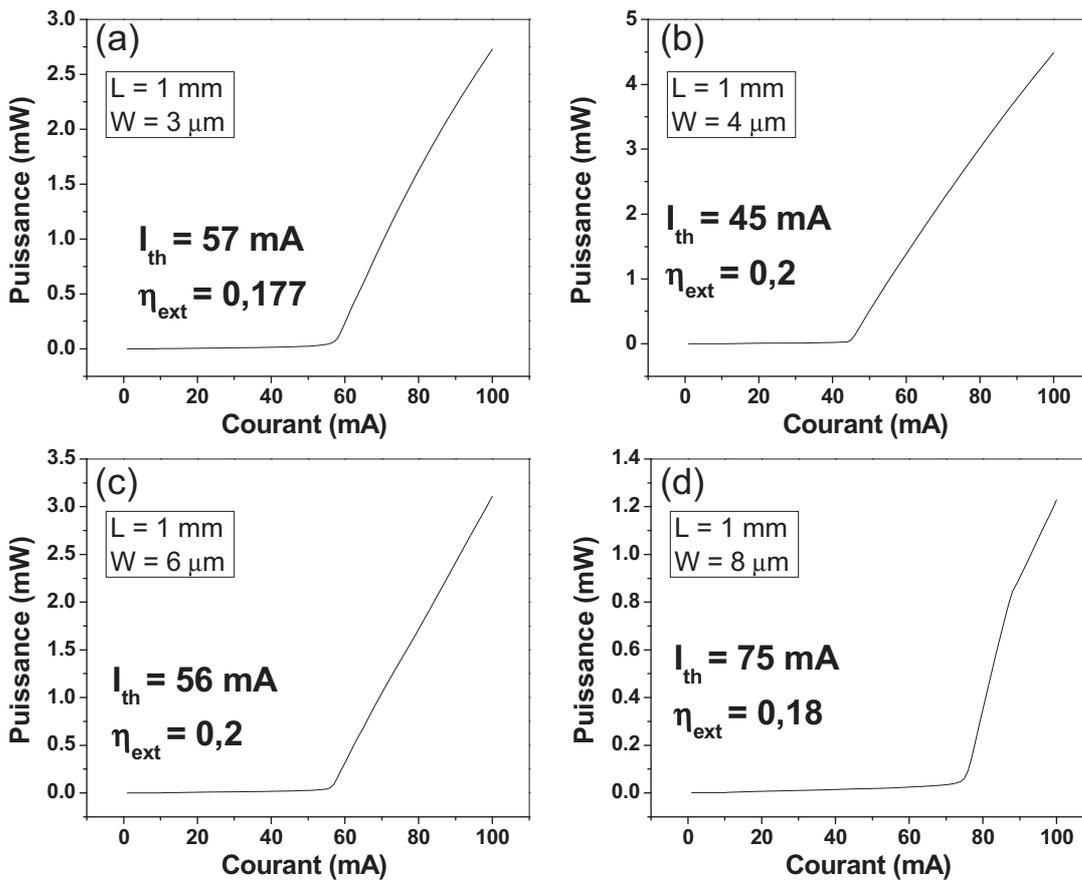


Figure 3-21 : P(I) du laser à PQs fabriqué avec le procédé P3 pour une longueur de cavité de 1 mm et pour une largeur de ruban de (a) 3  $\mu\text{m}$ , (b) 4  $\mu\text{m}$ , (c) 6  $\mu\text{m}$  et (d) 8  $\mu\text{m}$ .

Malgré le meilleur confinement optique pour le procédé P3, on trouve des courants de seuil un peu plus élevés que ceux mesurés pour le procédé P2. La Figure 3-21 montre les  $P(I)$  d'un laser de longueur 1 mm pour différentes largeurs de ruban. Le courant de seuil de ces lasers varie de 45 à 75 mA en courant continu et à température ambiante (20°C). Cela correspond à une densité de courant de seuil diminuant de 1,9 à 0,9 kA/cm<sup>2</sup> pour une largeur de ruban allant de 3 à 8 μm. L'augmentation du courant de seuil par rapport au procédé P2, peut être liée à la présence de défauts générés à l'interface entre le BCB et la zone active lors de sa gravure. Ces défauts conduisent à une augmentation de la vitesse de recombinaison non radiative des porteurs arrivant par diffusion latérale aux extrémités de la zone active. Ceci entraîne une diminution de l'efficacité d'injection électrique qui se traduit par une augmentation du courant de seuil. L'augmentation sera d'autant plus importante que la diffusion latérale des porteurs sera grande. On peut noter ici que ce phénomène lié à la diffusion latérale des porteurs doit être réduit pour des structures à BQs par rapport aux structures à PQs [Moore-2006].

### 3.2.2.3 Etude de la Longueur de diffusion

Dans cette partie on cherche à déterminer la longueur de diffusion latérale des porteurs de charges à partir des résultats expérimentaux obtenus pour les structures lasers réalisées suivant le procédé P2. Pour cela on dispose d'un modèle développé par Letal et al [Letal-1998] pour des structures comparables aux nôtres. Dans ce modèle, la variation du courant de seuil évolue linéairement en fonction de la largeur du ruban, suivant l'expression :

$$I_{in}(W) = J' \cdot L_c \cdot W + I_L(W) \quad (3-1)$$

- $J'$  : densité moyenne de courant de recombinaison au-dessous du ruban.
- $L_c$  : longueur de la cavité laser.
- $W$  : largeur du ruban.
- $I_L(W)$  : courant latéral qui s'échappe de la région sous le guide [Hu-1994].

La Figure 3-22 représente la structure du laser RWG utilisée pour modéliser le phénomène d'injection. Les différentes contributions au courant d'injection y sont représentées.

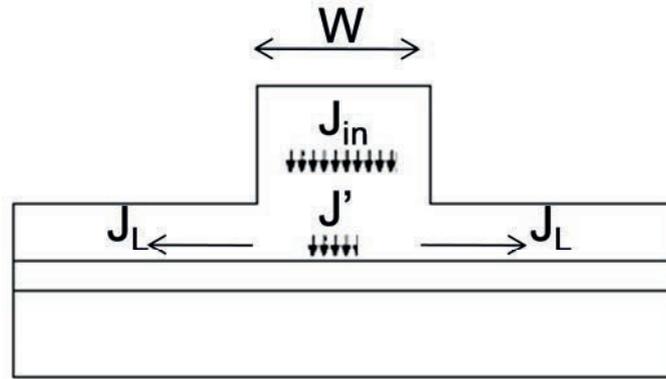


Figure 3-22 : Structure du laser modélisé.

En considérant que les pertes optiques totales et le gain de la cavité sont indépendants de  $W$ , la densité moyenne de courant au seuil,  $J'$ , est supposée indépendante de la largeur de ruban. Ceci revient à supposer que la densité moyenne de porteurs au seuil et la durée de vie des porteurs ne varient pas avec  $W$ . Si  $I_L$  est aussi indépendant de  $W$ , la variation de  $I_{in}$  en fonction de  $W$  est linéaire. La valeur de  $I_L$  peut ainsi être déterminée à partir de l'ordonnée à l'origine.

Pour trouver la solution exacte de ce problème, il faut résoudre un système 2D d'équations de continuité. Une simplification importante est de prendre en compte que le temps mis par les porteurs pour traverser la zone active ( $0,3\mu\text{m}$ ) est négligeable devant le temps de diffusion latérale sur la largeur du ruban ( $>1,5\mu\text{m}$ ). Par cette simplification, on peut réduire le système d'équations 2D à 1D. Ainsi le mouvement latéral des électrons et des trous peut être décrit par les équations de continuité du courant à 1D (suivant  $x$ ) suivantes :

$$\frac{\delta n}{\delta t} = n \cdot \mu_n \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta x} + \mu_n \cdot \mathcal{E} \frac{\delta n}{\delta x} + D_n \frac{\delta^2 n}{\delta x^2} + G - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{J_n}{d \cdot q} \quad (3-2)$$

$$\frac{\delta p}{\delta t} = -p \cdot \mu_p \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta x} - \mu_p \cdot \mathcal{E} \frac{\delta p}{\delta x} + D_p \frac{\delta^2 p}{\delta x^2} + G - \frac{p - p_0}{\tau_p} + \frac{J_p}{d \cdot q} \quad (3-3)$$

- $J_p$  et  $J_n$  : densité de courant respectivement des trous et des électrons injectés dans la zone active.
- $n$  et  $p$  : densité de porteurs respectivement de type  $n$  (électrons) et  $p$  (trous).
- $\tau$  : durée de vie des porteurs de charges.
- $G$  : taux de génération de porteurs par unité de volume.
- $\mu$  : la mobilité des porteurs de charges.
- $D$  : coefficient de diffusion.
- $\mathcal{E}$  : champ électrique.

-  $d$  : épaisseur de la zone active

La solution de ce système d'équations en régime stationnaire est obtenue en annulant les dérivations par rapport au temps. Une deuxième simplification consiste à considérer que dans la direction latérale il n'y a pas de champ électrique appliqué. On peut ainsi annuler les termes contenant le champ électrique appliqué. Dans notre structure laser de type RWG, la diffusion latérale des porteurs de charges sous l'influence du champ électrique interne peut être représentée par un facteur de diffusion effectif  $D_{eff}$  [Joyce-1982]. En prenant en compte les simplifications précédentes et en utilisant le facteur de diffusion effectif, l'équation de diffusion pour les trous s'écrit simplement:

$$D_{eff} \frac{\delta^2 p(x)}{\delta x^2} - \frac{p(x)}{\tau} + \frac{J_{in}}{d \cdot q} = 0 \quad (3-4)$$

Où  $p(x)$  est le profil de densité de porteurs de trous dans la direction latérale et  $J_{in}$  est la densité de courant injecté dans la zone active.

La largeur de la zone d'injection du courant est fixée par la largeur du ruban. Alors  $J_{in}$  est constante dans le ruban et nulle ailleurs. Ici, on considère que la durée de vie des porteurs est indépendante de  $x$ . En utilisant ces approximations, on peut résoudre l'équation (3-4).

$$p(x) = \frac{J_{in} \cdot \tau}{q \cdot d} e^{-|x|/L_D} \cdot \sinh\left(\frac{W}{2L_D}\right), \quad |x| > W/2 \quad (3-5)$$

$$p(x) = \frac{J_{in} \cdot \tau}{q \cdot d} \left( 1 - e^{-W/2L_D} \cdot \cosh\left(\frac{x}{L_D}\right) \right), \quad |x| < W/2 \quad (3-6)$$

$L_D$  est la longueur de diffusion,  $L_D = (D_{eff} \cdot \tau)^{1/2}$  et représente la distance moyenne que les porteurs peuvent traverser avant leur recombinaison. La densité moyenne de courant  $J'$ , peut être déterminée par l'expression suivante :

$$J' = \frac{d \cdot q}{W} \cdot \int_{-W/2}^{W/2} \frac{p(x)}{\tau} dx. \quad (3-7)$$

A partir de cette relation et de la définition de  $I_{in} = J_{in} \cdot L_c \cdot W$ , on peut obtenir les expressions de  $I_{in}$  et  $I_L$  :

$$I_{in}(W) = \frac{J' \cdot L_c \cdot W}{1 - \frac{L_D}{W} (1 - e^{-W/L_D})} \quad (3-8)$$

$$I_L(W) = \frac{J' \cdot L_c \cdot L_D (1 - e^{-W/L_D})}{1 - \frac{L_D}{W} (1 - e^{-W/L_D})} \quad (3-9)$$

La valeur du courant latéral  $I_L$  devient indépendante de  $W$  seulement pour  $W \gg L_D$ , avec  $I_L = J' \cdot L_c \cdot L_D$ .

L'expression (3-1) du courant injectée  $I_{in}$  peut alors se mettre sous la forme simplifiée :

$$I_{in}(W) = J' \cdot L_c \cdot W + J' \cdot L_c \cdot L_D \quad (3-10)$$

Par conséquent, les mesures du courant de seuil en fonction de la largeur du ruban  $W$  permettent de déterminer la longueur de diffusion latérale effective dans le cas d'un laser de type RWG. Pour ce faire, il suffit de tracer le courant à un point de fonctionnement donné (le seuil) en fonction de la largeur de ruban. En ajustant les points expérimentaux à l'aide d'une droite, la longueur de diffusion est l'ordonnée à l'origine divisé par la pente de cette droite.

La Figure 3-23 montre l'évolution du courant de seuil en fonction de la largeur de ruban ( $W$ ) et un ajustement linéaire de ces points, pour le laser à PQs de longueur de cavité 1 mm. A partir de cet ajustement, on peut déduire un courant latéral  $I_L = 17,9$  mA et une valeur de la longueur de diffusion  $L_D = 3,8$   $\mu\text{m}$  pour les lasers à PQs. On remarque que dans le cas du procédé P2,  $L_D$  est supérieure à la largeur des guides les plus étroits (3 $\mu\text{m}$ ). Pour le procédé P3, les courants de seuil mesurés sont plus élevés que pour le procédé P2. Cela implique que pour les lasers réalisés avec le procédé P3, la longueur de diffusion doit être supérieure aux 3,8 $\mu\text{m}$  obtenus pour le procédé P2 et donc, les porteurs créés dans la zone active, diffusent latéralement et arrivent à l'interface semi-conducteurs/BCB où ils rencontrent des centres de recombinaison non radiative. Cela cause des pertes et explique le courant de seuil plus élevé pour la largeur de 3  $\mu\text{m}$  que pour les rubans de 4  $\mu\text{m}$  de large lorsque le procédé P3 est appliqué pour réaliser des lasers RWG.

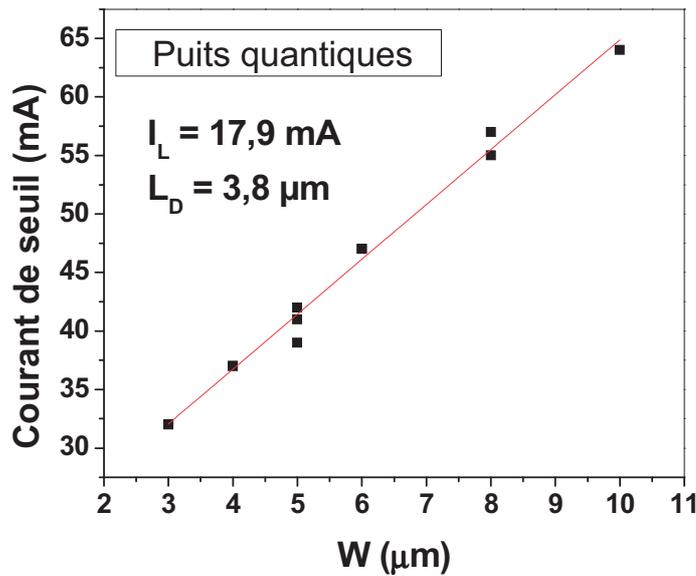


Figure 3-23 : Courant de seuil en fonction de la largeur de ruban( $W$ ) pour le laser à PQs (procédé P2) de longueur de cavité 1mm pour déterminer la longueur de diffusion.

### 3.2.3 Comparaison des résultats et conclusion

Pour conclure, nous avons réalisé 3 procédés différents pour optimiser la technologie laser ruban fin. On peut constater que la diffusion latérale des porteurs de charge n'est pas négligeable. Dans le cas du procédé P3 (gravure de la zone active) et pour les largeurs de ruban les plus faibles, la diffusion des porteurs jusqu'aux parois gravées de la zone active entraîne des pertes non radiatives. Nous avons constaté expérimentalement que la présence de la couche d'InGaAsP d'arrêt de gravure (procédé P1) cause des pertes électriques et entraîne une forte augmentation des courants de seuil. Le procédé P2 (gravure de la couche d'arrêt InGaAsP et conservation du superstrat InP de 100 nm) permet de limiter les pertes par recombinaison non radiative à l'interface semi-conducteurs/BCB. Les lasers fabriqués selon cette procédure fonctionnent en courant continu à température ambiante avec des performances comparables à l'état de l'art pour les lasers RWG à PQs.

Pour la suite on retiendra donc le protocole P2 pour la réalisation des lasers monomode. Une synthèse de ce procédé est donnée dans le tableau 3.2 ci-dessous.

Opération	Description
Nettoyage	TCE/acétone/éthanol chaud
Photolithographie	Lithographie des rubans, largeurs de 3 à 100 $\mu\text{m}$
Première métallisation	Métallisation Ti/Au (20 nm/250 nm)
Gravure de la mesa	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Gravure de l'InGaAs à l'aide d'une solution <math>\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}</math> (1/1/8)</li> <li>- Gravure de l'InP à l'aide d'une solution <math>\text{HCl}:\text{H}_3\text{PO}_4</math> et arrêt sur la couche InGaAsP</li> <li>- Gravure sèche RIE <math>\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}(16,6/50/8,3)</math>, 40W de la couche d'InGaAsP et du superstrat InP en laissant 100 nm de ce superstrat.</li> </ul>
Planarisation de BCB	Enduction du BCB et recuit pour planariser la structure
Gravure de BCB	Gravure par voie sèche sous $\text{O}_2/\text{SF}_6$ (1/2) jusqu'à l'ouverture du guide
Lift off	Lithographie d'un ruban de 200 $\mu\text{m}$ de largeur aligné sur les rubans de la première métallisation
Deuxième métallisation	Dépôt de Ti/Au (20 nm/250 nm)
Amincissement	Amincissement de la face arrière jusqu'à $\sim 100 \mu\text{m}$
Contact face arrière (N)	Métallisation face arrière AuGe (250 nm) et recuit à 250°C sous pression d'Azote
Clivage et montage	Clivage en plusieurs longueurs et montage sur embase en cuivre

Tableau 3.2: Synthèse du procédé technologique P2.

### 3.3 Fabrication des lasers à BatQs et BQs selon la procédure optimisée P2

L'objectif principal de cette étude est d'aller vers des structures à BatQs et à BQs. Pour la suite nous avons travaillé sur deux structures épitaxiées différentes. La première est celle sur laquelle nous avons obtenu les premiers résultats (voir paragraphe 3.1.5) dans le cadre du projet DISTO. Nous lui avons appliqué le procédé P2 désormais optimisé. La seconde structure est un laser à BQs sur InP (001) désorienté.

### 3.3.1 Laser à BatQs

L'application du procédé P2 à la structure à BatQs décrite dans le paragraphe 3.1.5 conduit aux résultats présentés dans cette partie. La Figure 3-24 présente la courbe I(V) de ce laser, on mesure une tension de coude de 0,83 V et une résistance série de 3,3  $\Omega$ .

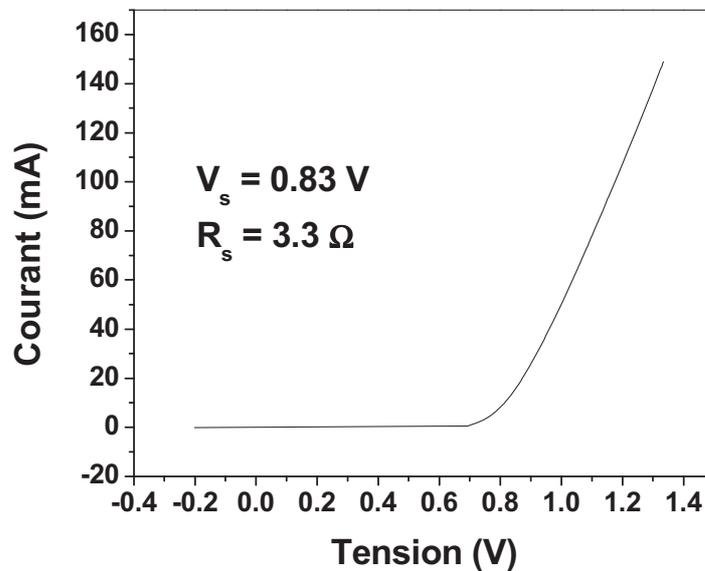


Figure 3-24 : I(V) du laser à BatQs fabriqué avec le procédé P2 pour une longueur de cavité de 1 mm et une largeur du ruban de 3  $\mu\text{m}$ .

Ce laser qui ne fonctionnait qu'avec des courant de seuil élevés et à basse température avant optimisation du procédé technologique, fonctionne maintenant à température ambiante et avec des courants de seuil réduits. La Figure 3-25 montre les P(I) de ce laser à température ambiante (20° C) pour une longueur de cavité de 1 mm et pour différentes largeurs de ruban. Le courant de seuil de ce laser est de 57 mA pour un ruban de 3  $\mu\text{m}$ , tandis, que à la même température et pour le procédé du projet DISTO, le courant de seuil en continu ne descendait pas en dessous de 200 mA.

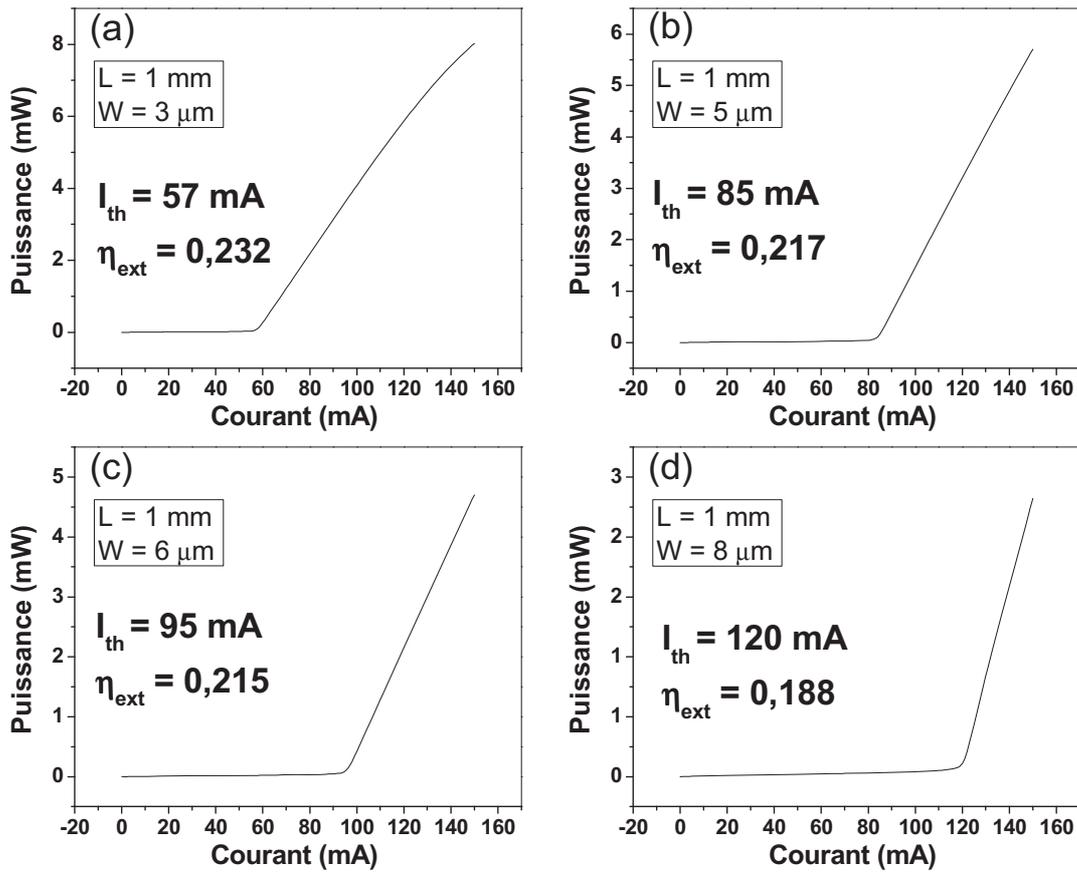


Figure 3-25 : Puissance optique en fonction du courant pour un laser à BatQs fabriqué avec le procédé P2 pour une longueur de cavité 1 mm et une largeur du ruban de (a) 3  $\mu\text{m}$ , (b) 5  $\mu\text{m}$ , (c) 6  $\mu\text{m}$  et (d) 8  $\mu\text{m}$ .

Nous avons déterminé la longueur de diffusion effective des porteurs dans ces lasers à BatQs à partir de l'ajustement linéaire des points de mesures du courant de seuil en fonction de la largeur du ruban (Figure 3-26). Cette longueur de diffusion est égale à 1,8  $\mu\text{m}$ .

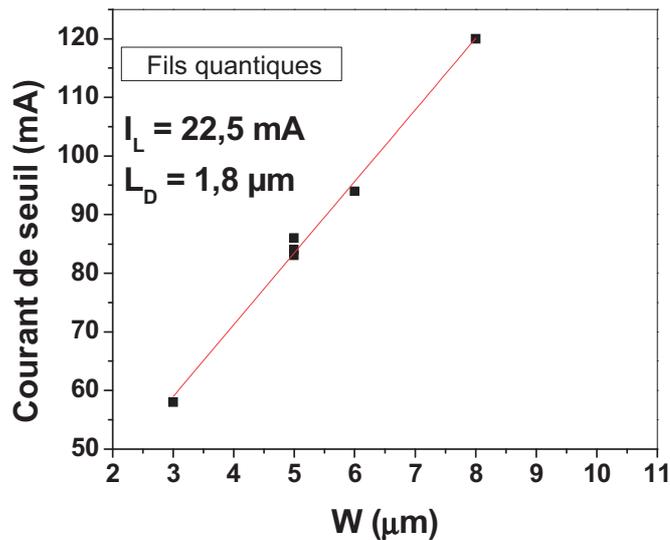


Figure 3-26 : Evolution du courant de seuil en fonction de la largeur de ruban ( $W$ ) pour le laser à BatQs de longueur de cavité 1mm.

### 3.3.2 Laser à BQs sur InP (001) désorienté

Le procédé technologique « P2 » a été également appliqué sur la structure laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté décrite dans le chapitre 2. Les lasers résultants ont été clivés en plusieurs longueurs de cavité allant de 415  $\mu\text{m}$  jusqu'à 2 mm. Des mesures de profils de mode ont été réalisées pour s'assurer du caractère monomode en diminuant la dimension du guide. Enfin, des caractérisations statiques ont été réalisées pour valider le bon fonctionnement à courant continu de ces lasers et pour pouvoir passer à l'étape suivante qui est la caractérisation dynamique et les mesures de blocage de modes.

#### 3.3.2.1 Caractérisation des lasers monomodes à BQs sur InP (001) désorienté

Les lasers obtenus en appliquant le procédé P2 monomode fonctionnent à température ambiante et à courant continu pour différentes largeurs de ruban. Ici, on présente les résultats des lasers dont la largeur de ruban est 3  $\mu\text{m}$ . La Figure 3-27 (a) montre les  $I(V)$  de ce laser pour des longueurs de cavité de 0,5, 1 et 2 mm, la Figure 3-27 (b) présente les  $P(I)$  de ces mêmes lasers. La tension de coude varie de 0,8 à 1 V et la résistance série entre 3,7 et 8,6  $\Omega$ . Ces lasers fonctionnent à des courants de seuil de 47, 57 et 100 mA pour les longueurs de cavité de 0,5, 1 et 2 mm respectivement et délivrent une puissance optique de plusieurs milliwatts.

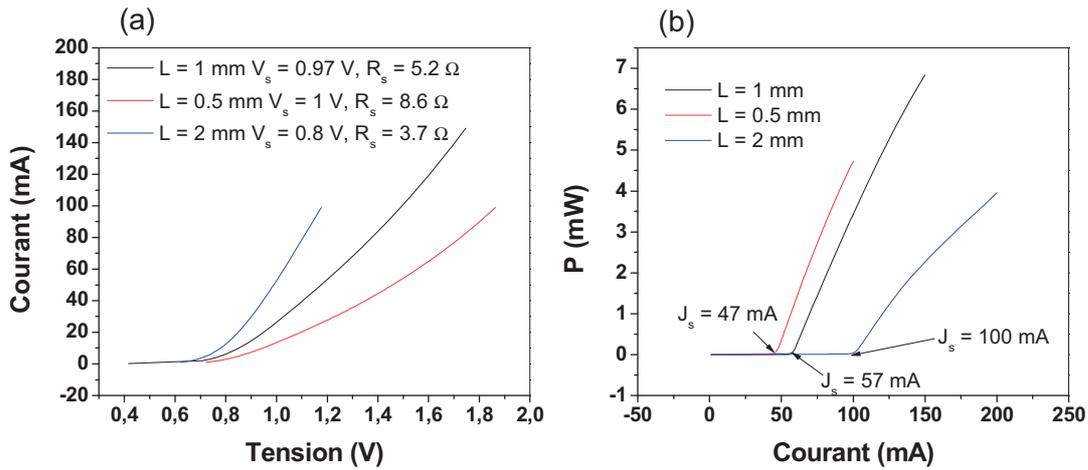


Figure 3-27 : (a) I(V), (b) P(I) des lasers à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté pour des cavités de longueur 0.5, 1 et 2mm et pour une largeur de ruban de 3  $\mu$ m.

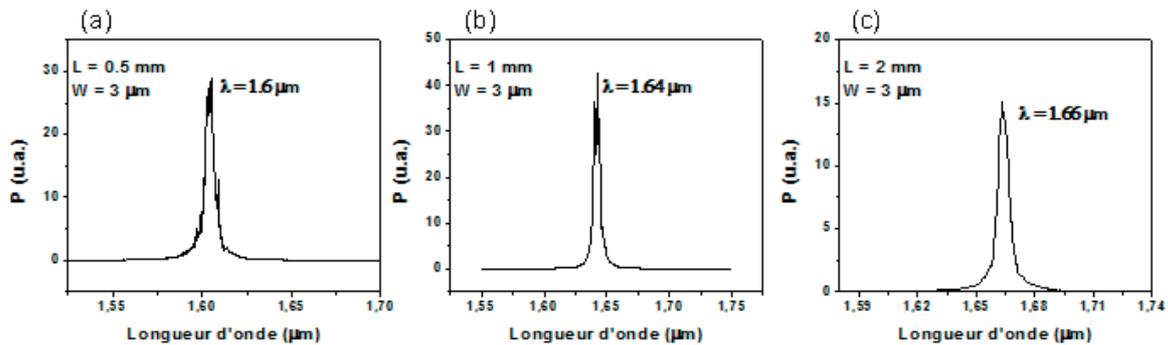


Figure 3-28 : spectre optique mesuré avec une fibre multi-mode pour les lasers à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté pour une longueur de cavité de (a) 0.5 mm, (b) 1 mm et (c) 2 mm.

La Figure 3-28 présente les spectres optiques pour les 3 longueurs de cavité choisies. La longueur d'onde d'émission augmente de 1,6  $\mu$ m pour la longueur de cavité de 0,5 mm à 1,66  $\mu$ m pour 2 mm de longueur en passant par une émission à 1,64  $\mu$ m pour la longueur de 1mm. Pour le laser de 1 mm de long, un élargissement du spectre optique est observé lorsque le courant d'injection augmente (Figure 3-29). Cet élargissement signifie que le nombre de modes qui participent à l'émission laser augmente avec le courant. Une telle observation est positive pour notre objectif puisqu'elle peut favoriser le blocage de modes. Donc, on peut dire que ces lasers sont prometteurs pour un fonctionnement en blocage de modes.

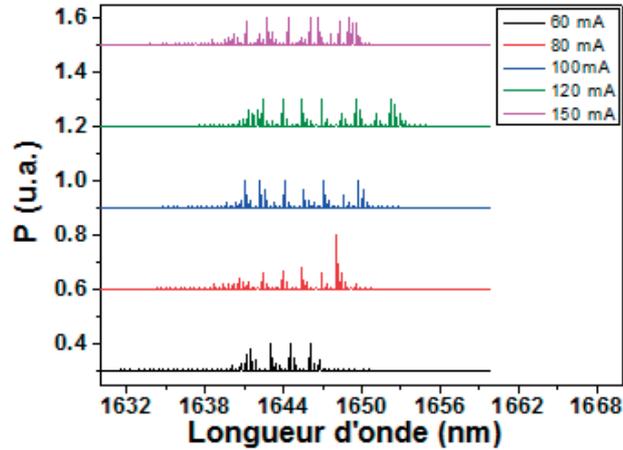


Figure 3-29 : spectres optiques pour la cavité de longueur 1 mm et pour différents courants d'injection.

La Figure 3-30 présente les P(I) du laser de longueur de cavité 1 mm pour différentes largeurs de ruban. La partie (d) de cette figure présente la mesure du courant de seuil en fonction de la largeur de ruban. En ajustant ces points avec une droite, on peut déduire la longueur de diffusion des porteurs de charge dans ce type de structure. Cette longueur de diffusion est égale à  $0,9 \mu\text{m}$ .

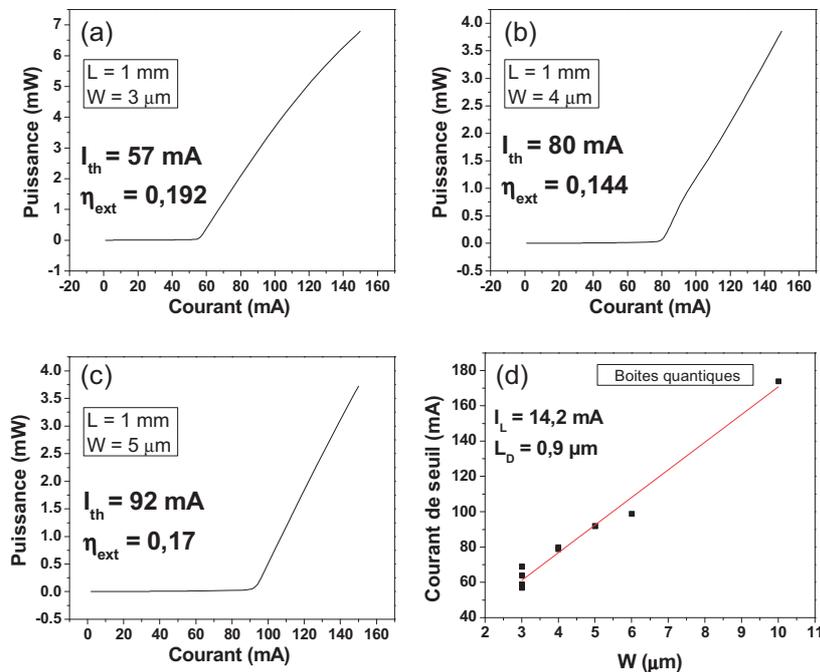


Figure 3-30 : Puissance en fonction du courant du laser à BQs fabriqué avec le procédé P2 pour une longueur de cavité de 1 mm et une largeur du ruban de (a)  $3 \mu\text{m}$ , (b)  $4 \mu\text{m}$  et (c)  $5 \mu\text{m}$ , (d) : Courant de seuil en fonction de la largeur de ruban(W) pour calculer la longueur de diffusion.

Pour finaliser ces mesures, la Figure 3-31 présente les P(I) pour une longueur de cavité de 830  $\mu\text{m}$  et une température allant de 14 à 59°C. À partir de ces courbes et en extrayant les courants de seuil pour chaque température, il est possible de déduire la température caractéristique des lasers. Une valeur de température caractéristique de 69 K est obtenue. Cette valeur est cohérente avec les valeurs de référence pour ces structures (72 k obtenue dans la thèse de G. Elias [Thèse-Elias-2009]).

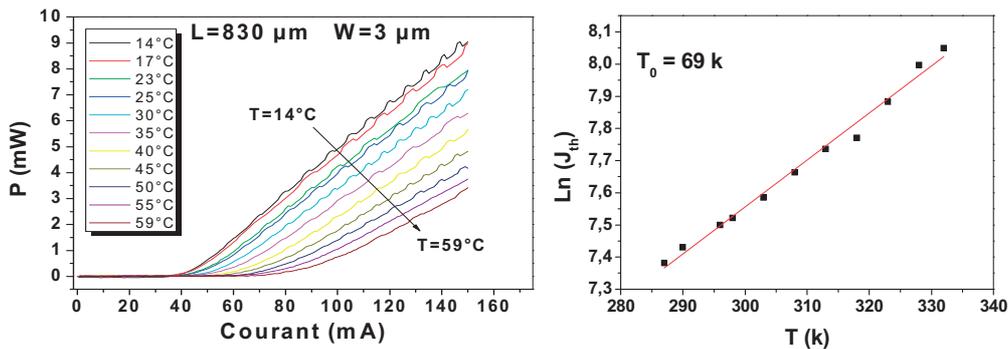


Figure 3-31 : Mesures des P(I) à différentes températures pour une longueur de cavité de 0.83 mm.

### 3.3.2.2 Mesure du profil de mode

Des mesures de profil de modes en champ lointain ont été entreprises à l'ENSSAT Lannion. Le banc utilisé est décrit dans la Figure 3-32. Il contient une fibre optique qui fait une rotation d'un angle donné, de part et d'autre de l'émission laser. Cette fibre collecte l'intensité lumineuse émise par le laser en fonction de l'angle. La fibre est reliée à une photodiode pour transformer et numériser le signal de l'intensité captée. A partir de ce dispositif, il est donc possible, pour un point de fonctionnement donné du laser, de tracer un profil d'intensité lumineuse émise en fonction de l'angle.

