

N° D'ORDRE : 8026

**UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

Présentée pour obtenir

**Le Grade de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY**

Spécialité : Optique et Photonique

PAR

Jean-Yves BENGLOAN

Sujet :

**Amélioration des performances des Lasers à Cascade Quantique :
Etude du confinement optique et des propriétés thermiques**

Soutenue le 20 octobre 2005 devant la Commission d'examen :

M. Alfredo DE ROSSI
M. Guang-Hua DUAN
M. François JULIEN
M. Carlo SIRTORI
M. Gottfried STRASSER
M. Roland TEISSIER

Ingénieur Expert Thales
Rapporteur
Président du Jury
Directeur de thèse
Examineur
Rapporteur

Remerciements

*« Les choses les plus importantes de notre vie ne sont pas extraordinaires ou grandioses.
Ce sont les moments où nous nous sentons touchés l'un par l'autre »*

Jack Kornfield

Cette thèse s'est déroulée au sein de Thales Research and Technology France (TRT France) dans le département Composants Optoélectroniques (aujourd'hui Alcatel-Thales III-V Lab). Je tiens donc à remercier les responsables du département qui m'ont accueilli, Messieurs Dominique Pons, Jean-Claude Boudenot et Julien Nagle, ainsi que Monsieur Michel Krakowski, directeur du laboratoire Lasers Semiconducteurs au sein duquel mes travaux ont été effectués. Mes recherches ont bénéficié d'une étroite collaboration avec le laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques de l'Université Denis Diderot (Paris VII), dirigé par Monsieur Vincent Berger que je remercie également pour son soutien dans mes projets.

Je remercie Messieurs Guang-Hua Duan et Roland Teissier d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mes travaux de thèse et Monsieur François Julien d'avoir présidé mon jury. Je les remercie pour leur lecture attentive de ce mémoire ainsi que pour les nombreux commentaires et conseils dont ils m'ont fait part. Je voudrais également remercier Monsieur Gottfried Strasser d'avoir accepté de faire partie de mon jury et d'être venu jusqu'à Orsay pour juger mon travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Carlo Sirtori, mon directeur de thèse, pour m'avoir encadré tout au long de mes recherches. Je voudrais saluer l'énergie et l'ingéniosité qu'il met dans tout ce qu'il entreprend et lui dire à quel point travailler avec lui a été pour moi une expérience unique, stimulante et très enrichissante. Je garderai en mémoire beaucoup de moments scientifiques excitants dont j'ai eu la chance d'être le témoin comme son illumination lors de la naissance d'une idée ou d'un concept nouveau, son excitation à l'obtention de nouvelles performances ou de vérifications expérimentales.

Je tiens également à remercier Alfredo De Rossi d'avoir accepté d'être membre de mon jury et pour m'avoir encadré pendant ma thèse en m'enseignant notamment les subtilités de l'électromagnétisme et de la modélisation numérique. Sa grande disponibilité, son écoute, son humilité et sa générosité sont autant de qualités précieuses qui font de lui un chercheur « modèle », avec qui j'ai eu la chance et le plaisir de travailler.

La réalisation de lasers à cascade quantique (LCQ) nécessite la maîtrise de nombreuses technologies avancées et les LCQ en GaAs/AlGaAs étudiés dans cette thèse ont été réalisés par des équipes particulièrement performantes d'Alcatel-Thales III-V Lab, qui font le renom international de ce pôle de recherche dans le domaine des hautes technologies. Je remercie toutes les personnes qui se sont investies dans mes projets sans lesquelles les travaux présentés dans ce manuscrit n'auraient pas vu voir le jour. Je les remercie non seulement pour leur implication dans mes projets, pour leur aide et leurs nombreux conseils techniques mais aussi pour leur gentillesse et leur disponibilité ; je tiens à leur dire que j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et à apprendre à leurs côtés.

Je voudrais tout d'abord remercier les équipes de croissance dirigées par Monsieur Bruno Gérard, en particulier Xavier Marcadet, Valentin Ortiz et Jacky Croizier pour la

croissance des couches semiconductrices par MBE, Olivier Parillaud et Michel Lecomte pour les reprises de croissance par MOVPE et Renato Bisaro pour la caractérisation X des plaques réalisées. Je remercie également Michel Calligaro et Martine Carbonnelle qui ont réalisé toutes les étapes technologiques nécessaires à la conception de mes lasers (photolithographie, polissage, implantation de protons, métallisation, etc). Je remercie Corine Dernazaretian pour son montage minutieux des lasers et Yannick Robert pour la réalisation de miroirs hautement réfléchissants (et bretonnants!). Je remercie également (Sgt) Michel Garcia et Shailendra Bansropun(k) pour leurs conseils et leur bonne humeur.

La croissance des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP étudiés dans le dernier chapitre a été réalisée par Marcella Giovannini de l'équipe de Monsieur Jérôme Faist de l'Université de Neuchâtel ; je les remercie pour leur participation à cette collaboration fructueuse.

Je voudrais maintenant remercier les membres de l'équipe « Cascades », la « Dream Team », équipe chaleureuse, compétente, dynamique et soudée, dans laquelle j'ai eu la chance de réaliser mes recherches et qui m'a supporté, dans tous les sens du terme, jusqu'à la soutenance.

Je voudrais tout d'abord exprimer toute ma gratitude à Sukhdeep Singh Dhillon (Geeza!), véritable gourou de cette équipe. Je le remercie de m'avoir épaulé quotidiennement comme un frère, en m'aidant au moindre problème, en supportant bon nombre de mes rush et toutes mes blagues (surtout les plus nulles !). Mes travaux de thèse lui doivent beaucoup et je le remercie pour tout ce qu'il m'a appris et apporté depuis le premier jour de notre rencontre, tant sur le plan professionnel que personnel.

Je remercie également Cyrille Becker et Hideaki Page pour leur aide et leurs conseils sur l'expérimentation des lasers cascades, et pour m'avoir patiemment expliqué les nombreuses subtilités liées à la compréhension de leur fonctionnement.

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec Angela Vasanelli, Clément Faugeras, Sébastien Forget, Elizabeth Boer-Duchemin, Sylvie Yiou-Lebrun, Isabelle Maurin, Luca Sapienza, Aude Leuliet, Pascal Filloux et Sabine Laurent. Certains résultats de mon manuscrit ont été obtenus avec leur collaboration ; je les remercie grandement pour toute l'aide et le soutien qu'ils m'ont généreusement apportés ainsi que pour tous les moments agréables passés à leurs côtés. Je remercie aussi les « stagiaires » qui ont travaillé avec moi, en particulier Stéphanie Hache et Gerassimos Tsoukalas (Gerry), qui ont supporté les tâches parfois ingrates que je leur donnais et qui ont également contribué à l'obtention de certains résultats présentés.

Je tiens également à remercier Charles Renard, Sophie-Charlotte Auzanneau et François-Julien Vermersh, mes camarades-voisins de bureau, avec qui j'ai partagé ces beaux moments que l'on entretient entre thésards, beaucoup de rigolade mais aussi du soutien dans les moments un peu difficiles de la thèse.

Mon aventure à Thales a débuté par mon stage de DEA réalisé dans le groupe d'optique, dirigé par Monsieur Jean-Paul Castera. Je tiens à remercier Daniel Dolfi et Loïc Morvan pour m'avoir permis de vivre les prémices de cette expérience thalésienne. Au cours de ce stage, j'ai eu le plaisir de faire la connaissance et de bénéficier de l'expérience de Jean-Pierre Huignard, Jean-Paul Pocholle, Brigitte Loiseaux, Sylvie Tonda-Goldstein, Christian Larat, Anne Delboulbé, Jérôme Bourderionnet, Stéphanie Norcia, Aymeric Monsterleet, Romain Czarny, William Boucher, Laurent Lombard et Hélène Gascon ; je tiens aussi à les en remercier.

Je remercie toutes les personnes que j'ai côtoyées à Thales durant ma thèse, celles qui m'ont plus ou moins indirectement aidé, et à qui je voudrais témoigner toute ma sympathie : Nicolas Michel, Myriam Oudart, Jean Massies, Patrick Resneau, Vincent Ligeret, Imen

Hassaoui, Rozenn Bernard, Antoine Patri, Luis Borrueal, José Ulluoá, Sara Ducci, Marco Ravaro, Raffaele Colombelli, Borge Vinter, Philippe Bois, Eric Costard, Jean-Luc Reverchon, Alexandru Nedelcu, Sylvain Combrié, Mathieu Carras, Laure Gendron, Loïc Lanco, Cedric Koeniguer, Frédérique Van Dijk, Frédérique Dross, Jérôme Lopez, Jacqueline LeHoux, Alexandre Marceaux, Claude Grattepain, Olivier Durand, Patrick Plouhinec, Yves Gourdel, Karim Bouzehouane, Agnès Barthelemy, Javier Briatico, Frédéric Nguyen Van Dau, Richard, Martin, Guillemain, Julie, Nathalie, Philippe Cazabonne, Pascal Foucault, Patrick Ristaldi, Sabrina Berreby et Géraldine Sampaeur. J'oublie évidemment beaucoup de personnes qui me pardonneront j'espère de ne pas les avoir citées... Enfin, je voudrais dire un grand merci aux secrétaires des plateformes, Michelle Paillot et Chantal Lermenier qui, malgré leur emploi du temps plus que chargé, volent toujours à notre rescousse au moindre problème.

Je remercie toutes les personnes qui sont venues de près ou de loin assister à ma soutenance et qui, auprès de moi, ont rendu cette journée mémorable ; en plus de mes collègues, je voudrais remercier mes parents, mes frères François et Loïc, mes oncles et tantes, Coco, Nini et Charlot, mes cousins, Philippe, Emilie, Olivier et Raffaella, Marie-Chantal, Françoise et Philippe, ma marraine Muriel, les parents d'Aurore, Christine et Josep et leurs filles Blandine, Katia, Fabien, mes amis Olivier, Cyrille, Franck et Mauricette. Je remercie ceux qui ont participé à la préparation du pot de thèse, ma famille mais aussi nos amis Jean et Jocelyne ; ce pot restera, je crois, longtemps gravé dans la mémoire collective de Thales. Je remercie enfin mes compagnons de 3^e, 4^e et 5^e mi-temps pour leur motivation à toute épreuve et leur incroyable endurance.

Je remercie aussi ceux qui n'ont pas pu se déplacer mais qui étaient à mes côtés par la pensée ce jour là; je remercie en particulier ma sœur Lisa et son mari Fabrice, mes belles-sœurs Séverine et Elodie, mes oncles et tantes, Herminia, Bernard, Simone et Pierre, mes cousins Cathy et Stéphane, Carine et Steve, Mylène et Franck, Paul et Marlène et Denis et Cynthia ; Bonne Maman, Lise, Gaël, Axel, Nicolas, Marie et beaucoup de mes amis dont Ludivine, Emmanuelle, Laurent, Solenn, Bag, Emeline, Patrice, Marie, Anita, Emmanuelle, Jeff, Manuela et Jorge.

Je tiens à remercier Jean et Eliane Bardin pour m'avoir accueilli chaleureusement comme leur fils dans leur foyer, le temps que je rédige mon manuscrit.

Je remercie également Bernard, le « barde » illustre de la famille, qui m'a transmis sa plume que je manie malheureusement beaucoup moins habilement, et qui m'a soutenu à certains moments difficiles de la rédaction.

Je remercie ma famille, des plus grands aux plus petits, à qui je dois tout ce que je suis aujourd'hui ; je voudrais la remercier pour tout l'amour qu'elle me donne, pour tout ce qu'elle m'a transmis et enseigné, en particulier la joie d'être ensemble, la valeur du Partage et tout le bonheur qui en découle. Je tiens évidemment à remercier en premier lieu mes parents, Marie-Claire et Yves, pour leur éternel soutien dans tout ce que j'ai entrepris jusqu'ici.

Pour finir, je voudrais remercier Aurore qui partage ma vie depuis quelques années. Je la remercie pour sa grande patience, menée à rude épreuve pendant la rédaction de ce manuscrit, pour toutes les concessions qu'elle a acceptées de faire durant cette période pénible ; je la remercie énormément pour son réconfort dans les moments difficiles et pour toute son aide sans laquelle je n'aurais certainement pu mettre un point final à ce mémoire. Enfin, je voudrais la remercier pour tout ce qu'elle m'apporte quotidiennement depuis notre rencontre, tout ce qui fait de moi l'homme le plus heureux du monde, et je voudrais lui dire à mon tour tout mon Amour.

“ Quand la terre s’endort,
Quand la brume se pose,
Je te berce mon Trésor,
Pour fermer tes beaux yeux.
Dans le ciel étoilé,
Tu verras l’infini,
Dans le ciel étoilé,
Tu verras l’infini ... ”

A ma mère, à mon père

A mon étoile, à Aurore

Tables des matières

REMERCIEMENTS.....	3
TABLES DES MATIERES	9
INTRODUCTION	15
CHAPITRE I: LASER A CASCADE QUANTIQUE (LCQ).....	19
I. INTERET DES SOURCES EMETTANT DANS LE MOYEN IR ET LOINTAIN IR	19
II. LES SOURCES EMETTANT DANS LE MOYEN IR.....	22
II.1. Les lasers moléculaires (CO ₂ , ...).....	22
II.2. Les oscillateurs paramétriques optiques (OPO).....	23
II.3. Les lasers interbandes	23
a. Les lasers interbandes réalisés dans les matériaux III-V.....	24
b. Les lasers interbandes réalisés dans les matériaux IV-VI (Sels de plomb).....	24
c. Les lasers à cascade interbande (LCI) réalisés dans les matériaux III-V.....	25
II.4. Les lasers à électrons libres (LEL ou FEL en anglais)	26
III. LES LASERS INTERSOUSBANDES	28
III.1. Les propriétés des transitions intersousbandes	28
III.2. Les lasers à fontaine quantique (LFQ).....	30
IV. LES LASER A CASCADE QUANTIQUE (LCQ).....	31
IV.1. Au commencement... ..	32
IV.2. Le développement de l'ingénierie quantique	33
IV.3. Principe de fonctionnement	34
a. La zone d'émission	34
b. La zone de transport.....	35
IV.4. Etude des équations bilan du laser à cascade quantique	36
a. Description du système étudié	36
b. Equations bilan.....	37
c. Expression de la différence de population (N_3-N_2) en régime stationnaire	38
d. Expression de l'inversion de population en cavité froide	38
e. Clamping du gain.....	39
f. Expression des densités de courant de seuil	39
g. Expression de la densité surfacique de photons S au dessus du seuil.....	40
h. Expression des puissances optiques.....	40
i. Expression du rendement différentiel externe du laser	41
j. Discussion du modèle présenté et des résultats établis.....	42

IV.5.	L'ingénierie quantique des LCQ.....	44
a.	<i>Inversion de population dans la zone active</i>	44
b.	<i>Le développement de la zone active</i>	45
IV.6.	Les développements technologiques du LCQ.....	48
a.	<i>La maîtrise des techniques d'épitaxie</i>	48
b.	<i>L'amélioration des dispositifs</i>	49
IV.7.	Les performances actuelles des LCQ.....	51

CHAPITRE II: GUIDE D'ONDE DANS LE MOYEN IR ($\lambda \sim 10\mu\text{M}$) POUR UN LASER A CASCADE QUANTIQUE EN GAAS/ALGAAS..... 53

I.	INTRODUCTION.....	53
II.	NOTIONS PRELIMINAIRES.....	54
II.1.	Quelques notions sur le guidage de la lumière	54
II.2.	Définition du facteur de recouvrement du mode guidé.....	57
II.3.	Les pertes optiques	58
a.	<i>Notation complexe de l'indice de réfraction</i>	58
b.	<i>Les pertes dues à l'absorption par porteurs libres</i>	59
II.4.	Définition du facteur de mérite d'un guide (χ).....	63
III.	THEORIE DES GUIDES D'ONDE (EQUATIONS DE MAXWELL).....	64
III.1.	Modes guidés dans un guide diélectrique planaire	64
III.2.	Onde de surface plasmon ou mode plasmon de surface	67
IV.	LES METHODES D'ANALYSE NUMERIQUE UTILISEES POUR L'ETUDE DES GUIDES D'ONDE	68
IV.1.	La méthode des matrices de transfert.....	68
IV.2.	Modes guidés dans un guide bidimensionnel – Méthodes de l'indice effectif et des éléments finis ..	70
V.	GUIDES D'ONDE UTILISES DANS LES LCQ EN GAAS/ALGAAS	74
V.1.	Guides renforcés par plasmons (<i>plasmon enhanced waveguide</i>).....	74
a.	<i>Le guide en $Al_{0,9}Ga_{0,1}As$ renforcé par plasmons</i>	75
b.	<i>Le guide en GaAs renforcé par plasmons</i>	76
V.2.	Guides à plasmon de surface	77
VI.	LE GUIDE EN GAAS RENFORCE PAR PLASMONS	79
VI.1.	Structure du guide en GaAs renforcé par plasmons.....	79
VI.2.	Optimisation et limites du guide en GaAs renforcé par plasmons.....	80
a.	<i>Evolution du mode guidé en fonction de l'épaisseur de la couche GaAs très dopée</i>	80
b.	<i>Evolution du mode guidé en fonction de l'épaisseur de la couche GaAs peu dopée</i>	82
c.	<i>Evolution du mode guidé en fonction du dopage de la couche GaAs très dopée</i>	84
d.	<i>Modes guidés verticaux d'ordres supérieurs</i>	85
VI.3.	Conclusion.....	87

CHAPITRE III: OPTIMISATION DES LASERS A CASCADE QUANTIQUE EN GAAS/ALGAAS AVEC DES GUIDES D'ONDE EN $Al_xGa_{1-x}As$ ET EN GAINP RENFORCES PAR PLASMONS 89

I.	INTRODUCTION.....	89
II.	LES GUIDES EN $Al_xGa_{1-x}As$ RENFORCES PAR PLASMONS	90
II.1.	L'optimisation des guides d'onde.....	90
	a. Les potentiels de l' $Al_xGa_{1-x}As$	90
	b. Optimisation d'un guide d'onde en $Al_{0,94}Ga_{0,06}As$ renforcé par plasmons	93
	c. Optimisation d'un guide d'onde en $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$ renforcé par plasmons	94
II.2.	Optimisations finales des dispositifs.....	95
III.	LA REALISATION DES DISPOSITIFS.....	96
III.1.	Réalisation d'un guide ruban à double tranchée	96
III.2.	Canal d'injection de courant par implantation protonique.....	97
III.3.	Bilan des dispositifs réalisés.....	100
IV.	CARACTERISATION DES LASERS CQ	101
IV.1.	Caractérisations électriques et optiques des LCQ en régime pulsé.....	101
IV.2.	Caractéristiques électriques et optiques des LCQ en régime pulsé.....	102
	a. Guide de référence (REF_GaAs).....	102
	b. Guides $Al_{0,94}Ga_{0,06}As$ et $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$ renforcés par plasmons (AL94 et AL36).....	104
	c. Spectres d'émission des LCQ testés.....	105
IV.3.	Analyse des caractéristiques électriques et optiques des LCQ testés.....	106
	a. Réduction des courants de seuil.....	106
	b. Augmentation des puissances crêtes optiques.....	107
	c. Augmentation des efficacités différentielles externes.....	107
	d. Analyse des caractéristiques électriques	109
IV.4.	Bilan sur les guides en $Al_xGa_{1-x}As$ renforcés par plasmons.....	112
V.	LES GUIDES EN $Ga_{0,51}In_{0,49}P$ RENFORCES PAR PLASMONS	113
V.1.	Le choix du matériau $Ga_{0,51}In_{0,49}P$	113
V.2.	L'élaboration du LCQ avec un guide en $Ga_{0,51}In_{0,49}P$ renforcé par plasmons	113
	a. Ebauche de la structure à optimiser	113
	b. Optimisation du guide d'onde.....	114
	c. Tests électriques préliminaires.....	115
V.3.	Caractéristiques électriques et optiques des LCQ en régime pulsé.....	118
V.4.	Analyse des caractéristiques électriques et optiques des LCQ GaInP testés	119
	a. Densités de courant de seuil et T_0	119
	b. Efficacités différentielles externes	120
	c. Caractéristiques électriques.....	120
V.5.	Bilan sur les guides en $Ga_{0,51}In_{0,49}P$ renforcés par plasmons	122
VI.	AMELIORATION DES PERFORMANCES DES LCQ AL36 ET GAINP	122
VI.1.	Réalisation de miroirs métalliques.....	122
VI.2.	Caractéristiques électriques et optiques des échantillons traités.....	123
VI.3.	Diminution des densités de courant de seuil.....	124

VI.4. Amélioration des efficacités différentielles externes	126
a. Rendements à la prise des LCQ.....	127
VII. ESTIMATION DES PERTES ET DU COEFFICIENT DE GAIN	130
VII.1. Estimation des pertes du guide AL36	130
VII.2. Estimations des pertes du guide GaInP.....	131
VII.3. Variations de $g\Gamma$ avec la température	132
VIII. BILAN GENERAL ET CONCLUSION DU CHAPITRE III	133
CHAPITRE IV: OPTIMISATIONS DE LCQ EN GAINAS/ALINAS/INP EMETTANT A $\lambda \sim 9\mu\text{M}$:	137
• INJECTION LOCALISEE DE COURANT PAR IMPLANTATION DE PROTONS,	
• OPTIMISATIONS THERMIQUES	
• BILAN SUR LES PERFORMANCES DES LCQ EN GAINAS/ALINAS/INP ET DES LCQ EN GAAS/ALGAAS ETUDIES	
• ETUDE DE LA SATURATION SPATIALE DU GAIN	
I. INTRODUCTION.....	137
II. ETUDE ET CARACTERISATION D'UN LCQ EN GAINAS/ALINAS/INP IMPLANTE EMETTANT A $8,9\mu\text{M}$	138
II.1. Description de la structure étudiée.....	138
a. Structure de la zone active.....	138
b. Structure du guide d'onde dans la direction verticale.....	139
c. Réalisation d'un guide ruban à double tranchée.....	140
II.2. Caractéristiques des lasers CQ InP implantés en régime pulsé.....	140
a. Faibles courants de seuil.....	141
b. Mise en évidence des fuites de courant à travers des zones implantées.....	142
II.3. Caractérisations des lasers CQ InP en régime continu	146
a. Rappel des performances publiées par M. Beck dans la référence [Beck02].....	146
b. Caractéristiques des lasers CQ InP implantés en régime continu.....	147
c. Amélioration des performances des LCQ InP implantés par traitement HR de leur facette arrière	148
II.4. Conclusion de l'étude réalisée sur les LCQ InP implantés	149
III. COMPLEMENT D'ETUDE DES PERFORMANCES DES LCQ EN GAINAS/ALINAS/INP : OPTIMISATION DE LA RESISTANCE THERMIQUE PAR DEPOT D'OR ELECTROLYTIQUE SUR DES LASERS NON-IMPLANTES.....	150
III.1. Caractéristiques des lasers en régime pulsé	150
III.2. Comportement des lasers en régime poussé à température ambiante	151
a. Puissance moyenne maximale en fonction du taux de remplissage	151
b. Fonctionnement en régime continu.....	153
III.3. Détermination des résistances thermiques	154
III.4. Conclusion de l'étude sur l'optimisation thermiques des LCQ InP.....	155

IV. COMPARAISON ENTRE LES LCQ EN GAINAS/ALINAS/INP ET LES LCQ EN GAAS/ALGAAS.....	156
V. ETUDE DE LA SATURATION SPATIALE DU GAIN DANS LA ZONE ACTIVE	161
V.1. Equations bilan revisitées.....	162
VI. CONCLUSION DU CHAPITRE IV	167
CONCLUSION	169
BIBLIOGRAPHIE	173
TABLE DES FIGURES.....	181
ANNEXES	187
ANNEXE 1: FEUILLE DE CROISSANCE DU LCQ EN GAAS/ALGAAS AVEC UN GUIDE EN GAAS RENFORCE PAR PLASMONS - STRUCTURE DE BANDES DE LA ZONE ACTIVE.....	189
ANNEXE 2: LES PERTES MIROIRS α_M	190
ANNEXE 3: PERSPECTIVES SUR LES MARCHES DES LCQ.....	192
QCLs: mass-market devices or just interesting physics?	192
AUTRES ETUDES MENEES LORS DE CETTE THESE NON PRESENTEES DANS LE CORPS DU MANUSCRIT	197
STRUCTURES OPTIQUES BASEES SUR LE COUPLAGE AVEC DES MODES PLASMONIQUES	198
GENERATION INTRACAVITE DE SOMME DE FREQUENCE DANS UN LCQ EN GAAS/ALGAAS.....	205
LISTE DES COMMUNICATIONS RELATIVES AU TRAVAUX MENES AU COURS DE CETTE THESE	209

Introduction

Il y a un peu plus de dix ans, naissait dans les laboratoires Bell (Lucent) le laser à cascade quantique (LCQ) [Faist94]. L'engouement scientifique suscité par la démonstration du premier laser intersousbande induit alors une intense activité de recherche axée sur l'étude et le développement de ces nouvelles sources émettant dans le moyen infrarouge (M-IR). Contrairement aux lasers interbandes, la longueur d'onde d'émission de ces lasers est indépendante de l'énergie de bande interdite du matériau dans lequel la lumière est générée ; la gamme spectrale couverte aujourd'hui par les LCQ s'étend de $3,4\mu\text{m}$ à $24\mu\text{m}$ dans le M-IR et jusqu'à $\lambda\sim 170\mu\text{m}$ dans la région THz. Peu après la réalisation du premier LCQ en GaInAs/AlInAs/InP, des LCQ en GaAs/AlGaAs ont vu le jour [Sirtori98] et, plus récemment, des LCQ en InAs/AlSb/(InAs ou GaSb) [Ohtani03, Teissier03] et GaInAs/AlAsSb/InP [Revin04] ont été élaborés. Grâce aux travaux entrepris depuis une décennie, plusieurs LCQ en GaInAs/AlInAs/InP ont démontré un fonctionnement en régime continu à température ambiante [Beck02] [Evans04]. Des puissances de 372mW ont été mesurées à 298K sur des LCQ émettant à $6\mu\text{m}$ [Evans04], élevant ainsi les LCQ au rang de sources compactes performantes émettant dans le moyen infrarouge.

Pour un laser semiconducteur, la démonstration de fonctionnement en régime continu et à température ambiante est une étape cruciale à franchir pour sortir cet objet de recherche du laboratoire et en faire un dispositif optoélectronique à part entière. Si ces performances ont été atteintes par les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP, les LCQ en GaAs/AlGaAs ont, jusqu'à présent, montré un fonctionnement en régime continu jusqu'à 150K à $\lambda\sim 10\mu\text{m}$ [Page04]. En raison de leurs densités de courant de seuil élevées et de leurs moins bons rendements par rapport aux LCQ en GaInAs/AlInAs/InP, ces LCQ peinent à augmenter leur température maximale de fonctionnement en régime continu. Avant cette thèse, le développement des lasers en GaAs/AlGaAs était principalement axé sur l'optimisation de leur zone active ([Sirtori02], [Becker02], [Barbieri99]) et sur l'amélioration des dispositifs, en utilisant notamment l'implantation de protons [Page04]. Au cours de cette thèse, nous avons décidé d'améliorer les performances de ces lasers en perfectionnant leur guide d'onde. Nous présentons dans ce manuscrit les travaux menés et les résultats obtenus sur des LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda\sim 9\mu\text{m}$.

Pour commencer, nous nous proposons dans le premier chapitre de familiariser le lecteur aux lasers semiconducteurs particuliers que sont les LCQ. Après avoir présenté l'intérêt des sources émettant dans le moyen infrarouge ainsi que les différents types de lasers fonctionnant dans cette gamme spectrale, nous présenterons le principe de fonctionnement de ces lasers intersousbandes. Le traitement des équations bilan du LCQ nous permettra de dégager les paramètres-clés dont dépend leur bon fonctionnement. Enfin, nous achèverons le chapitre par la présentation des performances atteintes par les LCQ, en retraçant les développements ayant marqué leur état de l'art.

L'optimisation du guide d'onde d'un laser semiconducteur a un rôle majeur : en augmentant le confinement du ou des modes optiques dans la zone de gain du laser tout en diminuant leurs pertes, on diminue les densités de courant de seuil et on améliore le rendement des lasers. Pour introduire nos travaux sur le guide d'onde des LCQ en GaAs/AlGaAs, nous débutons le chapitre II en rappelant le principe d'un guide, la théorie des modes guidés ainsi que les méthodes numériques utilisées pour nos simulations. Nous énumérerons ensuite les différents guides utilisés pour les LCQ. Enfin, à l'aide de simulations basées sur la méthode des matrices de transfert, nous présenterons le guide en GaAs renforcé par plasmons, guide communément employé dans ces LCQ et nous montrerons ses limites. Ce chapitre permettra d'exprimer la nécessité d'améliorer le guide des LCQ en GaAs/AlGaAs et de justifier les travaux présentés dans le prochain chapitre.

Dans le chapitre III, nous proposons donc d'améliorer le guide en GaAs renforcé par plasmons en lui ajoutant des couches diélectriques en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$, $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ ou $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$. Nous renforçons ainsi le confinement du mode fondamental guidé dans la zone active du laser tout en réduisant ses pertes, pertes principalement dues à l'absorption par porteurs libres dans les couches fortement dopées. Après optimisation numérique de ces guides, nous présenterons les résultats obtenus avec les dispositifs réalisés en analysant leur caractéristiques électriques et optiques; nous verrons que des performances record ont été obtenues sur les LCQ testés grâce aux améliorations apportées à leur guide d'onde.

Avec des rendements de l'ordre de quelques pourcents, la quasi-totalité du courant injecté dans un laser à cascade quantique est convertie en chaleur, ce qui peut empêcher les dispositifs d'atteindre de hautes températures de fonctionnement en régime continu. Outre l'amélioration des performances des lasers par la diminution de leur courant de fonctionnement et l'augmentation de leur rendement, il est donc également important d'optimiser des dispositifs pour faciliter l'évacuation de la chaleur générée intra-cavité. Pour

répondre à ces besoins, de nouvelles structures ont été élaborées comme par exemple les hétérostructures enterrées qui permettent aux LCQ en GaInAs/AlInAs/InP de bénéficier des avantages thermiques d'une structure planaire [Beck00]. Dans les LCQ en GaAs/AlGaAs, un fonctionnement à 150K en régime continu a été atteint grâce à la réalisation d'injection localisée de courant réalisée par implantation de protons. Au cours de cette thèse, nous avons eu l'opportunité de fabriquer et caractériser des LCQ très performants en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $8,9\mu\text{m}$ (chapitre IV). A l'instar des LCQ en GaAs/AlGaAs, nous avons décidé de réaliser des dispositifs avec implantation de protons, afin de réaliser un éventuel transfert de technologie. Nous présenterons, dans le chapitre IV, les résultats obtenus avec ces lasers et discuterons du succès de cette technique. Nous avons également étudié l'influence d'une couche d'or électrolytique sur les performances de lasers InP réalisés dans la même plaque épitaxiée, de très bons résultats ayant récemment été obtenus avec des lasers utilisant cette technologie [Evans04]. Nous examinerons la résistance thermique des dispositifs réalisés pour comprendre les améliorations apportées par la présence de cette couche d'or, censée favoriser la dissipation thermique de la chaleur générée intra-cavité.

Nous profiterons de ce chapitre pour comparer les performances des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP testés avec celles des LCQ en GaAs/AlGaAs étudiés au chapitre III, leur longueur d'onde d'émission étant voisine de $9\mu\text{m}$. Nous discuterons alors des perspectives de développement pour les LCQ en GaAs/AlGaAs en tant que source du moyen infrarouge.

Enfin, nous terminerons par une étude théorique de la saturation spatiale du gain dans la direction de croissance. Pour cela, nous reprendrons les équations bilan du LCQ traitées dans le chapitre I, en considérant cette fois la répartition du champ inhomogène dans la zone active. Nous soulignerons les effets néfastes que ce phénomène, jusque là négligé, peut avoir sur les performances des LCQ.

Chapitre I: Laser à cascade quantique (LCQ)

Nous allons dans ce chapitre présenter les lasers à cascade quantique (LCQ), leur principe de fonctionnement, mettre en évidence les paramètres physiques limitant leurs performances, et exposer leur état de l'art. Avant d'introduire ces lasers, nous commencerons par exposer l'intérêt de sources émettant dans le moyen infrarouge et présenter les autres lasers qui émettent dans cette bande spectrale.

I. Intérêt des sources émettant dans le moyen IR et lointain IR

Compte tenu de sa large étendue spectrale, le domaine infrarouge est subdivisé en trois régions : le proche infrarouge, le moyen infrarouge, et l'infrarouge lointain (cf. Tableau I-1).

	Visible	Proche Infrarouge	Moyen Infrarouge	Infrarouge Lointain (*)	Ondes Millimétriques
Longueur d'onde (μm)	0,4-0,76	0,76-2	2-20	20-1000	>1000
Energie (eV)	1,6-3,1	0,6-1,6	0,06-0,6	0,001-0,06	<0,001
Fréquence (THz)	400-750	150-400	15-150	0,3-15	<0,3

Tableau I-1 : Etendue spectrale de l'infrarouge [LWISL-Choi04].

Le proche infrarouge est, grâce à l'émergence de sources lasers ces dernières décennies, la partie du spectre infrarouge la plus utilisée. Les télécommunications optiques fibrées en ont fait leur terrain de prédilection, en choisissant notamment les longueurs d'onde de transmission de 1,312 et 1,55 μm , les fibres en silice présentant peu de pertes à ces longueurs d'onde (de l'ordre de 0,3 dB/km @1,312 μm et 0,16dB/km @1,55 μm). Les sources émettant dans le proche infrarouge ont aussi trouvé leur application dans des domaines très variés tels que la chirurgie, la métrologie, l'enregistrement et la lecture optique de données, la découpe de matériaux, etc.

L'intérêt de sources cohérentes émettant dans le moyen et lointain infrarouge est lui aussi multiple. Outre l'intérêt physique suscité par ces sources, de nombreuses applications sont envisagées dont certaines citées ci-dessous de manière non exhaustive :

- Spectroscopie de gaz et détection

La plupart des molécules possède des bandes d'absorption entre niveaux de rotation-vibration dans le moyen infrarouge (cf. Figure I-1), qui constituent de véritables signatures

(*) Cette bande spectrale est également appelée Bande THz

moléculaires. L'amplitude de ces bandes d'absorption est deux à trois ordres de grandeur plus grande que celle des bandes répertoriées dans le proche infrarouge. Les systèmes de détection de gaz réalisables sont donc d'une très grande sensibilité, permettant de détecter les traces d'une substance sondée (quelques parties par milliard). De nombreuses applications sont alors envisageables comme notamment le contrôle de pollution industrielle et automobile, l'étude de la couche d'ozone, la détection précoce d'éruptions volcaniques ou d'incendies, etc.

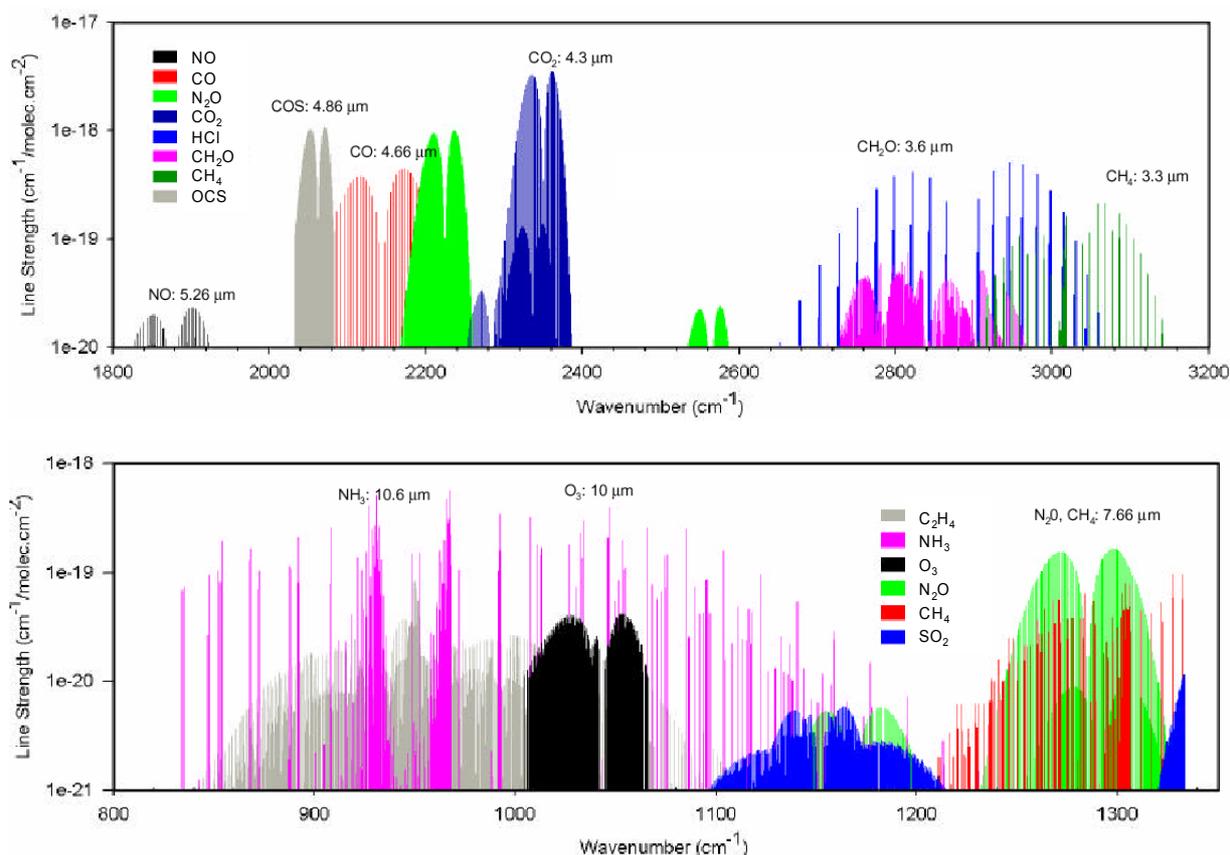


Figure I-1 : Bandes d'absorption de diverses molécules dans le moyen infrarouge a) entre 3,1 et 5,5μm , b) entre 7,6 et 12,5μm(d'après la base de données HITRAN).

Le domaine THz suscite quant à lui beaucoup d'intérêt aujourd'hui pour l'étude des structures fines des molécules. Les agences spatiales réfléchissent également à l'utilisation de sources THz en usage embarqué pour l'étude des compositions atmosphériques des planètes du système solaire.

- Sécurité

Les sources dans le moyen et lointain infrarouge peuvent être utilisées pour détecter des substances nocives comme des explosifs, des armes biologiques, des narcotiques, etc. L'imagerie THz permet aussi de repérer des armes dissimulées (cf. Figure I-2), les vêtements ou emballages étant, comme de nombreux diélectriques, transparents dans ces gammes

spectrales [Davies02] [ISOE03]. L'imagerie par ondes THz a été démontrée pour la première fois dans la référence [Hu95] et continue à être développée. Les services de sécurité des aéroports sont très intéressés par ses applications.



Figure I-2: Détection d'une arme blanche dissimulée dans un journal grâce à l'imagerie THz.

- Spectroscopie pour la médecine et imagerie biomédicale

La spectroscopie infrarouge est également intéressante pour la médecine puisqu'elle permettrait un diagnostic rapide de certaines maladies infectieuses ou des dysfonctionnements de l'organisme en détectant dans l'air expiré des traces de molécules spécifiques ; on pourrait par exemple diagnostiquer des ulcères, des maladies hépatiques, rénales et gastro-intestinales (NH_3 , $^{13}\text{CO}_2/^{12}\text{CO}_2$, COS), certains cancers (poumon, sein...) ou la présence de tumeurs cancéreuses (HCHO , $\text{H}_2\text{C}=\text{CH}_2$, $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3\text{CH}_3$), des rejets de transplantation ($\text{CH}_3(\text{CH}_2)_3\text{CH}_3$, COS), la schizophrénie (CS_2), etc. L'utilisation de sources du moyen infrarouge est également à l'étude pour détecter instantanément et sans dommages pour la peau certaines molécules dans le sang telles que le glucose pour les contrôles de diabète [Diessel04]. Les sources émettant dans le moyen et lointain infrarouge pourraient également avoir des applications intéressantes pour l'étude de l'ADN. Enfin, les rayons infrarouges, peu énergétiques par rapport aux rayons X, sont propices pour effectuer de l'imagerie médicale non destructive sur les tissus, ces derniers présentant des spectres d'absorption et des indices de réfraction différents ce qui permet de les distinguer, notamment aux fréquences THz [Davies02].

- Télécommunication en espace libre

Ces dernières années, le trafic de données a connu une croissance exponentielle via le développement de la toile Internet. A cause de cette augmentation croissante des transferts d'informations, la bande passante des télécommunications devient de plus en plus encombrée et on entrevoit une saturation du réseau mondial de transmission [Cisco_web02]. Pour faire face à ce problème, la communication optique en espace libre serait une solution intéressante,

notamment dans le moyen infrarouge. En effet, l'atmosphère possède 3 fenêtres principales de transparence dans le moyen infrarouge (Figure I-3) : entre 2 et 2,7 μm (Bande I), entre 3 et 5 μm (Bande II) et entre 8 et 14 μm (Bande III). L'avantage des lignes de transmission dans ces gammes spectrales est notamment leur faible sensibilité à la diffusion Rayleigh, proportionnelle à $1/\lambda^4$ (où λ est la longueur d'onde), et aux perturbations atmosphériques (pluie, brouillard, pollution...).

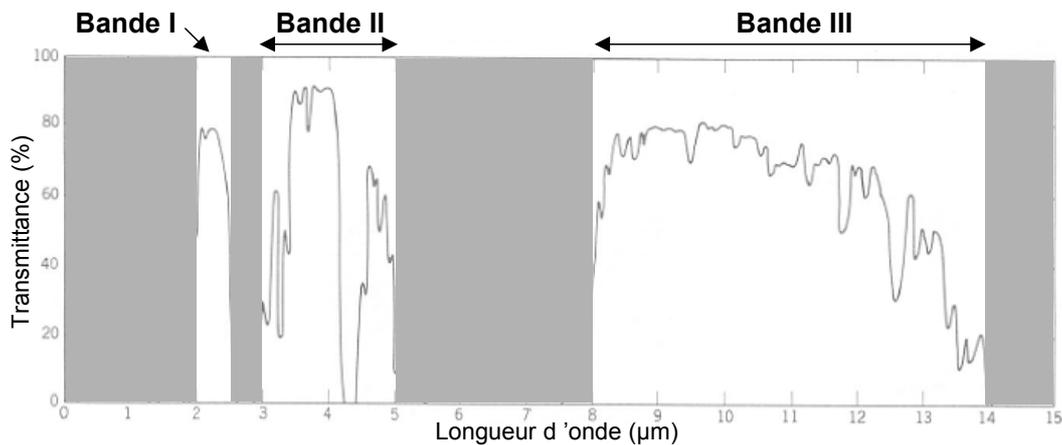


Figure I-3: Fenêtres de transmission de l'atmosphère dans le moyen infrarouge.

- Militaire

Les applications de transmission, détection et d'imagerie présentées précédemment ont également des applications militaires [ISOE03]. Une autre application des sources infrarouges est la contre-mesure optique pour la guerre électronique. Les détecteurs sensibles aux rayonnement moyen infrarouge sont très répandus dans le domaine militaire (le rayonnement des objets étant proportionnel au rayonnement du corps noir, l'émittance est maximale dans les bandes II et III de l'atmosphère à 600 et 300 K respectivement). Une source émettant dans une de ces fenêtres est alors intéressante pour aveugler un détecteur adverse.

II. Les sources émettant dans le moyen IR

Nous présentons dans ce paragraphe les sources de lumière cohérente émettant dans le moyen infrarouge.

II.1. Les lasers moléculaires (CO₂, ...)

Parmi les lasers fonctionnant dans le moyen infrarouge, les plus répandus sont indiscutablement les lasers CO₂. Ces lasers délivrent, en régime continu, des puissances de l'ordre de la centaine de watts. Grâce à leur niveau de puissances élevées, ces lasers sont utilisés pour la découpe de matériaux dans le milieu industriel. Ces sources sont également

utilisées en spectroscopie. Cependant, leur spectre d'émission est discret et composé de quelques raies dans une fenêtre relativement étroite située entre 9,2 et 10,8 μm ce qui limite leur champ d'application. Un autre inconvénient de ces dispositifs est la nécessité d'utiliser un circuit de refroidissement encombrant.

II.2. Les oscillateurs paramétriques optiques (OPO)

Le principe des Oscillateurs Paramétriques Optiques (OPO) consiste à réaliser un laser en créant une somme ou une différence de fréquence (SFG ou DFG) dans un cristal non-linéaire (KNbO_3 , KTP,...) placé à l'intérieur d'une cavité optique [Yariv89]. L'intérêt de ces sources réside dans le fait qu'elles sont accordables par simple orientation du cristal non-linéaire utilisé, et qu'elles peuvent ainsi couvrir une grande bande spectrale d'émission. Dans le moyen infrarouge, ces sources n'occupent pas encore une place majeure par rapport aux autres lasers présentés dans ce paragraphe.

II.3. Les lasers interbandes

Les lasers interbandes sont les principales sources de lumière cohérente émettant dans le proche infrarouge et leur usage est plus que répandu en optoélectronique. Le fonctionnement de ces lasers repose sur la recombinaison radiative d'un électron et d'un trou (cf. Figure I-4).

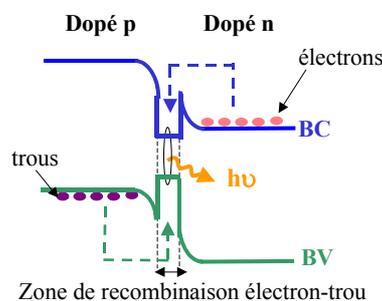


Figure I-4: Double hétérojonction polarisée en sens direct. Un électron de la bande de conduction (BC) se recombine à un trou de la bande de valence (BV) en émettant un photon (flèche ondulée).

Pour émettre à une longueur d'onde dans le moyen infrarouge, il est donc nécessaire d'utiliser des matériaux à faible énergie de bande interdite. Des lasers ont été réalisés dans des alliages III-V, alliages $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sur substrat InP, et alliages $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ sur substrat GaSb, ainsi que dans des alliages II-VI avec des sels de plomb. Les gammes de longueur d'onde couvertes par ces lasers sont représentées sur la Figure I-5.

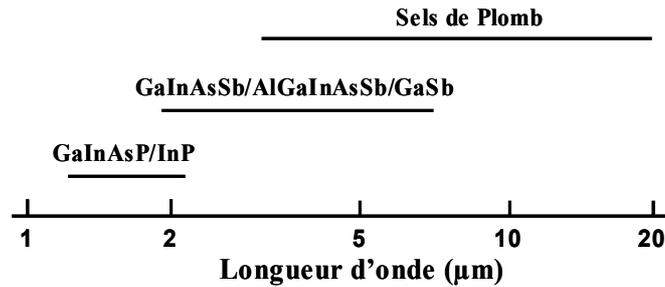


Figure I-5: Gammes de longueur d'onde d'émission des différents lasers interbandes émettant dans l'infrarouge moyen composés de matériaux III-V et IV-VI (d'après [LWISL-Choi04]).

a. Les lasers interbandes réalisés dans les matériaux III-V

L'utilisation de puits quantiques en InGaAs contraint a permis la réalisation de lasers en GaInAs/InP émettant jusqu'à 2,07 μm , fonctionnant à température ambiante en régime continu [Mitsuhara98, Mitsuhara99]. Avec les lasers en GaInAsSb/GaSb, des fonctionnements à température ambiante ont été obtenus à des longueurs d'onde comprises entre 1,7 et 4,2 μm . Des fonctionnements en régime continu à température ambiante ont été atteints jusqu'à 2,7 μm en utilisant des puits contraints. Parmi les meilleures performances, 1,9W a été atteint à 2 μm [Garbuzov97], 550mW à 2,3 μm [Garcia04] et 160mW à 2,6 μm [Garbuzov99]. Ces chiffres illustrent le fait que les performances des lasers se dégradent avec l'augmentation de la longueur d'onde, notamment à cause de l'effet Auger qui devient de plus en plus important. L'utilisation d'hétérostructures de type II (cf. Figure I-6) en GaInAs/InAs, dans lesquelles l'effet Auger est moins important [Meyer98], a permis de réaliser des lasers émettant jusqu'à 7,3 μm . Des lasers à $\lambda=6,1\mu\text{m}$ pompés optiquement ont fonctionné en régime continu jusqu'à 210K [Stokes99] et d'autres lasers à $\lambda=3,9\mu\text{m}$ pompés électriquement ont atteint des températures de fonctionnement de 195K [Bewley00].

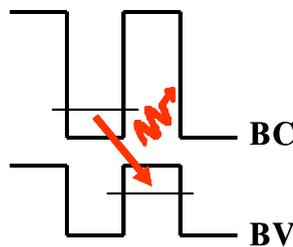


Figure I-6: Transition interbande dans une hétérostructure de type II.

b. Les lasers interbandes réalisés dans les matériaux IV-VI (Sels de plomb)

En dépit des progrès notoires réalisés par les lasers interbandes III-V émettant dans le moyen infrarouge, la réalisation de sources performantes à des longueurs d'onde supérieures à 6 μm semble difficile compte tenu des recombinaisons Auger qui deviennent de plus en plus

importantes. Les lasers aux sels de Plomb, moins sensibles aux effets Auger grâce à une structure de bande différente [Findlay98], couvrent la totalité du spectre entre 3 et 20 μ m. Ils sont monomodes en régime continu et leur longueur d'onde est ajustable avec la température. Ces lasers ont été commercialisés ces 30 dernières années et ont été essentiellement utilisés en spectroscopie. Cependant, leur fonctionnement est longtemps resté limité à des températures cryogéniques. De plus hautes températures de fonctionnement ont été atteintes en utilisant des doubles hétérojonctions. En général, les températures maximales de fonctionnement sont extrémales pour des longueurs d'onde comprises entre 4 et 5 μ m: avec des lasers émettant à 4 μ m, un fonctionnement jusqu'à 224K a été obtenu en régime continu [Feit96]. Récemment, un fonctionnement à température ambiante a été atteint en régime pulsé : avec des pulses de 10ns, des puissances de 100mW ont été mesurées et une température maximale de fonctionnement de 85°C a été atteinte avec une double hétérostructure en PbSe/PbSrSe [Schießl00].

c. Les lasers à cascade interbande (LCI) réalisés dans les matériaux III-V

Les lasers à cascade interbande (LCI), également appelés lasers à cascade quantique (LCQ) de type II, ont été proposés pour la première fois en 1994 par R. Q. Yang [Yang95] . Le principe du laser est représenté schématiquement sur la Figure I-7. Plusieurs zones de recombinaison électrons-trous de type II, à base d'antimoniure, sont juxtaposées dans la région active du laser ; après recombinaison avec un trou, l'électron (le trou) alors sur une bande de valence (conduction) est réinjecté par effet tunnel interbande dans la bande de conduction (valence) de la zone de recombinaison suivante. Une paire électron-trou est alors réutilisée plusieurs fois dans la zone active pour émettre plusieurs photons.

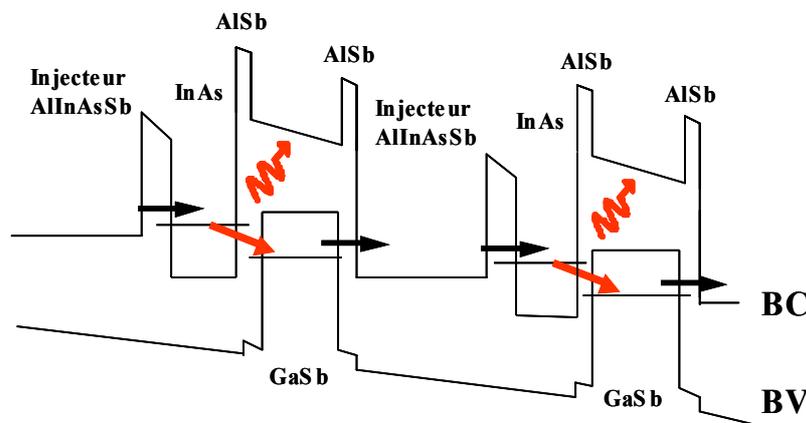


Figure I-7: Structure de bandes de la zone active d'un laser à cascade interbande (LCI) en GaSb/AISb/InAs.

Des efficacités différentielles quantiques externes dépassant 600% ont été mesurées à 80K sur des LCI émettant à 3,9 μ m (P~6W/facettes) [Yang02]. Une efficacité de 16% a été démontrée en régime continu sur des LCI émettant à 3,5 μ m, avec une densité de courant de seuil très faible (~13 A/cm²). Ce laser à 3,5 μ m a montré un fonctionnement à température ambiante en régime pulsé, mais ne dépasse pas 150K en régime continu. En général, si certains de ces dispositifs ont montré de bonnes performances à température cryogénique, celles-ci se dégradent dramatiquement avec la température. Les principales limitations pour l'obtention de bonnes caractéristiques à haute température sont, une fois de plus, les pertes dues à l'effet Auger.

Les sources interbandes dans le moyen infrarouge font l'objet d'intenses recherches et nous invitons le lecteur à consulter la référence [LWISL-Choi04] pour une présentation plus détaillée des travaux d'investigation menés sur ces dispositifs.

II.4. Les lasers à électrons libres (LEL ou FEL en anglais)

Le principe du LEL est de convertir l'énergie cinétique d'un faisceau d'électrons libres en ondes électromagnétiques. Le LEL peut générer en régime pulsé un faisceau de lumière cohérente très puissant, accordable en fréquence. Le LEL CLIO du LURE (Orsay) délivre dans l'infrarouge des impulsions d'une durée voisine de la picoseconde avec des puissances crêtes de 10 à 100 MW [CLIO_web] (cf. Figure I-8 et Figure I-9). Les caractéristiques de fonctionnement sont principalement déterminées par le type d'accélérateur générant le faisceau d'électrons. La fréquence d'émission du laser, fonction de l'énergie des électrons, peut être accordée sur une large bande spectrale, de l'infrarouge aux rayons X. La nécessité d'un accélérateur d'électrons confère au LEL une taille de plusieurs dizaines de mètres (cf. Figure I-8) ce qui le limite à des applications de recherche fondamentale.

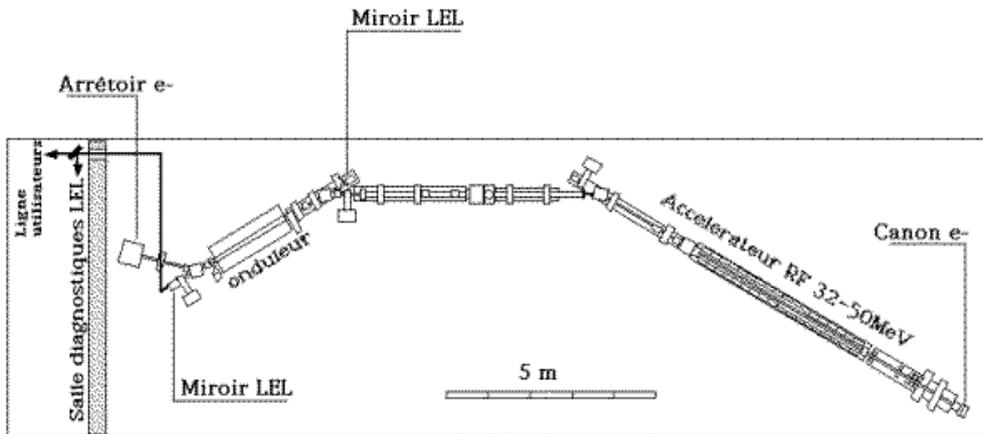


Figure I-8 : Plan d'ensemble du laser à électrons libres (LEL) CLIO (LURE) (d'après [CLIO_web]).

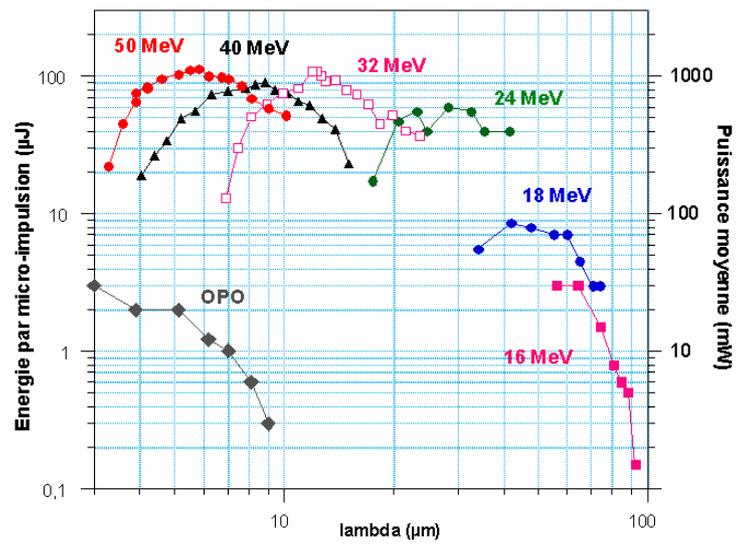


Figure I-9: Puissances délivrées à différentes longueur d'onde par le LEL CLIO (d'après [CLIO_web])^(*).

^(*)Note : des OPO couvrant la plage 2-9 microns sont également disponibles au centre CLIO.

III. Les lasers intersousbandes

Les lasers intersousbandes sont conceptuellement différents des lasers interbandes présentés précédemment. Ces dispositifs sont unipolaires car un seul type de porteur entre en jeu pour assurer la transition radiative, qui a lieu entre deux sousbandes d'un système de puits quantiques couplés. On peut distinguer deux types de source infrarouge basées sur ce principe : les lasers à fontaine quantique (LFQ) et les lasers à cascade quantique (LCQ), plus amplement détaillés dans la suite de ce chapitre. Avant de présenter ces sources, on se propose d'exposer les avantages de la transition intersousbande.

III.1. Les propriétés des transitions intersousbandes

Une des particularités intéressantes de ces lasers unipolaires réside dans le fait que leur longueur d'onde d'émission ne dépend pas d'une énergie de bande interdite, contrairement aux lasers interbandes : en jouant sur l'épaisseur des puits couplés, l'écart entre les sousbandes peut être modifié à souhait. D'autre part, la nature de leur transition radiative confère aux lasers semiconducteurs interbandes et intersousbandes des propriétés physiques différentes. Dans une transition intersousbande, les deux sousbandes de la transition optique appartiennent à la bande de conduction et leur dispersion dans le plan parallèle aux couches a donc la même courbure si on néglige les non-parabolicités (cf. Figure I-10b) : les transitions entre les sousbandes se font à une même énergie E_{12} et il en résulte une densité d'états joints étroite et très piquée sur E_{12} , comparable à celle d'une transition atomique (cf. Figure I-10c).

Par ailleurs, le taux de transition intersousbande est beaucoup plus grand ($\tau_{\text{ISB}}^{-1} \sim \text{ps}^{-1}$) que le taux de transition interbande ($\tau_{\text{IB}}^{-1} \sim \text{ns}^{-1}$) [Rosencher-Vinter02]. Ceci explique en partie pourquoi les courants de seuil sont nettement plus faibles dans les lasers interbandes du moyen infrarouge ($J_{\text{th}} \sim \text{qq} \text{ } 10 \text{ A/cm}^2$ au lieu de quelques kA/cm^2 pour les LCQ). Cependant, le taux important de transition intersousbande, ainsi que les forces d'oscillateur très grandes qui lui sont associées font des lasers intersousbandes des dispositifs capables de fonctionner à des fréquences de modulations très élevées, ce qui est très utile dans les télécommunications optiques. Théoriquement, des fréquences de modulation de plusieurs centaines de GHz, voire quelques THz, sont envisageables soit un ordre de grandeur au dessus de celles applicables sur les lasers interbandes.

Enfin, contrairement aux lasers interbandes, les LCQ ne sont pas sensibles à l'effet Auger. L'effet Auger est un processus à 3 corps, où un électron et un trou cèdent leur énergie de recombinaison à un électron ou un trou, au lieu d'émettre un photon. Le processus s'effectue avec conservation de l'énergie et de l'impulsion totale. Comme nous l'avons souligné

précédemment, ces effets ont des conséquences particulièrement néfastes sur les performances des lasers interbandes, surtout pour des semiconducteurs à faible énergie de bande interdite. Des mécanismes Auger de relaxation non radiative existent aussi entre deux sousbandes de conduction mais ceux-ci sont beaucoup moins efficaces que les relaxations par émission de phonons longitudinaux optiques (LO). Ces effets expliquent principalement pourquoi dans les lasers interbandes, les densités de courant de seuil varient beaucoup plus avec la température que dans les LCQ : la température caractéristique T_0 , paramètre de l'interpolation phénoménologique des variations des densités de courant de seuil J_{th} avec la température T ($J_{th}=J_{th0}.\exp(T/T_0)$), dépasse à peine 50K dans les LCI, alors qu'elle atteint des valeurs de 180K dans les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP.

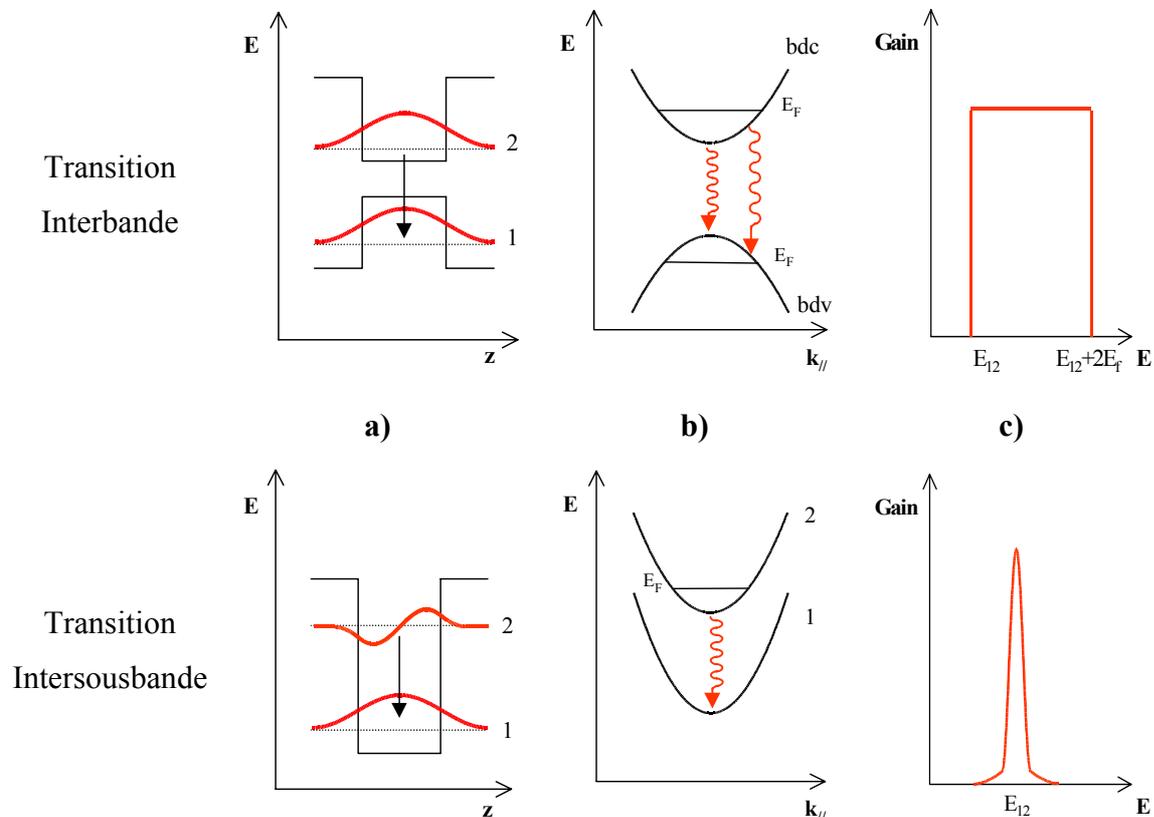


Figure I-10 : Comparaison des mécanismes d'émission de photon dans une transition interbande et une transition intersousbande :

- a) **Structure de bandes dans l'espace réel (dans la direction de croissance)**
- b) **Structure de bandes dans l'espace réciproque (dans le plan des couches)**
- c) **Courbe de gain**

III.2. Les lasers à fontaine quantique (LFQ)

Le premier LFQ a été démontré en 1997 dans des hétérostructures en GaAs/AlGaAs [Gauthier97b], peu après l'observation de luminescence [Julien95] et d'émission stimulée [Gauthier97a]. Ce laser émettait à $15.5\mu\text{m}$ jusqu'à 110K en régime pulsé. Le principe d'émission de lumière dans un LFQ est représenté sur la Figure I-11. Dans un système à trois sousbandes, une pompe optique excite les électrons de la sousbande 1 à la sousbande 3 ; les porteurs se dés excitent ensuite sur la sousbande 2 en émettant un photon. L'inversion de population entre les sousbandes 3 et 2 est garantie par la mise en résonance de la transition 2-1 avec l'énergie d'un phonon LO, ce qui permet une dés excitation rapide des électrons de la sousbande 2 (une explication plus détaillée de l'importance de cette transition est donnée par la suite). Les meilleures performances ont été obtenues sur des LFQ émettant entre 14 et 15 μm , avec une zone active constituée de cent cinquante zones émissives pompée optiquement par un laser CO_2 [Gauthier00] : une puissance optique collectée de 4,16W a été mesurée avec un faisceau spatialement monomode (TM_{00}), correspondant à une puissance émise de près de 18W par facette. Bien que les LFQ s'affranchissent des contraintes liées au transport des électrons présentes dans les lasers semiconducteurs à pompage électrique, comme la dissipation de chaleur ou l'absorption par porteurs libres, leur température maximale de fonctionnement ne dépasse néanmoins pas 140K en régime pulsé [Gauthier00].

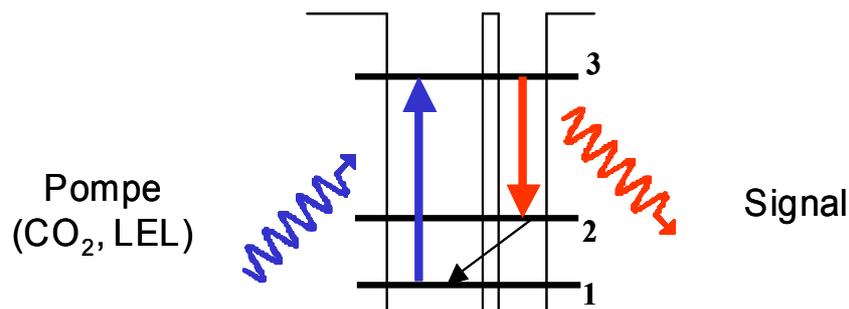


Figure I-11: Principe de fonctionnement d'un laser à fontaine quantique (LFQ). Une pompe optique (flèche ondulée bleue) excite les électrons de la sousbande 1 vers la sousbande 3. La transition 3-2 (en rouge) est la transition laser.

IV. Les laser à cascade quantique (LCQ)

Les LCQ sont également des dispositifs unipolaires mais sont conceptuellement différents des LFQ présentés précédemment, et ce à deux points de vue. Tout d'abord, le pompage de leur zone active est électrique et leur structure est alors conçue pour amener les porteurs dans la sousbande excitée de la transition radiative. Ensuite, la zone active du laser est composée de N zones d'émission juxtaposées qui, sous polarisation, s'alignent entre elles de telle sorte qu'un électron peut, après désexcitation radiative, passer dans la prochaine zone émissive : le porteur est ainsi utilisé plusieurs fois pour émettre en cascade N photons.

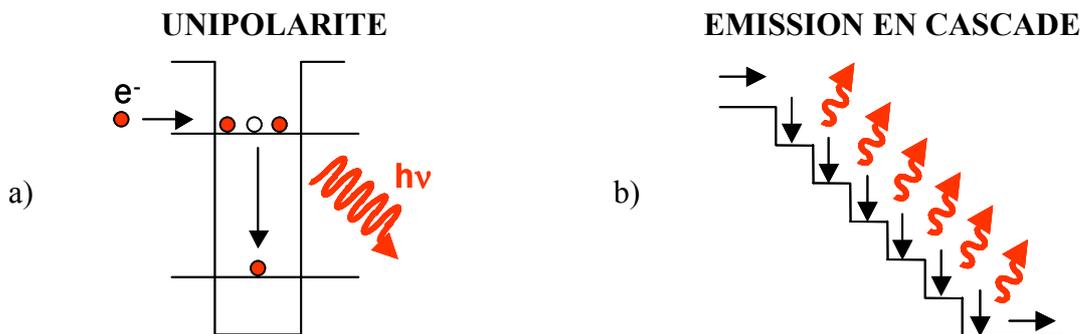


Figure I-12: Principes de base du fonctionnement du laser à cascade quantique (LCQ).

- L'émission de lumière est issue d'une transition intersousbande et la zone émissive est pompée électriquement.
- Plusieurs zones émissives sont juxtaposées et sous polarisation, un porteur est utilisé plusieurs fois pour émettre en cascade des photons.

En ajustant judicieusement les épaisseurs des couches épitaxiales constituant la zone active, la fréquence de la transition optique peut être modifiée, ce qui permet aux LCQ d'émettre dans une grande bande spectrale, qui s'étend aujourd'hui de 3,4 [Faist98] à 24 μm [Colombelli01a] dans le moyen infrarouge et de 66 μm [Rochat02] à 160 μm [Scalari04] dans l'infrarouge lointain, en utilisant les mêmes types de matériaux en GaInAs/AlInAs/InP. Seule la discontinuité entre les bandes de conduction des matériaux utilisés pour les puits et les barrières fixe la transition maximale accessible par le laser. Les LCQ ont également été réalisés avec succès en utilisant les matériaux GaAs/AlGaAs [Sitori98a] et, plus récemment, des LCQ en InAs/AlSb/(InAs ou GaSb) [Ohtani03, Teissier03] et GaInAs/AlAsSb/InP [Revin04] ont été élaborés. Le fonctionnement et les performances de ces dispositifs sont détaillés dans la suite de ce chapitre.

IV.1. Au commencement...

Le concept de lasers fonctionnant sur une transition intersousbande provient d'un article écrit en 1970 par Kasarinov et Suris [Kazarinov71], dans lequel ils proposent un moyen d'amplifier de la lumière dans un super-réseau polarisé. Les super-réseaux (SR) sont constitués d'une alternance périodique de couches semiconductrices. A l'époque, beaucoup de laboratoires travaillent sur les propriétés électroniques de ces structures à potentiel artificiellement périodique. On peut citer en particulier les travaux d'Esaki et Tsu qui font part de l'existence de minibandes d'énergie dans les SR et mettent en évidence des effets de résistance différentielle négative [Ezaki70]. Dans ce contexte, Kasarinov et Suris exposent la possibilité de réaliser une inversion de population entre les états de deux puits adjacents d'un SR polarisé et proposent ainsi une manière d'obtenir une émission stimulée intersousbande. Le principe est représenté schématiquement Figure I-13, dans laquelle d est la période du SR, E_1 , E_2 et E_3 (ici $i=1,2,3$) sont les énergies des états dans un puits du SR polarisé, dont les largeurs sont supposées petites devant leur séparation en énergie. Sous l'application d'un champ électrique F , le système subit une chute de potentiel de eFd par période (e : charge de l'électron dans le cas présenté). Lorsque $eFd > E_2 - E_1$, l'état fondamental du puits (n) se situe au dessus du premier état excité du puits ($n+1$) suivant. Dans cette situation, un électron peut passer d'un état à l'autre par effet tunnel assisté par une émission de photon : on parle alors d'une transition diagonale. Compte tenu du temps de vie relativement long de l'état 1, par rapport à celui des autres états excités, une inversion de population entre l'état 1 du puits (n) et de l'état 2 du puits ($n+1$) est alors possible et une onde électromagnétique d'énergie $\varepsilon = eFd - (E_2 - E_1)$ peut être amplifiée.

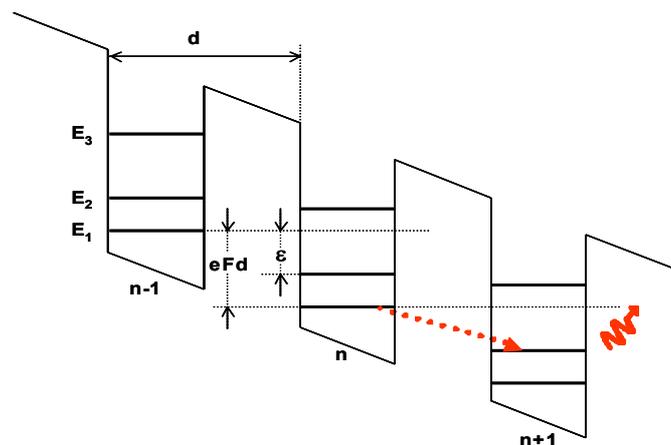


Figure I-13: Représentation schématique de l'inversion de population dans un super-réseau polarisé, d'après la proposition de Kasarinov et Suris [Kazarinov71]. Le porteur passe d'une sousbande à l'autre par effet tunnel assisté par une émission de photon.

En plus du concept original de gain intersousbande, Kasarinov et Suris proposent avec leur dispositif l'idée d'émission en cascade de lumière, où un électron provoque l'émission d'un photon lors de chaque passage dans un puits du super-réseau polarisé. Les fondements de base des lasers à cascade quantique étaient alors présentés.

IV.2. Le développement de l'ingénierie quantique

Suite à cet article, plus de vingt ans se sont écoulés avant que le LCQ devienne une réalité [Faist94]. De nombreuses avancées technologiques ont été nécessaires au développement de l'ingénierie quantique qui faisait alors ses premiers pas. En particulier, le développement de l'épitaxie par jet moléculaire (EJM) a joué un rôle primordial dans l'étude des structures à multipuits quantiques, grâce sa capacité à réaliser des couches semiconductrices de quelques épaisseurs atomiques de très bonnes qualités.

En 1974, Dingle, Henry et Wiegmann mettent en évidence dans leurs expériences d'absorption l'existence de niveaux discrets d'énergie dans un puits quantique semiconducteur, réalisé par EJM [Dingle74]; peu après, Dingle et Henry réalisent en 1975 le premier laser à puits quantique. En 1976, Gornik et Tsui mesurent le premier spectre d'émission intersousbande dans un gaz d'électrons bidimensionnel créé à une interface Si/SiO₂ [Gornik76]. En 1985, West et Eglash mettent en évidence une transition optique dans le moyen infrarouge ($\lambda \sim 10\mu\text{m}$) entre deux sousbandes d'un puits quantique en GaAs [West85].

Du point de vue du transport électronique, Sollner et son équipe démontrent en 1983 l'effet tunnel résonnant à des fréquences THz [Sollner83]. Peu après en 1986, Capasso et son équipe mettent en évidence l'effet tunnel résonnant séquentiel dans des superréseaux [Capasso86], ce qui ouvre des voies à l'expérimentation de systèmes similaires à celui de Kasarinov et Suris. En 1989, Helm mesure dans l'infrarouge lointain l'électroluminescence intersousbande d'une structure à multipuits quantiques en GaAs/AlGaAs excitée par effet tunnel résonnant séquentiel [Helm89]. Pour pallier les difficultés liées à l'injection de courant dans les sousbandes, des structures pompées optiquement, qui plus tard donneront naissance aux LFQ présentés précédemment, sont également proposées par Sun et Kurgin [Sun91], et Berger [Berger94]. Dans les mêmes années, les premiers détecteurs à puits quantiques, plus connus sous l'acronyme de QWIP (pour *Quantum-Well Infrared Photodetector* en anglais) sont démontrés par Levine et son équipe aux laboratoires Bell [Levine93].

C'est dans ce contexte d'activité intense de recherche et de développement en ingénierie quantique qu'est mis au point en 1994 le premier laser à cascade quantique en AlInAs/GaInAs, émettant à $4,3\mu\text{m}$, par l'équipe de Capasso aux laboratoires Bell (Lucent) [Faist94].

IV.3. Principe de fonctionnement

La zone active du laser est constituée d'un empilement de couches semiconductrices, répété périodiquement N fois, avec $N \sim 25-50$ typiquement. Sur la Figure I-14, on peut distinguer 5 périodes d'une zone active observée par Microscopie à Balayage Electronique (MEB); la structure de bandes associée à une période est également donnée, sous polarisation électrique de fonctionnement. Chaque période peut être subdivisée en 2 zones :

- une zone d'émission, où a lieu la transition intersousbande radiative du laser, également appelée zone active.
- une zone de transport, appelée zone d'injection/extraction.

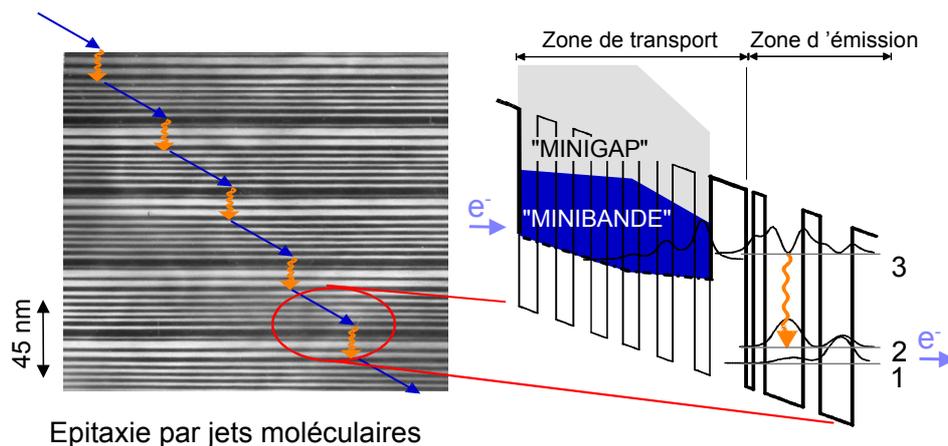


Figure I-14: Imagerie MEB de l'empilement de couches épitaxiales constituant la région active du LCQ (5 périodes). La structure de bandes de conduction est détaillée pour une période en polarisation de fonctionnement. On y distingue la zone de transport et la zone d'émission constituée de 3 sousbandes.

a. La zone d'émission

La zone d'émission est constituée de quelques puits de potentiel, typiquement trois ou quatre, auxquels sont associés trois sousbandes d'énergie au sein de la bande de conduction (cf. Figure I-14). A chacun de ces états est associée une fonction d'onde dont le module carré, représenté sur chaque sousbande de la Figure I-14, illustre la probabilité de présence des électrons dans les puits. Les sousbandes constituent un système à trois niveaux, la transition entre les niveaux 3 et 2 étant radiative. La transition 2-1 non radiative, permet de réduire le temps de vie de l'électron sur le niveau 2. Cette transition sera détaillée dans la partie IV.5.a.

b. La zone de transport

La zone d'injection est constituée d'un empilement de couches qui forme un super-réseau et qui agit comme un réseau de Bragg vis-à-vis des fonctions d'onde des électrons. Sous l'application d'un champ électrique, des minibandes d'énergie apparaissent au sein de la structure, séparées par une minibande interdite. (cf. Figure I-14 ou Figure I-15). En jouant sur l'épaisseur des puits et barrières constituant le super-réseau, on modifie la position et la taille de ces minibandes. La Figure I-15 représente schématiquement la position relative des minibandes de deux zones de transport consécutives sous polarisation de fonctionnement. On peut extraire de ce schéma les principales fonctions de la zone de transport, qui garantit :

- le transport des électrons vers la sousbande excitée de la zone d'émission.
- le blocage par la minibande interdite du transport des électrons de la sousbande excitée vers le continuum, obligeant les électrons à se désexciter par la transition intersousbande.
- l'extraction des porteurs désexcités de la sousbande fondamentale vers la zone d'émission suivante.

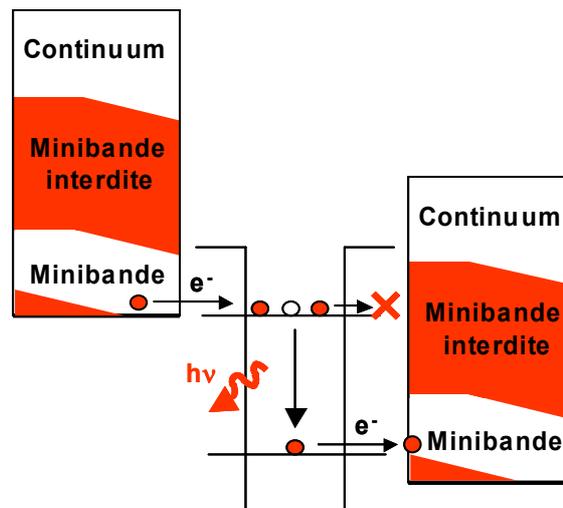


Figure I-15: Position relative des minibandes de deux zones de transport consécutives sous polarisation de fonctionnement.

On peut ajouter à cela un rôle important de thermalisation des porteurs qui, au moment de leur extraction, ont un surplus d'énergie. La forme « entonnoir » de la minibande permet de les confiner avant d'être réinjectés dans la zone active suivante; leur température redevient alors proche de celle du réseau. Enfin, le dopage de certaines couches de la zone d'injection lui confère le rôle de réservoir à électrons; cela permet de plus d'homogénéiser le champ électrique dans toute la zone active et d'éviter la formation de zones de charge d'espace, compte tenu des fortes densités de porteurs circulant dans la zone active.

IV.4. Etude des équations bilan du laser à cascade quantique

a. Description du système étudié

Le traitement des équations bilan du laser à cascade quantique présenté dans ce paragraphe est simplifié pour permettre une compréhension des différents mécanismes en compétition dans le fonctionnement du laser et d'en extraire facilement les expressions de la densité de courant de seuil et du rendement optique. On considère une zone d'émission à 3 sousbandes, la transition intersousbande 3-2 étant radiative. La Figure I-16 schématise les différentes interactions mises en jeu dans une période. Sur ce schéma, J est la densité de courant, η_3 est l'efficacité d'injection de courant dans la sousbande 3, $\eta_{1,2}$ les proportions de courant de fuite dans les sousbandes 1 et 2. On supposera dans notre modèle que l'injection est parfaite i.e. $\eta_3=100\%$. A chaque sousbande est associée un temps de vie des électrons noté τ_i , $i=1, 2, 3$. τ_{ij}^{-1} est le taux d'interaction électron-phonon LO par laquelle un électron de la sousbande i se désexcite vers la sousbande j . Le calcul de ces taux sont établis dans la référence [Ferreira89]. τ_{esc}^{-1} est le taux d'échappement des électrons vers le continuum, supposé non nul. τ_{out}^{-1} est le taux d'extraction des électrons dans la minibande de la zone de transport suivante.

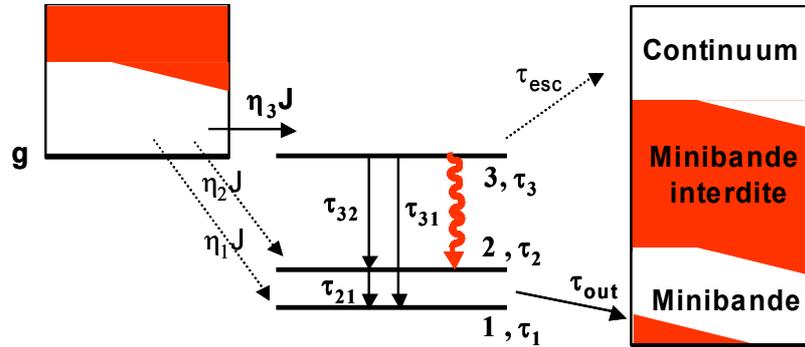


Figure I-16: Processus de relaxation électronique en jeu dans un laser à cascade quantique. La flèche ondulée représente la transition radiative.

Le taux d'émission spontanée τ_{spont}^{-1} s'écrit [Faist/Liu00]:

$$\frac{1}{\tau_{spont}} = \frac{n q^2}{6 \pi c^3 \epsilon_0 \hbar^3} E_{32}^3 z_{32}^2 \quad \text{Eq. I-1}$$

où z_{32} est l'élément de matrice dipolaire de la transition, E_{32} est l'énergie de la transition, q la charge de l'électron, ϵ_0 la permittivité du vide, c la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice effectif du mode optique guidé.

On négligera l'émission spontanée devant les interactions électrons-phonons LO qui sont beaucoup plus efficaces pour une transition intersousbande dans le cas où $E_{32} > \hbar\omega_{LO}$.

D'après les notations, τ_3 et τ_2 s'écrivent :

$$\bullet \tau_3^{-1} = \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{\text{esc}}^{-1} + \tau_{\text{spont}}^{-1} \approx \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{\text{esc}}^{-1} \quad \text{Eq. I-2}$$

$$\bullet \tau_2^{-1} = \tau_{21}^{-1} + \tau_{\text{out}}^{-1} \quad \text{Eq. I-3}$$

b. Equations bilan

On pose N_2 et N_3 les densités surfaciques de porteurs dans les sousbandes 3 et 2 respectivement et S la densité surfacique de photons dans une période de longueur L_p . Les équations d'évolution des populations sont :

$$\dot{N}_3 = \frac{J}{q} - \frac{N_3}{\tau_3} - \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S (N_3 - N_2) \quad \text{Eq. I-4}$$

$$\dot{N}_2 = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_2} + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S (N_3 - N_2) \quad \text{Eq. I-5}$$

$$\dot{S} = \frac{c}{n} (\sigma \cdot \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2) - \alpha) \cdot S + \beta \frac{N_3}{\tau_{\text{spont}}} \quad \text{Eq. I-6}$$

où Γ_p est le recouvrement du mode optique avec une période,

α correspond aux pertes totales subies par le mode oscillant avec : $\alpha = \alpha_{\text{wg}} + \alpha_m$,

où α_{wg} sont les pertes optiques internes (cf. Chapitre II) et α_m sont les pertes miroirs, pertes subies à chaque aller-retour aux niveaux des facettes du laser et définies pour une cavité de longueur L par $\alpha_m = -(1/2L) \cdot \ln(R_1 \cdot R_2)$, où R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des facettes du laser (cf. Annexe 2:),

cS/n est le flux linéique de photons,

σ la section efficace optique linéique pour une période, qui s'exprime en fonction de l'expression de la section efficace de gain g_c par [Faist/Liu00]:

$$g_c = \frac{c \cdot \sigma \Gamma_p}{n \cdot L_p} = \frac{4 \pi q^2 (z_{32})^2 \Gamma_p}{\epsilon_0 \cdot n \cdot L_p \cdot (2 \gamma_{32}) \cdot \lambda} \quad \text{Eq. I-7}$$

avec $(2\gamma_{32})$: largeur à mi-hauteur de la courbe de luminescence de la transition optique.

Dans l'équation Eq. I-6, β est la fraction d'émission spontanée émise dans le mode laser. On négligera ce terme par la suite car le taux d'émission spontanée est nettement plus faible que le taux d'émission stimulée, donné par $(c/n)\sigma\Gamma_p S$.

c. Expression de la différence de population (N_3-N_2) en régime stationnaire

On se place en régime stationnaire : $\dot{N}_3 = \dot{N}_2 = 0$; en reprenant les Eq. I-4, Eq. I-5, on obtient:

$$N_3 = \tau_3 \left(\frac{J}{q} - \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) \quad \text{Eq. I-8}$$

$$N_2 = \tau_2 \left(\frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) \quad \text{Eq. I-9}$$

En reprenant l'expression de N_3 de l'Eq. I-8 :

$$N_2 = \tau_2 \left(\frac{\tau_3}{\tau_{32}} \left(\frac{J}{q} - \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) \quad \text{Eq. I-10}$$

La différence entre les équations Eq. I-8 et Eq. I-10 permet d'écrire l'expression Eq. I-11 :

$$N_3 - N_2 = \frac{J}{q} \cdot \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] - \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \cdot \left[\tau_2 + \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \quad \text{Eq. I-11}$$

Par suite, la différence de population N_3-N_2 dans une période devient :

$$N_3 - N_2 = \frac{\frac{J}{q} \cdot \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right]}{1 + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot \left[\tau_2 + \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right]} \quad \text{Eq. I-12}$$

d. Expression de l'inversion de population en cavité froide

La cavité est dite froide dans un régime de fonctionnement dans lequel aucun photon n'est généré ($S=0$). Dans ce cas, en reprenant l'équation Eq. I-12, on obtient :

$$N_3 - N_2 = \frac{J}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \quad \text{Eq. I-13}$$

La différence entre les populations d'électrons des sousbandes 3 et 2 en cavité froide, donnée par l'expression Eq. I-13, augmente donc linéairement avec la densité de courant injecté dans le laser.

On voit que la condition d'inversion de population se résume à :

$$\boxed{N_3 - N_2 > 0 \Rightarrow \tau_{32} > \tau_2} \quad \text{Eq. I-14}$$

Nous verrons comment cette condition est réalisée grâce à la mise en résonance de la transition 2-1 avec l'énergie d'un phonon LO. Dans ce cas, il n'y a donc pas de courant de transparence, ce qui constitue une particularité intéressante des LCQ.

e. Clampage du gain

On considère dans un premier temps un laser constitué d'une seule période. L'oscillation laser est atteinte lorsque le gain modal du laser à une période p , $G_m^{(p)} = \sigma \cdot \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2)$, égalise complètement les pertes totales:

$$\sigma \cdot \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2) = \alpha \quad \text{Eq. I-15}$$

Le gain modal reste alors constant et on dit qu'il est dit clampé.

Dans le cas d'une zone active constituée de N_p périodes, l'oscillation laser se produit quand :

$$G_m = \sum_{p=1}^{N_p} G_m^{(p)} = \sigma \sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2)_p = \alpha \quad \text{Eq. I-16}$$

Dans le cas d'une répartition uniforme du champ dans une zone active de N_p périodes, $\Gamma = N_p \Gamma_p$, l'inversion de population $(N_3 - N_2)_p$ reste alors constante et identique dans chaque période et vaut $\alpha / \sigma \Gamma$. Dans le cas où la répartition du champ n'est pas identique dans la zone active, Γ_p est différent d'une période à l'autre et on peut comprendre en examinant l'expression Eq. I-12 que les inversions de population aussi, donnant lieu à une saturation spatiale du gain. Ce cas sera examiné dans le chapitre IV.

f. Expression des densités de courant de seuil

Le seuil d'oscillation du laser est atteint lorsque $G_m = \alpha$ du système. Soit, en reprenant l'expression Eq. I-13 :

$$G_m = \sigma \cdot \sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p \cdot \frac{J}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] = g \cdot \Gamma \cdot J = \alpha \quad \text{Eq. I-17}$$

où g est le coefficient de gain du laser à cascade quantique, qui s'écrit, en reprenant les expressions Eq. I-7:

$$g = \frac{\sigma}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] = \frac{4 \pi q}{\epsilon_0 n L_p} \frac{z_{32}^2}{\lambda (2 \gamma_{32})} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \quad \text{Eq. I-18}$$

La densité de courant de seuil d'un laser à cascade quantique s'écrit alors :

$$\boxed{J_{th} = \frac{\alpha}{g\Gamma}} \quad \text{Eq. I-19}$$

g. Expression de la densité surfacique de photons S au dessus du seuil

On se place dans le cas d'une répartition homogène de l'intensité du mode oscillant dans la zone active. En considérant l'expression Eq. I-12, la densité de photons émis à une densité de courant J est fixée par la valeur qui assure le clamping du gain, contrecarrant exactement l'accroissement de $N_3 - N_2$ dû au pompage électrique, représenté par le numérateur l'expression Eq. I-12 :

$$N_3 - N_2 = \frac{\frac{J}{q} \cdot \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right]}{1 + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot \left[\tau_2 + \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right]} = \frac{\alpha}{\sigma \cdot \Gamma} = \frac{J_{th}}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \quad \text{Eq. I-20}$$

En travaillant l'expression Eq. I-20, on aboutit à l'expression de la densité surfacique de photons suivante:

$$S = \frac{N_p}{q \frac{c}{n} \alpha} \frac{\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right)}{\tau_2 + \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right)} [J - J_{th}] \quad \text{Eq. I-21}$$

h. Expression des puissances optiques

- Expression de la puissance optique externe

On se place toujours dans le cas d'une répartition homogène de l'intensité du mode oscillant.

La puissance optique externe s'écrit comme:

$P_{ext} = (\text{Taux d'échappement des photons hors de la cavité}) \cdot (\text{Energie optique interne})$

$$P_{ext} = \left(\frac{c}{n} \alpha_m \right) \cdot (h\nu \cdot Lw \cdot S) \quad \text{Eq. I-22}$$

où w est la largeur de la cavité laser, h est la constante de Planck, ν est la fréquence d'émission du laser, α_m sont les pertes miroirs de la cavité laser de longueur L (cf. Annexe1).

- Expression de la puissance optique externe détectée

Expérimentalement, la puissance mesurée sur le détecteur correspond à la portion de puissance externe collectée émise du côté de la mesure.

$$P_{\text{ext,d}} = \eta_c \cdot \beta \cdot P_{\text{ext}} \quad \text{Eq. I-23}$$

où η_c est l'efficacité de lumière collectée à travers le montage expérimental.

$$\beta = \frac{\frac{1}{2L} \ln(R_1)}{\frac{1}{2L} \ln(R_1 \cdot R_2)}$$

est la portion de lumière émise du côté de la mesure.

- Si $R_1=R_2=1$: $\beta=0$ i.e. les facettes du laser sont deux miroirs parfaits : la lumière ne peut évidemment pas sortir de la cavité !
- Si $R_1=R_2 \neq 1$: $\beta=1/2$ i.e. pour un laser ayant deux facettes identiques sans miroirs, on ne récupère que la moitié des photons s'échappant de la cavité.
- Si $R_1 \neq R_2 = 1$ et $\beta = 1$ i.e. pour un laser avec un miroir sur sa facette arrière, on récupère la totalité de la lumière s'échappant de la cavité.

On peut également écrire $P_{\text{ext,d}}$ sous la forme :

$$P_{\text{ext,d}} = \eta_c \frac{c}{n} \left(\frac{1}{2L} \ln(R_1) \right) \cdot (h \nu \cdot L w \cdot S) \quad \text{Eq. I-24}$$

i. Expression du rendement différentiel externe du laser

A partir des expressions établies précédemment, le rendement différentiel externe s'écrit :

$$\eta = \frac{dP_{\text{ext,d}}}{dI} = \eta_c \cdot \beta \cdot \frac{dP_{\text{ext}}}{dI} = \eta_c \cdot \beta \cdot \left(\frac{c}{n} \alpha_m \right) \cdot \left(h \nu \cdot \frac{dS}{dJ} \right) \quad \text{Eq. I-25}$$

$\frac{dS}{dJ}$ est obtenu en dérivant l'une des expressions Eq. I-21. On aboutit à l'expression du

rendement différentiel externe :

$$\eta = \beta \cdot \eta_c \cdot \eta_i \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha} \cdot \frac{N_p h \nu}{q} \quad \text{Eq. I-26}$$

Avec :

η_c : Efficacité de lumière collectée par le montage expérimental

$$\beta = \frac{\frac{1}{2L} \ln(R_1)}{\frac{1}{2L} \ln(R_1 \cdot R_2)} : \text{Portion de lumière émise du côté de la mesure. } (\beta=0,5 \text{ si } R_1=R_2)$$

$$\eta_i = \frac{\tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})}{\tau_2 + \tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})} : \text{Efficacité quantique interne du système ainsi présenté.}$$

NB : l'expression Eq. I-26 a été établie dans le cas particulier où Γ_p est supposé identique dans chaque période de la zone active. Dans le cas où le profil du champ électrique varie beaucoup dans la zone active, le gain fluctue d'une période à l'autre et entraîne une expression différente du rendement différentiel externe. Ce cas sera traité dans le chapitre IV.

j. Discussion du modèle présenté et des résultats établis

Un traitement plus rigoureux du problème prend en compte toutes les transitions possibles dans l'espace réciproque parallèle et résout un système de 18 équations pour un laser émettant dans le moyen IR [Faist 02], [Becker02]. D'autre part, le modèle considère la dépendance en température des interactions électrons-phonons LO : les temps de vie des niveaux sont limités par l'émission de phonons LO et diminuent avec la température suivant le facteur de Bose-Einstein pour l'absorption et l'émission stimulée de phonons [Faist/Liu00] :

$$\tau_i^{-1}(T) = \tau_i^{-1}(0) \left(1 + \frac{2}{\exp(\hbar \varpi_{LO}/kT) - 1} \right) \quad \text{Eq. I-27}$$

Le modèle ainsi décrit met en évidence l'importance du temps τ_{out} d'extraction des électrons dans les sousbandes 2 et 1. L'augmentation du nombre de sousbandes sous la transition radiative est alors primordiale pour diminuer des effets de goulot d'étranglement (*bottleneck effect*) dans la sousbande 2, qui affectent considérablement les performances du LCQ à haute température.

Pour tenir compte de la température, on considère parfois un repeuplement thermique de la sousbande 2 par des électrons en provenance du niveau g de l'injecteur adjacent. On corrige alors l'équation Eq. I-5 en remplaçant N_2/τ_2 par $(N_2 + N_2^{therm})/\tau_2$, où $N_2^{therm} = n_g \exp(-\Delta/kT)$, n_g étant la densité de porteurs dans l'état g et Δ la différence d'énergie entre la sousbande 2 et le

niveau de Fermi de l'injecteur. Cependant, dans les structures, $\Delta > 100 \text{ meV}$ et par conséquent, cet effet a une faible influence sur les performances des lasers (la densité de courant de seuil augmente de 8 % de 80 à 300K). Le même type de raisonnement peut être utilisé pour prendre en compte le fait que des porteurs de la sousbande 3 peuvent fuir vers le continuum quand la température augmente. Dans ce cas, Δ représente l'écart entre la sousbande 3 et la minibande excitée de l'injecteur. On voit ici l'importance du confinement des électrons dans la sousbande 3, surtout pour les dispositifs à courte longueur d'onde. Une étude de l'influence de ce confinement électronique a été menée dans les LCQ en GaAs grâce à l'étude des performances des lasers en fonction de la teneur en aluminium des barrières en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ de la région active [Sirtori02, Becker02].

Le gain varie lui aussi avec la température, mais cet effet est difficile à modéliser. En particulier, la largeur de la courbe de luminescence ($2\gamma_{32}$) est limitée par les rugosités d'interface, qui ont pour effet de l'élargir. Il est coutume d'attribuer à ce paramètre les valeurs mesurées expérimentalement sur des dispositifs dépourvus de cavité optique.

Pour finir, le modèle présenté suppose une injection parfaite des porteurs sur la sousbande 3. Dans la réalité, il existe des injections parasites de porteurs dans les deux autres sousbandes. Il est difficile d'estimer rigoureusement ces fuites d'injection mais il est important de noter que leur influence n'est pas minime. Pour $\tau_{\text{out}} = 2 \text{ ps}$, la densité de courant de seuil à 77K diverge pour $\eta_3 < 55\%$, avec η_3 , efficacité d'injection sur la sousbande 3 ($\eta_1 = \eta_2 = (1 - \eta_3)/2$) [Becker02].

Malgré tout, le modèle simplifié présenté précédemment a l'avantage de permettre une compréhension du fonctionnement du laser à cascade quantique, et de mettre en évidence les paramètres critiques pour avoir des courant de seuil bas et des rendements externes élevés, à savoir :

- un rapport τ_{32}/τ_2 important.
- un temps de vie τ_3 sur le niveau 3 long.
- une largeur spectrale de luminescence ($2\gamma_{32}$) faible.
- des pertes optiques α faibles.

Une grande partie du travail développé au cours de cette thèse, qui sera présenté dans les chapitres II et III de ce manuscrit, a consisté à améliorer le guide d'onde des lasers à cascade quantique en GaAs afin de diminuer les pertes des dispositifs tout en améliorant le facteur de confinement du mode optique avec la zone active.

IV.5. L'ingénierie quantique des LCQ

L'état actuel de développement des LCQ doit beaucoup aux perfectionnements effectués sur la région active et les travaux entrepris peuvent être considérés à l'état de l'art de l'ingénierie quantique intersousbande. L'optimisation de la zone active a pour but essentiel de contrôler les interactions électrons-phonons, de maîtriser l'injection et l'extraction des porteurs d'une zone d'émission à l'autre et de maximiser la force d'oscillateur de la transition radiative du laser. Les équations bilan présentées précédemment ont permis de prendre conscience de l'importance de la maîtrise de ces paramètres. Grâce à l'optimisation du design de structure de bandes, une inversion de population intersousbande a pu être réalisée par pompage électrique et des lasers émettant dans la gamme spectrale 3,4-24 μm , ainsi que dans la région THz (jusqu'à $\lambda \sim 170 \mu\text{m}$!) ont été mis au point.

a. Inversion de population dans la zone active

La réalisation d'une inversion de population a été la tâche la plus difficile à accomplir pour la mise au point d'un laser intersousbande. Ceci s'explique par le fait que, compte tenu des interactions des électrons avec les phonons, la durée de vie des porteurs dans les sousbandes excitées est très courte. Dans le cas d'une transition intersousbande d'énergie supérieure à celle d'un phonon optique ($\hbar\omega_{\text{LO}}=36\text{meV}$ pour le GaAs), les électrons interagissent principalement avec des phonons optiques longitudinaux (LO) et se désexcitent vers la sousbande fondamentale en quelques picosecondes ou fraction de picoseconde. Dans le moyen infrarouge ($E_{32} \sim 60-600\text{meV}$), le temps de vie radiatif d'un électron dans une sousbande excitée est quant à lui de quelques dizaines de nanosecondes ; le rendement quantique de luminescence est donc très faible ($\eta = \tau_{\text{NR}}/\tau_{\text{R}} \sim 10^{-4}$), ce qui rend difficile l'observation de luminescence intersousbande. L'inversion de population dans une zone active à deux sousbandes paraît impossible et d'autres sousbandes sont nécessaires pour dépeupler rapidement la sousbande de plus basse énergie de la transition radiative.

La zone active à 3 puits représentée sur la Figure I-14 possède 3 sousbandes : les sousbandes 3 et 2 de la transition radiative et une sousbande placée en dessous de la sousbande 2 en résonance avec l'énergie d'un phonon LO (36meV pour le GaAs). La dispersion de ces sousbandes est représentée sur la Figure I-17, où $k//$ est un vecteur d'onde du réseau réciproque dans le plan parallèle aux couches semiconductrices. On peut constater sur ce schéma que la transition non-radiative 3-2 met en jeu un transfert de moment Δk lors de l'émission de phonons LO, contrairement à la transition 2-1 qui est elle en résonance avec

l'énergie d'un phonon LO. L'efficacité d'interaction électron-phonon LO (interaction de Fröhlich) étant proportionnelle à $\hbar\omega_{LO}/\Delta k^2$ [Yu-Cardona96], la durée de vie des électrons sur le niveau 3 est plus importante que celle des électrons sur le niveau 2 : pour $\Delta E_{32}=126\text{meV}$ et $\Delta E_{21}=36\text{meV}$, on estime τ_{32} , $\tau_{32} \sim 2\text{ps}$ et $\tau_{21} \sim 0,4\text{ps}$. La condition d'inversion de population $\tau_{32} > \tau_2$ (cf. Eq. I-14) est alors réalisée dès que la sousbande 3 est peuplée.

La mise en résonance de la transition 2-1 avec l'énergie d'un phonon LO a donc un rôle primordial dans la réalisation d'une inversion de population. En polarisation de fonctionnement, la minibande de la zone d'injection adjacente se trouve en face de la sousbande 2, ce qui permet à une partie des électrons d'être réinjecter dans la période suivante depuis le niveau 2. Le temps d'extraction (τ_{out}) est estimé à $\sim 0,5\text{ ps}$ et le temps de vie du niveau 2 est alors de l'ordre de $\sim 0,2\text{ ps}$.

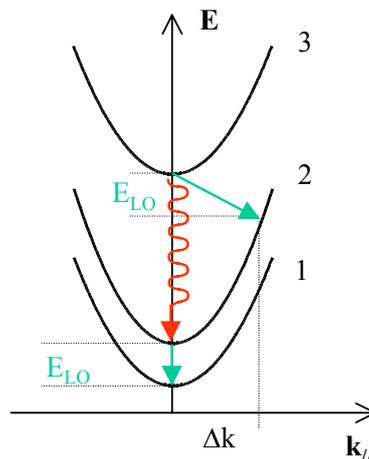


Figure I-17: Diagramme de dispersion dans le plan des couches des 3 sousbandes associées à la zone active de la Figure I-14. La transition radiative 3-2 est représentée par la flèche rouge ondulée. Les transitions non radiatives mettant en jeu des phonons optiques longitudinaux (LO) sont représentées par les flèches vertes. Contrairement à la transition 2-1, la transition 3-2 non radiative se fait grâce à un transfert de moment $\Delta k_{//}$, ce qui la rend moins efficace.

b. Le développement de la zone active

Plusieurs types de zones actives ont été étudiées depuis la réalisation du premier LCQ et seules les plus marquantes seront décrites ici : les zones actives à 3 puits couplés à transition verticale et à transition diagonale, la zone active à super-réseau et enfin les zones actives à double résonance phonique et « bound to continuum ». Le lecteur intéressé par une description plus détaillée pourra consulter les références [LWISL-Choi04] et [Faist 02].

- Zone active à trois puits couplés (transition verticale, transition diagonale)

Une zone active à trois puits couplés est présentée Figure I-14 de cette partie. Si l'on considère la zone active de la Figure I-14, on peut observer que dans les sousbandes 2 et 3, les électrons sont principalement localisés dans le deuxième puits. L'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde associées à ces états est grande et on parle alors de transition verticale. En augmentant l'épaisseur du premier puits de la zone active, les électrons de la sousbande 3 ont tendance à se répartir dans celui-ci et le recouvrement des fonctions d'onde diminue : on parle de transition diagonale ; elle peut être décrite comme un effet tunnel assisté par une émission de photon. Grâce à l'augmentation de la répartition des électrons dans le premier puits, le niveau 3 se couple avec le niveau g de l'injecteur et l'injection des porteurs dans la sousbande 3 est plus efficace. La force d'oscillateur de la transition 3-2 est plus petite dans le cas d'une transition diagonale que dans celui d'une transition verticale et la section efficace optique est donc réduite. Néanmoins, le taux d'interaction électron-phonon LO diminue lui aussi (calculé à partir de [Ferreira89]), de sorte que l'inversion de population entre les niveaux 3-2 est accrue et ce plus fortement que la section efficace optique a diminué : le gain du système est finalement amélioré (cf. l'expression de g Eq. I-18). L'utilisation d'une transition diagonale est bien adaptée aux lasers émettant à de grandes longueurs d'onde ($\lambda \sim 10-15 \mu\text{m}$), les interactions électron-phonon LO devenant très efficaces (le transfert de moment lors de la transition 3-2 étant plus faible, le temps de vie non-radiatif diminue). La transition verticale a surtout été adoptée dans les LCQ émettant à petites longueurs d'onde ($\lambda \sim 3-5 \mu\text{m}$).

- Zone active à super-réseau (SR)

Des LCQ ayant un super-réseau (SR) pour région active ont également été réalisés [Scamarcio97]. Dans ce cas, la transition optique est réalisée entre 2 minibandes. Les avantages de ce type de région active sont multiples : l'alignement de l'injecteur avec les états excités la zone active est moins sensible, l'inversion de population est automatiquement garantie par le grand rapport entre les temps de relaxation interminibande et intraminibande, et l'élément de matrice dipolaire est plus grand que dans le cas de la région active à trois puits couplés. Ces avantages ainsi que la capacité à transporter un courant élevé ont permis d'atteindre de grandes puissances optiques. Dans le dessin original de la structure à SR, la zone active était dopée pour contrecarrer les effets de pénétration du champ, qui empêcheraient la formation des minibandes. La présence de ces zones dopées augmentaient considérablement les valeurs de courant de seuil, dû à l'élargissement du gain et à

l'absorption par porteurs libres. Des SR non dopés ont alors été réalisés avec des dimensions de puits et barrières variables dans la direction de croissance [Tredicucci98]. Les états électroniques de ces super-réseaux dits à pas variable (*chirped superlattice* en anglais) sont localisés en l'absence de champ électrique de polarisation. Sous l'application d'un champ de polarisation approprié, les états des différents puits se couplent entre eux pour donner naissance à une minibande. Ce changement a permis de mesurer des puissances de plusieurs centaines de mW à des seuils relativement bas en régime pulsé et à température ambiante. Ce type de zone active a également le mérite d'étendre la plage d'émission des LCQ à de plus grandes longueurs d'onde (24 μ m [Colombelli01] et 71 μ m[Köhler02]).

- Zone active à double résonance de phonons et zone active « bound to continuum »

Pour finir, on présente deux dessins de zones actives qui ont permis d'obtenir des performances remarquables sur les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP et en GaAs/AlGaAs (cf. Figure IV-1) : a) la zone active dans laquelle deux transitions intersousbandes sont en résonance avec l'énergie du phonon LO, et b) la zone active « bound to continuum », caractérisée par le remplacement de la sousbande inférieure de la transition radiative par une minibande. Ces deux dessins combinent l'injection par effet tunnel résonnant à l'instar d'une région active à 3 puits couplés, et l'efficacité d'extraction de porteurs d'une zone active à SR. Les deux possèdent donc une sousbande comme niveau supérieur de la transition radiative mais diffèrent par leur mécanismes d'extraction.

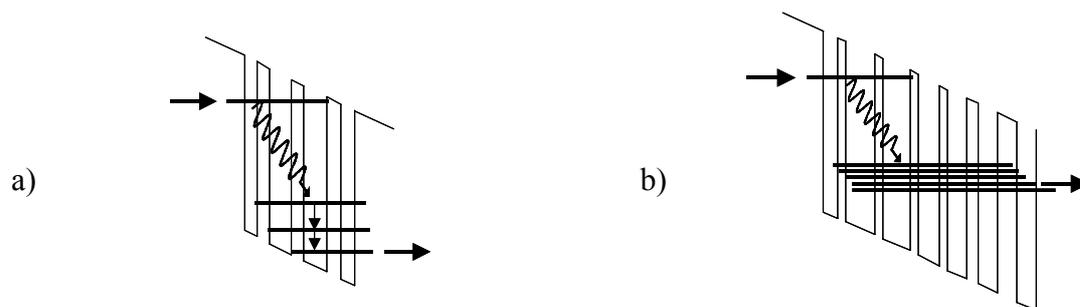


Figure I-18: Structures de bandes de zones actives optimisant le dépeuplement de la sousbande inférieure de la transition radiative :

- à double résonance de phonon
- « band to continuum » : la sousbande inférieure est remplacée par une minibande

Ces deux zones actives jouissent d'une bonne efficacité d'injection des électrons dans la sousbande supérieure de la transition radiative ainsi que d'une bonne déplétion du niveau inférieur de la transition, ce qui augmente l'inversion de population entre les deux niveaux. De plus, la présence de plusieurs bandes sous la transition radiative permet de réduire les

effets très néfastes de goulot d'étranglement lors de l'extraction des porteurs vers la minibande d'injection suivante [Faist02].

L'équipe de J. Faist de Neuchâtel a répertorié de bons résultats sur des LCQ utilisant ces zones actives. Avec la zone active de type « bound to continuum », de fortes puissances ont été détectées en régime pulsé et à haute température ($>60^{\circ}\text{C}$) à des longueurs d'onde de $\lambda \sim 9\mu\text{m}$ et $\lambda \sim 15,5\text{-}16,5\mu\text{m}$ sur des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP [Faist01]. Sur des lasers en GaAs/AlGaAs émettant à $11\mu\text{m}$, un fonctionnement en régime pulsé jusqu'à 100°C a été atteint, avec des puissances crêtes de 340mW mesurées à températures ambiante [Pflügl03]. Avec la zone active à double résonance de phonon, des résultats similaires ont été rapportés à $9\mu\text{m}$ et $5,3\mu\text{m}$ sur des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP ; à $9\mu\text{m}$, un fonctionnement à température ambiante et en régime continu a été mesuré pour la première fois dans des LCQ [Beck02].

IV.6. Les développements technologiques du LCQ

Outre les améliorations apportées à leur zone active par l'ingénierie quantique, les performances atteintes aujourd'hui par les LCQ reposent également sur des avancées technologiques comme la maîtrise et le développement des techniques de fabrication (épitaxie et technologies de conception) et l'amélioration de leur géométrie pour favoriser les dissipations thermiques.

a. La maîtrise des techniques d'épitaxie

La croissance des LCQ est habituellement réalisée par épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE pour *Molecular Beam Epitaxy* en anglais). Le développement de l'ingénierie quantique ces dernières années tient en grande partie à la capacité de l'EJM à réaliser des hétérostructures à multipuits quantiques de très bonne qualité, avec une maîtrise de la croissance de couches semiconductrices de l'ordre de la monocouche atomique. D'autres techniques de croissances sont utilisées pour réaliser les LCQ comme l'EJM avec certaines sources gazeuses (As, P), utilisée notamment par l'équipe de M. Razeghi de l'Université de Northwestern [Slivken97]. D'excellents lasers en AlInAs/GaInAs/InP, inclus dans l'état de l'art des LCQ performants, ont été réalisés par cette technique de croissance.

La réalisation de LCQ en GaAs/AlGaAs et en AlInAs/GaInAs/InP a également été effectuée avec succès par épitaxie en phase vapeur à partir de composés organométalliques (EPVOM ou MOVPE en anglais) à l'Université de Sheffield [Roberts03, Green04] et à Harvard [Troccoli04]. Par rapport à l'EJM, ce type de croissance est plus rapide : la vitesse de

croissance des couches en EPVOM est de l'ordre de 1-5 μm par heure, au lieu de 0,5-1 $\mu\text{m}/\text{h}$ en EJM. En outre, l'EPVOM possède techniquement moins de contraintes et serait économiquement intéressante pour une production de LCQ à moindre coût et en plus grande quantité. Les LCQ réalisés par EPVOM ont pour le moment des performances inférieures à celles des lasers conçus par EJM, l'EPVOM restant encore limitée par la qualité des interfaces des couches déposées.

b. L'amélioration des dispositifs

Le rendement à la prise^(*) des LCQ est faible, de l'ordre de quelques pourcents, ce qui signifie que la quasi-totalité de la puissance électrique injectée dans ces lasers est transformée en chaleur, induisant un échauffement de la zone active et donc une baisse des performances des lasers. Il est donc important d'une part, de diminuer les puissances de fonctionnement des lasers par l'amélioration de la zone active et du guide d'onde et d'autre part, d'améliorer la diffusion thermique de chaleur au sein des dispositifs. En ce qui concerne ce dernier point, de nouveaux types de dispositifs ont été mis au point.

- Hétérostructures enterrées

Après croissance du LCQ, la structure est gravée chimiquement au travers de la zone active pour former un ruban (*ridge* en anglais) par utilisation des techniques classiques de photolithographie (cf. Figure I-19). Le ruban permet de guider latéralement la lumière émise dans le laser. Thermiquement, cette géométrie a l'inconvénient d'empêcher la diffusion de chaleur sur les côtés, ce qui pénalise les performances du laser en régime poussé. Pour remédier à ce problème, des hétérostructures enterrées (*buried heterostructure* en anglais) ont été mises au point dans des lasers en GaInAs/AlInAs/InP [Beck00]. Après gravure du ruban, une reprise de croissance d'InP non dopé est réalisée par EPVOM pour constituer une structure planaire (cf. Figure I-19). Sur les côtés du ruban, l'InP déposé isole électriquement la structure et permet de diffuser latéralement la chaleur. Ce type de structure a permis aux LCQ en GaInAs/AlInAs/InP ($\lambda=9\mu\text{m}$) d'atteindre pour la première fois un fonctionnement en régime continu à température ambiante [Beck02].

(*) Le rendement à la prise est le rapport entre la puissance optique générée par le laser et la puissance électrique de fonctionnement : il représente donc le rendement énergétique du laser.

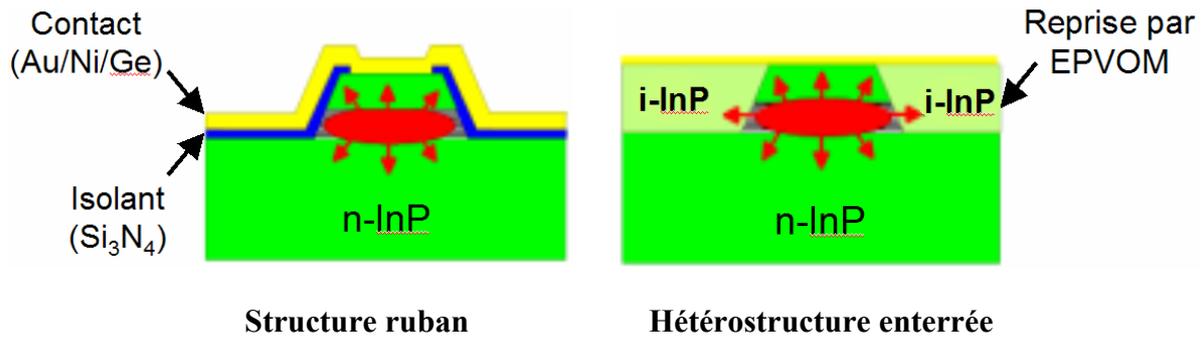


Figure I-19 : Représentation d'une structure ruban (*ridge* en anglais) et d'une hétérostructure enterrée (*buried heterostructure*), réalisées dans des LCQ en AlInAs/GaInAs/InP. L'ellipse rouge représente la partie de la zone active où est confiné le mode optique et qui est soumise à de forts échauffements thermiques. Les flèches rouges montrent les directions de l'évacuation de la chaleur.

- Implantation dans le GaAs

La structure enterrée est réalisable dans les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP car l'InP déposé lors de la reprise de croissance possède un indice de réfraction plus bas que le GaInAs/AlInAs ce qui assure le confinement latéral du mode optique. Ce type de structure n'est pas réalisable dans les LCQ en GaAs/AlGaAs car le GaAs non dopé ne permet pas de maintenir le confinement de la lumière dans cette direction. Une alternative a été trouvée grâce à la réalisation d'implantation de protons dans le laser (cf. Figure I-20). L'implantation de protons permet d'isoler électriquement les régions de part et d'autre du ruban et donc de se passer d'une couche d'isolant en Si_3N_4 , absorbante à certaines fréquences du moyen infrarouge. L'implantation dans le ruban crée un canal d'injection de courant qui permet de réduire les puissances électriques de fonctionnement (ceci sera davantage expliqué dans le Chapitre III). De plus, la partie de zone active sujette aux échauffements n'est plus en contact direct avec les flancs de la gravure dans la direction latérale, ce qui améliore la dissipation thermique dans le dispositif. La température maximale de fonctionnement en régime continu des LCQ en GaAs/AlGaAs, 150K, a été atteinte grâce à ce type de structures implantées [Page04].

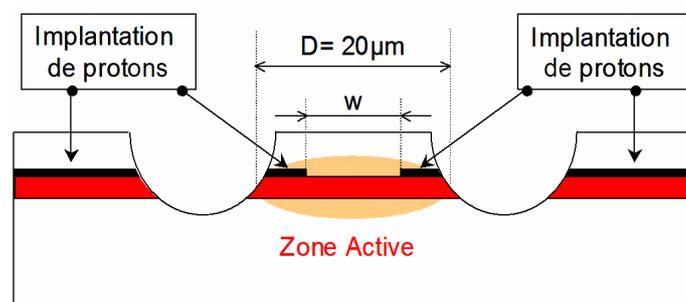


Figure I-20 : Représentation d'un laser ruban à double tranchée, avec des zones implantées, électriquement isolantes, réalisées dans et de part et d'autre du ruban. L'ellipse représente schématiquement le mode optique guidé.

- Dépôt d'or électrolytique

Après conception, le laser est monté par brasure d'indium sur une embase de cuivre. Deux types de montages sont alors possibles : pour l'un, la brasure est réalisée du côté substrat (montage « *epilayer-up* »), pour l'autre, le dispositif est monté tête-bêche sur l'embase (montage « *epilayer-down* »). Thermiquement, le deuxième montage a l'avantage de placer la zone d'échauffement du laser à proximité du métal de l'embase, ce qui permet une meilleure dissipation de la chaleur.

L'idée d'inclure un bon dissipateur thermique à proximité de la zone d'échauffement a récemment été développée par l'équipe de M. Razeghi de l'Université de NorthWestern, à travers la réalisation d'un dépôt d'une couche épaisse d'or électrolytique ($\sim 5\mu\text{m}$) autour et au dessus du ruban (cf. Figure I-21) [Yu03a]. Avec ce type de dispositif montés « *epilayer-up* », un fonctionnement en régime continu jusqu'à 313K a été obtenu sur des lasers en GaInAs/AlInAs émettant à $6\mu\text{m}$, avec des puissances record de 213mW mesurées à 298K sur des lasers de $15\mu\text{m}$ de large et 4mm de long [Yu03b]. Avec le dépôt d'or électrolytique sur des hétérostructures enterrées, des puissances de 372mW ont été mesurées à 298K en régime continu à $6\mu\text{m}$ et la température maximale de fonctionnement a encore été améliorée jusqu'à 333K sur des lasers de $9\mu\text{m}$ de large et 3mm de long [Evans04]. Ces résultats font aujourd'hui partie des performances records des LCQ.

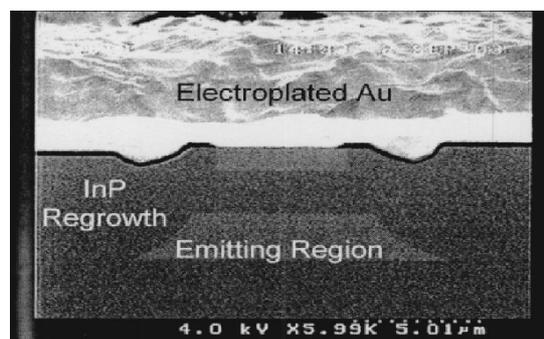


Figure I-21 : vue microscopique d'une hétérostructure enterrée, recouverte d'une couche épaisse ($5\mu\text{m}$) d'or électrolytique (photographie tirée de la référence [Evans04]).

IV.7. Les performances actuelles des LCQ

A l'heure actuelle, les LCQ les plus performants sont de loin les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP. Le premier LCQ ayant fonctionné en régime continu à température ambiante a été réalisé dans le laboratoire de l'Université de Neuchâtel [Beck02] : à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$, le LCQ a atteint une

température maximale de fonctionnement de 312K, avec une puissance maximale de 17mW mesurée à 292K. Les meilleurs lasers sont aujourd'hui produits par l'Université de Northwestern qui a rapporté des lasers à forte puissance fonctionnant en régime continu et à température ambiante entre $\lambda \sim 4,8\mu\text{m}$ et $6,3\mu\text{m}$ [Bewley05, Evans04, Yu03a] : à 295K, des puissances de 262mW, 310mW, 640mW ont été mesurées en régime continu sur des LCQ émettant respectivement à $\lambda \sim 4,8\mu\text{m}$, $5,3\mu\text{m}$ et $6\mu\text{m}$! [Bewley05] La température maximale atteinte en régime continu par les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP est de 333K [Evans04].

De leur côté, les LCQ en GaAs/AlGaAs émettant dans le moyen infrarouge sont encore en retrait au niveau de leurs performances : si, en régime pulsé, ceux-ci ont réussi à fonctionner jusqu'à 100°C à $\lambda \sim 11\mu\text{m}$ [Pflügl03], la température maximale de fonctionnement atteinte en régime continu est 150K à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$. A 78K, les meilleures densités de courant de seuil mesurées en régime pulsé sur les LCQ en GaAs/AlGaAs sont de l'ordre de 3kA/cm², soit deux fois plus grandes que celles rapportées à 300K sur des LCQ en GaInAs/AlInAs. Nous soulignons ici clairement la nécessité de poursuivre le développement des LCQ en GaAs/AlGaAs et nous justifions le travail présenté dans ce manuscrit pour améliorer les performances de ces dispositifs en optimisant leur guide d'onde.

Grâce aux travaux entrepris depuis leur démonstration, les LCQ ont réussi à se hisser au rang de sources lasers compactes et performantes émettant dans le moyen infrarouge. Si le concept physique du fonctionnement des LCQ peut fasciner, on ne peut qu'admirer les développements technologiques ayant permis à ces composants de voir le jour et d'atteindre leurs performances actuelles. La réalisation de LCQ à contre-réaction répartie (ou DFB pour *Distributed Feedback* en anglais) permet aujourd'hui de conférer aux faisceaux lasers des qualités spectrales intéressantes pour des applications en spectroscopie infrarouge à haute sensibilité. Plusieurs laboratoires travaillent aujourd'hui sur le développement de systèmes de détection utilisant les LCQ: on peut citer les travaux de Tittel et Kosterev de la référence [Kosterev02] et le colloque qui s'est déroulé à Fribourg en Septembre 2004 sur les LCQ et leurs applications. Des expérimentations préliminaires de transmission optique en espace libre ont également été réalisées avec succès entre deux bâtiments séparés d'environ 100m [Faist02]. Aujourd'hui, le marché des systèmes qui utiliseront des LCQ est estimé à plusieurs milliards d'euros (cf. Annexe 3), ce qui permet à ces lasers d'entrevoir un avenir radieux.

Chapitre II: Guide d'onde dans le Moyen IR ($\lambda \sim 10\mu\text{m}$) pour un Laser à Cascade Quantique en GaAs/AlGaAs

I. Introduction

Le guide d'onde a une importance primordiale dans les lasers semiconducteurs : il permet de confiner la lumière dans la zone de gain et donc d'augmenter les interactions lumière/matière. L'amplification de la lumière émise peut alors dépasser les pertes subies dans le dispositif (pertes miroirs, absorption des porteurs libres, diffusions, ...) et donner ainsi naissance à une oscillation laser. Par un choix judicieux de la composition et de l'épaisseur des matériaux du guide, on peut diminuer ses pertes et augmenter le recouvrement de la lumière avec la région active : ceci constitue l'un des enjeux de l'optimisation des guides d'onde dans les diodes lasers, permettant l'amélioration du rendement de conversion électron-photon et la diminution de la densité de courant de seuil.

L'optimisation des guides réalisée au cours de cette thèse repose sur un travail de simulation numérique. Après une présentation du principe des guides d'onde par une approche géométrique, on exposera dans ce chapitre la théorie des modes guidés dans un milieu multicouche, régie par les équations de Maxwell : la méthode des matrices de transfert, permettant l'optimisation des structures dans la direction de croissance des couches, sera présentée, ainsi que la méthode des éléments finis, utilisée pour l'étude du guidage bidimensionnel. On présentera ensuite les différents types de guides d'onde employés pour les lasers à cascade quantique en GaAs/AlGaAs émettant dans le moyen infrarouge. Enfin, l'étude du guide en GaAs renforcé par plasmons, classiquement utilisé pour les LCQ, sera présentée en fin de chapitre, afin de mieux comprendre les enjeux de l'optimisation d'un tel guide et mettre en évidence ses limites.

II. Notions préliminaires

Avant toute chose, nous commençons par expliquer brièvement le principe du guidage de la lumière et nous définissons le facteur de recouvrement et les pertes d'un guide.

II.1. Quelques notions sur le guidage de la lumière

Un **guide d'onde** permet d'acheminer une onde d'un point à un autre de l'espace. Dans la direction guidée, perpendiculaire à la direction de propagation, les dimensions de l'onde guidée sont finies : on dit qu'elle est confinée. Un guide permet donc de concentrer et propager l'énergie transportée par une onde. Les fibres optiques, largement répandues dans le domaine des télécommunications pour le transport d'informations constituent une bonne illustration du guidage de la lumière.

D'une manière générale, un guide est constitué d'une zone centrale appelée **cœur**, dans lequel le mode guidé est confiné, et d'une zone externe appelée **gaine** (cf. Figure II-1). D'un point de vue géométrique, une onde peut se propager dans le guide en restant concentrée dans son cœur grâce aux réflexions totales internes qu'elle subit aux interfaces cœur/gaine. Une condition nécessaire au guidage est donc que l'indice de réfraction n_0 du matériau constituant le cœur soit supérieur à l'indice n_1 de la gaine.

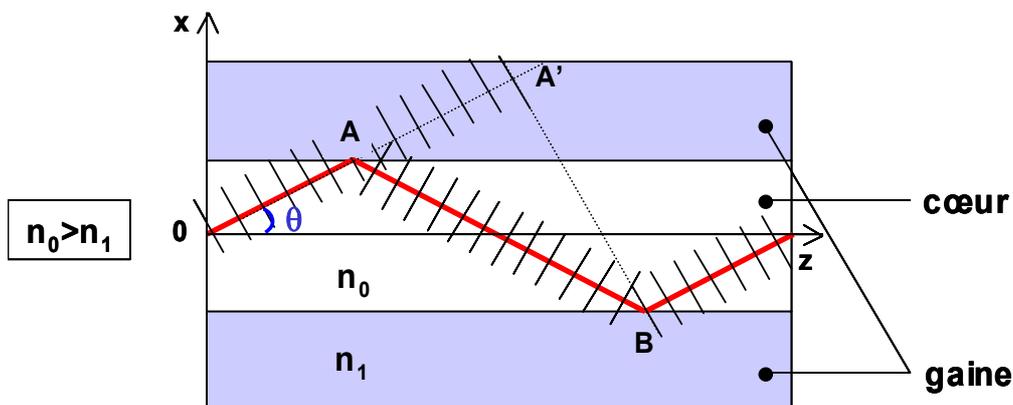


Figure II-1: Principe du guide d'onde : l'onde (en rouge) se réfléchit aux interfaces cœur/gaine par réflexion totale interne. Les modes guidés sont les ondes pour lesquelles les réflexions multiples interfèrent constructivement entre elles (les traits noirs perpendiculaires au faisceau représentent des plans d'onde).

Les réflexions successives de l'onde interfèrent entre elles et donnent naissance à un mode guidé lorsque les interférences sont constructives. En reprenant les notations de la Figure II-1, les conditions d'existence de modes guidés peuvent s'écrire :

$$k([\overline{AB}] - [\overline{AA'}]) - 2\phi_r = m.2\pi, m \in Z \quad \text{Eq. II-1}$$

où k est le vecteur d'onde de l'onde guidée défini par $k^2 = \omega^2/c^2$, ω étant la pulsation de l'onde, c la vitesse de la lumière,

$([\overline{AB}] - [\overline{AA'}])$ est la différence de marche entre deux réflexions successives,

ϕ_r est le déphasage subi en réflexion.

Au final, seules quelques ondes planes se propageant avec une certaine inclinaison θ par rapport à l'axe (Oz) (cf. θ sur la Figure II-1) vérifient l'Eq. II-1 ; pour un θ donné, la superposition de ces ondes forme une onde progressive selon (Oz), dont le champ électrique peut s'écrire :

$$E(x, z, t) = E(x) \cdot \exp(i(\omega \cdot t - k_z z)) \quad \text{Eq. II-2}$$

avec k_z , la composante du vecteur d'onde k selon l'axe de propagation.

Cette onde constitue le mode guidé associé à θ , où $E(x)$ est la distribution transverse du champ électrique. La séparation des variables x et z se justifie par le fait de l'invariance par translation selon (Oz) du guide planaire. Dans le cœur du guide, k_z a pour expression :

$$k_z = k \cdot \cos(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_1 \cdot \cos(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_{\text{eff}} \quad \text{Eq. II-3}$$

où λ est la longueur d'onde du mode dans le vide.

n_{eff} est défini comme l'indice effectif du mode guidé et correspond en quelque sorte à l'indice « vu » par l'onde dans le guide.

A chaque mode guidé correspond donc un indice effectif, lui-même associé à une inclinaison θ telle que l'Eq. II-1 soit vérifiée. Au delà d'une certaine inclinaison θ , les ondes planes composant le mode ne subissent plus de réflexion totale interne et la lumière fuit hors du guide : les modes sont appelés modes de rayonnement (*leaky modes* en anglais). Les conditions de réflexion totale s'écrivent :

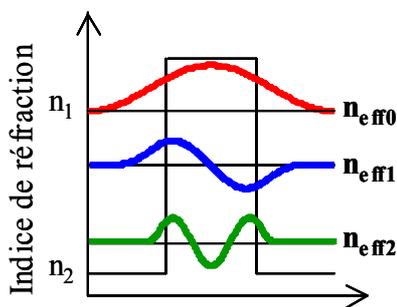
$$n_1 \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = n_{\text{eff}} \geq n_2 \quad \text{Eq. II-4}$$

Les conditions d'existence de modes guidés impliquent donc :

$$n_2 \leq n_{\text{eff}} \leq n_1 \quad \text{Eq. II-5}$$

A ce point de l'exposé, on peut noter que le problème du guide d'onde s'apparente au problème du puits quantique et on peut faire l'analogie entre les modes guidés et les états liés des électrons dans un puits de potentiel (cf. Figure II-2). Les modes de rayonnement peuvent être quant à eux comparés au continuum d'états hors du puits de potentiel. Ces analogies s'expliquent par le fait que les deux problèmes sont régis par des équations différentielles similaires en régime stationnaire : l'équation de propagation de Helmholtz pour le guide d'onde, découlant directement des équations de Maxwell, et l'équation de Schrödinger pour le puits quantique.