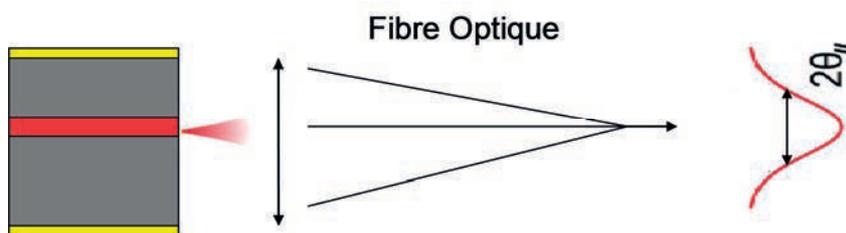


Figure 3-32 : Principe de mesure du profil de mode

Les résultats des mesures effectuées sur les lasers à BQs sur un substrat InP (001) désorienté sont présentés dans la Figure 3-33 pour des courants au voisinage du seuil. Ils indiquent que l'émission de ces lasers est bien monomode transverse.

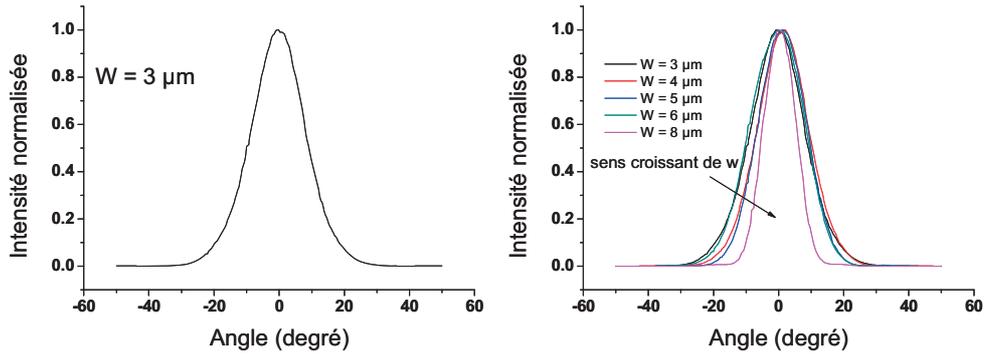


Figure 3-33 : profil de mode en champ lointain pour  $w = 3 \mu\text{m}$  (gauche) et pour différentes largeurs de guides (droite)

A l'aide de ces données, on peut calculer le « waist » du faisceau laser, c'est-à-dire le rayon du faisceau gaussien à l'endroit où il est minimum. La relation entre l'angle de divergence du faisceau gaussien en champ lointain et son rayon est la suivante :

$$\theta_{div} \approx \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (3-11)$$

- $\theta_{div}$  : angle de divergence du faisceau laser en radian, mesuré à une amplitude  $1/e^2$ .
- $\lambda$  : Longueur d'onde d'émission (m)
- $W_0$  : Waist (m)

Le Tableau 3.3 contient les valeurs de l'angle et du waist extraites des données expérimentales à  $1/e^2$  de l'intensité totale du signal. Ces données expérimentales sont comparées avec des résultats de modélisation.

Largeur de ruban ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda$ (nm)	$\theta_{div}$ à $1/e^2$ (rad)	$W_0$ à $1/e^2$ ( $\mu\text{m}$ )	$W_0$ à $1/e^2$ (modélisation)
3	1616	0,29	1,72	1,48
4	1610	0,275	1,81	1,79
5	1605	0,258	1,93	2,12
6	1608	0,289	1,71	2,45
8	1602	0,172	2,93	3,13

Tableau 3.3 : Waist des faisceaux laser dans le plan du guide planaire pour différentes largeurs de ruban et à  $1/e^2$  de l'intensité maximale.

On peut noter que les valeurs expérimentales du waist sont en bon accord avec les valeurs théoriques confirmant le caractère monomode transverse. Ces mesures du mode optique n'ont pas pu être réalisées pour des forts courants et par conséquent on n'a pas pu vérifier le comportement monomode des lasers sous forte injection.

### 3.3.2.3 Discussion sur la longueur de diffusion

Tout au long de ce chapitre, les longueurs de diffusion effectives des porteurs ont été déterminées à partir des mesures des courants de seuil laser pour différentes structures. Le Tableau 3.4 présente les différentes valeurs de la longueur de diffusion des porteurs pour des structures à PQs, BatQs et BQs.

Structure	Longueur de cavité (mm)	Largeur de ruban ( $\mu\text{m}$ )	Longueur de diffusion ( $\mu\text{m}$ )
PQs	1	3 à 10	3,6
Bâtonnet quantiques	1	3 à 10	1,8
BQs	1	3 à 10	0,9

**Tableau 3.4 : Longueur de diffusion effective des porteurs pour les PQs, BatQs et BQs.**

La plus courte longueur de diffusion effective est obtenue pour les BQs avec 0,9  $\mu\text{m}$ , ensuite les BatQs avec 1,8  $\mu\text{m}$  et enfin les PQs possèdent la plus grande longueur de diffusion avec 3,6  $\mu\text{m}$ . Cela démontre que les BQs sont plus efficaces par rapport aux PQs et BatQs pour réduire la diffusion des porteurs et ainsi réduire l'effet néfaste des centres de recombinaisons non radiatives dus à la présence de défauts à l'interface semi-conducteurs/BCB. Il en résulte pour les lasers à BQs une diminution des pertes de porteurs liés aux défauts d'interface et une plus faible sensibilité aux imperfections induites lors des différentes étapes technologiques.

## 3.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes étapes technologiques afin de réaliser un laser monomode transverse. Une modélisation du mode optique transverse pour un guide de type "shallow ridge" a permis d'évaluer l'importance de l'effet de l'épaisseur du superstrat InP au-dessus de la zone active. Une épaisseur de superstrat InP inférieure à 200 nm est nécessaire pour assurer un bon confinement du mode optique.

On a étudié 3 différentes configurations de la structure des lasers RWG comportant une zone active à base de PQs pour assurer un bon fonctionnement monomode et une injection de

porteurs efficace. La présence d'une couche fine d'arrêt de gravure Q1.18 dégrade l'efficacité d'injection électrique dans le laser et augmente le courant de seuil. La gravure de la zone active (deep RWG) améliore le confinement optique mais introduit des pertes due aux centres de recombinaisons non radiatives sur la surface gravée. Le procédé (shallow RWG) comportant la gravure de la couche d'arrêt de gravure et la réduction de l'épaisseur du superstrat d'InP à 100 nm permet d'obtenir des lasers monomodes optimisés qui présentent de faibles courants de seuil.

L'application de ce procédé sur le laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté a permis d'obtenir des composants lasers fonctionnant en continu avec de faibles courants de seuil. Des mesures de profil de mode sur ces lasers ont confirmé une émission monomode transverse. Ils sont extrêmement prometteurs quant à un fonctionnement en blocage de modes.

Pour évaluer l'efficacité d'injection de porteurs nous avons utilisé un modèle simple qui permet de déterminer une longueur de diffusion effective des porteurs. La comparaison des longueurs de diffusion pour les lasers à PQs, BatQs et BQs montre que la plus faible longueur de diffusion est obtenue dans le cas des BQs. Ceci renforce l'intérêt des BQs pour les lasers RWG afin de réduire la diffusion des porteurs et ainsi limiter les pertes liées aux centres recombinaisons non radiatives à l'interface semi-conducteurs/BCB.



## **Chapitre 4 Caractérisations des lasers à blocage de modes**

Ce chapitre présente les travaux de caractérisation du blocage de modes sur les lasers à BQs InAs/InP (001) désorienté ainsi que les observations de la double émission. Dans un premier temps, on présente les techniques de mesure du blocage de modes. Celles-ci consistent à déterminer le taux de répétition des impulsions, leur durée, leur longueur d'onde et leur fluctuation. Ensuite les résultats expérimentaux sur le blocage de modes en mono-section pour 3 longueurs de cavité différentes et en multi-section seront analysés.

La deuxième partie de ce chapitre porte sur la double émission spectrale du laser. Après un rappel de l'état de l'art de ce type de phénomène, on présente les observations sur les lasers à mono-section et les lasers à double sections en fonction de la température et de la tension appliquée sur la section absorbante. Enfin, ces observations seront discutées pour proposer une origine à ce phénomène.

### **4.1 Outils de mesure**

#### **4.1.1 Autocorrélation**

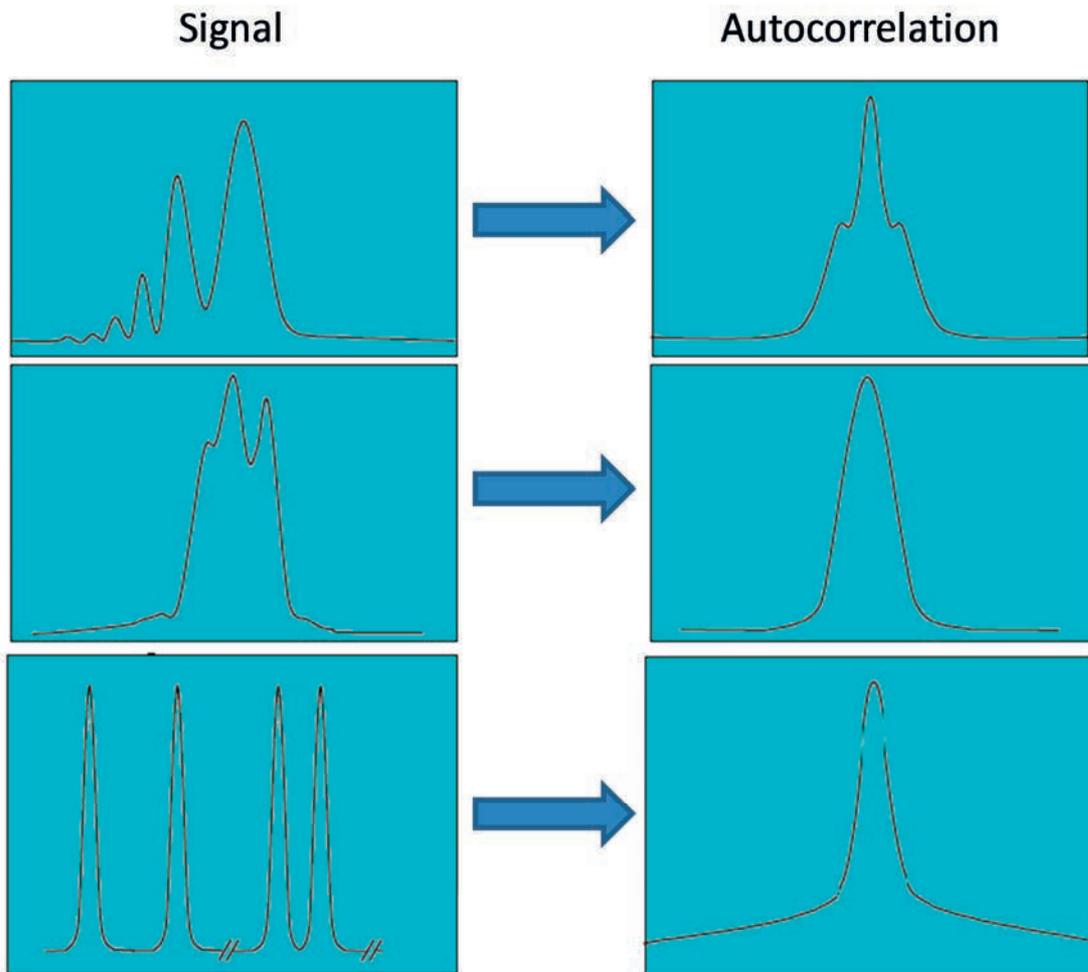
L'autocorrélation est une technique qui consiste à donner une image de l'impulsion réelle [Sala-1980]. C'est une information indirecte de l'impulsion réelle. Elle consiste à diviser le faisceau laser en deux chemins de longueurs différentes. Cette différence de longueur va correspondre à un décalage temporel «  $\tau$  » entre les 2 signaux. Ensuite, les 2 faisceaux sont focalisés au même endroit sur un cristal non linéaire à génération de second harmonique doubleur de fréquence [DeLong-1994]. Un des chemins optique est fixe et l'autre est variable afin de contrôler l'arrivée des impulsions dans le cristal. Enfin, le signal d'autocorrélation détecté est l'intensité moyenne du signal de second harmonique en fonction de l'écart temporel. Cette intensité est donnée par l'expression suivante :

$$I_{ac}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p(t)I_p(t-\tau)dt \quad (4-1)$$

- $I_{ac}$  : Intensité du signal d'autocorrélation en fonction du temps.
- $\tau$  : décalage temporel entre les 2 impulsions.
- $I_p$  : Intensité de l'impulsion réelle en fonction du temps.

La mesure d'autocorrélation ne contient pas les informations complètes sur le champ électrique de l'impulsion initiale. La présence de défauts ou d'un train d'impulsions dans le

signal initial produit une interférence entre les différentes impulsions qui génère des déformations de la trace d'autocorrélation difficiles à analyser. La trace d'autocorrélation se présente sous la forme d'une impulsion unique mais sa forme est particulière. Elle ne correspond à une forme mathématique que lorsque l'impulsion de départ est de forme simple et connue. La Figure 4-1 montre des exemples de traces d'autocorrélation pour quelques cas particuliers de signaux avec des défauts ou plusieurs impulsions.



**Figure 4-1 : Cas particuliers d'impulsions et leurs traces d'autocorrélation correspondantes.**

Les traces d'autocorrélation peuvent correspondre à différentes formes mathématiques. Le Tableau 4.1 présente les 2 fonctions mathématiques les plus utilisées pour la trace d'autocorrélation : la forme gaussienne et la sécante hyperbolique. Par la suite, toutes nos mesures sont ajustées suivant une forme gaussienne.

Forme d'impulsion	$P(t)$	$(\Delta\tau)$	$(\Delta\tau_c)$	$\Delta\tau/\Delta\tau_c$	$\Delta\tau*\Delta\nu$
Gaussienne	$e^{-\frac{t^2}{2\Delta t^2}}$	$2\sqrt{\ln(2)}\Delta t$	$2\sqrt{2\ln(2)}\Delta t$	0,71	0,44
Sécante Hyperbolique	$\text{Sech}^2(t)$	$1,67 \Delta t$	$2,72 \Delta t$	0,64	0,32

Tableau 4.1 : Caractéristiques de la fonction d'autocorrélation pour une impulsion gaussienne ou sécante hyperbole.  $\Delta\tau$  et  $\Delta\tau_c$  représentent les largeurs à mi-hauteur respectivement de l'impulsion et de la fonction d'autocorrélation.  $\Delta\nu$  est la largeur du spectre optique. La valeur théorique du produit  $\Delta\tau*\Delta\nu$  correspondant à la limite de Fourier est également reportée.

#### 4.1.2 Présentation des outils de caractérisation (Banc expérimental)

Dans cette partie, on décrit le banc expérimental utilisé pour réaliser l'étude et les mesures du blocage de modes pour les lasers à 6 plans de BQs sur le substrat InP (001) désorienté. Ces mesures sont faites en collaboration avec le « LPN » dans le cadre du projet ANR TELDOT.

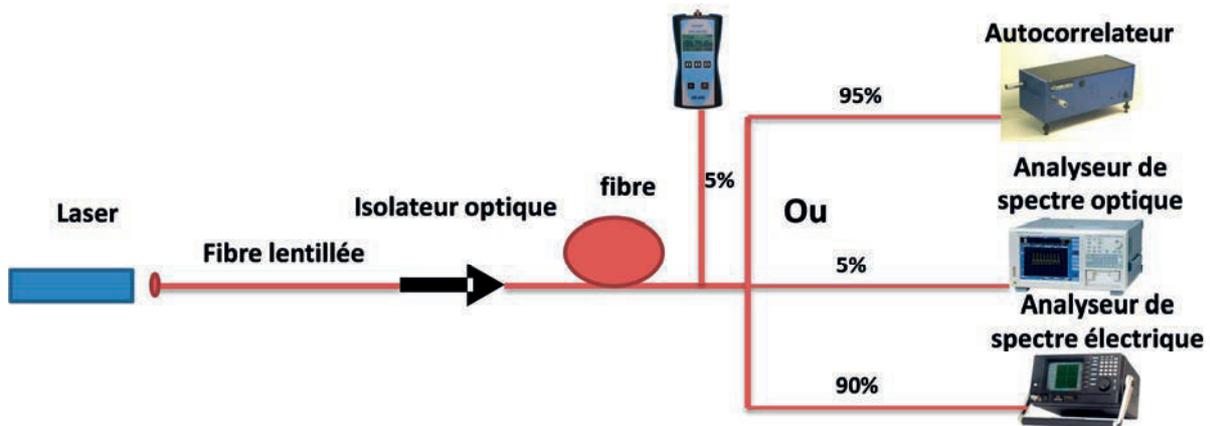


Figure 4-2 : Description du banc expérimental utilisé.

La Figure 4-2 montre un schéma du banc expérimental utilisé au LPN pour faire ces mesures. Le laser est positionné sur un support en présence d'un élément Peltier pour la régulation de la température. La température est réglée durant ces mesures à 20°C. Le signal optique est collecté ensuite à l'aide d'une fibre lentillée. Un isolateur optique est inséré dans la ligne de transmission pour supprimer la rétroaction optique. Des coupleurs optiques permettent de répartir le signal vers les différents appareils. 5% du signal collecté est transmis dans un puissance-mètre pour mesurer la puissance du signal et faciliter l'alignement. Les 95% restants sont utilisés soit pour la mesure de la trace d'autocorrélation à l'aide d'un autocorrélateur, soit pour la mesure des spectres optiques et RF (5% et 90%) à l'aide

respectivement d'un analyseur de spectre optique et d'un analyseur de spectre électrique muni d'une photodiode de 50 GHz de bande passante.

## **4.2 Mesure dynamique et blocage de modes**

### **4.2.1 Mesure dynamique et blocage de modes en mono-section**

Les mesures dynamiques pour les lasers en mono-section sont réalisées en prenant 3 longueurs de cavités différentes : 2 mm, 1 mm et 0,5 mm. Les composants étudiés sont des lasers à mono-section à base de BQs sur InP (001) désorienté. La largeur du guide est 3  $\mu\text{m}$ . Le courant de seuil pour ces 3 lasers est respectivement 100 mA, 57 mA et 47 mA avec des rendements respectifs de 0,04 W/A, 0,07 W/A et 0,09 W/A par facette. Le contrôle de la présence du blocage de modes est réalisé à partir des mesures du spectre RF et des mesures de la trace d'autocorrélation. La présence d'un blocage de modes donne lieu à un pic sur le spectre RF à la fréquence correspondant à l'ISL, ainsi que des traces d'autocorrélation sous la forme d'impulsions courtes. On peut également observer une faible valeur de bruit de fond (rapport entre le maximum du signal et le niveau de bruit inférieur à 10%). Pour déterminer le point de fonctionnement, on recherche le courant optimal qui minimise la largeur de l'impulsion et le bruit de fond de la trace d'autocorrélation.

En l'absence d'action extérieure, les impulsions de blocage de modes sont dégradées avec un élargissement important et la présence d'un bruit de fond élevé. Cette dégradation est liée à la forte dispersion de la vitesse de groupe ou encore la dispersion du retard de groupe (en anglais Group Delay Dispersion GDD). Une optimisation de la forme des impulsions est obtenue en insérant une fibre optique monomode avant la mesure. Cette fibre standard présente un GDD de signe opposé qui permet de compenser la dispersion de vitesse de groupe dans le laser en ajustant la longueur de celle-ci [Rosales-2011].

#### **4.2.1.1 Caractérisation d'un laser à BQs de longueur 0,5 mm**

La Figure 4-3 montre le spectre optique du laser de longueur de cavité 0,5 mm. Le spectre optique est centré à 1,63  $\mu\text{m}$  et présente une largeur à mi-hauteur de 6 nm. La distance entre 2 modes consécutifs du spectre correspond à une fréquence de 83 GHz. Pour cette longueur, il n'est pas possible de mesurer le spectre RF puisque la bande passante maximale de notre photodiode est de 50 GHz. Dans ce cas, le blocage de modes est caractérisé uniquement à partir de la trace d'autocorrélation.

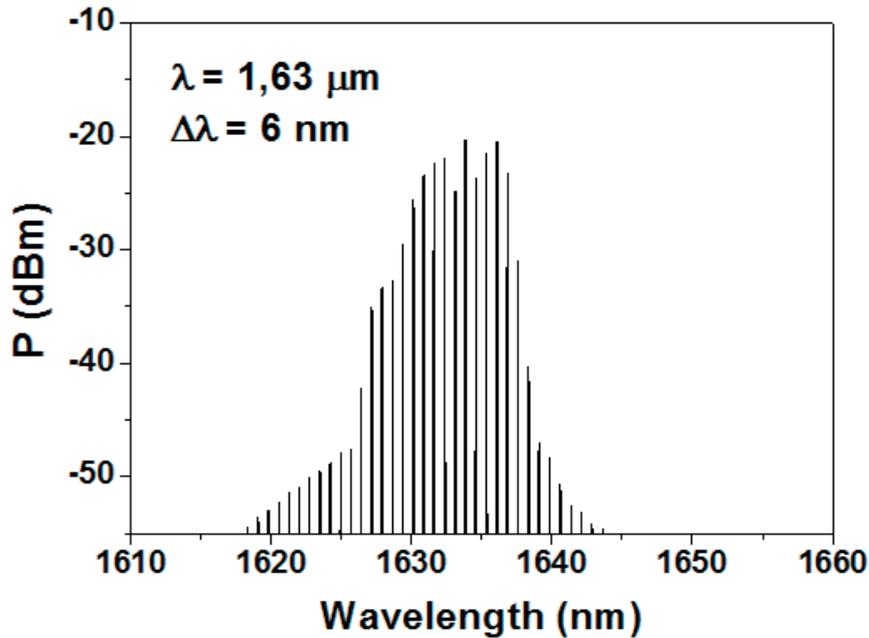


Figure 4-3 : Spectre optique du laser à BQs de 0.5 mm de longueur de cavité pour un courant de 210 mA.

Dans un premier temps, on a optimisé la longueur de fibre monomode pour compenser la dispersion de la cavité, pour un courant d'injection fixe. Tout en observant le signal d'autocorrélation, la longueur de fibre est ajustée afin de minimiser le bruit de fond de l'impulsion. Pour le laser de 0,5 mm, la longueur optimale de la fibre de compensation est de 60 m. Par la suite, on fixe la longueur de la fibre à 60 m et on effectue les mesures de la trace d'autocorrélation et du spectre optique en fonction du courant. La Figure 4-4 montre la variation de la largeur temporelle de l'impulsion ( $\Delta\tau$ ) et le niveau (en pourcentage) du bruit de fond de la trace d'autocorrélation en fonction du courant d'injection. On remarque que  $\Delta\tau$  et le niveau du bruit de fond diminuent en fonction du courant pour atteindre une valeur minimale pour un courant d'injection de 210 mA. C'est le point de fonctionnement optimal de ce laser en blocage de modes. Pour ce courant, le bruit de fond est de 4 %, cette faible valeur atteste que l'impulsion mesurée est unique sur une période.

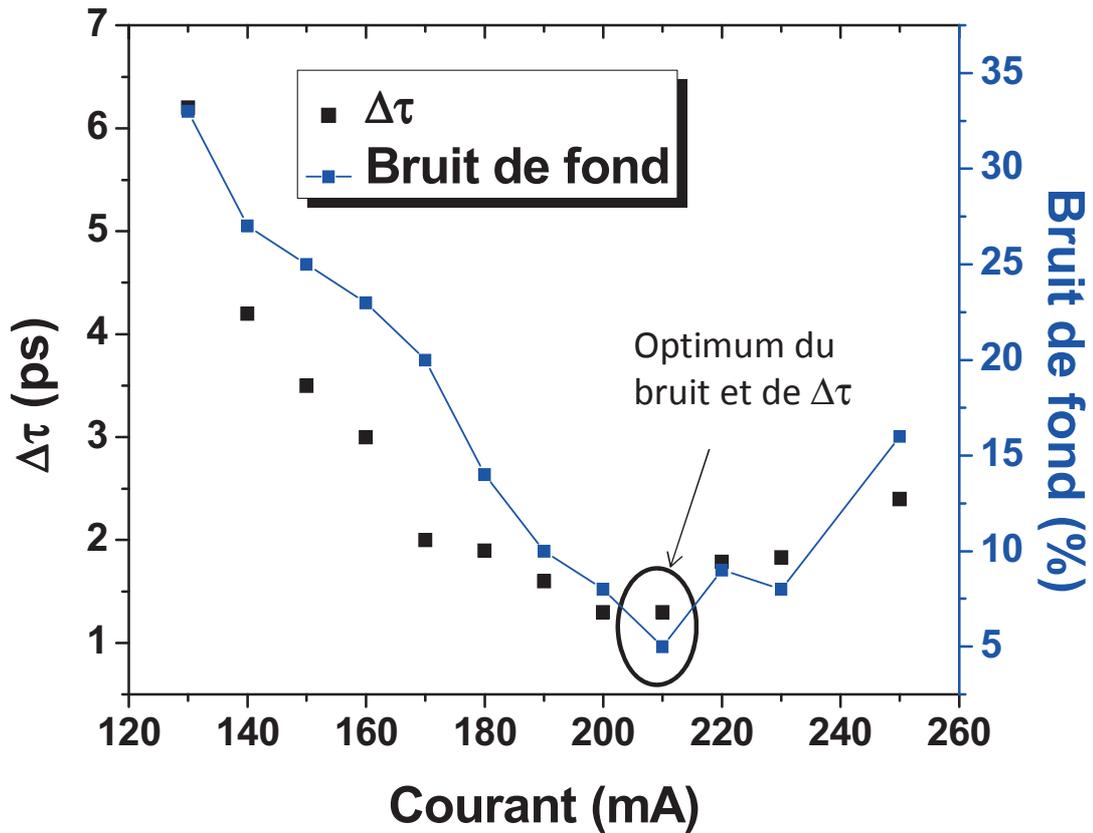


Figure 4-4 : (carreaux plein noir) largeur de l’impulsion, (carreaux bleu) pourcentage du bruit de fond en fonction du courant pour le laser de longueur 0.5 mm.

La mesure de la trace d’autocorrélation pour un courant d’injection optimal de 210 mA est représentée sur la Figure 4-5. La période entre 2 impulsions consécutives est de 12 ps ce qui correspond à une fréquence de 83 GHz (Figure 4-5 (a)). La Figure 4-5 (b) présente un zoom sur une impulsion de la trace d’autocorrélation. La valeur réelle de largeur de l’impulsion déduite de l’ajustement de la courbe expérimentale par une courbe gaussienne est de 1,3 ps qui conduit à un produit  $\Delta\tau \cdot \Delta\nu$  de 0,9.

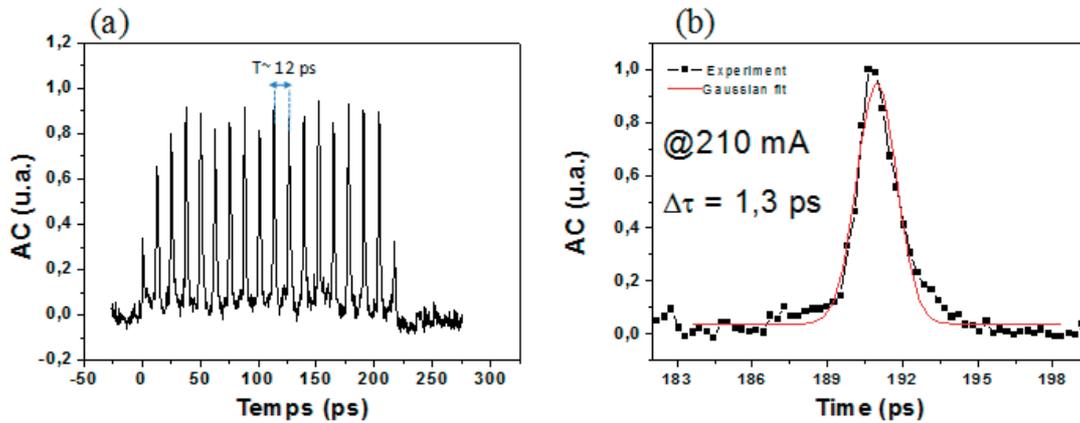


Figure 4-5 : (a) trace d'autocorrélation du laser de longueur 0.5 mm à un courant de 210 mA, (b) zoom sur une seule impulsion de la trace d'autocorrélation.

#### 4.2.1.2 Caractérisation d'un laser à BQs de longueur 1 mm

La Figure 4-6 montre le spectre optique du laser de 1 mm de longueur de cavité. Ce spectre est centré à 1,65  $\mu\text{m}$ . La largeur à mi-hauteur est égale à 5,8 nm ce qui correspond à  $\Delta\nu=0,63$  THz. La longueur optimale de la fibre monomode de compensation de la dispersion dans ce cas est 120 m, ce qui représente le double de la longueur optimale pour le laser de 0,5 mm.

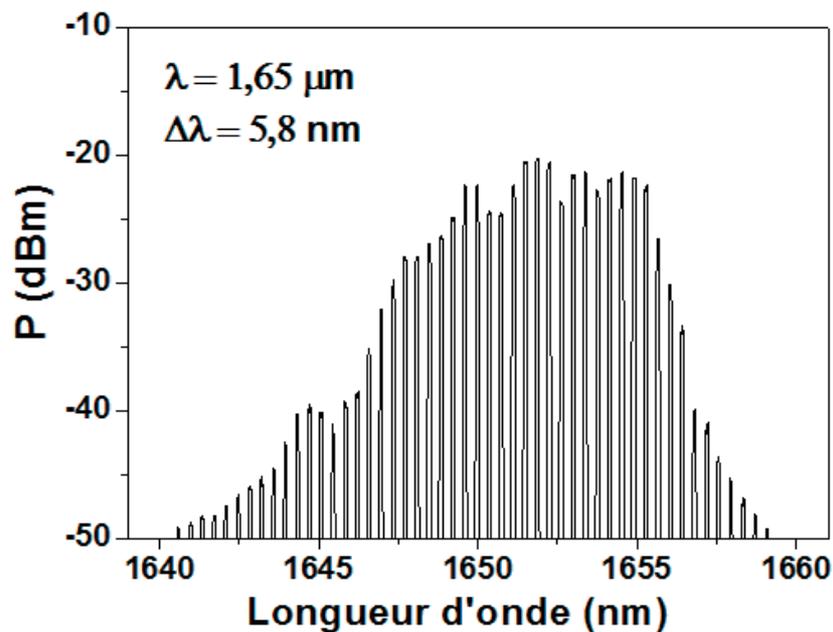


Figure 4-6 : spectre optique du laser à BQs de 1 mm de longueur de cavité pour un courant de 150 mA.

La Figure 4-7 présente  $\Delta\tau$  et le pourcentage de bruit de fond de la trace d'autocorrélation en fonction du courant. Au début,  $\Delta\tau$  et le bruit de fond diminuent quand le courant augmente jusqu'à atteindre un minimum à 150 mA. Ensuite, ces 2 paramètres augmentent de façon rapide en s'éloignant de la valeur optimale. La dégradation du blocage de modes à forte

injection peut être reliée à l'apparition d'une double émission dans le spectre optique. Ce phénomène sera discuté dans le paragraphe 4.3.

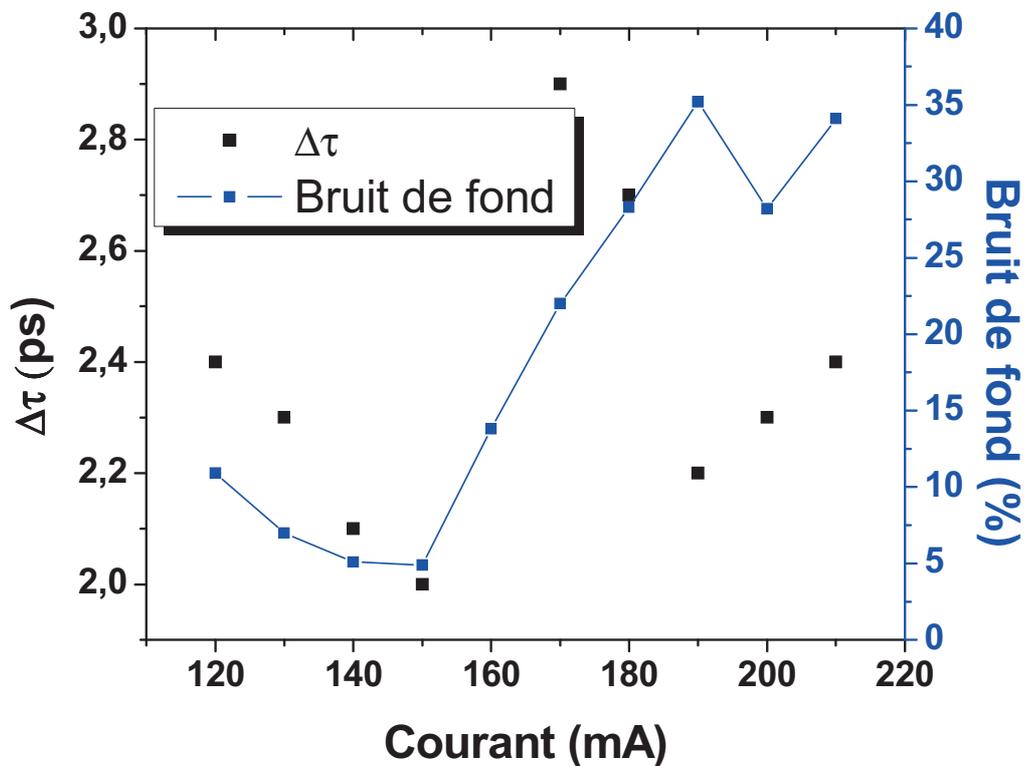


Figure 4-7 : (en noir) largeur de l'impulsion, (en bleu) pourcentage du bruit de fond en fonction du courant pour le laser de longueur 1 mm.

Le spectre RF réalisé pour un courant optimal de 160 mA (Figure 4-8) montre que le blocage de mode a lieu à une fréquence de 41,6 GHz pour cette longueur de cavité. La largeur à mi-hauteur du spectre est de 32 kHz, ce qui montre que le régime de blocage de modes se produit avec un faible bruit de phase.

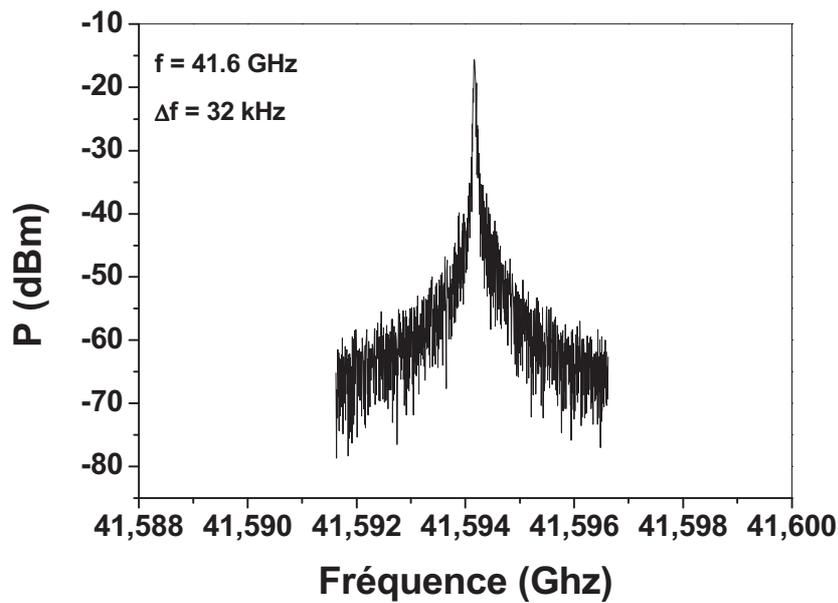


Figure 4-8 : spectre RF du laser à base de BQs à blocage de modes en mono-section pour un courant de 160 mA.

La mesure d'autocorrélation a été réalisée pour un courant d'injection optimal de 150 mA. On peut voir un train d'impulsions avec une période de 24 ps qui correspond bien à la fréquence de ce laser (Figure 4-9 (a)). La largeur de l'impulsion réelle calculée après un ajustement gaussien est de 2 ps (Figure 4-9 (b)). La valeur du produit  $\Delta\tau \cdot \Delta\nu$  vaut 1,3 pour ce laser.

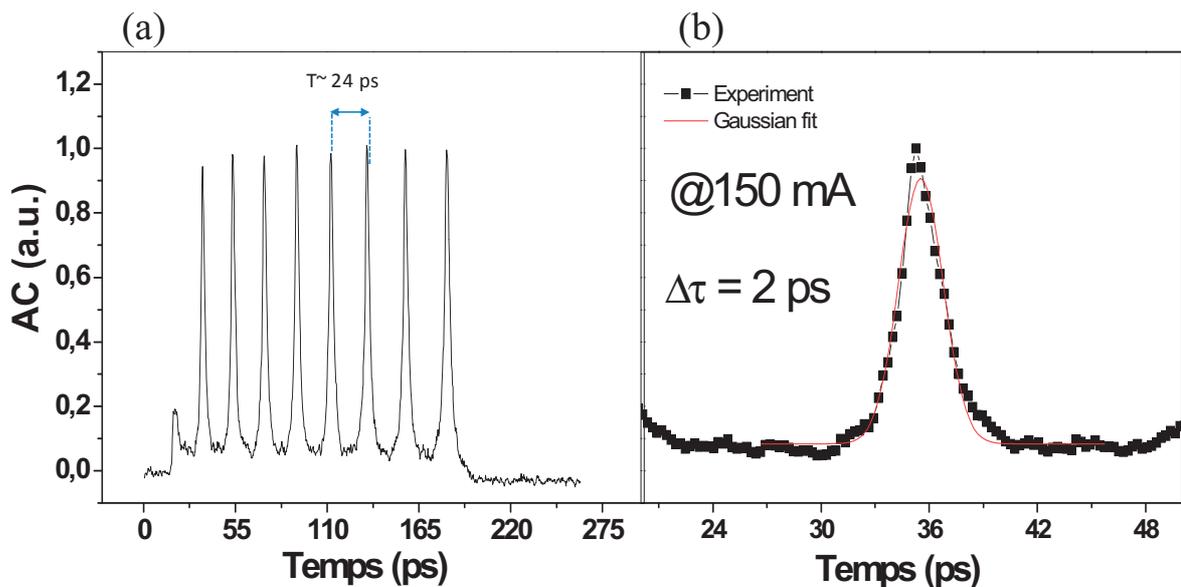


Figure 4-9 : (a) trace d'autocorrélation du laser de longueur 1 mm à un courant de 150 mA, (b) zoom sur une seule impulsion de la trace d'autocorrélation.