Modes guidés dans un guide d'onde



Etats liés de l'électron dans un puits de potentiel

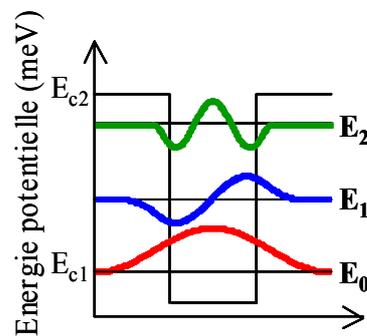


Figure II-2 : Analogie entre les modes guidés et les états liés d'un puits de potentiel en mécanique quantique. Les courbes représentent respectivement le profil du champ électrique des modes guidés et celui de la fonction d'onde des électrons liés.

L'approche géométrique du guide d'onde présentée ici permet d'aborder assez simplement la description des modes guidés. Cette approche du guidage de la lumière ne sera néanmoins pas développée davantage par souci de concision et le lecteur intéressé est invité à consulter la référence [Marcuse74]. Dans ce chapitre, la théorie des guides d'onde sera traitée plus amplement par la résolution des équations de Maxwell.

Le guide d'onde présenté précédemment, utilisant des matériaux diélectriques pour confiner la lumière, est classiquement employé en optique. D'autres types de guides utilisant des rubans métalliques sont également réalisables. A l'interface d'un métal et d'un semiconducteur, des modes appelés plasmons de surface peuvent se propager le long du métal. Ce type de guides, utilisé dans les LCQ sera présenté par la suite.

II.2. Définition du facteur de recouvrement du mode guidé

Le facteur de recouvrement d'un mode guidé avec une partie A_i d'un guide est la proportion de l'intensité du mode contenue la partie A_i considérée (cf. Figure II-3). En reprenant les notations de l'Eq. II-2, Γ_{A_i} est défini comme :

$$\Gamma_{A_i} = \frac{\int_{A_i} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(x)|^2 dx} \quad \text{Eq. II-6}$$

Dans les lasers semiconducteurs, on s'intéresse principalement au recouvrement des modes guidés avec la zone de gain (puits, zone active), qui est souvent une partie du cœur du guide. En augmentant le facteur de recouvrement du mode avec à la région dans laquelle la lumière est amplifiée, on augmente le gain modal du laser et on peut ainsi diminuer son courant de seuil (cf. équations bilan dans le Chapitre I). Nos simulations sur l'optimisation des guides d'onde pour les LCQ en GaAs/AlGaAs se sont orientés dans cet objectif. Notons que dans les diodes lasers interbandes de puissance, on cherche plutôt à optimiser le rapport d/Γ , d étant l'épaisseur du puits où a lieu l'émission stimulée. Les puissances délivrées par les lasers étant également limitées par des effets de saturation du gain (*spatial hole burning*), des structures appelées SCOWL (pour « *Slab Coupling Optical Waveguide Laser* ») [Donnelly03], dans lesquelles le mode guidé n'est plus centré sur la zone de gain, ont été conçues. Un compromis est alors à trouver dans l'optimisation du guide afin d'accroître les puissances optiques émises sans pour autant augmenter trop sévèrement le courant de seuil, ni favoriser l'oscillation de modes d'ordres élevés.

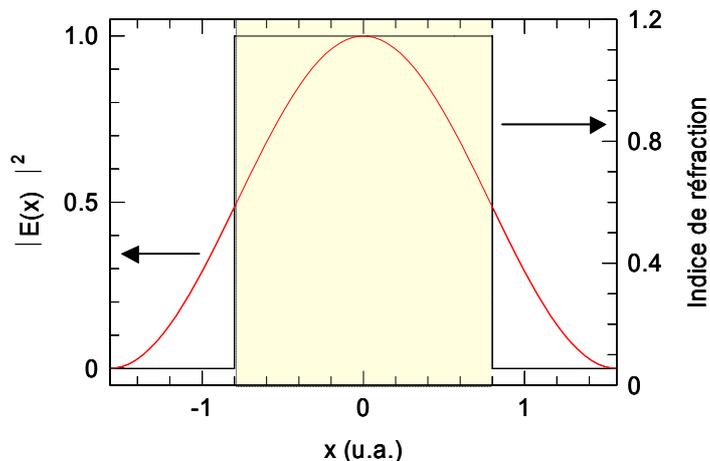


Figure II-3: Profil en intensité (en rouge) du mode fondamental d'un guide d'onde. En noir, l'indice de réfraction du cœur (partie jaune) et des gaines. Dans le cas présenté, le facteur de recouvrement du mode avec le cœur est de 81,5%

II.3. Les pertes optiques

La lumière qui se propage dans le guide subit des pertes optiques de plusieurs types :

- **les pertes par diffusion** : la lumière est diffusée par les défauts présents dans le guide d'onde : ces défauts proviennent essentiellement de la qualité des couches constituant le guide, de la rugosité des interfaces entre chaque matériau et de la qualité des gravures chimiques effectuées pour la conception du dispositif. La réduction de ce type de pertes passe par une maîtrise technologique des procédés de réalisation des guides et des structures optoélectroniques.
- **les pertes par absorption** : la lumière est absorbée par les matériaux constituant le guide, via divers mécanismes physiques: absorption interbande, absorption à deux photons, absorption par porteurs libres, etc...

Dans le moyen infrarouge, les pertes par absorption prédominent sur les pertes par diffusion et proviennent principalement de l'absorption par porteurs libres.

a. Notation complexe de l'indice de réfraction

Les pertes intrinsèques au guide α_{wg} proviennent directement des propriétés absorbantes des matériaux composant le dispositif. Ces pertes sont prises en compte dans les calculs en ajoutant une partie imaginaire à l'indice de réfraction du matériau: $\tilde{n} = n' - in''$. n'' est également appelé coefficient d'extinction. En reprenant les notations de l'expression Eq. II-2, dans le cas d'une onde plane se propageant dans un milieu d'indice \tilde{n} complexe, le champ électrique de l'onde peut s'écrire :

$$E(z, t) = E_0 \cdot \exp(i(\omega \cdot t - kz)) = E_0 \cdot \exp(i(\omega \cdot t - \frac{2\pi n'}{\lambda} z)) \cdot \exp(-\frac{2\pi n''}{\lambda} z) \quad \text{Eq. II-7}$$

Dans l'expression Eq. II-7, le terme en n'' représente un coefficient d'atténuation (ou d'amplification) de l'onde pour $n'' > 0$ (ou $n'' < 0$). On relie n'' aux pertes α du milieu en écrivant que : $I(z) = I_0 \exp(-\alpha \cdot z) = E_0^2 \cdot \exp(-2 \frac{2\pi n''}{\lambda} z)$, d'où :

$$\alpha = \frac{4\pi n''}{\lambda} \quad \text{Eq. II-8}$$

Dans le cas d'un guide d'onde, en considérant les pertes de chaque couche par la notation complexe de leur indice de réfraction, l'indice effectif associé à un mode guidé est lui aussi complexe et, par analogie avec l'expression Eq. II-8, les pertes α_{wg} du mode s'écrivent :

$$\alpha_{wg} = \frac{4\pi n_{\text{eff}}''}{\lambda}, \text{ où } n_{\text{eff}}'' \text{ est la partie imaginaire de l'indice effectif } n_{\text{eff}} \text{ du mode considéré.}$$

b. Les pertes dues à l'absorption par porteurs libres

Dans la gamme de longueur d'onde du moyen infrarouge ($\lambda \sim 10 \mu\text{m}$) des LCQ étudiés, les pertes intrinsèques proviennent essentiellement de l'absorption par porteurs libres. L'absorption par porteurs libres est un mécanisme intrabande par lequel les porteurs absorbent des photons à travers différents mécanismes de diffusion (interaction électron-phonon acoustique, impuretés du matériau,...). La Figure II-4 représente schématiquement ce phénomène pour un électron au sein d'une bande de conduction.

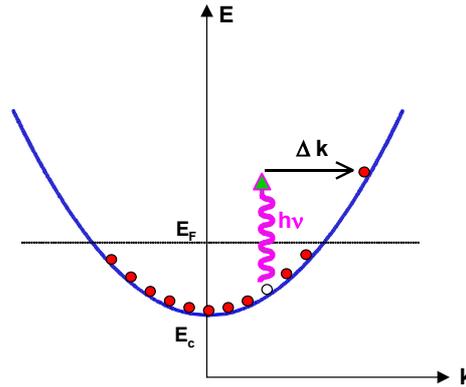


Figure II-4: Principe de l'absorption par porteurs libres : il s'agit d'une transition intrabande ($\Delta k \neq 0$) assistée par diffusion avec des impuretés, des phonons...

La description rigoureuse de l'absorption par porteurs libres passe par un traitement quantique des interactions entrant en jeu et fait appel à la théorie des perturbations du deuxième ordre [Rosencher-Vinter02] [Ridley88]. Dans la pratique, on utilise plutôt un modèle phénoménologique, le modèle de Drude, pour évaluer plus simplement ces pertes. Bien que s'éloignant des mécanismes quantiques mis en jeu lors de l'absorption par porteurs libres, cette méthode permet d'avoir une bonne approximation des pertes.

On considère un matériau conducteur, linéaire, isotrope et homogène. On le suppose électriquement neutre et non magnétique ($\mu_0=1$). Son indice de réfraction intrinsèque est n_0 , l'indice du milieu à très haute fréquence. Sous l'action d'un champ électromagnétique \mathbf{E} de pulsation ω , un courant électrique \mathbf{j} apparaît et les équations de Maxwell nous donnent (en convention $\exp(i\omega t)$) :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad \text{Eq. II-9 ; } \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad \text{Eq. II-10}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad \text{Eq. II-11 ; } \nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \cdot n_0^2 \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{j} = (i \epsilon_0 \cdot n_0^2 \omega + \sigma) \mathbf{E} \quad \text{Eq. II-12}$$

σ est la conductivité électrique du matériau considéré.

L'équation de Helmholtz peut se mettre sous la forme :

$$\Delta \mathbf{E} + i \frac{\omega^2}{c^2} \left(n_0^2 - \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right) \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad \text{Eq. II-13}$$

Et l'on peut définir une constante diélectrique relative complexe :

$$\tilde{\epsilon}_r = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = \left(n_0^2 - \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right) = \tilde{n}^2 = (n' - i n'')^2 \quad \text{Eq. II-14}$$

La conductivité électrique d'un matériau conducteur dépend de la fréquence et est décrite par le modèle de Drude. Ce modèle considère le mouvement d'un électron soumis d'une part, à la force ($e\mathbf{E}$) due à un champ électrique \mathbf{E} , et d'autre part à une force de freinage ($-\mathbf{v}/\tau$) due aux collisions avec les atomes du réseau cristallin. D'après ce modèle, la conductivité électrique σ peut s'écrire [Ascroft-Mermin76] :

$$\sigma = \frac{Ne^2\tau}{m^*(1+i\tau\omega)} \quad \text{Eq. II-15}$$

où N est la densité volumique de porteurs dans le matériau, e et m^* leur charge et masse effective (respectivement), τ le temps de diffusion des porteurs dans le matériau considéré.

En remplaçant l'expression Eq. II-15 de σ dans l'expression Eq. II-14, on peut écrire :

$$\epsilon_1 - i\epsilon_2 = n_0^2 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \cdot \frac{Ne^2\tau}{m^*(1+i\tau\omega)} = \left[n_0^2 - \frac{\tau^2 \omega_{\text{plasm}}^2}{(1+\tau^2 \omega^2)} \right] - i \left[\frac{\tau \omega_{\text{plasm}}^2}{\omega} \frac{1}{(1+\tau^2 \omega^2)} \right] \quad \text{Eq. II-16}$$

$$\text{en posant : } \omega_{\text{plasm}}^2 = \frac{Ne^2}{m^* \epsilon_0} \quad \text{Eq. II-17}$$

où ω_{plasm} est aussi appelée **fréquence plasma** du matériau.

Par identification des parties réelles et imaginaires de l'expression Eq. II-16, on obtient ϵ_1 et ϵ_2 , et les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction sont calculées par les expressions :

$$n' = \sqrt{\frac{|\epsilon| + \epsilon_1}{2}} \quad \text{et} \quad n'' = \sqrt{\frac{|\epsilon| - \epsilon_1}{2}} \quad \text{avec} \quad |\epsilon| = \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} = n'^2 + n''^2 \quad \text{Eq. II-18}$$

A partir des paramètres N , m^* , n_0 et τ du matériau, on peut calculer l'indice de réfraction complexe d'un conducteur à une longueur d'onde λ , et connaître a fortiori la dispersion du matériau associée à l'absorption par porteurs libres. Sur la Figure II-5, sont tracées les courbes de dispersions de n' et n'' dans le moyen infrarouge pour du GaAs fortement dopé ($N=4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Pour clarifier le comportement de ces courbes, on va reprendre l'Eq. II-16.

Dans le moyen infrarouge, les temps de diffusions des électrons dans le GaAs sont de l'ordre de 10^{-13} s et autour de $10\mu\text{m}$, $\tau\omega \cong 20$. Pour $\tau^2\omega^2 \gg 1$, l'expression Eq. II-16 devient alors :

$$\varepsilon_1 - i\varepsilon_2 = n_0^2 \left(1 - \frac{\omega_{\text{plasm}}^2}{n_0^2 \omega^2}\right) - i \frac{\omega_{\text{plasm}}^2}{\omega^2} \frac{1}{\omega\tau} \quad \text{Eq. II-19}$$

Et on obtient alors par identification les expressions de ε_1 et ε_2

$$\varepsilon_1 = n_0^2 \left(1 - \frac{\bar{\omega}_{\text{plasm}}^2}{\omega^2}\right) \quad \text{Eq. II-20} \quad \varepsilon_2 = \frac{\omega_{\text{plasm}}^2}{\omega^2} \frac{1}{\omega\tau} \quad \text{Eq. II-21}$$

où $\bar{\omega}_{\text{plasm}}^2 = \frac{\omega_{\text{plasm}}^2}{n_0^2}$, est la fréquence plasma réduite du matériau.

Dans le cas limite où $\tau \rightarrow \infty$, on peut remarquer que $\varepsilon_2 \cong 0$ et que $\varepsilon_1 = 0$ pour $\omega = \bar{\omega}_{\text{plasm}}$ (voir aussi Figure II-5) ; dans cette limite, la fréquence plasma réduite est alors la fréquence pour laquelle ε change de signe, en deçà de laquelle le matériau devient un métal parfait, avec $\varepsilon \in \Re$ et $\varepsilon < 0$.

Dans le cas du GaAs dopé $N = 4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $\tau = 10^{-13}$ s et on a :

- Pour $\omega \gg \bar{\omega}_{\text{plasm}}$, i.e. à haute fréquence, ε_2 est négligeable devant ε_1 et on retrouve l'indice n_0 du matériau dans lequel la lumière se propage.
- Pour $\omega \ll \bar{\omega}_{\text{plasm}}$, ε_2 est encore négligeable devant ε_1 qui est négatif. L'indice de réfraction du matériau est alors purement imaginaire et le matériau s'apparente à un métal, d'autant plus réfléchissant que $|\varepsilon_1|$ est grand.
- Pour $\omega \cong \bar{\omega}_{\text{plasm}}$, $\varepsilon_1 \cong 0$ et ε_2 n'est alors plus négligeable et on a alors $n' = n'' = \sqrt{\frac{|\varepsilon_2|}{2}}$.

Ces comportements des indices réels et complexes de réfraction sont observables sur la Figure II-5. Quand on va vers les basses fréquences, l'indice réel n' connaît une dispersion anormale caractérisé par une forte diminution de l'indice avant d'atteindre la fréquence plasma réduite, fréquence pour laquelle le matériau s'apparente à un métal. De son côté, n'' augmente fortement (en allant vers les basses fréquences). Pour $\omega \gg \bar{\omega}_{\text{plasm}}$, en considérant que $\varepsilon_1 \gg \varepsilon_2$, un calcul simple permet d'écrire :

$$n'' = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} - \varepsilon_1}{2}} = \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \sqrt{\frac{\sqrt{1 + \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2}} - 1}{2}} \cong \frac{\varepsilon_2}{2\sqrt{\varepsilon_1}} \quad \text{Eq. II-22}$$

Et donc d'après les expressions Eq. II-8 et Eq. II-21 :

$$\alpha \cong \frac{4\pi}{\lambda} \frac{1}{2n_0} \frac{\omega_{\text{plasm}}^2}{\omega^3 \tau} = \frac{\omega_{\text{plasm}}^2}{4\pi^2 c^3 n_0 \tau} \lambda^2 \quad \text{Eq. II-23}$$

Pour $\omega \gg \bar{\omega}_{\text{plasm}}$ et $\tau^2 \omega^2 \gg 1$, les pertes par absorption par porteurs libres augmentent en λ^2/τ .

On dit couramment que les pertes par absorptions par porteurs libres augmentent en λ^2 , ce qui n'est en général pas vrai car τ varie avec λ , notamment pour $\tau^2 \omega^2 \gg 1$ [Jensen/Palik85] [Costard01].

Pour $\lambda=10\mu\text{m}$ (i.e. $\hbar\omega=124\text{meV}$), les pertes dépassent les 700cm^{-1} , ce qui constitue des valeurs de pertes gigantesques. On voit ici l'importance d'éviter les interactions de la lumière dans le moyen infrarouge avec des couches fortement dopées ou métalliques, afin de limiter les pertes dans les dispositifs.

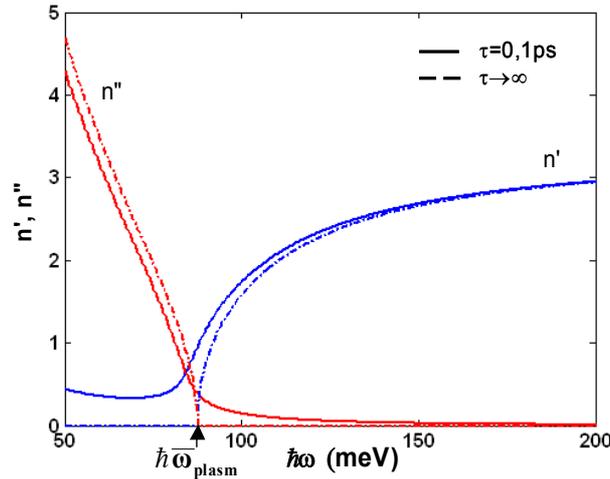


Figure II-5: Courbes de dispersion de l'indice de réfraction du GaAs dopé $N=4.10^{18}\text{cm}^{-3}$. La partie réelle n' est tracée en bleu et la partie imaginaire n'' en rouge. En pointillé, sont tracées les dispersions pour $\tau \rightarrow \infty$; les courbes s'annulent à la fréquence plasma réduite ($\hbar \bar{\omega}_{\text{plasm}}$).

II.4. Définition du facteur de mérite d'un guide (χ)

L'optimisation du guide d'onde dans les lasers semiconducteurs consiste à mettre au point des dispositifs permettant de confiner fortement la lumière dans la zone de gain tout en limitant les pertes par absorption. La réalisation de ces objectifs est capitale pour augmenter l'efficacité du pompage électrique et par suite diminuer les courants de seuil (cf. Eq. I-19, Chapitre 1). Dans les travaux d'optimisation du guide d'onde, on cherchera donc à maximiser le **facteur de mérite** du guide, défini par :

$$\chi = \frac{\Gamma}{\alpha_{wg}} \quad \text{Eq. II-24}$$

Si les pertes miroirs de la cavité sont négligeables devant les pertes intrinsèques au guide (par exemple si $\alpha_m \sim 0$), la densité de courant au seuil est inversement proportionnelle à χ :

$$J_{th} = \frac{\alpha_m + \alpha_{wg}}{g\Gamma} \cong \frac{1}{g} \frac{1}{\chi} \quad \text{si } \alpha_m \ll \alpha_{wg} \quad \text{Eq. II-25}$$

Aussi, la comparaison de deux LCQ ayant la même zone active (i.e. leur coefficient de gain g est égal), pourra dans ce cas être faite en comparant leur facteur de mérite :

$$\frac{J_{th}(LCQ2)}{J_{th}(LCQ1)} = \frac{\chi_1}{\chi_2} \quad \text{si } \alpha_m \ll \alpha_{wg} \quad \text{Eq. II-26}$$

III. Théorie des guides d'onde (Equations de Maxwell)

III.1. Modes guidés dans un guide diélectrique planaire

On considère un guide d'onde planaire (cf. Figure II-6), composé de 3 milieux diélectriques linéaires, isotropes, homogènes, électriquement neutres et non magnétiques. Le cœur, d'épaisseur d et d'indice complexe \tilde{n}_2 , est interposé entre deux couches de confinement supposées infinies et d'indices complexes \tilde{n}_1 et \tilde{n}_3 , avec $\Re(\tilde{n}_2) > \Re(\tilde{n}_1) \geq \Re(\tilde{n}_3)$.

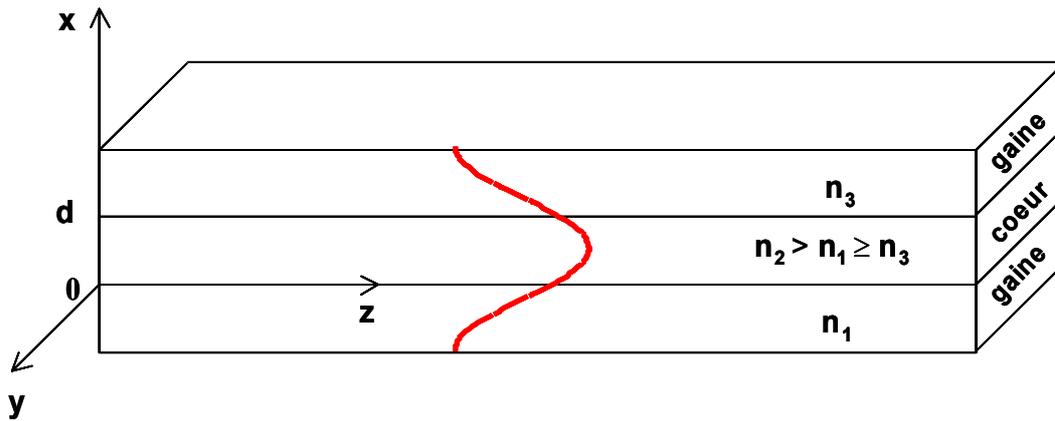


Figure II-6 : Guide planaire à 3 couches : le cœur d'indice complexe \tilde{n}_2 et les gaines d'indice \tilde{n}_1 et \tilde{n}_3 , avec $n_2 > n_1 \geq n_3$, où $n_i = \Re(\tilde{n}_i)$. L'onde considérée est confinée dans la direction x et se propage selon z .

On considère une onde électromagnétique de pulsation ω se propageant dans le guide et on exprime les champs sous la forme $\Phi(\mathbf{r}, t) = \Phi(\mathbf{r}) \cdot \exp(i\omega t)$, $\Phi = (\mathbf{E}, \mathbf{H})$. Dans chacune des couches du guide, les champs vérifient les équations de Maxwell présentées en Eq. II-9 ; 10, 11 et 12 qui, en régime harmonique, s'écrivent :

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{Eq. II-27 ;} \quad \nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{Eq. II-28}$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -i\mu_0 \omega \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad \text{Eq. II-29 ;} \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = (i\epsilon_0 \tilde{n}^2 \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad \text{Eq. II-30}$$

ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. Dans le cas d'un milieu homogène, les équations Eq. II-29 ; et Eq. II-30 peuvent s'écrire sous la forme de l'équation de Helmholtz :

$$\Delta \Phi(\mathbf{r}) + k^2 \tilde{n}^2 \Phi(\mathbf{r}) = 0 \quad \text{Eq. II-31}$$

$k = \frac{\omega}{c}$ est l'amplitude du vecteur d'onde dans le vide.

On obtient alors des équations pour chaque composante des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} soit au total 6 équations scalaires. Dans le cas du guide planaire considéré, les invariances par translation dans le plan (yOz) permettent de simplifier l'écriture des champs et des équations qu'ils

vérifient. Si l'on suppose que l'onde se propage dans le guide selon (Oz), avec k_z pour composante du vecteur d'onde dans cette direction, l'invariance par translation du guide selon z permet de séparer la composante en z des champs de leur distribution transverse. On obtient ainsi l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\Delta_{x,y} \Phi(x, y) + (k^2 \tilde{n}^2 - k_z^2) \Phi(x, y) = 0 \quad \text{Eq. II-32}$$

k_z est défini par $k_z^2 = k^2 n_{\text{eff}}^2$, où n_{eff} est l'**indice effectif** du mode guidé (n_{eff} est complexe), qui est la valeur propre recherchée associée à un mode guidé.

Dans le cas d'un guide planaire, l'invariance du guide selon y ($\partial/\partial y=0$) implique que Φ ne possède pas de dépendance en y , et on peut montrer que les six équations différentielles vérifiées par chaque composante des champs se découpent en deux groupes de trois équations : l'un contient les composantes E_y , H_x et H_z et constitue les modes transverses électriques (ou TE), l'autre les composantes H_y , E_x et E_z , constituant les modes transverses magnétiques (ou TM). Les champs \mathbf{E} et \mathbf{H} étant reliés par les équations Eq. II-29 ; et Eq. II-30, le problème se résume finalement dans chaque cas à la résolution d'une seule équation de Helmholtz scalaire :

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \Phi_i(x) + (k^2 \tilde{n}^2 - k_z^2) \Phi_i(x) = 0 \quad \text{Eq. II-33}$$

avec $\Phi=E$ ou H ; $i=x,y$ ou z . (en général, on prend $i=y$)

Les modes guidés sont les ondes électromagnétiques de vecteur d'onde k_z qui vérifient l'équation de Helmholtz dans chacune des couches du guide en respectant les conditions de continuité des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} à chaque interface, à savoir $E_{y,z}$, $n^2 E_x$, $H_{x,y,z}$ continus en $x=0$ et $x=d$.

Dans le cas des LCQ, la lumière émise est polarisée TM, car la transition radiative a lieu entre deux sousbandes de la bande de conduction. On va donc résoudre le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2}{\partial x^2} H_y(x) + (\tilde{n}^2 k^2 - k_z^2) H_y(x) = 0 \quad \text{Eq. II-34a} \\ E_x(x) = \frac{k_z}{\omega \epsilon_0 \tilde{n}^2} H_y(x) \quad \text{Eq. II-41b} \\ E_z(x) = \frac{-i}{\omega \epsilon_0 \tilde{n}^2} \frac{\partial H_y(x)}{\partial x} \quad \text{Eq. II-41c} \\ H_y, E_z \text{ continus aux interfaces} \quad \text{Eq. II-41d} \end{array} \right.$$

Les solutions générales de l'Eq. II-34a s'écrivent sous la forme :

$$H_y(x) = A \exp(-ik_x x) + B \exp(+ik_x x) \quad \text{avec } k_x^2 = \tilde{n}^2 k^2 - k_z^2 \quad \text{Eq. II-35}$$

k_x est la composante selon x du vecteur d'onde dans la couche d'indice \tilde{n} . La résolution de l'Eq. II-34a se fait numériquement en utilisant la méthode des matrices de transfert, présentée dans le prochain paragraphe.

En général, la partie imaginaire de l'indice complexe des couches est négligeable devant la partie réelle et les solutions sont proches de celles obtenues sans tenir compte de l'absorption. Si on traite le problème dans le cas d'indices réels avec $n = \Re(\tilde{n})$, pour chaque couche, les solutions sont de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_y = A_1 \exp(q_1 x), \text{ pour } x < 0 \\ H_y = C_2 \cos(k_{2x} x) + D_2 \sin(k_{2x} x), \text{ pour } 0 \leq x \leq d \\ H_y = B_3 \exp(-q_3 x), \text{ pour } x \geq d \\ H_y \text{ et } \frac{1}{n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \text{ continus en } x = 0 \text{ et en } x = d \end{array} \right. , \text{ avec } \left\{ \begin{array}{l} q_1^2 = -k_{1x}^2 = k_z^2 - n_1^2 k^2 \\ k_{2x}^2 = n_2^2 k^2 - k_z^2 \\ q_3^2 = -k_{3x}^2 = k_z^2 - n_3^2 k^2 \end{array} \right. \quad \text{Eq. II-36}$$

Les équations de Eq. II-36 illustrent bien le fait que le mode a un profil sinusoïdal dans le cœur du guide, et décroît exponentiellement dans les gaines. A_1 , C_2 , D_2 et B_3 sont des constantes que l'on détermine à l'aide des conditions aux limites et en normalisant l'intensité du mode guidé solution. Les calculs aboutissent à l'équation auto-consistante Eq. II-37 ci-après vérifiée par les solutions du système :

$$\tan(k_{2x} d) = \frac{k_{2x} (\eta_{21} q_1 + \eta_{23} q_3)}{k_{2x}^2 - \eta_{21} \eta_{23} q_1 q_3} , \text{ où } \eta_{ij} = n_i^2 / n_j^2 \quad \text{Eq. II-37}$$

A chaque mode guidé est associée une valeur k_z qui est solution de l'équation auto-consistante. La détermination de k_z se fait par calcul numérique. Pour chaque k_z déterminé, on obtient le profil du mode guidé par les expressions Eq. II-36 et on peut donc calculer son facteur de recouvrement avec le cœur du guide. L'existence d'une solution guidée impose la condition, déjà rencontrée en Eq. II-5, $n_2 > n_{\text{eff}} > n_1 \geq n_3$; dans le cas où $n_{\text{eff}} < n_1$, les solutions sont sinusoïdales pour $x < d$ et les modes fuient hors du cœur.

III.2. Onde de surface plasmon ou mode plasmon de surface

A l'interface de deux matériaux de constante diélectrique opposée, typiquement un métal et un diélectrique, peut se propager une onde électromagnétique polarisée TM : cette onde est appelée onde de **surface plasmon** ou **plasmon de surface**. L'existence de cette onde se justifie facilement en reprenant l'Eq. II-37 avec $d=0$. On a alors la condition :

$$\frac{q_1}{n_1^2} + \frac{q_3}{n_3^2} = 0 \quad \text{Eq. II-38}$$

L'existence d'une onde guidée impose que q_1 et q_3 soient positifs afin que le mode décroisse exponentiellement dans chaque milieu (cf. Eq. II-36). La condition Eq. II-38 impose donc que n_1^2 et n_3^2 soient de signes opposés (en négligeant la partie complexe des constantes diélectriques). Il est à noter que dans le cas d'une onde polarisée TE, l'expression Eq. II-38 devient $q_1+q_2=0$ (dans le cas TE, l'équation auto-consistante Eq. II-37 s'écrit sans les coefficients η_{ij}) et il n'existe donc pas de mode de surface guidé.

L'indice effectif du mode plasmon de surface est calculé en utilisant les expressions Eq. II-36 de q_1^2 et q_3^2 :

$$n_{\text{eff}} = \left(\frac{n_1^2 n_3^2}{n_1^2 + n_3^2} \right)^{1/2} \quad \text{Eq. II-39}$$

En négligeant encore la partie complexe des constantes diélectriques, le mode de surface se propage si n_{eff} est réel ce qui impose une autre condition sur les indices : $n_1^2+n_3^2<0$.

Au bilan, l'existence de modes plasmons de surfaces impose que:

$$\begin{cases} \text{l'onde est polarisée TM} \\ n_1^2 n_3^2 < 0 \\ n_1^2 + n_3^2 < 0 \end{cases} \quad \text{Eq. II-40}$$

La partie complexe de la constante diélectrique d'un métal n'est généralement pas négligeable et est source de pertes pour le mode de surface. On peut la prendre en compte en posant pour le métal $\epsilon = \epsilon_R - i\epsilon_I$ avec $\epsilon_R < 0$ et, pour le diélectrique, $\epsilon_d > 0$; dans ce cas, les conditions d'existence Eq. II-40 et la partie réelle de n_{eff} exprimée en Eq. II-39 restent encore valables en remplaçant n_i^2 par ϵ_R et ϵ_d [Yeh88]. Les pertes s'écrivent donc :

$$\alpha = \frac{2 \pi \epsilon_I \epsilon_d^{3/2}}{[\epsilon_R (\epsilon_d + \epsilon_R)^3]^{1/2}} \frac{1}{\lambda} \quad \text{Eq. II-41}$$

Si on pose maintenant pour le métal $\varepsilon = (n-ik)^2$, $\varepsilon_d = n_d^2$, et que l'on suppose que $k \gg n$, l'expression Eq. II-41 devient :

$$\alpha = \frac{4 \pi n k n_d^3}{\left[(n^2 - k^2) (n_d^2 + n^2 - k^2) \right]^{1/2}} \frac{1}{\lambda} \approx \frac{4 \pi n n_d^3}{k^3 \lambda} \text{ si } k \gg n, n_d \quad \text{Eq. II-42}$$

On voit donc que le choix du métal est capital pour limiter les pertes du guides et que l'on aura intérêt pour cela à utiliser des métaux vérifiant $k \gg n$, comme l'or, l'argent ou le platine par exemple [Ordal85].

Le guide à ondes de surface plasmon est largement répandu dans le domaine des micro-ondes [Hoffmann87], réalisé avec des rubans métalliques (« *metal strip* » en anglais). On verra que ce type de guide a également été réalisé avec succès dans les LCQ.

IV. Les méthodes d'analyse numérique utilisées pour l'étude des guides d'onde

IV.1. La méthode des matrices de transfert

Dans la présentation de la théorie des modes guidés, on s'est précédemment placé dans le cas simple d'un guide planaire à 3 couches. En général, les guides ne sont pas symétriques et possèdent davantage de couches. L'analyse analytique du problème peut alors s'avérer fastidieuse si l'on reprend les équations développées précédemment. La linéarité du système d'équations de propagation vérifiées dans chaque couche du guide permet néanmoins d'utiliser l'outil matriciel, ce qui facilite la recherche des modes guidés supportés par un guide multicouche quelconque par programmation. On se propose ci-dessous de présenter brièvement le principe de la **méthode des matrices de transfert** [Yeh88, Ch. 5] :

On considère un guide diélectrique multicouche, avec un profil d'indice selon x décrit par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{n}_0, \quad x < 0 \\ \tilde{n}_1, \quad 0 < x < x_1 \\ \tilde{n}_2, \quad x_1 < x < x_2 \\ \vdots \\ \tilde{n}_N, \quad x_{N-1} < x < x_N \\ \tilde{n}_S, \quad x > x_N \end{array} \right.$$

On suppose que les couches à chaque extrémité du guide sont des couches de confinement au sein desquelles le champ du mode guidé décroît exponentiellement : la partie réelle de leur indice de réfraction est inférieure à celle des autres couches.

Le champ électrique peut s'écrire :

$$E(x) = \begin{cases} B_0 \exp(q_0 x) & , x < 0 \\ A_1 \exp(-ik_{1x}(x - x_1)) + B_1 \exp(ik_{1x}(x - x_1)) & , 0 < x < x_1 \\ \vdots & \vdots \\ A_m \exp(-ik_{mx}(x - x_m)) + B_m \exp(ik_{mx}(x - x_m)) & , x_{m-1} < x < x_m \\ \vdots & \vdots \\ A_s \exp(q_s(x - x_N)) & , x > x_N \end{cases} \quad \text{Eq. II-43}$$

$$\text{Avec } \begin{cases} k_{mx}^2 = \left(\frac{\tilde{n}_m \omega}{c} \right)^2 - k_z^2 \\ q_0^2 = -k_{0x}^2 = k_z^2 - \left(\frac{\tilde{n}_0 \omega}{c} \right)^2 \\ q_s^2 = -k_{sx}^2 = k_z^2 - \left(\frac{\tilde{n}_s \omega}{c} \right)^2 \end{cases}$$

Comme précédemment, k_z est la composante du vecteur d'onde du mode guidé selon z et k_{mx} sa composante selon x dans la couche diélectrique m . L'expression Eq. II-43 de $E(x)$ met en évidence la nature stationnaire du champ selon x qui, dans chaque couche $m \neq 0$ ou S , se décompose en une combinaison linéaire de deux ondes progressives d'amplitude A_m (B_m) selon les x croissants (décroissants). Tous les A_m et B_m sont reliés entre eux par les relations de continuité des champs aux interfaces, qui s'expriment autrement par les relations de Fresnel. Le formalisme matriciel est alors un outil puissant pour traiter le problème. Les matrices de transfert permettent de relier chaque amplitude A_m et B_m avec les amplitudes A_{m+1} et B_{m+1} du champ dans la couche suivante :

$$\begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = D_{m,m+1} P_{m+1} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix}, \forall m \quad \text{Eq. II-44}$$

P_{m+1} est la matrice de propagation des ondes dans la couche $m+1$ d'épaisseur d_{m+1}

$$P_{m+1} = \begin{pmatrix} \exp(ik_{m+1,x} d_{m+1}) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{m+1,x} d_{m+1}) \end{pmatrix} \quad \text{Eq. II-45}$$

et $D_{m,m+1}$ est la matrice dynamique qui contient les coefficients de Fresnel en réflexion $r_{m,m+1}$ et en transmission $t_{m,m+1}$:

$$D_{m,m+1} = \frac{1}{t_{m,m+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{m,m+1} \\ r_{m,m+1} & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Eq. II-46}$$

$$\text{où } r_{m,m+1} = \frac{\tilde{n}_m^2 k_{m+1,x} - \tilde{n}_{m+1}^2 k_{m,x}}{\tilde{n}_m^2 k_{m+1,x} + \tilde{n}_{m+1}^2 k_{m,x}} \quad \text{et } t_{m,m+1} = \frac{2 \tilde{n}_m^2 k_{m+1,x}}{\tilde{n}_m^2 k_{m+1,x} + \tilde{n}_{m+1}^2 k_{m,x}} \quad \text{en polarisation TM}$$

Par récurrence, on peut finalement écrire :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \mathbf{B}_0 \end{pmatrix} = M_{0,S} \begin{pmatrix} \mathbf{A}_S \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad M_{0,S} = \left(\prod_0^N D_{m,m+1} P_{m+1} \right) \cdot D_{N,S} \quad \text{Eq. II-47}$$

$M_{0,S}$ est la matrice de transfert du système multicouche étudié. La programmation informatique du calcul de $M_{0,S}$ est assez simple et la recherche des solutions guidées revient à sonder les indices pour lesquels l'élément (1,1) de la matrice [2x2] $M_{0,S}$ est nul (cf. Eq. II-47). Les indices solutions, indices effectifs des modes guidés, sont recherchés dans l'intervalle $[\text{Max}(n_0, n_S) ; \text{Max}(n_i), \text{pour } i=1, \dots, N]$.

La méthode des matrices de transfert permet donc de traiter efficacement tout guide multicouche planaire, connaissant l'épaisseur et l'indice de réfraction de chacune des couches^(*).

IV.2. Modes guidés dans un guide bidimensionnel – Méthodes de l'indice effectif et des éléments finis

Le traitement du guide planaire permet d'aborder simplement la résolution des équations de Maxwell afin d'obtenir l'expression analytique du champ électromagnétique des modes guidés. Dans un guide, la lumière nécessite également d'être confinée dans l'autre direction transverse à la direction de propagation (i.e. selon y). Dans les lasers semiconducteurs, si le confinement vertical de la lumière est assuré par un choix judicieux des couches épitaxiales dans la direction de croissance, le guidage latéral est quant à lui garanti par la gravure d'un ruban, utilisant le contraste d'indice entre l'air et les couches semiconductrices. Pour l'étude des modes guidés, le traitement du guidage bidimensionnel doit être alors considéré. Par rapport aux équations présentées précédemment, il n'y a maintenant plus d'invariance en y (i.e. $\partial/\partial y \neq 0$) et l'équation de Helmholtz de l'onde devient :

$$\Delta_{x,y} \Phi(x, y) + (k^2 n^2 - \beta^2) \Phi(x, y) = 0 \quad \text{Eq. II-48}$$

La résolution exacte de cette équation est possible si l'on peut opérer à une séparation des variables x et y , i.e. $\Phi(x, y) = \Phi(x)\Phi(y)$, ce qui est possible dans quelques cas particuliers comme les guides à symétrie cylindrique ou sphérique, et les cavités métalliques de section rectangulaire.

Pour étudier les guides bidimensionnels, la méthode des matrices de transfert est parfois utilisée pour une analyse numérique succincte des modes guidés. En prenant l'exemple du

^(*) Cette méthode matricielle est également utilisée en mécanique quantique pour la recherche des états liés d'une structure à multipuits quantiques ; le concept s'applique alors à la résolution de l'équation de Schrödinger connaissant l'épaisseur et l'énergie potentielle de chacune des couches de la structure.

guide ruban, l'indice effectif est calculé dans la section verticale du ruban ainsi que dans les sections adjacentes contenant les gravures. Les indices effectifs trouvés constituent ensuite les indices du guide dans la direction latérale, dont l'épaisseur du cœur est la largeur du ruban gravé. Cette méthode de calcul, appelée **méthode de l'indice effectif**, est inexacte mais peut donner de bonnes approximations du champ si le guidage n'est pas trop contraint latéralement i.e. si le champ électrique est négligeable aux endroits de discontinuités de l'indice (au niveau des gravures, $|\nabla \cdot n^2 \cdot E| \ll |E|_{\max}^2$).

Pour l'étude des guides d'onde bidimensionnels, les méthodes d'analyses différentielles numériques sont généralement utilisées. De nombreuses techniques de calcul se sont développées à partir des années 50 pour résoudre des équations à dérivées partielles (*partial differential equations* ou *pde* en anglais). Parmi elles, citons la méthode des différences finies (FDM), la méthode des éléments finis (FEM), la méthode des moments (MM), la méthode de propagation de l'onde (BPM) et la méthode des différences finies résolues dans le temps (FDTD). Le développement de l'informatique et l'apparition de calculateurs puissants a permis de rendre ces techniques très fiables et de les inclure dans des logiciels d'analyse numérique, permettant de traiter de nombreux systèmes physiques. Le lecteur intéressé pourra consulter les références [Taflove-Hagness00], [Sadiku01].

La résolution d'équations à dérivées partielles par les méthodes d'analyse numérique évoquées ci-dessus sont toutes basées sur une discrétisation par maillage de l'espace considéré (ou/et du temps pour les problèmes de propagation d'onde). La précision du calcul dépend de la densité de points ou de sous régions discrétisant le système considéré, la solution numérique exacte étant associée à une densité infinie. La limite en précision de ces méthodes de calculs est évidemment subordonnée aux performances de calculs des ordinateurs utilisés (capacité de la mémoire de stockage de données et vitesse de calculs). Dans la pratique, pour limiter les temps de calculs et augmenter leur précision, on prend soin de minimiser la taille des systèmes considérés en tenant compte de leurs éventuelles symétries et on diminue si possible la densité de points du maillage dans les régions du système où il n'y a pas de solution.

Pour l'analyse du guide bidimensionnel, un logiciel résolvant des équations à dérivées partielles par la méthode des éléments finis a été utilisé. Par rapport à la méthode des différences finies, cette méthode est plus compliquée à programmer, mais elle s'avère plus puissante pour résoudre des problèmes dans des systèmes à géométrie complexe ou composés de milieux inhomogènes.

L'analyse d'un problème donné se résout en quelques étapes :

- Définition de la géométrie du système considéré
- Définition des conditions aux limites sur chaque contour de la géométrie définie
- Discrétisation du système considéré en un nombre fini de sous régions par maillage triangulaire
- Construction d'un système d'équations algébriques
- Résolution du système d'équations obtenu

L'utilisation de la méthode des éléments finis demande une attention particulière sur la discrétisation du système considéré en sous-domaines. Dans le cas des guides d'onde, on veille à avoir un nombre convenable de sous régions dans les couches peu épaisses introduisant une forte discontinuité de l'indice de réfraction dans le système (une couche métallique par exemple). Un algorithme de maillage triangulaire inclus dans le logiciel utilisé permet de subdiviser à convenance la géométrie du système. Nous avons représenté sur la Figure II-7 un exemple de maillage effectué sur le guide ruban réalisé dans nos lasers par gravure chimique. Dans nos simulations numériques, la considération des symétries du guide permet de réduire de moitié la géométrie analysée.

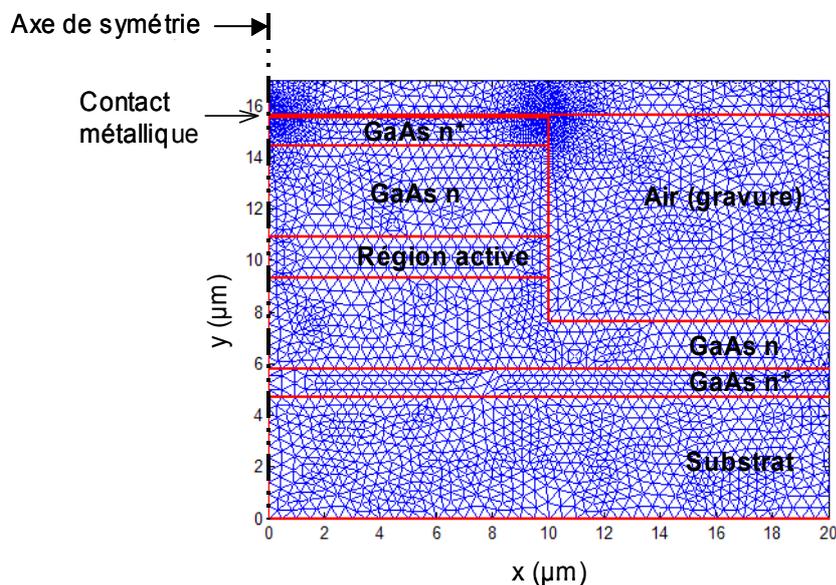


Figure II-7 : Maillage triangulaire du guide ruban réalisé dans nos LCQ. La largeur du ruban est 20 μ m.

A partir de cette discrétisation spatiale du guide et des conditions aux limites imposées par le problème, le programme construit un système d'équations algébriques pour résoudre les équations de Maxwell. Par souci de concision, l'analyse numérique détaillant la MEF ne sera pas présentée ici. Parmi les nombreux ouvrages présentant la MEF, on peut conseiller la

lecture de la référence [Sadiku01]. Pour une longueur d'onde λ donnée, le programme donne l'indice effectif complexe et la distribution spatiale du champ électrique pour chacun des modes guidés vers lequel il a convergé. Pour un mode donné, nous pouvons alors calculer son facteur de recouvrement, ses pertes grâce à la partie complexe de son indice effectif (cf.Eq. II-8), et donc son facteur de mérite. Nous avons représenté sur la Figure II-8 la distribution normalisée de l'intensité du mode fondamental guidé dans le guide ruban présenté en Figure II-7 avec $\lambda=9,4\mu\text{m}$. Les pertes de ce mode sont de 17cm^{-1} et le facteur de recouvrement avec la zone active est calculé à 28%. Ces valeurs sont similaires à celles que nous trouvons en étudiant le guide dans la direction verticale par la méthode des matrices de transfert. A $\lambda=9,4\mu\text{m}$, le mode bidimensionnel n'est pas fortement contraint dans la direction latérale : le ruban considéré mesurant $20\mu\text{m}$ de large, on a $\lambda/2n_{\text{eff}} \cong 9,4/(2 \times 3,2) \ll 20\mu\text{m}$, n_{eff} étant l'indice effectif (réel) du mode. Dans ce cas, nous pourrions donc nous contenter de la méthode des matrices de transfert pour analyser un guide ruban. La méthode des éléments finis devient utile lorsque la largeur du guide ruban est de l'ordre de λ , alors que le mode commence à baver hors du ruban. Elle est indispensable pour étudier des guides qui, dans la direction latérale, présentent une forte discontinuité de l'indice, comme les guides à plasmon de surface par exemple qui utilisent du métal, ou les dispositifs qui présentent une variation périodique d'indice dans cette direction comme les guides ARROW (pour « *Anti Resonant Reflecting Optical Waveguides* » en anglais) [Duguay86] [Gheler94] [Mawst92], les lasers α -DFB (pour « *distributed feedback* », lasers à contre-réaction répartie α) [Bartolo00] ou les cristaux photoniques [Painter99].

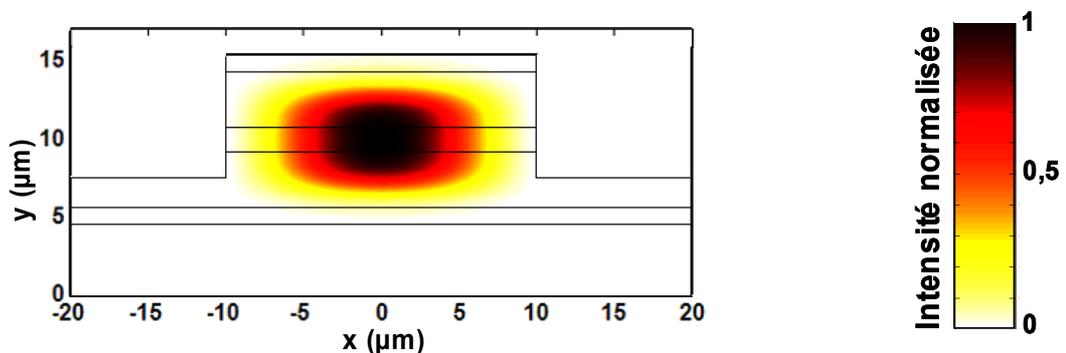


Figure II-8 : Distribution normalisée de l'intensité du mode fondamental guidé dans le guide ruban présenté en Figure II-7, avec $\lambda=9,4\mu\text{m}$.

V. Guides d'onde utilisés dans les LCQ en GaAs/AlGaAs

V.1. Guides renforcés par plasmons (*plasmon enhanced waveguide*)

Les guides renforcés par plasmons ont été introduits en 1995 dans des LCQ AlInAs/GaInAs émettant à $8,4\mu\text{m}$ [Sirtori95]. Le principe de ce guide est d'utiliser des couches de semiconducteur très dopées pour réaliser les couches de confinement. Comme on a pu le voir précédemment, l'indice de réfraction d'un matériau connaît une forte dispersion proche de sa fréquence plasma (cf. Figure II-5). En jouant sur le taux de dopage d'un semiconducteur donné, on peut faire varier sa fréquence plasma et la rapprocher des fréquences du moyen infrarouge. Dans le cas des LCQ, on dope fortement les couches de confinement pour que leur fréquence plasma se rapproche de la fréquence d'émission du laser ; on diminue alors leur indice de réfraction pour confiner la lumière émise dans la zone active. Les pertes par absorption par porteurs libres sont très importantes dans ce type de guide d'onde puisque la réduction de la partie réelle de l'indice de réfraction s'accompagne, en contrepartie, de l'augmentation de sa partie imaginaire (cf. Figure II-5 et Figure II-9 p.75). Pour pallier ce problème, une couche de semiconducteur peu dopée est interposée entre la couche très dopée et la zone active du laser. Cette couche permet d'une part, de réduire le recouvrement du mode guidé dans la couche de confinement fortement absorbante et d'autre part, de renforcer l'indice du cœur du guide (son indice étant légèrement plus élevé que celui de la région active) pour augmenter le confinement du mode guidé. L'optimisation de ce type de guide consiste à faire varier l'épaisseur de cette couche « tampon » ainsi que l'épaisseur et le dopage de la couche fortement dopée. L'influence de ces paramètres sera présentée dans le paragraphe suivant.

Le guide renforcé par plasmons est couramment utilisé dans les LCQ émettant dans le moyen infrarouge ; la littérature fait état de son usage à des longueurs d'onde allant de $4,3$ à $17\mu\text{m}$, dans les LCQ en AlInAs /GaInAs et en GaAs/AlGaAs. Dans les LCQ en GaInAs/AlInAs, le substrat en InP est utilisé comme couche diélectrique de confinement inférieure ; le confinement renforcé par plasmons est utilisé dans la partie supérieure du guide pour éviter le couplage entre le mode diélectrique et le mode de surface plasmon existant au niveau de la couche de contact métallique du laser.

Dans les LCQ en GaAs/AlGaAs émettant dans le moyen IR ($\sim 10\mu\text{m}$), le confinement renforcé par plasmons est réalisé de part et d'autre de la zone active. On peut distinguer 2 types de guides : le guide en $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$ renforcé par plasmons et le guide en GaAs renforcé par plasmons.

a. Le guide en Al_{0,9}Ga_{0,1}As renforcé par plasmons

La Figure II-9 représente le guide d'onde utilisé dans le premier laser réalisé en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda=9,4\mu\text{m}$ [Sirtori98a]. Le cœur du guide est constitué de la zone active, de GaAs dopé Si ($n_e=4.10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Les couches de confinement sont composées d'Al_{0,9}Ga_{0,1}As ($n_e=4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) et de couches de GaAs fortement dopées Si : d'un côté le substrat en GaAs ($n_e=3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et de l'autre, une couche de contact en GaAs ($n_e=9.10^{18} \text{ cm}^{-3}$). La couche fortement dopée permet de renforcer le confinement du mode, préalablement assuré par la couche d'Al_{0,9}Ga_{0,1}As ; l'épaisseur de la couche d'Al_{0,9}Ga_{0,1}As peut ainsi être réduite ce qui permet de limiter la résistance série du dispositif et de diminuer les contraintes dues au désaccord de maille entre l'Al_{0,9}Ga_{0,1}As et le GaAs. Le profil en intensité du mode fondamental est représenté Figure II-9a ; le facteur de recouvrement Γ du mode avec la région active est de 42%, les pertes valent $\alpha=11 \text{ cm}^{-1}$ et le facteur de mérite vaut donc $\chi=3,8$ (calculés par la méthode des matrices de transfert).

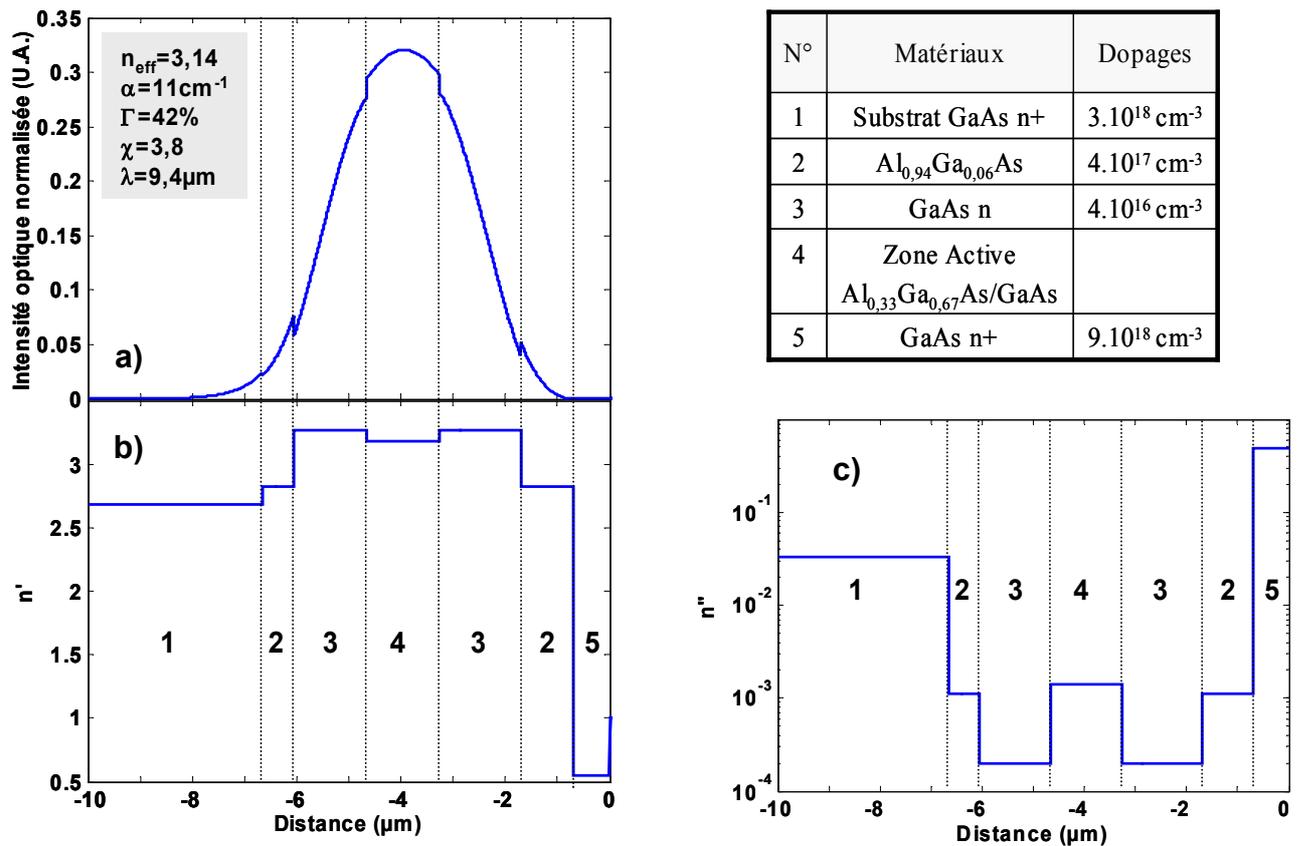


Figure II-9 : Guide d'onde renforcé par plasmons avec de l'Al_{0,9}Ga_{0,1}As, d'après la référence [Sirtori 98a]. La figure a) représente le profil du mode fondamental guidé, déterminé grâce à la méthode des matrices de transfert. Les parties b) et c) représentent respectivement les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction de chaque couche. La composition du guide est donnée dans le tableau apposé.

b. Le guide en GaAs renforcé par plasmons

Un autre guide, représenté sur la Figure II-10, a été réalisé en 1999 dans un LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$ [Sirtori99]. C'est aujourd'hui le guide communément utilisé dans les LCQ en GaAs/AlGaAs émettant dans le moyen IR. Par rapport au guide précédent, la structure n'a plus de couche d' $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$ et seules les couches de GaAs dopées ($n_e = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) assurent le confinement. Pour limiter la pénétration du mode guidé dans ces couches et donc les pertes, les couches de GaAs du cœur sont épaisses ($3,5\mu\text{m}$ au lieu de $1,5\mu\text{m}$ pour le guide précédent). Le facteur de recouvrement du mode avec la région active vaut 31% et les pertes sont de 16cm^{-1} et le facteur de mérite $\chi = 1,9$, soit 2 fois plus petit que celui du guide précédent. Ce guide s'est néanmoins imposé dans les LCQ en GaAs par ses avantages conceptuels et la démonstration de meilleures performances (cf. aussi chapitre III).

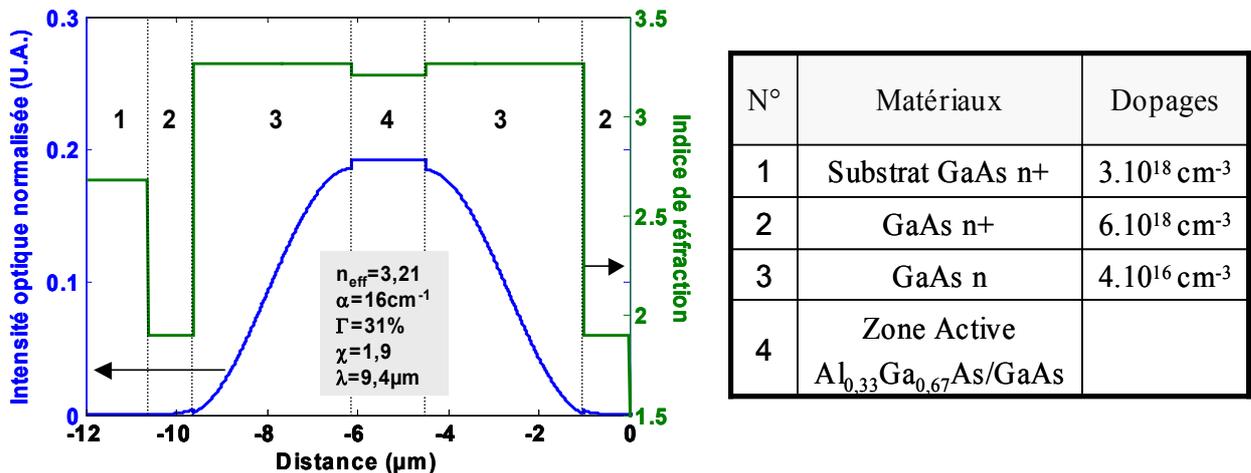


Figure II-10 : Guide d'onde en GaAs renforcé par plasmons dans un LCQ en GaAs/AlGaAs. Le profil du mode est représenté en bleu, l'indice de chaque couche, en vert. Ce guide est uniquement composé de GaAs, sa composition est donnée dans le tableau apposé.

Les guides renforcés par plasmons ont été utilisés récemment dans les LCQ en InAs/AlSb émettant aux longueurs d'onde $\lambda \sim 9-10\mu\text{m}$ [Ohtani03], $\lambda \sim 6,4\mu\text{m}$ [Teissier03] et $\lambda \sim 4,5\mu\text{m}$ [Teissier04] ainsi que dans les LCQ en InGaAs/AlAsSb émettant à $\lambda \sim 4-5,3\mu\text{m}$ [Revin04]; leur intérêt a été ainsi démontré pour des lasers émettant dans le moyen-infrarouge. Toutefois, lorsque la longueur d'onde devient grande, les pertes dues à l'absorption par porteurs libres augmentent et les performances de ce guide se dégradent. De plus, les épaisseurs de couches nécessaires deviennent importantes et l'épaisseur totale du dispositif requiert alors des temps de croissance considérables. Des dispositifs utilisant des modes plasmons de surface ont été mis au point pour pallier ces contraintes.

V.2. Guides à plasmon de surface

Le guide à plasmon de surface a été utilisé pour la première fois dans les LCQ en 1998 dans des structures en InGaAs/AlInAs émettant à 8 et 11,4 μm [Sirtori98b]. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe III.2, une onde électromagnétique polarisée TM peut se propager à l'interface de 2 matériaux dont les constantes diélectriques sont de signes opposés. Pour réaliser ce guide, on dépose donc une couche métallique juste au-dessus de la zone active (cf. Figure II-11). Malgré des pertes importantes dues à la pénétration du mode dans le métal (30-50 cm^{-1}), la décroissance exponentielle de l'onde de surface garantit un fort facteur de recouvrement ($\Gamma \sim 60-80\%$) et donc le facteur de mérite χ reste raisonnable.

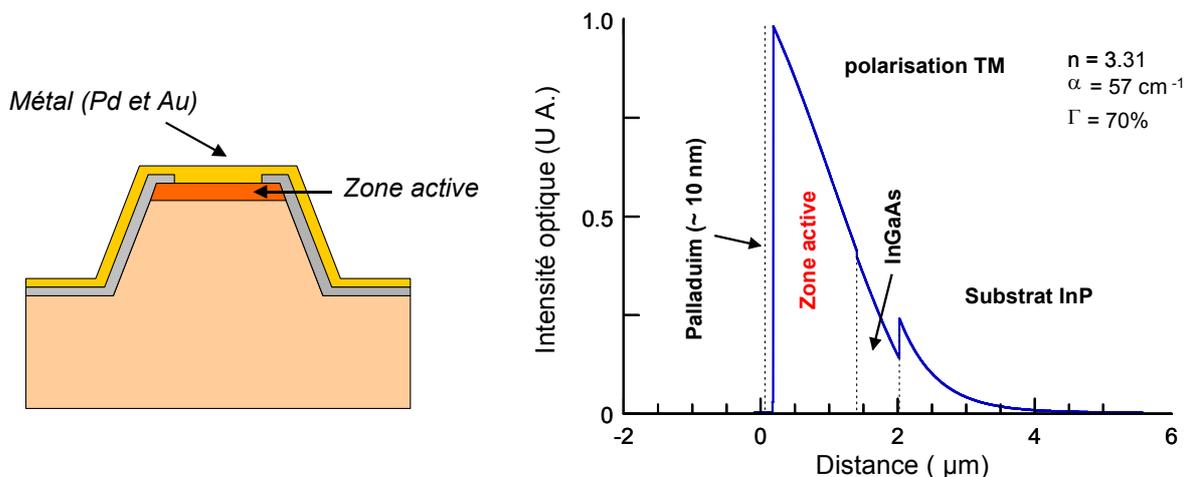


Figure II-11 : Guide à plasmon de surface. A gauche, schéma du dispositif réalisé ; à droite, profil du mode plasmon de surface dans la direction verticale.

Comme nous l'avons vu précédemment (cf. Eq. II-42), le choix du métal est capital pour limiter les pertes du guide. Dans la référence [Sirtori98b], l'or et le platine sont utilisés pour réaliser le guide à plasmon de surface. Les lasers étaient gravés en ruban de 10 à 20 μm de large, puis recouverts d'une couche isolante de Si_3N_4 , avec une ouverture sur le dessus pour le contact métallique où apparaît le mode de plasmon de surface. Le platine a été utilisé sur un LCQ émettant à $\lambda=11,4\mu\text{m}$, et l'or sur un LCQ émettant à $\lambda=8\mu\text{m}$.

Le guide a été réalisé par la suite dans des LCQ sur InP émettant entre 17 et 24 μm [Tredicucci00aetb] [Colombelli01aetb] ainsi que dans les LCQ en GaAs émettant à 23 μm [Ulrich02]. Expérimentalement, les performances des LCQ utilisant ces guides sont moins bonnes que les espérances théoriques escomptées. On attribue ces fortes disparités au fait que d'une part, l'indice des métaux est mal connu dans le moyen infrarouge et que, d'autre part, la qualité du dépôt du métal ne garantit pas une interface homogène avec le diélectrique.

Un autre type de guide utilisant les modes plasmons de surface est présenté dans la référence [Colombelli01a] pour un LCQ InGaAs/AlInAs émettant à $21,5\mu\text{m}$. La zone active du LCQ est interposée entre du métal et une couche d'InGaAs très dopée, au point d'avoir des propriétés métalliques. Il se forme alors un mode composé de deux plasmons de surface de part et d'autre de la zone active. On arrive ainsi à concentrer la quasi totalité de la lumière émise dans la zone active ($\Gamma\sim 98\%$). Expérimentalement, ce type de guide souffre des pertes dues à la pénétration du mode dans la couche d'InGaAs fortement dopée, en plus des pertes précédemment évoquées. Ce type de guide a par la suite été réalisé avec succès dans des lasers émettant à $19\mu\text{m}$, $21\mu\text{m}$ et $24\mu\text{m}$ [Unterrainer02].

Les pertes d'un mode de plasmon de surface variant en $1/\lambda$ (cf. Eq. II-42), les guides à plasmon de surface sont d'autant plus intéressants que la longueur d'émission du LCQ est grande ; ils tiennent aujourd'hui un rôle privilégié pour les LCQs émettant dans la gamme THz. Notons que dans le cas des LCQ THz, nous pouvons réaliser des dispositifs sans aucune gravure pour assurer le confinement du mode dans la direction latérale, contrairement aux dispositifs présentés précédemment [Alton05]. Le mode de plasmon de surface est en fait intrinsèquement guidé latéralement par le ruban métallique de $120\mu\text{m}$ de large, comme on peut le voir sur la Figure II-12.