#### 4.2.1.3 Caractérisation d'un laser à BQs de longueur 2 mm

Les mêmes mesures sont effectuées sur le laser de longueur 2 mm. La Figure 4-10 montre le spectre optique de ce laser. Ce spectre est centré à 1,68  $\mu\text{m}$ . La largeur à mi-hauteur est égale à 4,6 nm ce qui correspond à  $\Delta\nu=0,49$  THz.

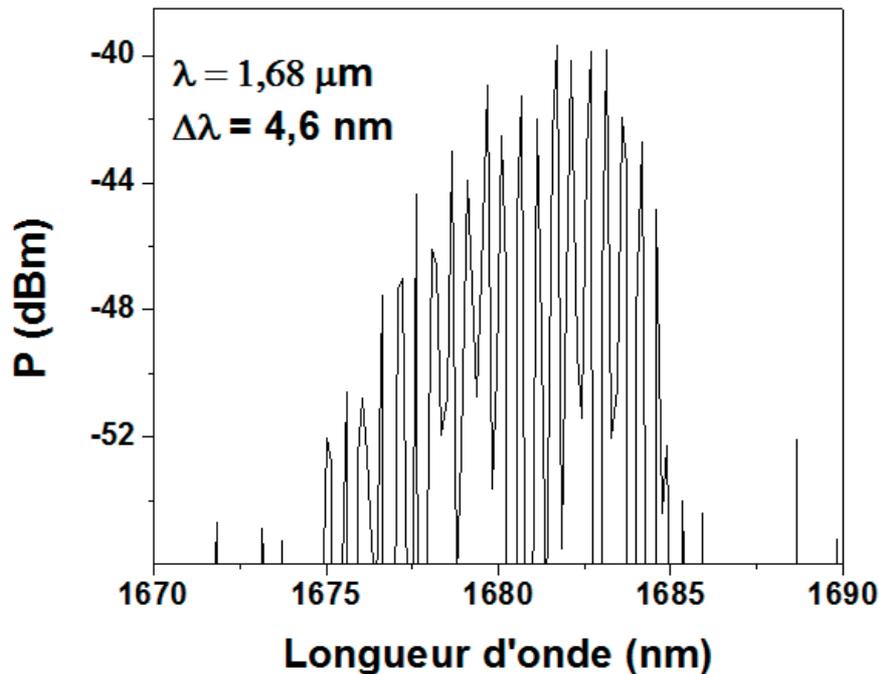


Figure 4-10 : spectre optique du laser à BQs de 2 mm de longueur de cavité pour un courant de 270 mA.

La longueur optimale de la fibre monomode de compensation est 170 m. La largeur de l'impulsion et le niveau du bruit de fond de la trace d'autocorrélation en fonction du courant sont présentés sur la Figure 4-11. Ces 2 paramètres diminuent lorsque le courant augmente jusqu'à atteindre un minimum à 270 mA. Le pourcentage du bruit de fond pour ce courant atteint une valeur minimale de 4% identique aux valeurs minimales mesurées pour les deux autres longueurs de cavité.

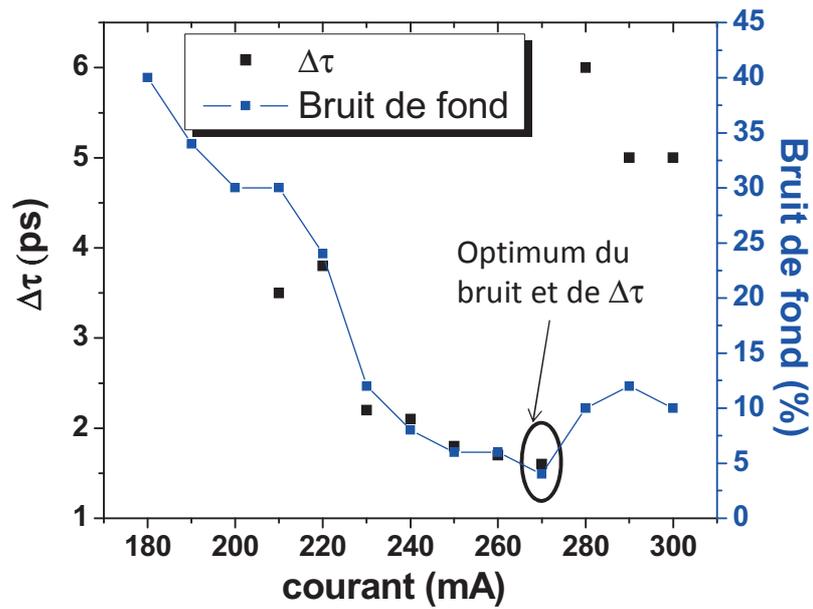


Figure 4-11: (en noir) largeur de l'impulsion, (en bleu) pourcentage du bruit de fond en fonction du courant pour le laser de longueur 2 mm.

Le spectre RF réalisé pour courant optimal de 300 mA (Figure 4-12) montre que le blocage de modes a lieu à une fréquence de 21,6 GHz. La largeur du spectre RF à -3 dB est de 130 kHz.

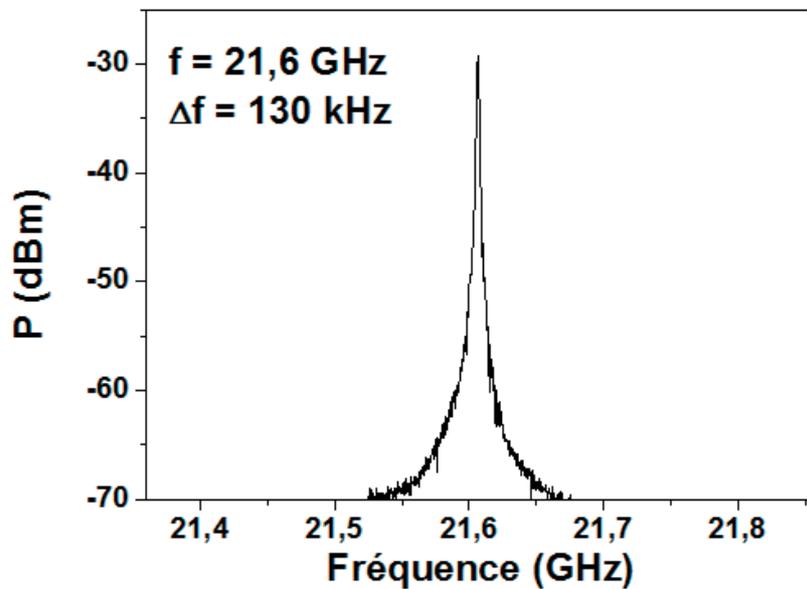


Figure 4-12 : spectre RF du laser à base de BQs à blocage de modes en mono-section pour un courant optimal de 300 mA et une longueur de 2 mm.

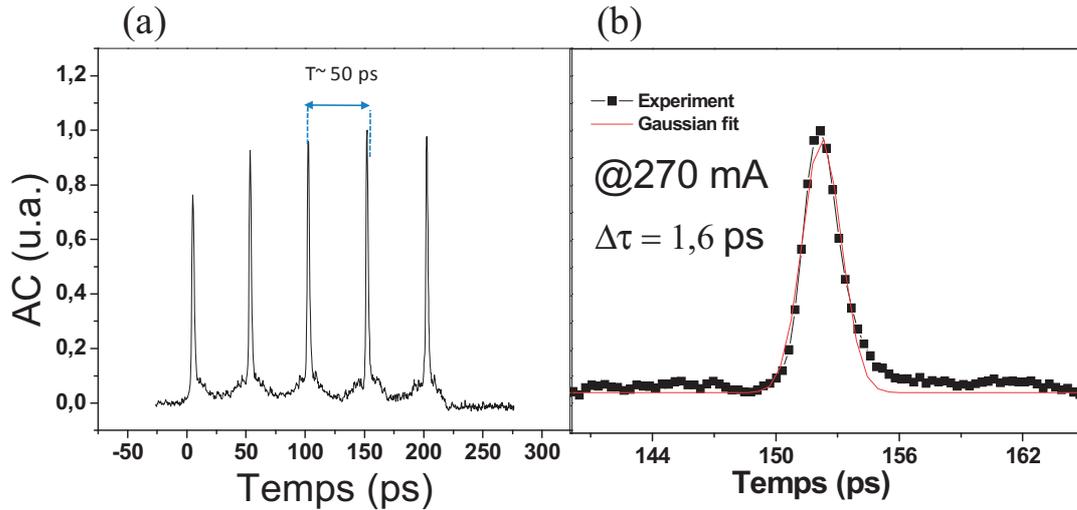


Figure 4-13 : (a) trace d'autocorrélation du laser de longueur 2 mm pour un courant optimal de 270 mA, (b) zoom sur une seule impulsion de la trace d'autocorrélation.

La mesure d'autocorrélation réalisée pour un courant d'injection optimal de 270 mA est représentée sur la Figure 4-13. On peut voir un train d'impulsions avec une période de 50 ps qui correspond à la fréquence du laser (Figure 4-13 (a)). La largeur de l'impulsion réelle calculée après un ajustement gaussien est de 1,6 ps (Figure 4-13 (b)). La valeur du produit  $\Delta\tau \cdot \Delta\nu$  pour ce laser vaut 0,8.

**Discussion :**

En mono-section, le régime de blocage de modes est observé pour différentes longueurs de cavité avec des taux de répétition allant de 21 à 83 GHz. Les résultats de blocage de modes en mono-section sont reportés dans le tableau 4.2. La plus faible largeur d'impulsions (1,3 ps) est obtenue pour la faible longueur de cavité qui correspond à une fréquence de répétition de 83 GHz.

L (mm)	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta\lambda$ (nm) ( $\Delta\nu$ (THz))	F (GHz)	$\Delta f$ (kHz)	$\Delta\tau$ (ps)	$\Delta\tau \cdot \Delta\nu$
0,5	1,63	6 (0,67)	83	-	1,3	0,9
1	1,65	5,8 (0,63)	41,6	32	2	1,3
2	1,68	4,6 (0,49)	21,6	130	1,6	0,8

Tableau 4.2 : résultats pour les lasers à BQs sur InP(001) en mono-section.

L'origine du blocage de modes pour des dispositifs en mono-section n'est pas claire jusqu'à ce jour. Il y a plusieurs effets non-linéaires qui peuvent être à l'origine de ce phénomène comme par exemple le mélange à 4 ondes, l'effet Kerr, l'auto-modulation de phase (en anglais self-phase modulation SPM), la modulation de phase croisée (en anglais cross-phase modulation XPM) et d'autres effets non-linéaires. Ces effets non-linéaires vont avoir tendance à mettre en phase une dizaine de modes longitudinaux qui commencent à émettre un train d'impulsions périodiques dans le domaine temporel [Lu-2011].

Des études réalisées au « LPN » par Martinez et al. [Martinez-2008] [Martinez-2009] sur des amplificateurs optiques (SOA) à base de BatQs ont montré la présence d'un mélange à quatre ondes efficace dans ce type de matériaux. Une étude récente sur le mélange à quatre ondes a été réalisée par l'équipe FOTON-SP à Lannion sur des structures SOAs massifs et à base de BatQs ou de BQs dans le cadre du projet TELDOT. Les mesures sur les différentes structures n'ont pas permis de mettre en évidence une corrélation entre l'efficacité du mélange à quatre ondes et celle du blocage de modes.

Par ailleurs, on remarque que la largeur du spectre optique augmente quand la longueur de cavité diminue (6 nm pour 0,5 mm, 5,8 nm pour 1mm et 4,6 nm pour 2mm). Ce phénomène peut être relié à l'effet de remplissage des niveaux d'énergie dû à l'augmentation de la densité de courant. On note également une diminution de la longueur de fibre nécessaire pour compenser la dispersion quand la longueur de cavité diminue. Ce comportement a également été observé pour les lasers à blocage de modes mono-section à BatQs [Rosales-2012]. Rosales et al. ont montré que la dispersion du laser diminue quand le courant injecté augmente à cause de l'augmentation des effets non-linéaires. Ceux-ci favorisent la formation de l'impulsion [Maldonado-Basilio-2010]. Pour les faibles longueurs de cavité, la densité de courant injectée est plus grande, ce qui entraîne un accroissement des effets non linéaires et donc une diminution de la dispersion.

### **4.2.2 Mesures dynamiques et blocage de modes en double section**

Dans ce paragraphe, on présente les résultats sur les lasers à blocage de modes à base de BQs sur substrat InP (001) désorienté en double-section où une section courte joue le rôle d'un absorbant saturable et l'autre section plus longue joue le rôle de la partie active du laser. Cette double section a été réalisée au « LPN » à partir de lasers monomodes fabriqués au laboratoire FOTON-INSA/OHM. Leur structure est donc identique à celle des lasers décrits dans le paragraphe précédent. Les doubles sections ont été réalisées à partir d'un échantillon

## Caractérisations des lasers à blocage de modes

laser ruban fin non clivé de longueur  $\sim 5$  mm. Le but est de faire une ouverture dans le métal pour séparer électriquement les 2 sections (amplificatrice et absorbant saturable).

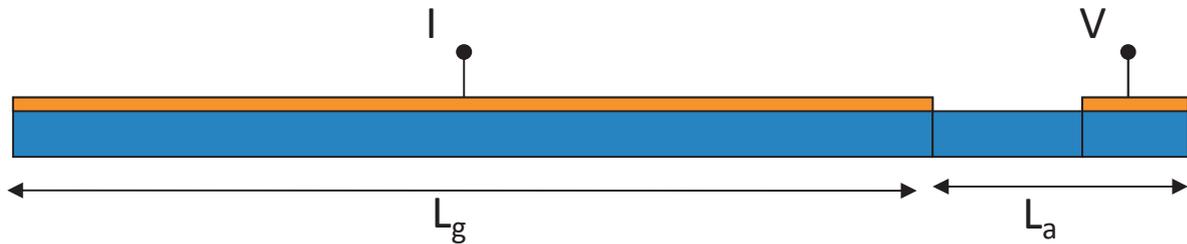


Figure 4-14 : vue en tranche du laser à double section

L'échantillon a été collé sur un substrat en silicium. Comme l'échantillon est aminci jusqu'à  $\sim 100$   $\mu\text{m}$  d'épaisseur, il est fragilisé et devient difficile à manipuler sans le substrat Si. D'autre part, le substrat de silicium sert à protéger le contact face arrière pendant la gravure du métal du contact « P ». Nous utilisons un masque adapté permettant de protéger les 2 sections à conserver. Pour la gravure, on utilise une solution à base de « KI » pendant 1 minute pour graver l'or et une solution d'acide fluorhydrique (HF) diluée à 1/5 dans l'eau pour graver le titane. On répète cette étape une deuxième fois pour la gravure de la première métallisation. Ensuite, on grave la couche de contact InGaAs à l'aide d'une solution  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$  pour assurer une résistance élevée entre les 2 sections (25 à 50  $\text{k}\Omega$ ). La Figure 4-14 présente la géométrie du laser à double section. La longueur totale du laser après clivage est de 1,82 mm. La section absorbante a une longueur  $L_{AS} = 120$   $\mu\text{m}$  dont une partie (45  $\mu\text{m}$ ) correspond au contact permettant de la polariser.

Les mesures sur ce laser ont été effectuées à DTU Photonics au Danemark en utilisant le même banc de mesure que celui utilisé pour faire les mesures des lasers en mono-section et en ajoutant dans la ligne de transmission un polarisateur pour séparer les 2 modes TE-TM. Dans la suite on ne sélectionne que le mode TE. Une description plus complète du banc de mesure figure dans le chapitre 5.

## Caractérisations P(I) des lasers

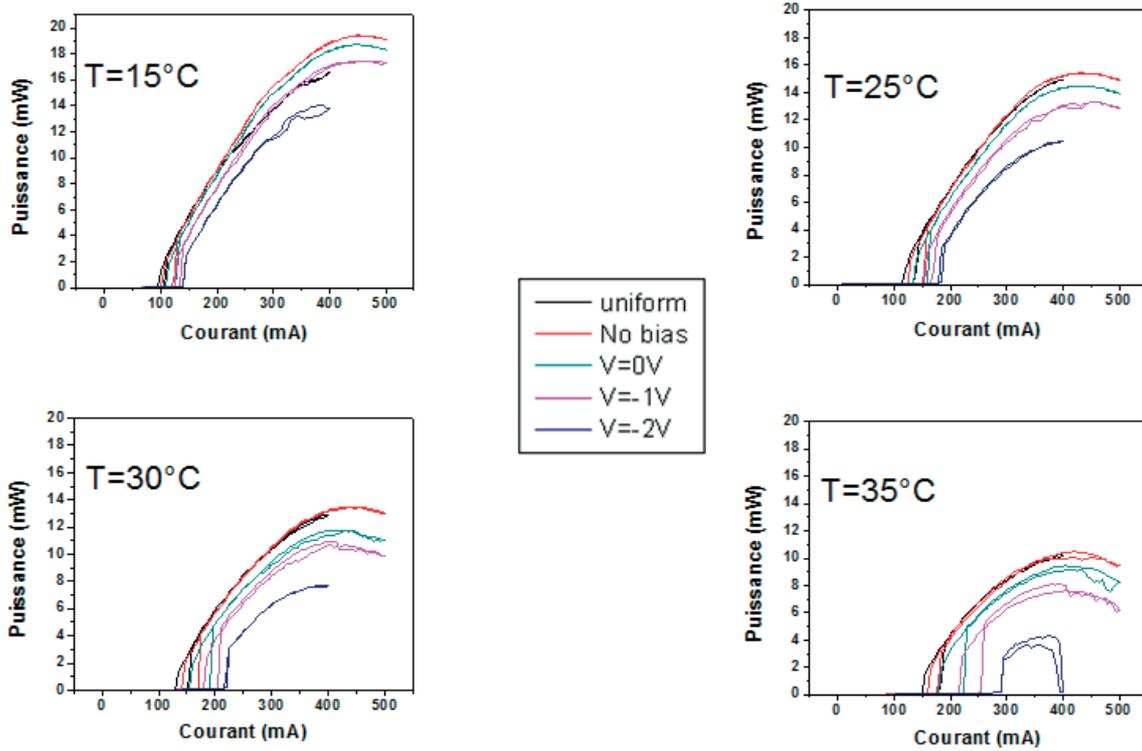


Figure 4-15 : P(I) du laser à blocage de modes en double section pour 15, 25, 30 et 35°C et pour différentes conditions de polarisation de la section absorbante.

La Figure 4-15 montre les P(I) à 4 températures différentes (15°C, 25°C, 30°C et 35°C) et pour différentes tensions de polarisation de la section absorbante. A 25°C, le courant de seuil est de l'ordre de 120 mA lorsqu'on applique une tension de 0 V sur la section absorbante. Le courant de seuil augmente avec la polarisation inverse de la section absorbante et avec la température (Figure 4-16). En effet, l'absorption augmente avec la tension inverse sur la section absorbante, ce qui amène à augmenter le gain nécessaire pour compenser les pertes et atteindre le seuil laser et par suite le courant de seuil nécessaire pour atteindre ce gain va augmenter.

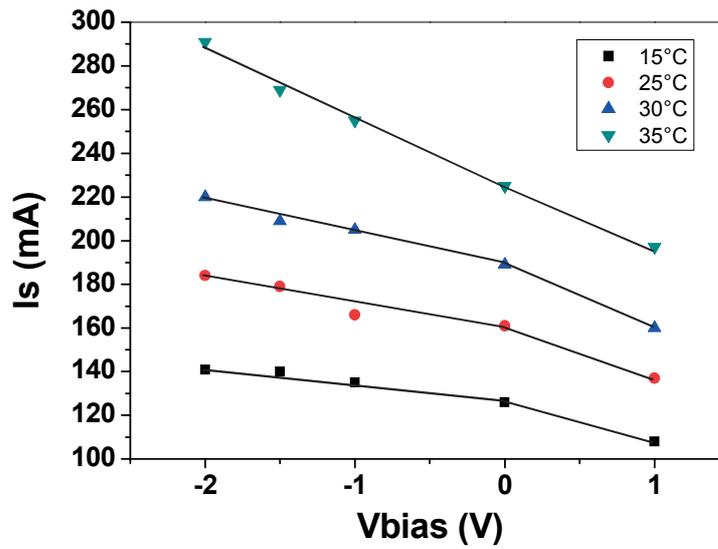


Figure 4-16 : courant de seuil du laser à double section en fonction de la tension appliquée sur la section absorbante pour 4 températures différentes.

Sur les caractéristiques P(I) de ces lasers, on observe au seuil un saut brusque de la puissance avec un phénomène d’hystérésis lors du cycle de mesure (Figure 4-17).

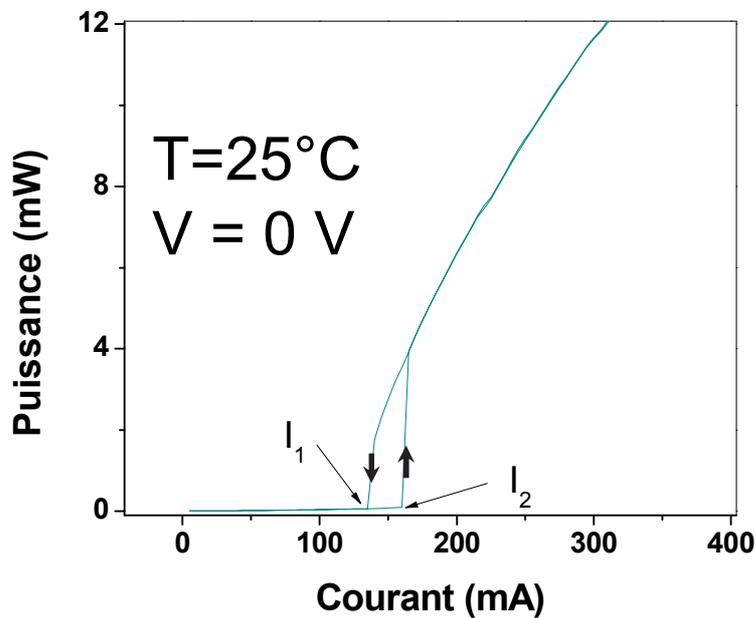


Figure 4-17 : zoom sur le P(I) du laser à blocage de modes en double section à 25°C et pour 0V de tension de polarisation de la section absorbante.

Ce phénomène d’hystérésis a été observé pour des lasers à double section à base de BQs sur GaAs [Huang-2001-2]. Cet hystérésis correspond à une bi-stabilité du laser à deux sections,

qui peut s'expliquer par une différence entre les phénomènes de saturation de l'absorbant saturable et du gain.

La Figure 4-18 représente de façon schématique les évolutions de l'absorption (en noir) et du gain pour différentes valeurs du courant d'injection dans la section du gain (en couleur) en fonction de la puissance lumineuse dans la cavité.

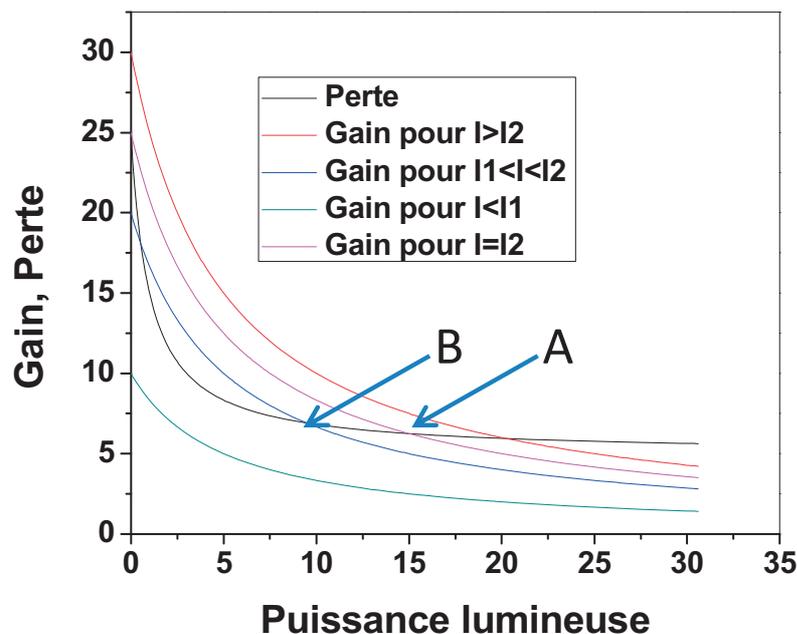


Figure 4-18 : représentation schématique de l'évolution du gain ( $G=\Gamma g.L_a$ ) et de l'absorption (perte :  $A=\alpha L_a$ ) sur un aller-retour dans la cavité en fonction de la puissance lumineuse pour différentes valeurs de courant d'injection dans la section de gain.

La saturation de l'absorption se produit pour des puissances lumineuses plus faibles que celles nécessaires à la saturation du gain. En effet, la forte injection électrique présente dans le milieu à gain génère une relaxation importante par effet Auger. Le milieu à gain est fortement alimenté en porteurs [Borri-2000]. Même si les BQs constituant le milieu à gain sont les mêmes que dans l'absorbant saturable, il faut donc une puissance lumineuse plus forte pour saturer le gain.

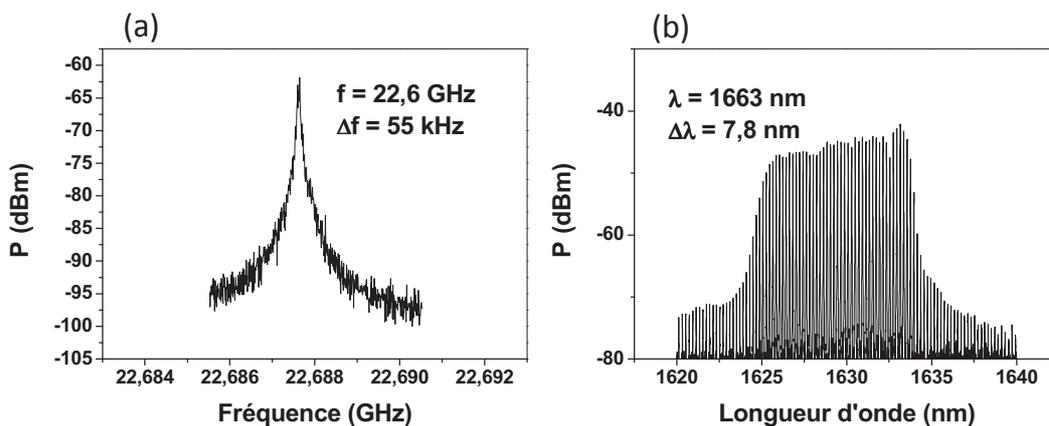
Lors du cycle de mesure  $P(I)$ , on doit distinguer deux cas correspondants aux courants croissants et décroissants. On commence par le cas des courants croissants. Pour un courant d'injection inférieur à  $I_2$ , le gain est toujours inférieur à l'absorption. Dans ce cas, la puissance lumineuse dans la cavité est limitée à celle de l'émission spontanée, trop faible pour entraîner une saturation de l'absorption et du gain. Pour un courant  $I$  supérieur à  $I_2$ , le gain dépasse

l'absorption. L'émission laser commence et le phénomène de saturation du gain et de l'absorption intervient avec l'augmentation de la puissance d'émission laser. L'absorbant saturable sature très rapidement et la puissance d'émission laser augmente rapidement de 0 pour atteindre sa valeur de stabilité au point A lorsque le gain est égal à l'absorption.

Dans le cas des courants décroissants, on repasse par le même point A pour la même valeur de courant que précédemment. Pour une valeur du courant  $I$  entre  $I_1$  et  $I_2$ , la puissance lumineuse laser diminue mais reste supérieure à la puissance de saturation de l'absorbant saturable. L'absorption reste donc saturée et la puissance d'émission laser est définie par le point de stabilité B. Si on continue à diminuer le courant, la puissance lumineuse décroît pour atteindre la condition limite  $I = I_1$ , où la courbe de gain est tangente à l'absorption. C'est là où l'émission laser s'arrête car l'absorption devient supérieure au gain pour  $I < I_1$ .

### **Caractérisations en blocage de modes du laser à double section**

A la température de 25°C, les mesures à l'analyseur de spectre RF montrent pour un courant d'injection de 230 mA sur la section du gain et une tension de 0V sur la section absorbante que le régime de blocage de modes est établi avec un taux de répétition de 22,6 GHz. La largeur du spectre RF est de 55 kHz ce qui assure un fonctionnement en blocage de modes à faible bruit de phase (Figure 4-19 (a)). La partie (b) de la Figure 4-19 présente le spectre optique de ce laser. Ce spectre est centré à 1,63  $\mu\text{m}$  et présente une forme rectangulaire avec une largeur de 7,8 nm.



**Figure 4-19 : (a)spectre RF. (b) spectre optique du laser à blocage de modes en double section à 25°C et pour un courant d'injection sur la section du gain de 230 mA et une tension de 0V sur la section absorbante.**

Sur la Figure 4-20, on présente les spectres RF optimaux (en terme de largeur de spectre RF) pour différentes températures et des tensions de polarisation de la section absorbante de 0V et -1V. La largeur du pic RF présente une faible variation autour de 55 kHz. Sa valeur varie de 28 kHz à 35°C, 400 mA de courant d'injection dans la section de gain et -1V de tension sur la SA jusqu'à 63 kHz pour la même température mais à 350 mA de courant d'injection et 0 V comme tension sur la SA. Cette faible variation montre une stabilité en termes de bruit de phase et de performance en blocage de modes. On remarque ainsi qu'en augmentant la température, le taux de répétition du laser se décale jusqu'à 32 MHz vers les basses fréquences.

Dans des conditions particulières d'injection, de température et de polarisation de la section absorbante, on observe une double émission spectrale. La conséquence de cette double émission est une dégradation de la largeur du pic RF (en termes de largeur et de la forme du pic). En augmentant la température, ce phénomène tend à disparaître. Ce comportement fera l'objet d'une étude approfondie dans la deuxième partie de ce chapitre.

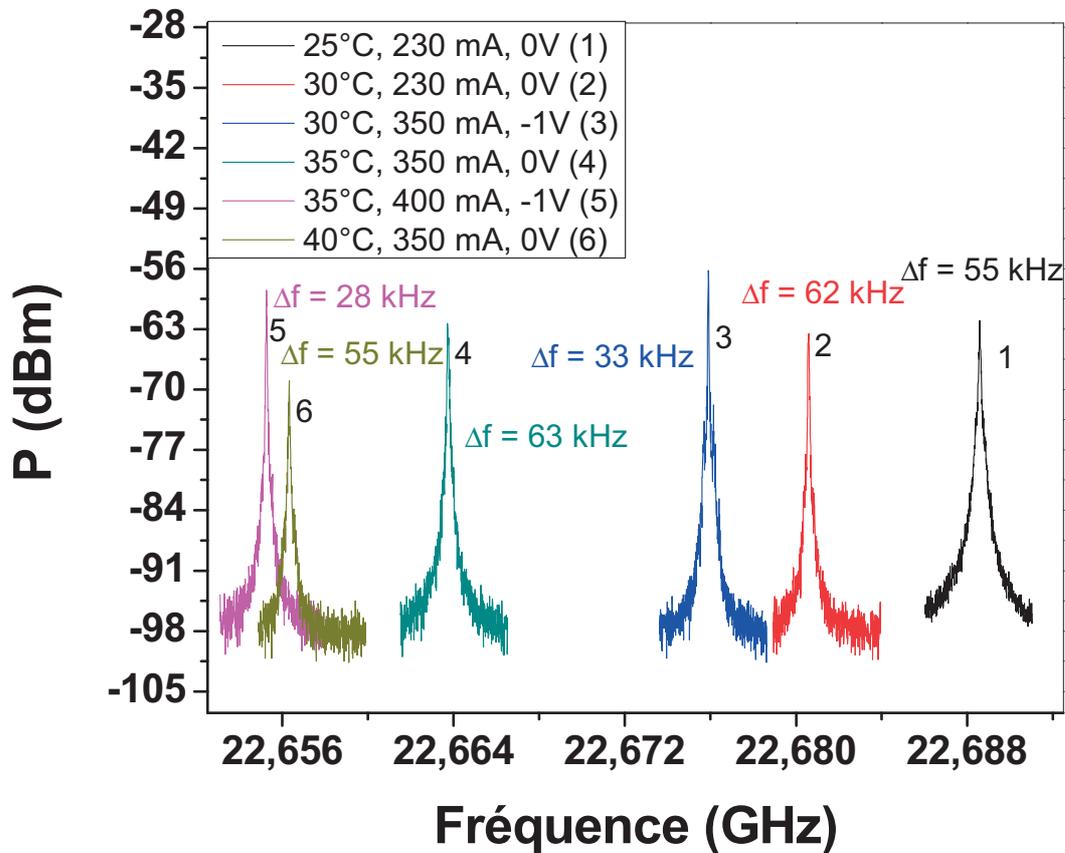


Figure 4-20 : spectre RF du laser à blocage de modes en double section pour différentes températures, différents courants d'injection et tensions de polarisation de la section absorbante.

**Discussion :**

Dans la première partie de ce chapitre, on a montré des résultats de blocage de modes pour un laser à BQs InAs/InP (001) désorienté et pour des dispositifs en mono et double sections. Pour les lasers à double section, l'origine du blocage de modes est bien connue et peut être décrit par le modèle de Haus. En double section, nous avons montré le fonctionnement en blocage de modes pour une seule longueur de cavité de 1,82mm correspondant à un taux de répétition autour de 22,6 GHz. Les faibles largeurs du pic RF sont obtenues pour une polarisation de la section absorbante de -1V. L'accroissement de l'absorption peut expliquer l'amélioration du blocage de modes observée sur le pic RF. Cependant, le point de fonctionnement optimal est obtenu à plus fort courant. Nous n'avons pas pu appliquer des tensions de polarisation inverse plus importantes pour observer une éventuelle amélioration du blocage de modes. La plus faible largeur du pic RF de 28 kHz est obtenue à 35°C, ce qui montre un bon fonctionnement avec un faible bruit de phase.

Les lasers mono-section et double section donnent lieu à des spectres RF de largeurs équivalentes. Cependant on note que le spectre optique présente pour les lasers double section une forme rectangulaire et un élargissement plus important par rapport aux mono-sections. Ceci semble indiquer un verrouillage des modes plus efficace avec un nombre de modes plus important de puissances uniformes. Cet élargissement du spectre optique devrait conduire à une faible largeur des impulsions. Ceci n'a pas pu être vérifié par des mesures d'autocorrélation en raison de la dégradation du composant lors des mesures sous forte polarisation inverse de la section absorbante.

On remarque tant pour les dispositifs à mono section que ceux à double section, une dégradation du régime de blocage de modes à partir d'un courant d'injection donné. Cette dégradation est accompagnée d'un dédoublement du spectre optique. L'étude de ce phénomène fait l'objet du paragraphe suivant.

## **4.3 Dédoublement spectral**

### **4.3.1 Etat de l'art du dédoublement spectral**

Le dédoublement spectral de l'émission laser a été étudié par plusieurs groupes de recherche, en citant des avantages comme l'obtention de lasers accordables et des désavantages comme celui de la dégradation du blocage de modes. Plusieurs phénomènes ont été évoqués pour expliquer les origines de ce dédoublement spectral : les oscillations Rabi (dans ce cas, la différence de fréquence entre les 2 pics de dédoublement spectral suit une variation linéaire en

fonction de la racine carré de la puissance optique) [Liu-2008] [Htoon-2002] [Kamada-2001], l'émission sur les états excités et fondamentaux ou le passage à un fonctionnement multi-modes mais d'autres origines encore inconnues peuvent exister.

En 2006, Anantathanasarm et al [Anantathanasarm-2006], ont montré un laser à longueur d'onde accordable autour 1,55  $\mu\text{m}$ . Dans leur cas, la double émission commence à un courant d'injection équivalent à 2,5 fois le courant de seuil. L'origine du phénomène décrit ici est l'émission sur les états fondamentaux et excités. Les lasers de longueurs de cavité inférieures à 1 mm n'émettent que sur les états excités. Fan et al ont montré en 2007 l'effet de la température sur 2 groupes de modes émis par un laser à BQs sur GaAs [Fan-2007]. Ce phénomène est aussi expliqué par l'émission sur 2 états, l'un fondamental et l'autre excité. Ils ont montré qu'en augmentant la température, la puissance du groupe de modes émettant à l'état fondamental va diminuer en augmentant la puissance de celui émettant sur l'état excité [Fan-2007]. En 2008, Liu et al [Liu-2008], ont observé une double émission sur leur dispositif laser. Ils ont expliqué ce phénomène par l'oscillation Rabi. Ensuite, en 2009, une autre équipe a rejeté cette hypothèse en démontrant une variation non linéaire de la différence de longueur d'onde entre les 2 pics en fonction de la puissance optique totale [Li-2009]. En 2011, l'équipe grecque de Mesaritakis et al a aussi rejeté les oscillations Rabi comme origine de la double émission. Ils ont observé une double émission sur des lasers à base de BQs sur substrat GaAs. Cette double émission amène à des multi-pics dans le domaine radio fréquence, traduisant une dégradation du blocage de modes [Mesaritakis-2011].

Une double émission spectrale a déjà été observée expérimentalement sur des lasers à BQs sur substrat InP (113)B dans notre laboratoire [Platz -2005]. Ce comportement a été expliqué par la saturation de l'émission laser sur l'état fondamental et l'apparition, à forte injection, d'une émission sur l'état excité, tandis que l'état fondamental continue à émettre. Ce comportement a été confirmé par un modèle théorique qui démontre l'existence d'une double émission à forte injection [Veselinov-2007].

### **4.3.2 Dédoublé spectral sur les lasers à BQs sur InP (001) désorienté et son effet sur le blocage de modes**

Dans cette partie, on va présenter le phénomène du dédoublement spectral observé sur les lasers à blocage de mode à BQs InAs/InP (001) désorienté pour les 2 types de dispositifs (mono et double section). Ainsi on a étudié l'effet de la température sur cette double émission et l'effet de ce phénomène sur le blocage de modes.

### 4.3.2.1 Dédoubllement spectral en mono-section

Dans ce paragraphe, on présente la double émission pour les lasers à blocage de modes en mono-section.

La Figure 4-21 montre les différents spectres optiques du laser à blocage de modes en mono-section pour une longueur de cavité de 0,5 mm. On remarque une double émission à 140 mA. La séparation en longueur d'onde entre les 2 pics est de 27 nm. En augmentant le courant d'injection, la séparation entre les 2 pics augmente jusqu'à 43 nm pour 200 mA et la puissance du pic à faible longueur d'onde diminue. La différence de puissance entre les 2 pics devient de l'ordre de 20 dB à 200 mA et de 35 dB pour 210 mA. On peut donc considérer qu'à fort courant on passe à un seul lobe d'émission laser. Ces observations ne semblent pas correspondre à une émission simultanée sur l'état fondamental et l'état excité puisque dans ce cas, les longueurs d'onde des émissions fondamentale et excitée, ne changent pas avec le courant d'injection [Markus-2003]. De plus, la séparation attendue entre les 2 émissions est de l'ordre d'une centaine de nm pour les BQs InAs/InP [Platz -2005]. On peut rajouter qu'une saturation de la puissance du pic correspondant à l'état fondamental devrait exister au profit de la puissance sur l'état excité. Ce n'est pas ce que nous observons.

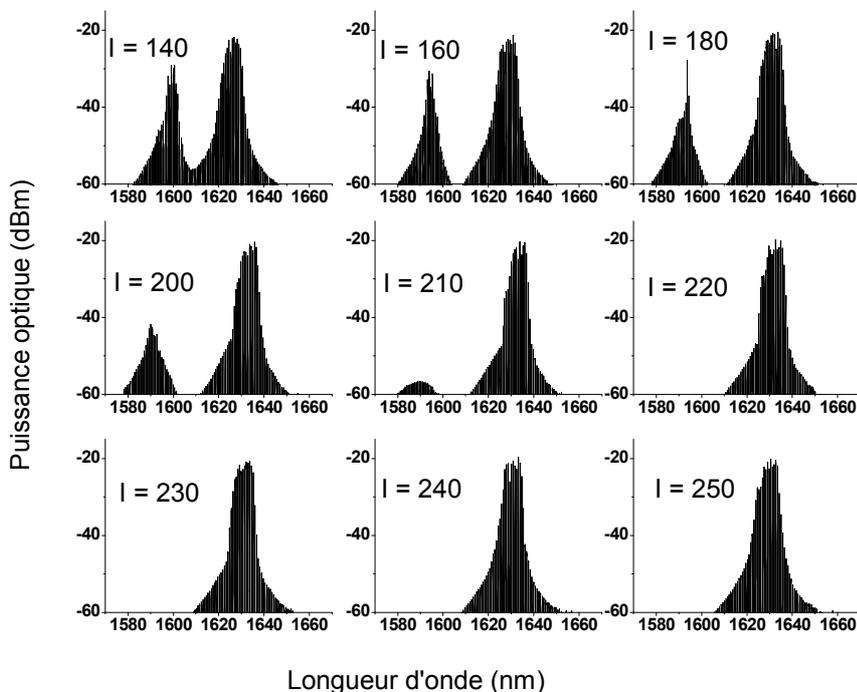


Figure 4-21 : spectre optique pour différents courants d'injection (exprimés en mA) pour le laser à base de BQs sur substrat InP(001) désorienté à blocage de modes en mono-section pour une longueur de cavité de 0,5 mm.

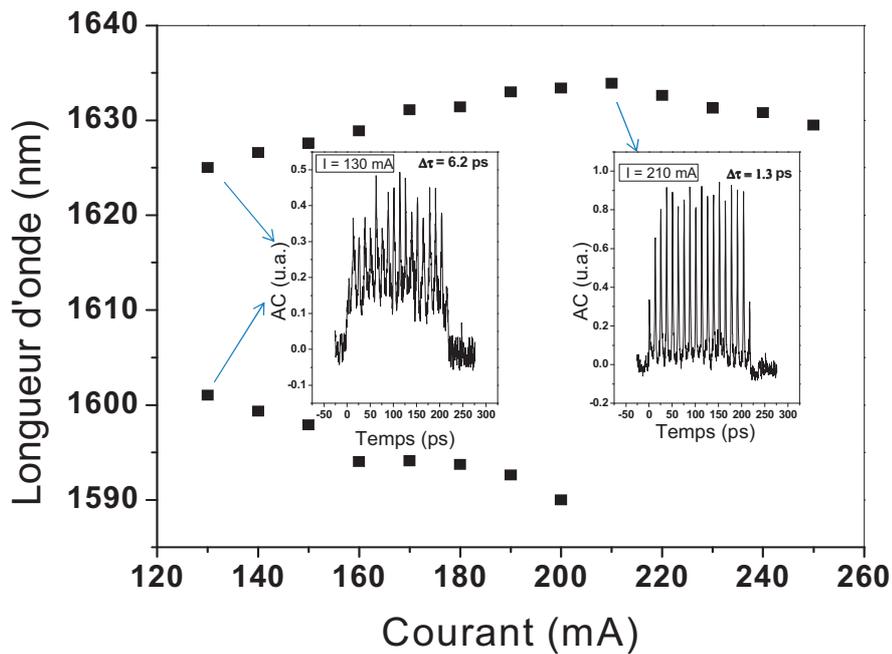


Figure 4-22 : variation de la longueur d'onde d'émission pour  $L = 0.5$  mm. En insert : trace d'autocorrélation à 130 mA et 210 mA.

La Figure 4-22 montre, pour le même laser, les longueurs d'onde d'émission en fonction du courant d'injection. Les traces d'autocorrélation pour 130 mA et 210 mA sont présentées en insert dans la figure. Lorsque 2 pics d'émission sont observés, les traces d'autocorrélation présentent un bruit de fond et une largeur d'impulsion élevés. Ces deux paramètres diminuent en augmentant le courant. La cause de cette variation est la diminution de la puissance optique d'un des deux pics (celui à haute énergie), pour arriver à l'optimum pour 200 et 210 mA (émission à une seule longueur d'onde).

On observe le même phénomène pour les 2 autres longueurs de cavité (1 mm et 2 mm). La Figure 4-23 montre pour le laser de longueur 1 mm, les spectres optiques pour différents courant d'injection. On voit bien un élargissement du spectre optique à partir de 180 mA. Ensuite, ce spectre se divise en 2 pics d'émission. Ces 2 pics s'éloignent l'un de l'autre en augmentant le courant d'injection. Dans le cas du laser de longueur de cavité de 2 mm, on a une double émission à 140 mA. La puissance du pic à faible longueur d'onde diminue quand le courant augmente. La puissance optique de ce pic devient négligeable au-delà de 220 mA.

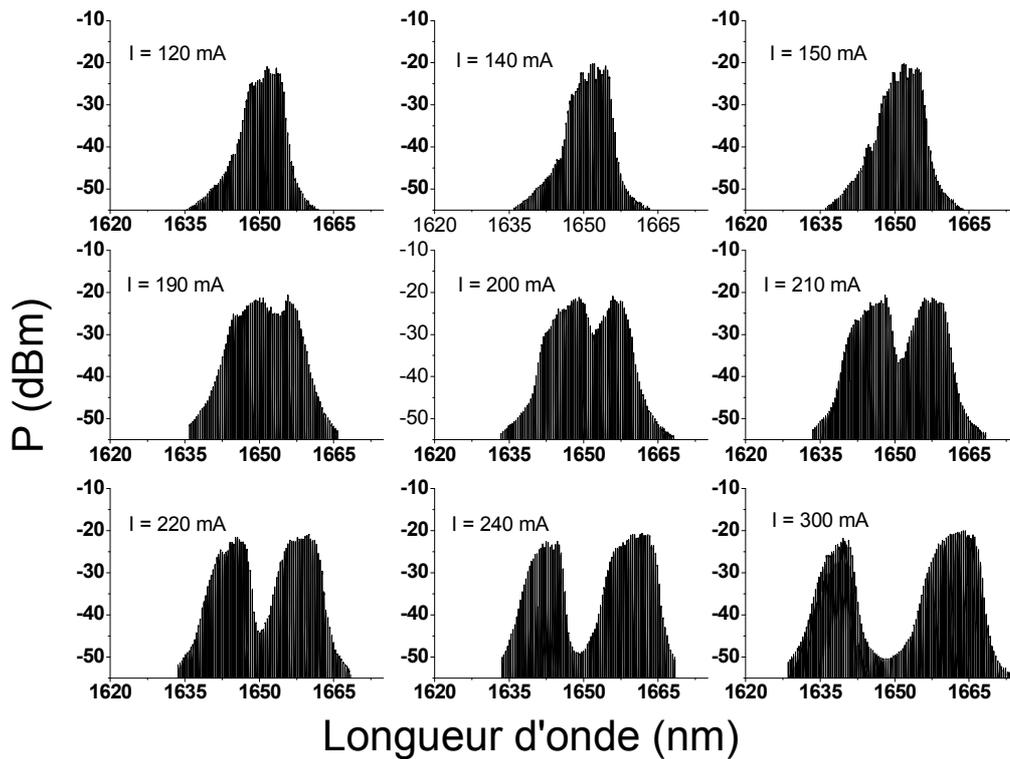


Figure 4-23 : spectre optique pour différents courants d'injection pour le laser à blocage de mode à base de BQs sur substrat InP(001) désorienté en mono-section pour une longueur de cavité de 1 mm.

La Figure 4-24 montre la variation de la longueur d'onde d'émission en fonction du courant pour la cavité de longueur 1 mm. En insert, on a reporté les spectres RF correspondants à 160, 180 et 210 mA. Dans le cas du laser de longueur 2 mm (Figure 4-25), on présente en insert les traces d'autocorrélation de ce laser pour 180 et 270 mA. On remarque, pour les 3 lasers, que lorsque la double émission a lieu, le régime de blocage de modes présente une dégradation de ses qualités. On visualise cette dégradation sur les spectres RF qui s'élargissent et présentent des multi-pics dans le domaine radio fréquence. La dégradation du blocage de modes est également observée sur les traces d'autocorrélation. Celles-ci présentent un bruit de fond et des largeurs d'impulsion élevées (de l'ordre de 20% et 7 ps respectivement). En revenant au paragraphe 4.1.1, on peut dire que le signal réel de ce type de réponse d'autocorrélation, comprend 2 ou plusieurs impulsions à des fréquences différentes. Cela peut être dû à la différence d'indice de réfraction entre les 2 groupes de modes correspondant aux 2 pics. Cette différence d'indice amène à une différence de phase entre ces 2 groupes et à une différence de

fréquence et donc à une émission de 2 ou plusieurs impulsions temporelles de périodes différentes.

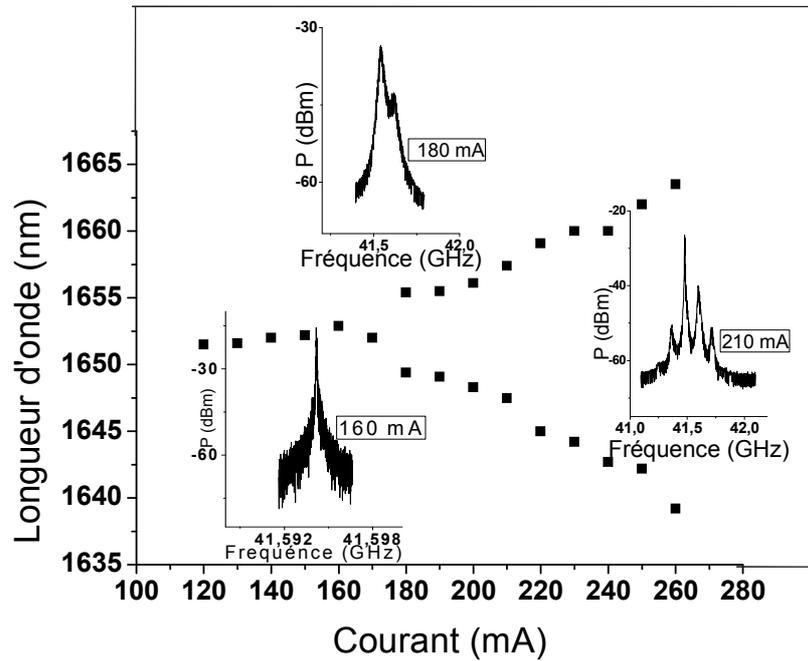


Figure 4-24 : variation de la longueur d'onde d'émission pour  $L = 1$  mm. En insert : spectre RF à 160 mA, 180 mA et 210 mA.

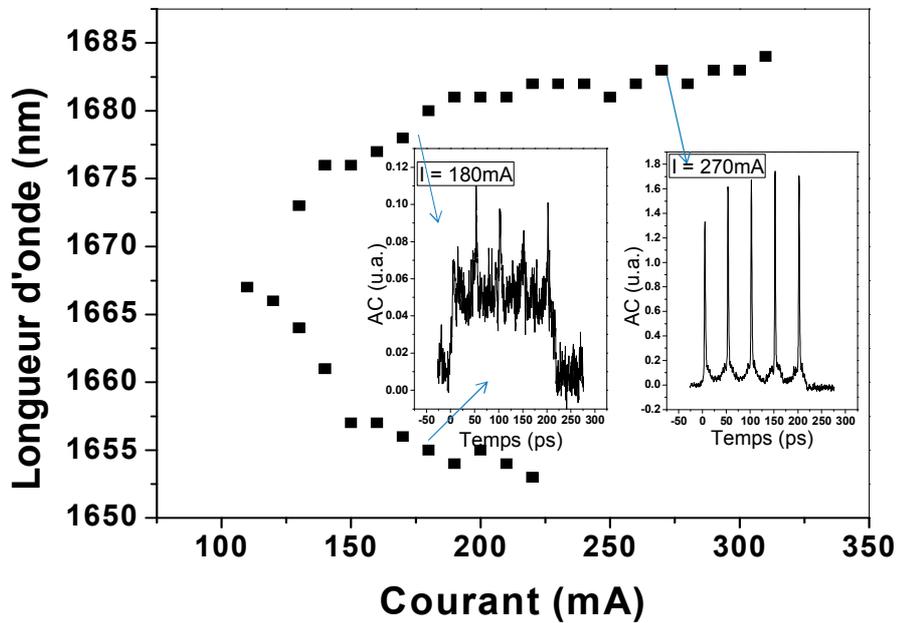


Figure 4-25 : variation de la longueur d'onde d'émission pour  $L = 2$  mm. En insert : trace d'autocorrélation à 180 mA et 270 mA.

### 4.3.2.2 Interprétation et discussion

L'origine du phénomène de double émission reste inconnue. Dans notre cas, la différence en longueur d'onde entre les 2 pics d'émission est d'une quarantaine de nm au maximum. La faiblesse de cette valeur est en défaveur de l'hypothèse d'une émission simultanée sur le niveau fondamental et un niveau excité. Pour les 3 lasers étudiés, on reproduit sur la Figure 4-26 la variation de la séparation de fréquence entre les 2 pics en fonction de la racine carré de  $(I-I_s)$  qui est proportionnelle à la puissance optique de sortie. Un ajustement sur ces points de mesure montre, pour les 3 lasers, une variation linéaire de la séparation en fréquence des 2 pics en fonction de la racine carrée de la puissance optique de sortie. Cette variation linéaire peut s'expliquer grâce à l'hypothèse des oscillations Rabi [Liu-2008] [Kamada-2001] [Li-2009].

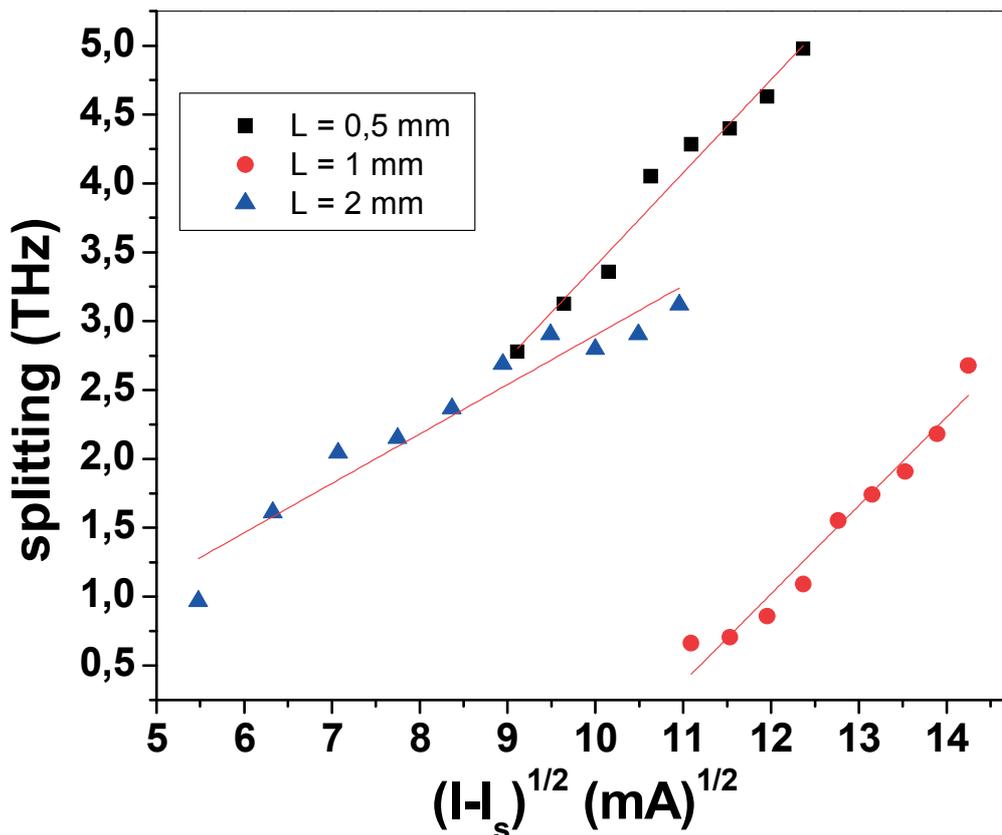


Figure 4-26 : séparation en fréquence d'émission de 2 pics pour les 3 lasers (0.5 mm, 1 mm et 2 mm) en fonction de la racine carrée de  $I-I_s$  qui est proportionnelle à la puissance optique.

Des mesures supplémentaires ont été effectuées sur le laser de 1 mm en zoomant sur les modes longitudinaux du spectre optique avant et après l'apparition de la double émission. La

Figure 4-27 montre le spectre optique en zoomant sur 1,5 nm pour ne voir que quelques modes longitudinaux et le spectre RF correspondant pour des courant d'injection de (a) 160 mA (avant le dédoublement spectral) et (b) 400 mA (après le dédoublement spectral). On remarque avant l'apparition du dédoublement, que le spectre optique présente des modes longitudinaux sous la forme de pics étroits bien définis et le spectre RF un pic fin de forme lorentzienne. Après l'apparition du dédoublement spectral, les modes optiques se dégradent avec un élargissement et un dédoublement. Cette dégradation de la qualité des modes peut être expliquée par l'apparition d'un second mode transversal. Le spectre RF correspondant est une suite de pics sur plusieurs fréquences autour de la fréquence RF principale du laser. Ces pics correspondent aux battements entre les modes longitudinaux, soit entre deux modes principaux soit entre deux modes secondaires ou encore entre un mode principal et un secondaire. De plus, des pics à basses fréquences apparaissent sur le spectre RF. Ils correspondent au battement entre un mode principal et un des modes secondaires appartenant à la même famille de mode. Le calcul des séparations entre les différents pics RF est en accord avec cette interprétation, qui semble confirmer le passage d'un fonctionnement monomode transverse à un fonctionnement multi-mode.

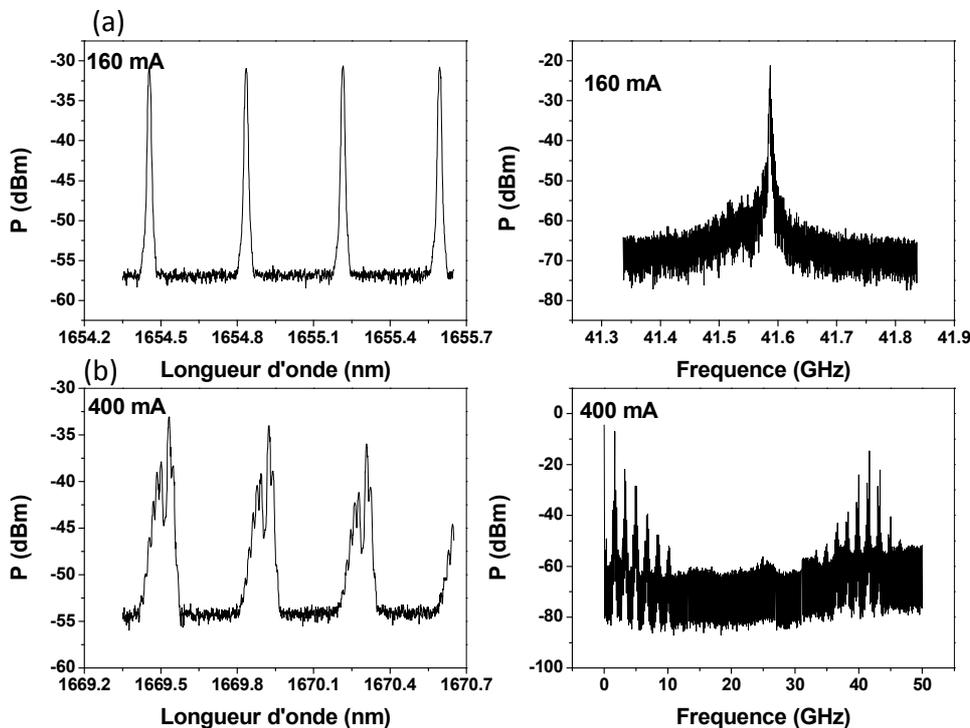


Figure 4-27 : spectre optique avec zoom et spectre RF pour le laser de 1 mm avant le dédoublement spectral à 160 mA (a) et après le dédoublement spectral à 400 mA (b).

### 4.3.2.3 Etude en fonction de la température

Des mesures complémentaires ont été réalisées sur le laser de longueur de cavité de 1 mm en fonction de la température. Ainsi, les spectres optiques ont été mesurés à nouveau sur un second banc de mesure équivalent à celui utilisé dans la partie précédente. Pour ces nouvelles mesures, on note un petit décalage vers les grandes longueurs d'onde par rapport aux mesures précédentes. Cette petite différence peut être due à une incertitude sur le contrôle de la température ou sur les courants réels d'injection entre les 2 bancs. Ces nouvelles mesures ont été réalisées pour des températures de 11, 15, 20 et 35 °C. A 11°C, les spectres optiques pour différents courants d'injections sont représentés sur la Figure 4-28. On remarque que le dédoublement spectral apparaît pour un courant de 170 mA à 11°C. Ce courant augmente avec la température (200 mA à 15°C et 240 mA à 20°C). À 35°C, la double émission disparaît.

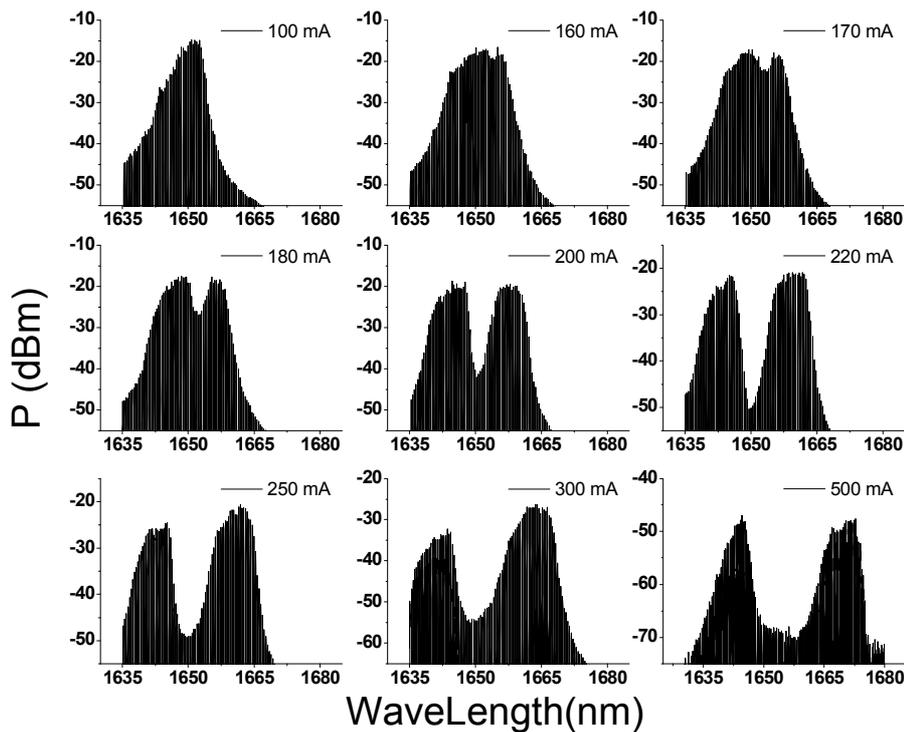


Figure 4-28 : spectre optique pour différents courants d'injection pour le laser à blocage de mode à base de BQs sur substrat InP(001) désorienté en mono-section pour une longueur de cavité de 1 mm et pour une température de 11°C.

La Figure 4-29 présente la longueur d'onde d'émission du laser en fonction du courant pour les 4 températures. On voit bien le décalage du dédoublement spectral en fonction de la

température et sa disparition à 35°C. Des mesures ont été également effectuées pour différentes largeurs de ruban supérieures à 3 μm. Le phénomène de la double émission n'apparaît pas pour ces largeurs de ruban (4, 5, 6, et 8 μm).

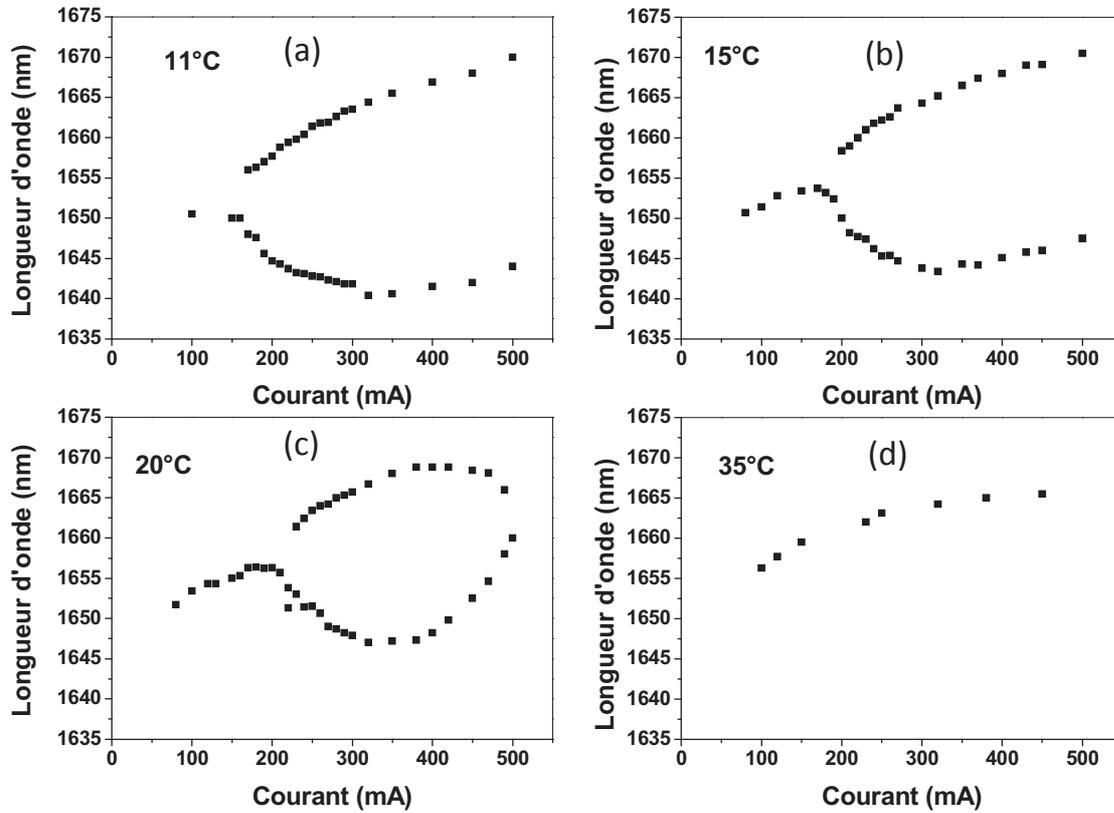


Figure 4-29 : variation de la longueur d'onde d'émission en fonction du courant d'injection pour un laser mono-section de longueur  $L = 1$  mm à 11°C (a), 15°C (b), 20°C (c), 35°C (d).

#### 4.3.2.4 Dédoublage spectral en double section en fonction de la température

Une étude du dédoublage spectral a également été réalisée sur le laser à double section décrit dans le paragraphe (4.2.2). Cette étude concerne la double émission et son effet sur les spectres RF en fonction de la température et de la tension inverse appliquée à la section absorbante. Les températures étudiées ici sont 25, 30, 35 et 40°C. La Figure 4-30 montre les spectres optiques du laser à blocage de modes en double section pour différents courants d'injection dans la section du gain, et 2 tensions inverses (0V et -1V) sur la section absorbante à 25 et 30°C. On remarque qu'en augmentant la température du laser et/ou la tension inverse, le phénomène de la double émission devient moins marquée. A 35°C, ce phénomène disparaît totalement.

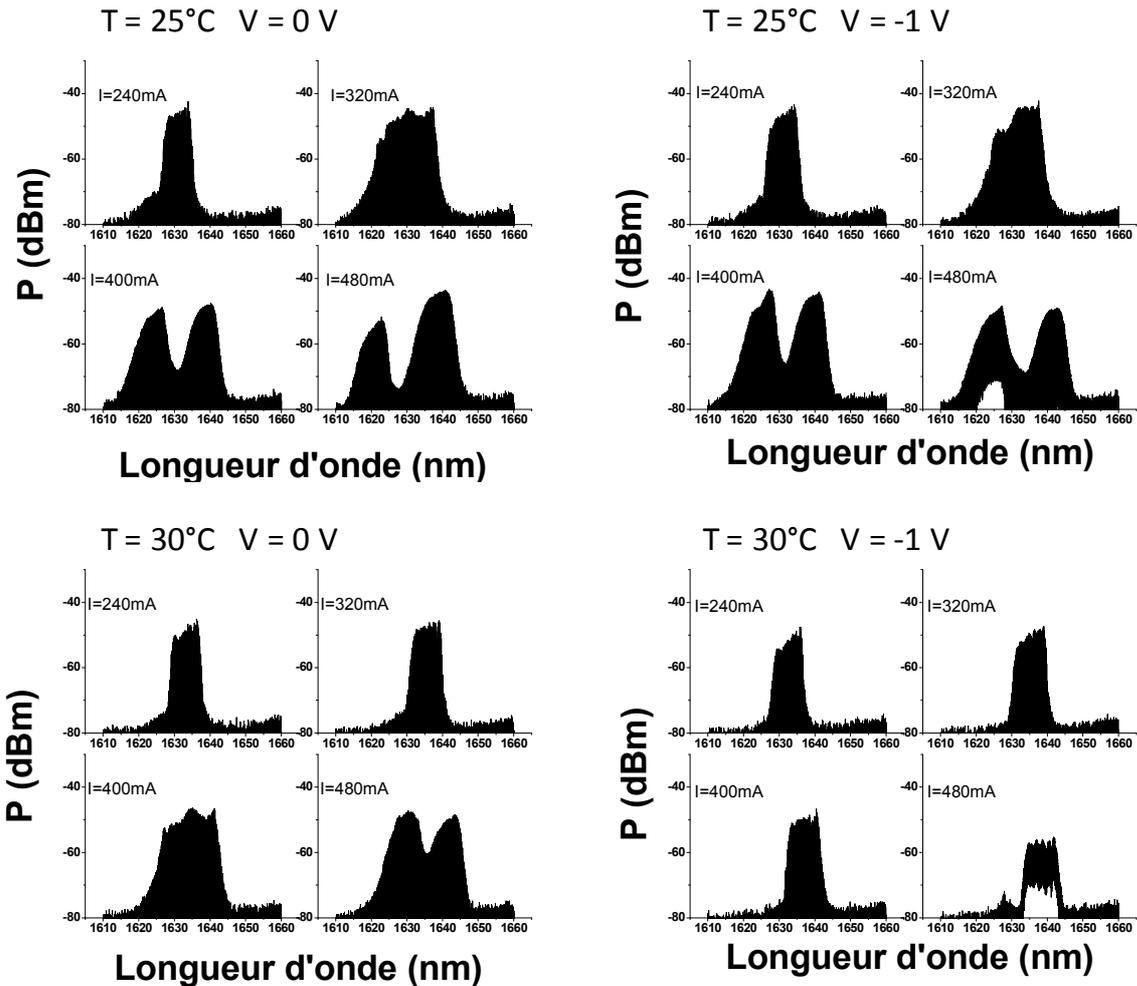


Figure 4-30 : spectre optique pour différents courants d’injection pour le laser à blocage de mode à base de BQs sur substrat InP(001) désorienté en double section pour 25°C et 30°C et pour 0V et -1V appliqué à la section absorbante.

Comme on l’a déjà démontré dans le paragraphe 4.3.2.1, ce phénomène a des effets négatifs sur le blocage de modes en élargissant le spectre RF et en augmentant la largeur et le bruit de fond de la trace d’autocorrélation. De même, ici, on remarque une dégradation du blocage de modes pendant le phénomène de double émission. Cependant, en augmentant la température, la double émission disparaît, et ensuite le blocage de modes ne présente plus de dégradation avec l’augmentation du courant d’injection. Les Figure 4-31 et Figure 4-32 montrent la variation de la longueur d’onde d’émission pour le laser à double section et les spectres RF correspondants pour 25°C et 30°C respectivement. On remarque que la largeur du spectre RF avant la division de l’émission en 2 pics est comprise entre 60 kHz et 250 kHz tandis qu’elle dépasse le MHz pendant la double émission. Ceci montre à nouveau une dégradation causée par la double émission.

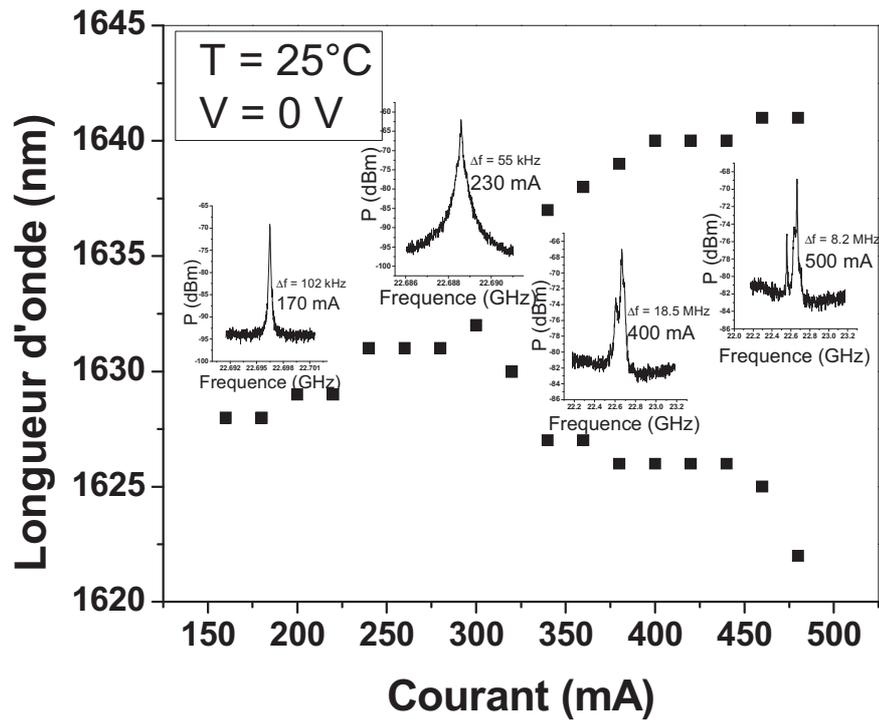


Figure 4-31 : variation de la longueur d’onde d’émission pour le laser à double section à 25°C et pour 0V de polarisation sur la section absorbante. En insert : spectre RF à 170 mA, 230 mA, 400 mA et 500 mA.