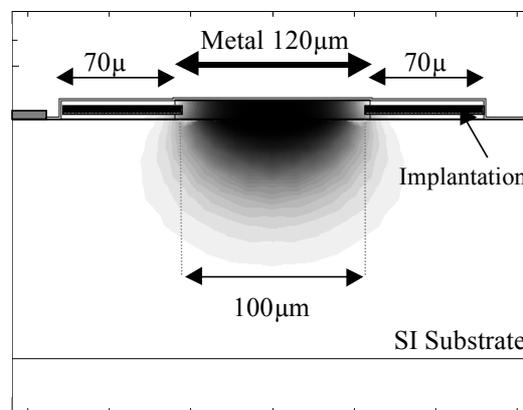


Figure II-12 : Vue transversale d'un guide à plasmon de surface utilisé dans les LCQ émettant dans la gamme spectrale THz. Le profil du mode est déterminé par la méthode des éléments finis. Le mode de surface est également confiné latéralement par le ruban métallique.

VI. Le guide en GaAs renforcé par plasmons

Dans cette dernière partie, le guide en GaAs renforcé par plasmons, classiquement utilisé dans les LCQ en GaAs, va être étudié pour un laser émettant à $\lambda \sim 9,4 \mu\text{m}$ à l'aide de la méthode des matrices de transfert ; en faisant varier les paramètres du guide, on va étudier l'évolution des caractéristiques du mode fondamental guidé et montrer ainsi quelles sont les limitations d'un tel guide.

VI.1. Structure du guide en GaAs renforcé par plasmons

La structure du guide en GaAs renforcé par plasmons est la même que celle de la référence [Page01a]. Le guide est identique à celui présenté en Figure II-10, hormis la zone active qui utilise des barrières en $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ (au lieu d' $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,66}\text{As}$). L'épaisseur et l'indice de réfraction de chaque couche du guide sont répertoriés dans le Tableau II-1 ci-dessous :

Matériaux	Epaisseurs	Indices de réfraction	Dopages Si (cm^{-3})
Couche de contact en Au	100nm	10 – 50i	-
Couches GaAs fortement dopées	1 μm	2,449 – 481.10 ⁻⁴ i	4.10 ¹⁸
Couches de GaAs dopées	3,5 μm	3,267 – 2.10 ⁻⁴ i	4.10 ¹⁶
Région Active (équivalente à $\text{Al}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$)	1,63 μm	3,176 – 14.10 ⁻⁴ i	1,7.10 ¹⁷
Substrat GaAs fortement dopé	300 μm	2,679 – 330.10 ⁻⁴ i	3.10 ¹⁸

Tableau II-1 : Structure du guide en GaAs renforcé par plasmons pour un LCQ émettant à 9,4 μm (d'après la référence [Page01]).

L'indice des couches dopées en GaAs et en AlGaAs est calculé par le Modèle de Drude, à partir des indices de réfraction des couches non dopées rapportés dans la référence [Palik85]. Le temps de diffusion τ des électrons, dépendant du taux de dopage du matériaux, est pris comme :

$$\tau = 0,2 \text{ ps pour } N < 10^{17}$$

$$\tau = 0,15 \text{ ps pour } 10^{17} < N < 10^{18}$$

$$\tau = 0,1 \text{ ps pour } N > 10^{18}$$

Compte tenu de la longueur d'onde du laser, la zone active est représentée par une seule couche d'épaisseur 1,63 μm . Son indice est calculé en faisant la moyenne des indices des couches la constituant. Cette couche peut être aussi considérée comme une couche équivalente d' $\text{Al}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ dopée Si à $1,7.10^{17} \text{cm}^{-3}$.

VI.2. Optimisation et limites du guide en GaAs renforcé par plasmons

Le profil du mode fondamental associé au guide en GaAs renforcé par plasmons est déterminé par la méthode des matrices de transfert. Pour le guide optimisé présenté précédemment, le facteur de recouvrement du mode avec la région active est calculé à 28% et ses pertes valent 17 cm^{-1} . Les caractéristiques du mode guidé vont être étudiées en fonction de l'épaisseur et du dopage de la couche en GaAs fortement dopée, et en fonction de l'épaisseur de la couche intermédiaire en GaAs peu dopée. Pour cette étude, la méthode des matrices de transfert est appliquée dans une boucle de calculs dans laquelle l'un des paramètres cités précédemment est modifié à chaque itération.

a. Evolution du mode guidé en fonction de l'épaisseur de la couche GaAs très dopée

Le profil en intensité du mode fondamental guidé est représenté sur la Figure II-13 pour deux épaisseurs de la couche de GaAs très dopée. Ces graphes illustrent l'influence néfaste que peut avoir la couche métallique du contact supérieur sur ce mode : si l'épaisseur de la couche de GaAs est insuffisante, le mode fondamental se couple avec un mode de surface de type plasmon pour devenir, à $d=0\mu\text{m}$, purement plasmonique.

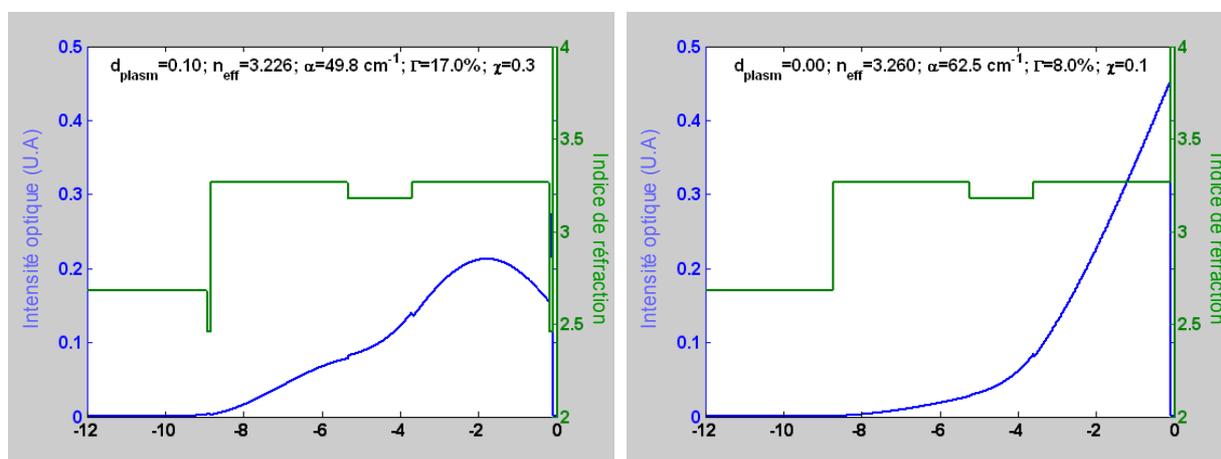


Figure II-13 : Mise en évidence du couplage du mode guidé avec un mode plasmon de surface par l'observation du profil en intensité du mode guidé pour 2 épaisseurs des couches de GaAs fortement dopées ($d=0,1$ et $0\mu\text{m}$)

Le changement de la nature du mode guidé est visible sur les courbes a) b) et c) de la Figure II-14. Elles représentent les variations des caractéristiques du mode en fonction de l'épaisseur des couche de GaAs très dopée. L'épaisseur des couches de GaAs peu dopées est fixée à $3,5\mu\text{m}$. Pour $d < 1\mu\text{m}$, lorsque d diminue, les caractéristiques n_{eff} , Γ , α et χ du mode

fondamental évoluent vers celles du mode plasmon de surface (indiquées sur la Figure II-13). Le mode plasmon de surface se propage à l'interface du métal et de la couche peu dopée ($d \sim 0 \mu\text{m}$) ; son profil en intensité est exponentiellement décroissant et il est principalement localisé dans la couche de GaAs peu dopé ; son indice effectif se rapproche donc de l'indice de réfraction de cette couche (cf. Figure II-14a)) et son recouvrement avec la zone active est faible (cf. Figure II-14b)). Ses pertes sont par contre élevées (cf. Figure II-14b)), la couche de métal étant fortement absorbante. La Figure II-14c) représente les variations du facteur de mérite du mode guidé et souligne l'importance d'avoir dans ce guide des couches de GaAs fortement dopées suffisamment épaisses pour éviter les couplages avec des plasmons de surface. Pour une épaisseur de $1 \mu\text{m}$, épaisseur retenue dans nos guides, ces effets de couplage sont suffisamment faibles pour être négligés.

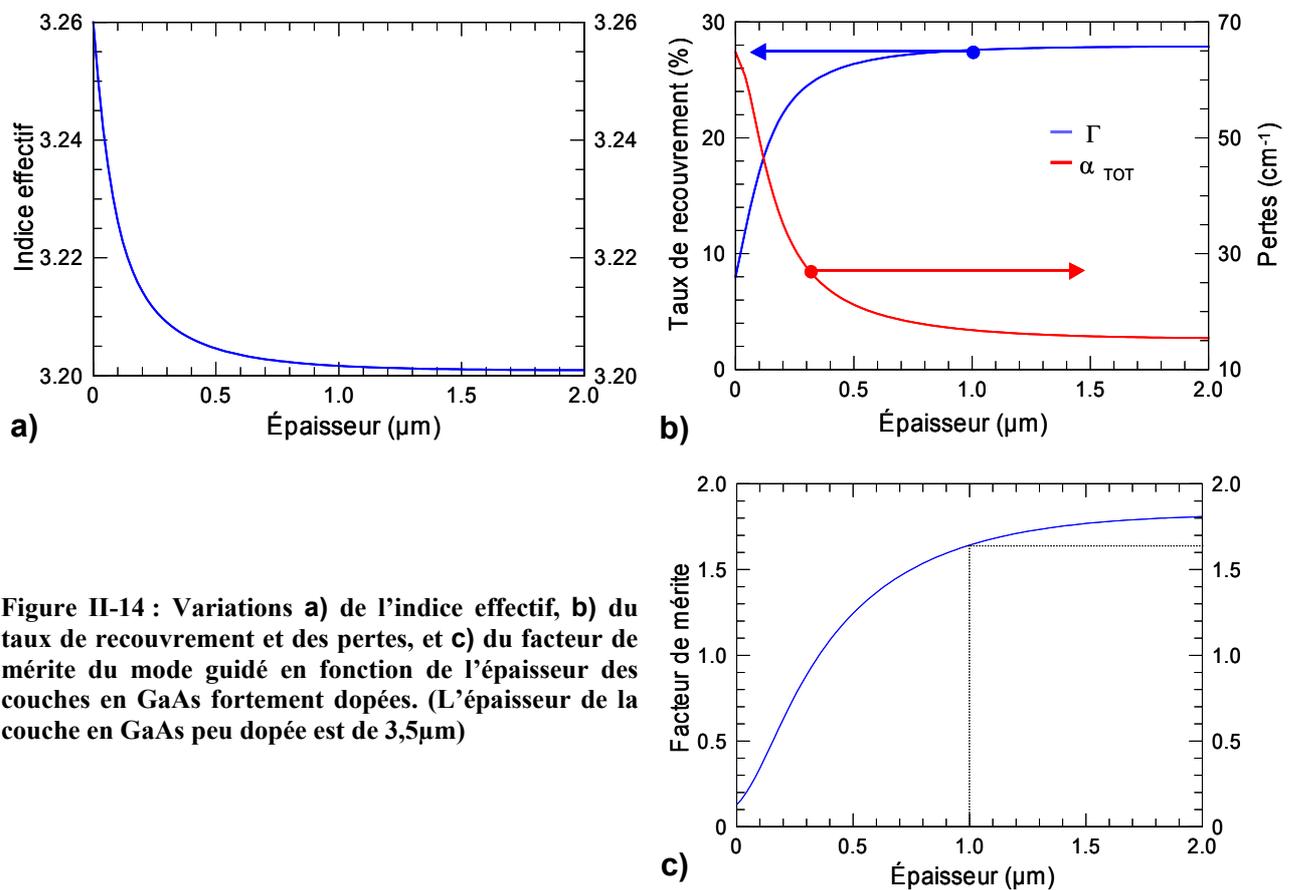


Figure II-14 : Variations a) de l'indice effectif, b) du taux de recouvrement et des pertes, et c) du facteur de mérite du mode guidé en fonction de l'épaisseur des couches en GaAs fortement dopées. (L'épaisseur de la couche en GaAs peu dopée est de $3,5 \mu\text{m}$)

b. Evolution du mode guidé en fonction de l'épaisseur de la couche GaAs peu dopée

Le profil en intensité normalisée du mode fondamental guidé est représenté sur la Figure II-15 pour deux épaisseurs de la couche de GaAs intermédiaire peu dopée séparant la zone active des couches fortement dopées ; la première épaisseur, $d=3,5\mu\text{m}$, est celle utilisée dans nos guides, la deuxième, $d=1\mu\text{m}$, permet de visualiser le changement du profil du mode, qui pénètre davantage dans les couches dopées.

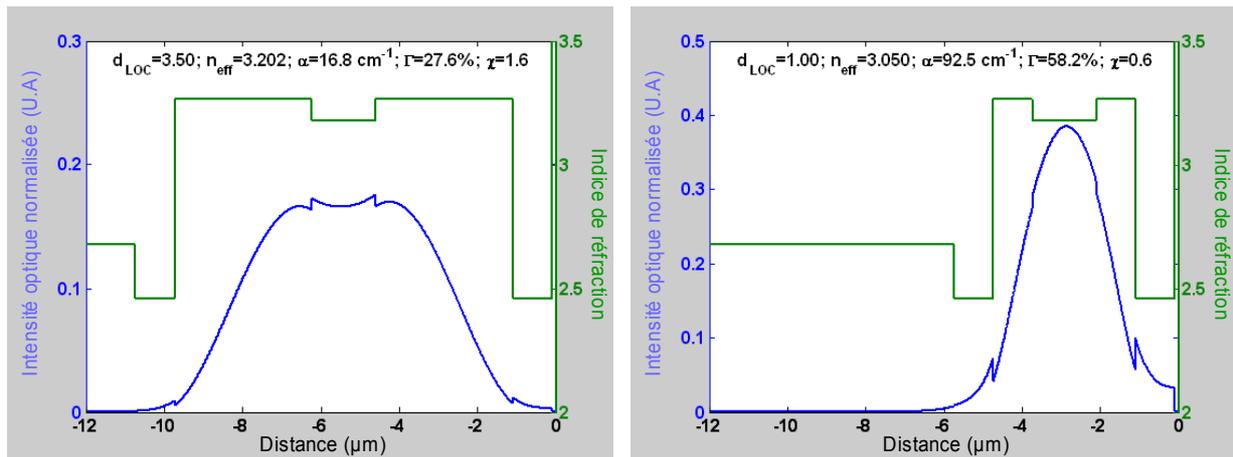


Figure II-15: Profil en intensité normalisée du mode fondamental guidé pour 2 épaisseurs de couche de GaAs peu dopée ($d=3.5$ et $d=1\mu\text{m}$).

L'évolution des caractéristiques du mode guidé en fonction de l'épaisseur de cette couche est représentée sur la Figure II-16. La Figure II-16a) représente les variations du facteur de recouvrement et la Figure II-16b) l'évolution des pertes modales internes. Sans la couche de GaAs, près de 50% de la puissance du mode guidé fuit dans les couches très dopées ainsi que dans le substrat. Par conséquent, malgré le bon taux de recouvrement du mode dans la zone active ($\Gamma \sim 55\%$), les pertes du mode sont considérablement élevées ($\alpha > 350\text{cm}^{-1}$). En introduisant la couche de GaAs dans le guide, les pertes diminuent à mesure que le mode est de plus en plus confiné dans le cœur du guide, alors composé de la zone active et des couches de GaAs peu dopées. Le taux de recouvrement du mode dans la zone active augmente dans un premier temps (de 55% à 63%) : l'indice de réfraction de la couche de GaAs peu dopée est légèrement supérieur à celui la zone active, ce qui renforce le contraste d'indice entre le cœur et les couches de confinement du guide. Par la suite, le recouvrement du mode dans la zone active diminue avec l'épaisseur de la couche : le mode guidé s'étale d'autant plus que le cœur du guide est grand. Aussi, la proportion du mode dans la région active (qui est de dimension finie !) diminue-t-elle en conséquence.

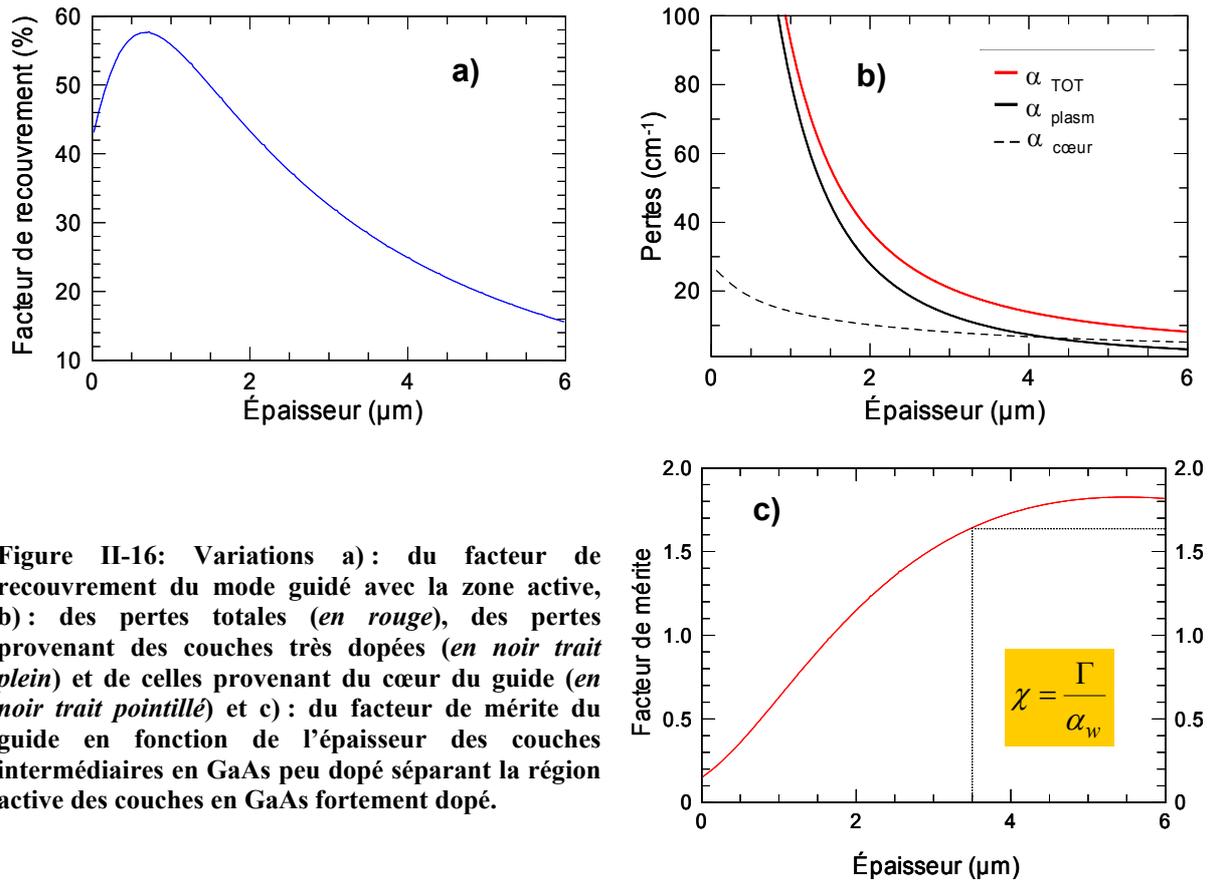


Figure II-16: Variations a): du facteur de recouvrement du mode guidé avec la zone active, b): des pertes totales (en rouge), des pertes provenant des couches très dopées (en noir trait plein) et de celles provenant du cœur du guide (en noir trait pointillé) et c): du facteur de mérite du guide en fonction de l'épaisseur des couches intermédiaires en GaAs peu dopé séparant la région active des couches en GaAs fortement dopé.

Sur la Figure II-16b) sont également précisées les contributions des couches de GaAs fortement dopées (trait noir plein) et du cœur (trait noir pointillé) aux pertes du guides. Ces courbes soulignent clairement la contribution principale des couches à fort taux de dopage sur les pertes totales du guide, l'absorption par porteurs libres y étant très élevée (cf.II.3.b et Tableau II-1). Le niveau de pertes introduites varie proportionnellement avec le recouvrement du mode guidé dans les couches et lorsque le champ pénètre peu dans les couches fortement dopées, les contributions aux pertes de ces couches s'amointrissent devant celles provenant du cœur ; pour des épaisseurs de GaAs d'environ $4\mu\text{m}$, ces deux contribution aux pertes sont comparables et valent chacune $\sim 7\text{cm}^{-1}$.

L'analyse des courbes des Figure II-16a) et b) montre les enjeux de l'optimisation du guide renforcé par plasmons. Dans le but diminuer les densités de courant de seuil, un compromis doit être trouvé pour construire un guide garantissant un bon taux de recouvrement du mode avec la zone active ainsi que des pertes raisonnables. La Figure II-16c) représente les variations du facteur de mérite du guide. Le facteur d'optimisation augmente avec l'épaisseur de la couche de GaAs peu dopée, à mesure que les pertes du guide diminuent. Il atteint sa valeur optimale aux alentours de $6\mu\text{m}$ où χ vaut alors $\sim 1,9$, avec $\Gamma \sim 16\%$ et $\alpha = 8,4\text{cm}^{-1}$. Pour

l'optimisation des guides d'onde, nous devons également prendre en compte les paramètres inhérents à la faisabilité et à la fonctionnalité des dispositifs. En particulier, la taille totale des dispositifs est limitée à environ $10\mu\text{m}$, afin de ne pas dégrader la résistance thermique du dispositif et de garantir des temps de croissance raisonnables, les vitesses de dépôt par EJM étant de l'ordre de $0,5\mu\text{m}/\text{heure}$. L'épaisseur de $3,5\mu\text{m}$ a été retenue, valeur pour laquelle le facteur de mérite χ vaut encore 1,7, avec un recouvrement de 28% et des pertes de 17 cm^{-1} .

c. Evolution du mode guidé en fonction du dopage de la couche GaAs très dopée

Les guides renforcés par plasmons tirent parti de la dispersion anormale de l'indice de réfraction des semiconducteurs fortement dopés au voisinage de leur fréquence plasma. La valeur de la fréquence plasma étant liée aux taux de dopage des couches (cf. II.3.b), les caractéristiques des modes guidés en dépendent également. La Figure II-17 représente les variations des pertes, du taux de recouvrement et du facteur de mérite du mode fondamental du guide GaAs renforcé par plasmons, en fonction de l'épaisseur de la couche intermédiaire en GaAs pour quatre valeurs du taux de dopage, $n_e=10^{18}$, $2\cdot 10^{18}$, $4\cdot 10^{18}$ et $6\cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$.

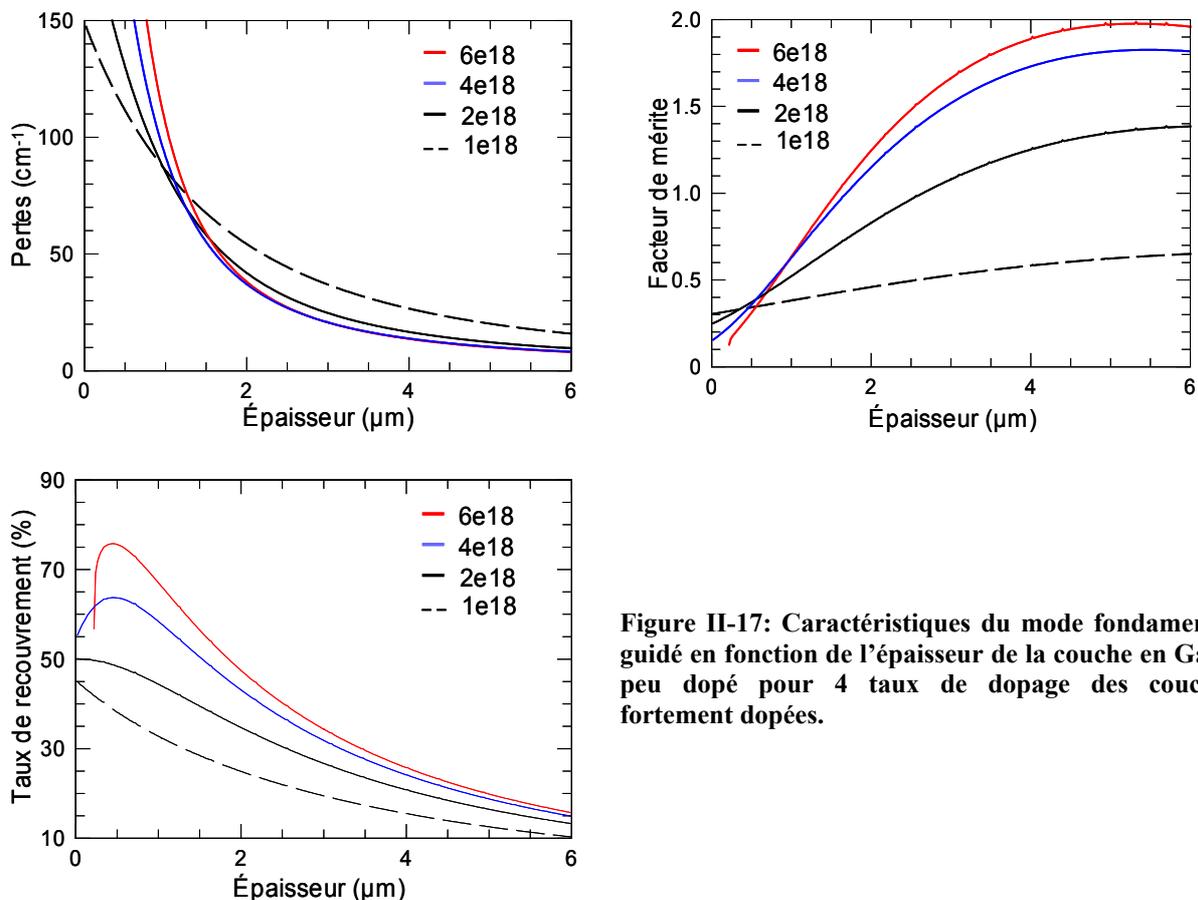


Figure II-17: Caractéristiques du mode fondamental guidé en fonction de l'épaisseur de la couche en GaAs peu dopé pour 4 taux de dopage des couches fortement dopées.

A mesure que le taux de dopage augmente, l'indice de réfraction de la couche de confinement diminue et le facteur de recouvrement augmente en conséquence. Par contre, les pertes dues à l'absorption par porteurs libres deviennent plus intenses dans les couches dopées.

Les pertes subies par le mode guidé sont comparables pour des épaisseurs $d \sim 1,2 \mu\text{m}$ de GaAs peu dopé pour lesquelles elles valent $\alpha \sim 75 \text{cm}^{-1}$. En deçà de cette épaisseur, le mode est de plus en plus localisé dans les couches dopées et ses pertes sont d'autant plus grandes que le dopage est élevé. Au-delà de $d \sim 1,2 \mu\text{m}$, les pertes du mode sont comparables, hormis pour un dopage n_e de 10^{18}cm^{-3} . Pour ce dernier taux de dopage, le confinement du mode dans le cœur du guide n'est pas suffisant et son recouvrement dans les couches dopées reste important.

Le facteur de mérite du mode, qui varie en conséquence des comportements décrits précédemment, est d'autant plus grand que le dopage est élevé. Cependant, pour des valeurs de dopage élevées, on peut noter que le facteur de mérite n'augmente plus beaucoup avec le dopage. Par ailleurs, les limites en taux de dopage par EJM sont estimées à $n_e \sim 4 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. C'est pourquoi cette valeur a été choisie comme dopage optimal pour nos guides.

d. Modes guidés verticaux d'ordres supérieurs

Comme la longueur d'onde du laser dans le dispositif ($\lambda/n_{\text{eff}} \sim 3 \mu\text{m}$) est bien plus petite que la taille du cœur du guide (Zone active + GaAs peu dopé : $8,6 \mu\text{m}$), plusieurs modes transverses coexistent dans la direction de croissance. La Figure II-18 représente le profil en intensité normalisée des 3 premiers modes guidés dans le guide classiquement utilisé.

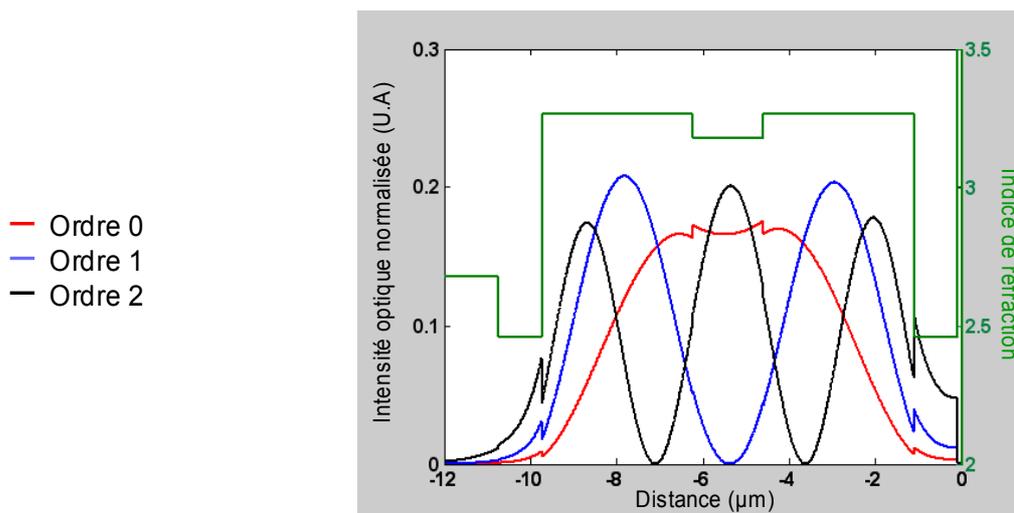


Figure II-18: Profil en intensité des trois premiers modes du guide GaAs renforcé par plasmons.

Les graphes de la Figure II-19 représentent les caractéristiques de ces trois premiers modes, lorsque l'épaisseur de la couche de GaAs peu dopée varie.

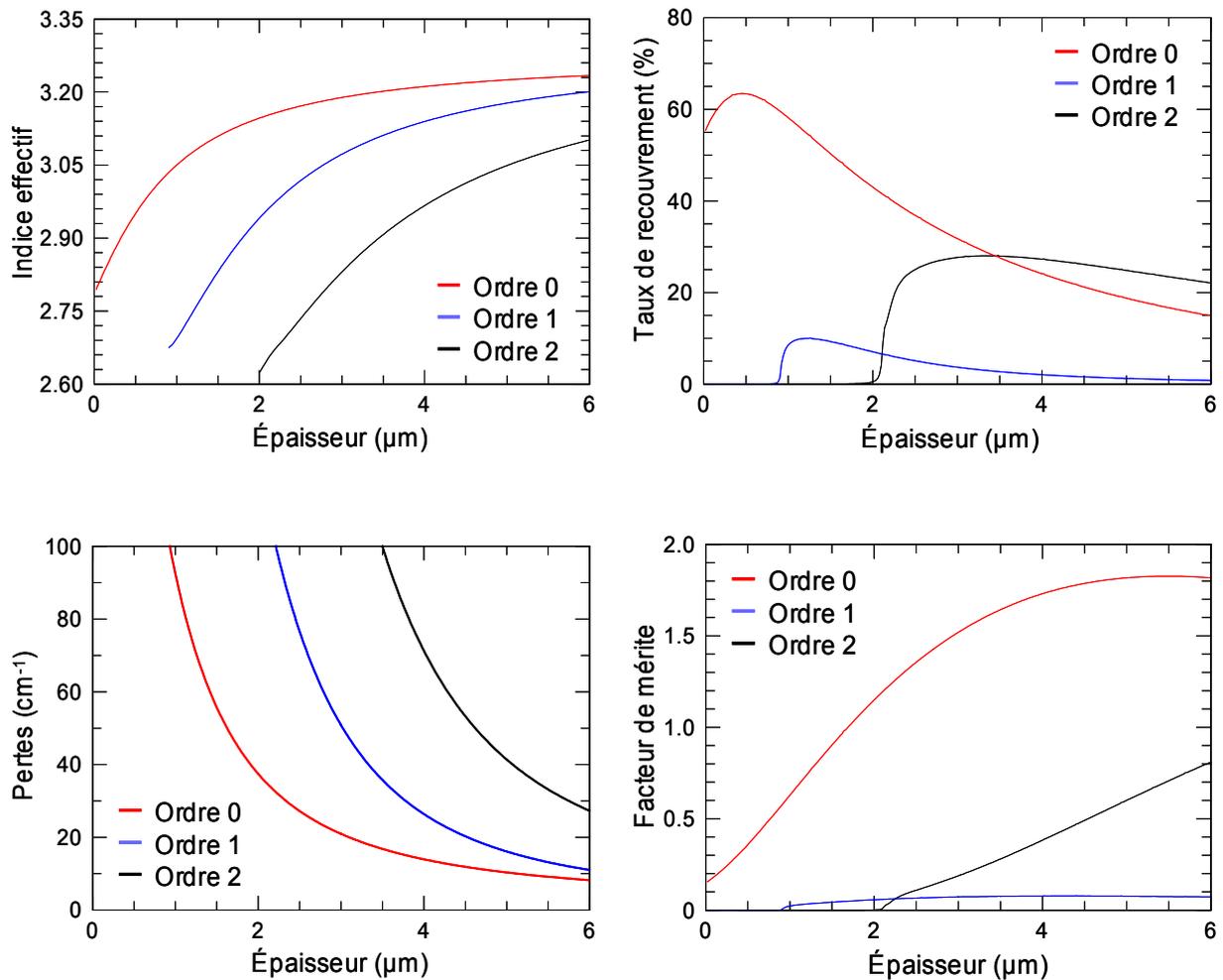


Figure II-19 : Caractéristiques des premiers modes guidés dans le guide GaAs renforcé par plasmons.

Tout d’abord, ces courbes permettent de visualiser l’apparition des modes d’ordre 1 et 2, pour les épaisseurs respectives de 1 μm et 2 μm environ. Juste en deçà de ces épaisseurs, les modes sont fuyants (*leaky modes*) et disparaissent rapidement du guide. Le mode fondamental est quant à lui constamment guidé dans la structure étudiée. Le taux de recouvrement de chaque mode avec la zone active est représenté. Du fait de sa symétrie, le mode d’ordre 1 possède un nœud dans la zone active et par conséquent, un faible taux de recouvrement. A l’inverse, le mode d’ordre 2 est lui centré sur la zone active et son taux de recouvrement devient même supérieur à celui du mode fondamental pour des épaisseurs de GaAs supérieures à 3,5 μm , où $\Gamma \sim 30\%$.

Les pertes subies par chaque mode sont également représentées ; plus l’ordre du mode est élevé et plus il s’étale dans le guide et augmente son recouvrement avec les couches très dopées. Les pertes subies par un mode sont en conséquence d’autant plus grandes que son ordre est élevé. Ceci va empêcher le mode d’ordre 2 d’osciller dans la cavité, en réalisant

ainsi un filtrage spatial. La figure représentant les variations du facteur de mérite associé à chaque mode illustre bien cette notion de filtrage par les pertes : le mode d'ordre 2 garde un facteur de mérite bien inférieur à celui du mode fondamental, alors que leur taux de recouvrement est comparable. Dans la configuration de guide classique, $\chi_2 \sim 0,3$ ($\chi_0 \sim 1,6$). Du fait de son faible taux de recouvrement, le facteur de mérite du mode d'ordre 1 ne dépasse pas 0,1. Avec ce dernier graphe, on montre que, dans la direction de croissance, le guide en GaAs renforcé par plasmons est monomode spatial.

VI.3. Conclusion

L'analyse numérique du guide en GaAs renforcé par plasmons a permis de se familiariser avec l'optimisation des guides d'onde. Cette étude a permis de comprendre les limitations d'un tel guide. Les pertes dues à l'absorption par porteurs libres, introduites essentiellement par les couches de confinement fortement dopées, restreignent le mode guidé à des facteurs de recouvrement bien inférieurs à leur valeur maximale. L'épaisseur totale des dispositifs est également un paramètre à prendre en compte pour ne pas dégrader la dissipation thermique au sein du laser. Ces contraintes limitent le choix de la structure du guide en GaAs renforcé par plasmons à la structure adoptée dans les LCQ en GaAs/AlGaAs [Sirtori99a]. Malgré les bonnes performances démontrées sur des LCQ utilisant ce guide, de nouvelles solutions doivent être proposées si l'on veut améliorer les lasers au travers de leur guide d'onde. En particulier, si nous nous fixons pour objectif de réduire le courant de fonctionnement de nos LCQ, nous devons, pour une épaisseur de guide donnée, optimiser des structures afin d'augmenter leur gain modal en diminuant leur niveau de pertes. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre III: Optimisation des Lasers à Cascade Quantique en GaAs/AlGaAs avec des guides d'onde en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et en GaInP renforcés par plasmons

I. Introduction

Depuis la réalisation en 1998 du premier LCQ dans le matériau GaAs/AlGaAs [Sirtori98a], de nombreux efforts ont été mis en œuvre pour les améliorer, tant au niveau de l'ingénierie quantique et des développements technologiques qu'à celui du guidage de la lumière dans le dispositif. Si l'on veut diminuer le courant de fonctionnement de ces lasers, l'optimisation du guide d'onde est primordiale pour augmenter le recouvrement des modes dans la zone active tout en maintenant un niveau de pertes aussi faible que possible. Le savoir-faire en terme de guide dans le proche infrarouge ($\lambda \sim 1\mu\text{m}$) peut être avantageusement utilisé dans le moyen infrarouge ($\lambda \sim 10\mu\text{m}$), en particulier dans le matériau GaAs/AlGaAs déjà très développé. Des différences physiques importantes interviennent cependant dans le moyen infrarouge, à cause des dispersions importantes que connaissent les métaux et les couches de semiconducteurs fortement dopées (résonances plasmoniques, absorption par porteurs libres). Les LCQ ont su intégrer ces particularités physiques, à l'origine rédhibitoires, pour concevoir leurs guides : le guide à onde de surface plasmon et le guide renforcé par plasmons sont des exemples de dispositifs réalisés avec succès.

Le guide en GaAs renforcé par plasmons, précédemment étudié dans le chapitre II, est le guide principalement utilisé dans les LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda \sim 10\mu\text{m}$. Malgré les bonnes performances démontrées dans les dispositifs employant ce guide, nous avons pu voir qu'il présentait des limites, essentiellement dues aux pertes par absorption par porteurs libres. Les performances obtenues avec ces guides semblent être aujourd'hui atteintes et de nouvelles solutions doivent être proposées pour améliorer les lasers via leur guide d'onde. Cette problématique fait l'objet de ce chapitre.

Pour améliorer les performances à température ambiante des LCQ en GaAs/AlGaAs, nous avons développé et étudié de nouveaux guides. Ces guides reprennent le concept du guide renforcé par plasmons avec des couches diélectriques supplémentaires pour renforcer le confinement du mode sans augmenter les pertes. Les matériaux utilisés sont l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et le GaInP accordé en maille sur le GaAs. Nous présentons dans ce chapitre l'optimisation numérique et les résultats expérimentaux obtenus avec ces guides diélectriques renforcés par plasmons.

II. Les guides en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ renforcés par plasmons

Le guide d'onde réalisé sur le premier LCQ en GaAs/AlGaAs était un guide diélectrique renforcé par plasmons avec des couches en $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$ (cf. Chapitre II et [Sirtori98a]). Le LCQ, qui faisait alors ses premiers pas, ne fonctionnait pas au dessus de 140K. Dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec des teneurs en aluminium $x > 0,22$, le dopant Silicium introduit des défauts profonds dans la bande interdite du matériau qui affectent, à basses températures, les propriétés électriques du matériau : ces pièges réduisent considérablement la quantité de porteurs dans la bande de conduction et des effets de photoconductivité permanente provoquent des comportements instables des dispositifs [Sirtori98a, Sirtori99b].

Le guide d'onde en GaAs renforcé par plasmons [Sirtori99a], s'affranchit de ces contraintes et a démontré de meilleures performances à basses températures que le guide utilisant de l' $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$. C'est pourquoi ce guide a accompagné le développement des LCQ en GaAs/AlGaAs vers un fonctionnement à températures plus élevées [Page01a, Page01b, Page04], [Pflügl03]. Aujourd'hui, les LCQ en GaAs fonctionnent couramment à température ambiante.

En considérant qu'à température ambiante, les défauts profonds présents dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec $x > 0,22$ sont ionisés, les instabilités évoquées précédemment n'ont plus lieu d'exister et l'utilisation dans le guide d'onde de couches diélectriques en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est de nouveau envisageable pour améliorer les performances à température ambiante des LCQ en GaAs/AlGaAs.

II.1. L'optimisation des guides d'onde

a. Les potentiels de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

L' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est un diélectrique intéressant pour renforcer le confinement optique dans le guide d'onde ; le contraste d'indice entre l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et le GaAs augmente avec la teneur en Aluminium. Sur la Figure III-1 sont représentées les valeurs d'indice de réfraction à $9,4\mu\text{m}$ de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ non dopé pour différentes teneurs en Aluminium d'après la référence [Palik85]. A $9,4\mu\text{m}$, le contraste entre l'AlAs et le GaAs non dopés vaut 0,46. Les indices des matériaux dopés ont été calculés par le modèle de Drude. Dans nos simulations numériques, nous avons utilisé une interpolation polynomiale (d'ordre 4) de ces données pour obtenir l'indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à différentes teneurs x en Al.

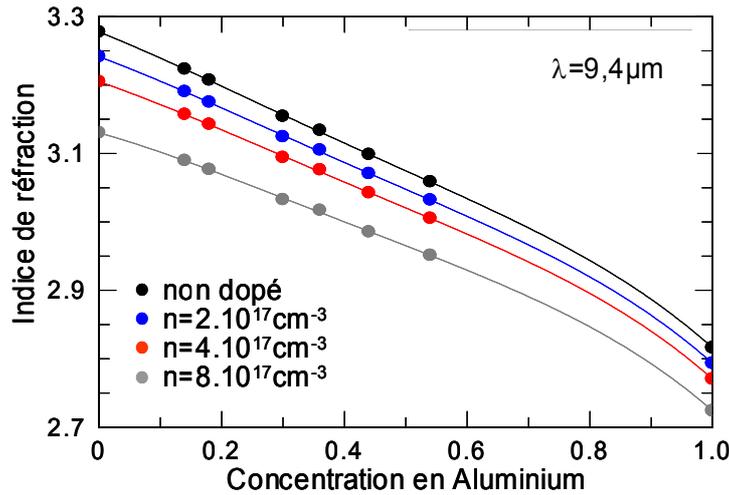


Figure III-1 : Indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la concentration x d'Aluminium. Les valeurs d'indice du matériau non dopé sont issues de la référence [Palik85]. Les indices de réfraction du matériau dopé sont calculés par le modèle de Drude. Sur le graphique, les points sont reliés par leur interpolation polynomiale d'ordre 4, utilisée dans nos modélisations pour connaître l'indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à différentes teneurs d'Al

Le guide en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ renforcé par plasmons que nous avons optimisé est représenté sur la Figure III-2a. De part et d'autre de la zone active, ce guide est composé de couches en :

- GaAs, dopé Si : $n_e=4.10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, dopé Si : $n_e=4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- GaAs, dopé Si : $n_e=4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, d'épaisseur $1 \mu\text{m}$.

Le taux de dopage $n_e=4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ des couches en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a été choisi pour garantir une conductivité électrique suffisante sans introduire trop de pertes par absorption par porteurs libres. L'épaisseur totale du dispositif est maintenue à $10,6 \mu\text{m}$ comme pour le guide en GaAs renforcé par plasmons. Ce choix est principalement motivé par la volonté de ne pas détériorer la dissipation thermique au sein de la structure. D'autre part, les temps de croissance EJM restent ainsi relativement raisonnables et les risques d'introduction de contraintes dans les matériaux sont limités. Dans nos simulations, l'épaisseur h_{GaAs} de la couche en GaAs dopée $n_e=4.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ varie donc en fonction de celle d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, h_{AlGaAs} , l'épaisseur totale de ces deux couches étant de $3,5 \mu\text{m}$ de chaque côté de la zone active (cf. Figure III-2a). La Figure III-2 représente les caractéristiques du mode fondamental guidé (ses pertes, son facteur de recouvrement et son facteur de mérite) selon l'épaisseur des couches en GaAs et en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pour quatre teneurs en Aluminium différentes ($x=20, 45, 70$ et 94%). Pour $h_{\text{GaAs}}=3,5 \mu\text{m}$, le guide est entièrement constitué de GaAs et nous retrouvons les caractéristiques du mode fondamental guidé présentées dans le chapitre précédent. (Pour $h_{\text{GaAs}}=0 \mu\text{m}$, seul l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sépare la couche de GaAs très dopée de la zone active).

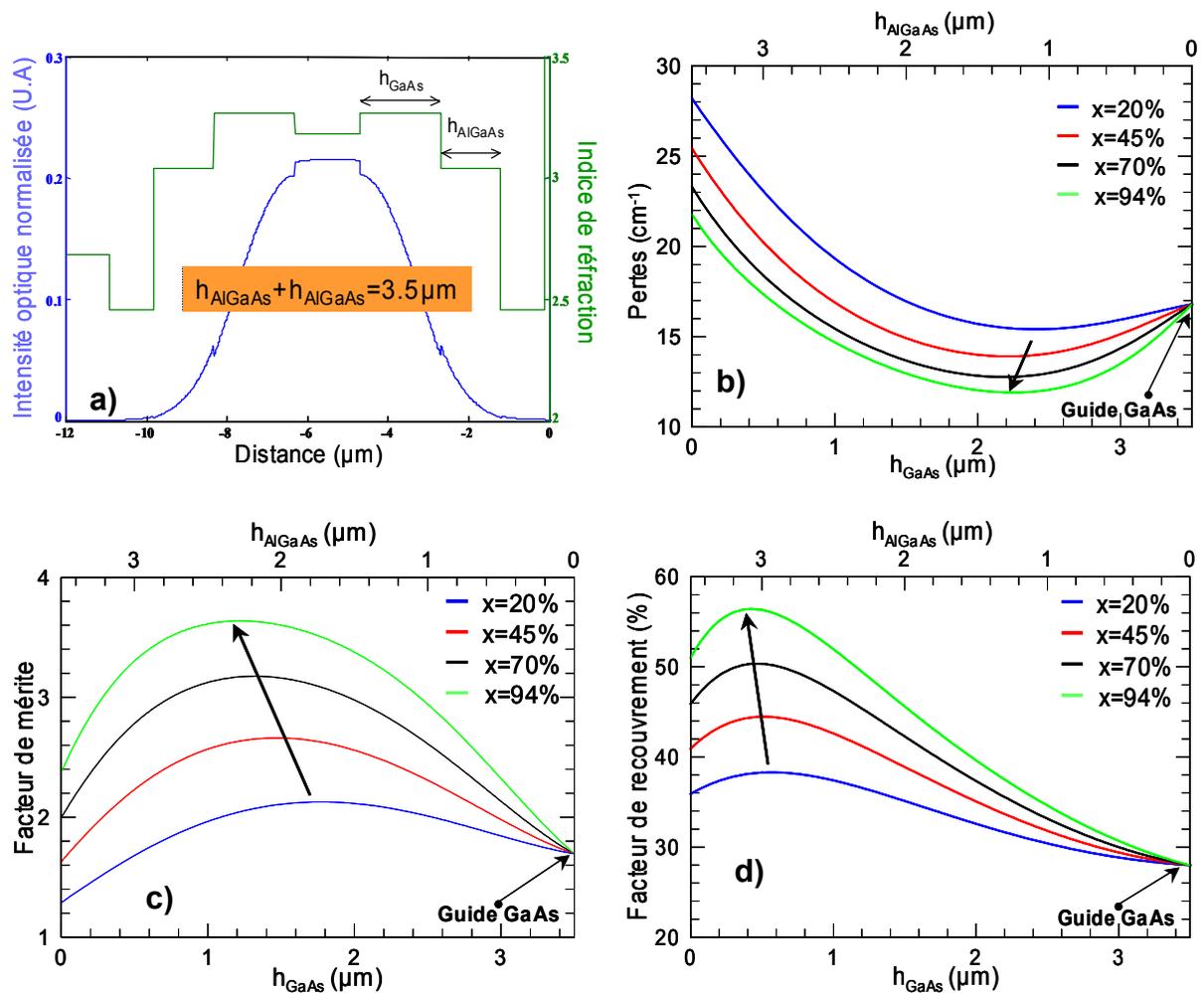


Figure III-2 : Caractéristiques du guide d'onde renforcé par plasmons avec couches en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, pour quatre concentrations d'Al différentes ($x=20, 45, 70$ et 94%). L'épaisseur totale du guide est maintenue à $10,6\mu\text{m}$ en faisant varier l'épaisseur h_{GaAs} des couches de GaAs relativement à celles d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, h_{AlGaAs} , avec $h_{\text{GaAs}} + h_{\text{AlGaAs}}=3,5\mu\text{m}$. Pour $h_{\text{GaAs}}=3,5\mu\text{m}$, le guide est en GaAs renforcé par plasmons. L'évolution des pertes, du facteur de recouvrement et du facteur de mérite est représentée.

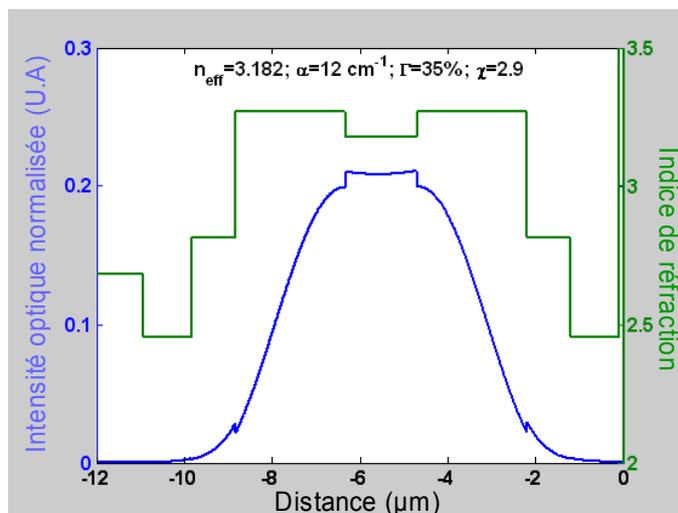
Les graphes de la Figure III-2 démontrent les grandes potentialités offertes aux guides renforcés par plasmons utilisant des couches en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Comme le soulignent les flèches noires, si l'on augmente la concentration en Al des couches diélectriques, les pertes subies par le mode diminuent, son recouvrement avec la zone active augmente tout comme son facteur de mérite. Les pertes par absorption par porteurs libres sont plus élevées dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ que dans la couche de GaAs peu dopée et ce d'autant plus que la concentration en Al est faible. Les pertes subies par le mode diminuent dans un premier temps avec la réduction de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (Figure III-2b). Ensuite, les pertes augmentent car le confinement du mode décroît et les pertes introduites par les couches fortement dopées deviennent prédominantes. La Figure III-2d illustre la diminution du confinement du mode en fonction de la réduction de la couche en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et du contraste d'indice entre le GaAs et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. L'augmentation initiale du recouvrement du mode avec l'introduction de GaAs

dans le guide s'explique par un rehaussement de l'indice du cœur et donc de son contraste d'indice avec l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. La Figure III-2c découle directement des graphes précédents et donne pour maxima $\chi = 2,6$ à $h_{\text{GaAs}}=1,5\mu\text{m}$, $\chi = 3,6$ à $h_{\text{GaAs}}=1,2\mu\text{m}$, pour des concentrations en Al respectives de 45 et 94% au lieu de $\chi = 1,7$ pour le guide entièrement constitué de GaAs.

b. Optimisation d'un guide d'onde en $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ renforcé par plasmons

Suite aux observations précédentes, nous avons naturellement décidé de réaliser des guides en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ renforcés par plasmons avec des teneurs en Al $x=94\%$. L'utilisation de couche en AlAs est proscrite car ce matériau s'oxyde dramatiquement au contact avec l'air.

Dans les simulations présentées précédemment, nous devons tenir compte du fait que l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est désaccordé en maille cristalline avec le GaAs ce qui limite son épaisseur dans le guide. L'épaisseur critique de dépôt d'AlAs sur GaAs étant de l'ordre du micron, il est illusoire de vouloir réaliser un dispositif opérationnel avec des épaisseurs d' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ de $2,3\mu\text{m}$! Pour éviter toute relaxation du matériau, nous avons défini une épaisseur limite h_{lim} de couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ telle que $h_{\text{lim}}=1/x$, à savoir $h_{\text{AlGaAs}}=1\mu\text{m}$ pour $x=94\%$. Pour cette épaisseur, χ vaut encore 2,9 soit une amélioration de 75% par rapport au facteur de mérite du guide entièrement réalisé en GaAs. Le guide utilisant des couches de $1\mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ est représenté sur la Figure III-3 ci-après: ses pertes sont estimées à 12cm^{-1} et son facteur de recouvrement à $\Gamma=35\%$. D'autres simulations ont été menées pour optimiser le facteur de mérite χ en faisant varier l'épaisseur des couches en GaAs, pour une épaisseur d' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ fixée à $1\mu\text{m}$; ces travaux n'ont donné aucun guide meilleur que celui présenté sur la Figure III-3.



Matériaux	Epaisseurs (μm)	Dopages (cm^{-3})
GaAs n+	1	$4 \cdot 10^{18}$
$\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$	1	$4 \cdot 10^{17}$
GaAs n	2,5	$4 \cdot 10^{16}$
Zone Active	1,63	
GaAs n	2,5	$4 \cdot 10^{16}$
$\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$	1	$4 \cdot 10^{17}$
GaAs n+	1	$4 \cdot 10^{18}$

Figure III-3 : Guide d'onde optimisé en $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ renforcés par plasmons.

c. Optimisation d'un guide d'onde en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcé par plasmons

Le guide présenté en Figure III-3 constitue un des meilleurs guides réalisables pour les LCQ en GaAs/AlGaAs en utilisant des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Du point de vue du dispositif, nous craignons cependant de dégrader les caractéristiques électriques de nos lasers en utilisant des couches d' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$; ce matériau ne jouit effectivement pas d'une aussi bonne conductivité électrique que le GaAs, il risque donc d'entraîner une tension de fonctionnement plus élevée. La conductivité électrique est liée à la mobilité μ des électrons par l'expression $\sigma = n.e.\mu$, n étant la densité volumique de porteurs de charge e . Comme nous pouvons le voir sur la Figure III-4 ([Saxena81]), la mobilité de l' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ à 300K est environ 40 fois plus faible que celle du GaAs ce qui va fatalement se répercuter sur la conductivité électrique du ternaire. L'augmentation du dopage du matériau ne se traduit pas forcément par une amélioration de la conductivité électrique car la mobilité des électrons diminue avec le dopage. Nous savons de plus que nous risquons d'augmenter les pertes par porteurs libres dans le ternaire (cf. Chapitre II). Nous pouvons voir sur la Figure III-4 que la mobilité des électrons dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est minimale pour $x \sim 45\%$, concentration pour laquelle le minimum de bande de la vallée Γ devient supérieur aux minimum de bande des vallées X et L. Avant cette concentration, la mobilité connaît une forte décroissance. Aussi avons-nous décidé d'optimiser un guide avec des couches en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ afin de tirer profit de meilleures valeurs de mobilité des électrons et de garantir une conductivité électrique raisonnable dans nos lasers.

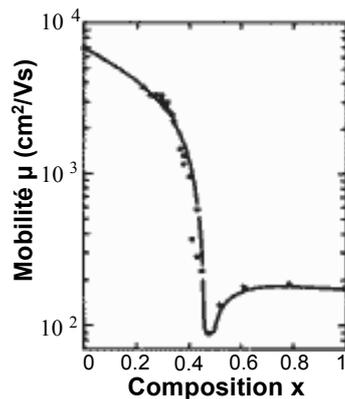


Figure III-4 : Mobilité de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à 300K en fonction du taux x d'Aluminium ($n_e = 5.10^{14} \text{cm}^{-3}$). La mobilité est minimale pour $x \sim 45\%$, concentration pour laquelle le minimum de bande de la vallée Γ devient supérieur aux minimum de bandes des vallées X et L (d'après référence [Saxena81]).

Au cours de notre optimisation, nous avons fixé l'épaisseur limite d' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ à $2\mu\text{m}$. L'indice de ce matériau étant proche de celui de l' $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$, les variations des paramètres du guide sont similaires à celles représentées sur la Figure III-2 pour $x = 45\%$. Nous

comparons, sur la Figure III-5, les variations du facteur de mérite pour des guides utilisant des couches d' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ et d' $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ en changeant les mêmes paramètres que sur la Figure III-2. Nous avons donc choisi de réaliser le guide optimisé représenté sur la Figure III-6, avec des épaisseurs d' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ de $2\mu\text{m}$ et de GaAs peu dopé de $1,5\mu\text{m}$. Les pertes de ce guide sont estimées à 15cm^{-1} , son facteur de recouvrement à $\Gamma=37\%$ d'où un facteur de mérite de 2,5.

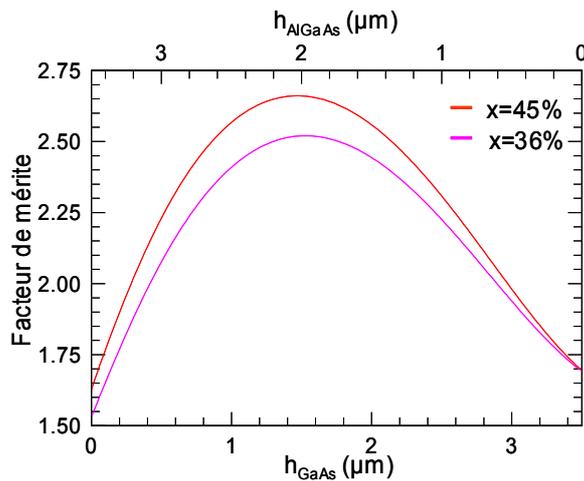
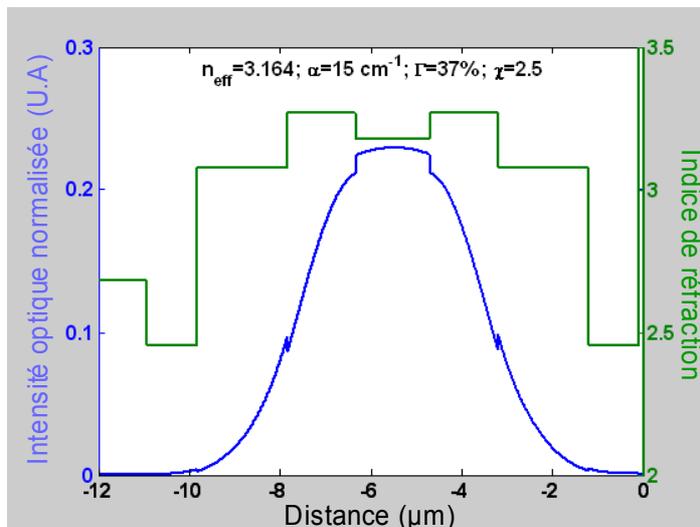


Figure III-5 : Facteurs de mérite pour des guides en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ et $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ renforcés par plasmons en fonction des épaisseurs de GaAs et d'AlGaAs (idem Figure III-2).



Matériaux	Epaisseurs (μm)	Dopages (cm^{-3})
GaAs n+	1	4.10^{18}
$\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$	2	4.10^{17}
GaAs n	1,5	4.10^{16}
Zone Active	1,63	
GaAs n	1,5	4.10^{16}
$\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$	2	4.10^{17}
GaAs n+	1	4.10^{18}

Figure III-6 : Guide d'onde optimisé en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcés par plasmons

II.2. Optimisations finales des dispositifs

A l'interface GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, il apparaît une hétérobarrière due à la discontinuité de bande de conduction des matériaux. La présence de cette barrière de potentiel a des effets néfastes sur le passage du courant, entraînant une augmentation de la tension de fonctionnement des dispositifs. Pour réduire ces effets, il est courant de réaliser le dépôt d'une couche intermédiaire, appelée couche graduelle. Pour une interface GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, on augmente graduellement la teneur en aluminium et en dopant Si de cette couche, afin de passer

progressivement d'un composé à l'autre : on rend ainsi la barrière de potentiel moins abrupte. De plus, on augmente le taux de dopage du côté de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, afin de courber les bandes de conduction et réduire l'épaisseur de la barrière à franchir. La composition de ces couches graduelles a été optimisée grâce à un programme développé à Thales permettant de calculer pour une hétérostructure donnée le profil de(s) l'hétérobarrière(s), ainsi que ses caractéristiques électriques.

III. La réalisation des dispositifs

III.1. Réalisation d'un guide ruban à double tranchée

La croissance des couches constituant les guides présentés précédemment a été effectuée par épitaxie par jets moléculaires. Dans le but de dégager par la suite l'influence du guide d'onde sur les performances de nos LCQ, les plaques ont subi les mêmes étapes technologiques nécessaires à la fabrication des lasers. Les dispositifs réalisés sont des lasers rubans de $20\mu\text{m}$ de large, formés par la gravure d'une double tranchée de $10\mu\text{m}$ de profondeur. Les tranchées sont réalisées par photolithographie suivie d'une gravure chimique humide. La vue microscopique d'une facette de laser est présentée sur la Figure III-7 ci-dessous. Le contraste d'indice entre l'air et le semiconducteur assure le confinement latéral de la lumière dans le ruban. Pour une profondeur de tranchée de $10\mu\text{m}$, la gravure traverse la zone active ce qui garantit un bon confinement du mode guidé. La largeur D du ruban a été choisie, quant à elle, volontairement grande devant la longueur d'onde du mode fondamental i.e. $D \gg \lambda/2n_{\text{eff}}$ ($\lambda_{\text{guide}} \sim \lambda/n_{\text{eff}} \sim 3,3\mu\text{m}$) ; de cette manière, seule une infime partie du mode fondamental guidé ($<0.05\%$) fuit hors du ruban et les interactions entre la lumière et les flancs de la gravure n'ont pas d'influence sur les performances de nos lasers.

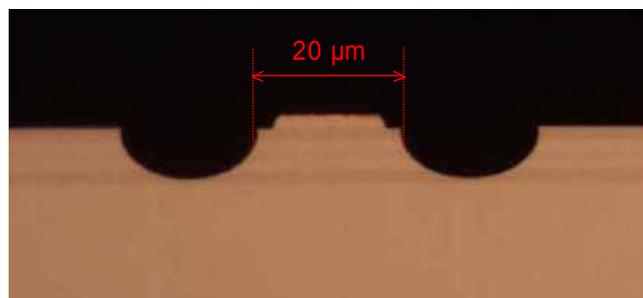


Figure III-7 : Vue microscopique d'une des facettes d'un laser à cascade quantique en GaAs/AlGaAs. Une double tranchée est réalisée par gravure chimique humide pour concevoir un guide ruban de $20\mu\text{m}$ de largeur. La profondeur des gravures est de $10\mu\text{m}$.

Après les étapes de gravure chimiques, des contacts ohmiques sont réalisés de chaque côté de la plaque par dépôt d'AuGe/Ni/Au, recuit par la suite pour allier les métaux.

III.2. Canal d'injection de courant par implantation protonique

Une implantation de protons est effectuée dans nos lasers afin d'isoler électriquement les régions de part et d'autre du ruban ; on localise ainsi l'injection du courant dans le guide. Techniquement, des rubans métalliques épais en or électrolytique sont réalisés sur la tête de chaque guide ruban. La plaque est ensuite bombardée par un faisceau de protons possédant une énergie de l'ordre de 450 à 600 keV, calculée pour que la couche implantée se situe juste au dessus de la zone active du laser. L'implantation de protons crée des défauts profonds dans le GaAs et rend le matériau isolant. Seules les zones protégées par les rubans métalliques restent conductrices et un canal d'injection de courant est ainsi élaboré. En jouant sur la largeur des rubans métalliques, on peut réduire la largeur de la zone pompée dans le ruban et donc diminuer le courant électrique de fonctionnement. Dans nos lasers, trois largeurs w de canaux sont typiquement réalisés : $w=20\mu\text{m}$, aucune implantation n'est réalisée dans le ruban (lasers L, pour *Large*), $w=12\mu\text{m}$ (lasers M pour *Medium*) et $w=8\mu\text{m}$ (lasers S pour *Small*). La Figure III-8 représente schématiquement un dispositif après implantation.

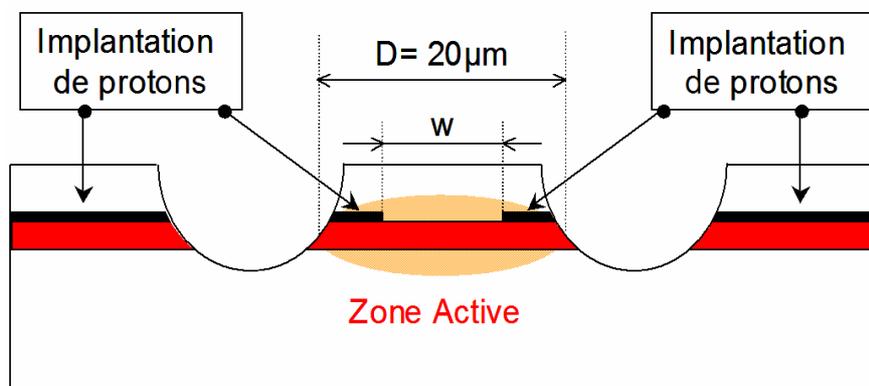


Figure III-8 : Détail de la structure à double tranchée classiquement réalisée dans les LCQ en GaAs/AlGaAs. L'ellipsoïde représente schématiquement la lumière confinée dans le ruban. Une implantation de proton est effectuée afin de réduire latéralement la zone pompée à une valeur égale à w . Typiquement, 3 largeurs w de canaux d'injection de courant sont étudiés : $20\mu\text{m}$ (L), $12\mu\text{m}$ (M) et $8\mu\text{m}$ (S)

L'implantation de protons représente une des avancées technologiques majeures réalisée sur les LCQ en GaAs/AlGaAs qui a notamment permis de pousser le fonctionnement de ces lasers jusqu'à 150K en régime continu [Page04]. L'implantation permet de découpler les confinements optiques et électriques dans la direction latérale en distinguant, par la taille, le ruban de la zone pompée. L'absence de courant de transparence dans les LCQ rend possible la localisation de l'injection électrique au sein du ruban, contrairement aux diodes lasers

interbandes dans lesquelles les parties non pompées électriquement sont optiquement absorbantes.