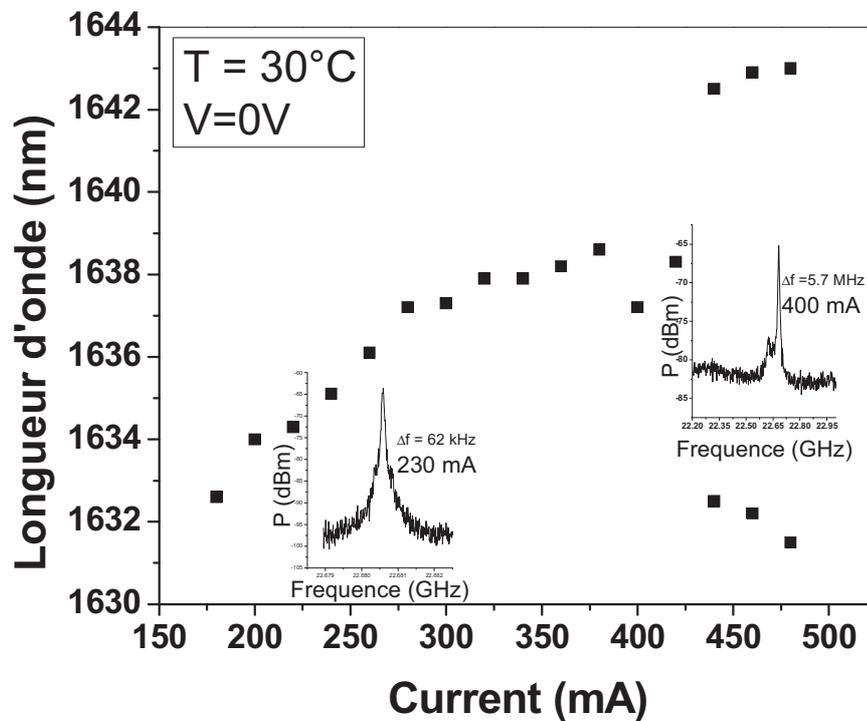


Figure 4-32 : variation de la longueur d’onde d’émission pour le laser à double section à 30°C et pour 0V de polarisation sur la section absorbante. En insert : spectre RF à 230 mA et 400 mA.

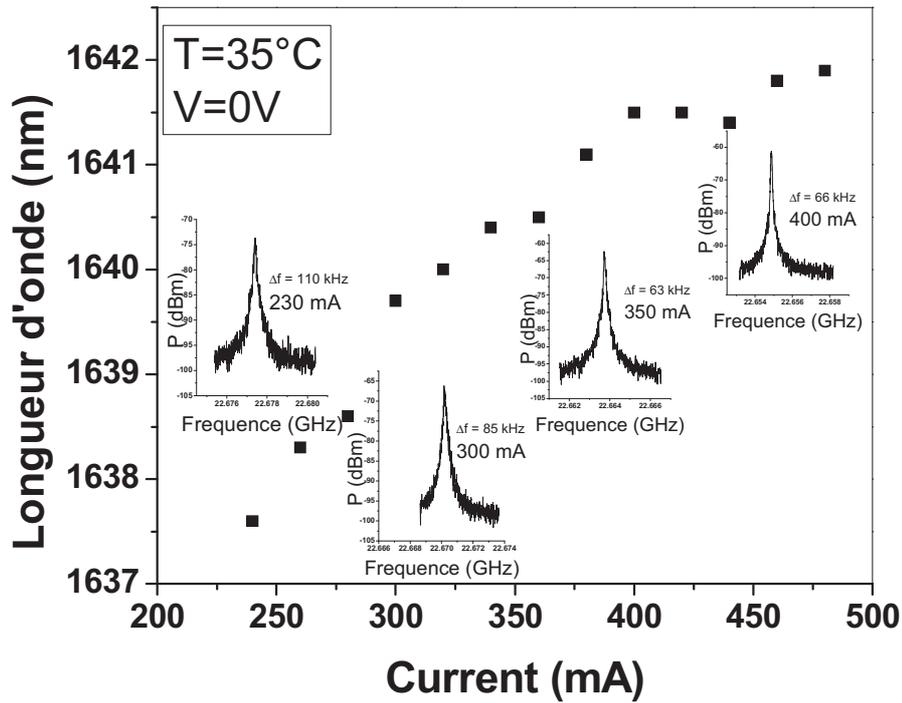


Figure 4-33 : variation de la longueur d'onde d'émission pour le laser à double section à  $35^{\circ}\text{C}$  et pour  $0\text{V}$  de polarisation sur la section absorbante. En insert : spectre RF à 230 mA, 300 mA, 350 mA et 400 mA.

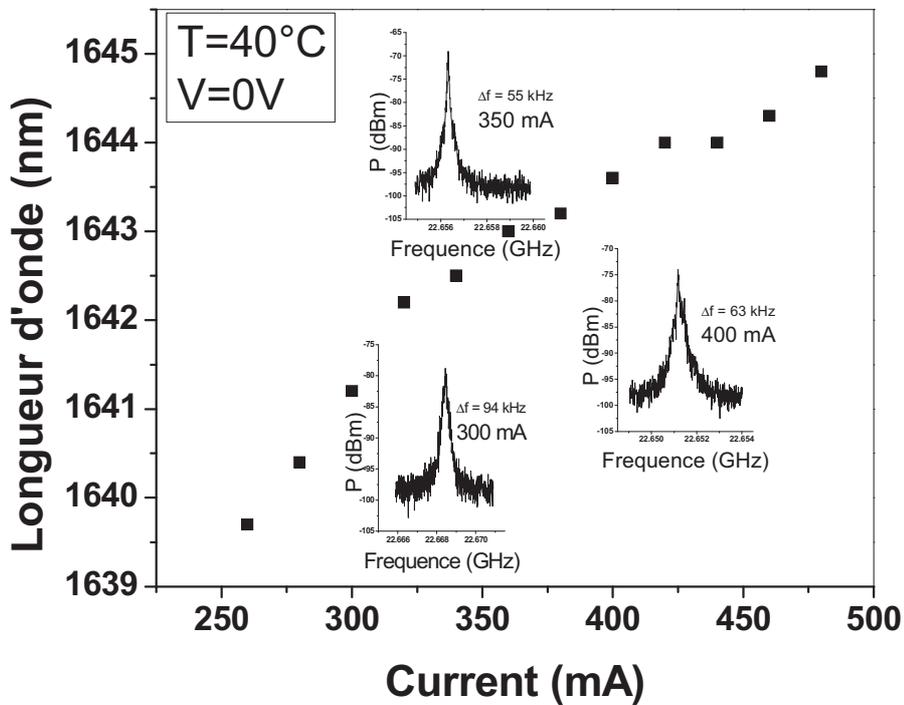


Figure 4-34 : variation de la longueur d'onde d'émission pour le laser à double section à  $40^{\circ}\text{C}$  et pour  $0\text{V}$  de polarisation sur la section absorbante. En insert : spectre RF à 300 mA, 350 mA et 400 mA.

Pour les 2 autres températures, 35°C et 40°C, on peut distinguer sur la Figure 4-33 et la Figure 4-34 que le spectre optique présente un seul pic lorsqu'on augmente le courant d'injection jusqu'à 500 mA. Les spectres RF correspondants montrent des pics de faibles largeurs (inférieures à 100 kHz) pour tous les courants.

Pour conclure, on a vu que le phénomène de la double émission a des effets négatifs sur le blocage de modes. En augmentant la température, ce phénomène devient moins marqué et disparaît en atteignant 35°C. On peut conclure que le blocage de modes s'améliore, dans ce cas. Cependant, l'augmentation de la température de fonctionnement a d'autres effets négatifs sur les lasers à semi-conducteur : l'augmentation du courant de seuil et des pertes, la diminution du gain. L'effet de la température sur les lasers à blocage de modes à BQs et BatQs sera étudié en détail dans le chapitre 5.

Pour terminer notre étude sur le dédoublement spectral, on a tracé pour ce laser à double section la variation de la séparation de fréquence entre les 2 pics en fonction de la racine carré de la puissance optique de sortie, pour une température de 25°C (Figure 4-35). L'ajustement de ces points de mesure par une droite tend à conforter l'hypothèse des oscillations Rabi qui a été proposée pour les lasers en mono-section. Il n'est pour autant pas possible d'éliminer complètement l'effet du passage du monomode au multi-mode transverses tel qu'il a été étudié pour les lasers mono-section.

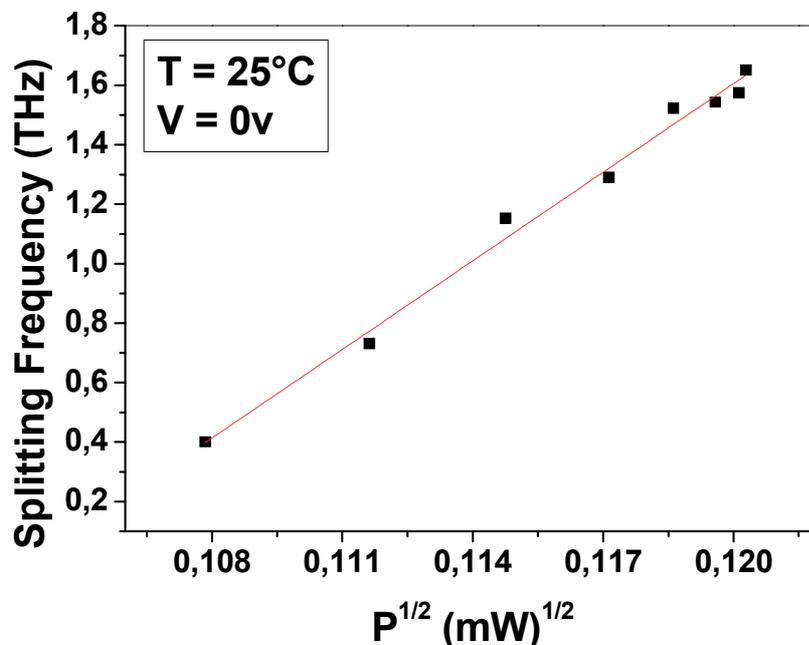


Figure 4-35 : séparation en fréquence des 2 pics d'émission pour le laser à double section pour une température de 25°C en fonction de la racine carrée de la puissance optique de sortie.

## 4.4 Conclusion

Ce chapitre a été dédié à la caractérisation des lasers à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté. Le blocage de modes a été observé sur trois lasers en mono-section ayant différentes longueurs de cavité (0,5 , 1 et 2 mm). Les traces d'autocorrélation ont permis de mesurer de faibles largeurs d'impulsions avec une valeur minimale de 1,3ps pour la plus faible longueur (0,5 mm) et une fréquence de répétition de 83 GHz. Ces mesures ont été réalisées avec une compensation de la dispersion à l'aide d'une fibre monomode. La longueur de fibre optimale diminue avec la longueur de la cavité laser. Ce comportement a été associé à une réduction du GDD due à des effets non linéaires qui sont exaltés à forte densité de courant.

La largeur minimale du spectre RF (32 kHz) est obtenue pour une longueur de cavité de 1 mm ce qui indique un fonctionnement en blocage de modes avec un faible bruit de phase.

Des mesures ont été effectuées également sur un laser à double section. On a mesuré une fréquence de répétition de 22,6 GHz et une largeur du spectre RF minimale de 28 kHz. Ce laser montre un fonctionnement stable en blocage de modes en terme de largeur de spectre RF pour des températures allant de 25 à 40°C.

Un phénomène d'instabilité est observé sur ces lasers et a été relié à un dédoublement spectral qui dépend du courant d'injection et de la température. Ce phénomène a des effets négatifs sur le blocage de modes, il augmente le niveau du bruit de fond et la largeur des impulsions et donne lieu à une déformation du spectre RF (présence de plusieurs pics et élargissement)

Ce dédoublement spectral tend à disparaître à haute température ce qui entraîne la disparition de la dégradation du blocage de modes. Deux hypothèse ont été avancées pour pouvoir expliquer l'origine de ce phénomène : les oscillations Rabi et la détérioration de l'émission monomode sous la forme d'une émission multi-mode.

Après avoir obtenu de bons résultats sur le blocage de modes de lasers à BQs sur substrat InP (001) désorienté, on va s'intéresser dans le chapitre suivant à la deuxième approche basée sur les structures laser à BQs sur InP (113)B.

## **Chapitre 5 Laser à BQs sur InP (113)B**

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de blocage de modes sur les lasers à BQs InAs/InP (113)B élaborés au laboratoire FOTON-OHM. La technologie laser RWG et les mesures dynamiques ont été réalisées au laboratoire de photonique et nanotechnologie (LPN) de Marcoussis dans le cadre du projet ANR TELDOT.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'optimisation et la compréhension du phénomène de blocage de modes en fonction de la température et en utilisant une section absorbante. Pour cela, des mesures de gain et de l'absorption ont été effectuées sur des amplificateurs optiques (SOA) à base de BatQs et de BQs en collaboration avec « DTU Fotonics au Danemark ». Ces mesures nous permettent d'accéder à la cartographie de fonctionnement en régime de blocage de modes en fonction du ratio de la longueur de la section absorbante par rapport à la longueur de la section du gain et de la température.

### **5.1 Mesures de blocage de modes des lasers à base de BQs sur InP (113)B**

Dans cette première partie du chapitre, nous présentons les résultats en blocage de modes sur le laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B élaboré et optimisé au laboratoire FOTON (c.f. paragraphe 2.6.1). La fabrication technologique en laser monomode a été réalisée au LPN.

#### **5.1.1 Technologie laser monomode au LPN**

La technologie laser monomode au LPN ressemble pour la plupart de ses étapes au procédé de fabrication laser monomode appliqué au laboratoire FOTON-OHM et décrit dans le chapitre 3. Toutefois, la technologie laser monomode FOTON-OHM est adaptée pour les lasers élaborés sur des substrats InP (001). Sur les substrats InP (113)B, l'étape de gravure par voie humide pose des problèmes à cause de l'orientation du substrat. Ces problèmes sont résolus en utilisant une gravure sèche dès le début du procédé. Le procédé appliqué sur le laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B au LPN est décrit dans la thèse de K. Merghem [Thèse-Merghem-2011]. La largeur des rubans fins est de 2  $\mu\text{m}$  et la largeur de la deuxième métallisation est de 80  $\mu\text{m}$ . Les contacts ohmiques sur les deux types de matériaux n et p sont réalisés par le dépôt de Ti/Au. Les lasers obtenus fonctionnent à courant continu et les courants de seuil sont raisonnables. Le courant de seuil est de 56 mA pour un laser de

longueur de cavité de 1 mm. Le rendement pour une facette est de 0,1 W/A (Figure 5-1 (a)). La partie (b) de la figure montre la mesure  $V(I)$  de ce laser. Une tension de coude de 0,9 V et une résistance série de 10  $\Omega$  ont été observées. Cette dernière est relativement élevée et peut expliquer l'effet de saturation de la puissance du laser au-delà de 150 mA due à un échauffement par effet Joule.

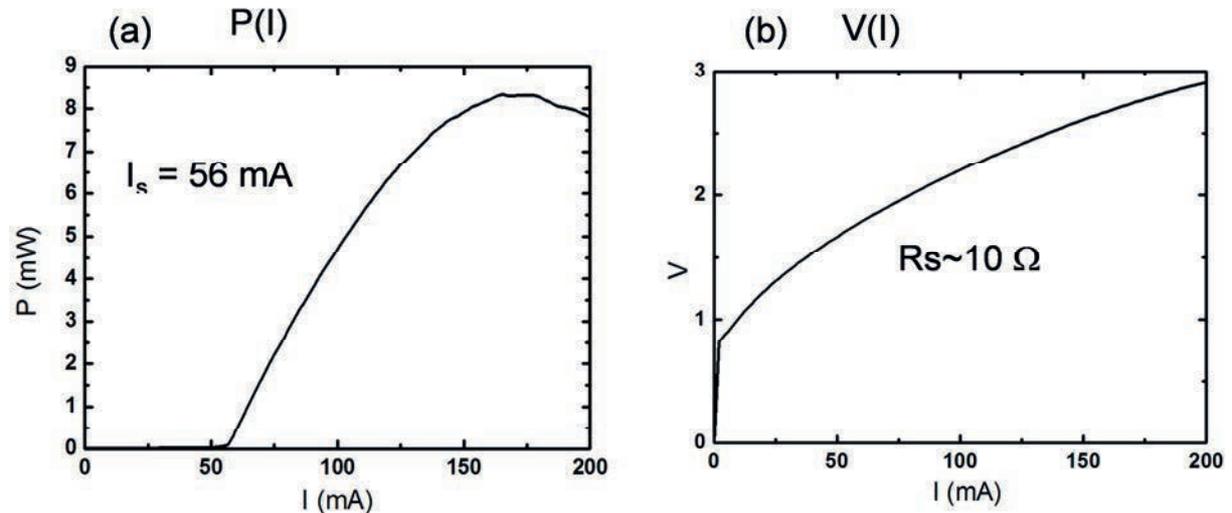


Figure 5-1 : (a)  $P(I)$  et (b)  $V(I)$  du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 1 mm en régime continu.

### 5.1.2 Caractérisation dynamique en blocage de modes du laser à BQs sur InP (113)B.

Les mesures de blocage de modes ont été réalisées au LPN. Ces mesures montrent un bon fonctionnement en blocage de modes pour ce laser décrit et caractérisé dans le chapitre 2. La longueur d'onde d'émission était autour de 1,54  $\mu\text{m}$  en lasers à ruban large. En ruban fin, cette longueur d'onde d'émission varie de 1,56 à 1,58  $\mu\text{m}$ .

La Figure 5-2 montre le spectre optique (a) et le spectre RF (b) du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 2 mm. Le courant optimal pour obtenir un meilleur blocage de modes pour cette longueur de cavité est de 361 mA. L'émission laser se produit à 1,58  $\mu\text{m}$ . La largeur à mi-hauteur du spectre optique est de 4,8 nm. Le spectre RF montre que la fréquence de répétition de ce laser est de 23,07 GHz avec une largeur de 83 kHz. La trace d'autocorrélation est présentée sur la Figure 5-3. Cette mesure est faite après propagation du signal dans une fibre monomode standard de longueur 230 m pour compresser les impulsions. La longueur de cette fibre est optimisée pour obtenir une trace d'autocorrélation présentant un

maximum de contraste et une largeur des impulsions minimale. Après compensation, on note un contraste de l'ordre de 8,8 dB et une largeur d'impulsion autour de 1,8 ps.

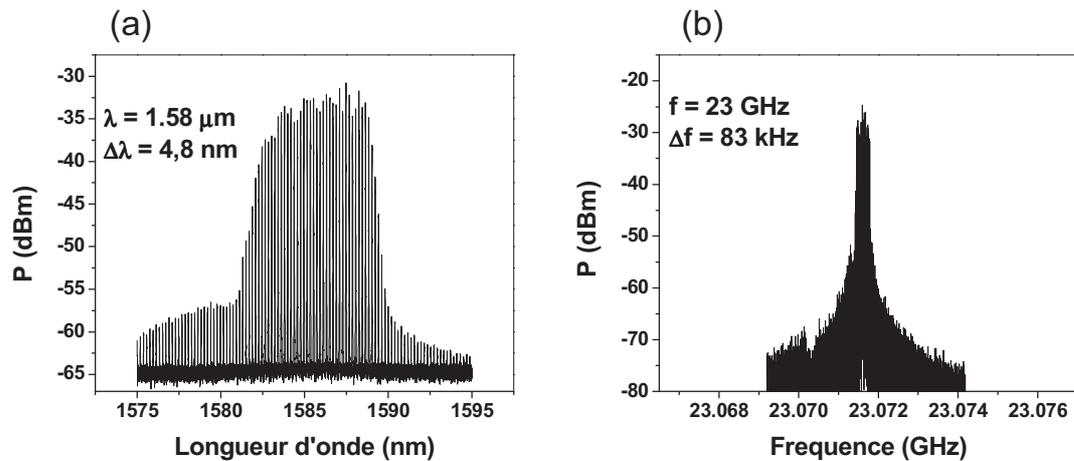


Figure 5-2 : Spectre optique (a) et spectre RF (b) du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 2 mm et pour un courant de 361 mA.

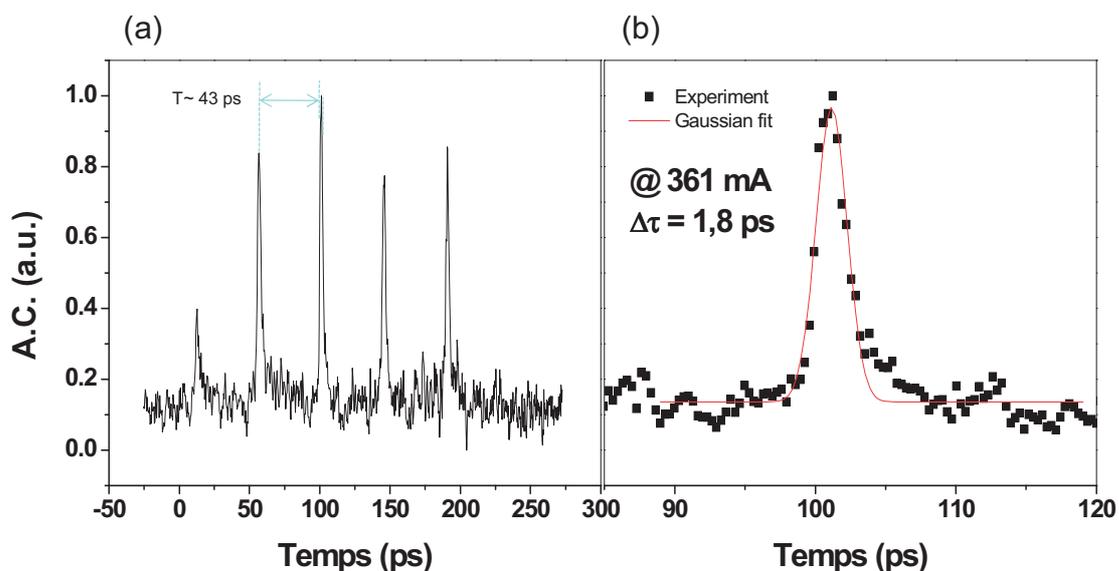


Figure 5-3 : Trace d'autocorrélation du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 2 mm et pour un courant de 361 mA.

Le même type de mesure a été réalisé pour deux autres longueurs de cavité. Les Figure 5-4 et Figure 5-6 montrent les spectres optiques et RF respectivement pour le laser de longueur de cavité 1 et 0,9 mm. On note une émission autour de 1,57 μm pour 1 mm et 1,56 μm pour 0,9 mm. La largeur du spectre optique est de 4 nm pour les 2 longueurs de cavité voisines. La fréquence de répétition est de 39,1 et 46,6 GHz respectivement. La largeur du spectre RF est très faible et de l'ordre de 20 kHz pour la cavité de longueur 1 mm et augmente à 530 kHz pour celle de longueur 0,9 mm. Cette augmentation de la largeur du spectre RF est un signe de

l'augmentation du bruit de phase et de l'apparition d'une instabilité dans le laser. Les traces d'autocorrélation sont présentées sur les Figure 5-5 et Figure 5-7. On obtient une impulsion courte de 1,3 ps avec un contraste élevé de 13 dB pour le laser de 1 mm de longueur et une impulsion de 1,8 ps et un contraste de 8 dB ce qui semble indiquer un fonctionnement multi-impulsions pour le laser de longueur de cavité de 0,9 mm. De même, ici on a utilisé la propagation dans une fibre optique standard pour compenser la dispersion des cavités laser. La longueur optimale est 220 m pour la cavité de longueur 1 mm et 262 m pour 0,9 mm.

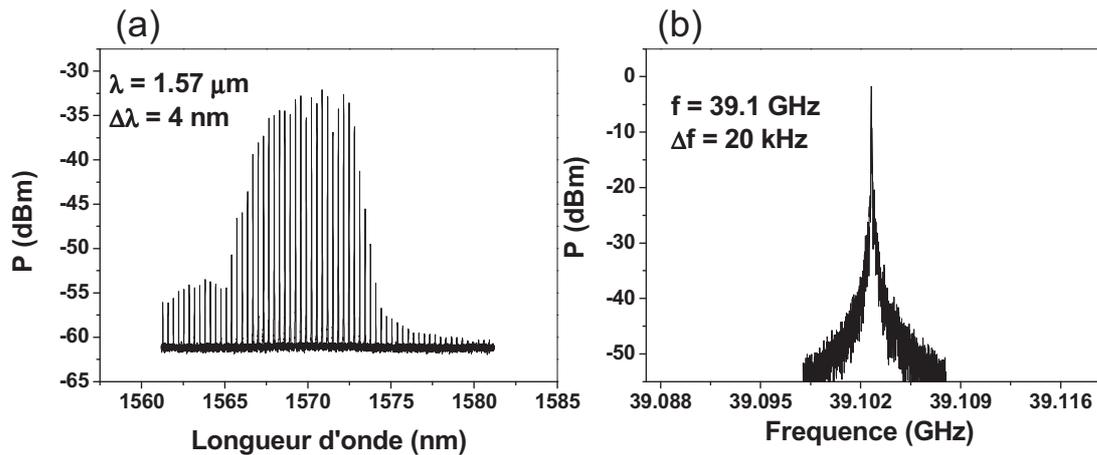


Figure 5-4 : Spectre optique (a) et spectre RF (b) du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 1 mm et pour un courant de 192 mA.

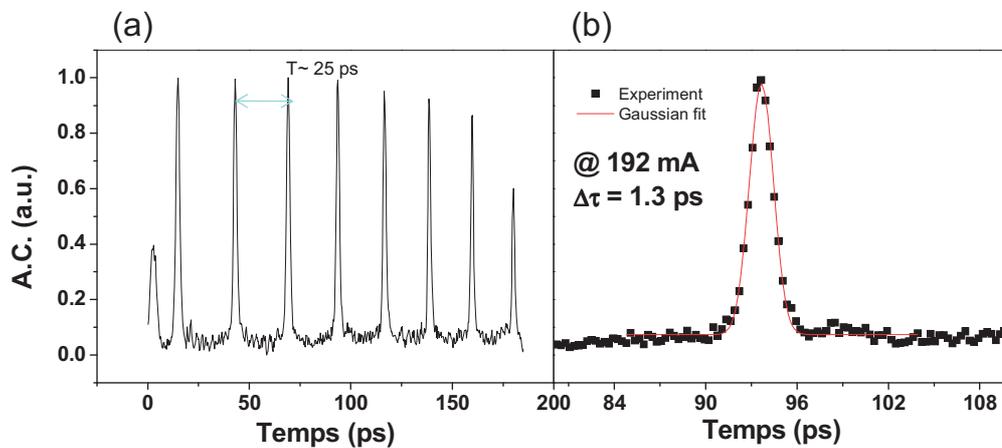


Figure 5-5 : Trace d'autocorrélation du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 1 mm et pour un courant de 192 mA.

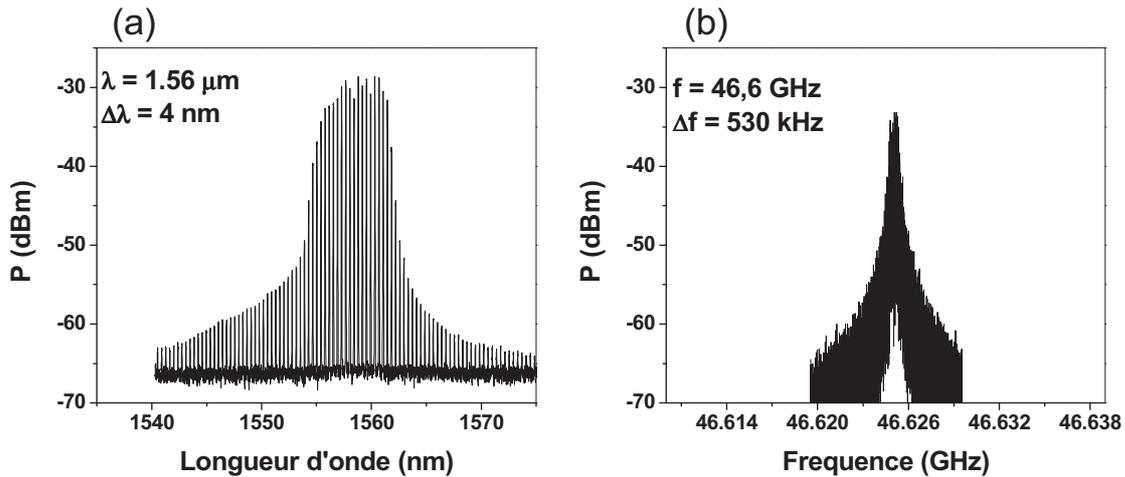


Figure 5-6 : Spectre optique (a) et spectre RF (b) du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 0,9 mm et pour un courant de 175 mA.

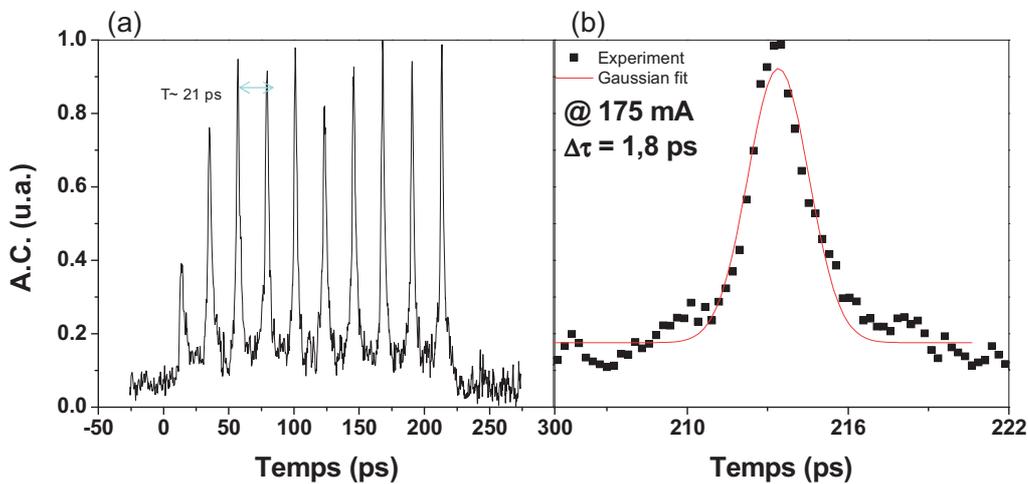


Figure 5-7 : Trace d'autocorrélation du laser à 9 plans de BQs sur InP (113)B pour une longueur de cavité de 0,9 mm et pour un courant de 175 mA.

Afin d'étudier l'effet du courant d'injection sur la qualité du verrouillage de modes, les mêmes mesures (largeur de l'impulsion et largeur du pic Rf) ont été réalisées pour les deux longueurs de cavité (Figure 5-8). On remarque que la largeur de l'impulsion optique diminue quand la densité de courant d'injection augmente. La Figure 5-8 (b) montre la variation de la largeur du spectre RF en fonction de la densité du courant injecté. On note de même que la largeur du spectre RF diminue pour les 2 cavités quand le courant d'injection augmente. Ce comportement a été observé sur les lasers à blocage de modes en mono-section à base de BQs sur substrat InP (001) désorienté présentés dans le chapitre 4 et sur les lasers à blocage de modes en mono-section à base de BatQs réalisés par le LPN et 3-5 Lab [Rosales-2012]. Rosales et al. ont démontré pour ces derniers que le GDD diminue avec le courant d'injection.

Cette diminution est attribuée à un renforcement des effets non linéaires à forte injection qui réduit la dispersion et favorise la mise en phase des modes. De plus, il a été montré que le GDD est normalement plus faible pour les longueurs de cavité les plus courtes. Ceci se traduit par des longueurs de fibres monomodes plus faibles pour obtenir la compensation externe de la dispersion. Ici on note que la compensation est obtenue pour des longueurs de fibre équivalentes pour les deux lasers de longueurs différentes. Ce résultat est surprenant et nécessiterait des caractérisations complémentaires pour être confirmé.

La compensation externe permet d'atteindre une largeur d'impulsion de 1,3 ps avec un produit  $\Delta\tau\Delta\nu$  de 0,632 qui est supérieur à la valeur correspondant à la limite de Fourier. La limitation de la diminution de la largeur de l'impulsion pour ces lasers peut s'expliquer par deux origines. i) La largeur du spectre optique est plus faible que pour le laser à BQs sur InP (001) désorienté. Ceci est due à une plus faible inhomogénéité en taille des BQs élaborées sur InP (113)B qui limite le nombre de modes participant au blocage de modes. ii) Le courant d'injection a été limité à des valeurs inférieures à 300 et 400 mA (cavités de longueurs 1 et 2 mm) pour éviter les effets thermiques en raison de la grande résistance série de ces lasers. Dans le cas d'une faible résistance série on peut utiliser des courants d'injection plus élevés et s'attendre à une réduction plus importante de la largeur de l'impulsion à fort courant. Rosales et al. ont reporté que les lasers à blocage modes à double section présentent un plus faible GDD comparés à un laser mono-section de même structure et longueur de cavité. Cependant, le fonctionnement optimal du blocage de modes est obtenu pour un faible courant d'injection et une polarisation en inverse élevée sur la section absorbante ce qui se traduit par de faibles puissances moyennes de sortie. De plus, les faibles courants d'injection ne permettent pas d'atteindre un élargissement important du spectre optique qui se traduit par un nombre plus faible de modes limitant la réduction de la largeur des impulsions.

Par conséquent, les lasers à blocage de modes mono-section apparaissent plus avantageux que les double-sections en termes de puissance de sortie et de largeur d'impulsion.

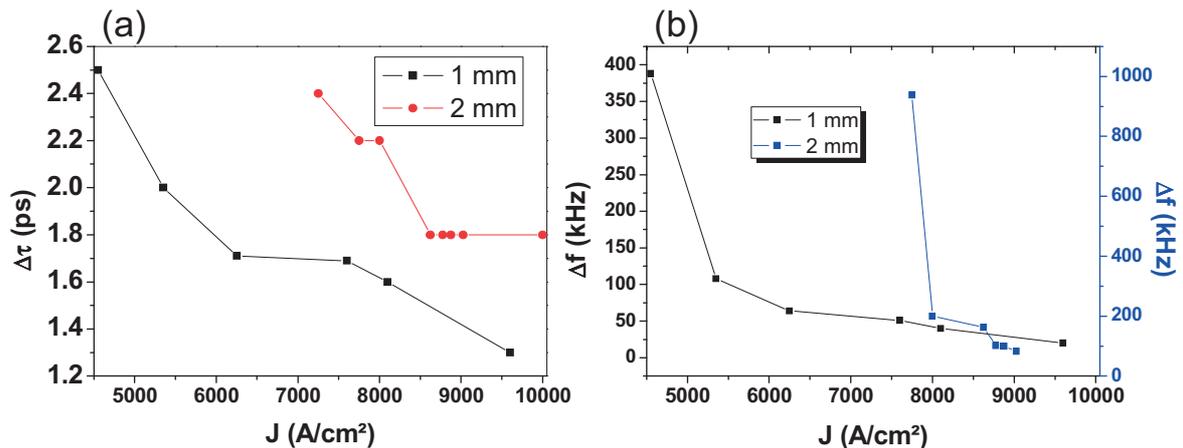


Figure 5-8 : Variation de la largeur de l'impulsion optique en fonction de la densité de courant d'injection pour les 2 cavités de longueur 1 et 2 mm.

La différence dans la largeur du spectre RF entre ces 3 composants clivés de la même structure laser est élevée. Cela peut être dû à la présence d'une microcavité externe entre la fibre lentillée et la facette du laser. Dans la partie suivante, on va traiter la rétroaction optique de ces lasers et ses effets sur les performances du blocage de modes.

### 5.1.3 Rétroaction optique

Comme on l'a décrit dans le chapitre 0, les fibres optiques qui collectent le signal du laser ainsi que l'environnement extérieur du laser, peuvent former des cavités externes de différentes longueurs. Ces cavités ont des effets non négligeables sur les performances des lasers.