Dans le cas d'un ruban de largeur D tel que $D \gg \lambda/2n_{\text{eff}}$, l'intensité latérale du mode fondamental peut s'écrire sous la forme (cf. Figure III-9a) :

$$I(x) = I_0 \cos^2\left(\pi \frac{x}{D}\right)$$

Le facteur de recouvrement latéral du mode avec la zone pompée de dimension w s'écrit:

$$\Gamma_{\text{lat}} = \frac{\int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \cos^2\left(\pi \frac{x}{D}\right).dx}{\int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \cos^2\left(\pi \frac{x}{D}\right).dx}$$

Après calculs, on obtient finalement :

$$\Gamma_{\text{lat}} = \frac{w}{D} \left(1 + \text{sinc}\left(\pi \frac{w}{D}\right) \right)$$

où sinc est la fonction sinus cardinal. Les variations du facteur de recouvrement en fonction du rapport w/D sont représentées en Figure III-9b. Pour $w/D \ll 1$, Γ_{lat} suit une variation linéaire du type $\Gamma_{\text{lat}} = 2w/D$. Pour un laser M ($w/D=12/20$), le facteur de recouvrement du mode fondamental dans la direction latérale est encore d'environ 90 % et pour un laser S ($w/D=8/20$), $\Gamma_{\text{lat}} \sim 70\%$.

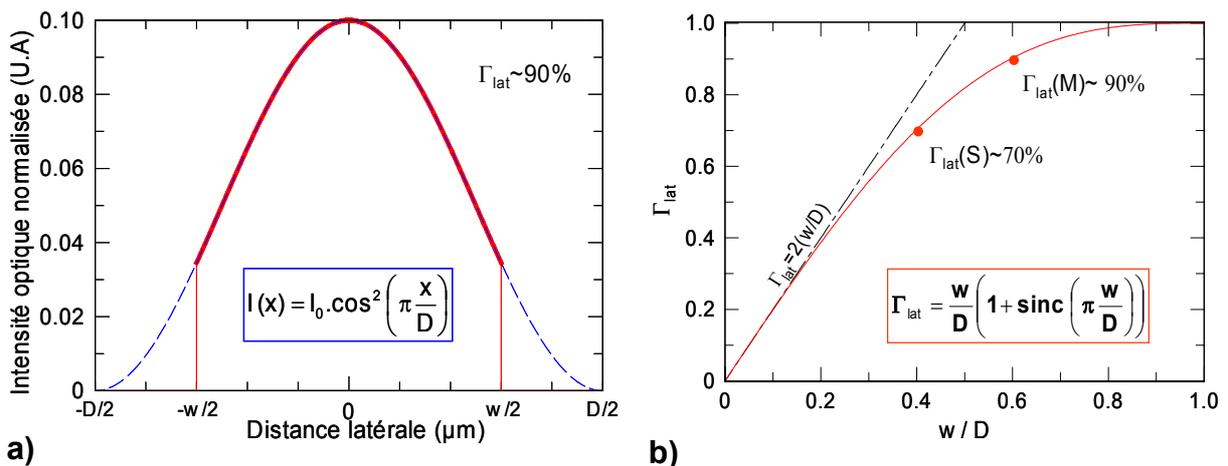


Figure III-9 : a) Profil d'intensité normalisée du mode fondamental guidé dans la direction latérale dans un guide ruban de largeur D . La partie du mode profitant du gain, comprise dans $[-w/2 ; w/2]$, est représentée en rouge. Les variations en fonction de w/D du facteur de recouvrement Γ_{lat} associé sont représentées en b. Pour un laser M ($w/D=12/20$), le facteur de recouvrement vaut encore 90% et pour un laser S ($w/D=8/20$), il vaut 70%. Pour $w/D \ll 1$, Γ_{lat} suit une variation linéaire en $\Gamma_{\text{lat}} = 2w/D$.

A partir de l'expression de Γ_{lat} , nous pouvons maintenant écrire celle de J_{th} , la densité de courant de seuil, et par suite, celle de I_{th} , le courant au seuil, en fonction de w/D . Si $J_{\text{th}0}$ et $I_{\text{th}0}$ sont respectivement la densité de courant et le courant au seuil pour $w=D$, nous pouvons écrire :

$$J_{\text{th}} = \frac{J_{\text{th}0}}{\Gamma_{\text{lat}}} = \frac{J_{\text{th}0}}{\left(\frac{w}{D}\right)\left(1 + \text{sinc}\left(\pi \frac{w}{D}\right)\right)} \quad I_{\text{th}} = L.w.J_{\text{th}} = \frac{I_{\text{th}0}}{\left(1 + \text{sinc}\left(\pi \frac{w}{D}\right)\right)}$$

Sur la Figure III-10, nous avons représenté les variations de $J_{\text{th}}/J_{\text{th}0}$ et de $I_{\text{th}}/I_{\text{th}0}$ selon le rapport w/D . Nous pouvons remarquer que lorsque w/D tend vers 0, $J_{\text{th}}/J_{\text{th}0}$ diverge puisque Γ tend vers 0. Néanmoins, $I_{\text{th}}/I_{\text{th}0}$ est bornée et tend asymptotiquement vers $1/2$ lorsque w/D tend vers 0, ce qui est dû au comportement linéaire de Γ_{lat} dans cette région (cf. en Figure III-9b)). Au mieux, nous ne pourrions réduire le courant de seuil de nos lasers que d'un facteur 2 en utilisant un canal d'injection très étroit. En fait, cela n'est pas vrai car, compte tenu des grandes valeurs de J_{th} dans cette région, le LCQ entre dans un régime de saturation du gain ce qui a pour effet d'augmenter encore davantage la divergence de J_{th} . Nous avons donc jugé sans intérêt l'utilisation d'un canal d'injection inférieur à $w=D/3$. En revanche, pour $w/D > 0,5$, le facteur de recouvrement du mode et par conséquent J_{th} ne varient plus beaucoup et I_{th} varie presque linéairement avec w/D . Nous pouvons donc diminuer le courant de seuil sans pour autant augmenter significativement J_{th} . Pour un laser de type M, $I_{\text{th}}=0,67.I_{\text{th}0}$ alors que $J_{\text{th}}=1,1.J_{\text{th}0}$.

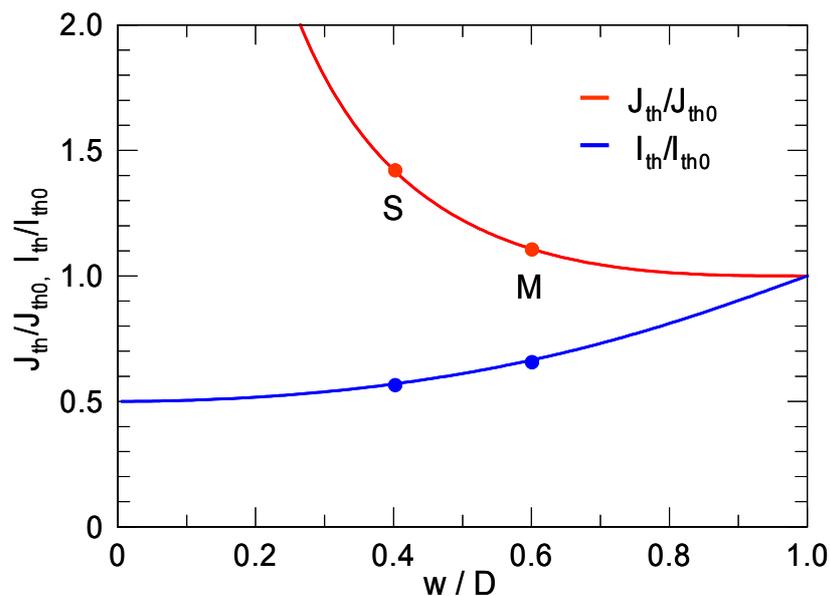


Figure III-10 : Variations avec w/D de $J_{\text{th}}/J_{\text{th}0}$ et de $I_{\text{th}}/I_{\text{th}0}$. Pour un laser de type S, $I_{\text{th}}=0,57.I_{\text{th}0}$ et $J_{\text{th}}=1,43.J_{\text{th}0}$. Pour un laser de type M, $I_{\text{th}}=0,67.I_{\text{th}0}$ alors que $J_{\text{th}}=1,1.J_{\text{th}0}$.

En réduisant la zone de pompage, le courant de fonctionnement des lasers peut donc être diminué sans réduction dramatique du recouvrement du mode guidé avec la zone pompée. Les densités de puissance électrique injectées dans le laser sont ainsi diminuées tout comme les échauffements thermiques, ce qui est primordial pour le fonctionnement des lasers en régime poussé. Notons en outre que les zones implantées dans le ruban se situent à proximité de la zone d'échauffement dans laquelle passe le courant ; de ce fait, la dissipation thermique dans le laser est améliorée, par analogie avec une structure enterrée (cf. Chapitre I).

Pour finir, soulignons que la réduction de la largeur de la zone pompée permet également d'améliorer la qualité spatiale du faisceau laser puisque tous les modes dont le facteur de recouvrement est trop faible sont filtrés (typiquement tous les modes impairs et la plupart des modes pairs autres que le mode fondamental).

III.3. Bilan des dispositifs réalisés

En fin de fabrication, les dimensions des guides rubans de chaque plaque sont mesurées à l'aide d'un microscope. Les largeurs des rubans sont répertoriées dans le Tableau III-1 ci-après. La largeur des zones non implantées est également donnée. Elle est déterminée grâce aux mesures électriques en tension-courant réalisées sur les lasers en supposant que pour une plaque donnée, les caractéristiques en tension-densité de courant sont identiques. Enfin, pour chaque type de laser, les facteurs de recouvrement verticaux, horizontaux et bidimensionnels du mode fondamental guidé avec la zone active sont fournis. En reprenant les valeurs de pertes obtenues numériquement, le facteur de mérite pour chaque type de laser peut être calculé.

	Format	w (μm)	Γ_h (%)	Γ_v (%)	Γ (%)	α (cm^{-1})	χ
Guide GaAs	L	D=21.5	100%	28%	28%	17	1.7
	M	12	87%		24%		1.5
	S	8	67%		19%		1.1
Guide $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$	L	D=22	100%	35%	35%	12	2.9
	M	14	93%		32%		2.7
	S	7	59%		21%		1.7
Guide $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$	L	D=20	100%	37%	37%	15	2.5
	M	14	96%		35%		2.4
	S	8	70%		26%		1.7

Tableau III-1 : Caractéristiques des lasers réalisés pour chaque plaque. **w** désigne la largeur de la zone pompée. Les facteurs de recouvrement du mode fondamental avec la zone pompée sont donnés par Γ_h dans la direction latérale, Γ_v dans la direction verticale et par Γ en deux dimensions. Les pertes théoriques α du guide sont rappelées et le facteur de mérite χ est alors calculé pour chaque LCQ avec $\chi = \Gamma / \alpha$.

IV. Caractérisation des lasers CQ

IV.1. Caractérisations électriques et optiques des LCQ en régime pulsé

Après élaboration, les lasers sont clivés en échantillons de différentes longueurs, de 1 à 3mm, et sont montés tête bêche sur une embase de cuivre par brasure d'indium (montage « *epilayer down* »). Après câblage avec des fils d'or, le laser est prêt à être caractérisé. Les caractérisations présentées dans ce chapitre ont été réalisées en cryostat réglé en température par une thermorésistance et par de l'azote liquide circulant dans un doigt froid. Des mesures à des températures allant de 80K à 350K peuvent être effectuées.

Les lasers ont été testés en régime pulsé à une fréquence $f=5\text{kHz}$ et sur une impulsion de durée $\Delta t=50\text{-}100\text{ ns}$. A ces faibles taux de remplissage (*duty cycle* en anglais), $f \cdot \Delta t = 0,025\text{-}0,05\%$, les échauffements dans le laser sont supposés négligeables. Les mesures de puissance optique en fonction du courant sont réalisées sur un banc de mesure représenté sur la Figure III-11. La lumière émise par les lasers sort du cryostat via une fenêtre en ZnSe transparente dans le moyen infrarouge. Elle est ensuite collectée par un détecteur rapide en HgCdTe (Mercure-Cadmium-Tellurium ou MCT) grâce à un doublet de lentilles en Germanium ($f/0,8$) et en Zinc Sélénium ($f/1,0$). Le taux de lumière collectée par notre système est estimé à 60%.

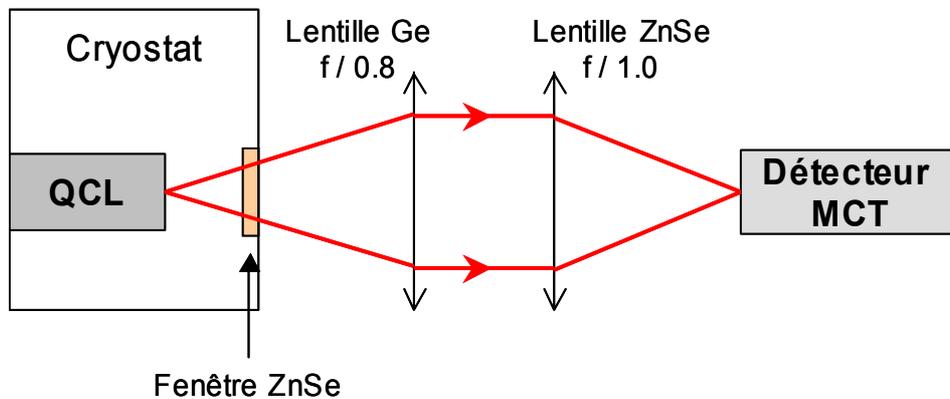


Figure III-11 : Dispositif expérimental de mesure de la puissance optique de nos LCQ. Le faisceau laser sort du cryostat à travers une fenêtre en ZnSe. Un doublet de lentille permet de focaliser le faisceau laser divergeant sur un détecteur rapide en HgCdTe (Mercure-Cadmium-Tellurium ou MCT).

IV.2. Caractéristiques électriques et optiques des LCQ en régime pulsé

Pour différentes températures, nous avons mesuré les caractéristiques électriques et optiques des lasers CQ notés :

- REF_GaAs ou GaAs (plaque V2464): LCQ référence utilisant un guide GaAs renforcé par plasmons.
- AL94 (plaque V2417) : LCQ utilisant un guide $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ renforcé par plasmons.
- AL36 (plaque V2476) : LCQ utilisant un guide $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcé par plasmons.

Pour chaque plaque, nous avons testé un grand nombre de lasers pour avoir une bonne description statistique de leurs performances. Bien évidemment, nous ne présenterons par la suite que les résultats essentiels à la compréhension de l'étude menée sur l'optimisation des guides d'onde. Nous avons choisi de donner uniquement les caractéristiques d'échantillons de 2mm de long et de type M, ce type de lasers ayant des courants et des densités de courant de seuil intéressants (cf paragraphe III.2 précédent).

a. Guide de référence (REF_GaAs)

La Figure III-12 représente pour diverses températures les courbes de tension et de puissance crête optique mesurées en fonction du courant injecté pour les dispositifs REF_GaAs. A 78K, le laser atteint une puissance crête maximale de 1W. A cette température, nous pouvons clairement observer sur le graphique le point de désalignement des sousbandes de la zone active pour $I \sim 4,3\text{A}$, où la tension augmente brusquement et la puissance mesurée chute elle aussi brutalement. La densité de courant de seuil du laser à 78K vaut $5\text{kA}/\text{cm}^2$; cette valeur de seuil est élevée comparée à $3,3\text{kA}/\text{cm}^2$ déjà mesurée sur des lasers GaAs à cette température. Le laser REF_GaAs fonctionne en régime pulsé jusqu'à 260K ce qui est également bien en deçà des températures maximales de fonctionnement déjà atteintes avec ce type de laser, qui atteignent généralement 300K [Page01a].

Une température maximale de fonctionnement de 280K a été atteinte avec un dispositif identique mais de type L (i.e. sans implantation dans le ruban). La densité de courant de seuil de ce dispositif de type L à 78K vaut $4\text{kA}/\text{cm}^2$ au lieu des $3\text{kA}/\text{cm}^2$ déjà mesurée à cette température. Les variations avec la température des densités de courant de seuil du laser de type M présenté sur la Figure III-12 sont représentées plus loin dans ce chapitre (cf. Figure III-15) en même temps que celles des échantillons AL94 et AL36. Au vu des performances du laser REF_GaAs, qui sont bien en deçà de celles déjà atteintes sur des lasers du même type,

nous pouvons raisonnablement penser obtenir, sur une prochaine campagne de croissance, des lasers encore plus performants que ceux qui seront présentés dans ce chapitre.

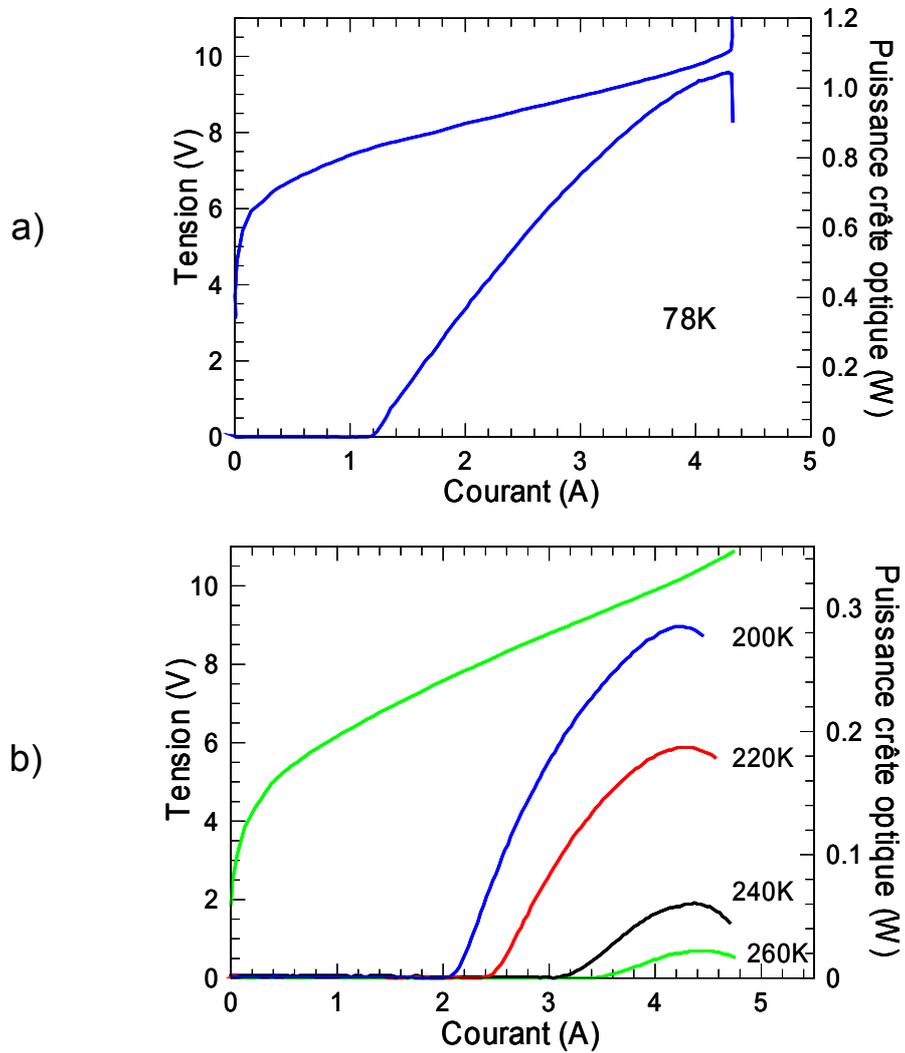


Figure III-12 : Tension et puissance crête optique mesurées a) à 78K, b) entre 200 et 260K, en fonction du courant injecté dans un LCQ référence REF_GaAs de type M de longueur 2mm.

b. Guides $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ et $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcés par plasmons (AL94 et AL36)

Nous avons représenté sur les Figure III-13a et b les courbes de tension et de puissance crête optique mesurées en fonction du courant injecté pour les dispositifs AL94 et AL36 respectivement. Les mesures sont présentées pour des températures allant de 200K à 300K pour l'échantillon AL94 ; nous nous affranchissons ainsi des instabilités dues aux effets de photocourant permanent présentes à 78K [Sirtori99b] [Chand84]. Nous pouvons remarquer que la tension au coude est anormalement élevée pour ce laser par rapport à celle du laser de référence et du laser AL36. Pour l'échantillon AL36, les mesures ont été effectuées entre 240K et 300K car les tensions de fonctionnement deviennent très élevées en dessous de 240K.

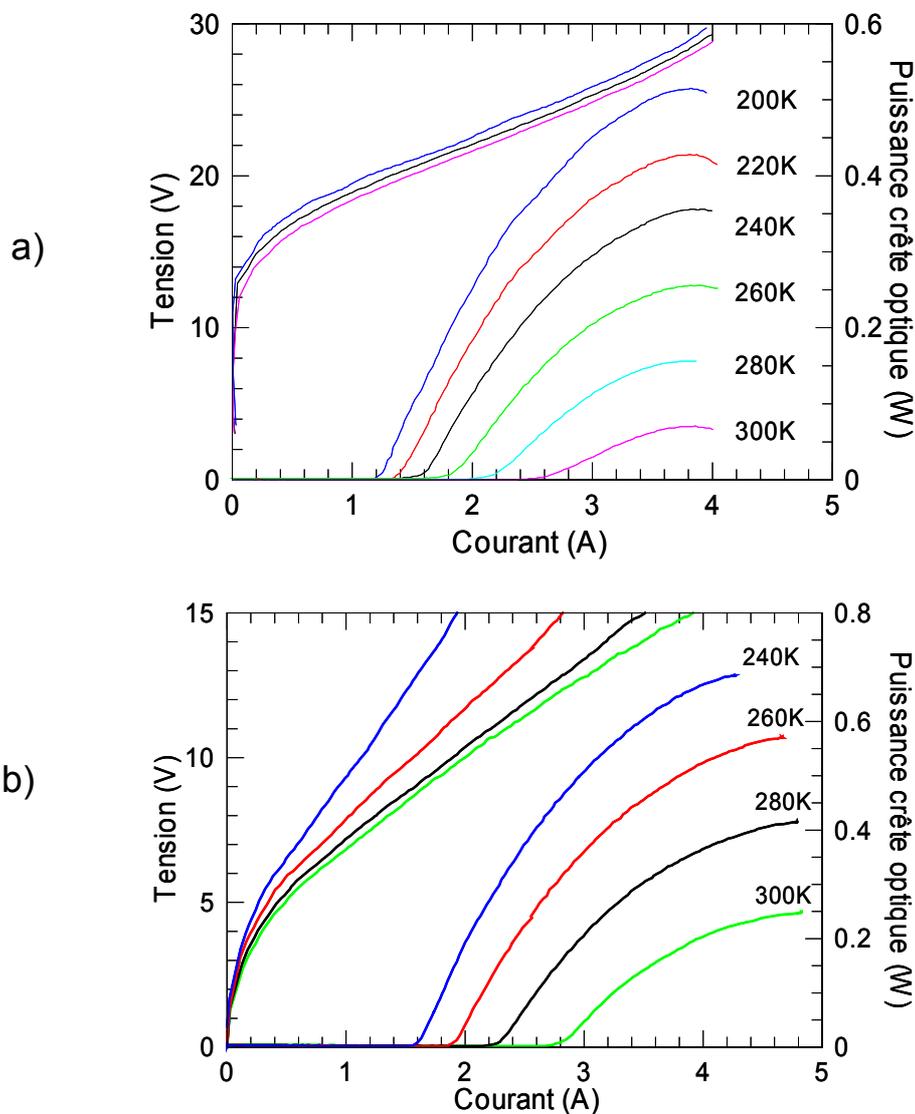


Figure III-13 : Tensions et puissances crêtes optiques mesurées à différentes températures en fonction du courant injecté dans les LCQ AL94 (a) et AL36 (b) utilisant un guide $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ ou un $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcés par plasmons. Ces lasers ont pour longueur 2mm. Pour le LCQ AL94 type M, le ruban mesure $22\mu\text{m}$ de large avec $w=14\mu\text{m}$. Pour le LCQ AL36 type M, le ruban mesure $20\mu\text{m}$ de large, avec $w=13\mu\text{m}$.

Par la suite, nous nous attarderons plus longuement sur ces caractéristiques. Notons simplement que les LCQ AL94 et AL36 présentent de meilleures performances que la référence REF_GaAs puisqu'ils fonctionnent jusqu'à plus de 300K, qu'ils ont des courants de seuil inférieurs à celle-ci et que leurs puissances crêtes optiques sont beaucoup plus élevées.

c. Spectres d'émission des LCQ testés

Avant d'établir toute comparaison entre les échantillons testés, nous avons vérifié que leur fréquence d'émission était proche de $\lambda \sim 9,4\mu\text{m}$, compte tenu du dessin de leur zone active. La Figure III-14 représente les spectres d'émission des lasers testés mesurés par un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (ou spectromètre *FTIR*) à haute résolution ($\Delta\nu=0.125\text{cm}^{-1}$). Les longueurs d'onde d'émission des lasers sont d'environ $8,8\mu\text{m}$, 9 et $9,2\mu\text{m}$ ce qui est en bon accord avec nos attentes. De ce fait, nous pouvons considérer les zones actives des 3 LCQ identiques et nous allons faire une analyse comparative des caractéristiques de chaque laser.

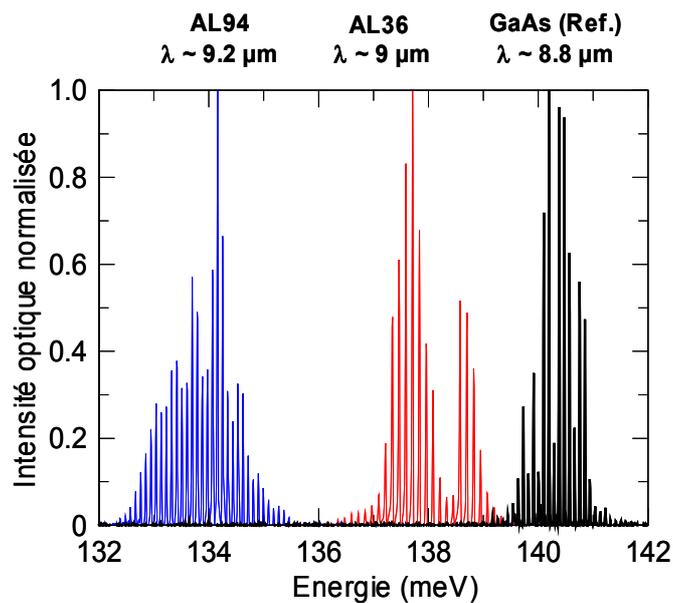


Figure III-14 : Spectres d'émission à haute résolu ($\Delta\nu=0,125\text{cm}^{-1}$) des lasers REF_GaAs, AL94 et AL36. Leur longueur d'onde d'émission est respectivement de $8,8\mu\text{m}$, $9,2\mu\text{m}$ et $9\mu\text{m}$.

IV.3. Analyse des caractéristiques électriques et optiques des LCQ testés

a. Réduction des courants de seuil

Comme nous avons pu le constater précédemment en examinant succinctement les Figure III-12 et Figure III-13a et b, les courants de seuil des LCQ utilisant des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont nettement plus faibles que ceux du LCQ REF_GaAs. Sur la Figure III-15, nous avons représenté les variations avec la température des densités de courant de seuil (J_{th}) des trois LCQ. A 200K, la densité de courant de seuil du LCQ AL94 vaut $4\text{kA}/\text{cm}^2$ tandis que celle de la référence REF_GaAs à 78K vaut $4,8\text{kA}/\text{cm}^2$. A 240K, les densités de courant de seuil des LCQ AL94 et AL36 sont quasiment égales et valent respectivement $J_{\text{th}}=5,4$ et $5,6\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ comparé à $13\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ mesurée pour la référence, soit plus d'un facteur 2 de réduction sur le seuil ! Si nous faisons le rapport des facteurs de mérite des guides utilisant de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à celui de la référence, on trouve $\chi(\text{Al94})/\chi(\text{GaAs})\sim 1,9$ pour AL94 et $\chi(\text{Al36})/\chi(\text{GaAs})\sim 1,7$ pour AL36, ce qui est en relativement bon accord avec les résultats présentés. Nous pouvons donc penser que ces résultats sont la conséquence directe de l'amélioration du guide d'onde de nos lasers. Notons que les densités de courant de seuil mesurées pour les LCQ AL94 et AL36 sont, à notre connaissances, les plus basses valeurs jamais rapportées à ces températures pour les LCQ en GaAs/AlGaAs.

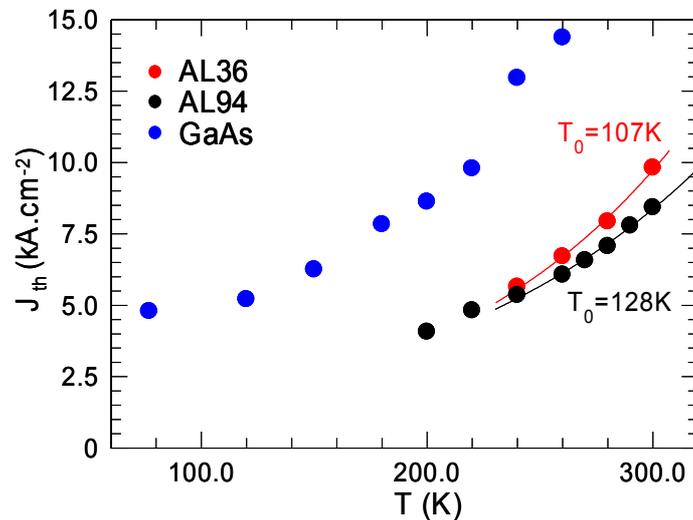


Figure III-15 : Variation avec la température des densités de courant de seuil (J_{th}) des trois LCQ de type M représentés sur les Figure III-12 et Figure III-13. Pour les échantillons AL94 et AL36, les courbes $J_{\text{th}}=J_0\cdot\exp(T/T_0)$ sont tracées entre 240K et 300K et les températures caractéristiques T_0 sont respectivement 128K et 107K.

Si à 240K, les valeurs de densités de courant de seuil des LCQ AL94 et AL36 sont voisines, elles se différencient ensuite avec la température, celles du LCQ AL36 augmentant plus

rapidement que celles du LCQ AL94. Des variations avec la température de la densité de courant de seuil est extraite la température caractéristique T_0 des lasers, paramètre de l'interpolation phénoménologique $J_{th}=J_0.exp(T/T_0)$. Pour les LCQ AL94 et AL36, T_0 vaut respectivement 128K et 107K entre 240 et 300K. A titre de comparaison, notons que ces valeurs de T_0 restent bien inférieures aux valeurs rapportées pour les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP, qui atteignent fréquemment des valeurs comprises entre 160 et 180K. Remarquons enfin qu'à 300K, $J_{th}(AL36)/J_{th}(AL94)\sim 1,16$ ce qui est en très bon accord avec le rapport $\chi(AL94)/\chi(AL36)=2,7/2,4=1.13$ issu de nos simulations.

b. Augmentation des puissances crêtes optiques

Les puissances crêtes optiques maximales délivrées par les LCQ AL94 et AL36 sont nettement plus élevées que celles du LCQ REF_GaAs. Si à 240K, $P_{max}(GaAs)\sim 60mW$ pour la référence, pour le LCQ AL94, $P_{max}(AL94)\sim 356mW$ et pour le LCQ AL36, $P_{max}(AL36)\sim 685mW$! Les puissances mesurées avec le LCQ AL36 peuvent être repertoriées parmi les meilleures des LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda\sim 9\mu m$ avec une zone active à trois puits. Avec ce dispositif, nous atteignons des puissances crêtes optiques comparables à celles présentées dans la référence [Pflugl03], obtenues avec des LCQ en GaAs dont la zone active est de type « bound to continuum ». Nous pouvons souligner le fait qu'il n'existe pas, à notre connaissance, de LCQ en GaAs/AlGaAs délivrant autant de puissance avec des courants de seuil aussi bas. Ces performances placent donc les dispositifs AL94 et AL36 au premier rang des LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda\sim 9\mu m$.

c. Augmentation des efficacités différentielles externes

L'amélioration des guides d'onde des LCQ en GaAs/AlGaAs se répercute sur l'augmentation des rendements externes des LCQ. La Figure III-16 représente les variations des efficacités différentielles externes ($\eta = \left. \frac{dP}{dI} \right|_{I=I_{th}}$) en fonction de la température pour les trois LCQ présentés en Figure III-12 et Figure III-13. D'un laser à l'autre, nous constatons une nette amélioration des efficacités différentielles externes, en concordance avec l'amélioration des puissances optiques maximales mesurées. Les valeurs d'efficacités externes du LCQ AL36 sont nettement supérieures à celles des deux autres dispositifs ; à 240K, elle vaut 480mW/A. Elle est donc supérieure aux 285mW/A et 70mW/A des LCQ AL94 et REF_GaAs (respectivement). A 78K, l'efficacité différentielle externe du laser REF_GaAs vaut 440mW/A.

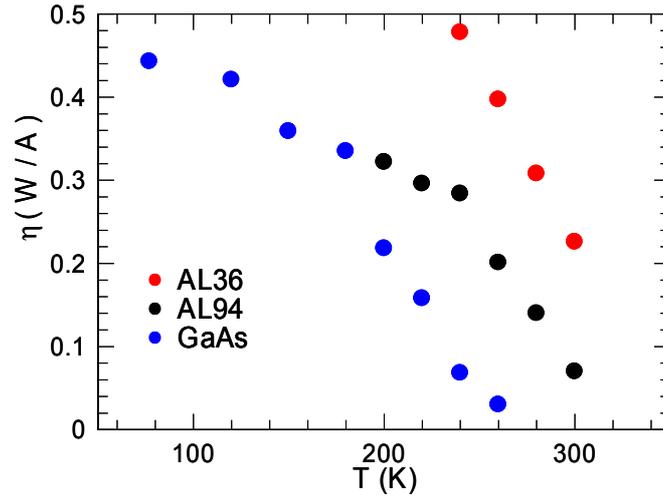


Figure III-16 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes ($\eta = (dP/dI)_{I=I_{th}}$) des LCQ GaAs, AL94 et AL36.

Si nous nous rappelons que $\eta \propto \frac{1}{2} N_p \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha}$ (cf. chapitre I) nous pourrions dire, en première

analyse, que les pertes du dispositif AL36 sont inférieures à celles du laser AL94, elles mêmes inférieures à celles de la référence REF_GaAs. Ceci va à l'encontre des estimations obtenues par les simulations numériques, qui donnaient : $\alpha(AL36)=15\text{cm}^{-1}$, $\alpha(AL94)=13\text{cm}^{-1}$,

$\alpha(REF_GaAs)=17\text{cm}^{-1}$. En fait, il est difficile de tirer des conclusions aussi rapidement car

les rendements différentiels externes ne dépendent pas uniquement des pertes du dispositif mais aussi de l'alignement des niveaux de la zone active et donc du courant de fonctionnement. Pour s'en convaincre, nous pouvons observer les courbes de puissance crête mesurée en fonction du courant pour les trois LCQ; nous voyons clairement l'efficacité du laser décroît à mesure que le courant se rapproche du point de désalignement des sousbandes.

Nous pouvons également remarquer que, à diverses températures, les variations avec le courant du rendement différentiel externe des lasers ne sont pas significativement variables.

En écrivant la puissance de sortie du LCQ sous la forme $P=(\eta_0-\zeta(I)).I$, avec ζ fonction

croissante avec I , et $\eta_0 \propto \frac{1}{2} N_p \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha}$, le rendement différentiel externe dont nous avons

établi l'expression dans le chapitre I. En dérivant la puissance en fonction du courant, nous avons donc au niveau du seuil :

$$\eta = \left. \frac{dP}{dI} \right|_{I=I_{th}} = \eta_0 - \zeta(I_{th}) - I_{th} \cdot \left. \frac{d\zeta}{dI} \right|_{I=I_{th}} .$$

Les valeurs efficacités différentielles externes représentées sur la Figure III-16 contiennent donc également les deux derniers termes de l'expression précédente qui dépendent du courant

de seuil des lasers. Comme les courants de seuil des lasers sont différents pour une température donnée, il est alors difficile faire une analogie directe entre les efficacités différentielles des lasers mesurées à une température donnée et leurs pertes internes .

Sur la Figure III-16, nous pouvons distinguer deux phases dans la variation de l'efficacité externe avec la température pour les échantillons REF_GaAs et AL94. Une première phase pendant laquelle l'efficacité diminue peu avec la température pour $T < 180\text{K}$ (REF_GaAs) et pour $T < 240\text{K}$ (AL94) ; au cours de la seconde phase, l'efficacité chute plus rapidement jusqu'à la température maximale de fonctionnement. Cette variation de l'efficacité des lasers avec la température peut s'expliquer en considérant là encore sa dépendance avec le courant. A haute température, le courant de seuil des lasers augmente davantage qu'à basse température (cf. Figure III-15), justifiant la deuxième phase de décroissance plus abrupte de l'efficacité. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que les variations des efficacités différentielles des trois lasers sont comparables pour $T > 180\text{K}$ pour le LCQ REF_GaAs et pour $T > 240\text{K}$ pour les LCQ AL94 et AL36, leur température caractéristique l'étant également à haute température ($T_0 \sim 108\text{-}128\text{K}$).

d. Analyse des caractéristiques électriques

Comme nous avons déjà pu le remarquer sur les Figure III-12 et Figure III-13a et b, les caractéristiques électriques en tension/courant des trois LCQ sont différentes à plusieurs niveaux. Nous avons représenté sur la Figure III-17 les courbes de tension/courant à 300K pour les trois LCQ. Nous remarquons que les résistances séries des LCQ utilisant des couches de confinement en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont clairement plus élevées que celle du LCQ de référence.

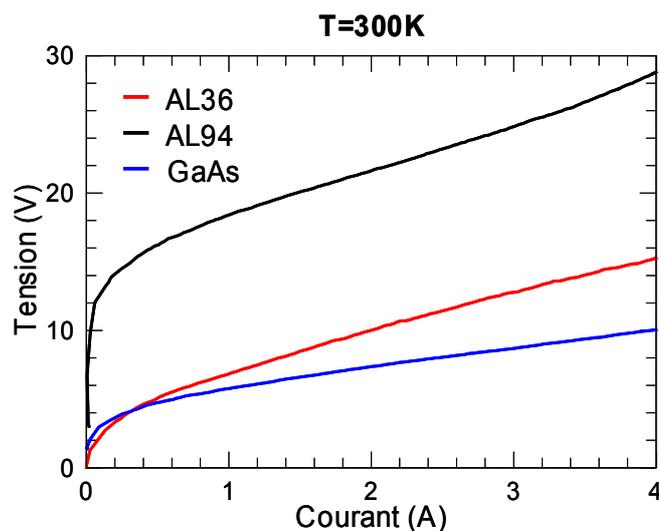


Figure III-17 : Caractéristiques électriques en tension/courant des LCQ REF_GaAs, AL36 et AL94 pour $T=300\text{K}$.

Si nous nous penchons sur les tensions au coude de ces diodes laser, nous mesurons 3-4V pour les LCQ REF_GaAs et AL36, ce qui concorde avec la tension nécessaire pour aligner les sousbandes sur les 36 périodes de la zone active émettant à $v(\text{REF_GaAs})=140\text{meV}$: $V_{\text{coude}} \cong N_p.v(\text{meV})=36*0,140\sim 5\text{V}$. La tension au coude du LCQ AL94 est en revanche anormalement élevée et vaut $\sim 14\text{V}$. Contrairement aux deux autres lasers, une chute de potentiel supplémentaire de 10V a lieu sur les couches d' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ avant que le courant ne circule dans le dispositif. Nous pensons que cette anomalie pourrait provenir d'une erreur dans la conception des couches graduelles réalisées entre le GaAs et l' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$. Nous avons en effet réalisé des graduels entre les vallées Γ de chaque matériau alors qu'à cette teneur d'Aluminium, le minimum de bande de conduction se situe en vallée X pour le ternaire. Cette tension au coude, trois fois plus élevée que la normale, va se répercuter sur les tensions de fonctionnement du LCQ AL94.

La Figure III-18 représente les tensions de fonctionnement des échantillons entre 200 et 300K limitées par la tension au seuil d'oscillation (U_{th}) et la tension de désalignement (U_{NDR}), tension pour laquelle l'injecteur et la sousbande excitée 3 se découplent tandis que la résistance différentielle du LCQ devient négative. Les tensions de fonctionnement sont plus faibles dans le cas de la référence : à 240K, le LCQ en GaAs oscille entre $\sim 8,9\text{V}$ et 10V. A la même température, le LCQ AL94 fonctionne entre $\sim 20\text{V}$ et 28.5V et le LCQ AL36 entre 12,5 et 40,5V !

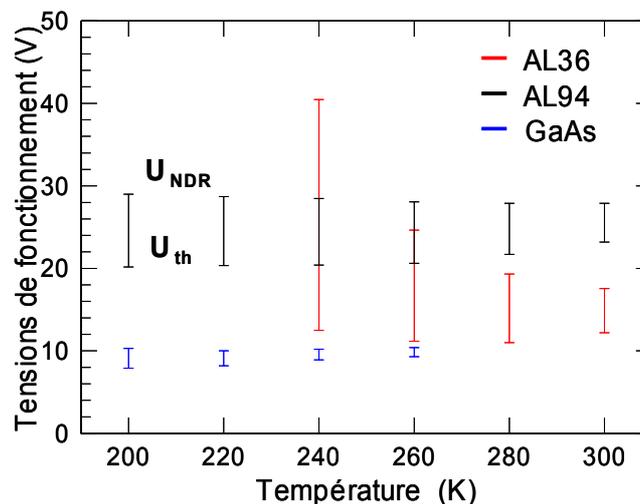


Figure III-18 : Tensions de fonctionnement des LCQ REF_GaAs, AL94 et AL36 en fonction de la température délimitées par U_{th} , tension au seuil d'oscillation et par U_{NDR} , tension de désalignement.

Si les tensions au seuil restent quasiment constantes avec la température pour chacun des échantillons, la plage de tension de fonctionnement peut être, quant à elle, directement liée à leurs résistances différentielles. Nous avons représenté sur la Figure III-19 les variations avec

la température des résistances différentielles (R) des trois LCQ, normalisées aux surfaces (S) pompées électriquement. Pour REF_GaAs et AL94, la résistance ne varie pas avec la température. Elle est néanmoins presque 3 fois plus élevée pour le laser AL94 ($R.S \sim 10^{-3} \Omega.cm^2$) que pour le laser REF_GaAs ($R.S \sim 3,5.10^{-4} \Omega.cm^2$). Comme nous avons pu le voir au paragraphe II.1.c, cette différence de conductivité électrique provient en partie de la mobilité μ de l' $Al_{0,94}Ga_{0,06}As$ qui est beaucoup plus faible que celle du GaAs. Nous pouvons d'ailleurs voir que, comme voulu, nous avons amélioré la conductivité électrique du dispositif en utilisant de couches d' $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$ au lieu d' $Al_{0,94}Ga_{0,06}As$: à 300K, $R.S \sim 5,7.10^{-4} \Omega.cm^2$ pour AL36. Néanmoins, pour ce laser, nous pouvons remarquer que la résistance différentielle diminue lorsque la température augmente. A 200K, elle est près d'un ordre de grandeur plus grande qu'à 300K avec $R.S \sim 4,5.10^{-3} \Omega.cm^2$, ce qui est rédhibitoire au fonctionnement du laser en régime plus poussé.

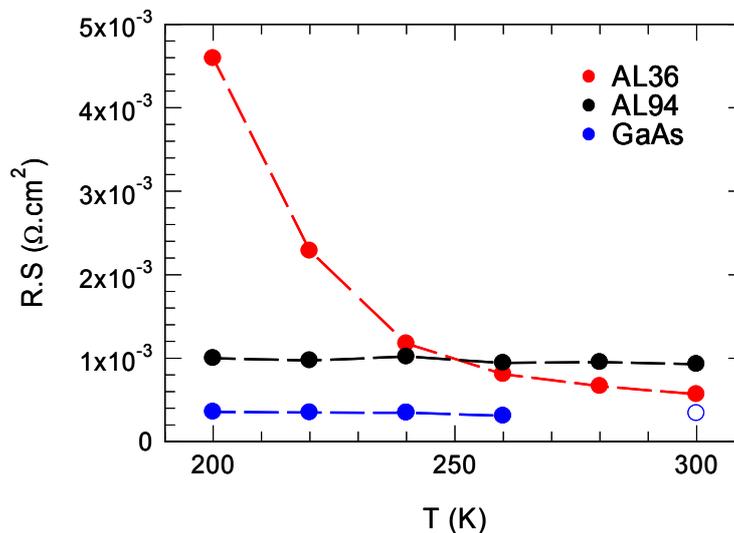


Figure III-19 : Variation de la résistance différentielle avec la température pour les trois échantillons.

La diminution de la résistance différentielle avec la température est souvent caractéristique de l'activation de porteurs piégés dans des défauts profonds du matériau. Nous pouvons déterminer une énergie d'activation des porteurs dans notre dispositif en traçant un diagramme d'Arrhenius, en considérant que :

$$R^{-1} \propto \sigma \propto \exp(-E_{act}/k_B T) \quad \text{d'où} \quad \ln(R^{-1}) \propto -E_{act}/k_B T$$

Le diagramme d'Arrhenius représenté sur la Figure III-20 a été tracé à partir des résistances séries mesurées entre 200 et 300K sur un LCQ AL36 de type M. Ce diagramme révèle deux régimes d'activation des porteurs de part et d'autre de $3,85.10^{-3} K^{-1}$ (à $T=260K$):

- en deçà de $3,85.10^{-3} K^{-1}$ i.e. pour $T \geq 260K$: $E_{act} = 59meV$
- au delà de $3,85.10^{-3} K^{-1}$ i.e. pour $T \leq 260K$: $E_{act} = 132meV$

La référence [Chand 84] décrit l'effet d'activation de porteurs présents dans l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopé Si. Cet effet est particulièrement présent pour des teneurs en Al supérieures à 0,2 et l'énergie d'activation est maximale pour $x=0,48$. Dans l'article, pour $x\sim 36\%$, l'énergie d'activation mesurée est de l'ordre de 130 meV ce qui est en bon accord avec nos mesures prises entre 200 et 260K. Cette activation de porteurs est attribuée à un niveau profond dans la vallée L de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopé Si. L'énergie de 59meV que nous mettons en évidence entre 260 et 300K n'est pas rapportée dans le papier. Ce deuxième phénomène d'activation n'est cependant pas présent dans tous les lasers testés et, lorsqu'il se manifeste, son énergie d'activation varie beaucoup d'un échantillon à l'autre, contrairement à l'autre activation de porteurs dont l'énergie reste relativement constante. Nous ne saurions donc donner une explication probante de cette deuxième activation.

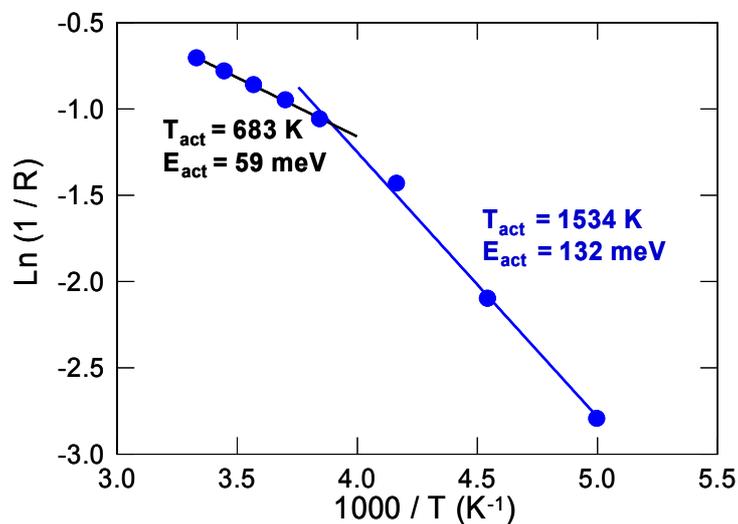


Figure III-20 : Diagramme d'Arrhenius tracé à partir des résistances séries mesurées entre 200 et 300K sur un LCQ AL36 de type M. Le diagramme révèle deux énergies d'activation des porteurs de part et d'autre de $3,85 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$ (équivalent à $T=260\text{K}$): 59meV en deçà de cette valeur et 132meV au-delà.

IV.4. Bilan sur les guides en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ renforcés par plasmons

Avec les guides en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ renforcés par plasmons, nous avons pu considérablement améliorer les performances de nos lasers : des valeurs records de courant de seuil, de puissance et d'efficacité différentielle externe ont été ainsi atteintes à température ambiante pour des LCQ en GaAs/AlGaAs. Néanmoins, les mauvaises propriétés électriques des dispositifs ternissent les performances optiques obtenues. Au bilan, nous n'avons pas réussi à diminuer significativement les puissances électriques injectées dans les LCQ, ce qui reste un facteur limitant lors de leur fonctionnement en régime poussé. Nous avons donc cherché un autre diélectrique pour remplacer les couches en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dans nos guides. Le paragraphe suivant présente les résultats obtenus sur des LCQ avec un guide utilisant du GaInP.

V. Les guides en Ga_{0,51}In_{0,49}P renforcés par plasmons

V.1. Le choix du matériau Ga_{0,51}In_{0,49}P

Nous nous sommes arrêtés sur l'utilisation du Ga_{0,51}In_{0,49}P dans nos guides. A $\lambda \sim 9\mu\text{m}$, l'indice optique du Ga_{0,51}In_{0,49}P est comparable à celui de l'Al_{0,45}Ga_{0,55}As, ce qui justifie son utilisation pour concevoir le guide d'onde de nos lasers. Par rapport à l'Al_xGa_{1-x}As, ce diélectrique possède certains avantages. Tout d'abord, le Ga_{0,51}In_{0,49}P est accordé en maille avec le GaAs, ce qui autorise la croissance de couches sans contraintes et donc plus épaisses si besoin. De plus, les propriétés électriques de ce matériau sont meilleures que celles de l'Al_xGa_{1-x}As. Son utilisation permettrait donc de remédier aux dégradations des caractéristiques électriques rencontrées sur les LCQ AL36 et AL94 précédents.

Des guides d'onde utilisant des couches en Ga_{0,51}In_{0,49}P ont déjà été réalisés avec succès dans des LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à 9,8 μm par le laboratoire de J.Cockburn à Sheffield [Green02]. Le dispositif a été réalisé par épitaxie par jet moléculaire, sur un bâti doté d'une cellule de phosphore. Le LCQ rapporté, mesurant 1,3mm de long avec un ruban de 25 à 40 μm , fonctionnait jusqu'à température ambiante avec des densités de courant de seuil variant de 5,6kA/cm² à 78K à 37 kA/cm² à 305K ; ces seuils peuvent paraître très élevés par rapport aux performances de nos LCQ en GaAs renforcés par plasmons, dont les seuils sont typiquement deux fois moins élevés. Il est cependant difficile de tirer des conclusions probantes sur la comparaison de deux lasers réalisés à des moments et en des lieux différents. Nous pouvons seulement espérer comme précédemment une amélioration des performances de nos LCQ par l'augmentation de leur facteur de mérite. Dans l'article [Green02], les caractéristiques électriques du LCQ utilisant des couches en Ga_{0,51}In_{0,49}P dopées $n_e = 2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ sont comparées à celles d'un LCQ référence ; comme espéré, leur résistance différentielle s'avère comparable. Ceci nous a conforté dans le choix du GaInP pour la réalisation d'un guide d'onde dans nos LCQ en GaA/AlGaAs.

V.2. L'élaboration du LCQ avec un guide en Ga_{0,51}In_{0,49}P renforcé par plasmons

a. Ebauche de la structure à optimiser

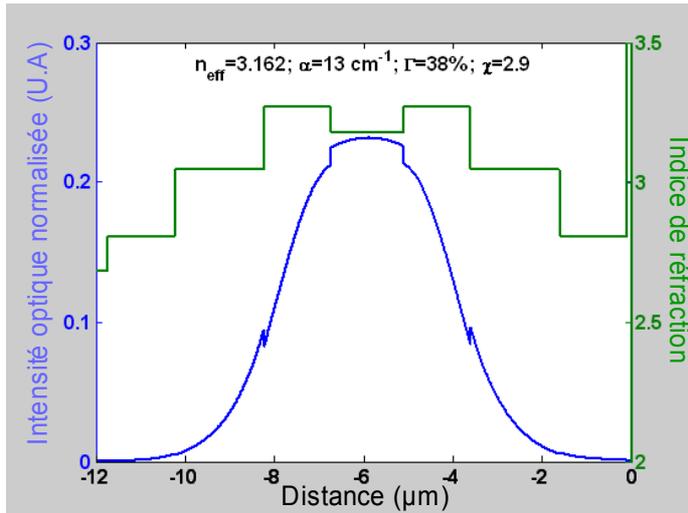
La réalisation à Thales R&T de LCQ avec des couches en Ga_{0,51}In_{0,49}P nécessite plusieurs étapes de croissance car notre bâti d'épitaxie par jet moléculaire (EJM) ne dispose pas de cellule de phosphore. La croissance des couches en Ga_{0,51}In_{0,49}P sera faite par épitaxie par dépôt chimique de composés organométalliques en phase vapeur (EPVOM) et la zone active du laser par EJM. Afin de pouvoir comparer ces nouveaux LCQ aux LCQ AL36 et AL94,

nous avons évidemment conservé la même zone active que les dispositifs précédents, qui a été réalisée dans la même campagne de croissance.

Nous avons conservé la structure générale des guides d'onde précédemment optimisés et remplacé les couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ par du $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ dopé $n_e=2.10^{17}\text{cm}^{-3}$. Nous n'avons plus dorénavant de contraintes sur l'épaisseur des couches diélectriques puisque le $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ est accordé en maille au GaAs. Cela dit, nous chercherons encore à garder une épaisseur totale du dispositif aux alentours de $10,5\mu\text{m}$ pour des raisons de thermique évoquées en début de ce chapitre. Les reprises de croissances auront lieu pendant la réalisation des couches de GaAs faiblement dopées adjacentes à la zone active. Dans la mesure où l'interface de la reprise peut présenter des défauts qui peuvent être à l'origine de pertes optiques, ces étapes seront réalisées si possible à des distances suffisamment éloignées de la zone active. Les couches de GaAs fortement dopées seront donc réalisées par EPVOM.

b. Optimisation du guide d'onde

Pour le calcul de l'indice de réfraction à $\lambda=9,4\mu\text{m}$ du $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ dopé $n_e=2.10^{17}\text{cm}^{-3}$, nous avons appliqué le modèle de Drude avec les paramètres du matériau utilisés dans la référence [Green02] (avec $\tau\sim 0,15\text{ps}$). Nous trouvons comme indice : $n=3,044-7.10^{-4}i$, indice similaire à celui de l' $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ dopé $n_e=4.10^{17}\text{cm}^{-3}$ valant $n=3,042-14.10^{-4}i$, mais avec des pertes 2 fois plus faibles. Les résultats des simulations numériques réalisées pour un guide en $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ renforcé par plasmons peuvent donc être réutilisés pour ces nouveaux guides (cf. Figure III-2). Pour un guide d'épaisseur totale $10,6\mu\text{m}$, le facteur de mérite est maximal pour les épaisseurs d' $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ de $2\mu\text{m}$. Nous allons donc reprendre la même structure de guide que le dispositif AL36 en remplaçant l' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ par du $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$. Notons que pour les couches en GaAs fortement dopées, le dopage Si est limité en EPVOM à la teneur maximale de $2,4.10^{18}\text{cm}^{-3}$ au lieu de 6.10^{18}cm^{-3} pour l'EJM. Aussi, pour garder le même type de guide que le dispositif AL36 qui a donné de bonnes performances, nous avons finalement décidé d'augmenter les couches dopées à $1,5\mu\text{m}$ pour éviter toute pénétration du mode dans les couches de contact ; l'épaisseur totale du dispositif vaut donc $11,6\mu\text{m}$. Le guide optimisé est représenté sur la Figure III-21 ci dessous. Pour ce guide, nous estimons les pertes à 13cm^{-1} et un facteur de recouvrement de 38% ; le facteur de mérite du dispositif vaut donc 2,9 ; une amélioration de 70% a été réalisée par rapport au guide de référence.



Matériaux	Epaisseurs (μm)	Dopages (cm ⁻³)
GaAs n ⁺	1,5	2,4.10 ¹⁸
Ga _{0,51} In _{0,49} P	2	2.10 ¹⁷
GaAs n	1,5	4.10 ¹⁶
Zone Active	1,63	
GaAs n	1,5	4.10 ¹⁶
Ga _{0,51} In _{0,49} P	2	2.10 ¹⁷
GaAs n ⁺	1,5	2,4.10 ¹⁸

Figure III-21 : Guide d'onde optimisé en Ga_{0,51}In_{0,49}P renforcé par plasmons

c. Tests électriques préliminaires

Une étude préliminaire a été menée pour rendre compte de l'influence de la reprise de croissance sur les propriétés électriques des dispositifs et afin de mettre en évidence les améliorations apportées par l'ajout de couches graduelles au niveau des hétérobarrières en GaAs/Ga_{0,51}In_{0,49}P. Pour cette étude, nous avons réalisé la croissance de trois plaques composées des couches situées au dessus de la zone active. La structure de ces plaques, MES1, MES2 et MES3, est détaillée dans les Tableau III-2 et Tableau III-3.

Type de croissance	Matériaux (dopés Si)	Epaisseurs (μm)	Dopages (cm ⁻³)	
MES2	MBE	GaAs	0,5	2,4.10 ¹⁸
	MOVPE	GaAs	1	2,4.10 ¹⁸
	MOVPE	Ga _{0,51} In _{0,49} P	2	2.10 ¹⁷
	MOVPE	GaAs	0,5	4.10 ¹⁶
	MOVPE	GaAs	0,2	2,4.10 ¹⁸
Substrat GaAs n ⁺ , n _e =2.10 ¹⁸ cm ⁻³				
MES1				

Tableau III-2 : Structures des échantillons MES1 et MES2 correspondant aux couches situées au dessus de la zone active du guide en Ga_{0,51}In_{0,49}P renforcé par plasmons (la lecture se fait du bas vers le haut). MES2 correspond à MES1 sur lequel une couche de GaAs a été déposée par EJM (ou MBE).

Type de croissance	Matériaux (dopés Si)	Epaisseurs (μm)	Dopages (cm^{-3})
MES3 MOVPE	GaAs	1	$2,4 \cdot 10^{18}$
	$\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P} \rightarrow \text{GaAs}$	0,2	$2 \cdot 10^{17} \rightarrow 2,4 \cdot 10^{18}$
	$\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$	2	$2 \cdot 10^{17}$
	$\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$	0,1	$1 \cdot 10^{18}$
	$\text{GaAs} \rightarrow \text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$	0,2	$2 \cdot 10^{17}$
	GaAs	0,5	$4 \cdot 10^{16}$
	GaAs	0,2	$2,4 \cdot 10^{18}$
Substrat GaAs n+, $n_c = 2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$			

Tableau III-3 : Structure de l'échantillon MES3 réalisé en EPVOM, similaire à MES1 mais avec des couches graduelles au niveau des hétérobarrières GaAs/ $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$.

Les plaques ont ensuite été gravées en plots cylindriques de $150\mu\text{m}$ de diamètre (cf. Figure III-22a) dans lesquels nous avons fait passer du courant continu. Nous avons représenté les caractéristiques électriques à 300K des trois échantillons sur la Figure III-22b.

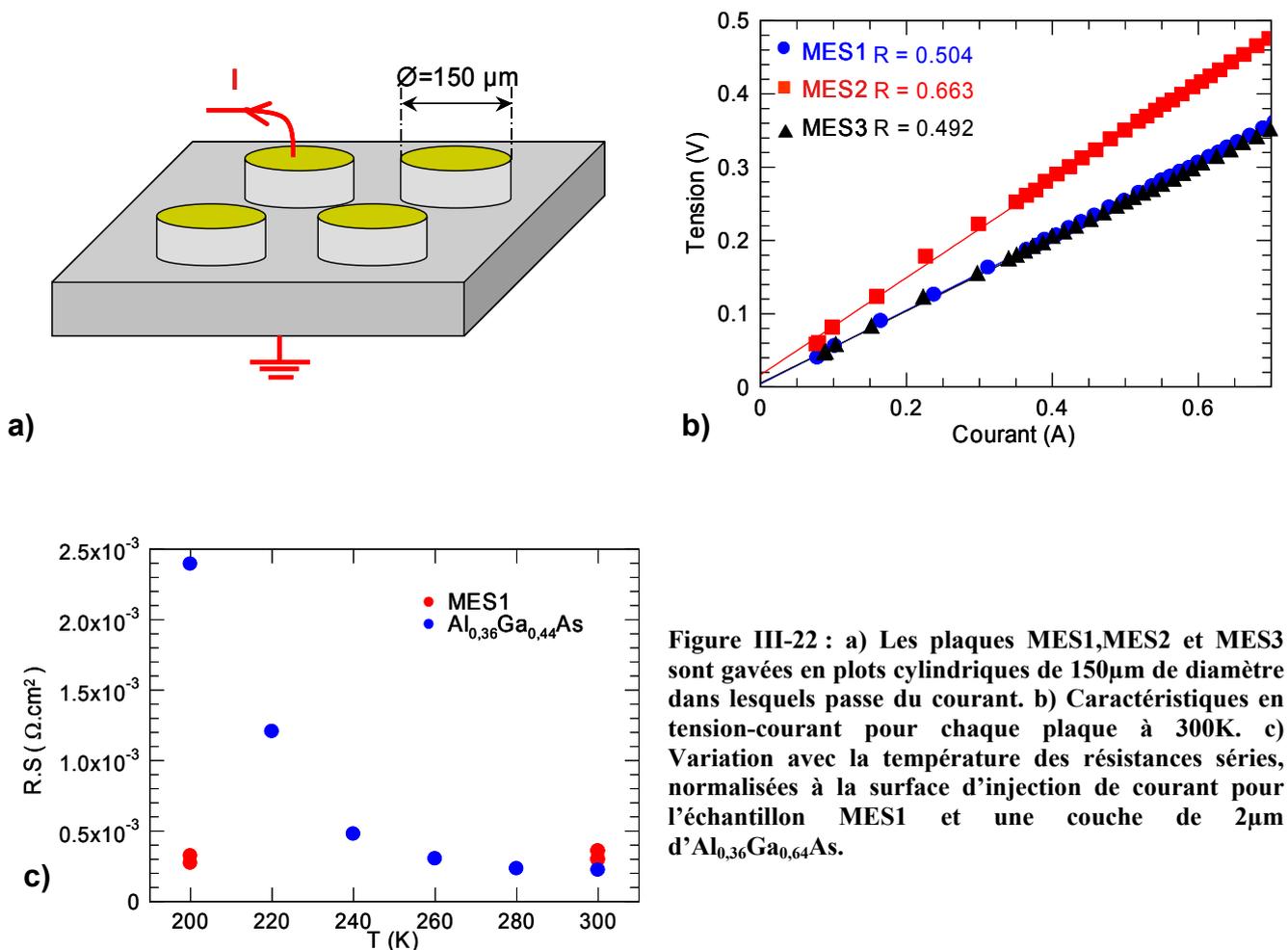


Figure III-22 : a) Les plaques MES1, MES2 et MES3 sont gravées en plots cylindriques de $150\mu\text{m}$ de diamètre dans lesquels passe du courant. b) Caractéristiques en tension-courant pour chaque plaque à 300K. c) Variation avec la température des résistances séries, normalisées à la surface d'injection de courant pour l'échantillon MES1 et une couche de $2\mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$.

Nous pouvons voir que les dispositifs MES1 et MES3 possèdent la même résistance série : $R \sim 0,5\Omega$. L'introduction de couches graduelles aux interfaces GaAs/ $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ ne paraît pas améliorer le passage du courant dans le dispositif. Nous déciderons donc par la suite de les ôter de notre structure. La résistance série de MES2, $R \sim 0,65\Omega$, est quant à elle légèrement plus élevée que celle des deux autres échantillons. Vu le taux de dopage de la couche ajoutée, cette augmentation de la résistance électrique ne vient pas d'une moins bonne conductivité électrique du GaAs déposé par EJM, mais très probablement des défauts introduits en surface lors de la reprise.

La résistance série des échantillons ne varie pas avec la température et, à titre comparatif, nous avons représenté sur la Figure III-22c la variation avec la température des résistances séries normalisées à la surface d'injection de courant pour l'échantillon MES1 et pour une couche d' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ de $2\mu\text{m}$ d'épaisseur. Pour cette dernière, nous avons repris les données des LCQ AL36 et REF_GaAs. Après normalisation aux surfaces de pompage, nous avons soustrait les résistances mesurées pour le LCQ référence à celles du LCQ AL36, et ensuite divisé par deux le résultat. Nous nous affranchissons ainsi de la résistance introduite par la zone active ainsi que de celles des couches GaAs de la structure. Sur la Figure III-22c, nous pouvons voir qu'à 200K, la résistance de MES1 est 8 fois plus faible que celle de l' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$! A haute températures, ces résistances deviennent comparables.

La réalisation de guides en $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ renforcés par plasmons semblent très prometteuse : eu égard à ces derniers résultats, les faibles résistances séries introduites par les couches en $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$, indépendantes de la température, laissent entrevoir de fortes réductions des puissances électriques injectées dans les LCQ et donc une opportunité d'augmenter les températures de fonctionnement de nos LCQ en régime continu.

Nous avons donc réalisé la croissance du guide présenté précédemment sans ajout de couches graduelles. A l'instar des guide d'onde en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$, la plaque obtenue, dénommée V2463 et notée GaInP par la suite, a été gravée en doubles tranchées pour définir des guides rubans de largeur $22,5\mu\text{m}$. L'implantation de protons a également été effectuée, définissant ainsi trois type de LCQ selon la largeur du canal d'injection du courant. Nous avons repris dans le Tableau III-4 les données du Tableau III-1 auxquelles nous avons ajouter les caractéristiques des LCQ GaInP.

	Format	w (μm)	Γ_h (%)	Γ_v (%)	Γ (%)	α (cm^{-1})	χ
Guide GaAs	L	D=21.5	100%	28%	28%	17	1.7
	M	12	87%		24%		1.5
	S	8	67%		19%		1.1
Guide $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$	L	D=22	100%	35%	35%	12	2.9
	M	14	93%		32%		2.7
	S	7	59%		21%		1.7
Guide $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$	L	D=20	100%	37%	37%	15	2.5
	M	14	96%		35%		2.4
	S	8	70%		26%		1.7
Guide $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$	L	D=22.5	100%	38%	38%	13	2.9
	M	13	89%		34%		2.6
	S	8	64%		24%		1.9

Tableau III-4 : Caractéristiques des lasers réalisés (cf. Tableau III-1 p.100).