Une étude de l'effet de la rétroaction optique a été réalisée sur le laser de 1 mm de longueur de cavité. Ici, on étudie l'effet de la position de la fibre optique sur le laser. Des mesures des spectres RF, spectres optiques et traces d'autocorrélation ont été réalisés pour 4 positions différentes de la fibre obtenues en changeant la tension sur un contrôleur « piezo » qui induit un déplacement fin sur celle-ci. Ces 4 positions ( $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$  et  $x_4$ ) sont choisies afin d'avoir un intervalle de longueur  $\sim 1 \mu\text{m}$  entre  $x_1$  et  $x_2$  (2 extrémité de l'intervalle),  $x_3$  et  $x_4$  correspondent à des positions intermédiaires entre  $x_1$  et  $x_2$ . La Figure 5-9 présente les spectres RF à un courant d'injection de 162 mA et pour les 4 positions précédentes. On peut constater que le taux de répétition varie en fonction de la position de la fibre sur une échelle de longueur 6 MHz. Cette variation n'affecte pas les performances du laser. La largeur du pic RF varie aussi en fonction de la position de la fibre. On trouve des largeurs optimales à 20

kHz pour les 2 extrémités x1 et x2 de l'intervalle de fréquence. Entre ces 2 extrémité, la largeur de pic RF augmente pour atteindre une valeur maximale de 280 kHz (x3).

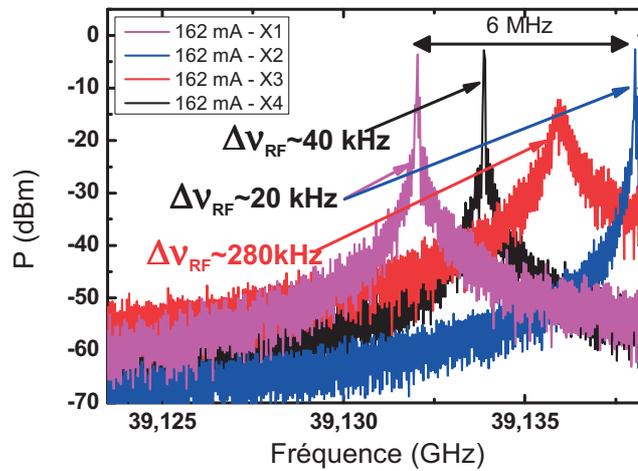


Figure 5-9 : spectres RF pour le laser de longueur de cavité 1 mm et pour un courant d'injection de 162 mA et différentes positions de la fibre optique de couplage.

La Figure 5-10 présente les mesures de la trace d'autocorrélation (a) et du spectre optique (b) pour les mêmes conditions de déplacement de la fibre. Ici, on remarque une petite variation de la durée d'impulsion en fonction de la position de la fibre. Cette variation n'est pas due à la rétroaction optique puisque le niveau de rétroaction ici est très faible (absence d'une source d'injection de la rétroaction). Elle peut être due aux différentes conditions de mesures (température, courant...).

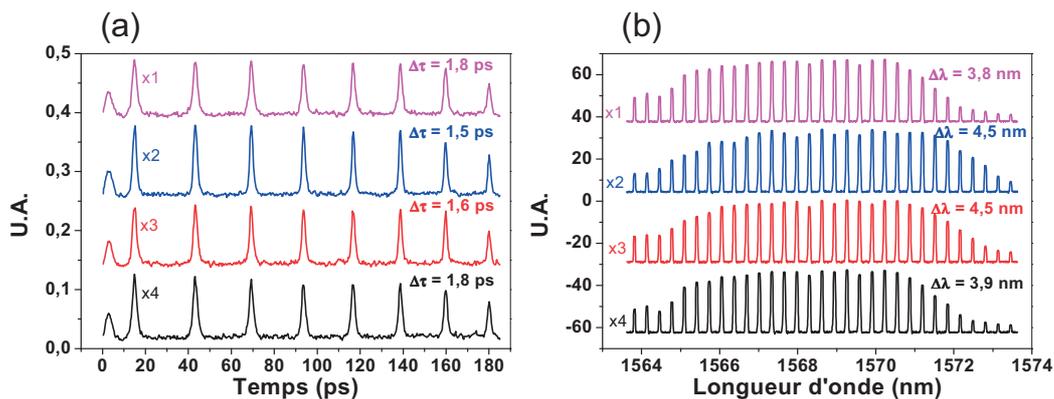


Figure 5-10 : (a) traces d'autocorrélation, (b) spectres optiques pour le laser de longueur de cavité 1 mm et pour un courant d'injection de 162 mA et différentes positions de la fibre optique de couplage.

En conclusion, la position de la fibre est un paramètre critique ayant des effets importants sur les performances du laser et surtout sur la largeur du spectre RF. On a vu qu'un déplacement

très fin inférieur à 1  $\mu\text{m}$  peut dégrader le spectre RF en ajoutant quelques centaines de kHz sur la largeur de ce spectre. Cela peut expliquer les grandes largeurs de pic RF pour les composants de longueur 0,9 et 2 mm par rapport à celui de 1 mm. Pour les futures mesures sur ce type des lasers, il faut choisir la position optimal de la fibre qui peut ne pas correspondre toujours à la position où on collecte le maximum de puissance, mais c'est la position où le système externe a moins d'effets sur le fonctionnement du laser.

## **5.2 Mesure de gain et des pertes et extension du modèle de Lau en fonction de la température**

Les lasers à blocage de modes monolithiques sont d'un grand intérêt pour une grande gamme d'applications photoniques. En raison de courtes impulsions et des taux de répétition haute fréquence, les lasers à blocage de modes à BQs et BatQs sont bien adaptés pour des applications bas coût comme les télécommunications optiques à haut débit dans les réseaux locaux ou les interconnexions optiques dans les futurs processeurs multi-cœurs. Les diodes lasers sont supposées être localisées près d'un processeur ou d'une source de puissance entraînant une augmentation de la température de la jonction pn qui peut résolument affecter la performance du laser. À cette fin, il est important de développer des lasers à blocage de modes non refroidis qui ont une large plage de fonctionnement en température. De cette façon, on peut envisager de supprimer les éléments de refroidissement et ainsi réduire la complexité et la taille du système ainsi que la consommation électrique.

L'objectif de cette étude est d'examiner le comportement en température des lasers à blocage de modes passif à double sections à base de BQs ou de BatQs InAs/InP.

D'abord, les spectres de gain et de pertes sont extraits avec la méthode de contact segmenté (SCM, Segmented Contact Method). Leurs variations sont étudiées en fonction de la densité de courant et pour différentes températures et différentes tensions de polarisation de la section absorbante. Les valeurs mesurées sont ensuite incorporées dans un modèle analytique proposé par M.T. Crowley à partir du modèle théorique de Lau [Crowley-2011], [Lau-1990], qui est utilisé pour prévoir la dépendance en température du blocage de modes.

### 5.2.1 Présentation des structures SOAs à boîtes et BatQs

La Figure 5-11montrent les 2 structures des amplificateurs optiques (SOA) à 5 plans de BatQs sur InP (001) et 6 plans de BQs sur InP (113)B utilisées pour les mesures du gain et de l'absorption.

Les composants réalisés consistent en des SOAs multi-sections, de 2  $\mu\text{m}$  de largeur de guide. Ils présentent une inclinaison du guide optique de  $7^\circ$  environ par rapport aux plans de clivage du support. Cette inclinaison a pour rôle de repousser l'émission laser en introduisant une faible réflectivité optique à l'interface semi-conducteurs/air. Le procédé technologique compte trois niveaux de masquage. Le premier sert à la définition des guides continus, le deuxième pour créer les ouvertures de guides afin d'obtenir des sections de guide électriquement isolées et le troisième, pour réaliser la métallisation finale qui facilite la prise de contact. L'isolation électrique entre les sections est assurée par la gravure d'une tranchée de 5  $\mu\text{m}$  de large au travers la couche de contact fortement dopé. La résistance électrique est de l'ordre de 50 k $\Omega$ .

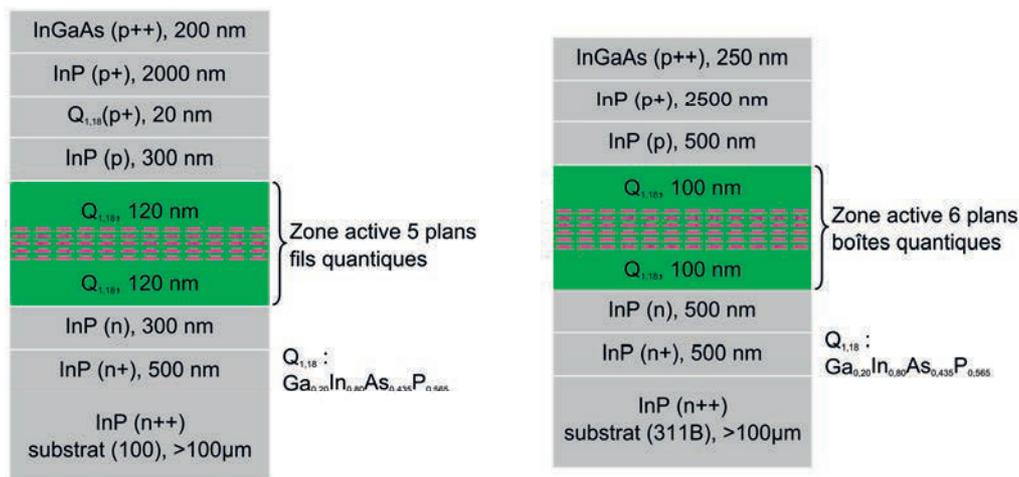


Figure 5-11 : structures epitaxiales des SOAs à boîtes et BatQs.

### 5.2.2 Méthode de mesures multi-sections

Les mesures de gain et de pertes sont réalisées sur les SOAs multi-sections présentés ci-dessus en utilisant la méthode des contacts segmentés.

Le gain optique est défini comme l'augmentation fractionnelle en énergie dans le mode optique par unité de distance de propagation. C'est le gain modal (G) qui est relié au gain du matériau (g) par la relation suivante :

$$G = \Gamma.g \text{ (5-1)}$$

Où  $\Gamma$  représente le facteur de confinement optique du mode optique.

La mesure du gain est réalisée en fonction du niveau de pompage ou de la densité de porteurs injectés, le gain étant contrôlé par la séparation de quasi-niveaux de Fermi. Toutefois, de manière pratique, il s'agit de déterminer le gain en fonction du courant. Alors la méthode expérimentale la plus simple pour établir la relation entre le gain et le courant est de mesurer la densité de courant de seuil ( $J_s$ ) pour différentes longueurs de cavité du laser étudié. Si les pertes optiques internes sont connues, alors on peut calculer les pertes optiques totales pour chaque longueur. Au seuil, le gain modal est égal aux pertes optiques totales. Cette méthode simple dans le principe, permet d'établir une relation entre gain et courant (chapitre 2); Cependant sa mise en œuvre expérimentale est difficile.

Le spectre du gain peut être mesuré à partir du contraste des modes longitudinaux au-dessous du seuil laser, c'est la méthode de Hakki et Paoli [Hakki-1975]. Par cette méthode, on accède au gain modal net  $G - (\alpha_p + \alpha_m)$ . A partir des valeurs à l'asymptote du gain net vers les grandes longueurs d'onde, on peut estimer les pertes optiques totales  $(\alpha_p + \alpha_m)$  et, ensuite, déduire le gain.

Ces deux méthodes mesurent le gain par rapport au courant injecté, or le courant qui importe est le courant injecté effectif. La détermination du rendement permet de relier les résultats au courant effectif. Dans ce cas, on procède à l'analyse du rendement quantique externe au-dessus du seuil en fonction de la longueur de cavité [Thomson-1976] [Thompson-1980] [Henshall-1977]. Mais cette approche a été fondamentalement éliminée car le rendement différentiel au-dessus du seuil n'est pas le même au seuil et en-dessous du seuil [Smowton-1997].

Enfin, une méthode basée sur la mesure de l'émission spontanée amplifiée en fonction de la longueur de pompage ou d'injection a été proposée. Cette méthode consiste à éliminer l'amplification due à l'aller-retour, donc on mesure le gain modal net  $G_{net} = (G - \alpha_p)$  pour un simple passage. Cette technique a été introduite par Shanklee et Leheny [Shaklee-1971] en utilisant le pompage optique. Elle a été étendue au pompage électrique, en effectuant des mesures avec des lasers de longueurs de contacts différentes [Oster-1997].

Lorsqu'un courant électrique est injecté dans le SOA, l'émission optique mesurée à la sortie correspond à l'émission spontanée amplifiée et à l'émission spontanée non guidée. L'intensité de l'émission optique ( $I$ ) s'exprime sous la forme :

$$I = I_{ASE} + I_{Leak} \quad (5-2)$$

Où  $I_{Leak}$  est l'intensité de l'émission spontanée non guidée et  $I_{ASE}$  l'intensité de l'émission spontanée amplifiée (ASE : Amplified Spontaneous Emission) qui est reliée au gain par la relation suivante :

$$\frac{dI_{ASE}}{dx} = G_{net} \cdot I_{ASE} + I_{PSE} \quad (5-3)$$

Ici,  $G_{net}$  représente le gain modal net  $G - \alpha_p$  et  $I_{PSE}$  l'intensité de l'émission spontanée pure par unité de longueur (PSE : Pure Spontaneous Emission).

La résolution de l'équation différentielle mène à l'expression suivante en considérant que  $I_{ASE} = 0$  en  $x = 0$  :

$$I_{ASE} = \frac{I_{PSE}}{G_{net}} (e^{G_{net} \cdot x} - 1) \quad (5-4)$$

Il existe 2 méthodes à contacts segmentés pour mesurer le gain et les pertes des structures à semi-conducteurs. La méthode utilisant 3 sections (dont 1 est une section absorbante) [Blood-2003] et celle qui utilise 4 sections [Xin-2006]. Cependant, la méthode de Blood ne prend pas en compte l'émission spontanée non guidée ( $I_{Leak}$ ). Cette approche ne pose pas de problème dans le cas des matériaux présentant un gain net élevé comme pour le cas des PQs. Par contre, cela peut introduire une erreur significative dans le cas des BQs et des BatQs où le gain modal net a des valeurs plus faibles, inférieures à  $30 \text{ cm}^{-1}$ . L'émission spontanée non guidée peut être prise en compte en utilisant la méthode de Xin à 4 sections. C'est cette méthode, plus appropriée à l'étude de nos lasers, qu'on a utilisé dans nos mesures.

### **Présentation de la méthode de Xin à 4 sections**

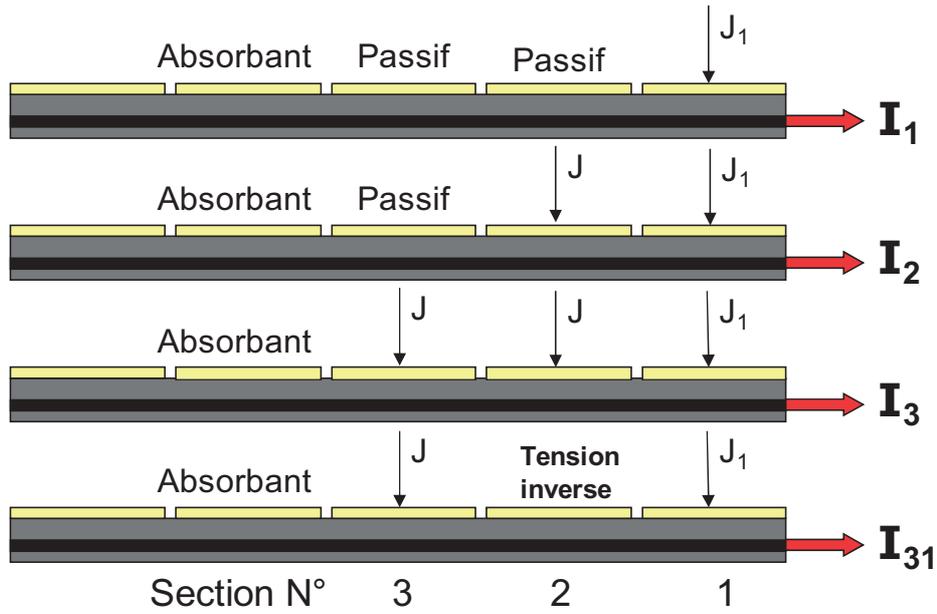


Figure 5-12 : Pompage des SOAs pour mesurer  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  et  $I_{31}$  pour la méthode de mesure à 4 sections.

La Figure 5-12 montre le schéma de principe de la méthode à 4 sections. Au début, seule la 1<sup>ère</sup> section est pompée par une densité de courant  $J_1$ , l'intensité optique mesurée dans ce cas est  $I_1$ . Ensuite, en conservant la densité de courant  $J_1$  sur la 1<sup>ère</sup> section, on pompe la 2<sup>ème</sup> section avec une densité de courant  $J$ , et on mesure l'intensité lumineuse  $I_2$  émise dans cette configuration. Enfin, on injecte la même densité de courant  $J$  dans la 3<sup>ème</sup> section, en conservant  $J_1$  et  $J$  pour la 1<sup>ère</sup> et 2<sup>ème</sup> section respectivement, l'intensité lumineuse mesurée ici est  $I_3$ . On réalise une mesure supplémentaire de l'intensité optique, notée  $I_{31}$ , lorsque la 1<sup>ère</sup> section est pompée par  $J_1$ , la 3<sup>ème</sup> par une densité de courant  $J$  et la 2<sup>ème</sup> est polarisée en inverse par une tension  $-V_{bias}$ . Les intensités  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  et  $I_{31}$  sont définies par les relations suivantes :

$$I_1 = \frac{I_{PSE1}}{G_{NET1}} (e^{G_{NET1}L} - 1) + I_{leak1} \quad (5-5)$$

$$I_2 = \frac{I_{PSE}}{G_{NET}} e^{G_{NET1}L} (e^{G_{NET}L} - 1) + \frac{I_{PSE1}}{G_{NET1}} (e^{G_{NET1}L} - 1) + I_{leak2} \quad (5-6)$$

$$I_3 = \frac{I_{PSE}}{G_{NET}} e^{G_{NET1}L} (e^{2G_{NET}L} - 1) + \frac{I_{PSE1}}{G_{NET1}} (e^{G_{NET1}L} - 1) + I_{leak3} \quad (5-7)$$

$$I_{31} = \frac{I_{PSE}}{G_{NET}} (e^{G_{NET}L} - 1) e^{(G_{NET1}-a)L} + \frac{I_{PSE}}{G_{NET1}} (e^{G_{NET1}L}) - \frac{I_{PSE}}{G_{NET1}} + I_{leak} \quad (5-8)$$

Où  $G_{NET}$  et  $G_{NET1}$  sont les gains modaux nets pour les densités de courant de pompage  $J$  et  $J_1$  respectivement et  $I_{PSE}$  et  $I_{PSE1}$  représentent respectivement les intensités d'émission spontanée

pure pour les densités de courant de pompage  $J$  et  $J_1$  et a les pertes totales dans la section N°2 polarisée en inverse.

La grande partie de l'émission stimulée non guidée est produite par la 1<sup>ère</sup> section, car celle générée par la 2<sup>ème</sup> et la 3<sup>ème</sup> section sont absorbées avant d'atteindre la facette de sortie. Donc on peut considérer cette intensité comme constante :

$$I_{\text{Leak}} = I_{\text{LEAK1}} = I_{\text{LEAK2}} = I_{\text{LEAK3}} \quad (5-9)$$

En simplifiant les expressions (5-5), (5-6), (5-7), et (5-8) on peut trouver les expressions de  $G_{\text{NET}}$  et de  $a$  qui représente l'absorption  $a$  dans la section 2 plus les pertes interne  $\alpha_p$  :

$$G_{\text{NET}} = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{I_3 - I_1}{I_2 - I_1} - 1 \right) \quad (5-10)$$

$$a = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{I_2 - I_1}{I_{31} - I_1} \right) \quad (5-11)$$

$I_1$ ,  $I_2$  et  $I_3$  sont ensuite utilisées dans l'expression (5-10) pour tracer le spectre du gain à la densité de courant  $J$ . Pour tracer le spectre de l'absorption «  $a$  » on utilise l'expression (5-11) et les intensités lumineuses  $I_1$ ,  $I_2$  et  $I_{31}$ .

Les mesures des différentes intensités optiques sont réalisées à l'aide d'un analyseur de spectre optique, ce qui permet d'avoir l'évolution du gain et de l'absorption en fonction de la longueur d'onde. De plus, ces mesures sont faites pour différentes valeurs de la densité de courant de pompage  $J$  et pour différentes températures.

### 5.2.3 Banc de mesure de gain et de l'absorption

La Figure 5-13 présente le banc expérimental utilisé à « DTU-Danemark » pour effectuer les mesures des spectres du gain et de l'absorption.

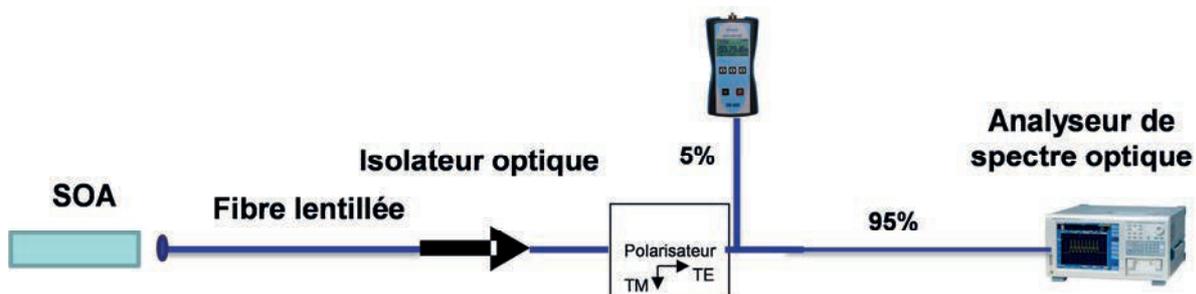


Figure 5-13 : Schématisation du banc de mesure.

Nos structures multi-sections à ruban incliné sont déposées sur un support muni d'un Peltier pour réguler la température à l'aide d'un contrôleur commandé automatiquement par

l'ordinateur. La prise de contact a été réalisée à l'aide de pointes non rétractables alimentées par une source à multi-sortie. Pour récupérer le signal, on utilise une fibre monomode lentillée. On utilise un polarisateur pour isoler les 2 modes TE et TM et ensuite récupérer le mode TE uniquement. Un isolateur optique est introduit dans le banc pour éviter la rétroaction optique (optical feedback) dans les SOA et enfin le faisceau est séparé afin d'envoyer 5% de la puissance lumineuse vers un puissance-mètre optique qui sert à réaliser l'alignement et les 95% restantes vers l'analyseur de spectre optique pour récupérer les intensités lumineuses  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$ , et  $I_{31}$ .

## 5.2.4 Mesures du gain et des pertes à différentes températures

### 5.2.4.1 Mesures du gain et des pertes des SOAs à BQs sur InP (113)B

Les mesures des spectres de gain et de pertes sont réalisées pour différentes températures allant de 20°C à 50°C et pour des densités de courant  $J$  (2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> sections) allant de 300A/cm<sup>2</sup> jusqu'à 10 kA/cm<sup>2</sup>. La Figure 5-14 (a) et la Figure 5-15 (a) présentent les spectres du gain pour les structures à BQs à 20°C et 50°C respectivement. La partie (b) de ces 2 figures montre les spectres des pertes mesurées pour différentes valeurs de tensions  $V_{Bias}$  appliquées sur la 2<sup>ème</sup> section. On remarque que le gain croît lorsque la densité de courant de pompage augmente avec un élargissement de la courbe de gain et un décalage de son maximum vers les courtes longueurs d'onde.

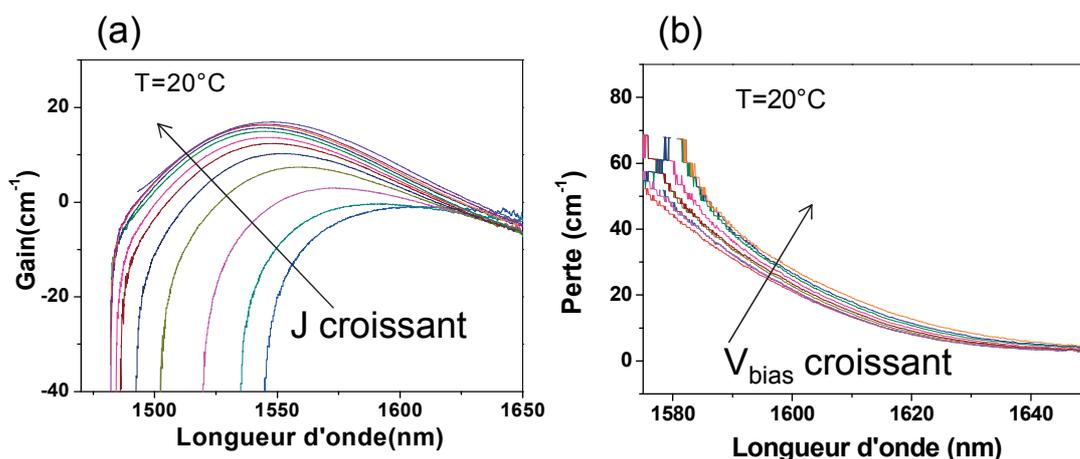


Figure 5-14 : (a) spectres du gain pour des densités de courant allant de 300 A/cm<sup>2</sup> jusqu'à 10 kA/cm<sup>2</sup>, (b) spectres des pertes pour des  $V_{Bias}$  allant de 0 à -10 V pour les SOA à BQs à T=20°C.

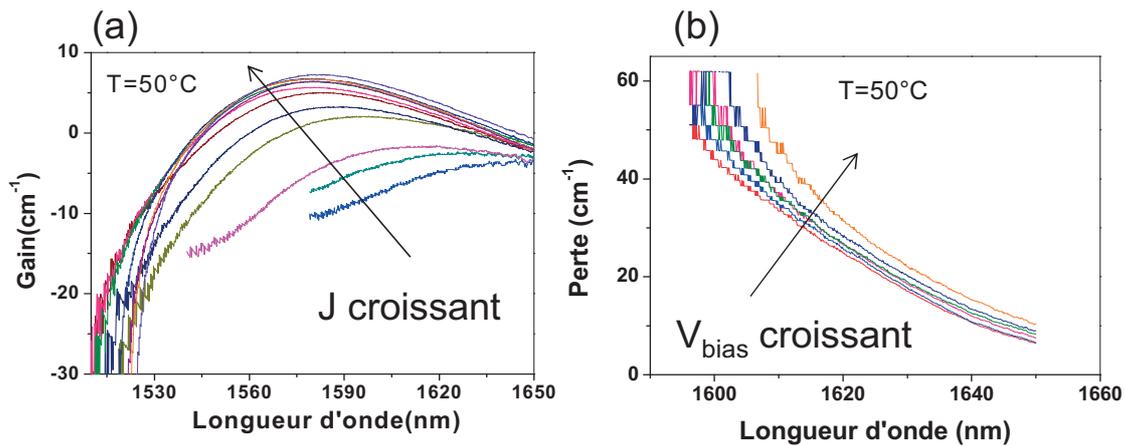


Figure 5-15 : (a) spectres du gain pour des densités de courant allant de 300 A/cm<sup>2</sup> jusqu'à 10 kA/cm<sup>2</sup>, (b) spectres des pertes pour des V<sub>Bias</sub> allant de 0 à -10 V pour les SOA à BQs à T=50°C.

L'évolution du maximum du gain avec la densité du courant est reportée sur la Figure 5-16 (a) pour différentes températures. On constate pour une température donnée, que le gain augmente avec la densité de courant et tend à saturer à forte densité. Quand la température croît, le gain diminue et l'effet de saturation est plus marqué. La diminution du gain est liée à une plus faible densité de porteurs du fait de l'augmentation du taux de recombinaisons non radiatives à plus haute température.

La Figure 5-16 (b) présente la variation de la longueur d'onde du maximum de gain en fonction de la densité de courant J pour différentes températures. On peut remarquer le décalage vers les plus grandes longueurs d'onde lorsque la température augmente. Sur la Figure 5-17, on présente la variation de l'énergie d'émission en fonction de la température pour deux valeurs de la densité de courant (2 et 8 kA/cm<sup>2</sup>). En première approximation le comportement pour les deux densités de courant peut être décrit par une droite de même pente égale à 0,56 meV/K (ou 1,1 nm/K). Cette pente est supérieure à la valeur attendue pour la variation de l'énergie de transition fondamentale qui suit en général celle du gap d'InAs. La variation du gap d'InAs en fonction de la température est exprimée par la relation expérimentale de Varshni  $E=E_0-\alpha T^2/(T+\beta)$  [Varshni-1967] avec  $\alpha = 2,76 \cdot 10^{-4}$  eV/K et  $\beta = 90$  K. L'approximation linéaire de la relation de Varshni dans la gamme de température (290-325K) donne une pente de 0,244 meV/K. La différence avec la valeur expérimentale peut s'expliquer par le fait que le maximum du gain dépend de la densité de porteurs qui décroît avec la température car le temps de vie des porteurs diminue. La plus faible densité de porteurs entraîne un effet de remplissage moindre des états électroniques et par conséquent

une décroissance plus importante de l'énergie du maximum de gain avec la température par rapport à celle attendue pour les énergies de transition ou le gap d'InAs.

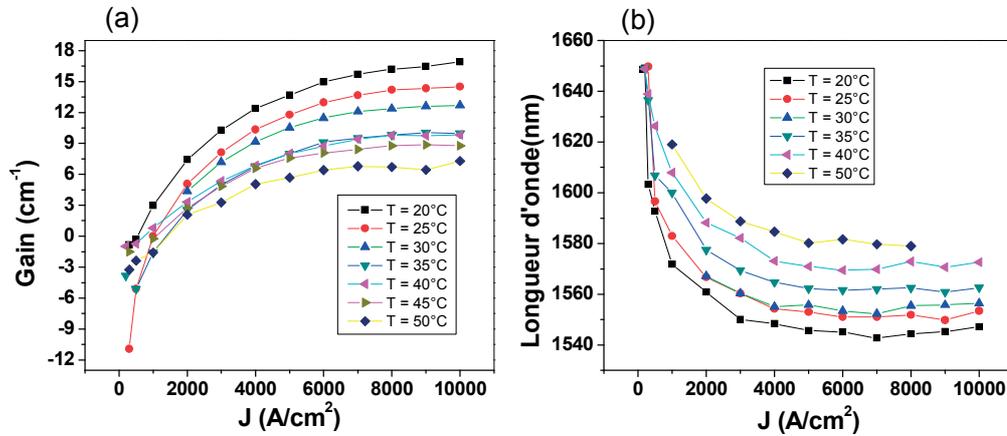


Figure 5-16 : (a) maximum du gain des SOA à BQs en fonction de la densité de courant, (b) Longueur d'onde du pic du gain

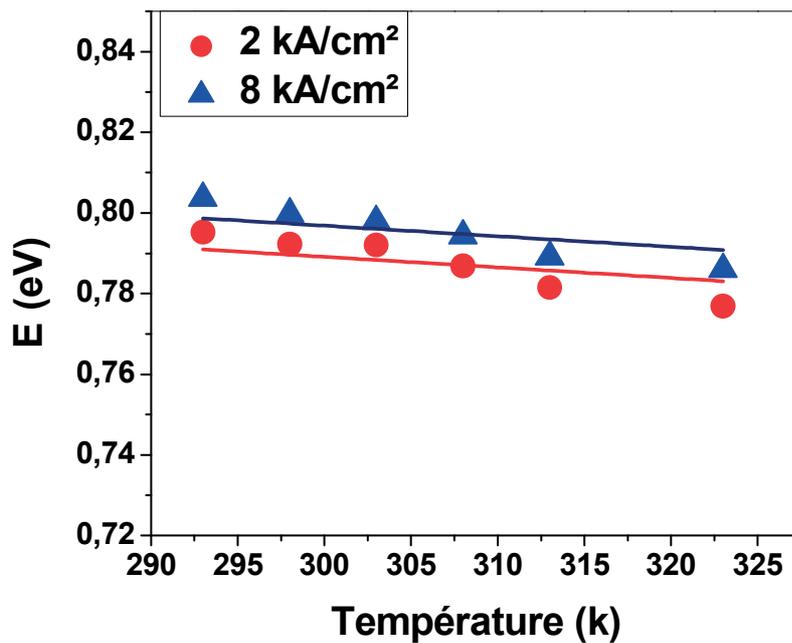


Figure 5-17 : variation de l'énergie d'émission au gain maximal en fonction de la température. La ligne en pointillé représente à titre de comparaison la variation donnée par la relation de Varshni.

#### 5.2.4.2 Mesures du gain et des pertes des SOAs à BatQs sur InP (001)

Dans ce paragraphe, on présente les mesures du gain et des pertes sur les structures à BatQs. Ces mesures sont réalisées pour des températures allant de 23° à 50° et pour des densités de courant J allant de 500A/cm<sup>2</sup> à 9,5 kA/cm<sup>2</sup>. Les Figure 5-18 (a) et Figure 5-19 (a) présentent

les spectres de gain pour les SOAs à BatQs à 23°C et à 50°C respectivement. Les parties (b) de ces 2 figures montrent les spectres des pertes pour ces mêmes températures.

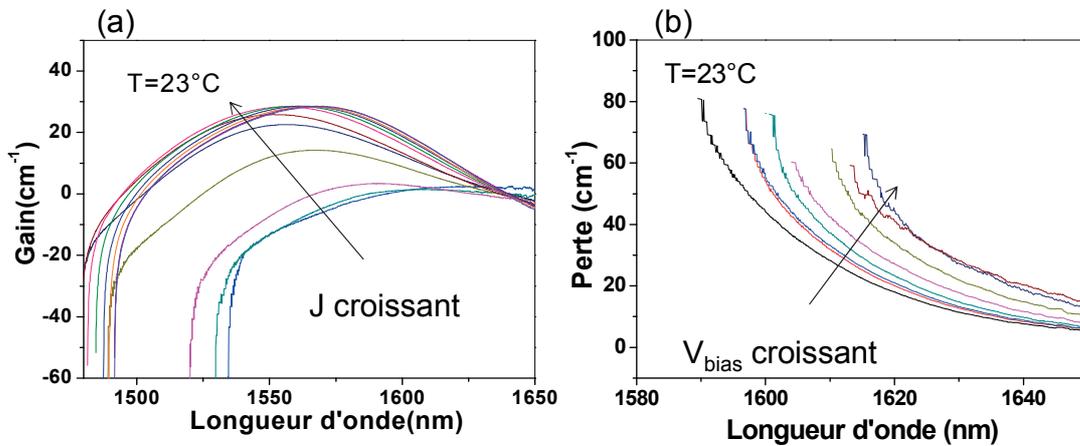


Figure 5-18 : (a) spectres du gain pour des densités de courant allant de 500 A/cm<sup>2</sup> jusqu'à 9,5 kA/cm<sup>2</sup>, (b) spectres des pertes pour des V<sub>Bias</sub> allant de 0 à -6 V pour les SOA à BatQs à T=23°C.

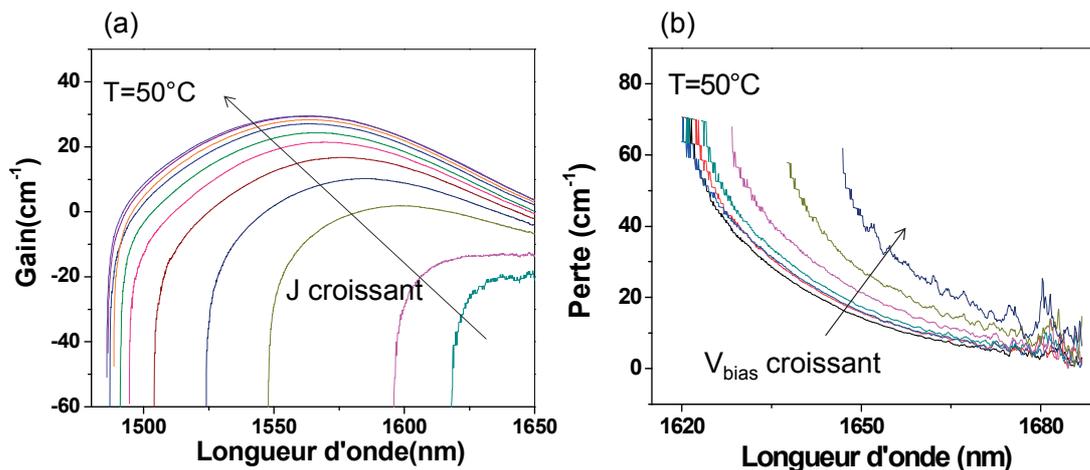


Figure 5-19 : (a) spectres du gain pour des densités de courant allant de 500 A/cm<sup>2</sup> jusqu'à 9,5 kA/cm<sup>2</sup>, (b) spectres des pertes pour des V<sub>Bias</sub> allant de 0 à -6 V pour les SOA à BatQs à T=50°C.

La Figure 5-20 (a) représente l'évolution du gain maximal en fonction de la densité de courant J pour différentes températures. La partie (b) de la Figure 5-20 montre la variation de la longueur d'onde du maximum du gain en fonction de la densité de courant J pour différentes températures. Enfin, la Figure 5-21 présente, comme pour le cas des BQs, la variation de l'énergie d'émission au maximum du gain en fonction de la température pour une densité de courant à 9,5 kA/cm<sup>2</sup>. La variation attendue par la relation de Varshni est donnée à titre de comparaison.