V.3. Caractéristiques électriques et optiques des LCQ en régime pulsé

Nous allons maintenant présenter et analyser les résultats obtenus avec les LCQ GaInP. Le spectre d'émission d'un des lasers GaInP a été mesuré et sa longueur d'onde d'émission vaut $\lambda \sim 8,7\mu\text{m}$. Cette valeur est proche de la longueur d'onde du LCQ REF_GaAs de référence qui oscillait à $\lambda \sim 8,8\mu\text{m}$ et nous considérerons que la zone active des LCQ GaInP est équivalente à celle des lasers précédemment étudiés. Nous présentons sur la Figure III-23 les caractéristiques électriques et optiques d'un LCQ GaInP de type M de 2mm de long, mesurées entre 78 et 300K. Avec ce dispositif, nous avons pu mesurer à 78K un courant de seuil de 800mA avec une puissance crête optique maximale de 1,9W ! Ces performances font partie des meilleurs résultats mesurés sur des LCQ en GaAs/AlGaAs à basse température. A titre comparatif, le LCQ référence REF_GaAs oscillait à $\sim 1.2\text{A}$ à 78K avec une puissance crête maximale de 1W. Remarquons également que nous obtenons ici des performances clairement meilleures que celles rapportées dans la référence [Green02], où les puissances crêtes maximales étaient de 150mW à 78K. A plus haute température, les performances du LCQ GaInP sont néanmoins inférieures à celles des LCQ AL36 présentées antérieurement, notamment au niveau des courants de seuil qui sont plus élevés : nous mesurons à 240K un courant de seuil de 1,9A avec le LCQ GaInP au lieu de 1,6A avec le LCQ AL36 avec un dispositif similaire.

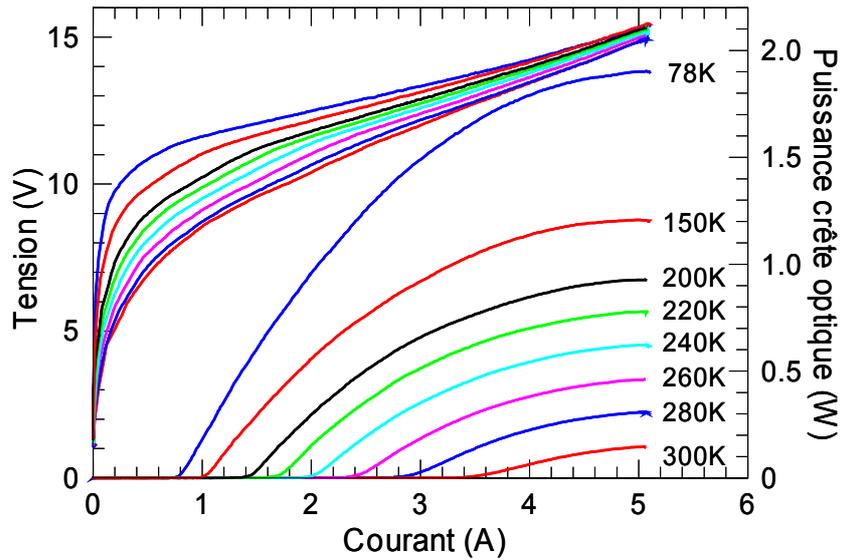


Figure III-23: Tensions et puissances crêtes optiques mesurées entre 78 et 300K en fonction du courant injecté dans un LCQ GaInP de type M de longueur 2mm.

V.4. Analyse des caractéristiques électriques et optiques des LCQ GaInP testés

a. Densités de courant de seuil et T_0

Nous avons tracé sur la Figure III-24 les variations des densités de courants de seuil avec la température du LCQ GaInP. Comme nous l'avons déjà remarqué, les densités de courant de seuil des laser GaInP sont comprises entre celles des LCQ REF_GaAs et AL36. Notons qu'à 78K, nous mesurons des densités de courant de seuil de 2,9kA/cm² pour le LCQ GaInP en comparaison 5,6kA/cm² rapportée dans l'article [Green02] sur une cavité de 1,3mm de long. Nous avons également tracé sur la Figure III-24 les interpolations exponentielles des données comprises entre 240 et 300K pour les LCQ AL36 et GaInP. Les températures caractéristiques T_0 obtenues, indiquées sur le graphique, sont comparables et valent environ 105K.

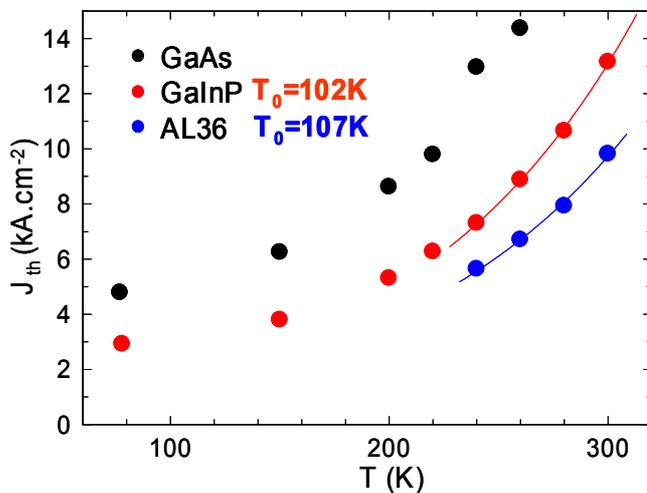


Figure III-24: Variations avec la température des densités de courant de seuil pour des LCQ de 2mm de type M : LCQ REF_GaAs (référence), GaInP et AL36. Nous indiquons en légende les températures caractéristiques T_0 des LCQ GaInP et AL36, obtenus par interpolation exponentielle des données (représentée par les courbes sur le graphique).

b. Efficacités différentielles externes

Sur la Figure III-25, nous avons tracé l'évolution avec la température des efficacités différentielles externes du LCQ GaInP. Nous y avons rajouté les données relatives aux LCQ REF_GaAs, AL94 et AL36 présentées en Figure III-16. Pour le LCQ GaInP, ces valeurs sont considérablement élevées à basse température notamment à 78K où elle vaut $\eta \sim 875 \text{ mW/A}$! Ceci correspond à l'efficacité différentielle quantique remarquable de $\eta_q = \frac{2e}{h\nu} \frac{dP}{dI} = \frac{2}{0.142} 0,875 = 12,3$. De ceci découle une augmentation considérable des niveaux de puissances crêtes maximales qui approchent les 2W à 78K. Par rapport au LCQ REF_GaAs, les efficacités ont été améliorées d'un facteur 2.

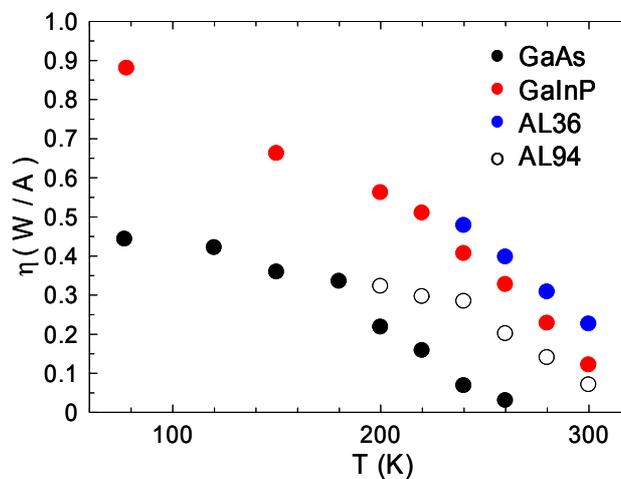


Figure III-25 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes des LCQ GaInP, REF_GaAs, AL94 et AL36. (de longueur 2mm et de type M).

A plus hautes températures, ces valeurs sont toutefois légèrement inférieures à celles du LCQ AL36. Nous pouvons remarquer deux phases de décroissances de l'efficacité différentielle externe pour le LCQ GaInP à l'instar des LCQ REF_GaAs et AL94. Pour $T > 200 \text{ K}$, la dépendance de l'efficacité différentielle externe avec la température est comparable à celle du LCQ AL36 et vaut $4,5 \text{ mW/A/K}$.

c. Caractéristiques électriques

Nous débutons l'analyse des caractéristiques électriques du LCQ GaInP en comparant, sur la Figure III-26, sa courbe tension/courant à 300K avec celle du LCQ REF_GaAs. Nous pouvons remarquer que le LCQ GaInP possède un coude bien supérieur à celui de la référence bien que leur zone active soit identique. A 300 K, $V_{\text{coude}} \sim 7 \text{ V}$ au lieu de 4V pour le LCQ GaAs. Comme pour le LCQ AL94, cette hausse anormale du coude va pénaliser le dispositif en régime plus poussé. Nous pouvons noter que cette tension V_{coude} diminue avec la

température puisqu'elle vaut $V_{\text{coude}} \sim 10\text{V}$ à 78 K., ce qui peut laisser présager la présence de fuites électriques dans le laser.

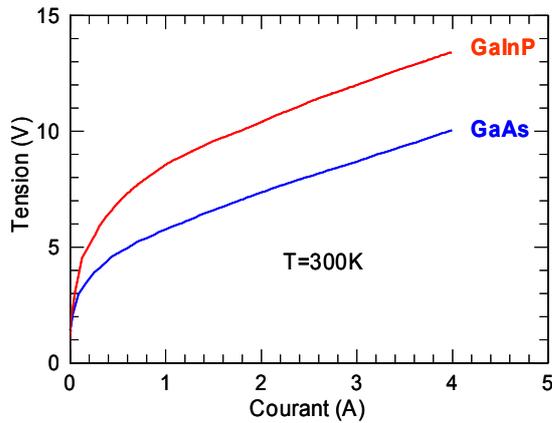


Figure III-26 :Caractéristiques en tension/courant des LCQ GaInP et REF_GaAs à T=300K.

Nous avons représenté sur la Figure III-27a l'évolution avec la température des tensions de fonctionnement du LCQ GaInP, et des LCQ REF_GaAs et AL36. Nous pouvons voir que pour le LCQ GaInP, elles sont comprises entre 11 et 15V et sont par conséquent supérieures aux tensions de fonctionnement de la référence REF_GaAs. Les tensions au seuil sont comparables à celles du LCQ AL36 mais les plages de tensions de fonctionnement sont inférieures et les puissances électriques de fonctionnement sont alors diminuées. De même, nous avons représenté sur la Figure III-27b l'évolution avec la température des résistances série des LCQ testés, normalisés à la surface d'injection de courant. La résistivité des LCQ utilisant du $\text{Ga}_{0,51}\text{In}_{0,49}\text{P}$ ne varie pas significativement avec la température par rapport à celle des LCQ AL36, tout comme l'indiquaient les tests préliminaires. A 300K, elles deviennent du même ordre de grandeur mais restent toutefois supérieures à celles des LCQ REF_GaAs.

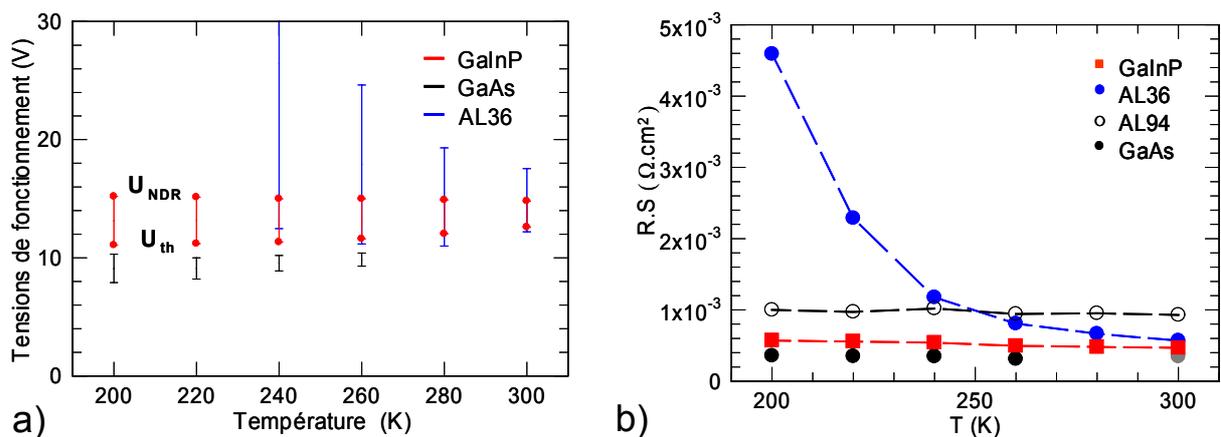


Figure III-27 : Variation avec la température : a) des tensions de fonctionnement et b) des résistances différentielles normalisés au surfaces S de pompage pour les LCQ GaInP, REF_GaAs, AL36 et AL94.

V.5. Bilan sur les guides en Ga_{0,51}In_{0,49}P renforcés par plasmons

Avec les guides en Ga_{0,51}In_{0,49}P renforcés par plasmons, nous avons considérablement amélioré les performances des LCQ en GaAs/AlGaAs: avec les lasers utilisant ce guide, nous avons diminué les densités de courant de seuil à 2,9kA/cm² à 78K et atteint une puissance crête optique maximale de 1,9W grâce à l'augmentation de l'efficacité différentielle externe à $\eta \sim 875\text{mW/A}$. Ces performances font partie des meilleurs résultats mesurés sur des LCQ en GaAs/AlGaAs à basse température. Néanmoins, à plus haute température, les lasers avec un guide en GaInP renforcé par plasmons ont obtenu de moins bonnes performances que les LCQ AL36 présentés précédemment, utilisant des couches en Al_{0,36}Ga_{0,64}As. Du point de vue de leurs caractéristiques électriques, malgré leurs meilleures résistances séries par rapport à celles des LCQ AL36, ces lasers souffrent d'une position anormalement élevée de leur tension au coude, ce qui va les pénaliser en régime plus poussé.

VI. Amélioration des performances des LCQ AL36 et GaInP

VI.1. Réalisation de miroirs métalliques

Dans le but d'améliorer encore les performances des dispositifs LCQ AL36 et GaInP, nous avons réalisé des miroirs métalliques sur leur facette arrière (traitement Hautement Réfléchissant ou HR) [Page02]. Ce traitement de facette permet de réduire les pertes miroirs de la cavité laser, de diminuer les densités de courant de seuil et d'augmenter l'efficacité différentielle externe.

Le miroir, schématiquement représenté sur la Figure III-28, est réalisé sur la facette par un dépôt d'Al₂O₃/Ti/Au d'épaisseurs respectives 100/50/100 nm. La première couche d'alumine isole électriquement le dispositif pour empêcher tout court-circuit entre les deux contacts ohmiques. La couche de titane assure à l'or une bonne adhésion sur l'isolant. A $\lambda \sim 9\mu\text{m}$, la réflectivité d'un tel miroir est estimée à plus de 98%. La dernière couche d'alumine protège la facette traitée.

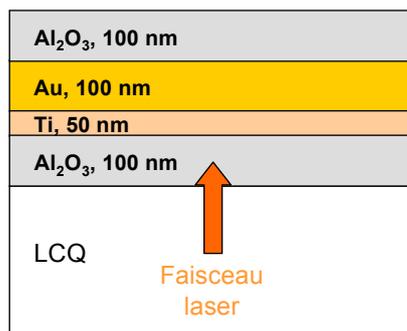


Figure III-28 : Structure des miroirs métalliques réalisés dans nos LCQ (également appelé traitement Hautement Réfléchissant ou HR).

VI.2. Caractéristiques électriques et optiques des échantillons traités

Nous avons représenté sur la Figure III-29 les caractéristiques électriques et optiques, mesurées à différentes températures, des LCQ AL36 et GaInP de type M de 2mm de long avec une facette traitée HR. Grâce à la diminution des pertes miroirs des lasers, nous avons réussi à améliorer les performances de nos dispositifs. Si nous comparons les performances des lasers AL36 avec et sans traitement de facette, le courant de seuil à 240K passe de 1,6 à 1,45A et à 300K de 2,7 à 2,5A. Les puissances crêtes détectées sont, quant à elles, encore plus grandes que précédemment ; des puissances supérieures à 1W ont été mesurées à 220K et à 300K, la puissance atteint 420mW !

Pour le dispositif GaInP avec un miroir, nous mesurons des puissances crêtes optiques records de 2,15W(!) à 78K au lieu de 1,9W sans traitement HR. Si nous associons à ce résultat la faible valeur de courant de seuil de 600mA au lieu de 800mA sans traitement HR, ces caractéristiques constituent les meilleures performances jamais atteintes à 78K sur des LCQ en GaAs/AlGaAs. Rappelons qu'à 78 K, le LCQ REF_GaAs oscillait à ~1,2A avec une puissance crête maximale de 1W. Comme précédemment avec des lasers sans miroirs, les performances du LCQ GaInP restent inférieures à celles des LCQ AL36 à plus haute température, notamment au niveau de leurs courants de seuil qui sont plus élevés : nous mesurons à 240K des courants de seuil de 1,8A avec le LCQ GaInP traité HR, au lieu de 1,4A avec le LCQ similaire AL36.

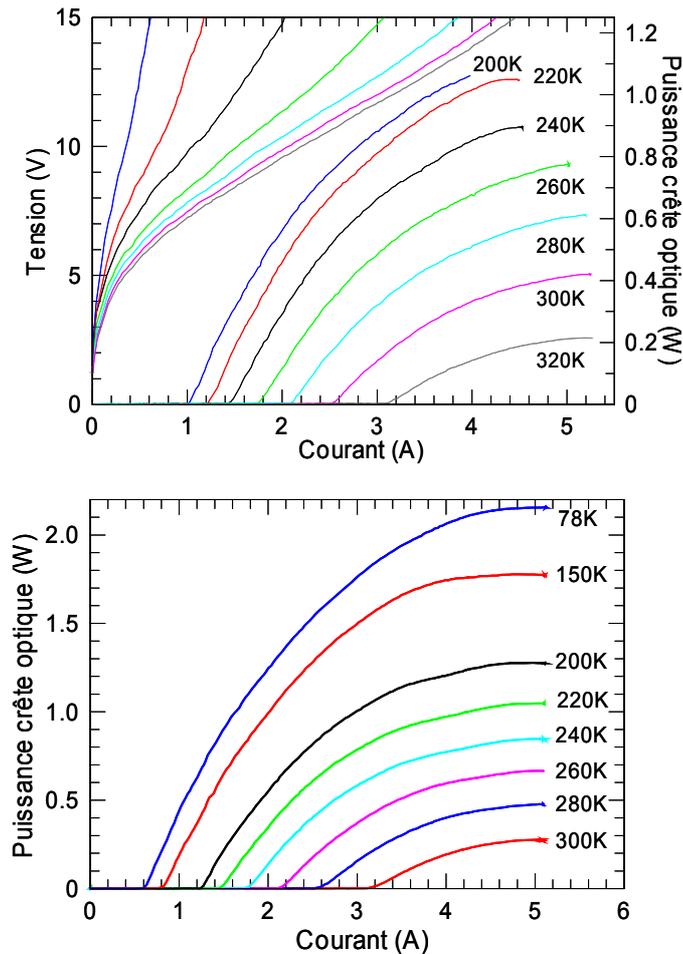


Figure III-29 : Tension et puissance crête optique en fonction du courant injecté dans des LCQ de type M de longueur 2mm avec une facette traitée HR :

- a) dans un LCQ AL36 entre 200 et 300K
- b) dans un LCQ GaInP entre 78 et 300K.

VI.3. Diminution des densités de courant de seuil

La diminution des courants de seuil découle directement de la diminution des pertes miroirs des dispositifs. La Figure III-30 représente les variations avec la température des densités de courants de seuil pour les deux LCQ avec miroirs, notés AL36-1HR et GaInP-1HR. Pour bien visualiser les améliorations apportées par les traitements HR, nous avons rajouté sur le graphique les données mesurées sur les mêmes lasers sans miroir, ainsi que celles du LCQ REF_GaAs. Pour le dispositif AL36, nous avons de plus réalisé un laser avec deux facettes traitées HR (AL36-2HR). Pour ce laser, très peu de lumière sort de la cavité laser et nous supposons que les pertes miroirs de la cavité laser sont quasiment nulles ; les courants de seuil sont mesurés grâce à un détecteur Mercure Cadmium Tellurium très sensible refroidi à 80K. Ce laser nous permet de connaître les valeurs limites de densités de courant de seuil accessibles avec le dispositif AL36 puisque dans ce cas, $J_{th} \sim \alpha_{wg} / g \cdot \Gamma = (g \cdot \chi)^{-1}$ (cf. Chapitre II).

Avec ce laser, nous mesurons une densité de courant de seuil de 3kA/cm^2 à 200K et de $7,5\text{kA/cm}^2$ à 300K , valeurs les plus basses jamais relevées à ces températures sur un LCQ en GaAs/AlGaAs. Pour le LCQ GaInP-1HR, malgré une diminution notable de leurs densités de courant de seuil par rapport au laser sans miroir, celles-ci restent supérieures à celles des LCQ AL36. Soulignons qu'à 78K , nous mesurons sur ce laser une densité de courant de seuil de $2,3\text{kA/cm}^2$ ce qui constitue, là encore, la plus faible valeur de seuil jamais mesurée à cette température sur des LCQ en GaAs/AlGaAs.

Nous avons également tracé sur la figure les interpolations exponentielles des données comprises entre 200 et 300K pour chaque LCQ (entre 240 et 300K pour le LCQ AL36). Les températures caractéristiques T_0 sont indiquées en encart du graphique. Nous pouvons constater que les T_0 sont comparables et valent environ 107K excepté pour le LCQ AL36-2HR pour lequel $T_0=112\text{K}$. Cette légère différence pourrait provenir du fait qu'à haute température, le gain modal associé aux LCQ AL36 et AL36-1HR, qui varie habituellement linéairement avec le courant (cf. Chapitre I), commence à saturer. L'oscillation laser nécessite alors un pompage électrique plus fort pour compenser les pertes de la cavité, entraînant donc une augmentation des densités de courant de seuil.

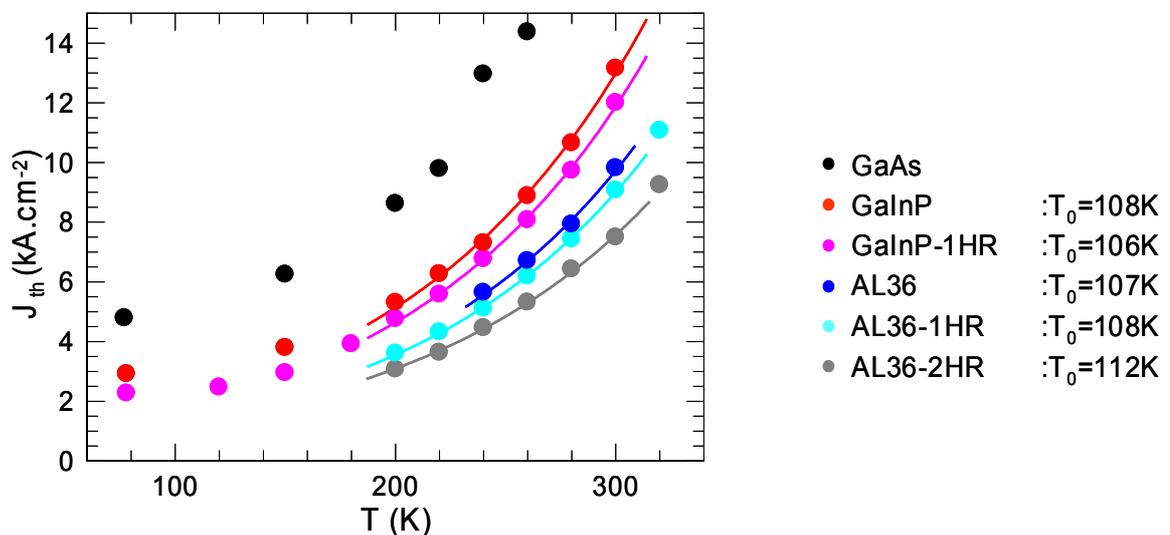


Figure III-30 : Densités de courant de seuil en fonction de la température pour des LCQ de type M, de 2mm de long : LCQ REF_GaAs, AL36 avec une, deux ou aucune facette traitée HR (AL36-1HR, AL36-2HR, AL36 respectivement), GaInP avec et sans miroir (GaInP-1HR et GaInP respectivement). Les températures caractéristiques T_0 de chaque laser sont indiqués dans la légende.

VI.4. Amélioration des efficacités différentielles externes

Grâce aux miroirs, nous avons amélioré les niveaux de puissances de nos lasers. Nous avons représenté sur la Figure III-31 les variations avec la température des efficacités différentielles externes pour les LCQ AL36-1HR et GaInP-1HR de la Figure III-29, en reprenant les données des lasers sans miroir présentés dans ce chapitre.

Nous pouvons tout d'abord mettre en évidence les valeurs considérablement élevées des efficacités différentielles externes mesurées à basse température sur le LCQ GaInP-1HR avec un miroir : à 78K, $\eta \sim 1,15 \text{ W/A}$ au lieu de 875 mW/A sans miroir, soit une amélioration de plus de 2,5 par rapport à la référence ($\eta \sim 440 \text{ mW/A}$).

A plus hautes températures, les efficacités différentielles externes des LCQ AL36-1HR et GaInP-1HR sont comparables et connaissent la même décroissance avec la température. A 240K, l'efficacité différentielle externe du LCQ AL36-1HR est de 570 mW/A au lieu de 480 mW/A pour le LCQ AL36 sans miroir et elle vaut 320 mW/A au lieu de 220 mW/A à 300K. Nous pouvons raisonnablement penser que ces lasers auraient également atteint des niveaux de puissance supérieurs à 2 W si leur résistance série eût permis des mesures à basse température.

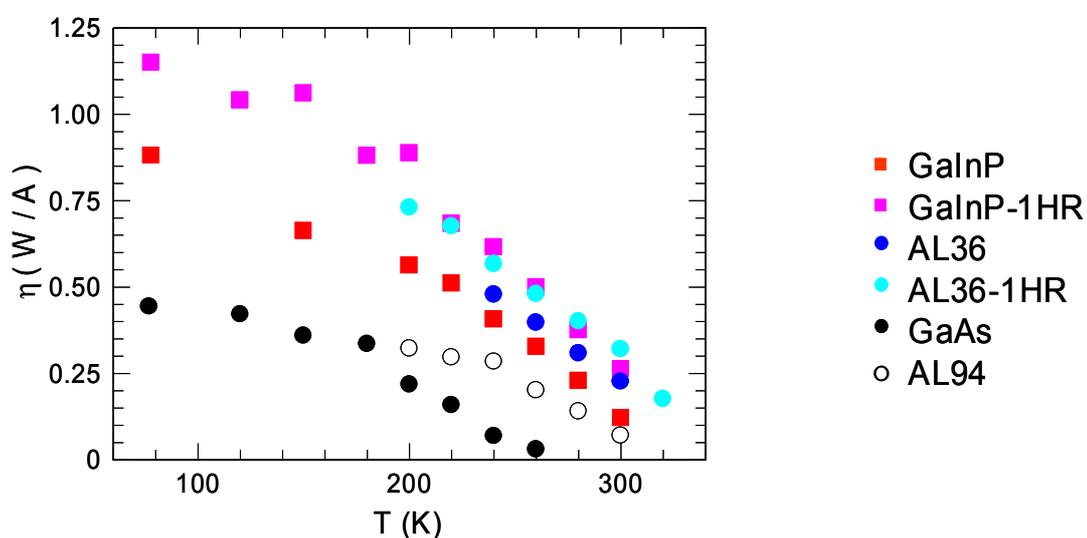


Figure III-31 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes des LCQ REF_GaAs, AL94, AL36, GaInP ainsi que AL36-1HR et GaInP-1HR avec un traitement HR.

a. Rendements à la prise des LCQ

L'optimisation des guides d'onde réalisée sur les LCQ en GaAs/AlGaAs avait pour objectif de diminuer les puissances électriques injectées dans les lasers tout en augmentant les efficacités de conversion électron-photon afin de diminuer les échauffement thermiques qui, dans nos structures, limitent le fonctionnement des lasers en régime continu. Nous allons étudier dans ce paragraphe les améliorations du rendement à la prise apportées par nos structures. Le rendement à la prise est défini comme le rapport entre la puissance optique détectée et la puissance électrique injectée dans le dispositif. Nous précisons qu'aucune correction n'a été apportée sur les puissances détectées pour tenir compte de l'efficacité de lumière collectée du banc de mesure, estimée à 60% dans notre cas, ou du fait que la lumière sort par les deux facettes pour un laser sans miroirs. Nous présentons donc des rendements à la prise « utiles » et non des efficacités quantiques internes qui, elles, représentent la quantité de photons générée par un électron.

Nous avons représenté sur la Figure III-32 les rendements à la prise des lasers présentés dans ce chapitre pour diverses températures à partir des mesures présentées en Figure III-12, Figure III-13, Figure III-23 et Figure III-29. Nous pouvons noter les améliorations apportées par le traitement HR de nos dispositifs sur les rendements des LCQ AL36-1HR et GaInP-1HR, le dépôt de miroir ne changeant pas les caractéristiques électriques des lasers (cf. Figure III-32d et f). La Figure III-32a représente les rendements à la prise du LCQ REF_GaAs entre 200 et 260K ce qui constituera pour nous une référence.

A 78K, le laser REF_GaAs atteint, pour $I=3A$, un rendement à la prise de 2,8% (cf. Figure III-33a). A la même température, nous calculons un rendement maximal de 3,9% à $I= 2,3A$ pour le LCQ GaInP et de 4,9% à $I=1,7A$ pour le LCQ GaInP-1HR avec miroir. Bien que les tensions de fonctionnement des lasers GaInP soient un peu élevées, notamment à cause de la position anormalement haute de la tension au coude, nous avons réussi à gagner près d'un facteur 2 sur leur rendement à la prise. Nous visualisons ici l'impact de la diminution des courants de seuil et de l'augmentation des puissances optiques sur le rendement à la prise ; ceci résulte essentiellement de l'amélioration du guide d'onde et du traitement HR de la facette arrière.

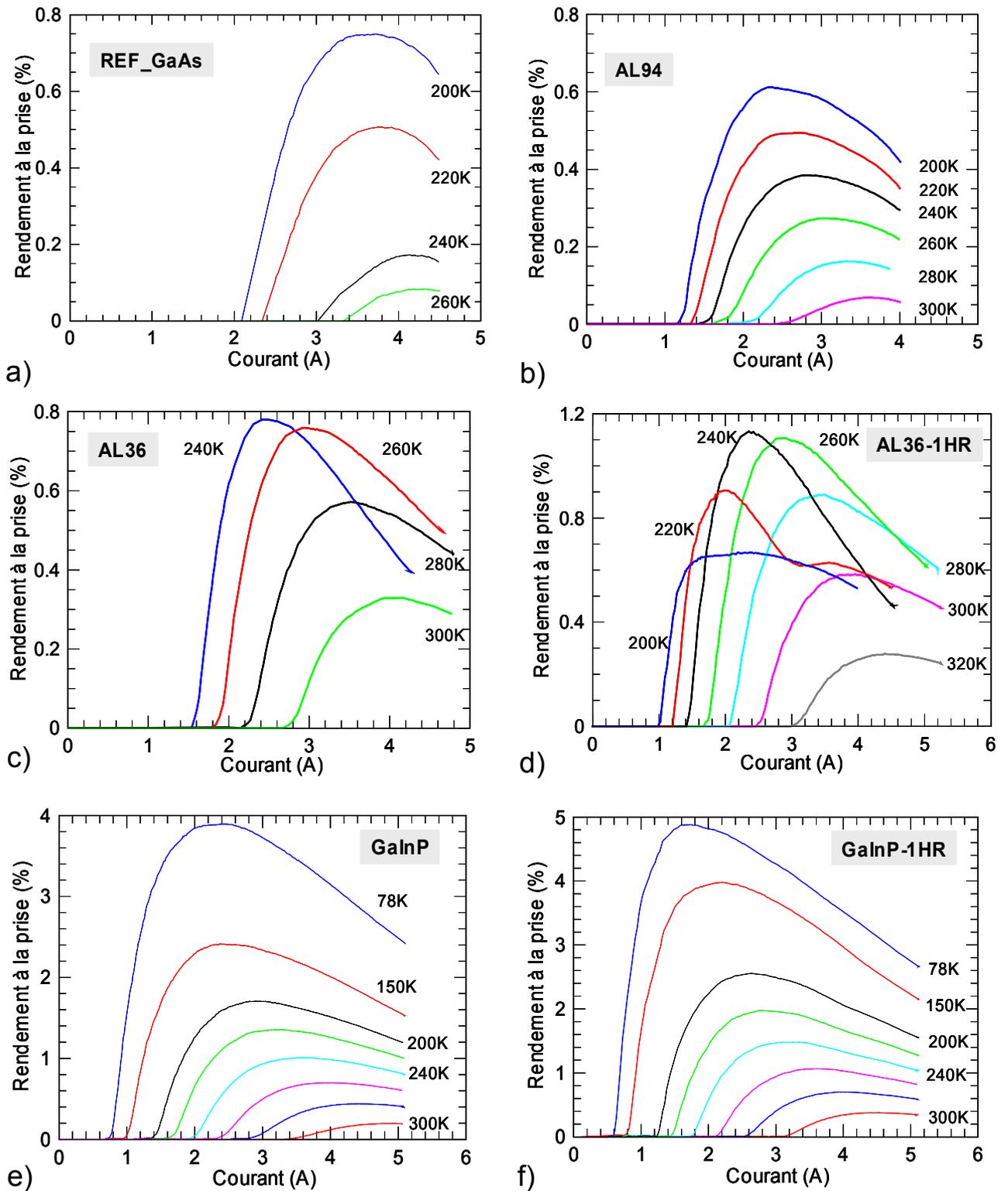


Figure III-32 : Rendements à la prise des LCQ REF_GaAs (a), AL94 (b), AL36 et AL36-1HR (c et d), GaInP et GaInP-1HR (e et f) calculés à partir des mesures présentées en Figure III-12, Figure III-13, Figure III-23 et Figure III-29.

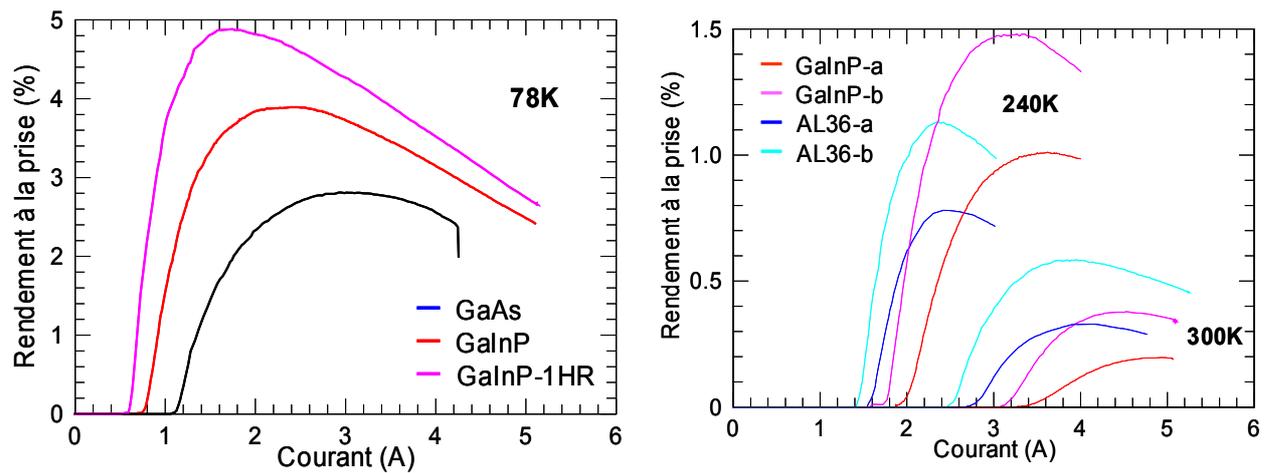


Figure III-33 : a) Comparaison des rendements à la prise des LCQ REF_GaAs, GaInP et GaInP-1HR à 78K ; b) Comparaison des rendements à la prise des LCQ GaInP, GaInP-1HR, AL36 et AL36-1HR à 240K et 300K.

Les rendements à la prise des LCQ AL94 et AL36 souffrent davantage de leurs caractéristiques électriques médiocres. Malgré de meilleures performances optiques par rapport à celles du laser de référence, ces lasers atteignent, à 200K, un rendement à la prise de 0,6% pour $I=2,3A$ alors que le LCQ REF_GaAs atteint encore 0,75% pour $I=3,7A$. A plus hautes températures, les performances du LCQ REF_GaAs se dégradent et les rendements des deux autres lasers se démarquent : à 240K, le rendement à la prise des LCQ AL94 et AL36 valent respectivement 0,4% et 0,8% au lieu de 0,1% à pour le LCQ REF_GaAs. L'amélioration des performances optiques du LCQ l'emporte donc alors très positivement sur la détérioration électrique engendrée par l'utilisation d' $Al_xGa_{1-x}As$. A 240K, le LCQ GaInP possède néanmoins de meilleurs rendements à la prise que le LCQ AL36 notamment grâce à ses plus basses tensions de fonctionnement: nous obtenons avec les LCQ GaInP-1HR et GaInP des rendements à la prise de ~1,5% et de 1% (respectivement) au lieu de 1,1% et 0,8% pour les LCQ AL36-1HR et AL36 (respectivement) (cf. Figure III-33b). A 300K cependant, les caractéristiques électriques des LCQ AL36 deviennent comparables à celles des LCQ GaInP et leurs rendements à la prise prennent le dessus ; nous les estimons à 0,35% et 0,2% pour les LCQ GaInP-1HR et GaInP (respectivement) au lieu de 0,6% et 0,3% à $I\sim 3,9A$ pour LCQ AL36-1HR et AL36 (respectivement). Les courbes de la Figure III-32d illustrent les conséquences néfastes du piégeage des porteurs sur le rendement à la prise dans l' $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$ pour $T < 260K$ (cf. paragraphe Chapitre III:IV.3.d et la Figure III-20 p.112).

VII. Estimation des pertes et du coefficient de gain

VII.1. Estimation des pertes du guide AL36

Les bonnes performances obtenues avec les LCQ AL36 semblent directement liées à l'optimisation du guide d'onde réalisé. Aussi avons-nous voulu estimer les pertes de ces dispositifs. Un grand nombre de LCQ de 1, 1,5, 2 et 3 mm, avec ou sans traitement HR de leurs facettes a été testé ; de cette manière, nous avons pu étudier les variations de la densité de courant de seuil en fonction des pertes miroirs des dispositifs, représentées sur la Figure III-34 à 240, 260, 280 et 300K. Sur ce graphique, nous avons rapporté les données obtenues avec les LCQ de type M et de type S, ces derniers étant corrigés d'un facteur de normalisation en considérant que $J_{th}(M) = \Gamma(S)/\Gamma(M) \cdot J_{th}(S)$. Nous rappelons que la densité de courant de seuil d'un LCQ est $J_{th} = (\alpha_w + \alpha_m) / g \cdot \Gamma$. En supposant que, pour une température donnée, le coefficient de gain g est constant sur la plage de mesure étudiée, l'interpolation linéaire des densités de courant de seuil nous permet donc de remonter directement aux pertes α_w du guide d'onde ainsi qu'au coefficient de gain modal $g \cdot \Gamma$. Pour chaque température, les résultats de l'interpolation sont rapportés dans le tableau accompagnant le graphique de la Figure III-34. Sur le graphique de la Figure III-34, les droites d'interpolation coupent l'axe des abscisses en $-\alpha_w$ qui vaut en moyenne $18,7 \text{ cm}^{-1}$. Cette valeur est en relativement bon accord avec les pertes estimées par les simulations numériques, qui étaient de 15 cm^{-1} .

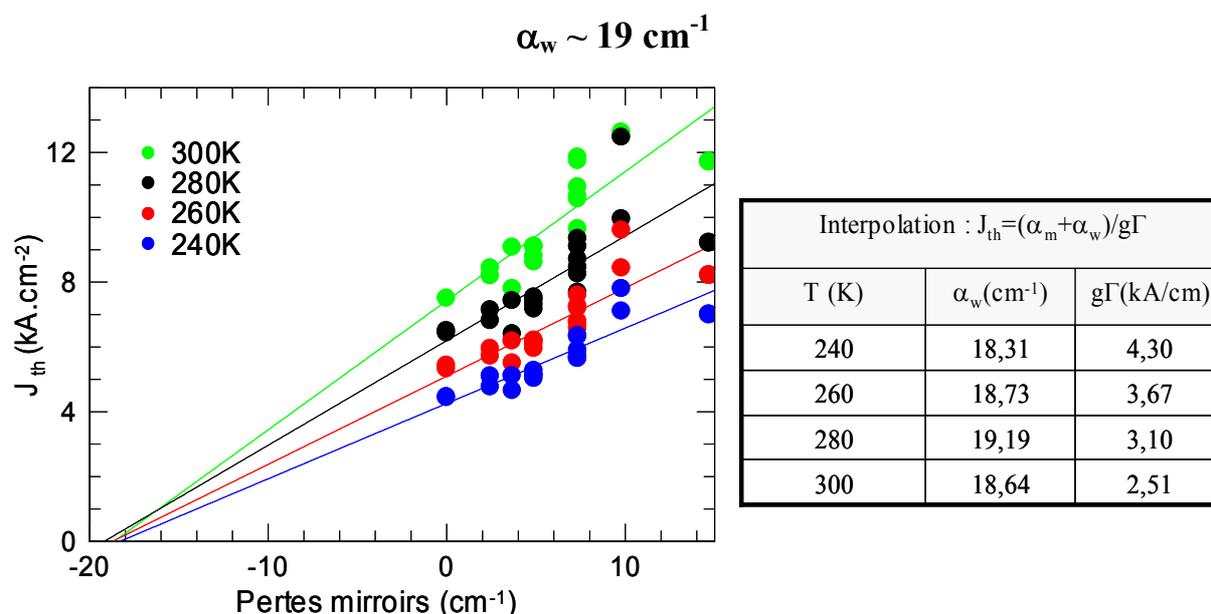


Figure III-34 : Variation des densités de courant de seuil en fonction des pertes miroirs (α_m) à 240, 260, 280, 300K. Pour chaque température, l'interpolation linéaire des résultats en $J_{th} = (\alpha_w + \alpha_m) / g \Gamma$ permet d'estimer les pertes α_w du guide et le produit $g \cdot \Gamma$ du coefficient de gain avec le facteur de recouvrement du mode.

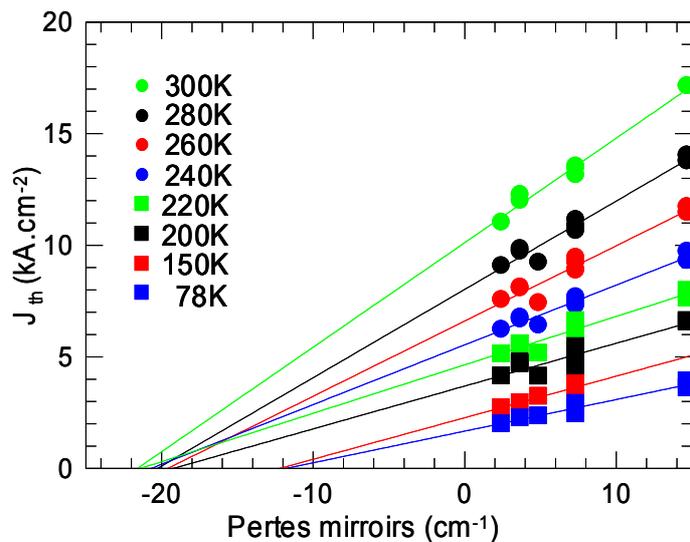
VII.2. Estimations des pertes du guide GaInP

Nous avons également cherché à estimer les pertes α_w du guide en GaInP et le produit $g\Gamma$ à partir des résultats obtenus sur les différents lasers testés sur une plage de température allant de 78 à 300K. Pour les différents LCQ testés, nous avons rapporté sur la Figure III-35 les valeurs des densités de seuil pour différentes valeurs de pertes miroirs. Nous avons regroupé les résultats pour les trois types de lasers L, M et S en les normalisant en LCQ de type M. Par souci de clarté, nous avons déjà ôté de nos graphiques les points que nous jugeons peu probants. Sur la Figure III-35, nous présentons les résultats de l'interpolation linéaire du type $J_{th}=(\alpha_w + \alpha_m)/g\Gamma$ effectuée pour chaque température.

Nous pouvons constater que ces interpolations ont tendance à converger principalement vers deux valeurs de pertes : à basse température, pour $T=78$ et $150K$, l'interpolation donne une valeur de pertes d'environ 12 cm^{-1} en bonne concordance avec les simulations numériques qui prévoyait 13 cm^{-1} (cf. Tableau III-4). Pour $T \geq 200K$, les pertes sont plus élevées et convergent vers des valeurs allant de $19,3$ à $21,6\text{ cm}^{-1}$, à savoir $20,5\text{ cm}^{-1}$ en moyenne. Cette dernière valeur se rapproche davantage de celle estimée pour les LCQ AL36 pour $T \geq 240K$ (en moyenne 19 cm^{-1}). En résumé :

$$\begin{aligned} &\text{pour } T \leq 150K, \alpha_w \sim 12\text{ cm}^{-1} \\ &\text{pour } T \geq 200K, \alpha_w \sim 20,5\text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

L'augmentation brutale des pertes pourrait provenir d'une libération de porteurs piégés entre 150 et 200K ce qui aurait tendance à augmenter l'absorption par porteurs libres dans nos lasers.



Interpolation : $J_{th}=(\alpha_m + \alpha_w)/g\Gamma$		
T (K)	$\alpha_w(\text{cm}^{-1})$	$g\Gamma(\text{kA/cm})$
78	11,83	7,06
150	12,24	5,37
200	19,26	5,21
220	21,42	4,61
240	20,71	3,74
260	19,61	2,97
280	20,29	2,53
300	21,61	2,14

Figure III-35 : Interpolations linéaires à différentes températures des densités de courant de seuil mesurées sur les LCQ GaInP, convertis en dispositifs de type M.

VII.3. Variations de $g\Gamma$ avec la température

Les interpolations linéaires réalisées Figure III-34 et Figure III-35 nous donnent également les valeurs de $g\Gamma$, valeurs que nous avons rapportées, pour chaque température, sur la Figure III-36. Pour les deux lasers, nous pouvons constater, en considérant Γ constant, que la variation du coefficient de gain g est quasiment linéaire à hautes températures. Pour le laser GaInP, nous pouvons remarquer qu'aux deux niveaux de pertes mis en évidence par les interpolations en Figure III-35 sont associés deux régimes de fonctionnement du LCQ, visibles sur les variations de $g\Gamma$ avec la température qui possèdent elles aussi deux phases: à basse température, $g\Gamma$ diminue peu avec la température, atteignant un palier à $T \sim 200\text{K}$; il accède, à plus haute température, à un deuxième régime de décroissance plus rapide.

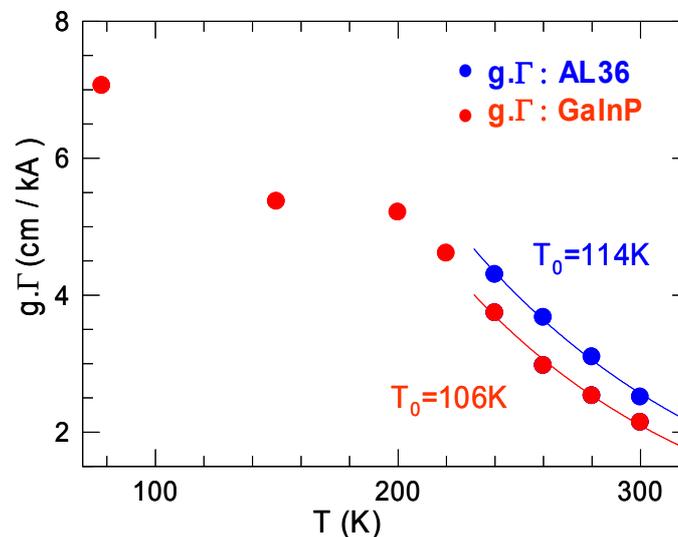


Figure III-36 : Variations de $g\Gamma$ avec la température pour les LCQ GaInP et AL36. (d'après les résultats des interpolations linéaires de la Figure III-34). Pour $T \geq 240\text{K}$, nous avons réalisé les interpolations exponentielles de type T_0 où $g\Gamma = g_0\Gamma \cdot \exp(-T/T_0)$.

Les valeurs de $g\Gamma$ des LCQ AL36 sont plus élevées que celles des LCQ GaInP. Pour $T \geq 240\text{K}$, nous avons réalisé une interpolation exponentielle du type $g\Gamma = g_0\Gamma \cdot \exp(-T/T_0)$. Nous trouvons un T_0 de 106K pour le laser GaInP ce qui concorde avec les valeurs de T_0 obtenues entre 200 et 300K présentées en Figure III-24. Pour le laser AL36, l'interpolation exponentielle donne un $T_0 = 114\text{K}$, valeur légèrement supérieure à celle répertoriée sur la Figure III-15. Si nous considérons la zone active de ces lasers identiques, leur coefficient de gain g l'est aussi et nous pouvons donc écrire :

$$g\Gamma(\text{AL36}) / g\Gamma(\text{GaInP}) = \Gamma(\text{AL36}) / \Gamma(\text{GaInP}) \sim 1,25$$

Ce rapport des facteurs de recouvrement des deux dispositifs anormalement élevé, est en total désaccord avec nos estimations numériques qui les prévoyaient égales. Notons que ces valeurs

de $g\Gamma$ sont relativement élevées si nous consultons la référence [Barbieri00], donnant une valeur de $g\Gamma$ de 4cm/kA à 4K et de 1,9kA/cm à 200K à la même longueur d'onde avec un guide GaAs renforcé par plasmons correspondant respectivement à $g\cong 13\text{cm/kA}$ et $g\cong 6\text{cm/kA}$. Si nous utilisons la valeur $\Gamma=37\%$ calculée pour un LCQ AL36 de type M (cf. Tableau III-1), nous trouvons $g\cong 11,6\text{ cm/kA}$ à 240K et $g\cong 6,8\text{ cm/kA}$ à 300K. Cette différence peut provenir, en grande partie, d'une différence entre zones actives : celle de la référence [Barbieri00] possède des barrières en $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ tandis que la notre a des barrières plus hautes en $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ ce qui diminue le taux d'échappement des électrons de la sousbande excitée 3 vers le continuum d'état [Sirtori02].

VIII. Bilan Général et conclusion du chapitre III

L'étude menée dans ce chapitre sur l'optimisation des guides d'onde pour les LCQ en GaAs/AlGaAs a permis de mettre en avant le rôle primordial des guides sur les performances des lasers. Grâce à l'amélioration du confinement optique du mode guidé dans la zone active et à la limitation des pertes internes, nous avons pu réaliser des dispositifs de grande qualité avec lesquels nous avons atteint de nouvelles performances records pour les LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda\sim 9\mu\text{m}$. Avec les guides en GaInP renforcés par plasmons, nous avons mesuré à 78K sur laser avec miroir de type M de 2 mm de long, un courant de seuil de $2,3\text{kA/cm}^2$, un rendement différentiel externe de 1,15W/A et atteint une puissance crête maximale de 2,15W. A plus haute température, les LCQ utilisant un guide en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcé par plasmons ont su se distinguer avec l'obtention de puissances crêtes de 420mW à 300K, avec une densité de courant de seuil inférieure à 10kA/cm^2 . L'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre sont récapitulés dans le Tableau III-5 ci-après. Rappelons encore une fois que, au vu des performances obtenues par la référence en GaAs réalisée lors de cette campagne de croissance, performances qui sont bien inférieures à celles habituellement atteintes, nous pensons pouvoir améliorer encore les résultats obtenus dans ce chapitre.

78K	GaAs	GaInP	GaInP 1HR
J_{th} (kA/cm ²)	4,8	2,9	2,3
P_{max} (W)	1	1,9	2,15
η (mW/A)	440	875	1150
R.S (Ω.cm ²)	4.10 ⁻⁴	6.10 ⁻⁴	
V_{coude} (V)	5,5	10	
Rendement prise max.	2,8%	3,9%	4,9%
α_w (cm ⁻¹)		12	
$g\Gamma$ (cm/kA)		7	

240K	GaAs	AL94	AL36	AL36 1HR	GaInP	GaInP 1HR
J_{th} (kA/cm ²)	13	5,4	5,6	5,2	7,3	6,8
P_{max} (mW)	65	350	685	900	620	850
η (mW/A)	70	280	480	570	410	620
R.S (Ω.cm ²)	3,5.10 ⁻⁴	10 ⁻³	1,2.10 ⁻³		5,5.10 ⁻⁴	
V_{coude}	4	14	4		7	
Rendement prise max.	0.1%	0,4%	0,8%	1,1%	1%	1,5%
α_w (cm ⁻¹)	-		19		21,5	
$g\Gamma$	-		4,3		3,74	

300K	GaAs	AL94	AL36	AL36 1HR	GaInP	GaInP 1HR
J_{th} (kA/cm ²)	-	8,4	9,8	9,1	13,2	12
P_{max} (mW)	-	70	250	420	145	280
η (mW/A)	-	70	220	320	120	250
R.S (Ω.cm ²)	(3,5.10 ⁻⁴)	9,5.10 ⁻⁴	6.10 ⁻⁴		5.10 ⁻⁴	
V_{coude}	(3,5)	14	4		6,5	
Rendement prise max	-	0,07%	0,3%	0,6%	0,20%	0,35%
α_w (cm ⁻¹)	-		19		21,5	
$g\Gamma$	-		2,5		2,14	

Tableau III-5 : Tableaux récapitulatifs des résultats obtenus sur les LCQ présentés dans ce chapitre pour T=78K, T=240K et T=300K. Les résultats surlignés représentent des performances records pour des LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$.

Nous avons pu estimer les pertes des LCQ AL36 et GaInP et mettre en évidence deux régimes de fonctionnement de nos lasers. Dans le premier régime de fonctionnement, pour $T \leq 200\text{K}$, nous avons estimé les pertes du guide en GaInP de l'ordre de 12 cm^{-1} et un coefficient $g\Gamma$ compris entre 7 cm/kA à 78 K et $5,2 \text{ cm/kA}$ à 200K . Au dessus de 200K , le LCQ semble entrer dans un second régime de fonctionnement. Les pertes augmentent brutalement à $20,5 \text{ cm}^{-1}$ pour le LCQ GaInP et sont comparables à celles du LCQ AL36, estimées à 19 cm^{-1} pour $T \geq 240\text{K}$. Dans ce second mode de fonctionnement, le facteur $g\Gamma$ connaît une décroissance plus prononcée avec la température, comparée à celle qu'il a à basses

températures. Nous avons également pu observer sur certains LCQ deux phases de variations de leur efficacité différentielle externe, en concordance à la présence de deux modes de fonctionnement des lasers. Il n'est pas trivial à partir des résultats obtenus d'expliquer précisément l'origine de l'augmentation des pertes dans nos dispositifs. Une explication peut être trouvée dans le fait qu'une partie des porteurs dans la zone active fuit vers le continuum d'état : ceci pourrait justifier l'existence du deuxième régime de fonctionnement du laser et l'augmentation des pertes par absorption par porteurs libres dans nos dispositifs.

Sur la Figure III-37, nous reprenons la Figure III-36 pour mettre en évidence une énergie d'activation thermique des porteurs. Si nous interpolons entre 220 et 300K les variations avec la température de $g\Gamma$ par une fonction en $\exp(E_{act}/kT)$, nous trouvons $E_{act}=57,7$ meV pour le LCQ GaInP et 53,2meV pour le LCQ AL36. Si nous examinons sur la Figure III-37 la structure de bande d'une période de la zone active en GaAs/AlGaAs, nous pouvons identifier une sousbande 58meV au dessus de la sousbande excitée du laser. Le coefficient de gain g est proportionnel au temps de vie τ_3 de la sousbande excitée (cf. Chapitre I) ; l'interpolation de $g\Gamma$ réalisée pour $T>200$ K met en évidence que ce temps de vie dominé par la fuite des porteurs vers le continuum est au dessus de 220K. Ceci justifie l'existence du deuxième régime de fonctionnement de nos lasers pour lequel le rendement interne diminue rapidement et le seuil augmente davantage avec la température.

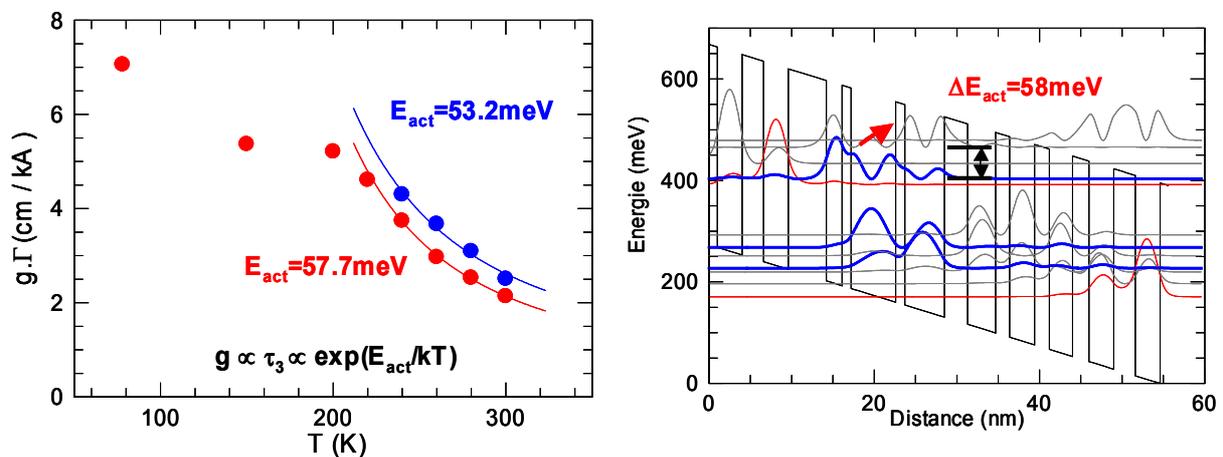


Figure III-37 : Mise en évidence de l'activation thermique des porteurs de la sousbande 3 vers le continuum par l'interpolation de $g\Gamma$ par une fonction en $\exp(E_{act}/kT)$ pour $T>220$ K. Comme nous pouvons le voir sur le détail d'une période de la zone active, l'énergie d'activation thermique trouvée ($E_{act}\sim 58$ meV) correspond bien à la séparation en énergie de la sousbande 3 et du continuum.

La dégradation avec la température des performances des LCQ en GaAs/AlGaAs étudiés ternissent quelque peu les résultats obtenus grâce à l'amélioration des guides. En conséquence, ces LCQ ne fonctionnent pas en régime continu et ne supportent qu'un

pompage électrique à faible taux de remplissage. La nécessité de conserver un fonctionnement à faible taux de remplissage s'explique également par la dégradation des propriétés thermiques des LCQ : l'utilisation de couches diélectriques supplémentaires pour leur guide a pour conséquence l'augmentation de la résistance thermique des dispositifs, réduisant la dissipation de la chaleur générée dans la zone active.

Les travaux présentés dans ce chapitre soulignent bien que la zone active utilisée n'est pas optimisée pour un fonctionnement à haute température comme l'est, par exemple, une structure « bound to continuum » avec laquelle des LCQ en GaAs/AlGaAs ont atteint une température maximale de fonctionnement de 100°C [Pflügl03]. Un guide en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ pourrait être avantageusement utilisé pour améliorer encore ce type de lasers. Néanmoins, si ce type de structure permet de réduire l'accumulation de porteurs dans les sousbandes inférieures de la zone émissive, cela ne résout pas le problème des fuites de porteurs dans la minibande excitée de l'injecteur, qui est une limitation majeure pour les performances des LCQ en GaAs/AlGaAs en régime poussé.

Chapitre IV: Optimisations de LCQ en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$:

- **Injection localisée de courant par implantation de protons,**
- **Optimisations thermiques**
- **Bilan sur les performances des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP et des LCQ en GaAs/AlGaAs étudiés**
- **Etude de la saturation spatiale du gain**

I. Introduction

Pour un laser semiconducteur, la démonstration de fonctionnement en régime continu et à température ambiante est une étape cruciale à franchir, pour promouvoir cet objet de recherche en un dispositif optoélectronique à part entière. Ces performances ont été récemment atteintes par des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $9\mu\text{m}$ [Beck02], moins de dix ans après la première démonstration des lasers intersousbandes. Des puissances de 372mW ont été mesurées à 298K sur d'autres LCQ émettant à $6\mu\text{m}$ [Evans04], élevant les LCQ au rang de sources compactes performantes émettant dans le moyen infrarouge. Pour atteindre de telles performances, les LCQ ont dû œuvrer sur deux fronts pour combattre les effets néfastes de l'échauffement thermique intra-cavité, l'un consistant à améliorer les rendements des lasers pour limiter les puissances électriques injectées, l'autre, étant l'optimisation des dispositifs pour faciliter l'évacuation de la chaleur générée.

Jusqu'à présent, les LCQ en GaAs/AlGaAs ont montré un fonctionnement en régime continu jusqu'à 150K à $\lambda \sim 10\mu\text{m}$, en utilisant l'implantation de protons dans des guides en GaAs renforcés par plasmons [Page04]. Dans le chapitre précédent, nous avons présenté une étude menée sur le guide d'onde de LCQ en GaAs/AlGaAs, qui a permis d'améliorer significativement les rendements à la prise de ces lasers en régime pulsé. Malheureusement, nous n'avons pas réussi à observer avec ces lasers un fonctionnement en régime poussé, la zone active n'étant pas optimisée pour opérer à haute température, et les matériaux ternaires utilisés dans les guides augmentant considérablement la résistance thermique de nos structures.

A la fin de mon travail de thèse, nous avons eu l'opportunité de fabriquer et caractériser des LCQ très performants en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $8,9\mu\text{m}$. Dans ces lasers, nous avons décidé de réaliser des dispositifs avec implantation de protons, comme dans les LCQ en GaAs/AlGaAs, afin de transférer éventuellement cette technologie. Nous proposons de présenter dans ce chapitre les résultats obtenus sur ces dispositifs.

Nous avons également étudié l'influence d'une couche d'or électrolytique sur les performances des lasers InP réalisés dans la même plaque, de très bonnes performances ayant été récemment atteintes avec des lasers utilisant cette technologie [Evans04].

Nous profiterons de ce chapitre pour comparer les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP testés avec les LCQ en GaAs/AlGaAs présentés dans le chapitre III.

Nous terminerons par présenter une étude théorique sur la saturation spatiale du gain et sur les effets néfastes que ce phénomène peut avoir sur les performances des LCQ.

II. Etude et caractérisation d'un LCQ en GaInAs/AlInAs/InP implanté émettant à $8,9\mu\text{m}$

II.1. Description de la structure étudiée

a. Structure de la zone active

La structure du LCQ en GaInAs/AlInAs/InP étudiée est la même que celle rapportée dans la référence [Beck02]. La zone active du dispositif, constituée de 35 périodes, a été dessinée pour émettre à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$. La zone émissive de la zone active possède quatre sousbandes, les trois sousbandes inférieures étant également espacées de l'énergie $\hbar\omega_{\text{LO}}=34\text{meV}$ pour dépeupler rapidement le niveau inférieur de la transition optique par une double résonance de phonons LO (cf. Figure IV-1) et limiter son peuplement thermique. Ce type de zone active a su démontrer sa puissance [Faist02] en permettant au LCQ en GaInAs/AlInAs/InP d'atteindre pour la première fois un fonctionnement en régime continu à température ambiante.

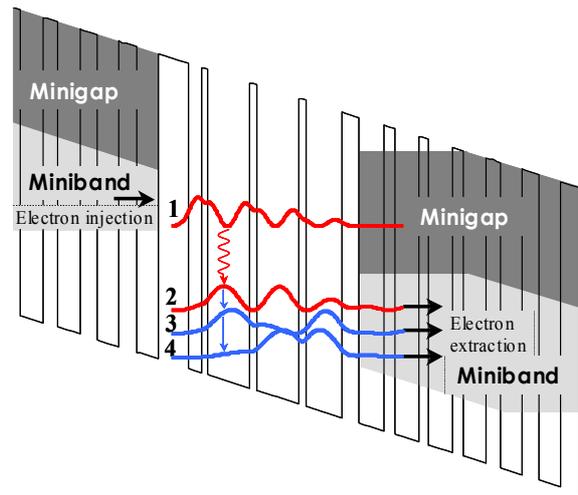
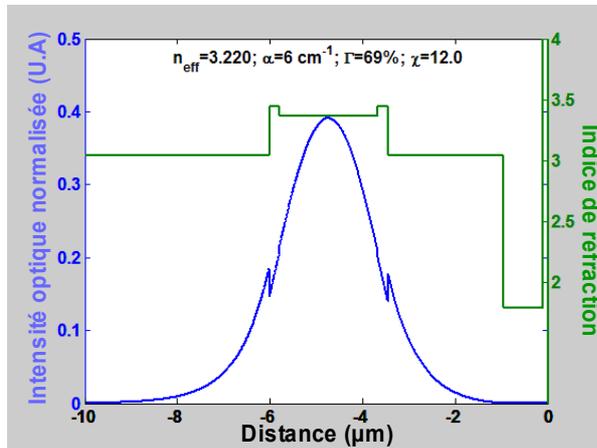


Figure IV-1: Structure de bandes d'une période de la zone active du LCQ en GaInAs/AlInAs/InP étudié. La zone émissive est constituée de 4 puits, les transitions 2-3 et 3-4 étant en résonance avec l'énergie d'un phonon optique ($\hbar\omega_{LO}=34\text{meV}$). L'épaisseur (en nanomètres) des couches composant une période est, en allant de gauche à droite et en partant de la barrière d'injection : 4,0/1,9/0,7/5,8/0,9/5,7/0,9/5,0/2,2/3,4/1,4/3,3/1,3/3,2/1,5/3,1/1,9/3,0/2,3/2,9/2,5/2,9, avec en gras les barrières en AlInAs, en roman les puits en GaInAs ; les couches dopées 2.10^{17}cm^{-3} sont soulignées (d'après [Beck02]).

b. Structure du guide d'onde dans la direction verticale

Le détail de la structure du LCQ en GaInAs/AlInAs/InP est donné dans le tableau de la Figure IV-2. La zone active présentée précédemment a été conçue en EJM à l'Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel. Une reprise de croissance des couches en InP supérieures a été réalisée à Thales R&T par EPVOM. Sur la Figure IV-2, nous représentons le profil du mode fondamental guidé associé à cette structure. Les pertes du guide sont calculées à 6cm^{-1} , le facteur de recouvrement du mode vaut 69%, et le facteur de mérite vaut 12. Nous pouvons noter ici que ce guide d'onde est nettement meilleur que ceux présentés dans le chapitre précédent, dont les facteurs de mérite ne dépassaient pas 3. Le guide d'onde des LCQ en GaInAs/AlInAs tire profit du contraste d'indice entre l'InGaAs et l'InP pour confiner le mode optique ; d'une part, le substrat est utilisé comme couche de confinement, sans avoir recours à une couche fortement dopée, de l'autre, une couche épaisse d'InP ($2,5\mu\text{m}$) recouverte d'une couche fortement dopée assurent un confinement renforcé par plasmons. Outre la qualité de son guide, le dispositif profite également de la bonne conductivité électrique des couches d'InP qui le constituent, ce qui est un avantage pour limiter les tensions de fonctionnement et les échauffements au sein du laser. A titre indicatif, dans la référence [Beck02], les auteurs mesurent à 292K une résistance différentielle de $\sim 7\Omega$ avant le seuil de l'hétérostructure enterrée rapportée ; en normalisant cette résistance à la surface de pompage, on calcule $7 \times 0.075 \times 0.0012 = 6.10^{-4}\Omega.\text{cm}^2$, ce qui constitue une résistance normalisée

comparable à celle mesurée sur les LCQ GaInP présentés dans le chapitre III (cf. Tableau III-5). Avec une tension de coude de $\sim 4V$, la tension de fonctionnement du LCQ en GaInAs/AlInAs/InP rapportée est cependant plus faible, avec une tension au seuil de 7V au lieu de 12V pour les LCQ GaInP.