A faible injection, on note pour le gain et l'évolution de l'énergie du maximum du gain en fonction de la température, un comportement équivalent à celui observé pour les structures à

BQs. L'énergie du maximum du gain en fonction de T suit approximativement une variation linéaire avec une pente de 0,5 meV/K. Par contre, à forte injection on constate un comportement différent. La courbe de gain indique un effet de saturation plus prononcée à basse température. L'énergie du maximum du gain varie très peu avec la température avec une pente proche de 0 meV/K. Ce comportement particulier peut avoir pour origine un problème d'échauffement à forte injection qui se traduit par un écart entre la température de la jonction pn et la température de régulation. Ceci se traduit par un gain plus faible (ou encore un fort effet de saturation du gain) et une diminution de l'énergie du maximum du gain pour les plus faibles températures de régulation. A plus haute température, l'écart des températures devient plus faible et limite l'effet d'échauffement à forte injection.

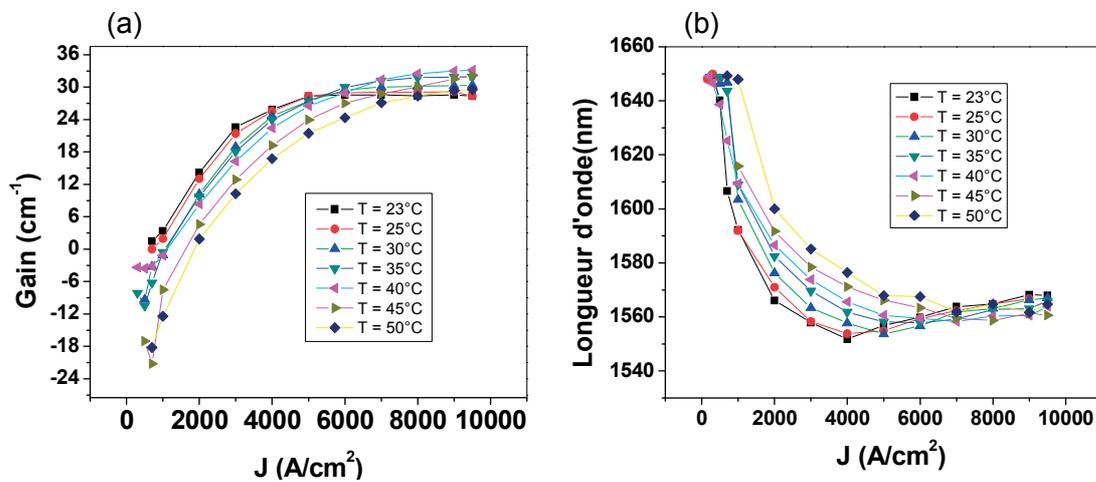


Figure 5-20 : (a) maximum du gain des SOA à BatQs en fonction de la densité de courant, (b) Longueur d'onde du maximum du gain.

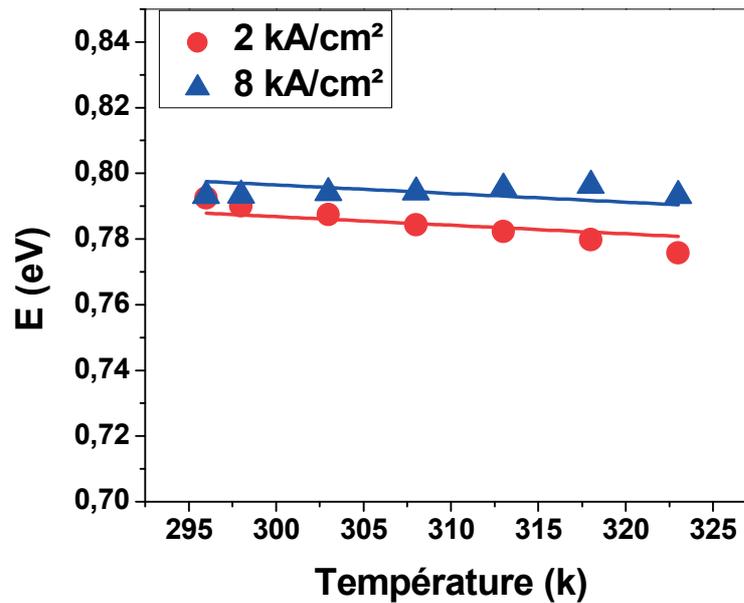


Figure 5-21 : variation de l'énergie d'émission en fonction de la température et comparaison avec la variation du gap d'InAs donnée par la relation de Varshni.

### 5.2.5 Présentation du modèle de Lau

Le blocage de modes dans un laser résulte d'un équilibre entre le gain et les pertes et de leurs caractéristiques dynamiques. Le laser à double section permet un contrôle partiel du rapport entre le gain et les pertes en ajustant le rapport des longueurs des sections de gain et d'absorption. Le modèle de Lau permet de déterminer la longueur minimale nécessaire de la section absorbante en fonction des données de gain et des pertes relatives, pour obtenir le blocage de modes.

Le premier critère à vérifier pour observer le blocage de modes est que l'énergie de saturation de l'absorbant saturable ( $E_{sat,abs}$ ) soit plus faible que celle de la zone active ( $E_{sat,g}$ ) (confère le principe le blocage de modes passifs avec un absorbant lent dans le chapitre 1). Ce critère

s'exprime par l'équation :  $\frac{E_{sat,g}}{E_{sat,abs}} > 1$ . Dans le cas d'un absorbant lent, la saturation de

l'absorption doit se produire avant celle du gain pour avoir un gain net positif donnant lieu à l'émission laser.

Dans le modèle de base [Lau 1990], Lau a montré que le début de verrouillage de modes peut être décrit comme une modulation sinusoïdale de son intensité optique. Cette modulation s'applique au gain et à l'absorption dont la différence donne le gain net ( $\hat{g}_{net}$ ) et la modulation peut être analysée en utilisant un diagramme du phaseur dans le plan complexe

[Thèse-Dontabactouny-2011]. Afin que le blocage de modes prenne place dans le laser, le critère de Lau indique que le vecteur représentant la modulation du gain net doit être dans le demi-plan des réels positifs ( $\Re(\hat{g}_{net}) > 0$ ). Ce modèle ne s'applique que sur des structures laser simple section où le gain et l'absorption sont répartis de façon uniforme. Pour les lasers à double section, Lin et al. ont proposé une extension du modèle de Lau en intégrant une section de gain et une section d'absorbant saturable et en prenant en compte les pertes internes. A partir du critère de Lau ( $\Re(\hat{g}_{net}) > 0$ ) et un certain nombre d'approximations [Thèse-Dontabactouny-2011] on peut exprimer le critère pour obtenir le blocage de modes par l'inégalité suivante.

$$\frac{L_a}{L_g} > \left( \frac{\frac{dg}{dJ}}{\frac{dg}{dJ}|_{g=0}} \right)^2 \cdot \frac{g}{a} \quad (5-12)$$

$L_g, L_a$  : longueur respective de la section de gain et de la section absorbante.

$g, a$  : gain et absorption du laser.

$J$  : densité de courant.

M. T. Crowley et al. ont proposé une extension du modèle pour inclure les effets thermiques qui permet de déterminer le rapport approprié  $L_a/L_g$  pour obtenir un laser fonctionnant en blocage de modes pour différentes conditions de température [Crowley-2011].

Une contrainte supplémentaire dans le modèle est donnée par la condition de seuil pour les lasers qui peut s'exprimer sous la forme:

$$\frac{L_a}{L_g} = \frac{g - \alpha_m - \alpha_p}{a + \alpha_m + \alpha_p} \quad (5-13)$$

où  $\alpha_m$  et  $\alpha_p$  sont respectivement les pertes miroirs et interne de la structure laser.

Ce modèle permet d'étudier le fonctionnement du laser à différentes températures mais pas la longueur d'onde d'émission de ce laser qui varie en fonction de la température.

Les expressions (5-12) et (5-13) vont servir par la suite à tracer une cartographie du fonctionnement en blocage de modes du dispositif en fonction du rapport  $L_a/L_g$  et de la densité de courant de gain. La première relation définit les valeurs limites minimales de  $L_a/L_g$  en fonction de la densité de courant et la deuxième relation les valeurs limites maximales.  $\alpha_m$  est calculé par la relation  $\alpha_m = 1/L_c \ln(1/R)$  où  $L_c$  est la longueur de cavité et  $R$  est la réflectivité des miroirs clivés (on prend  $R = 0,3$ ).  $\alpha_p$  et l'absorption « a » sont estimés à l'aide

de la courbe de l'absorption en fonction de la longueur d'onde.  $\alpha_p$  est la limite d'absorption à haute longueur d'onde et « a » est la différence entre les pertes à la longueur d'onde d'émission du laser fabriqué à l'aide de ces matériaux ( $a_{\max}$ ) et  $\alpha_p$ .

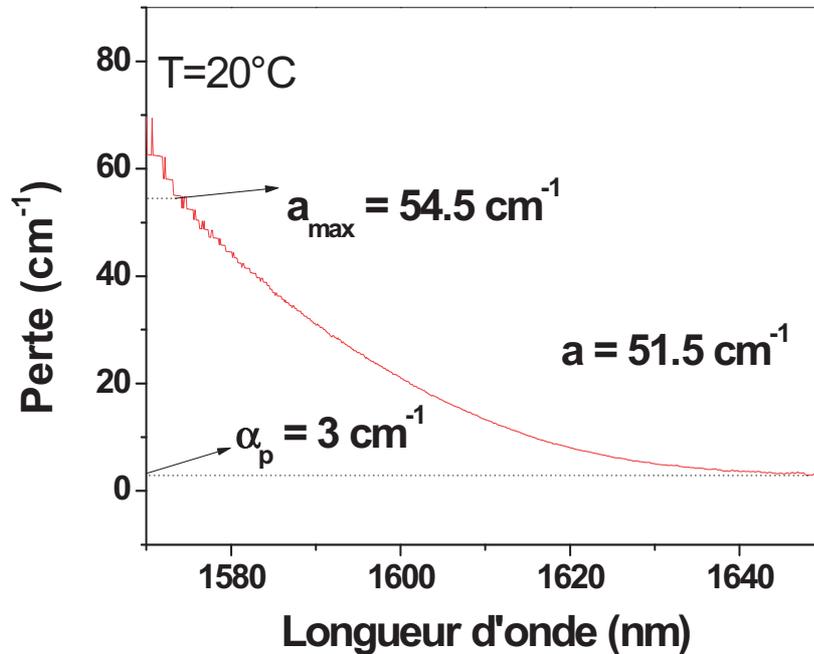


Figure 5-22 : exemple d'un spectre d'absorption.

La Figure 5-22 montre un exemple d'un spectre d'absorption et la méthode de détermination de «  $\alpha_p$  » et « a ». A partir des spectres du gain, on extrait les valeurs maximales du gain pour chaque densité de courant. On trace les points donnant le gain maximal en fonction de la densité de courant.

Le gain  $g$  peut être exprimé en fonction de la densité de courant  $J$  par la relation suivante :

$$g(J) = g_{\max} \left[ 1 - \exp\left(\frac{(J_{tr} - J)}{b}\right) \right] + \alpha_p \quad (5-14)$$

En dérivant cette expression en fonction de  $J$  on peut obtenir l'expression de  $dg/dJ$  :

$$\frac{dg}{dJ} = \frac{g_{\max}}{b} \exp\left(\frac{J_{tr} - J}{b}\right) \quad (5-15)$$

En ajustant les points expérimentaux du gain en fonction de la densité de courant avec l'expression (5-14), on estime les valeurs des 3 paramètres  $g_{\max}$ ,  $b$  et  $J_{tr}$ . Après avoir déduit ces paramètres à partir des mesures, on peut remplacer l'expression de  $g(J)$  et de  $dg/dJ$  dans les expressions (5-12) et (5-13). On obtient 2 nouvelles expressions de  $L_a/L_g$  en fonction de  $J$ .

En appliquant ce modèle, on peut tracer les deux courbes qui délimitent le domaine de fonctionnement en blocage de modes en fonction de  $L_a/L_g$  et la densité de courant  $J$  pour différentes températures. On va maintenant s'intéresser à l'application du modèle à partir des mesures des spectres de gain et de pertes.

### 5.2.6 Application du modèle sur les structures à BQs et BatQs

Dans cette partie, on présente l'application du modèle sur des lasers à base de BatQs sur InP (001) et BQs sur InP (113)B. L'étude est réalisée pour un laser de longueur de cavité 4 mm. La perte miroir  $\alpha_m$  est estimée à  $3,1 \text{ cm}^{-1}$ . La Figure 5-23 montre les spectres de pertes en fonction de la longueur d'onde pour les structures à BQs à  $20^\circ\text{C}$  et BatQs à  $23^\circ\text{C}$ . A partir de ces spectres, on peut déduire la valeur de  $\alpha_p$  qui est égale à  $3 \text{ cm}^{-1}$  dans le cas des BQs et  $5,7 \text{ cm}^{-1}$  dans le cas des BatQs. L'absorption est égale à  $51,5 \text{ cm}^{-1}$  pour les BQs et  $44 \text{ cm}^{-1}$  pour les BatQs. Ces spectres ont été tracés pour différentes températures. La Figure 5-24 présente les pertes internes mesurées pour différentes températures et pour les structures à BQs et BatQs. Les valeurs des pertes internes varient entre  $3$  et  $5 \text{ cm}^{-1}$  pour les BQs et entre  $6$  et  $12 \text{ cm}^{-1}$  pour les BatQs.

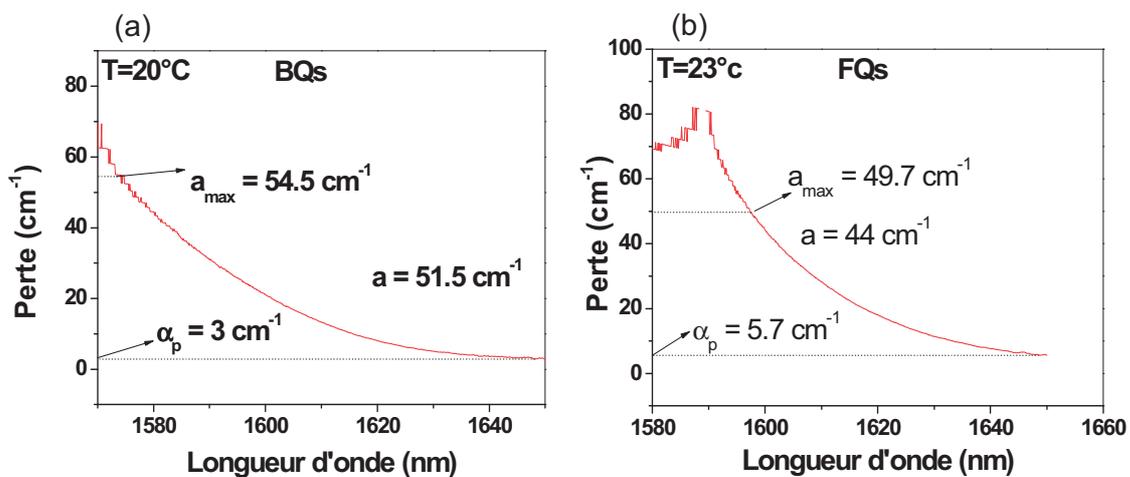


Figure 5-23 : Spectre des pertes pour la structure à (a) BQs à  $20^\circ\text{C}$  et (b) BatQs à  $23^\circ\text{C}$ .

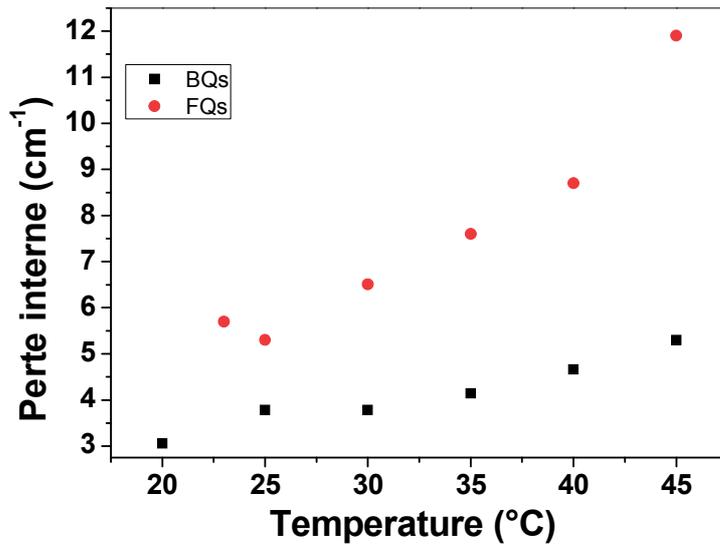


Figure 5-24 : Pertes internes mesurées pour différentes températures pour les structures à BQs et BatQs.

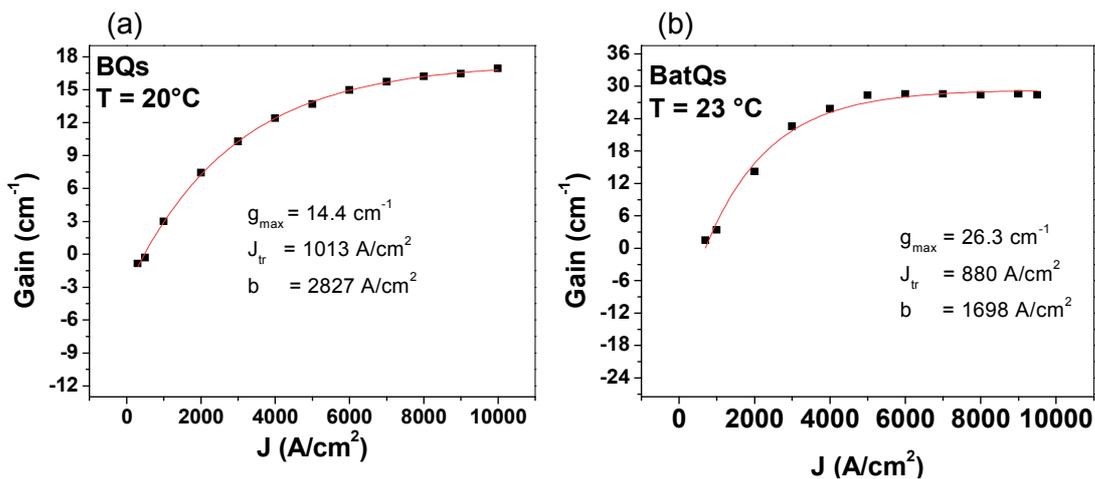


Figure 5-25 : Points expérimentaux et ajustement du gain en fonction de la densité de courant pour la structure à (a)BQs à 20°C et (b) BatQs à 23°C.

La Figure 5-25 montre les points expérimentaux du gain en fonction de la densité de courant et leurs ajustements avec la relation (5-14) pour les structures à BQs à 20°C et BatQs à 23°C, ce qui permet de déduire les 3 paramètres  $g_{max}$ ,  $J_{tr}$  et  $b$  pour chacun des cas. De même que pour les spectres de pertes, ces courbes ont été tracées pour différentes températures et les paramètres  $g_{max}$ ,  $J_{tr}$  et  $b$  ont été déduits.

La Figure 5-26 montre la variation du gain différentiel  $dg/dJ$  des structures à BQs à 20°C et BatQs à 23°C en fonction de la densité de courant d'injection. On remarque que le gain différentiel diminue fortement avec la densité de courant d'injection pour atteindre une valeur faible à la saturation qui est due au remplissage des états électroniques des BQs (états

fondamentales et excités). La saturation du gain différentiel vers des faibles valeurs favorise le blocage de modes. En effet, dans l'expression (5-12), pour des valeurs faibles de  $dg/dJ$ , la condition du blocage de modes devient plus facile à établir. De plus, on remarque que la densité de courant nécessaire pour saturer le gain différentiel est plus faible pour les BQs que pour les BatQs, ce qui est un avantage pour les structures à base de BQs.

Les mesures expérimentales ont montré également que le gain modal obtenu pour les structures à BatQs est deux fois plus élevé que celui des structures à BQs. Cela peut être dû à la grande différence en taille entre les 2 types de nanostructures ou bien à la qualité de la structure épitaxiée.

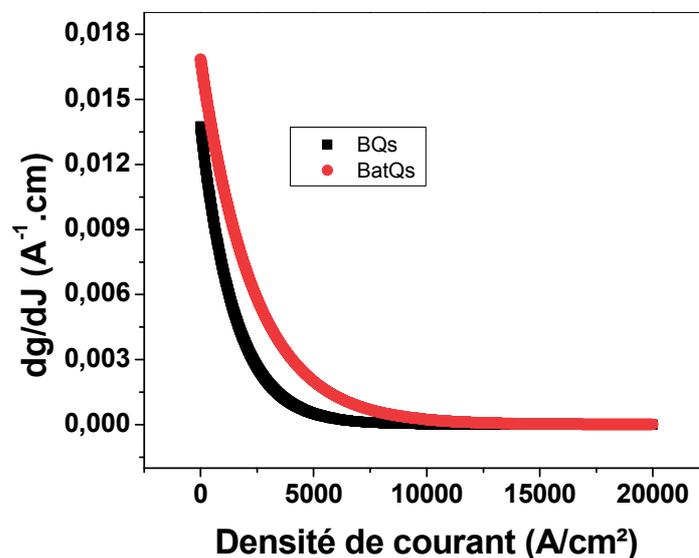


Figure 5-26 : Gain différentiel  $dg/dJ$  des structures à BQs (20°C) et BatQs (23°C) en fonction de la densité de courant d'injection.

A ce stade, nous disposons de tous les paramètres permettant de tracer les courbes définies par les expressions (5-12) et (5-13) en fonction de la densité de courant  $J$ . En calculant ces paramètres pour toutes les températures mesurées, on peut enfin tracer les cartographies de fonctionnement en blocage de modes pour les BQs et BatQs (Figure 5-27).

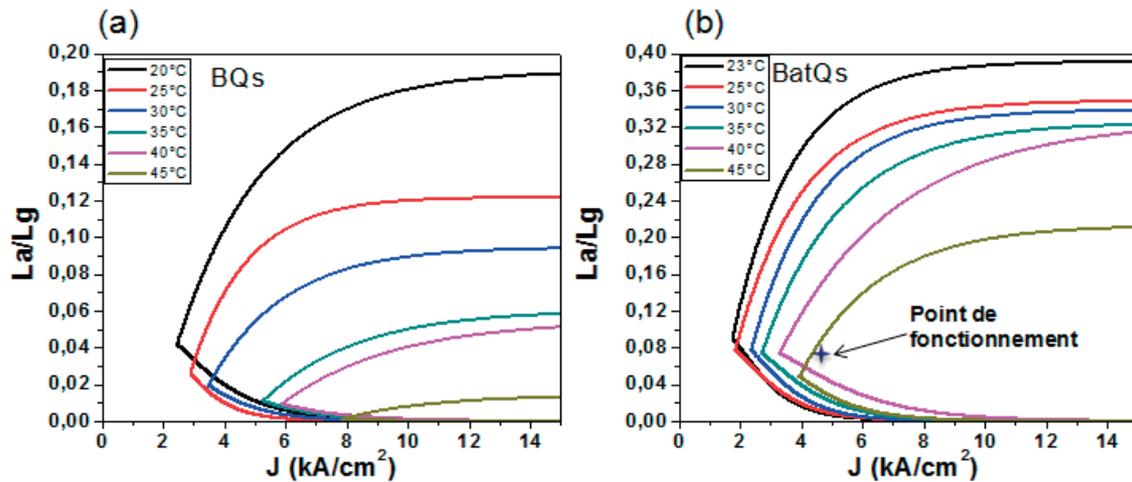


Figure 5-27 : cartographie de fonctionnement en blocage de modes pour les BQs (a) et les BatQs (b) en fonction de  $L_a/L_g$ ,  $J$  et la température.

Ces courbes montrent le fonctionnement des lasers à blocage de modes en fonction de la densité de courant et du rapport ( $L_a/L_g$ ) de la longueur de la section absorbante sur celle de la section de gain. On remarque que pour les BQs (la partie (a) de la figure), la température a un effet très marquant. En passant de 20 à 45 °C, le domaine de fonctionnement en blocage de modes diminue largement et le blocage de modes n'a lieu qu'à partir d'une densité de courant de l'ordre de 8 kA/cm<sup>2</sup> ce qui correspond à 0,96 A pour une cavité de 4 mm de longueur. De plus, la zone de fonctionnement devient très limitée en terme de la longueur de la section absorbante. A 20 °C, le premier point de fonctionnement est pour 2,4 kA/cm<sup>2</sup> ce qui correspond à 290 mA et pour une section absorbante de longueur correspondant à 4% de la longueur totale de la cavité. Pour les BatQs, l'effet de la température est moins marquant. Un fonctionnement en régime de blocage de modes reste possible à 45 °C et pour une longueur de la section absorbante qui correspond à 4 % de la longueur du laser et à un courant de fonctionnement de 500 mA. On peut déterminer un point de fonctionnement qui est marqué par une croix sur la partie (b) de la figure. Ce point correspond à un rapport  $L_a/L_g$  de 6 %. On peut garantir un blocage de modes pour ce point de l'ambiante jusqu'à 45 °C et pour des courants d'injection ne dépassant pas 530 mA. A partir de cette étude, on peut définir des points de fonctionnement en fonction des applications visées. Connaissant la température maximale de fonctionnement du laser, cette étude permet d'adapter la longueur de la section absorbante en fonction de celle du gain pour permettre le blocage de modes.

De plus, sur ces courbes on peut remarquer que le fonctionnement en blocage de modes est possible pour une valeur de  $L_a/L_g$  très faible qui tend vers 0 mais pour des densités de courant élevées.

### **5.3 Conclusion**

La première partie de ce chapitre a été consacrée aux caractérisations des lasers à blocage de modes à BQs sur substrat InP(113)B. Les résultats obtenus constituent à notre connaissance la première démonstration de blocage de mode de lasers à BQs sur substrat InP(113)B. Les lasers étudiés sont des lasers mono-section à 9 plans de BQs qui ont démontré un fonctionnement en régime de blocage de modes à des taux de répétition 23 GHz, 39,1 GHz et 46,6 GHz. La largeur du spectre RF minimale est de 20 kHz. Ce paramètre s'est révélé très sensible à des déplacements fins de la fibre optique de collection du signal laser. En effet, l'étude de la rétroaction optique a montré que la largeur du spectre RF peut varier de quelques centaines de kHz pour un déplacement n'excédant pas le micromètre. Par ailleurs, des mesures de la durée des impulsions optiques ont été menées. Les impulsions étant chirpées, ces mesures ont nécessité une compensation de la dispersion par propagation dans une fibre optique monomode standard. Après compensation, des durées d'impulsions de 1,3 ps pour le laser à 39,1 GHz et de 1,8 ps pour les deux autres lasers ont été relevées. On a remarqué que la durée de l'impulsion et la largeur du pic RF diminuent quand le courant d'injection augmente ; ce comportement a été observé précédemment sur des lasers à blocages de modes en mono-section à BatQs et à BQs sur InP(001).

La fin du chapitre est consacrée à l'étude théorique du comportement en température des lasers à blocage de modes passif à double sections à base de BQs InAs/InP(113)B et de BatQs InAs/InP(001) à titre de comparaison. Des mesures de gain et d'absorption par la méthode des contacts segmentés sur des SOAs à BQs et BatQs ont été effectuées en fonction de la température au Laboratoire DTU-FOTONIK (Danemark). En s'appuyant sur ces données expérimentales, une étude théorique, basée sur une extension du modèle de Lau proposée par M.T. Crowley, a conduit au tracé d'une cartographie du fonctionnement en blocage de modes double-section en fonction de la densité de courant et du rapport des longueurs de la section absorbante et celle du gain pour différentes températures. Cette cartographie montre que les lasers à BatQs par rapport aux lasers à BQs présente une zone de fonctionnement en blocage de modes plus étendue et que celle-ci diminue avec l'augmentation de la température. On

## Laser à BQs sur InP (113)B

constate qu'il est possible de définir des conditions pour obtenir un fonctionnement en blocage de modes sur une grande plage de température.

## **Conclusion Générale**

L'objectif de cette thèse était la fabrication et la caractérisation de sources lasers à blocage de modes à base de BQs pour les applications en télécommunications optiques.

Le développement de lasers à blocage de modes a nécessité une optimisation de la zone active composée de plusieurs plans de BQs pour maximiser le gain modal et réduire les pertes. Nous avons optimisé la croissance de l'empilement de plusieurs plans de BQs en fonction des paramètres critiques comme le flux d'arsenic, la température de croissance et l'orientation du substrat.

Sur un substrat InP (113)B favorable à la formation de BQs en forte densité, l'optimisation de la croissance a permis de réaliser un empilement de 9 plans de BQs de bonne qualité.

Sur substrat conventionnel InP (001) la croissance par MBE donne lieu à la formation de nanostructures fortement anisotropes sous forme de BatQs. L'utilisation de substrat InP (001) désorienté ( $2^\circ$ ) permet la formation de BQs de faible anisotropie. Nous avons démontré la possibilité de réaliser un empilement de 6 plans de BQs de bonne qualité en réduisant la température de croissance. La faible anisotropie des BQs a été confirmée par AFM et par la faible valeur du taux de polarisation de photoluminescence.

Les caractérisations statiques des lasers à ruban large ont confirmé les bonnes performances de ces structures sur InP (113)B et sur InP (001) désorienté en termes de gain et de pertes. Le gain modal augmente proportionnellement avec le nombre de plans de BQs (17 et  $25 \text{ cm}^{-1}$  pour 6 et 9 plans) tandis que les pertes restent faibles de l'ordre de  $5,6 \text{ cm}^{-1}$ .

Les lasers utilisés dans le domaine des télécommunications optiques nécessitent une émission monomode transverse. L'obtention de cette émission monomode requiert la fabrication d'un guide optique de faible largeur. La technologie laser monomode sur substrat InP(001) a été développée et optimisée au laboratoire. Parmi les procédés technologiques testés sur des lasers à PQs, la structure "shallow RWG" comprenant un superstrat InP d'épaisseur de 100 nm, amène à des lasers monomodes optimisés avec de faibles courants de seuil.

L'application de ce procédé sur le laser à 6 plans de BQs sur InP (001) désorienté a abouti à un laser fonctionnant en régime continu. Le comportement monomode transverse a été vérifié par des mesures de profil de mode en champ lointain. Enfin, la comparaison avec les lasers à PQs et BatQs a démontré l'intérêt des BQs pour améliorer l'efficacité d'injection grâce à une réduction de la diffusion latérale des porteurs.

Les caractérisations dynamiques des lasers mono-section à BQs sur InP(001) désorienté ont montré un fonctionnement efficace du blocage de modes avec une faible largeur du spectre RF (32 kHz) à des fréquences de répétition allant de 20 jusqu'à 83 GHz. Des impulsions jusqu'à 1,3 ps ont été obtenues après une propagation du signal dans une fibre monomode standard pour compenser la dispersion du laser. L'origine du blocage de modes pour cette géométrie n'a pas encore été clairement déterminée mais des hypothèses reposant sur des effets non-linéaires ont été avancées comme le mélange à quatre ondes, l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée.

L'étude du blocage de modes a également été réalisée pour un laser en double section. On a mesuré une fréquence de répétition de 22,6 GHz et une largeur du spectre RF minimale de 28 kHz. Ce laser montre un fonctionnement stable en blocage de modes en terme de largeur de spectre RF pour des températures allant de 25 à 40°C.

Une instabilité est observée pour ces lasers en mono et double section qui se traduit par une double émission dont l'écart dépend du courant et de la température. Ce phénomène conduit à une dégradation du blocage de modes qui entraîne un élargissement des impulsions et du spectre RF. Deux hypothèses ont été avancées pour expliquer ce comportement : les oscillations Rabi et le passage d'une émission monomode à une émission multi-mode. Des mesures complémentaires seraient nécessaires pour bien comprendre l'origine du phénomène.

Les lasers monomode en mono-section à base de structures de 9 plans de BQs InAs/InP (113)B ont été fabriqués et caractérisés en collaboration avec le LPN Marcoussis. Ces lasers fonctionnent en régime de blocage de modes passif à des fréquences de répétition comprises entre 23 et 46,6 GHz. La faible largeur des spectres RF (20 kHz) confirme un blocage de modes efficace avec un faible bruit de phase. La valeur minimale de la largeur des impulsions est de 1,3 ps pour le laser à 39,1 GHz. Ces résultats constituent à notre connaissance la première démonstration de blocage de mode de lasers à BQs sur substrat InP(113)B.

On a constaté pour les lasers en mono-section, que la largeur de l'impulsion optique et la largeur du spectre RF diminuent quand la densité de courant d'injection augmente. Ce comportement a déjà été observé sur des lasers à blocage de modes en mono-section à base de BatQs [Rosales-2012].

Enfin, une étude théorique du comportement en température des lasers à blocage de modes passif à double sections a été réalisée à partir de mesures de gain et d'absorption sur des SOAs à base de BQs et de BatQs. Le modèle étendu de Lau proposée par M.T. Crowley permet

alors de tracer une cartographie de fonctionnement en blocage de modes en fonction de la densité de courant et du rapport  $L_a/L_g$  pour différentes températures. La comparaison des deux types de lasers montre que la zone de fonctionnement est plus étendue pour les lasers à BatQs. La surface de cette zone diminue pour les hautes températures; cependant il est possible de choisir un point de fonctionnement pour assurer un blocage de modes sur une grande plage de température.

### **Perspectives**

Dans la continuité de ce travail de thèse, un approfondissement des études de croissance sur la compensation de la contrainte peut être mené. En effet, l'insertion d'une couche en tension (GaP ou GaAs) entre l'espaceur accordé (Q1.18) et les plans de BQs, ou au milieu de l'espaceur, permettrait de compenser la contrainte tout en conservant une forte densité de BQs pendant l'empilement. De plus, cette couche peut induire un décalage de l'émission vers les faibles longueurs d'onde, ce qui serait avantageux pour les structures élaborées sur InP (001) désorienté.

D'autre part, pour bien comprendre le mécanisme du blocage de modes en mono-section et également en double section, des mesures de mélange à quatre ondes sur nos structures serait nécessaire.

La fabrication des lasers en double section avec différents rapports  $L_a/L_g$  pourrait confirmer les prédictions de l'étude théorique réalisée durant la thèse et contribuer à une compréhension plus avancée du mécanisme du blocage de modes.

Vu l'effet important de la température, des caractérisations du blocage de modes et du spectre optique à basse température (100 - 330 K) pourrait conduire à une meilleure compréhension du phénomène de la double émission spectrale et des effets non-linéaires à l'origine du blocage de modes.



# Bibliographie

- [Agrawall-1986] Agrawall G.P. and Dutta N.K., Long-wavelength semiconductor Lasers(Van Nostrand,1986).
- [Akiyama-2002] T. Akiyama, H. Kuwatsuka, N. Hatori, Y. Nakata, H. Ebe, et M. Sugawara, “Symmetric highly efficient ( $\sim 0$  dB) wavelength conversion based on four-wave mixing in quantum dot optical amplifiers,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 14, 2002, p. 1139-1141.
- [Akrouf-2009] A. Akrouf, A. Shen, R. Brenot, F. Van Dijk, O. Legouezigou, F. Pommereau, F. Lelarge, A. Ramdane, et G. Duan, “Separate Error-Free Transmission of Eight Channels at 10 Gb/s Using Comb Generation in a Quantum-Dash-Based Mode-Locked Laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, 2009, p. 1746-1748.
- [Alghoraibi-2006] I. Alghoraibi, L. Joulaud, C. Paranthoen, A. Le Corre, O. Dehaese, N. Bertru, H. Folliot, P. Caroff S. Loualiche, “InAs self-assembled quantum dot and quantum dash lasers on InP for 1.55 $\mu$ m optical telecommunications”, *IEEE proceeding P* 2085-2090, (2006)
- [Anantathanasarm-2006] S. Anantathanasarm, R. Notzel, P.J. Van Veldhoven, F.W.M. Van Otten, Y. Barbarin, G. Servanton, T. de Vries, E. Smalbrugge, E.J. Geluk, T.J. Eijkemans, E.A.J.M. Bente, Y.S. Oei, M.K. Smit, and J.H. Wolter, “Lasing of wavelength-tunable (1.55  $\mu$ m region) InAs/InGaAsP/InP (100) quantum dots grown by metal organic vapor-phase epitaxy”, *Applied Physics Letters* 89, 073115, 2006
- [Arakawa-1982] Y. Arakawa, and H. Sakaki, “Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current”, *APL*, 40, 11, 939, (1982)
- [Asada-1986] M. Asada, Y. Miyamoto and Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.* 22, 1915 (1986).
- [Avrutin-2009] E. Avrutin, and B. Russell, “Dynamics and Spectra of Monolithic Mode-Locked Laser Diodes Under External Optical Feedback,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol.45, 2009, p. 1456-1464.
- [Bauer-1986] E. Bauer and J. H. Vandermerwe, “Structure and growth of crystalline superlattices- from monolayer to superlattice,” *Physical Review B*, vol. 33, no. 6, pp. 3657-3671,1986.
- [Bernard-1961] M.G. Bernard, G.D. Durafour, *Phys. Status Solidi* 1, 699 (1961).

- [Bimberg-1998] D. Bimberg, M. Grundmann, and N.N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures* (Chichester: Wiley, 1998).
- [Blood-2003] P. Blood, G. M. Lewis, P. M. Smowton, H. Summers, J. Thomson, and J. Lutti, “Characterization of Semiconductor Laser Gain Media by the Segmented Contact Method”, *IEEE-JQE*, 9, 5, 1975 (2003).
- [Borri-2000] P. Borri, W. Langbein, J.M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, et D. Bimberg, *Selected Topics in Quantum Electronics*, *IEEE Journal of* **6**, 544 -551 (2000).
- [Caroff-2005] P. Caroff, C. Paranthoen, a\_ C. Platz, O. Dehaese, H. Folliot, N. Bertru, C. Labbé, R. Piron, E. Homeyer, A. Le Corre, and S. Loualiche, “High-gain and low-threshold InAs quantum-dot lasers on InP”, *APPLIED PHYSICS LETTERS* **87**, 243107 (2005)
- [Caroff-2009] P. Caroff, N. Bertru, W. Lu, G. Elias, O. Dehaese, A. Letoublon, A. Le Corre « Critical thickness for InAs quantum dot formation on (311)BInP substrates », *Journal of Crystal Growth* 311 (2009) 2626–2629
- [Chen-1991] Y. K. Chen, M. C. Wu, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, and M. A. Chin, “Subpicosecond monolithic colliding-pulse mode-locked multiple quantum well lasers”, *APL*, 58, 12, 1253, (1991)
- [Cho-1975] A.Y. Cho and J.R. Arthur. ”Molecular beam epitaxy”. *Proc. Solid State Chem.*, **10**, 157 1(1975).
- [Crowley-2011] M.T. Crowley, D. Murrell, N. Patel, M. Breivik, C. Lin, Y. Li, B. Fimland, and L Lester, “Analytical Modeling of the temperature performance of monolithic passively mode-locked quantum dot lasers”, *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 47, no. 8, (2011).
- [De\_Maria-1966] A. J. De Maria, D. A. Stetser, and H. Heynau, “Self mode-locking of lasers with saturable absorbers”, *APL*, 8, 7, 174, (1966)
- [DeLong-1994] K. W. DeLong, Rick Trebino, J. Hunter, and W. E. White, “Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation”, *JOSA B (Journal of Optical Society of America B)*, 11, 11, 2206, (1994)
- [Dontabactouny-2012] M. Dontabactouny, R. Piron, K. Klaime, N. Chevalier, K. Tavernier, S. Loualiche, A. Le Corre, D. Larsson, C. Rosenberg, E. Semenova, K. Yvind. « 41 GHz and 10.6 GHz low threshold and low noise InAs/InP quantum dash two-section mode-locked lasers in L band » *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 111, 023102 (2012)
- [Einstein-1917] A. Einstein, “On the quantum theory of radiation”, *Physicalische Zeitschrift*, 18, 121, (1917)

- [Fan-2007] H. Fan, Y. Su, F. Chu, F. Chang, H. Lin, and C. Lin, “Opposit temperature effects of quantum-dot laser under dual-wavelength operation” *Applied Physics Letters* 90, 181113 (2007).
- [Fang-1990] Z.M. Fang, K.Y. Ma, D.H. Jaw, R.M. Cohen, and G.B. Stringfellow, “Photoluminescence of InSb, InAs, and InAsSb grown by organometallic vapor phase epitaxy”, *J. Appl. Phys.*, 67, 7034, (1990)
- [Fathpour-2005] S Fathpour, Z Mi and P Bhattacharya “High-speed quantum dot lasers” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38**, 2103 (2005).
- [Franke-2007] D. Franke, M. Moehrle, J. Boettcher, P. Harde, A. Sigmund, and H. Kuenzel, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 081117 (2007).
- [Fujimoto-1995] J.G. Fujimoto, M.E. Brezinski, G.J. Tearney, S.A. Boppart, B. Bouma, M.R. Hee, J.F. Southern, et E.A. Swanson, “Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography,” *Nat Med*, vol. 1, 1995, p. 970-972.
- [Gérard-1995] J. M. Richard, “Prospects of high-efficiency quantum boxes obtained by direct epitaxial growth”, *Confined electrons and photons: new physics and applications*, North Atlantic Treaty Organization (NATO), 340, 357, (1995)
- [Goldstein-1985] L. Goldstein, F. Glas, J-Y. Marzin, M. N. Charasse, G. Le Roux, «Growth by molecular beam epitaxy and characterisation of InAs/GaAs strained-layer superlattices», *Appl. Phys. Lett.* 47, p.1099, (1985).
- [Gordon-1955] J. P. Gordon, H. J. Zeiger and C. H. Townes, “The maser – New type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer”, *Physical Review*, 99, 4, 1264, (1955)
- [Gosset-2006] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, A. Ramdane, J. Landreau, et F. Lelarge, “Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56  $\mu\text{m}$ ,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, Juin. 2006, p. 241105-3.
- [Grandjean-1994] Nicolas Grandjean. ”Phénomène de surface en croissance épitaxiale fortement contrainte de (In,Ga)As sur GaAs : relaxation élastique, transition 2D-3D, effet surfactant”. PhD thesis, Sophia Antipolis - Valbonne, février (1994).
- [Grillot-2009] F. Grillot, C. Lin, N.A. Naderi, M. Pochet, et L.F. Lester, “Optical feedback instabilities in a monolithic InAs/GaAs quantum dot passively mode-locked laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, Avr. 2009, p. 3503.
- [Günther-1958] G. Günther. *Z. Naturforsch.*, vol. 13a :p. 1081, (1958).

- [Hakki-1975] B. W. Hakki and T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, vol. 46, pp. 1299–1306, 1975.
- [Hall-1962] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, “Coherent Light Emission From GaAs Junctions”, *PRL*, 9, 9, 366, (1962)
- [Hargrove-1964] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack, “Locking of HeNe laser modes induced by synchronous intracavity modulation”, *Applied Physics Letters*, 5, 1, 4, (1964)
- [Harris-1965] S. E. Harris and O. P. McDuff, “Theory of fm laser oscillation,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 1, p. 245, 1965.
- [Haus-1975] H. A. Haus, “Theory of mode-locking with a slow saturable absorber”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11, 9, 736, (1975).
- [Haus-1981] H. A. Haus, “Mode-locking of semiconductor laser diodes”, *Japanese Journal of Applied Physics*, 20, 1007, (1981)
- [Hayashi-1969] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, “A low-threshold room-temperature injection laser”, *IEEE-JQE*, 5, 4, 211, (1969).
- [Heck-2007] M.J.R. Heck, E.A.J.M. Bente, B. Smalbrugge, Y. Oei, M.K. Smit, S. Anantathanasarn, et R. Notzel, “Observation of Q-switching and mode-locking in two-section InAs/InP (100) quantum dot lasers around 1.55  $\mu\text{m}$ ,” *Optics Express*, vol. 15, Déc. 2007, p. 16292- 16301.
- [Heck-2009] M. J. R. Heck, A. Renault, E. A. J. M. Bente, Y.-S.Oei, M. K. Smit, K. S. E. Eikema, W. Ubachs, S. Anantathanasarn, and R. Nötzel, “Passively mode-locked 4.6 and 10.5 GHz quantum dot laser diodes around 1.55  $\mu\text{m}$  with large operating regime”, *IEEE-JSTQE*, 15, 3, 634, (2009)
- [Hein-2007] S. Hein, A. Somers, S. Hofling, A. Forchel “Low threshold high efficiency InAs/InGaAlAs/InP~1.55  $\mu\text{m}$  quantum dash in a well lasers”, *IEEE: IPRM* p: 281-284 (2007).
- [Henshall-1977] G. D. Henshall, *Appl Phys Lett*, vol. 31, pp. 205–207, 1977.
- [Ho-1978] P. -T. Ho, L. A. Glasser, E. P. Ippen, and H. A. Haus, “Picosecond pulse generation with a CW GaAlAs laser diode”, *APL*, 33, 3, 241, (1978)
- [Holonyak-1962] N. Holonyak, Jr, S. F. Bevacqua, “Coherent (visible) light emission from Ga(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>) junctions”, *APL*, 1, 4, 82, (1962).
- [Htoon-2002] H. Htoon, T. Takagahara, D. Kulik, O. Baklenov, A. L. Holmes, Jr., and C. K. Shih, “Interplay of Rabi Oscillations and Quantum Interference in Semiconductor Quantum Dots”, *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, VOLUME 88, NUMBER 8 (2002).

- [Hu-1994] S.Y. Hu, S.W. Corzine, K.K. Law, D.B. Young, A.C. Gossard, L.A. Coldren and J.L. Merz “ Lateral carrier diffusion and surface recombination in InGaAs/AlGaAs quantum-well ridge-waveguide lasers.” J. Appl. Phys. Vol. 76, pp 4479-4487, 1994
- [Huang-2001] X. Huang, A. Stintz, H. Li, L. F. Lester, J. Cheng, K. J. Malloy, “Passive mode-locking in 1.3  $\mu\text{m}$  two-section InAs quantum dot lasers”, APL, 78, 19, 2825, (2001)
- [Huang-2001-2] X. Huang, A. Stintz, H. Li, A. Rice, G. T. Liu, L. F. Lester, J. Cheng, and K. J. Malloy, « Bistable Operation of a Two-Section 1.3- $\mu\text{m}$  InAs Quantum Dot Laser— Absorption Saturation and the Quantum Confined Stark Effect » IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. 37, NO. 3, MARCH 2001
- [Huggett-1968] G. R. Huggett, “Mode-locking of CW lasers by regenerative RF feedback”, APL, 13, 5, 186, (1968)
- [Joyce-1982] W.B. Joyce, “Carrier transport in double-heterostructure active layers”, J. Appl. Phys., vol 53, pp. 7235-7239, 1982.
- [Kamada-2001] H. Kamada, H. Gotoh, J. Temmyo, T. Takagahara, and H. Ando, “Exciton Rabi Oscillation in a Single Quantum Dot”, PHYSICAL REVIEW LETTERS, VOLUME 87, NUMBER 24 (2001).
- [Kärtner-1995] F. X. Kärtner, L. R. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, I. Calasso, U. Keller, “Control of solid state laser dynamics by semiconductor devices”, Optical Engineering, 34, 7, 2024, (1995)
- [Klaime-2012] K. Klaime, R. Piron, C. Paranthoen, T. Batte, F. Grillot, O. Dehaese, S. Loualiche, A. Le Corre, R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez and A. Ramdane « 20 GHz to 83 GHz single section InAs/InP quantum dot mode-locked lasers grown on (001) misoriented substrate », IPRM 2012.
- [Koo-2001] B.H. Koo, T. Hanada, H. Makino, J.H. Chang, T. Yao, « RHEED investigation of the formation process of InAs quantum dots on (100) InAlAs/InP for application to photonic devices in the 1.55  $\mu\text{m}$  range », Journal of Crystal Growth 229 (2001) 142–146.
- [Krzyzewski-2003] T. J. Krzyzewski, P. B. Joyce, G. R. Bell, and T. S. Jones. “Understanding the growth mode transition in InAs/GaAs(001) QD formation”. Surf. Sci., vol. 532- 535 :p. 822, (2003).
- [Kuizenga-1970] D. Kuizenga and A. Siegmann, “Fermi level mode locking of the homogeneous laser ii : Experimental results,” IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 6, p. 709, 1970.

- [Kuntz-2004] M. Kuntz, G. Fiol, M. Lammlin, D. Bimberg, M.G. Thompson, K.T. Tan, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Y.M. Shernyakov, et A.R. Kovsh, “35 GHz mode-locking of 1.3  $\mu\text{m}$  quantum dot lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 85, 2004, p. 843-845.
- [Laemmlin-1999] M. Laemmlin, G. Fiol, C. Meuer, M. Kuntz, F. Hopfer, A. Kovsh, N. Ledentsov, et D. Bimberg, “Distortion-free optical amplification of 20–80 GHz modelocked laser pulses at 1.3  $\mu\text{m}$  using quantum dots,” *Electronics Letters*, vol. 42, 2006, p. 697.
- [Lang-1980] R. Lang and K. Kobayashi, “External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, Mar. 1980, p. 347-355.
- [Latkowski-2009] S. Latkowski, R. Maldonado-Basilio, et P. Landais, “Sub-picosecond pulse generation by 40-GHz passively mode-locked quantum-dash 1-mm-long Fabry-Perot laser diode,” *Optics Express*, vol. 17, Oct. 2009, p. 19166-19172.
- [Lau-1990] K. Y. Lau, “Narrow-Band Modulation of Semiconductor Lasers at Millimeter Wave Frequencies ( $> 100$  GHz) by Mode Locking”, *IEEE, JQE*, 26, 2, 250, (1990).
- [Lecoy-1999] P.Lecoy, “Technologie des télécoms”, Hermès Science publications, Paris (1999)
- [Letal-1998] G.J. Letal, J.G. Simmons, J.D. Evans, and G.P. Li “Determination of active-region leakage currents in ridge-waveguide strained-layer quantum-well lasers by varying the ridge width” *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, Vol. 34 No. 3, March 1998.
- [Li-2008] S. G. Li, Q. Gong, Y. F. Lao, K. He, J. Li, Y.G. Zhang, S. L. Feng, and H. L. Wang *Appl. Phys. Lett.* **93**, 111109 (2008).
- [Li-2009] S. G. Li, Q. Gong, Y. F. Lao, H. D. Yang, S. Gao, P. Chen, Y. G. Zhang, S. L. Feng and H. L. Wang, “Two-color quantum dot laser with tunable wavelength gap”, *APL*, 95, 251111, (2009)
- [Lin-2009] C. Lin, Y. Xin, Y. Li, F.L. Chiragh, et L.F. Lester, “Cavity design and characteristics of monolithic long-wavelength InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers,” *Optics Express*, vol. 17, Oct. 2009, p. 19739-19748.
- [Lin-2010] C. Lin, F. Grillot, N.A. Naderi, Y. Li, et L.F. Lester, “RFLinewidth reduction in a quantum dot passively mode-locked laser subject to external optical feedback,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, Fév. 2010, p. 1118.

- [Liu-2008] J. Liu, Z. Lu, S. Raymond, P. J. Poole, P. J. Barrios, and D. Poitras, “Dual-wavelength 92.5 GHz self-mode-locked InP-based quantum dot laser”, *Optics Letters*, 33, 15, 1702, (2008)
- [Lu-2008] Z.G. Lu, J.R. Liu, S. Raymond, P.J. Poole, P.J. Barrios, and D. Poitras, “312-fs pulse generation from a passive C-band InAs/InP quantum dot mode-locked laser,” *Optics Express*, vol. 16, Juillet.2008, p. 10835-10840.
- [Lu2009] Z. G. Lu, J. R. Liu, P. J. Poole, S. Raymond, P. J. Barrios, D. Poitras, G. Pakulski, P. Grant, and D. Roy-Guay, “An L-band monolithic InAs/InP quantum dot mode-locked laser with femtosecond pulses”, *Optics Express*, 17, 16, 13609, (2009)
- [Lu-2011] Z.G. Lu, J.R. Liu, P.J. Poole, Z.J. Jiao, P.J. Barrios, D. Poitras, J. Caballero, X.P. Zhang, “Ultra-high repetition rate InAs/InP quantum dot mode-locked lasers”, *Optics Communications* 284, 2323-2326 (2011)
- [Maile-1989] B. E. Maile, A. Forchel, R. Germann and D. Grutzmacher, “Impact of sidewall recombination on the quantum efficiency of dry etched InGaAs/InP semiconductor wires” *Appl. Phys. Lett.* 54 (16), 17 April 1989
- [Maimann-1960] T. H. Maimann, “Stimulated optical radiation in ruby”, *Nature*, 187, 4736, 493, (1960)
- [Maldonado-Basilio-2010] R. Maldonado-Basilio, J. Parra-Cetina, S. Latkowski, and P. Landais, *opt. Lett.* 35, 1184 (2010)
- [Markus-2003] A. Markus, J. X. Chen, C. Paranthoen, A. Fiore, C. Platz, and O. Gauthier-Lafaye, *App. Phys. Lett.* 82, 1818 (2003).
- [Martinez-2008] A. Martinez, G. Aubin, F. Lelarge, R. Brenot, J. Landreau, et A. Ramdane, “Variable optical delays at 1.55  $\mu\text{m}$  using fast light in an InAs/InP quantum dash-based semiconductor optical amplifier,” *Applied Physics Letters*, vol. 93, 2008, p. 091116-3.
- [Martinez -2009] A. Martinez, V. Nguyen, G. Aubin, F. Lelarge, R. Brenot, J. Provost, J. Landreau, et A. Ramdane, “Comparaison des propriétés linéaires et non linéaires d’amplificateurs optiques massifs et à boîtes quantiques,” *Journées Nationales d’Optique Guidées (JNOG)*, Lille: 2009.
- [Merghem-2009] K. Merghem, A. Akrouf, A. Martinez, G. Aubin, A. Ramdane, F. Lelarge, et G. Duan, “Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55  $\mu\text{m}$ ,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, 2009, p. 021107.

- [Merghem-2009-1] K. Merghem, R. Rosales, S. Azouigui, A. Akrou, A. Martinez, F. Lelarge, G. Duan, G. Aubin, et A. Ramdane, “Low noise performance of passively mode locked quantumdash-based lasers under external optical feedback,” *Applied Physics Letters*, vol. 95, 2009, p. 131111-3.
- [Mesaritakis-2011] C. Mesaritakis, C. Simos, H. Simos, I. Krestnikov, and D. Syvridis, “Dual ground-state pulse generation from a passively mode-locked InAs/InGaAs quantum dot laser”, *Applied Physics Letters* 99, 141109 2011.
- [Moore-2006] Stephen A. Moore, Liam O’Faolain, Maria Ana Cataluna, Michael B. Flynn, Maria V. Kotlyar, and Thomas F. Krauss, “Reduced Surface Sidewall Recombination and Diffusion in Quantum-Dot Lasers”, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. 18, NO. 17, P. 1861, SEPTEMBER 1, 2006.
- [Moreau-2006] G. Moreau, S. Azouigui, D.-Y. Cong, K. Merghem, A. Martinez, G. Patriarche, and A. Ramdane, F. Lelarge, B. Rousseau, B. Dagens, F. Poingt, A. Accard, and F. Pommereau “Effect of layer stacking and p-type doping on the performance of InAs/ InP quantum-dash-in-a-well lasers emitting at 1.55  $\mu\text{m}$ ”, *APL*, 89, 241123, (2006)
- [Morton1990] P. A. Morton, J. E. Bowers, “Monolithic hybrid mode-locked 1.3  $\mu\text{m}$  semiconductor lasers”, *APL*, 56, 2, 111, (1990)
- [Nadtocheev1989] V. E. Nadtocheev, O. E. Naniï, “Use of traveling acoustic waves for mode locking in lasers”, *Soviet Journal of Quantum Electronics*, 19, 11, 1435, (1989)
- [Nathan-1962] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. Lasher, “Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions”, *APL*, 1, 3, 62, (1962)
- [Niggerbrügge-1991] U. Niggerbrügge, “Recent advances in dry etching processes for InP base materials”, *Third international conference IPRM (Indium Phosphide and Related Materials)*, (1991)
- [Ooi-2008] Boon S. Ooi, Hery Susanto Djie, Yang Wang, Chee-Loon Tan, James C. M. Hwang, Fellow, Xiao-Ming Fang, Joel M. Fastenau, Amy W. K. Liu, Senior, Gerard T. Dang, and Wayne H. Chang. “Quantum Dashes on InP Substrate for Broadband Emitter Applications”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **14**, No 4 p:1-10 (2008).
- [Oster-1997] A. Oster, G. Erbert, and H. Wenzel, *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 864–866, 1997.
- [Paranthoen-2001] Cyril Paranthoen, “Croissance et caractérisation des boîtes quantiques InAs sur substrat InP(113)B pour la réalisation d’un laser émettant à 1,55  $\mu\text{m}$  ». PhD thesis, INSA Rennes, juillet (2001).

- [Paschotta-2000] R. Paschotta, J. A. der Au, G. J. Spuhler, F. Morier-Genoud, R. Hovel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller “Diode-pumped passively mode-locked lasers with high average power”, *Applied Physics B*, 70, S25, (2000)
- [Paschotta-2004] R. Paschotta, “Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations,” *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 79, Juillet. 2004, p. 163-173.
- [Paschotta-2006] R. Paschotta, A. Schlatter, S.C. Zeller, H.R. Telle and U. Keller, “Optical phase noise and carrier-envelope offset noise of mode-locked lasers”, *Appl. Phys. B: Lasers Opt.* **82**,265-273 (2006).
- [Petermann-1995] K. Petermann, “External optical feedback phenomena in semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. vol.1, 1995, p. 480-489.
- [Platz -2005] C Platz, C Paranthoën, P Caroff, N Bertru, C Labbé, J Even, O Dehaese, H Folliot, A Le Corre, S Loualiche, G Moreau, J C Simon and A Ramdane, “Comparison of InAs quantum dot lasers emitting at 1.55  $\mu\text{m}$  under optical and electrical injection”, *Semicond. Sci. Technol.* 20 459- 2005
- [Prochnow-2009] O. Prochnow, R. Paschotta, E. Benkler, U. Morgner, J. Neumann, D. Wandt, and D. Kracht, “Quantum-limited noise performance of a femtosecond all-fiber ytterbium laser”, *Opt. Express* **17** (18), 15525-15533 (2009).
- [Projet-DISTO]
- [Prokhorov-1958] J. M. Prokhorov, “A molecular amplifier and submillimeter wave oscillator”, *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 34, 1658, (1958).
- [Proust-1992] N. Proust, P. Collot, M.A. di Forte-Poisson, C. Brylinski, B. Campoli, “Dry etching process in GUNN diode technology”, *IEEE-IPRM*, 431, (1992)
- [Quist-1962] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, and B. Lax, A. L. McWhorter, H. J. Zeigler, “Semiconductor maser of GaAs”, *APL*, 1, 4, 91, (1962).
- [Rafailov-2005] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, W. Sibbett, N.D. Il'inskaya, Y.M. Zadiranov, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, D.A. Livshits, A.R. Kovsh, et N.N. Ledentsov, “High-power picosecond and femtosecond pulse generation from a two-section mode-locked quantum-dot laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, 2005, p. 081107-3.
- [Rafailov-2007] E.U. Rafailov, M.A. Cataluna, et W. Sibbett, “Mode-locked quantum-dot lasers,” *Nat Photon*, vol. 1, Juillet. 2007, p. 395-401.
- [Renaudier-2005] J. Renaudier, R. Brenot, B. Dagens, F. Lelarge, B. Rousseau, F. Poingt, O. Legouezigou, F. Pommereau, A. Accard, P. Gallion, et G. Duan, “45 GHz self-pulsation

with narrow linewidth in quantum dot Fabry-Perot semiconductor lasers at 1.5  $\mu\text{m}$ ,”  
Electronics Letters, vol. 41, 2005, p. 1007-1008.

[Renaudier-2006] J. Renaudier et al., IEEE Photon. Tech. Lett., vol 18, N° 11, pp.1249-1250,  
(2006)

[Rosales-2011] R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez, A. Akrouf, J.P. Tournenc, A. Accard,  
F. Lelarge, and A. Ramdane, “InAs/InP Quantum-Dot Passively Mode-Locked Lasers for  
1.55 Applications” IEEE journal of selected topics in quantum electronics, vol. 17, 1292-1301  
(2011)

[Rosales-2012] R. Rosales, S.G. Murdoch, R.T. Watts, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge,  
A. Accard, L.P. Barry, A. Ramdane, “High performance mode locking characteristics of  
single section quantum dash lasers”, Opt. Express, vol. 20, 8649-8657 (2012).

[Ronsencher-1998] Rosencher and Vinter “optoélectroniques”, Ed. Masson, (1998).

[Saito-2000] H. Saito, K. Nishi, A. Kamei, and S; Sugou, “Low chirp observed in directly  
modulated quantum dot lasers”, IEEE Photonics Technology Letters **12**, 1298 (2000).

[Sala-1980] K. Sala, Kenney Wallace, and G. Hall, “CW autocorrelation measurements of  
picoseconds laser pulses” Quantum electronics, IEEE journal of, vol. 16, 1980, p. 990-996

[Saleh-1991] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, “Fundamentals of Photonics”, Wiley, New York,  
(1991), ISBN 0-4718-3965-5, Ch. 14, pp. 494

[Schawlow-1958] A. L. Schawlow and C. H. Townes, “Infrared and optical MASERS”,  
Physical Review, 112, 6, 1940, (1958)

[Schäfer-1999] F. Schäfer, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, “High performance GaInAs/  
GaAs quantum dot lasers based on a single active layer”, Applied Physics Letters **74**, 2915  
(1999).

[Schwertberger-2002] R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « Long  
wavelength InP-based quantum-dash lasers », IEEE photonicstechnologyletters, 14, 735  
(2002)

[Shaklee-1971] K. L. Shaklee and R. F. Leheney, Appl. Phys. Lett., vol. 46, pp. 475–477,  
1971.

[Shimizu-1997] T. Shimizu, I; Ogura, H. Yokoyama, “860 GHz rate asymmetric colliding  
pulse modelocked diode lasers”, Electronics Letters, 33, 22, 1868, (1997)

[Siegmann-1986] Siegmann, Lasers. Oxford Univ Press, 1986.

[Skrynnikov-2003] G. V. Skrynnikov, G. G. Zegrya, N. A. Pikhtin\*, S. O. Slipchenko, V. V.  
Shamakhov, and I. S. Tarasov, « Internal Quantum Efficiency of Stimulated Emission of ( $\lambda =$

- 1.55  $\mu\text{m}$ ) InGaAsP/InP Laser Diodes », *Semiconductors*, Vol. 37, No. 2, 2003, pp. 233–238. Translated from *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, Vol. 37, No. 2, 2003, pp. 243–248.
- [Smith-1972] P. Smith, T. Bridges, E. Burkhardt, and O. Wood, “Mode locked high pressure waveguide  $\text{CO}_2$  laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 21, p. 470, 1972.
- [Smowton-1997] P. M. Smowton and P. Blood, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 491–498, Apr. 1997.
- [Solgaard-1993] O. Solgaard et K.Y. Lau, “Optical feedback stabilization of the intensity oscillations in ultrahigh-frequency passively modelocked monolithic quantum-well lasers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, Nov. 1993, p. 1264-1267.
- [Stöhr-2009] A. Stöhr, A. Akrouf, R. Bub, B. Charbonnier, F. van Dijk, A. Enard, S. Fedderwitz, D. Jäger, M. Huchard, F. Lecoche, J. Marti, R. Sambaraju, A. Steffan, A. Umbach, et M. Weiss, “60 GHz radio-over-fiber technologies for broadband wireless services Invited,” *Journal of Optical Networking*, vol. 8, Mai. 2009, p. 471-487.
- [Stranski-1939] I. M. Stransky and L. Von Krastanov. *Akad. Wis. Lit. Abh. Math. Naturwiss.* Kl. Iib, 146, 797, (1939).
- [Suomalainen-2005] S. Suomalainen, A. Vainionpää, O. Tengvall, T. Hakulinen, S. Karirinne, M. Guina, O. G. Okhotnikov, T. G. Euser, and W. L. Vos, “Long-wavelength fast semiconductor saturable absorber mirrors using metamorphic growth on GaAs substrates”, *APL*, 87, 121106, (2005)
- [The-1999] B. S. The, S. Y. Woo, E. B. Butler, “Intensity Modulated Radiation Therapy (IMRT): A New Promising Technology in Radiation Oncology”, *The Oncologist* 4 (6), 433-442 (1999).
- [Thèse-Carrof-2005] Thèse Philippe Carrof, Laboratoire FOTON-INSA 2005
- [Thèse-Dontabactouny-2011] Thèse Madhousoudhana Dontabactouny, page 75-76-77.
- [Thèse-Elias-2009] Thèse Georges Elias, Laboratoire FOTON-INSA 2009
- [Thèse-Merghem-2011] Thèse Kamel Merghem, Laboratoire de Photonique et Nanotechnologie-Marcoussi, 2011
- [Thomson-1976] G. H. B. Thomson, G. D. Henshall, J. E. A. Whiteaway, and P. A. Kirkby, *J. Appl. Phys.*, vol. 47, p. 567, 1976.
- [Thompson-1980] G. H. B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices*. New York: Wiley, 1980, ch. 2.

- [Thompson-2006] M.G. Thompson, A. Rae, R. Sellin, C. Marinelli, R.V. Penty, I.H. White, A. Kovsh, S.Mikhrin, D.A. Livshits, et I. Krestnikov, “Subpicosecond high-power mode locking using flared waveguide monolithic quantum-dot lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, Mar. 2006, p. 133119-133119-3.
- [Thompson-2009] M.G. Thompson, A. Rae, X. Mo, R.V. Penty, et I.H. White, “InGaAs Quantum-Dot Mode-Locked Laser Diodes,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 15, Jun. 2009, p. 661-672.
- [Tkach-1986] R. Tkachet A. Chraplyvy, “Regimes of feedback effects in 1.5- $\mu\text{m}$  distributed feedback lasers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, Nov. 1986, p. 1655-1661.
- [Tucker-1988] Rodney S. Tucker, Gadi Eisenstein and Steven K. Korotky, “Optical time-division multiplexing for very high bit-rate transmission”, *Journal of lightwave technology* Vol. 6 No. 11, November 1988.
- [VanDerZiel-1981] J. P. van der Ziel, W. T. Tsang, R. A. Logan, R. M. Mikulyak, and W. M. Augustyniak, “Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor lasers”, *APL*, 39, 7, 525, (1981)
- [Varshni-1967] Y. P. Varshni, *physica* 34, 1149 (1967)
- [Vasil'ev-1995] P. Vasil'ev, *Ultrafast Diode Lasers : Fundamentals and Applications*, Artech House Publishers 1995
- [Vehovc-2000] S. Vehovc : Clock recovery at Gigabit-per-second data rates. *Microwave Journal*, pages 22\_34, 2000.
- [Veselinov-2007] Kiril Veselinov, Frédéric Grillot, Charles Cornet, Jacky Even, Alexander Bekiarski, Mariangela Gioannini, and Slimane Loualiche, « Analysis of the Double Laser Emission Occurring in 1.55  $\mu\text{m}$  InAs-InP (113)B Quantum-Dot Lasers », *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, VOL. 43, NO. 9, SEPTEMBER 2007
- [Wang-2001] R. H. Wang, A. Stintz, P. M. Varangis, T. C. Newell, H. Li, K. J. Malloy, and L. F. Lester, « Room-Temperature Operation of InAs Quantum-Dash Lasers on InP(001) », *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, VOL. 13, NO. 8, AUGUST 2001
- [Wu-2006] R. Wu, “Effects of a native oxide layer on the conductive atomic force microscopy measurements of self-assembled Ge quantum dots”, *IOP (Institute Of Physics), Nanotechnology*, 17, 5111, (2006)
- [Xin-2006] Y.-C. Xin, Y. Li, A. Martinez, T. J. Rotter, H. Su, L. Zhang, A. L. Gray, S. Luong, K. Sun, Z. Zou, J. Zilko, P. M. Varangis, L. F. Lester, “Optical gain and absorption of quantum dots measured using an alternative segmented contact method”, *IEEE-JQE*, 42, 7,

725, (2006)

[Yeh-2000] N. T. Yeh, J. M. Lee, T. E. Nee, and J. I. Chyi, “ Self assembled In<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As quantum dot lasers with doped active region”, IEEE Photonics Technology Letters **12**, 1123 (2000).

[Zhou-2009] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, F. Grillot, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, “Low threshold current density quantum dash laser on InP (100) grown by molecular beam epitaxy”, Electronics Letters 45, 1, 50, (2009)

[Zory-93] P. S. Zory, “Quantum well lasers, Quantum electronics – Principles and applications”, academic Press, (1993).



INSA de RENNES  
Service des Formations

## AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

**Titre de la thèse:**

Lasers à blocage de modes à base de boîtes quantiques InAs/InP pour les télécommunications optiques

**Nom Prénom de l'auteur : KLAIME KAMIL**

**Membres du jury :**

- Monsieur RAMDANE Abderrahim
- Monsieur LE CORRE ALAIN
- Madame PIRON Rozenn
- Monsieur LABBE Christophe
- Monsieur SHARAIHA Ammar

Président du jury : *RAMDANE Abderrahim*

Date de la soutenance : 12 Juillet 2013

Reproduction de la these soutenue

- Thèse pouvant être reproduite en l'état  
 Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées

Fait à Rennes, le 12 Juillet 2013

Signature du président de jury

Le Directeur,

  
M'hamed DRISSI



## Résumé

L'objectif de la thèse concerne le développement de lasers à semi-conducteur à blocage de modes qui présentent un grand intérêt pour la génération d'impulsions courtes à haute fréquence de répétition. Le blocage de modes s'avère indispensables pour les systèmes de télécommunications optiques à très haut débit (WDM, OTDM, radio sur fibre...).

Les nanostructures à base de boîtes quantiques (BQs) possèdent des propriétés remarquables grâce au confinement OD des porteurs de charge. Leur utilisation dans les lasers à blocage de modes a donné lieu à des avancées importantes en terme de génération d'impulsions très courtes à haute fréquence et avec un très faible niveau de bruit.

Durant la thèse, une optimisation de la croissance des structures lasers à BQs InAs sur substrat InP(113)B a été menée afin d'accroître le nombre de plans de BQs tout en assurant une forte densité pour maximiser le gain modal. Le travail a également porté sur l'utilisation de substrats InP(001) désorienté et l'obtention d'empilement de plans de BQs de faible anisotropie. La qualité des structures a été confirmée par microscopie à force atomique, photoluminescence résolue en polarisation et en terme de performances de lasers ruban large.

Une optimisation de la technologie des lasers monomode de type « shallow-ridge » a été réalisée sur substrat conventionnel InP (001). Nous avons confirmé l'intérêt des BQs pour améliorer l'efficacité d'injection grâce à une réduction de la diffusion latérale des porteurs.

Le blocage de modes a été obtenue sur des lasers à mono-section et double sections à base de BQs InAs élaborés sur InP (001) désorienté, à des fréquences de répétitions allant de 22 jusqu'à 83 GHz. Les spectres RF présentent des pics de faibles largeurs (jusqu'à 32 kHz) qui indique un faible bruit de phase. Cependant les impulsions sont chirpées et une compensation de la dispersion par une fibre monomode est nécessaire pour atteindre des largeurs d'impulsions aussi faibles que 1,3 ps. Contrairement aux double-sections, les mono-sections présentent l'avantage d'avoir les conditions optimales à fortes densités de courant et donc des puissances élevées. Les lasers présentent une instabilité liée à un dédoublement du spectre optique dépendant du courant qui conduit à une dégradation du blocage de modes.

Les caractérisations des lasers monosection sur InP (113)B démontrent également un blocage de modes efficace avec des largeurs du pic RF de 20kHz et des largeurs d'impulsions de 1,3ps après compensation de la dispersion par une fibre monomode.

Une étude a été menée sur le comportement en température des lasers à blocage de modes passif à double sections à base de BQs ou de BatQs InAs/InP. A partir du modèle étendu de Lau, une cartographie du régime de blocage de modes a été déterminée en fonction de la densité de courant et du rapport des longueurs des sections d'absorbant saturable et de gain pour différentes températures.

Mots clés: Laser à blocage de modes, boîtes quantiques, laser à semi-conducteur, télécommunication optique

## Abstract

Semiconductor mode-locked lasers (MLLs) are at the centre of interest for a large range of photonic applications (WDM, OTDM, radio over fiber ...) due to their ability to generate a short and high repetition rate pulses.

Because of their outstanding performance coming from the OD carrier confinement, the use of quantum dots (QDs) nanostructures as active material for MLLs has led to the generation of ultra-short and high frequency pulses with low noise.

For the present thesis studies were carried out on InAs based QDs laser growth on InP (113)B in order to increase the number of stacked QDs layers while maintaining a high density of QDs to maximize modal gain. Work has also been focused on layers stacking and obtaining real QDs using misoriented (001) InP substrate. Structural qualities have been confirmed using AFM, polarized photoluminescence and broad laser characterization.

A shallow ridge waveguide optimization technology has been realized on conventional (001) InP substrate. We have confirmed the improved injection efficiency of QDs due to lower lateral carrier diffusion.

Mode-locking was obtained on single and two sections InAs based QDs lasers elaborated on (001) InP misoriented substrate, from 22 to 83 GHz. The RF linewidth at -3 dB is as low as 32 kHz indicating a ML regime with a low phase noise. However, pulses are chirped and propagation in a single-mode fibre (SMF) is necessary to compensate the group delay dispersion (GDD) and to achieve pulse widths as low as 1.3 ps. Unlike two-sections, mono-section devices have the advantage of reaching optimal conditions for high current densities which leads to high average power. Lasers exhibit instability due to an optical peak splitting depending on injection current, which leads to a degradation of the ML regime.

Mono-section QDs laser devices elaborated on (113)B InP substrate also show a mode-locking with low RF spectral width (20 kHz) and low pulse duration of 1.3 ps after propagation in a SMF to compensate the GDD of the laser.

Finally, we have studied the temperature effect on the QDs and QDashers InAs/InP multi-section MLLs. Based on Lau model, operating maps of mode-locking are plotted as a function of the absorber section length over the gain section length ratio, the current density and the temperature.

Key words: Mode-locked lasers, Quantum dots, Semiconductor lasers, Optical telecommunications