Matériaux	Epaisseurs (μm)	Dopages (cm ⁻³)	Indices
InP	0,85	7.10 ¹⁸	1,788-1620.10 ⁻⁴ i
InP	2,5	1.10 ¹⁷	3,038-5.10 ⁻⁴ i
InGaAs	0,23	6.10 ¹⁶	3,445-3.10 ⁻⁴ i
Zone Active	2,11	3,4.10 ¹⁶	3,368-1.10 ⁻⁴ i
InGaAs	0,225	6.10 ¹⁶	3,445-3.10 ⁻⁴ i
Substrat InP		2.10 ¹⁷	3,038-10.10 ⁻⁴ i

Figure IV-2 : Profil en intensité normalisée du mode fondamental guidé ; les pertes du guide sont de 6cm^{-1} , le facteur de recouvrement du mode vaut 69%, et le facteur de mérite vaut 12. Le détail de la structure du LCQ en GaInAs/AlInAs/InP est donné dans le tableau apposé. Les lignes colorées représentent les couches reprises par EPVOM (ou MOVPE) à Thales R&T.

c. Réalisation d'un guide ruban à double tranchée

Après la recroissance des couches de confinement optique et de contact supérieur, des guides rubans de $14\mu\text{m}$ de large ont été réalisés sur la plaque par gravure chimique de doubles tranchées. Contrairement aux LCQ présentés dans le chapitre précédent, un seul type de canal d'injection de $6\mu\text{m}$ large a été réalisé par implantation de protons. Nous avons ainsi reproduit les mêmes dispositifs que ceux réalisés sur les LCQ en GaAs/AlGaAs ayant fonctionné en régime continu jusqu'à 150K [Page04]. Avec un rapport $w/D=0,43(=6/14)$, $\Gamma_{\text{lat}}=72\%$ (cf. Chapitre III) et le facteur de mérite associé au mode fondamental guidé vaut alors 8,2.

II.2. Caractéristiques des lasers CQ InP implantés en régime pulsé

Après ces étapes technologiques, des lasers sont clivés à différentes longueurs de 1 à 3mm et, comme précédemment, sont montés epilayer down sur une embase de cuivre. La longueur d'onde du laser a été mesurée avec un spectromètre à transformée de Fourier à haute résolution et vaut $8,9\mu\text{m}$. Nous pourrions donc comparer ces LCQ, que nous nommerons par commodité LCQ InP, aux LCQ en GaAs/AlGaAs étudiés dans le Chapitre III.

Dans un premier temps, les LCQ InP ont été testés en régime pulsé à une fréquence $f=5\text{kHz}$ et sur une impulsion de $\Delta t=50\text{-}100\text{ns}$, afin de rendre négligeables les échauffements sur les performances des lasers. Nous avons représenté sur la Figure IV-3 les caractéristiques électriques et optiques mesurées sur un LCQ de 2mm de long à 78 K et entre 240 et 320K. Le laser présenté atteint des puissances crêtes de 480mW à 78K et de 290mW à 300K.

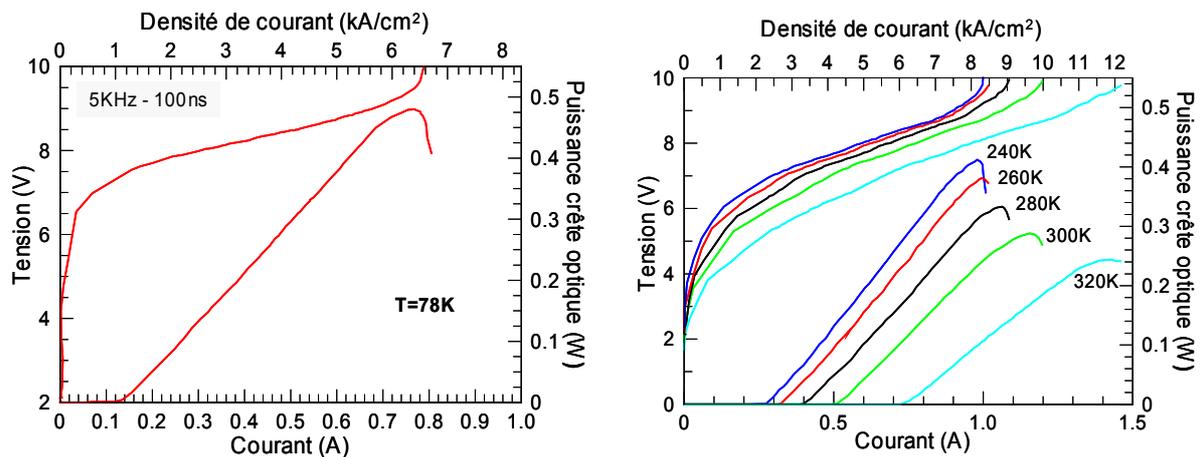


Figure IV-3 : Tensions et puissances crêtes optiques en fonction du courant injecté, mesurées dans un LCQ AlInAs/GaInAs/InP de 2mm de long, avec un canal d'injection de $6\mu\text{m}$ de large : a) à 78K, b) entre 240 et 320K.

En observant sur la Figure IV-3 les variations avec la température des courants de seuil, nous pouvons remarquer une forte augmentation à haute température, notamment entre 300K et 320K. Cette augmentation anormale du seuil peut laisser penser à un effet de saturation du gain du laser. En fait, les courants de désalignement augmentent de façon similaire, alors que les tensions au coude des courbes de tension-courant diminuent : ces effets laisseraient finalement présager à des fuites électriques dans le dispositif. Nous reviendrons plus tard sur ces anomalies.

a. Faibles courants de seuil

Les courants de seuil du laser présenté sur la Figure IV-3 sont très faibles : à 78 K, $I_{\text{th}}=135\text{mA}$, à 240K, $I_{\text{th}}=280\text{mA}$ et à 300K, $I_{\text{th}}=500\text{mA}$, correspondant respectivement à des densités de courant de seuil de 1,1 , 2,3 et 4,3kA/cm²! A titre comparatif, nous avons représenté sur la Figure IV-4 les variations avec la température des densités de courant de seuil des LCQ InP implantés et des LCQ AL94, AL36 et GaInP étudiés dans le chapitre III. A 78K, nous mesurons $J_{\text{th}}=2,9\text{kA/cm}^2$ sur le LCQ GaInP, ce qui constituait une bonne valeur de

seuil mesuré sur un laser en GaAs/AlGaAs. Avec le LCQ AL94, nous mesurons $I_{th}=1,6A$ à 240K et $I_{th}=2,5A$ à 300K, correspondant respectivement à $J_{th}=5,4$ et $8,4kA/cm^2$.

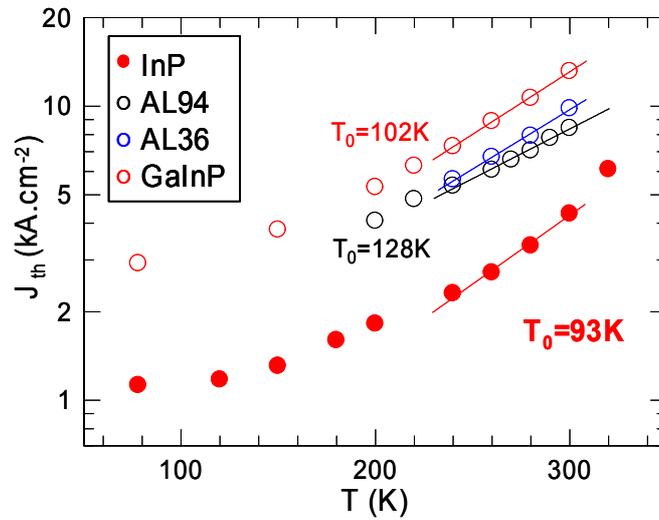


Figure IV-4 : Variation avec la température des densités de courant de seuil mesurées sur le LCQ InP de 2mm de long présenté en Figure IV-3 (cercles pleins). Entre 240 et 300K, sa température caractéristique vaut $T_0=93K$. A titre comparatif, les variations des densités de courants de seuil et les T_0 des LCQ AL94, AL36 et GaInP étudiés dans le chapitre III sont rappelées.

Le LCQ InP testé possède donc des seuils 1,9 à 2,6 fois plus faibles que ceux mesurés précédemment sur les LCQ en GaAs/AlGaAs. Cette grande différence entre les densités de courant de seuil des deux types de laser s'explique principalement par les performances de leur guide d'onde, dont les facteurs de mérite diffèrent d'un facteur 3 à 4 et d'autre part, par leur coefficient de gain qui est plus grand pour le LCQ InP. Nous reviendrons plus tard sur ce dernier point.

b. Mise en évidence des fuites de courant à travers des zones implantées

- T_0 anormalement bas

Sur la Figure IV-4, nous avons tracé les interpolations phénoménologiques exponentielles des densités de courant de seuil, en $J_{th}=J_{th0} \cdot \exp(T/T_0)$, des LCQ InP, LCQ AL94 et LCQ GaInP. L'interpolation réalisée entre 240 et 300K donne pour le LCQ InP une température caractéristique $T_0=93K$. La température caractéristique du LCQ InP est donc légèrement inférieure à celles des LCQ en GaAs/AlGaAs qui valent 108K et 128K pour les LCQ GaInP et AL94 (respectivement), illustrant une plus forte augmentation de son courant seuil avec la température. Si nous consultons la référence [Beck02], l'auteur reporte un facteur $T_0=170K$ entre 290 et 320K pour un laser avec une zone active similaire mais fabriqué en structure enterrée de $12\mu m$ de large, $750\mu m$ de long. Cette grande différence dans les valeurs de T_0 sur

2 lasers ayant la même zone active avive l'hypothèse de fuites de courant à travers les zones implantées du dispositif.

Pour étudier et comprendre ce phénomène, d'autres guides ruban sans implantation ont été réalisés dans la plaque épitaxiée, avec une couche de SiO₂ pour isoler électriquement les lasers (cf. Figure IV-5) ; la largeur du ruban de ce nouveau laser est 24μm. Une étude détaillée des deux structures, avec et sans implantation, a été publiée dans la référence [Faugeras05]. Nous reportons sur la Figure IV-5 les variations avec la température des densités de courant de seuil mesurées sur les deux types de dispositifs, pour des cavités de 2mm de long. Il est intéressant de noter que les densités de courant seuil du LCQ non implanté sont comparables à basses températures à celles du LCQ implanté, alors qu'à partir de 240K, le seuil du laser implanté augmente beaucoup plus avec la température. La température caractéristique du LCQ InP implanté vaut T₀=177K, en meilleur accord avec la valeur 170K dans la référence [Beck02]. Ces observations confortent largement nos hypothèses de fuites de courant dans les lasers implantés.

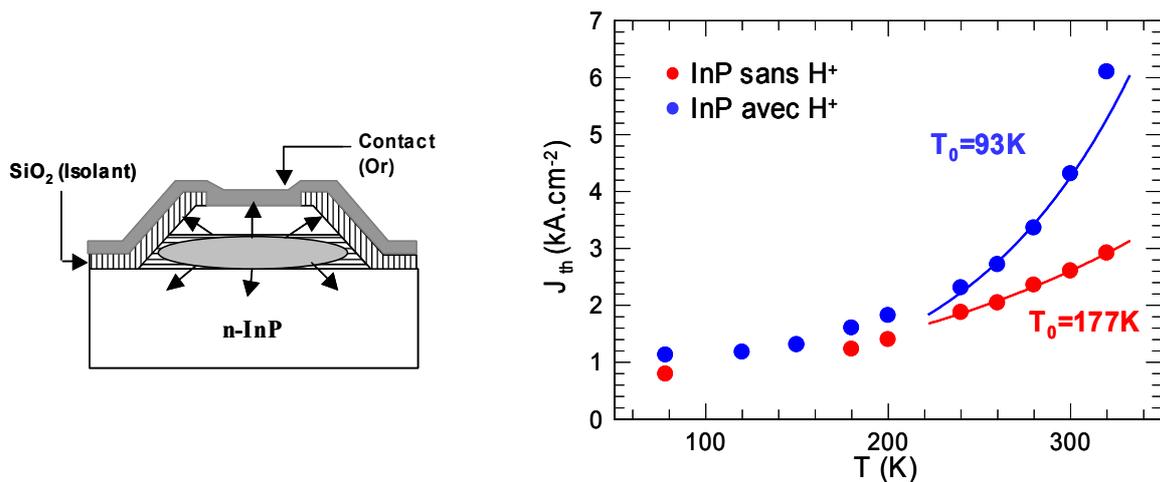


Figure IV-5 : Structure ruban réalisée la plaque N119 mais avec pour isolation électrique une couche en SiO₂. Les variations avec la température des densités de courant de seuil sont rapportées pour ce nouveau dispositif et pour le LCQ InP présenté précédemment. Entre 240K et 320K, le nouveau LCQ, sans implantation, a pour T₀ : T₀=177K.

- Variation de la résistance de la barrière d'implantation avec la température

Nous avons mesuré à différentes températures la résistance de la partie entièrement implantée située entre deux lasers rubans consécutifs ; les mesures effectuées sont rapportées sur la Figure IV-6 ci-après. Nous pouvons voir qu'entre 78 et 200K, la résistance de la barrière de protons varie très peu et vaut $R \approx 42\Omega$, ce qui correspond à une résistance normalisée à la surface $R_S = 0,27\Omega \cdot \text{cm}^2$ la surface d'injection étant de 2mmx320μm. Après 200K, la résistance décroît catastrophiquement, atteignant $R \approx 9,8$ à 320K, i.e. $R_S = 0,06\Omega \cdot \text{cm}^2$. Cette diminution de

la résistance s'explique par l'activation thermique de porteurs et nous calculons entre 240 et 320K une énergie d'activation de 86meV. L'implantation de protons dans l'InP crée des défauts peu profonds dans la bande interdite du matériau, contrairement au GaAs, et la littérature fait état de la difficulté d'isoler électriquement ce matériau dopé n [Morgan81, Donnelly77].

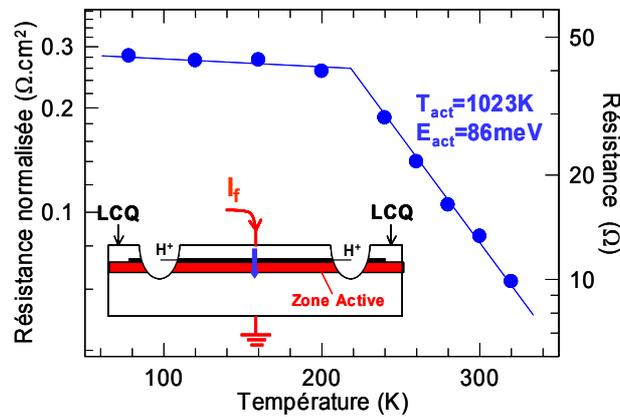


Figure IV-6 : Mise en évidence des fuites de courant au travers de la barrière d'implantation de protons. Variation avec la température de la résistance de la barrière d'implantation, mesurée en injectant du courant entre deux lasers (surface d'injection : 320µm x 2mm).

A partir des valeurs de résistance présentées précédemment, nous pouvons estimer les fuites de courant au travers de la barrière d'implantation. Le LCQ InP implanté présenté sur la Figure IV-3 peut se modéliser par une diode laser de résistance R_L en parallèle avec une résistance de fuite R_f comme présenté sur la Figure IV-7. R_f varie avec la température et nous prendrons pour cette résistance les valeurs de la Figure IV-6.

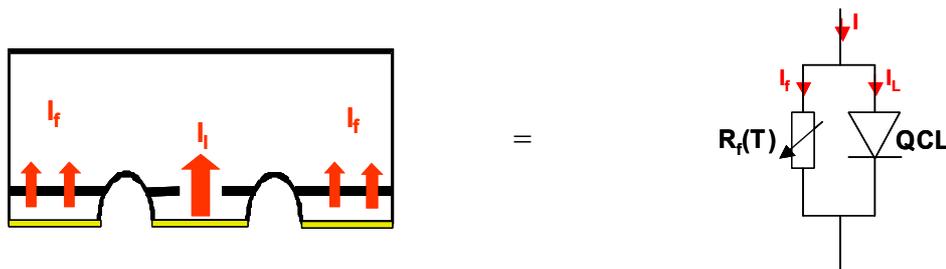


Figure IV-7 : Schéma équivalent du dispositif implanté testé.

La résistance équivalente du modèle ainsi établi vaut $R_{eq} = \frac{R_L \cdot R_f}{R_L + R_f}$; elle correspond à la résistance différentielle que nous mesurons sur la Figure IV-3. A partir de R_f et R_{eq} , nous pouvons calculer le courant de fuite et le courant passant dans le LCQ par :

$$I_f = \frac{R_{eq}}{R_f} \cdot I \text{ et } I_L = \left(1 - \frac{R_{eq}}{R_f}\right) \cdot I, \text{ avec } I \text{ le courant total injecté dans le dispositif.}$$

A 78 K, nous mesurons avant le seuil une résistance différentielle de $R_{eq}=6,5\Omega$ et $R_f=44\Omega$: le courant de fuite vaut environ 15% du courant injecté et peut être négligé au niveau du seuil d'oscillation du LCQ. Jusqu'à 200K, les fuites peuvent être négligées et l'implantation de protons est alors efficace pour réaliser un canal d'injection. A plus hautes températures, à mesures que R_f diminue, les fuites augmentent et ne peuvent plus être négligées : à 300K, la résistance différentielle vaut $R_{eq}=5\Omega$ et $R_f=13,3\Omega$: le courant de fuite vaut alors environ 38% du courant injecté ! A partir des valeurs de R_f et R_{eq} mesurées, nous avons tracé sur la Figure IV-8 les variations avec la température des densités de courant de seuil réelles de la diode laser (J_L). Nous pouvons voir que les valeurs de densités de courant de seuil corrigées sont comparables à celles mesurées sur le LCQ non implanté, présentées sur la Figure IV-5, et une interpolation exponentielle entre 240 et 300K nous donne alors une température caractéristique de 162K à comparer à 176K pour le LCQ InP non implanté.

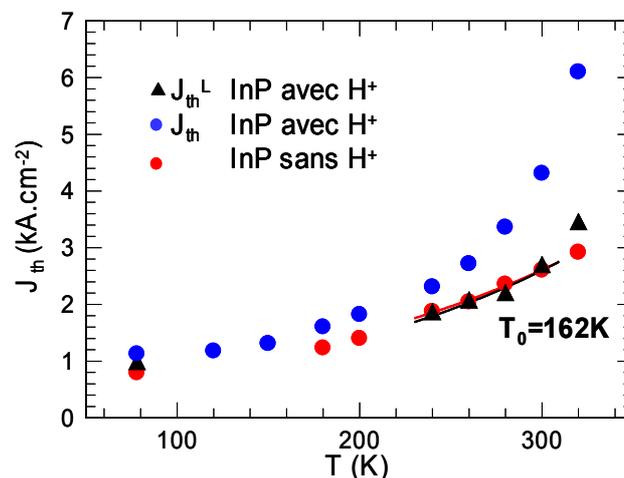


Figure IV-8 : Variation avec la température des densités de courant de seuil corrigées pour le LCQ InP implanté (triangles noirs) ; la température caractéristique vaut 162K entre 240 et 300K.

Nous venons donc de mettre en évidence l'impossibilité d'isoler convenablement les lasers en InP, notamment à haute température. Pour remédier au problème, nous avons tenté d'augmenter les doses de protons implantés, augmenter la profondeur d'implantation, et utiliser des ions He^{2+} , mais sans réel succès. Une solution serait d'implanter l'InP avec du fer, le fer créant un défaut au milieu de la bande interdite du semiconducteur. Il est cependant impossible d'implanter profondément cet ion dans nos dispositifs, ce qui rend cette technique inapplicable dans notre cas. Une autre solution envisageable serait alors d'incorporer l'ion Fe par dopage de l'InP pendant la croissance des couches. Un exemple de protocole pour réaliser un laser à doubles tranchées est proposé sur la Figure IV-9.

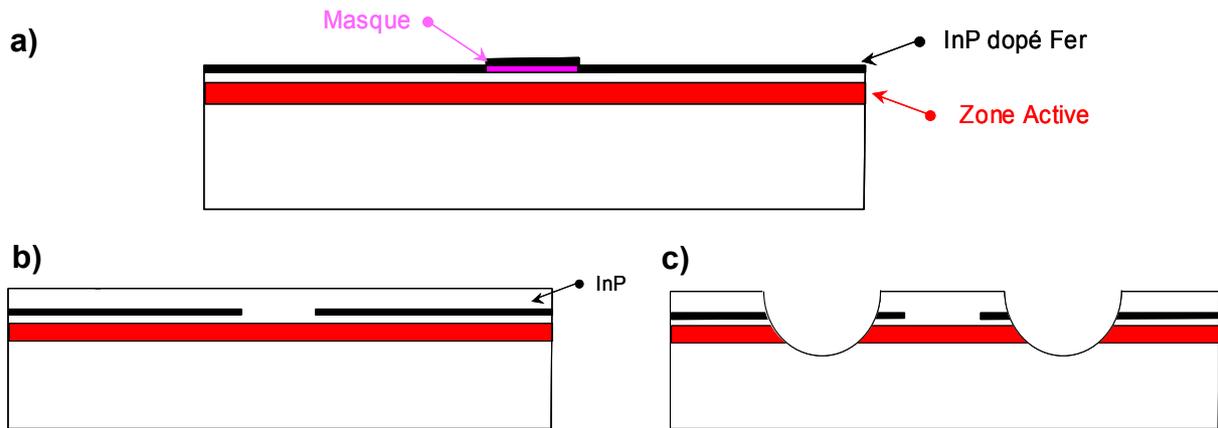


Figure IV-9 : Exemple de protocole technique pour réaliser un canal d'injection avec de l'InP dopé Fer dans une laser ruban à doubles tranchées. a) Après la croissance de la zone active par EJM, un masque est déposé sur le dispositif ; une reprise de croissance est réalisée pour déposer l'InP dopé Fer. b) Le masque est enlevé chimiquement et une reprise de croissance d'InP est faite pour les couches supérieures du dispositif. c) Deux tranches sont gravées pour réaliser le guide ruban.

Nous venons de voir que la réalisation de dispositifs implantés n'est pas applicable dans les LCQ InP, l'implantation de protons étant inefficace dans l'InP pour isoler électriquement le matériau. De ce fait, il est difficile de tirer davantage de conclusions probantes sur les caractéristiques de ces lasers et nous allons arrêter ici leur analyse. Néanmoins, eu égard à leurs faibles courants de seuil, nous avons tenté de les faire fonctionner en régime continu. Nous présentons dans le prochain paragraphe les résultats obtenus.

II.3. Caractérisations des lasers CQ InP en régime continu

a. Rappel des performances publiées par M. Beck dans la référence [Beck02]

Nous rappelons brièvement sur la Figure IV-10 les performances obtenues sur un laser similaire à ceux présentés dans ce chapitre, mais avec une structure enterrée de $12\mu\text{m}$ de large [Beck02]. La longueur du laser testé est $750\mu\text{m}$, et ses facettes sont traitées HR par du ZnSe/PbTe ($R\sim 70\%$). Avec ce dispositif, un fonctionnement en régime continu jusqu'à 39°C a été démontré. Les auteurs supposent collecter la quasi-totalité de la puissance optique en positionnant le détecteur directement en face de la facette de sortie du laser. A 19°C , le laser oscille à 390mA , correspondant à une densité de courant de seuil de $J_{\text{th}}=4,3\text{kA}/\text{cm}^2$; avec une efficacité différentielle externe $\eta=101\text{mW}/\text{A}$ à cette température, il atteint une puissance de 13mW . A 39°C , le laser oscille à 520mA , i.e. de $J_{\text{th}}=5,8\text{kA}/\text{cm}^2$ et atteint 1mW .

Hétérostructure enterrée

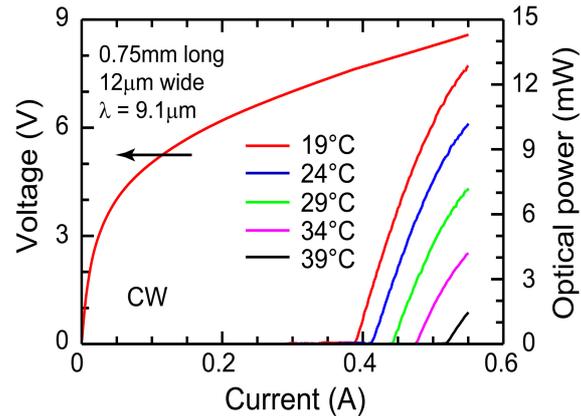
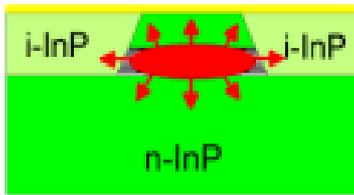


Figure IV-10 : Tension et puissances optiques rapportées dans la référence [Beck02] mesurées sur un LCQ en GaInAs/AlInAs/InP émettant à 9,1 μ m. Le dispositif est une structure enterrée de 12 μ m de large, la longueur de la cavité est 750 μ m.

Nous comparerons les résultats obtenus sur les LCQ InP implantés avec ces lasers.

b. Caractéristiques des lasers CQ InP implantés en régime continu

Les premières mesures réalisées sur un laser en régime continu ou très poussé sont des moments expérimentaux très excitants mais aussi angoissants car la vie du laser est mise en jeu à chaque incrémentation de courant. Au cours de ces mesures, beaucoup de lasers ont rendu l'âme et nous allons présenter les meilleurs résultats obtenus sur les LCQ InP implantés. Notre banc de caractérisation des lasers en régime continu est identique à celui utilisé pour nos mesures en régime pulsé, seul le détecteur en Mercure-Cadmium-Tellurium est remplacé par un pyromètre qui mesure les puissances moyennes délivrées par le LCQ. Rappelons que l'efficacité de lumière collectée par notre banc de mesure est estimé à 60% ; les mesures présentées dans ce chapitre ne tiennent pas compte de ce facteur de collecte et nous reportons les puissances optiques mesurées sans aucune correction.

Avec un LCQ implanté de 2mm, des mesures en régime continu ont été réalisées jusqu'à 290K, ce qui constitue une très belle performance pour un LCQ et qui illustre la grande qualité de cette plaque. Les caractéristiques électriques de deux LCQ InP implantés de 2 mm de long sont représentées sur la Figure IV-11 à 78K et à des températures comprises entre 250 et 290K. A 78K, le LCQ InP implanté atteint une puissance maximale de 350mW avec un « courant de seuil » de 158mA, ce qui constitue une performance excellente pour un LCQ. A 250K, une puissance de 72mW a été atteinte et à 290K, 12 mW ont été mesurés. Nous pouvons remarquer que le seuil du LCQ InP testé augmente beaucoup à partir de 280K, dû aux fuites électriques dans le dispositif mises en évidence précédemment.

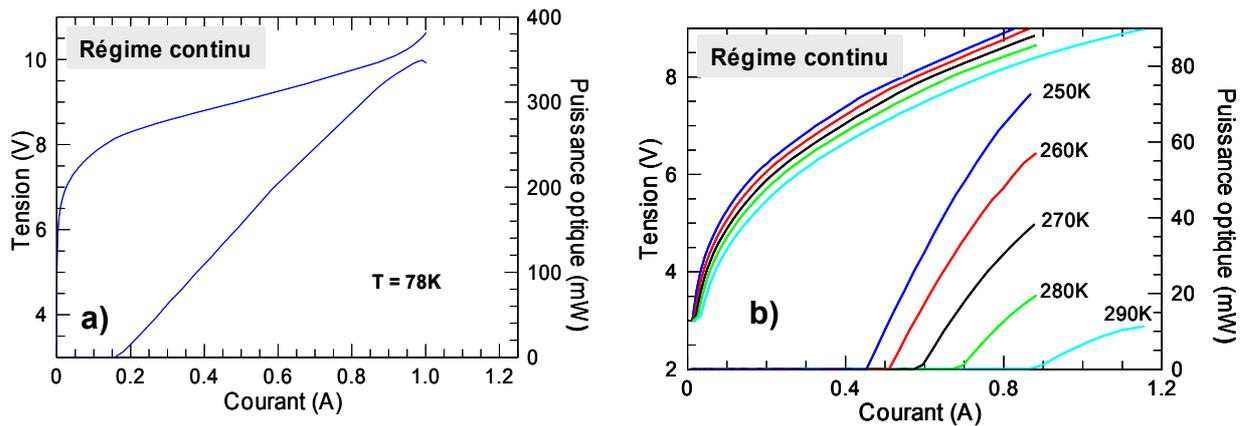


Figure IV-11 : Tensions et puissances optiques mesurées en régime continu sur deux LCQ InP implantés de 2mm de long : a) à 78K, b) entre 250 et 290K.

c. Amélioration des performances des LCQ InP implantés par traitement HR de leur facette arrière

Nous avons réalisé un traitement HR (cf. Figure III-28 p.123) sur la facette arrière des LCQ InP implantés. Nous présentons sur la Figure IV-12 les caractéristiques optiques en régime continu d'un LCQ de 2mm de long. Le LCQ a encore pour température maximale de fonctionnement 20°C, température à laquelle il atteint $P_{\max}=18\text{mW}$ au lieu de $P_{\max}\sim 11\text{mW}$ à 17°C pour le LCQ de 2 mm sans miroir, et $P_{\max}\sim 13\text{mW}$ obtenue à 19°C avec l'hétérostructure enterrée. A cette température, le laser oscille pour un courant injecté de $I_{\text{th}}=710\text{mA}$, ce qui correspond à une densité de courant $J_{\text{th}}=5,9\text{kA/cm}^2$, et son efficacité différentielle externe vaut $\eta=110\text{ mW/A}$, au lieu de $J_{\text{th}}=4,3\text{kA/cm}^2$ et $\eta=101\text{ mW/A}$ mesurées à 19°C sur l'hétérostructure enterrée. Rappelons qu'à 20°C en régime pulsé, plus d'un tiers du courant injecté passait au travers de la barrière de protons et donc que le seuil réel du LCQ implanté est plus faible que $5,9\text{kA/cm}^2$ ($5,9*2/3=3,9\text{kA/cm}^2$). De plus, le fonctionnement en régime continu induit une élévation de la température de la zone active de plusieurs dizaines de degrés typiquement, et les fuites de courant sont donc bien plus importantes que celles estimées en régime pulsé à 20°C. La température du dispositif n'étant pas homogène, il est cependant difficile d'estimer ces fuites. La mesure de la résistance thermique du LCQ est alors également impossible avec les présentes données. Nous pouvons seulement conclure que, malgré la présence des fuites de courant, nous arrivons avec les dispositifs implantés à atteindre des performances honorables en régime continu.

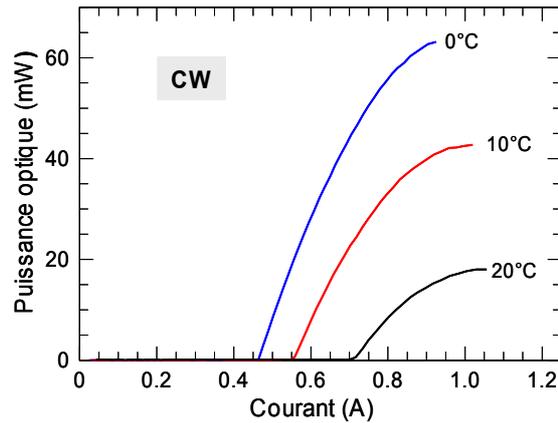


Figure IV-12 : Puissances optiques en fonction du courant injecté mesurées en régime continu pour $T \geq 0^\circ\text{C}$ sur un LCQ InP implanté de 2mm de long avec un traitement HR sur sa facette arrière.

II.4. Conclusion de l'étude réalisée sur les LCQ InP implantés

La réalisation d'injection sélective de courant par implantation de protons est inefficace dans les lasers en GaInAs/AlInAs/InP car l'implantation d'ion H^+ ne crée pas de défauts suffisamment profonds dans l'InP pour faire de lui un bon isolant [Morgan81, Donnelly77]. Nous avons mesuré une énergie d'activation thermique des porteurs $E_{\text{act}}=86\text{meV}$. En conséquence, des fuites de courants à travers les zones implantées handicapent fortement nos dispositifs, notamment à haute température où les courants de seuil augmentent fortement. Malgré tout, nous avons réussi à obtenir des résultats très honorables sur ces lasers, en obtenant un fonctionnement en régime continu jusqu'à 20°C , avec des performances comparables à celles démontrées par le premier LCQ fonctionnant en régime continu à température ambiante, dont la structure était enterrée. Sans la présence des fuites de courant, le laser testé aurait donc pu opérer en régime continu à des températures plus élevées que 290K . De ce fait, nous pensons prochainement réaliser des canaux d'injection de courant en dopant l'InP avec du Fe lors de la croissance (cf. Figure IV-9).

III. Complément d'étude des performances des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP : Optimisation de la résistance thermique par dépôt d'or électrolytique sur des lasers non-implantés

Récemment, des performances intéressantes ont été publiées sur des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $6\mu\text{m}$ [Evans04]. Ces lasers sont des hétérostructures enterrées et utilisent une couche épaisse d'or électrolytique pour améliorer encore la dissipation de chaleur dans les dispositif [Yu03a]. Grâce à ces optimisations thermiques des composants, des puissances record de 372mW ont été mesurées à 298K [Evans04]. Nous avons voulu étudier l'influence d'une couche d'or électrolytique sur les performances des lasers InP réalisés dans la même plaque que ceux testés précédemment. Pour cette étude, des lasers rubans avec ou sans dépôt d'or électrolytique ont été réalisés. Pour s'affranchir des effets néfastes des fuites de courant, des rubans de $24\mu\text{m}$ de large ont été gravés et de la silice a été utilisée comme isolant, comme illustré sur la Figure IV-5. La largeur du ruban a volontairement été choisie plus grande que celle des LCQ implantés, qui valait $14\mu\text{m}$, pour limiter les pertes par diffusion subies par les queues du modes au niveau des flancs du ruban, et pour également éviter toute absorption par la silice. La structure sans or électrolytique, qui servira de référence, a déjà été présentée précédemment et nous avons pu remarquer sur ces lasers que les variations avec la température de leur densités de courant de seuil étaient faibles, avec la valeur élevée de T_0 égale à 177K (Figure IV-5), comparée à celle du lasers InP implanté qui valait 93K . Une vue microscopique des LCQ InP avec de l'or électrolytique que nous nous proposons d'étudier est représentée sur la Figure IV-13 : un dépôt épais de $20\mu\text{m}$ d'or électrolytique a été réalisé sur le dessus des lasers, y compris dans leurs tranchées.

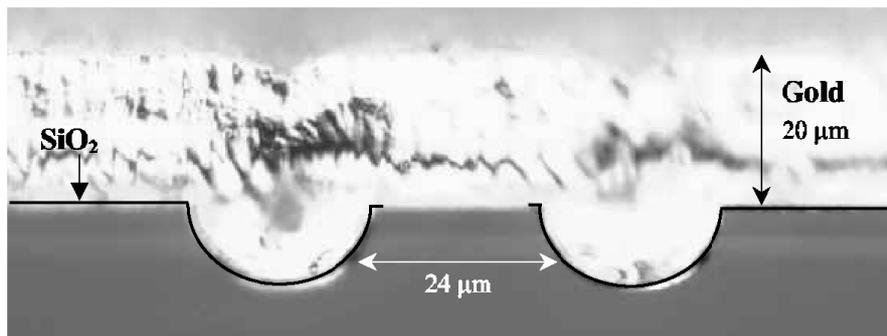


Figure IV-13 : Vue microscopique d'une face de LCQ InP avec un dépôt d'or électrolytique de $20\mu\text{m}$ sur le dessus du dispositif (y compris dans les tranchées).

III.1. Caractéristiques des lasers en régime pulsé

Nous avons représenté sur la Figure IV-14 les caractéristiques électriques et optiques mesurées à différentes températures sur deux lasers ruban de 2mm , avec et sans or

électrolytique, testés en régime pulsé. Nous pouvons voir qu'en régime pulsé, les caractéristiques des deux lasers sont comparables et ainsi vérifier que le dépôt d'or réalisé n'a pas dégradé les performances du laser. A 77K et jusqu'à 220K, les lasers atteignent des puissances crêtes de 1W et 600mW à 300K. Ces puissances sont deux fois plus élevées que celles atteintes aux mêmes températures par les lasers implantés présentés précédemment. Cette différence dans les puissances collectées provient de la différence des tailles des zones pompées de chaque dispositif.

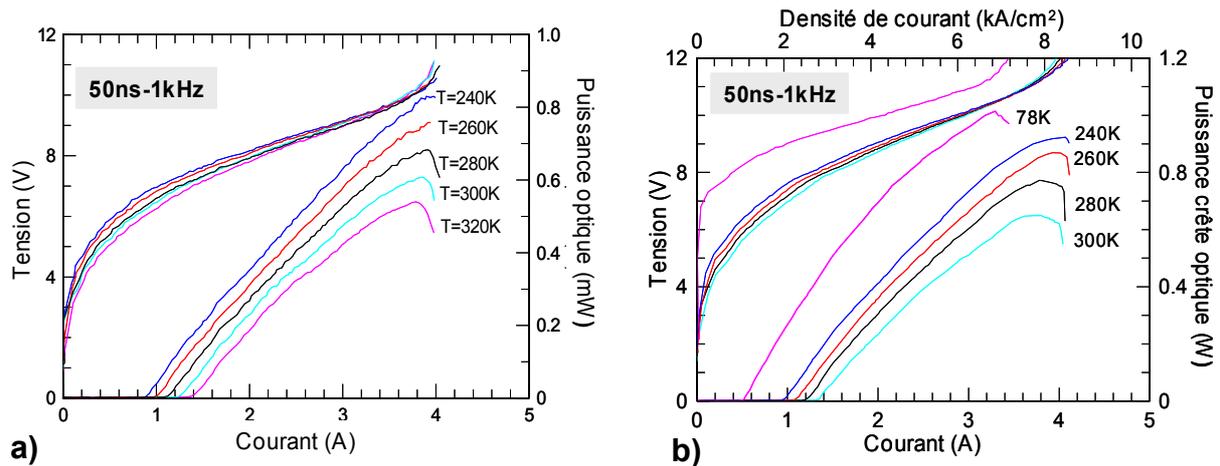


Figure IV-14 : Tensions et puissances crêtes optiques en fonction du courant injecté, mesurées sur deux LCQ AlInAs/GaInAs/InP de 2mm de long, avec un ruban de 24µm de large (cf Figure IV-5) , a) sans, b) avec une couche épaisse d'or électrolytique.

III.2. Comportement des lasers en régime poussé à température ambiante

a. Puissance moyenne maximale en fonction du taux de remplissage

Afin de mettre en évidence les améliorations apportées par l'utilisation de la couche épaisse d'or électrolytique, nous allons observer l'évolution des performances des lasers avec ou sans dissipateur thermique en poussant leur régime de fonctionnement à de forts taux de remplissage. Les lasers ont été montés sur une cellule Peltier maintenue à 10°C et ont été testés sur des impulsions de 188ns, avec un taux de répétition variant de 10kHz à 3,2MHz. Sur la Figure IV-15 sont rapportées les puissances moyennes maximales atteintes avec cinq types de lasers en fonction du taux de remplissage. Les caractéristiques des lasers testés, nommés L1, L2 L3, L4 et L5, sont données dans le tableau juxtaposé : ces lasers diffèrent en longueur (1 ou 2 mm), par leur type de montage (epilayer up ou down), possèdent ou non une couche d'or électrolytique ou un traitement HR sur leur facette arrière. Nous pouvons ainsi observer les améliorations sur la qualité thermique des composants, apportées non seulement par la présence de l'or électrolytique mais aussi par leur type de montage.

Les lasers L1 et L2 mesurent 2mm de long, n'ont pas de miroir sur leur facette arrière et ont été montés epilayer up. Le laser L2 possède une couche d'or électrolytique et nous pouvons directement constater l'influence du dissipateur thermique sur les performances du laser : sans la couche d'or, le laser L1 atteint une puissance moyenne maximale de 48 mW à un taux de remplissage optimal de 12% ; avec le laser L2, nous mesurons 78mW à un taux de remplissage deux fois plus grand, 25%.

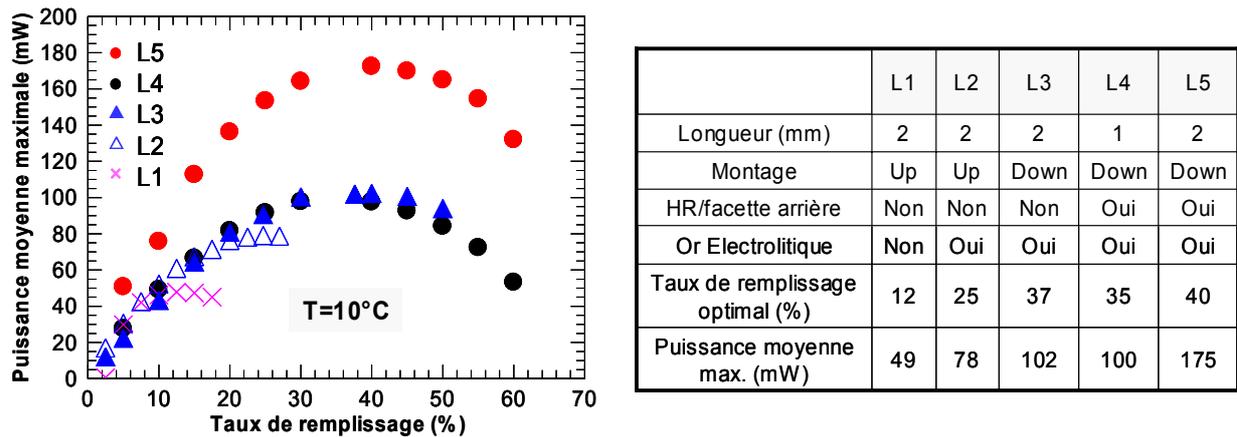


Figure IV-15 : Puissance moyenne maximale mesurée à 10°C sur cinq lasers différents en fonction du taux de remplissage (durée des impulsions : 188ns). Les caractéristiques de chaque laser et les performances atteintes sont données dans le tableau juxtaposé.

Les trois autres dispositifs ont tous une couche d'or électrolytique et permettent donc de mettre en évidence les améliorations apportées par le type de montage et l'amélioration apportées à la cavité. Nous comparons maintenant L2 et L3, dont la seule différence provient de leur type de montage, respectivement up et down : nous arrivons à pousser le laser L3 vers un taux de remplissage optimal de 40%, avec une puissance moyenne maximale de 100mW, soit une amélioration en puissance atteinte de 28% par rapport à L2. Au travers de ces résultats, nous soulignons la grande sensibilité et l'importance du type de montage sur les performances accessibles par les LCQ en régime poussé.

Grâce au traitement HR de sa facette arrière, L5 atteint la puissance moyenne maximale de 175mW au même taux de remplissage optimal que L3, soit une amélioration de 75% sur la puissance détectée ! Signalons qu'avec le laser L5, une puissance crête de 1,4W a été mesurée à faible taux de remplissage (0,05%) à 78K, et plus de 900mW à 300K, avec une efficacité différentielle externe de 440mW/A [Forget05, Faugeras05]. Le laser L4, qui diffère de L5 par la longueur de sa cavité qui vaut 1mm, a un comportement comparable à celui de L3 et atteint également 100mW à un taux de remplissage de 40% environ. La comparaison de L4 et L5 met en évidence l'effet de la longueur de la cavité sur les performances des lasers en régime

poussé. Des lasers de 3mm de long ont également été testés mais sans amélioration notable des performances par rapport à L5, qui sont à notre connaissance les meilleures atteintes par un LCQ émettant à $\lambda=9\mu\text{m}$. Après la mise en évidence de ces optimisations thermiques mises au point, nous avons poursuivi l'étude de ces lasers en régime continu.

b. Fonctionnement en régime continu

Avec une taille de leur ruban aussi large ($24\mu\text{m}$), le courant de fonctionnement des lasers InP présentés dans ce paragraphe reste relativement élevé et les dispositifs ne sont pas vraiment optimisés pour fonctionner en régime continu. Malgré tout, les performances démontrées précédemment sont encourageantes pour sonder ces lasers. Pour les lasers sans couche d'or électrolytique, aucun fonctionnement en régime continu n'a pu être observé, ce qui se comprend si l'on se souvient du taux de remplissage optimal de 12% démontré précédemment par le laser L1. Des lasers du type de L2, montés epilayer up et avec une couche d'or électrolytique, ont fonctionné en régime continu jusqu'à 130K, avec une puissance maximale de 120mW mesurée à 78K. Avec L3, laser similaire mais monté epilayer down, un fonctionnement en régime continu a été observé jusqu'à 240K, soulignant encore l'avantage du montage epilayer down sur les performances des lasers. Enfin, nous présentons sur la Figure IV-16 les puissances optiques mesurées à différentes température sur un LCQ InP du type de L5, c'est à dire de 2 mm de long, avec un miroir sur sa facette arrière, une couche d'or électrolytique et monté epilayer down. A 78K, ce laser atteint une puissance maximale de 417mW et 38mW à 260K. Un fonctionnement en régime continu a été observé jusqu'à 278K.

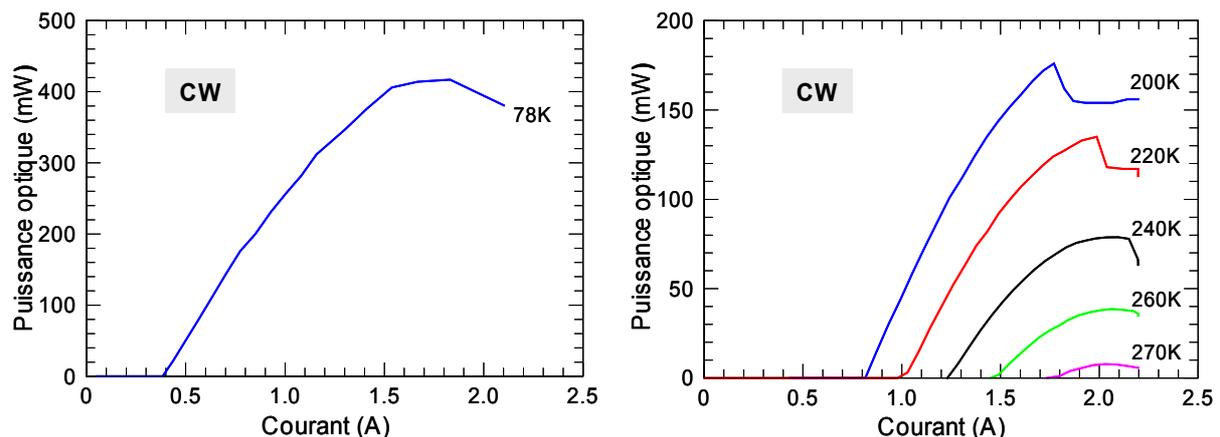


Figure IV-16 : Puissances optiques mesurées en régime continu sur un LCQ InP L5 i.e. de 2mm de long, avec une couche d'or électrolytique, un miroir sur sa facette arrière et monté epilayer down : a) à 78K, b) entre 200 et 270K.

III.3. Détermination des résistances thermiques

A partir des mesures effectuées en régime poussé sur les lasers présentés précédemment, nous allons pouvoir calculer la résistance thermique associée à chaque dispositif selon leur conception et leur montage. En régime poussé, la température de la zone active est supérieure à la température de régulation thermique mesurée sur le dissipateur thermique, le doigt froid, sur lequel est placée l'embase du LCQ. Les mesures en régime pulsé relevées à très faible taux de remplissage nous permettent de connaître la valeur du seuil associée à une température de zone active donnée, les effets thermiques pouvant être négligés. Les variations avec la température des densités de courant de seuil vont alors nous servir de thermomètre pour connaître la température réelle de la zone active en régime continu : nous allons ainsi pouvoir estimer la résistance thermique de notre dispositif, en sachant que :

$$\Delta T = T_{\text{ZoneActive}} - T_{\text{embase}} = R_{\text{therm}} \cdot P_{\text{th}} = R_{\text{therm}} \cdot U_{\text{th}} \cdot I_{\text{th}}$$

où R_{therm} est la résistance thermique du dispositif et P_{th} , la puissance électrique injectée au seuil.

Sur la Figure IV-17, nous avons représenté les variations avec la température des densités de courant de seuil mesurées en régime pulsé et en régime continu sur le laser L5. La densité de courant de seuil de ce laser en continu à 220K correspond à celle mesurée à 293K en régime pulsé, soit une élévation de température de 73K. Pour cette élévation de température, nous calculons une résistance thermique $R_{\text{th}}(\text{L5})$ de 9K/W pour un laser de 2mm de long avec de l'or électrolytique et monté epilayer down. Le même type de mesures effectué sur le laser de 1mm donne $R_{\text{th}}(\text{L4})=17\text{K/W}$, soit comme prévu près d'un facteur 2 par rapport à la résistance thermique de L5.

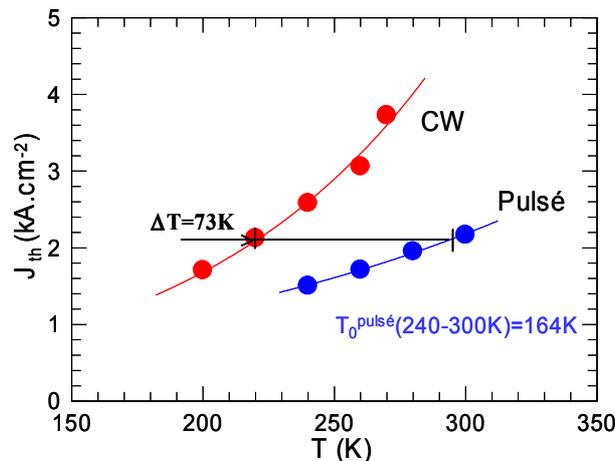


Figure IV-17 : Variations avec la température des densités de courant de seuil mesurées en régime continu (CW) et en régime pulsé sur un LCQ InP (L5), de 2mm de long, avec de l'or électrolytique, une facette traitée HR et monté epilayer down. Les interpolations exponentielles en $J_{\text{th}}=J_{\text{th0}} \cdot \exp(T/T_0)$ sont tracées. L'élévation de température de la zone active en régime continu est estimée à $\Delta T=73\text{K}$.

Pour le laser L1, la mesure de résistance thermique a été faite à partir de son fonctionnement à fort taux de répétition. Nous calculons pour ce laser une résistance thermique $R_{th}(L1)$ de 30K/W, soit 3 fois plus élevée que celle mesurée sur le laser L5. Pour le laser L2 identique mais avec une couche d'or électrolytique, nous calculons une résistance thermique $R_{th}(L2)$ de 14,5K/W. Le dépôt de la couche d'or électrolytique permet donc de réduire d'un facteur 2 la résistance thermique de nos dispositifs, et le montage epilayer-up améliore encore la résistance thermique de 60%. Ces améliorations technologiques apportées aux LCQ pour dissiper la chaleur au sein des dispositifs sont à relier directement aux températures maximales atteintes en régime continu.

III.4. Conclusion de l'étude sur l'optimisation thermiques des LCQ InP

Nous répertorions les résultats obtenus sur les lasers étudiés dans le Tableau IV-1 ci-après. Nous pouvons comparer les résistances thermiques obtenues avec celle de l'hétérostructure enterrée de l'article [Beck02] ; les auteurs mesurent une résistance thermique de 19,4K/W entre 290K et 313K. En normalisant les résistances thermiques par la longueur des dispositifs, $R_{therm}^L(BH) = 19,4 \cdot 0,075 = 1,45K.cm/W$ pour l'hétérostructure enterrée de 750 μ m de long, à comparer avec celle mesurée sur le dispositif L5 dont $R_{therm}^L(L5) = 9 \cdot 0,2 = 1,8K.cm/W$. La qualité thermique des dispositifs utilisant une couche épaisse d'or et montés epilayer down se rapproche donc de celle de l'hétérostructure enterrée, cette dernière bénéficiant des avantages thermiques d'une structure planaire. L'utilisation d'une couche d'or électrolytique pourrait être intéressante pour les LCQ en GaAs/AlGaS utilisant l'injection sélective de courant, pour améliorer leurs performances en régime continu.

	L1	L2	L3	L5	BH (12 μ m)
Longueur (mm)	2	2	2	2	0,75
Montage	Up	Up	Down	Down	Down
HR/facette arrière	Non	Non	Non	Oui	Non
Or Electrolitique	Non	Oui	Oui	Oui	Non
$R_{th}(K/W)$	30	14,5	9	9	19,4
$R_{th}^L(K.cm/W)$	6	2,9	1,8	1,8	1,45
Température maximale en CW (K)	-	130	240	278	312

Tableau IV-1: Tableau récapitulatif des résultats obtenus sur les LCQ InP avec l'utilisation d'or électrolytique. Pour comparaison, la résistance thermique et la température maximale de fonctionnement en régime continu sont rappelées pour le l'hétérostructure enterrée (BH) rapportée dans [Beck02].

IV. Comparaison entre les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP et les LCQ en GaAs/AlGaAs

Nous allons à ce point du chapitre faire la comparaison des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP et en GaAs/AlGaAs présentés dans ce manuscrit, et tirer des conclusions sur les dispositifs testés. La supériorité des LCQ InP sur les LCQ en GaAs/AlGaAs présentés provient principalement des faibles courants nécessaires à leur fonctionnement. A titre comparatif, nous rappelons sur la Figure IV-18 les variations avec la température des densités de courant de seuil du LCQ InP non implanté, des LCQ AL94, AL36 et GaInP étudiés dans le chapitre III. Sur cette figure, nous pouvons clairement observer les différences entre les densités de courant de seuil des lasers : à 78K, le LCQ InP oscille à $0,79 \text{ kA/cm}^2$, en comparaison à $4,8 \text{ kA/cm}^2$ pour le laser référence en GaAs et $J_{th}=2,9 \text{ kA/cm}^2$ pour le LCQ GaInP. A 300K, le seuil du LCQ InP vaut $2,6 \text{ kA/cm}^2$, seuil encore inférieur au à celui du LCQ GaInP à 78K ! Avec le LCQ AL94, nous mesurons à 300K $J_{th}=8,4 \text{ kA/cm}^2$.

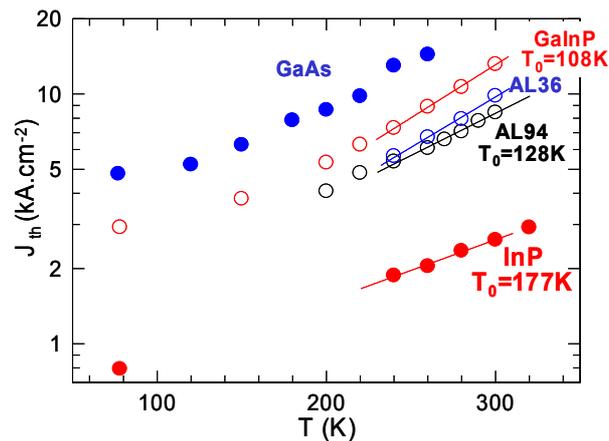


Figure IV-18 : Variation avec la température des densités de courant de seuil mesurées sur le LCQ InP non implanté de la Figure IV-3 (cercles pleins rouges), des LCQ REF_GaAs (cercles pleins bleus), AL94, AL36 et GaInP étudiés dans le chapitre III. Nous rappelons leur température caractéristique calculée entre 240 et 300K.

Le LCQ InP testé possède donc des seuils 3,7 à 6,2 fois plus faibles que ceux mesurés précédemment sur les LCQ en GaAs/AlGaAs. Cette grande différence entre les densités de courant de seuil des deux types de laser s'explique, comme nous l'avons déjà souligné, principalement par les performances de leur guide d'onde dont les facteurs de mérite diffèrent d'un facteur 3 à 4. D'autre part, la nature des matériaux utilisés pour la zone active implique aussi des différences dans le gain du laser. A partir des équations bilan présentées dans le chapitre I, on peut considérer que le coefficient de gain g dépend essentiellement du carré de l'élément de matrice dipolaire associé à la transition radiative $|z_{32}|^2$, et du temps vie τ_3 des

électrons sur le niveau excité de la transition. Pour comparer les éléments $|z_{32}|^2$ associés aux transitions radiatives des deux types de zones actives, on peut raisonner par simplicité sur deux puits quantiques infinis réalisés dans du GaAs et du GaInAs (cf. Figure IV-19). En considérant une transition identique dans chaque puits, la quantité $1/(m^*L^2)$ est égale dans les deux matériaux, avec L , la largeur du puits et m^* , la masse effective de l'électron. De plus, dans un puits quantique infini, on peut montrer que $|z_{32}|^2 \propto L^2$ [Rosencher-Vinter02, p. 116]. Pour une transition donnée réalisée dans des matériaux différents, on peut donc considérer que $|z_{32}|^2 \propto m^{*-1}$.

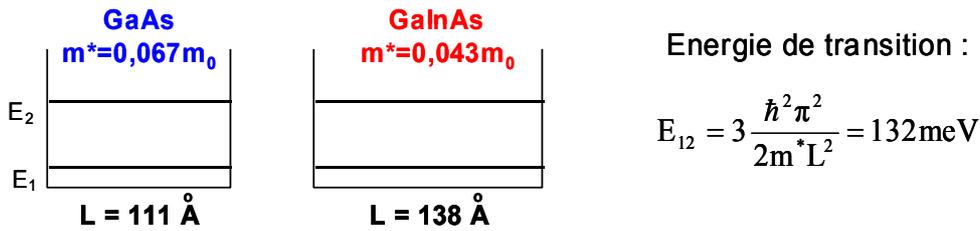


Figure IV-19 : Largeur des puits quantiques en GaAs et en GaInAs (supposés infinis) pour avoir une énergie de transition $E_{12}=132\text{meV}$ ($\lambda \cong 9,4\mu\text{m}$).

τ_3 est quant à lui principalement dominé par les interactions électron-phonon LO, et est alors proportionnel à $(m^*)^{-1/2}$ [Ferreira89]. Au bilan, on peut par cette approche considérer que le coefficient de gain g d'un LCQ est donc proportionnel à $m^{*-3/2}$ et le rapport des coefficients de gain des LCQ en GaAs/AlGaAs et GaInAs/AlInAs/InP vaut donc :

$$\frac{g_{\text{GaInAs}}}{g_{\text{GaAs}}} = \left(\frac{m^*_{\text{GaAs}}}{m^*_{\text{GaInAs}}} \right)^{3/2} = \left(\frac{0,067}{0,043} \right)^{3/2} = 1,9$$

On voit donc que la nature privilégie le système de matériaux GaInAs/AlInAs pour réaliser un laser intersousbande dans le moyen infrarouge, avec un gain environ deux fois plus grand que celui d'une zone active en GaAs/AlGaAs. Dotés en outre d'un meilleur guide d'onde, les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP possèdent donc des densités de courant de seuil beaucoup plus faibles que les LCQ en en GaAs/AlGaAs.

Compte tenu de cette différence dans les densités de courant de seuil, on peut expliquer pourquoi les LCQ en GaAs/AlGaAs ont besoin d'un dopage plus élevé de leurs injecteurs. La densité de courant au désalignement des sousbandes, J_{max} , est proportionnelle à la densité surfacique de dopants des couches de l'injecteur (considérées comme des réservoirs à électrons pour chaque zone émissive de la zone active) [Sirtori98c]. Afin de comparer les plages de fonctionnement des deux types de LCQ, nous avons représenté sur la Figure IV-20 les caractéristiques électriques et optiques à 78K des LCQ InP et REF_GaAs présentés dans

cette thèse. Sur cette figure, nous pouvons remarquer que le LCQ REF_GaAs commence à osciller à la densité de courant de désalignement du LCQ InP. Si la zone active des LCQ REF_GaAs était dopée comme celle des LCQ InP, nous pourrions donc à peine observer l'oscillation laser. Cette figure illustre donc très bien la nécessité pour les LCQ en GaAs/AlGaAs d'augmenter le dopage de leurs injecteurs qui, dans nos lasers, sont dopés $N_s=6,3.10^{11}\text{cm}^{-2}$, soit trois fois plus que les LCQ InP ($N_s=2.10^{11}\text{cm}^{-2}$). Nous soulignons là encore l'importance d'un guide d'onde de qualité sur les performances des lasers : pour un dopage donné de leur zone active, la diminution de leur densité de courant de seuil permet d'augmenter le rapport $J_{\text{max}}/J_{\text{th}}$ et de faibles pertes garantissent une utilisation efficace de leur la plage de fonctionnement. Sur la Figure IV-20, $J_{\text{max}}/J_{\text{th}}$ vaut environ 7 pour le LCQ InP, en comparaison à 3,6 pour le LCQ Ref_GaAs, soit près d'un facteur deux pour des puissances crêtes équivalentes mesurées au désalignement. Le LCQ InP gagnerait fort à doper davantage ses injecteurs, afin d'augmenter sa plage de fonctionnement et atteindre ainsi de plus fortes puissances. Il faut cependant penser que ceci risquerait d'augmenter les pertes par absorption par porteurs libres, donc augmenter les densités de courant de seuil et diminuer les efficacités différentielles externes. Une étude approfondie de l'influence du dopage de la zone active sur les performances des LCQ serait nécessaire pour optimiser les dispositifs.

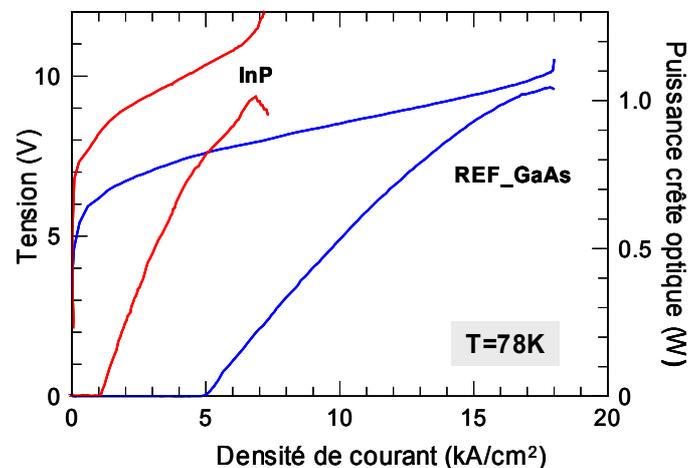


Figure IV-20 : Comparaison des plages de fonctionnement des LCQ InP et REF_GaAs à 78K. Leur densité de courant au désalignement vaut respectivement 6,8 et 18kA/cm², proportionnellement au dopage de leurs injecteurs qui valent respectivement $N_s=2.10^{11}\text{cm}^{-2}$ et $6,3.10^{11}\text{cm}^{-2}$.

Une autre caractéristique importante des LCQ InP est à souligner : leurs performances varient peu avec la température comparées à celles des LCQ en GaAs/AlGaAs. Sur la Figure IV-18, nous rappelons les températures caractéristiques des LCQ testés ; elle vaut 177K pour le LCQ InP, en comparaison à 108K et 128K pour les LCQ GaInP et AL94 respectivement. En plus d'être faibles, leurs densités de courant de seuil varient donc peu avec la température. Nous

avons vu dans le chapitre III que les LCQ en GaAs/AlGaAs souffraient de la présence de fuite de porteurs vers la minibande excitée de l'injecteur, ce qui n'est pas le cas des LCQ InP : la minibande excitée de l'injecteur des LCQ InP étudiés se situe à 140meV de la sousbande excitée de la zone émissive, comparé à 58meV pour une zone active en GaAs/AlGaAs.

Sur la Figure IV-21, nous avons tracé l'évolution avec la température des efficacités différentielles externes du LCQ InP, de la REF_GaAs et du LCQ GaInP présentés dans le chapitre III. Nous pouvons voir que les variations de l'efficacité externe du LCQ InP varient très peu avec la température : entre 78K et 300K, elle décroît avec une pente de -0.9mW/A/K , au lieu de $-2,64\text{ mW/A/K}$ et -4.78mW/A/K pour le LCQ GaInP entre 78 et 200K, et 200 et 300K respectivement.

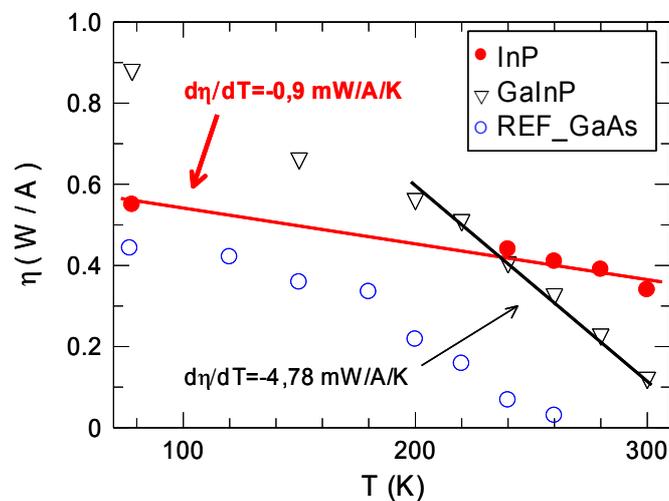


Figure IV-21 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes mesurées sur le LCQ InP (cercles pleins rouges). A titre comparatif, les variations des efficacités différentielles externes des LCQ GaInP et GaAs étudiés dans le chapitre III sont rappelées.

A ce point, il nous faut remarquer que l'efficacité différentielle externe des LCQ InP dépend donc très peu du courant, contrairement aux LCQ en GaAs/AlGaAs. Pour illustrer cela, nous avons représenté sur la Figure IV-22 les courbes de puissance optique crête en fonction du courant pour les LCQ InP et GaInP à 240K. Nous observons que, sur la plage de fonctionnement des lasers, l'efficacité différentielle du LCQ GaInP diminue beaucoup plus avec le courant que celle du LCQ InP. Contrairement au LCQ GaInP, le LCQ InP conserve un rendement quasiment constant jusqu'à 3,5A, peu avant son point de désalignement. Compte tenu des plages de valeurs sur lesquelles s'étendent les densités de courant de seuil des deux lasers entre 78K et 300K, nous pouvons alors comprendre pourquoi l'efficacité différentielle des LCQ InP varient peu en fonction de la température ; les LCQ en GaAs/AlGaAs souffrent quant à eux doublement de l'activation de porteurs vers la minibande excitée de l'injecteur.

Pour le LCQ InP, nous pouvons considérer que les variations de l'efficacité différentielle représentées sur la Figure IV-21 ne dépendent donc que de la température et non du courant. Les variations de leur efficacité étant uniformes entre 78 et 300K, nous pouvons également conclure que les pertes des LCQ InP ne varient pas avec la température, contrairement aux LCQ en GaAs/AlGaAs.

Nous pouvons enfin rappeler que les LCQ InP testés tirent aussi profit de leur zone active à 4 puits, avec les deux sousbandes en dessous de la transition radiative en résonance avec l'énergie d'un phonon-LO (cf. Figure IV-1) : ceci a pour effet de limiter l'accumulation de porteurs dans les sousbandes inférieures [Faist02, Becker02] et les efficacités du laser conservent alors de bonnes valeurs jusqu'à des températures élevées.

Notons qu'avec les LCQ en GaAs/AlGaAs, nous avons tout de même mesuré à basse température des efficacités différentielles externes plus élevées que sur les LCQ en InP. Avec le LCQ GaInP, $\eta=875\text{mW/A}$ à 78 K, alors qu'il vaut $\eta=550\text{mW/A}$ pour le LCQ InP.

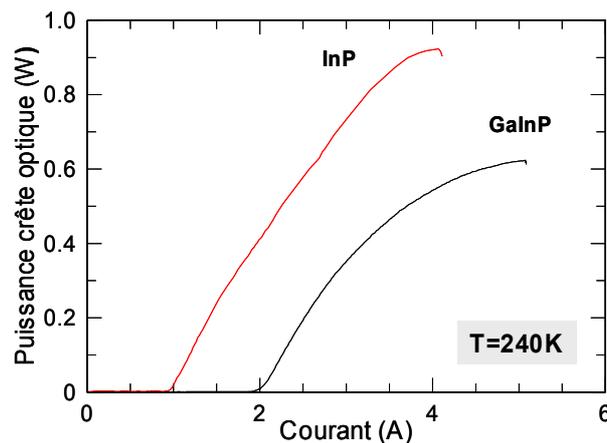


Figure IV-22 : Puissance optique crête en fonction du courant pour les LCQ InP et GaInP à 240K.

Avec de faibles courants de fonctionnement et des performances qui varient peu avec la température, les LCQ InP ont un meilleur profil que les LCQ en GaAs/AlGaAs pour atteindre des température de fonctionnement élevées en régime continu.

V. Etude de la saturation spatiale du gain dans la zone active

A la fin ce chapitre, nous allons présenter des calculs mettant en évidence la saturation spatiale du gain dans les LCQ (« *spatial hole burning* » en anglais). Au dessus du seuil d'oscillation, l'émission stimulée de photons s'accompagne irrémédiablement par une diminution de l'inversion de population provenant du pompage électrique ou optique, et donc du gain du laser : on parle alors de saturation du gain. La saturation du gain est proportionnelle aux nombres de photons dans la cavité et garantit le maintien du gain modal du laser à sa valeur au seuil d'oscillation, c'est à dire à la valeur qui égalise les pertes subies par le mode oscillant. Si on considère la répartition du champ homogène ou peu variant dans la cavité laser, le gain modal est proportionnel à l'inversion de population et l'inversion de population reste constante au dessus du seuil. En fait, dans une cavité Fabry Perot, le mode oscillant est stationnaire et l'intensité de son champ varie dans la direction de propagation de l'onde, jusqu'à s'annuler en ses nœuds. Les fluctuations de la densité d'énergie lumineuse vont donc entraîner une saturation non homogène du gain dans cette direction, phénomène communément connu sous le nom de saturation spatiale du gain. Ce phénomène est bien connu dans les lasers et est responsable du fonctionnement multimode d'une cavité laser Fabry Perot, ainsi que de la diminution de l'efficacité différentielle externe du laser. Dans les diodes lasers à semiconducteur, la répartition spatiale de l'intensité des modes guidés est elle aussi inhomogène dans le plan transverse à la direction de propagation et donc une saturation spatiale du gain existe également. Le phénomène entraîne là aussi une distribution inhomogène des porteurs dans le plan des couches semiconductrices, ayant pour conséquence des variations locales de l'indice de réfraction et dégradant la qualité du faisceau par filamentation [Marciante96]. Dans la direction perpendiculaire aux puits des lasers semiconducteurs, ce phénomène est négligé car, vu l'épaisseur très faible de la zone active, le mode est considéré homogène. Dans le cas des LCQ, la zone active est classiquement constituée de 25 à 40 périodes, et peut dépasser dans certains cas cent périodes. L'épaisseur de la zone active n'est alors plus négligeable devant la taille des modes oscillant et des phénomènes de saturation spatiale du gain apparaissent. Si l'on observe par exemple sur la Figure IV-2 le profil en intensité du mode fondamental guidé dans un laser à cascade quantique en GaInAs/AlInAs/InP, l'intensité du mode au milieu de la zone active est deux fois plus grande que sur les bords. Dans l'analyse des équations d'évolution de population, on ne peut donc plus considérer la densité de photons homogène dans la zone de gain comme présenté dans le chapitre I. Pour mettre en évidence les effets de saturations du gain et leur conséquence sur le fonctionnement des LCQ, nous allons donc reprendre ces équations bilan.

V.1. Equations bilan revisitées...

Dans le chapitre I, nous avons déjà abordé les équations bilan des LCQ. Nous allons reprendre ces équations depuis l'expression Eq. I-12 de N_3-N_2 , l'inversion des populations d'électrons dans les sousbandes 3 et 2 pour une période, que l'on écrit maintenant sous la forme :

$$\Delta N^{(p)} = \frac{\Delta N_0}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} \quad \text{Eq. IV-1}$$

$$\text{en posant : } \Delta N_0 = \frac{J}{q} \cdot \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \quad \text{Et } S_{sat}^{-1} = \frac{c}{n} \sigma \cdot \left[\tau_2 + \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \quad \text{Eq. IV-2}$$

ΔN_0 représente l'inversion de population non saturée, c'est à dire en absence de lumière dans cavité et Γ_p est le facteur de recouvrement du mode dans une période. Lorsque $S=S_{sat}/\Gamma_p$, $\Delta N^{(p)} = \Delta N_0/2$. Si l'on suppose maintenant que Γ_p varie d'une période à l'autre, on peut immédiatement voir dans l'expression Eq. IV-1 que $\Delta N^{(p)}$ varie également et en conséquence, le gain modal aussi. Pour une période p , le gain modal $G_m^{(p)}$ s'exprime comme :

$$G_m^{(p)} = \sigma \cdot \Gamma_p \cdot \Delta N^{(p)} = \frac{G_{m0}^{(p)}}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} \quad \text{Eq. IV-3}$$

où $G_{m0}^{(p)}$ est le gain modal non saturé associé à une période p , qui s'écrit : $G_{m0}^{(p)} = \sigma \cdot \Delta N_0 \cdot \Gamma_p$.

Le gain modal G_m associé à une zone active constituée de N_p périodes s'écrit

$$G_m = \sum_{p=1}^{N_p} G_m^{(p)} \quad \text{Eq. IV-4}$$

➤ Avant d'atteindre le seuil d'oscillation, le gain n'est pas saturé (il n'y a pas de photons dans la cavité !) et le gain modal du laser s'écrit :

$$G_m = G_{m0} = \sum_{p=1}^{N_p} G_{m0}^{(p)} = \sigma \cdot \Delta N_0 \cdot \sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p = \sigma \cdot \Delta N_0 \cdot \Gamma \quad \text{Eq. IV-5}$$

➤ Au seuil d'oscillation du laser, le gain modal, toujours non saturé, égalise les pertes du laser et l'expression Eq. I-19 du Chapitre I de la densité de courant de seuil reste valable. On posera ΔN_0^{th} et $G_m^{(th)}$ l'inversion de population et le gain modal du laser au seuil, respectivement.

➤ Au dessus du seuil, la densité de photons émis sature le gain de sorte qu'il compense exactement les pertes de la cavité ; le gain modal conserve donc sa valeur de seuil $G_m^{(th)}$. On peut donc écrire :

$$G_m = \sum_{p=1}^{N_p} G_m^{(p)} = \sigma \cdot \Delta N_0 \sum_{p=1}^{N_p} \frac{\Gamma_p}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} = G_m^{(th)} = \sigma \cdot \Delta N_0^{th} \cdot \Gamma = \alpha \quad \text{Eq. IV-6}$$

Dans le cas d'un champ homogène dans la zone active, on peut écrire :

$$\Delta N_0 \sum_{p=1}^{N_p} \frac{\Gamma_p}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} = \Delta N_0 \frac{N_p \Gamma_p}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} = \Delta N_0^{th} \cdot \Gamma = \frac{\alpha}{\sigma} \quad \text{Eq. IV-7}$$

$$\text{D'où} \quad S = \frac{(\Delta N_0 - \Delta N_0^{th}) S_{sat}}{\Delta N_0^{th}} \frac{N_p}{\Gamma_p} = \frac{N_p}{q \frac{c}{n} \alpha} \frac{\tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})}{\tau_2 + \tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})} [J - J_{th}] \quad \text{Eq. IV-8}$$

On retrouve bien l'expressions Eq. I-21 établie dans le chapitre I.

Dans le cas d'un champ inhomogène dans la zone active, on peut considérer deux situations : l'une, proche du seuil d'oscillation, où la saturation du gain est très faible (cas $S \ll S_{sat}/\Gamma_p$), l'autre, éloignée du seuil, où la saturation du gain est forte (cas $S \gg S_{sat}/\Gamma_p$).

- Cas $S \ll S_{sat}/\Gamma_p$

En reprenant l'expression Eq. IV-7 et en utilisant l'approximation $(1+\epsilon)^{-1} = 1 - \epsilon$ pour $\epsilon \ll 1$, on peut écrire que :

$$\Delta N_0 \sum_{p=1}^{N_p} \frac{\Gamma_p}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} = \Delta N_0 \sum_{p=1}^{N_p} \left(\Gamma_p \left(1 - \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}} \right) \right) = \Delta N_0^{th} \cdot \Gamma = \frac{\alpha}{\sigma} \quad \text{Eq. IV-9}$$

En considérant que, proche du seuil d'oscillation, $S \ll S_{sat} \Gamma / \sum \Gamma_p^2$, on peut écrire que :

$$\Delta N_0 \Gamma = \frac{\Delta N_0^{th} \cdot \Gamma}{\left(1 - \frac{\sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p^2 \frac{S}{S_{sat}}}{\Gamma} \right)} = \Delta N_0^{th} \cdot \Gamma \left(1 + \frac{\sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p^2 \frac{S}{S_{sat}}}{\Gamma} \right) \quad \text{Eq. IV-10}$$

On obtient alors l'expression de S proche du seuil d'oscillation du LCQ :

$$S = \frac{(\Delta N_0 - \Delta N_0^{\text{th}})}{\Delta N_0^{\text{th}}} \cdot \frac{\Gamma}{\sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p^2} S_{\text{sat}} = \frac{\Gamma^2}{\sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p^2} \cdot \frac{1}{q \frac{c}{n} \alpha} \cdot \frac{\tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})}{\tau_2 + \tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})} [J - J_{\text{th}}] \quad \text{Eq. IV-11}$$

On peut montrer que le facteur $\Gamma^2/\sum\Gamma_p^2$ prend sa valeur maximale dans le cas d'une distribution uniforme du champ dans la zone active, où il vaut N_p . Une non uniformité du champ dans la zone active va donc se traduire par une diminution de l'efficacité différentielle externe du laser au niveau du seuil. La Figure IV-23 représente la variation du rapport $\Gamma^2/N_p\sum\Gamma_p^2$ en fonction de la taille relative de la zone active (W) par rapport à celle du mode (D), dans le cas d'un mode dont l'intensité varie comme $I(x)=I_0.\cos^2(\pi x/D)$. On visualise donc en fonction de W/D la variation de l'efficacité différentielle externe d'un LCQ de N_p périodes dans ce cas de répartition sinusoïdale du champ par rapport au cas d'une répartition homogène du champ. Si, pour un rapport W/D de 0,5, on perd moins de 4% en efficacité différentielle externe, pour W/D=0,8, elle diminue de 20% et pour le cas où W/D=1, elle diminue d'un tiers par rapport au cas d'un champ uniforme. On voit que pour réaliser des lasers de puissance, il est préférable de limiter dans l'optimisation du guide d'onde le confinement du mode fondamental guidé pour limiter la non-uniformité du champ et garder de bons rendements, quitte à augmenter légèrement le seuil d'oscillation.

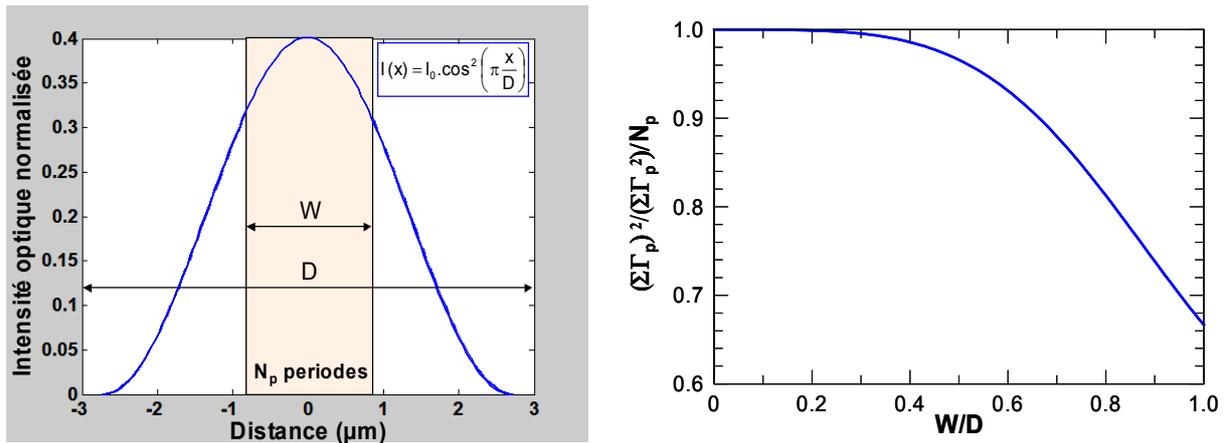


Figure IV-23 : Pour un mode dont l'intensité est de la forme $I(x)=I_0\cos^2(\pi x/D)$, diminution par rapport à une distribution homogène du champ de l'efficacité différentielle externe d'un LCQ de N_p périodes en fonction du rapport W/D, avec W la taille de la zone active et D la taille du mode pompé.

Sur la Figure IV-24, est représentée l'évolution dans chaque période de l'inversion de population et du gain modal, pour différentes valeurs de densité de courant. Les simulations numériques menées dans le cas d'un mode au profil sinusoïdal semblable à celui de la Figure IV-23, avec $\Gamma=60\%$; les pertes subies par le mode sont prises à 20cm^{-1} . Dans l'exemple choisi, $\Gamma^2/\Sigma\Gamma_p^2=35,7$ soit une diminution de moins de 1% par rapport au cas d'une distribution homogène du champ.

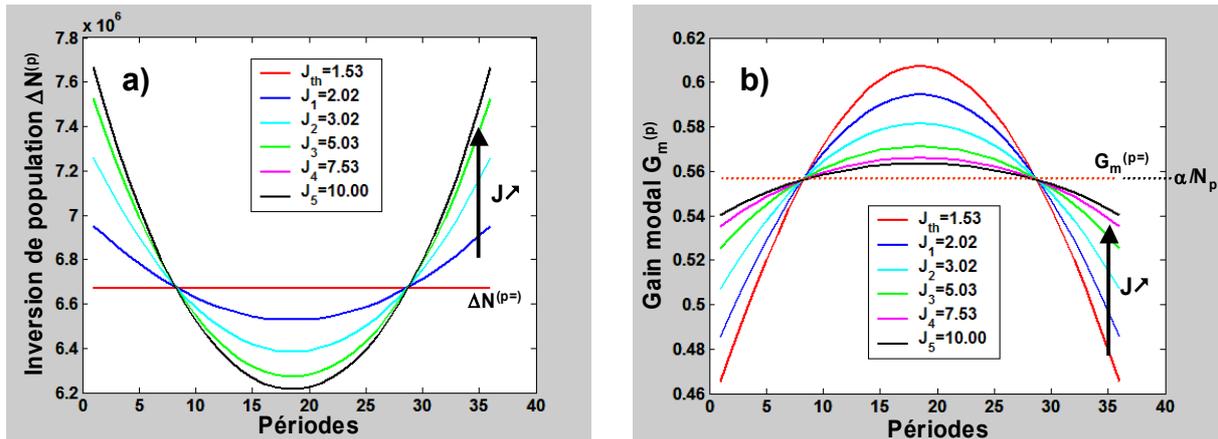


Figure IV-24 : Effets de la saturation spatiale du gain pour une zone active à 36 périodes comme présentée sur la Figure IV-23. Dans cet exemple, on a considéré le facteur de recouvrement $\Gamma=60\%$, et des pertes de 20cm^{-1} . Sur les figures a et b sont représentées les profils de $\Delta N^{(p)}$ et $G_m^{(p)}$ dans la zone active à différentes densités de courant de seuil. $\Delta N^{(p=)}$ et $G_m^{(p=)}$ représentent les valeurs prises par $\Delta N^{(p)}$ et $G_m^{(p)}$ dans le cas d'une répartition homogène du champ avec $\Gamma=60\%$.

Comme prévu, la distribution spatiale des inversions de population « se creuse » au milieu de la zone active, là où l'intensité du mode guidé est maximale : nous sommes en présence d'un « hole burning » spatial. Nous pouvons remarquer que dans cette zone, l'inversion de population passe sous sa valeur au seuil, diminuant de plus en plus avec le courant, entraînant une diminution du gain modal. En contrepartie, en bord de zone active, l'inversion de population est supérieure à sa valeur au seuil, et augmente avec le courant, entraînant une augmentation du gain modal dans la zone active. Le hole burning spatial a donc pour effet d'homogénéiser le gain modal dans la zone active, à mesure qu'il s'accroît avec le courant. Ceci est mis en évidence ci-dessous lors de l'étude du cas où le gain est fortement saturé.

- Cas $S \gg S_{\text{sat}}/\Gamma_p$

Dans ce cas, le gain est fortement saturé par la densité de photons dans la cavité. En reprenant l'expression Eq. IV-7, on peut écrire que :

$$\Delta N_0 \sum_{p=1}^{N_p} \frac{\Gamma_p}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} = \Delta N_0 \frac{N_p S_{sat}}{S} = \Delta N_0^{th} \cdot \Gamma = \frac{\alpha}{\sigma} \quad \text{Eq. IV- 12}$$

D'où

$$S = \frac{\Delta N_0}{\Delta N_0^{th}} \frac{N_p S_{sat}}{\Gamma} = \frac{N_p}{q \frac{c}{n} \alpha} \cdot \frac{\tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})}{\tau_2 + \tau_3 (1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}})} J \quad \text{Eq. IV- 13}$$

Si on exprime le gain modal par période en reprenant la valeur de S trouvée, on a :

$$G_m^{(p)} = \frac{\sigma \cdot \Delta N_0 \cdot \Gamma_p}{1 + \Gamma_p \cdot \frac{S}{S_{sat}}} = \frac{\sigma \cdot \Delta N_0 \cdot \Gamma_p}{1 + \Gamma_p \cdot \Delta N_0 \frac{N_p \sigma}{\alpha}} \rightarrow \frac{\alpha}{N_p} \quad \text{Eq. IV- 14}$$

On vérifie bien qu'en fort régime de saturation, le gain modal dans chaque période a tendance à s'homogénéiser à la valeur de α/N_p , comme dans le cas d'une répartition homogène de l'intensité dans la zone active (on peut voir α/N_p comme la moyenne des pertes répartie sur chaque période).

Si l'influence de l'inhomogénéité du champ est négligeable sur l'efficacité différentielle externe du laser, elle peut cependant avoir des conséquences néfastes sur le fonctionnement du laser, les inversions de population étant différentes d'une zone active à l'autre. Une conséquence des plus pénalisantes va être la non-uniformité de la polarisation de chaque zone émissive ; ceci va entraîner un alignement différent de leurs sousbandes, dont peut dépendre le gain spectral (Effet Stark shift), et certaines zones émissives pourront atteindre leur tension de désalignement avant d'autres. La saturation inhomogène du gain va donc jouer sur la stabilité de fonctionnement du laser. D'autre part, l'augmentation de l'inversion de population en bord de zone active peut avoir pour conséquence l'apparition de modes d'ordre plus élevé, notamment le mode d'ordre 1, qui tireraient profit du gain élevé dans cette région.

Avec les guides réalisés pour les LCQ en GaAs/AlGaAs, le profil en intensité du mode fondamental est uniforme ou varie peu dans la zone active (cf. Figure III-3). Ceci provient du fait que l'indice effectif du mode était très proche ou égal à l'indice de la zone de gain du laser. Même si le facteur de recouvrement du mode est moins important que celui obtenu avec les guides réalisés dans les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP, il présente l'avantage de limiter les effets de saturation spatiale du gain et donc garantit une meilleure stabilité de fonctionnement du laser.

VI. Conclusion du chapitre IV

Plusieurs études ont été menées dans ce chapitre sur des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $\lambda=8,9\mu\text{m}$. Dans la première, nous avons tenté de réaliser dans ces lasers des canaux d'injection de courant par implantation de protons. L'implantation de protons ne créant pas de défauts profonds dans la bande interdite de l'InP dopé n, il est impossible d'isoler électriquement ce matériau à température ambiante ; nous avons donc montré que cette technologie n'était pas applicable pour les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP. Malgré les fuites de courants au travers de la barrière de protons, nous pouvons noter que ces LCQ ont fonctionné en régime continu jusqu'à 20°C. Nous pensons prochainement réaliser des canaux d'injection sélective de courant par le dépôt de couches dopées Fe lors de la croissance des lasers.

Dans la deuxième étude, nous avons cherché à améliorer les performances des lasers en régime poussé en utilisant par une couche épaisse d'or électrolytique sur le dessus des dispositifs. Grâce à ce dissipateur thermique, nous avons pu diminuer la résistance thermique des dispositifs d'un facteur 2. Avec un dispositif monté epilayer down et avec un miroir sur sa facette arrière, une puissance moyenne de 175mW a été mesurée à 10°C et un fonctionnement en régime continu jusqu'à 8°C a été atteint. L'utilisation d'une couche d'or électrolytique dans les LCQ en GaAs/AlGaAs pourrait être avantageuse pour augmenter leur température maximale de fonctionnement en régime continu.

Nous avons profité de ce chapitre pour comparer les performances des LCQ testés avec celles des LCQ en GaAs/AlGaAs étudiés dans le chapitre III. Malgré le bon fonctionnement des LCQ en GaAs/AlGaAs, les performances de ces lasers sont bien en retrait par rapport à celles des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP : la densité de courant de seuil à 300K des LCQ InP est encore inférieure à la plus basse valeur de densité de courant de seuil mesurée sur un LCQ en GaAs/AlGaAs! Cette différence dans les densités de courant de seuil s'explique principalement par la qualité des guides d'onde des dispositifs InP dont le facteur de mérite est 4 fois plus grand que celui des LCQ en GaAs/AlGaAs. En outre, contrairement aux LCQ en GaAs/AlGaAs qui souffrent de la fuite de porteurs dans la minibande excitée de l'injecteur, les caractéristiques des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP varient peu avec la température. Tout ceci justifie la supériorité des LCQ InP sur les LCQ en GaAs/AlGaAs comme laser performant dans le moyen IR.

Enfin, à la fin du chapitre IV, nous avons présenté des calculs mettant en évidence la saturation spatiale du gain dans la direction de croissance des LCQ. Ce phénomène pourrait avoir des conséquences néfastes sur le fonctionnement des LCQ, notamment sur celui des

LCQ en GaInAs/AlInAs/InP pour lesquels la répartition du champ est fortement inhomogène dans la zone active. A l'avenir, il serait préférable d'optimiser le guide d'onde de ces laser pour avoir un champ électrique plus uniforme dans la zone active, comme dans les guides des LCQ en GaAs/AlGaAs, au détriment du facteur de recouvrement du mode fondamental guidé. L'étude expérimentale de l'influence réelle du phénomène sur les performances des LCQ serait à envisager.

Conclusion

Pour améliorer les performances des LCQ en régime continu et augmenter leur température maximale de fonctionnement, il est primordial de combattre les effets néfastes occasionnés par l'échauffement des dispositifs. Pour cela, on cherche d'une part à diminuer leur courant de fonctionnement pour limiter les puissances électriques injectées, d'autre part, à optimiser les dispositifs pour faciliter l'évacuation de la chaleur générée. Pour répondre à ces deux besoins essentiels, des travaux d'optimisation ont été menés au cours de cette thèse sur des lasers à cascade quantique émettant dans le moyen infrarouge à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$. L'optimisation des guides d'onde des LCQ en GaAs/AlGaAs a été entreprise afin de diminuer les densités de courant de seuil et augmenter les rendements de ces lasers. Du point de vue des dispositifs des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP, la réalisation d'injection sélective de courant par implantation de protons a été expérimentée, et l'influence d'une couche épaisse d'or déposée sur le dessus des guides rubans pour améliorer la dissipation de chaleur a été observée.

Pour diminuer le courant de fonctionnement et améliorer les rendements des LCQ en GaAs/AlGaAs, nous avons procédé à une optimisation de leur guide d'onde. En agrémentant le guide en GaAs renforcé par plasmons par des couches diélectriques en AlGaAs et en GaInP, nous avons augmenté le facteur de recouvrement du mode fondamental guidé avec la zone active, et nous avons diminué les pertes internes dues principalement à l'absorption par porteurs libres. La réalisation de ces nouveaux guides a permis de diminuer significativement les courants de seuils et d'augmenter les efficacités différentielles externes de nos LCQ. Des performances records ont ainsi été atteintes : avec les LCQ ayant un guide en GaInP renforcé par plasmons, des puissances crêtes de 2,15W ont été mesurées à 78K, avec un seuil de $2,3\text{kA/cm}^2$ et une efficacité différentielle externe de 1,15W/A. Avec les LCQ dotés d'un guide en AlGaAs renforcé par plasmons, nous avons mesuré des densités de courant de seuil inférieures à 10kA/cm^2 à 300K, dont $8,4\text{kA/cm}^2$ avec de l' $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$. Avec les LCQ utilisant un guide en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcé par plasmons, nous avons atteint à 300K des puissances crêtes de 420mW avec un seuil de $9,1\text{kA/cm}^2$. Ces performances constituent les records actuels atteints sur des LCQ en GaAs/AlGaAs émettant à $\lambda \sim 9\mu\text{m}$.

L'utilisation de couches en AlGaAs et GaInP dans les guides optimisés entraîne cependant une dégradation des propriétés électriques des dispositifs, avec des tensions de fonctionnement plus élevées que celles des LCQ avec un guide tout en GaAs. Néanmoins, les

LCQ avec un guide en GaInP renforcé par plasmons atteignent un rendement à la prise de 4,9% à 78K, soit une amélioration de 75% par rapport au guide en GaAs renforcé par plasmons ; les améliorations optiques apportées par ce guide surpassent donc la dégradation électrique induite par la présence de couches de GaInP dans la structure. A hautes températures, les LCQ avec des couches d' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ possèdent de meilleures performances encore que les LCQ utilisant du GaInP : à 300K leur rendement à la prise vaut respectivement 0,6% et 0,35% sur des lasers avec un miroir sur la facette arrière.

Nos simulations numériques prévoyaient les pertes de nos guides autour de 14 cm^{-1} . A partir des courants de seuil mesurés sur les différents dispositifs testés (de longueurs différentes, avec ou sans traitement HR de leurs facettes...), nous avons pu estimer les pertes de nos lasers. Pour les lasers utilisant un guide en GaInP, nous avons calculé des pertes de 12 cm^{-1} pour des températures inférieures à 200K, en bon accord avec nos simulations. Pour des températures supérieures à 200K, ces pertes augmentent anormalement et valent environ 20 cm^{-1} pour ces lasers, ainsi que pour les LCQ utilisant des couches d' $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$. A ces deux niveaux de pertes, peuvent être associées deux phases de fonctionnement de nos LCQ en GaAs/AlGaAs pour lesquelles les caractéristiques des lasers varient différemment avec la température : à des températures supérieures à 200K, nous observons une dégradation plus rapide du coefficient de gain et de l'efficacité différentielle externe. Nous pensons que cette deuxième phase de fonctionnement est fortement pénalisée par des fuites de porteurs de la sousbande excitée de la zone active vers le continuum ou la minibande située au dessus de la minibande interdite de la zone d'injection. Nous mettons donc en évidence les limitations de la zone active à trois puits utilisée dans nos LCQ en GaAs/AlGaAs pour conserver de bonnes performances à haute température et pour atteindre un fonctionnement en régime continu à température ambiante. Les LCQ en GaAs/AlGaAs gagneraient maintenant à réaliser les guides en GaInP ou en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcés par plasmons sur des structures de type bound to continuum, qui ont démontré un fonctionnement en régime pulsé jusqu'à 100°C .

Jusqu'à présent, les LCQ en GaAs/AlGaAs avec une structure à 3 puits couplés ont démontré un fonctionnement en régime continu jusqu'à 150K [Page04]. Ces performances ont été atteintes en partie grâce aux optimisations technologiques apportées aux dispositifs pour améliorer la dissipation de la chaleur et notamment en réalisant, par implantation de protons, un canal d'injection de courant à l'intérieur de leur guide ruban. La structure ainsi réalisée se rapproche conceptuellement de l'hétérostructure enterrée, utilisée par les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP ayant atteint un fonctionnement en régime continu à température

ambiante [Beck02]. Dans le chapitre IV, nous avons tenté d'implémenter la technique d'implantation dans des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP avec une zone active à 4 puits. A l'origine de cette étude, nous voulions valider le transfert de cette technologie moins contraignante dans ces LCQ : l'implantation de protons crée malheureusement des défauts peu profonds dans la bande interdite de l'InP et nous avons vu que l'utilisation de cette technique pour isoler électriquement des régions du laser n'était donc pas efficace à hautes températures. Malgré la présence de fuites de courant au travers des zones implantées, un fonctionnement en régime continu a été démontré jusqu'à 20°C dans ce type de dispositifs.

Dans la même plaque épitaxiée, nous avons également étudié l'influence d'une couche épaisse d'or électrolytique utilisée comme dissipateur thermique sur le dessus de lasers rubans non implantés. Grâce à cette couche, nous avons diminué la résistance thermique des lasers d'un facteur deux par rapport à un dispositif identique sans couche d'or, en passant de $R_{th}=30K/W$ à 14,5K/W. En montant epilayer down des laser avec une couche épaisse d'or, nous avons encore réduit la résistance thermique des lasers à 9K/W, soit une réduction de 60% par rapport aux mêmes lasers montés epilayer up. Avec un laser de 2mm ainsi monté, avec un miroir sur sa facette arrière, un fonctionnement jusqu'à 8°C a été obtenu en régime continu, et des puissances moyennes de 175mW ont été mesurées à 10°C pour un taux de remplissage optimal de 40%; le dispositif sans couche d'or quant à lui n'a démontré aucun fonctionnement en régime continu... On peut penser que les LCQ en GaAs/AlGaAs tireraient eux aussi profit du dépôt d'une couche épaisse d'or sur le dessus de leurs structures implantées pour augmenter leur température de maximale de fonctionnement en régime continu.

Les études menées dans le chapitre IV sur des lasers à l'état de l'art des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $\lambda \sim 9\mu m$ permettent de souligner à quel point les LCQ en GaAs/AlGaAs sont encore bien en retrait au niveau de leurs performances. Les LCQ en GaInAs/AlInAs/InP tirent profit de leur faible courant de fonctionnement grâce principalement à la qualité de leur guide et de leur gain élevé ; à température ambiante, les densités de courant de seuil des LCQ en InP testés sont encore inférieures à celles mesurées à 78K sur les LCQ en GaAs/AlGaAs avec des couches de GaInP. Avec de faibles courants de fonctionnement et des performances qui varient peu avec la température, les LCQ InP ont un meilleur profil que les LCQ en GaAs/AlGaAs pour atteindre une température de fonctionnement élevée en régime continu.

Depuis leur démonstration en 1998 [Sirtori98a], de nombreux efforts ont été investis pour développer les LCQ en GaAs/AlGaAs, par l'ingénierie quantique, par l'optimisation de leur guide d'onde, de la géométrie des dispositifs et par l'amélioration de leur technologie de conception. Grâce aux optimisations menées au cours de cette thèse, le facteur de mérite du guide d'onde des LCQ en GaAs/AlGaAs a été amélioré d'un facteur deux. Avec ces guides d'onde, une zone active efficace à haute température, du type bound to continuum par exemple, et l'utilisation d'une couche épaisse d'or sur le dessus de structures implantées, nous pensons que les LCQ en GaAs/AlGaAs pourraient augmenter leur température de fonctionnement en régime continu jusqu'à au moins 170K. Aujourd'hui des questions se posent sur le potentiel de ces lasers à atteindre les performances des LCQ en GaInAs/AlInAs/InP dans le moyen infrarouge. Le développement des LCQ en GaAs/AlGaAs s'oriente maintenant plutôt vers de grandes longueurs d'onde [Scalari04, Alton05] : des lasers ont été réalisés jusqu'à $\lambda \sim 150 \mu\text{m}$ [Barbieri05] et quelques mW ont été mesurés en régime continu à $\lambda \sim 100 \mu\text{m}$. Les LCQ en GaAs/AlGaAs semblent donc aujourd'hui se tourner vers la gamme spectrale THz dont l'avenir est plus prometteur, laissant les bandes du moyen infrarouge aux LCQ plus performants en GaInAs/AlInAs/InP et aux sources en voie de développement en InAs/AlSb/(InAs ou GaSb) [Ohtani03, Teissier03] et GaInAs/AlAsSb/InP [Revin04] pour les courtes longueurs d'onde.

Bibliographie

- [Alton05] J. Alton, S.S. Dhillon, and C. Sirtori, A. De Rossi and M. Calligaro, S. Barbieri, H.E. Beere, E.H. Linfield, and D.A. Ritchie, “Buried waveguides in terahertz quantum cascade lasers based on two-dimensional surface plasmon modes”, *Appl. Phys. Lett.* **86**, p. 1109 (2005).
- [Ashcroft-Mermin76] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin, “Solid State Physics”, Saunders College publishing (1976).
- [Barbieri00] S. Barbieri, C. Sirtori, H. Page, M. Beck, J. Faist, and J. Nagle, “Gain Measurements on GaAs-Based Quantum Cascade Lasers Using a Two-Section Cavity Technique”, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **36**, p. 736 (2000).
- [Barbieri05] S. Barbieri et al. , Communication at Intersubband Transition in Quantum Well (ITQW) Conference (2005).
- [Barbieri99] S. Barbieri, “GaAs-based unipolar lasers : electron dynamics and optical gain”, Ph. D. Thesis (99).
- [Bartolo00] R. E. Bartolo, W. W. Bewely, I. Vurgaftman, C. L. Felix, J. R. Meyer, and M. J. Yang, “Mid-infrared angled-grating distributed feedback laser”, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, p. 3164 (2000).
- [Beck00] M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, and H. Melchior, “Buried heterostructure quantum cascade lasers with large optical cavity waveguide”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, p. 1450 (2000).
- [Beck02] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, and H. Melchior, “Continuous-wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room-temperature”, *Science*, **295**, p.301 (2002).
- [Becker02] C. Becker, “Lasers à cascade quantique : Etude physique et ingénierie de la structure quantique”, *thèse de doctorat de l'école polytechnique* (2002).
- [Berger94] V. Berger, *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, p. 1493 (1994).
- [Bewley00] W.W. Bewley, H. Lee, I. Vurgaftman, R. J. Menna, C. L. Felix, R. U. Martinelli, D. W. Stokes, D. Z. Garbuzov, J. R. Meyer, M. Maiorov, J. C. Connolly, A. R. Sugg, and G. H. Olsen, “Continuous-wave operation of $\lambda=3,25\mu\text{m}$ broadened-waveguide W quantum-well diode lasers up to $T=195\text{K}$ ”, *Appl. Phys. Lett.*, **76**, p. 256 (2000).
- [Bewley05] W.W. Bewley, J.R. Lindle, C.S Kim, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, A. Evans, J.S. Yu, S. Slivken and M. Razeghi, “Beam steering in high-power CW quantum cascade lasers”, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **41**, p. 833 (2005).
- [Capasso86] F. Capasso, K. Mohammed and A. Y. Cho, “Sequential resonant tunnelling through a multi-quantum-well superlattice”, *Appl. Phys. Lett.*, **48**, p. 478-480 (1986).
- [Chand84] N. Chand, T. Henderson, J. Klem, W.T. Masselink, and R. Fischer, Y.C. Chang, H. Morkoc, “Comprehensive analysis of Si-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0$ to 1) : Theory and experiments”, *Phys. Rev.* **B30**, no.8, p.4481 (1984).
- [Cisco_web02] CiscoSystems, “Introduction to DWDM for Metropolitan Networks”, <http://www.cisco.com/univercd/cc/td/doc/product/mels/dwdm/dwdm.pdf>, (2002).

- [CLIO_web] <http://www.lure.u-psud.fr/CLIO.htm>.
- [Colombelli01a] R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl, A. L. Hutchinson, D.L. Sivco, A. Tredicucci, M. C. Wanke, A. M. Sergent, and A. Y. Cho, “Far-infrared surface-plasmon quantum cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths”, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, p. 2620 (2001).
- [Colombelli01b] R. Colombelli, A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A. M. Sergent, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Continuous wave operation of $\lambda\sim 19\mu\text{m}$ surface-plasmon quantum cascade lasers”, *Electron. Lett.*, **37**, p. 1023 (2001).
- [Costard01] E. Costard, “Optimisation et réalisation de détecteurs infrarouge à base de puits quantiques GaAs/AlGaAs”, Thèse de doctorat de l’Université de Paris Sud, (Orsay, 2001).
- [Davies02] A.G. Davies, E.H. Linfield, and M.B. Johnston, “The development of THz sources and their applications”, *Physics in Medicine and Biology*, **47**, p. 3679 (2002).
- [Diessel04] E. Diessel, S. Willmann, P. Kamphaus, R. Kurte, U. Damm, and H.M. Heise, “Glucose quantification in dried-down nanoliter samples using mid-infrared attenuated total reflection spectroscopy”, *Appl. Spectrosc.*, **58**, p.442 (2004).
- [Dingle74] R. Dingle, W. Wiegmann and C. H. Henry, “Quantized states of confined carriers in AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructures”, *Phys. Rev. Lett.*, **33**, p. 827-830 (1974).
- [Donnelly77] J.P. Donnelly and C.E. Hurwitz, “Proton bombardment in InP”, *Solid State Electron.*, **20**, p.727-730,(1977).
- [Donnelly03] J.P. Donnelly, R.K. Huang, J.N. Walpole, L.J. Missaggia, C.T. Harris, J.J. Plant, R.J. Bailey, D.E. Mull, W.D. Goodhue, and G. W. Turner, “AlGaAs–InGaAs Slab-Coupled Optical Waveguide”, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **39**, p. 289 (2003).
- [Duguay86] M.A. Duguay, Y. Kokubun and T.L. Koch, “Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO₂-Si multilayer structures”, *Appl. Phys. Lett.*, **49**, p.13 (1986).
- [Evans04] A. Evans, J.S. Yu, J. David, L. Doris, K. Mi, S. Slivken and M. Razeghi, “High-temperature, high-power, continuous-wave operation of buried heterostructure quantum-cascade lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, p. 314 (2004).
- [Ezaki70] L. Esaki and R. Tsu, “Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors”, *IBM J. Res Devel.*, **14**, p. 61-65 (1970).
- [Faist94] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Quantum cascade laser”, *Science*, **264**, p. 553-556 (1994).
- [Faist98] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, S. N. G. Chu and A. Y. Cho, “Short wavelength ($\lambda\sim 3.4\mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs”, *Appl. Phys. Lett.*, **72**, p. 680-682 (1998).
- [Faist/Liu00] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, and A.Y. Cho, “Quantum Cascade Lasers” in “Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II”, *Semiconductors and Semimetals*, **Vol. 66**, chapt.1, Ed. H.C. Liu and F. Capasso, Academic Press, Inc. (San Diego, 2000).

- [Faist01] J. Faist, M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, and E. Gini, "Quantum cascade lasers based on a bound-to-continuum transition", *Appl. Phys. Lett.*, **78**, p. 147 (2001).
- [Faist02] J. Faist, D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, M. Rochat, and S. Blaser, "Bound-to-continuum and Two photon resonance Quantum Cascade Lasers for high duty cycle, high temperature operation", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **38**, p. 533 (2002).
- [Faugeras05] C. Faugeras, S. Forget, E. Boer-Duchemin, H. Page, J-Y. Bengloan, O. Parillaud, M. Calligaro, C. Sirtori, M. Giovannini, and J. Faist, "High power room temperature emission quantum cascade lasers at $\lambda=9\mu\text{m}$ ", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **41**, p.1430 (2005).
- [Feit96] Z.Feit, M. McDonald, R.J. Woods, V. Archambault, and P. Mak, "Low threshold PbEuSeTe/PbTe separate confinement buried heterostructure diode lasers", *Appl. Phys. Lett.*, **68**, p. 738 (1996).
- [Ferreira89] R. Ferreira, and G. Bastard, "Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single-and multiple-quantum well structures", *Phys. Rev. B.*, **40**, p. 1074 (1989).
- [Findlay98] P.C. Findlay, C.R. Pidgeon, R. Kotitschke, A. Hollingworth, B.N. Murdin, C.J.G.M. Langerak, A.F.G. van der Meer, C.M. Ciesla, J. Oswald, A. Homer, G. Springholz, and G. Bauer, "Auger recombination of lead salts under picosecond free-electron-laser-excitations", *Phys. Rev. B.*, **58**, p. 12908 (1998).
- [Forget05] S. Forget, C. Faugeras, J-Y. Bengloan, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Giovannini, J. Faist and C. Sirtori, "High power spatial single-mode quantum cascade lasers at $8,9\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, **41**, N°7, (2005).
- [Gauthier97a] O. Gauthier-Lafaye, S. Sauvage, P. Boucaud, F. H. Julien, R. Prazeres, F. Glotin, J.-M. Ortega, V. Thierry-Mieg, R. Planel, J.-P. Leburton, and V. Berger "Intersubband stimulated emission in GaAs/AlGaAs quantum wells : pump-probe experiments using a two-color free-electron laser", *Appl. Phys. Lett.*, **70**, p. 3645 (1997).
- [Gauthier97b] O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F. H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel, "Long-wavelength ($\sim 15,5\mu\text{m}$) unipolar semiconductor laser in GaAs quantum wells", *Appl. Phys. Lett.*, **71**, p. 3619 (1997).
- [Gauthier99] O. Gauthier-Lafaye, F. H. Julien, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, G. Strasser, E. Gornik, M. Helm, P. Bois, "High-power GaAs/AlGaAs quantum fountain unipolar laser emitting at $14,5\mu\text{m}$ with 2,5% tunability", *Appl. Phys. Lett.*, **74**, p. 1537 (1999).
- [Gauthier00] O. Gauthier-Lafaye, B. Seguin-Roa, F. H. Julien, P. Collot, C. Sirtori, J.-Y. Duboz, and G. Strasser, "High-power tunable quantum fountain unipolar laser", *Physica E.*, **7**, p. 12 (2000).
- [Garbuzov97] D. Z. Garbuzov, R. U. Martinelli, H. Lee, R. J. Menna, P. K. York, L. A. Dimarco, M. G. Harvey, R. J. Matarese, S. Y. Narayan, and J. C. Connolly, "4W quasicontinuous-wave output power from $2\mu\text{m}$ AlGaAsSb/InGaAsSb single-quantum-well broadened waveguide laser diodes," *Appl. Phys. Lett* **70**, 22, p. 2931 (1997).

- [Garbuzov99] D. Z. Garbuzov, H. Lee, V. Khalfin, R. U. Martinelli, J. C. Connolly, and G. L. Belenki, "2,3-2,7- μm room temperature CW operation of InGaAsSb-AlGaAsSb broad waveguide SCH-QW diode lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, p. 794 (1999).
- [Garcia04] M. Garcia, A. Salhi, A. Peron, Y. Rouillaed, C. Sirtori, X. Marcadet, and C. Alibert, "Low threshold high-power room-temperature continuous-wave operation diode laser emitting at 2,26 μm ", *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 5, p. 1253 (2004).
- [Gheler94] J. Gehler, A. Bräuer, and W. Karthe, M. Jäger, "Antiresonant reflecting optical waveguides in strip configuration", *Appl. Phys. Lett.*, **64**, p.276 (1994).
- [Gornik76] E. Gornik, and D.C. Tsui, " Voltage-tunable far-infrared emission from Si inversion layers", *Phys. Rev. Lett.*, **37**, p. 1425 (1976).
- [Green02] R.P. Green, L.R. Wilson, D.A. Carder, J.W. Cockburn, M. Hopkinson, M.J. Steer, R.J. Airey, and G. Hill, "Room temperature GaAs-based quantum-cascade laser with GaInP waveguide cladding", *Electron. Lett.*, **38**, p. 1539 (2002).
- [Green04] R.P. Green, L.R. Wilson, E.A. Zibik, D.G. Revin, and J.W. Cockburn, C. Pflügl, W. Schrenk, and G. Strasser, A.B. Krysa, J.S. Roberts, C.M. Tey, and A.G. Cullis, "High-performance distributed feedback quantum cascade lasers grown by metalorganic vapor phase epitaxy", *Appl. Phys. Lett.*, **85**, p. 5529 (2004).
- [Helm89] M. Helm, P. England, E. Colas, F. DeRosa, and S. Allen, "Intersubband emission from semiconductor superlattices excited by sequential resonant tunnelling", *Phys. Rev. Lett.*, **63**, p. 74 (1989).
- [Herzinger93] C.M. Herzinger, C.C. Liu, T.A. DeTemple, W.C. Chew, "The semiconductor waveguide facet reflectivity problem ", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **29**, p. 2273 (1993).
- [Hoffmann87] R.K. Hoffmann, "Handbook of Microwave Integrated Circuits", Artech House, Inc. (1987).
- [Hu95] B.B. Hu, and M.C. Nuss, "Imaging with terahertz waves", *Optics Letter*, **20**, p. 1716 (1995).
- [ISOE03] The International Society for Optical Engineering, réd. : *Terahertz for Military and Security Applications*, tm.5070, Orland (2003).
- [Jensen/Palik85] B. Jensen "The Quantum Extension of the Drude-Zener Theory", *Handbook of Optical Constants of Solids*, chapt. 9, Ed. E.D. Palik, Academic Press, Inc. (San Diego, 1985).
- [Julien95] F. H. Julien, A. Sa'ar, J. Wang, and J. -P. Leburton, "Mid-Infrared intersubband emission in optically pumped quantum wells", *Electron. Lett.*, **31**, p. 838 (1995).
- [Kazarinov71] R. Kazarinov and R. A. Suris, "Amplification of electromagnetic waves in a semiconductor superlattice", *Sov. Phys. Semicond.*, **5**, p. 707-709 (1971).
- [Köhler02] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfeld, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, and F. Rossi "Terahertz semiconductor-heterostructure laser", *Nature.*, **417**, p. 156 (2002).

- [Kosterev02] A.A. Kosterev et F.K. Tittel, “Chemical sensors based on quantum cascade lasers”, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **38**, p. 582 (2002).
- [Levine93] B.F. Levine, “Quantum well infrared photodetectors”, *J. Appl. Phys.*, **74**, pp.R1-R32 (1993).
- [Liu03] H.C. Liu, C.Y. Song, Z. R. Wasilewski, A. J. SpringThorpe, J. C. Cao, C. Dharma-wardana, G. C Aers, D. J. Lockwood, and J. A. Gupta, “ Coupled electron-phonon modes in optically pumped resonant intersubband lasers”, *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 7, p. 077402-1 (2003).
- [LWISL-Choi04] H.K. Choi, “Long-Wavelength Infrared Semiconductor Lasers”, John Wiley & Sons, Inc (Hoboken-New Jersey, 2004).
- [Marciante96] J.R. Marciante and G. Agrawal, “Nonlinear Mechanisms of filamentation in broad-area semiconductor lasers”, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **32**, p.590 (1996).
- [Marcuse74] D. Marcuse, “Theory of Dielectric Waveguides”, Academic Press, Inc. (New York and London, 1974).
- [Mawst92] L. J. Mawst, D. Botez, C. Zmudzinsky, and C. Tu, “Above-threshold behaviour of high-power, single-mode antiresonant reflecting optical waveguide diode lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, **61**, p. 503 (1992).
- [Meyer98] : J. R. Meyer, C. L. Felix, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, E. H. Aifer, L. J. Olafsen, J. R. Lindle, C. A. Hoffmann, M.-J. Yang, B. R. Bennett, B. V. Shanabrook, H. Lee, C.-H. Lin, S. S. Pei, and R. H. Miles, “Auger coefficients in type-II InAs/Ga_{1-x}In_xSb quantum wells”, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, p. 2857 (1998).
- [Mitshara98] M. Mitsuhashi, M. Ogasawara, M Oishi, and H. Sugiura, “Metalorganic molecular-beam-epitaxy grown In_{0,77}Ga_{0,23}As/InGaAs multiple quantum well lasers emitting at 2,07 μ m wavelength”, *Appl. Phys. Lett.* **72**, p. 3106 (1998).
- [Mitshara99] M. Mitsuhashi, M. Ogasawara, M Oishi, H. Sugiura, and K. Kasaya, “2,05- μ m wavelength InGaAs-InGaAs distributed-feedback multiquantum-well lasers with 10-mW output power”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, p. 33 (1999).
- [Morgan81] D.V. Morgan, F.H. Eisen, and A. Ezis, “Prospects for ion bombardment and ion implantation in GaAs and InP device fabrication,” Review, *IEE PROC.*, **128**, Pt. I., n°4, p.109-128 (1981).
- [Ohtani03] K. Ohtani and H. Ohno, “InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at 10 μ m”, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, p. 1003 (2003).
- [Ordal85] M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, Jr, L.L. Long, and M.R. Querry, “ Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W”, *Applied Optics*, **24**, 4493 (1985).
- [Page01a] H. Page, C. Becker, A. Robertson, G. Glastre, V. Ortiz and C. Sirtori, “300K operation of a GaAs-based quantum-cascade laser at $\lambda \approx 9 \mu\text{m}$ ”, *Appl.Phys.Lett.*, **78**, p. 3529 (2001).
- [Page01b] H. Page, A. Robertson, C. Sirtori, C. Becker, G. Glastre, and J. Nagle, “Demonstration of $\lambda \approx 11.5\text{-}\mu\text{m}$ GaAs-based quantum-cascade laser operating on a Peltier cooled element”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **13**, p. 556, (2001).

- [Page02] H. Page, P. Collot, A. De Rossi, V. Ortiz, and C. Sirtori, “High reflectivity metallic mirror coatings for mid-infrared ($\lambda \approx 9\mu\text{m}$) unipolar semiconductor lasers”, *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, p. 1312, (2002).
- [Page04] H. Page, S. Dhillon, M. Calligaro, C. Becker, V. Ortiz, and C. Sirtori, “Improved CW operation of GaAs based quantum cascade lasers : $T_{\text{max}}=150\text{K}$ ”, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **40**, p. 665 (2004).
- [Painter99] O. Painter, R.K. Lee, A. Sherer, A. Yariv, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, “Two dimensional photonic band-gap defect mode laser”, *Science*, **284**, p. 1819 (1999).
- [Palik85] E.D. Palik, “Handbook of Optical Constants of Solids”, Academic Press (San Diego, 1985).
- [Pflügl03] C. Pflügl, W. Schrenk, S. Anders, and G. Strasser, C. Becker, and C. Sirtori, Y Bonetti, and, A. Muller, “High-temperature performance of GaAs-based band-to-continuum quantum-cascade lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, p. 4688 (2003).
- [Revin04] D.G. Revin, L.R. Wilson, E.A. Zibik, R.P. Green, and J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, and M. Hopkinson, “ $\lambda \sim 4\text{--}5.3\mu\text{m}$ intersubband emission from InGaAs–AlAsSb quantum cascade structures”, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, p. 1447 (2004).
- [Ridley88] B.K. Ridley, “Quantum processes in semiconductors”, Clarendon Press (Oxford, 1988).
- [Roberts03] J.S. Roberts, R.P. Green, L.R. Wilson, E.A. Zibik, D.G. Revin, and J.W. Cockburn, R.J. Airey, “Quantum cascade lasers grown by metalorganic vapor phase epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, p. 4221 (2003).
- [Rochat02] M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, and J. Faist, “Low-threshold terahertz quantum cascade lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, **81**, p. 1381 (2002).
- [Rosencher-Vinter02] E. Rosencher, B. Vinter, “Optoélectronique”, p.289-290, 2^{ème} édition, Ed. Dunod, (Paris, 2002).
- [Sadiku01] M.N.O. Sadiku, “Numerical techniques in electromagnetics”, 2nd Edition, CRC Press (2001).
- [Saxena81] A.K. Saxena, *Phys. Rev.*, **B24**, no.6, p.3295 (1981).
- [Scalari04] G. Scalari, S. Blaser, and J. Faist, H. Beere, E. Linfield, and D. Ritchie, G. Davies, “Terahertz Emission from Quantum Cascade Lasers in the Quantum Hall Regime: Evidence for Many Body Resonances and Localization Effects”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 23, p. 7403 (2004).
- [Scarmacio97] G. Scarmacio, F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, A. L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A. Y. Cho “High power infrared (8-micrometer wavelength) superlattice lasers”, *Science*, **276**, p.773 (1997).
- [Schießl00] U.P. Schießl, M. Birle, and H.-E. Wagner, “Recent results about room temperature operation of lead salt laser diodes”, *Optische Analysetechnik in Industrie und Umwelt – heute und morgen*, Tagung Düsseldorf (2000).
- [Sirtori95] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Quantum cascade lasers with plasmon-enhanced waveguide operating at $8.4\mu\text{m}$ wavelength”, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, p. 3242 (1995).

- [Sirtori98a] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot, and J. Nagle, M. Beck, and J. Faist, U. Oesterle, "GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum cascade lasers", *Appl. Phys. Lett.*, **73**, p. 3486 (1998).
- [Sirtori98b] C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, D.L. Sivco, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, " Long wavelength ($\lambda \approx 8-11.5\mu\text{m}$) semiconductor lasers waveguides based on surface plasmons", *Optics Lett.*, **23**, p.1366 (1998).
- [Sirtori98c] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, A. L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A. Y. Cho, "Resonant Tunneling in Quantum Cascade Lasers", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **34**, p.1722 (1998).
- [Sirtori99a] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, H. Page, and J. Nagle, M. Beck, and J. Faist, U. Oesterle, " Low-loss Al-free waveguides for unipolar semiconductor lasers", *Appl.Phys.Lett.*, **75**, p. 3911, (1999).
- [Sirtori99b] C. Sirtori, S. Barbieri, P. Kruck, V. Piazza, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, P. Collot, and J. Nagle " Influence of DX Centers on the Performance of Unipolar Semiconductor Lasers Based on GaAs-Al_xGa_{1-x}As", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, p. 1090, (1999).
- [Sirtori02] C. Sirtori, H. Page, C. Becker, and V. Ortiz "GaAs-Al_xGa_{1-x}As Quantum Cascade Lasers : Physics, Technomogy, and Prospects", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **38**, p. 547 (2002).
- [Slivken97] S. Slivken, C. Jelen, A. Rybaltovski, J. Diaz, and M. Razeghi, "Gas-source molecular beam epitaxy growth of a 8,5 μm quantum cascade laser", *Appl. Phys. Lett.*, **71**, p. 2593 (1997).
- [Sollner83] T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, P. E. Tannenwald, C. D. Parker and D. D. Peck, "Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz", *Appl. Phys. Lett.*, **43**, p. 588-590 (1983).
- [Stokes99] D. W. Stokes, L. J. Olafsen, W. W. Bewley, I. Vurgaftman, C. L. Felix, E. H. Aifer, J. R. Meyer, and M.-J. Yang, , "Type-II quantum well 'W' lasers emitting at $\lambda=5,4-7,3\mu\text{m}$ ", *J. Appl. Phys.*, **86**, p. 4729 (1999).
- [Sun91] G. Sun, and J.B. Khurghin, in *Intersubband Transitions in Quantum Wells*", Eds E. Rosencher, B. Vinter, and B. Levine. NATO ASI Series, Series B: Physics, **288**, p.219 (1991).
- [Taflove-Hagness00] A. Taflove, Susan C. Hagness, "Computational Electrodynamics: the finite-difference time-domain method", Artech House, Inc. (Norwood, 2000).
- [Teissier03] R. Teissier, D. Barate, A. Vicet, D.A. Yarekha, C. Alibert, and A.N. Baranov, X. Marcadet, M. Garcia, and C. Sirtori, "InAs/AlSb quantum cascade lasers operating at 6.7 μm ", *Electron. Lett.*, **39**, p. 1253 (2003).
- [Teissier04] R. Teissier, D. Barate, A. Vicet, C. Alibert, and A.N. Baranov, X. Marcadet, C. Renard, M. Garcia, and C. Sirtori, D. Revin, and J. Cockburn, "Room temperature operation of InAs/AlSb quantum cascade lasers", *Appl. Phys. Lett.*, **85**, p. 167 (2004).
- [Tredicucci98] A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, A. L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A. Y. Cho "High-performance interminiband quantum-cascade laser with graded superlattices", *Appl. Phys. Lett.*, **73**, p. 2101 (1998).
- [Tredicucci00a] A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, A. L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A. Y. Cho, "Single mode surface plasmon laser", *Appl. Phys. Lett.*, **76**, p. 2164 (2000).

- [Tredicucci00b] A. Tredicucci, C. Gmachl, M. C. Wanke, F. Capasso, A. L. Hutchinson, D.L. Sivco, S.-N. G. Chu, and A. Y. Cho, “Surface plasmon quantum cascade lasers at $\lambda \sim 19\mu\text{m}$ ”, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, p. 2286 (2000).
- [Troccoli04] M. Troccoli, D. Bour, S. Corzine, G. Höfler, A. Tandon, and D. Mars, D.J. Smith, L. Diehl, F. Capasso, “Low-threshold continuous-wave operation of quantum-cascade lasers grown by metalorganic vapor phase epitaxy”, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, p. 5842 (2004).
- [Ulrich02] J. Ulrich, J. Kreuter, W. Schrenk, G. Strasser, and K. Unterrainer, “ Long wavelength (15 and $23\mu\text{m}$) GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, p. 3691 (2002).
- [Unterrainer02] K. Unterrainer, R. Colombelli, C. Gmachl, F. Capasso, H.Y. Hwuang, A. M. Sergent, D.L. Sivco, and A. Y. Cho, “Quantum cascade lasers with double metal-semiconductor waveguide resonators”, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, p. 3060 (2002).
- [West85] L.C. West and S.J. Eglash, “ First observation of an extremely large-dipole infrared transition within the conduction band of a GaAs quantum well”, *Appl. Phys. Lett.*, **46**, p. 1156 (1985).
- [Yang95] R. Q. Yang, “Infrared laser based on intersubband transitions in quantum wells”, *Superlatt. And Microstruct.*, **77**, n° 17, p.77 (1995).
- [Yang02] R. Q. Yang, J. L. Bradshaw, J. D. Bruno, J. T. Pham, and D. E. Wortman, “Mid-infrared type II interband cascade lasers”, *IEEE Journ. Quant. Elect.*, **38**, p.559 (2002).
- [Yariv89] A. Yariv, “Quantum electronics”, 3rd edition, John Wiley & Sons, Inc (New York, 1989).
- [Yeh88] P. Yeh, “Optical Waves in Layered Media”, John Wiley & Sons, Inc. (New York, 1988).
- [Yu03a] J.S. Yu, S. Slivken, A. Evans, J. David, and M. Razeghi, “Very high average power at room temperature from $\lambda \sim 5,9\mu\text{m}$ quantum-cascade lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, p. 3397 (2003).
- [Yu03b] J.S. Yu, A. Evans, J. David, L. Doris, S. Slivken, and M. Razeghi, “Cavity-length effects of high-temperature high-power characteristics in quantum cascade lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, p. 5136 (2003).
- [Yu-Cardona96] Peter Y.Yu, M. Cardona, “Fundamentals of semiconductors” , p. 153, Springer- Verlag, Third edition (Berlin, 1996).

Table des Figures

FIGURES DU CHAPITRE I

Figure I-1 : Bandes d'absorption de diverses molécules dans le moyen infrarouge a) entre 3,1 et 5,5 μm , b) entre 7,6 et 12,5 μm (d'après la base de données HITRAN).	20
Figure I-2: Détection d'une arme blanche dissimulée dans un journal grâce à l'imagerie THz.....	21
Figure I-3: Fenêtres de transmission de l'atmosphère dans le moyen infrarouge.....	22
Figure I-4: Double hétérojonction polarisée en sens direct. Un électron de la bande de conduction (BC) se recombine à un trou de la bande de valence (BV) en émettant un photon (flèche ondulée).....	23
Figure I-5: Gammes de longueur d'onde d'émission des différents lasers interbandes émettant dans l'infrarouge moyen composés de matériaux III-V et IV-VI (d'après [LWISL-Choi04]).....	24
Figure I-6: Transition interbande dans une hétérostructure de type II.....	24
Figure I-7: Structure de bandes de la zone active d'un laser à cascade interbande (LCI) en GaSb/AlSb/InAs.....	25
Figure I-8 : Plan d'ensemble du laser à électrons libres (LEL) CLIO (LURE) (d'après [CLIO_web]).....	27
Figure I-9: Puissances délivrées à différentes longueur d'onde par le LEL CLIO (d'après [CLIO_web]).	27
Figure I-10 : Comparaison des mécanismes d'émission de photon dans une transition interbande et une transition intersousbande :	29
Figure I-11: Principe de fonctionnement d'un laser à fontaine quantique (LFQ). Une pompe optique (flèche ondulée bleue) excite les électrons de la sousbande 1 vers la sousbande 3. La transition 3-2 (en rouge) est la transition laser.....	30
Figure I-12: Principes de base du fonctionnement du laser à cascade quantique (LCQ).....	31
Figure I-13: Représentation schématique de l'inversion de population dans un super-réseau polarisé, d'après la proposition de Kasarinov et Suris [Kazarinov71]. Le porteur passe d'une sousbande à l'autre par effet tunnel assisté par une émission de photon.	32
Figure I-14: Imagerie MEB de l'empilement de couches épitaxiales constituant la région active du LCQ (5 périodes). La structure de bandes de conduction est détaillée pour une période en polarisation de fonctionnement. On y distingue la zone de transport et la zone d'émission constituée de 3 sousbandes.	34
Figure I-15: Position relative des minibandes de deux zones de transport consécutives sous polarisation de fonctionnement.....	35
Figure I-16: Processus de relaxation électronique en jeu dans un laser à cascade quantique. La flèche ondulée représente la transition radiative.	36
Figure I-17: Diagramme de dispersion dans le plan des couches des 3 sousbandes associées à la zone active de la Figure I-14. La transition radiative 3-2 est représentée par la flèche rouge ondulée. Les transitions non radiatives mettant en jeu des phonons optiques longitudinaux (LO) sont représentées par les flèches vertes. Contrairement à la transition 2-1, la transition 3-2 non radiative se fait grâce à un transfert de moment $\Delta k_{//}$, ce qui la rend moins efficace.....	45
Figure I-18: Structures de bandes de zones actives optimisant le dépeuplement de la sousbande inférieure de la transition radiative :	47
Figure I-19 : Représentation d'une structure ruban (<i>ridge</i> en anglais) et d'une hétérostructure enterrée (<i>buried heterostructure</i>), réalisées dans des LCQ en AlInAs/GaInAs/InP. L'ellipse rouge représente la partie de la zone active où est confiné le mode optique et qui est soumise à de forts échauffements thermiques. Les flèches rouges montrent les directions de l'évacuation de la chaleur.....	50
Figure I-20 : Représentation d'un laser ruban à double tranchée, avec des zones implantées, électriquement isolantes, réalisées dans et de part et d'autre du ruban. L'ellipse représente schématiquement le mode optique guidé.	50
Figure I-21 : vue microscopique d'une hétérostructure enterrée, recouverte d'une couche épaisse (5 μm) d'or électrolytique (photographie tirée de la référence [Evans04]).....	51

FIGURES DU CHAPITRE II

- Figure II-1: Principe du guide d'onde : l'onde (en rouge) se réfléchit aux interfaces cœur/gaine par réflexion totale interne. Les modes guidés sont les ondes pour lesquelles les réflexions multiples interfèrent constructivement entre elles (les traits noirs perpendiculaires au faisceau représentent des plans d'onde)..... 54
- Figure II-2 : Analogie entre les modes guidés et les états liés d'un puits de potentiel en mécanique quantique. Les courbes représentent respectivement le profil du champ électrique des modes guidés et celui de la fonction d'onde des électrons liés. 56
- Figure II-3: Profil en intensité (en rouge) du mode fondamental d'un guide d'onde. En noir, l'indice de réfraction du cœur (partie jaune) et des gaines. Dans le cas présenté, le facteur de recouvrement du mode avec le cœur est de 81,5%..... 57
- Figure II-4: Principe de l'absorption par porteurs libres : il s'agit d'une transition intrabande ($\Delta k \neq 0$) assistée par diffusion avec des impuretés, des phonons... 59
- Figure II-5: Courbes de dispersion de l'indice de réfraction du GaAs dopé $N=4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La partie réelle n' est tracée en bleu et la partie imaginaire n'' en rouge. En pointillé, sont tracées les dispersions pour $\tau \rightarrow \infty$; les courbes s'annulent à la fréquence plasma réduite ($\hbar \bar{\omega}_{\text{plasm}}$). 62
- Figure II-6 : Guide planaire à 3 couches : le cœur d'indice complexe \tilde{n}_2 et les gaines d'indice \tilde{n}_1 et \tilde{n}_3 , avec $n_2 > n_1 \geq n_3$, où $n_i = \Re(\tilde{n}_i)$. L'onde considérée est confinée dans la direction x et se propage selon z. 64
- Figure II-7 : Maillage triangulaire du guide ruban réalisé dans nos LCQ. La largeur du ruban est $20 \mu\text{m}$ 72
- Figure II-8 : Distribution normalisée de l'intensité du mode fondamental guidé dans le guide ruban présenté en Figure II-7, avec $\lambda=9,4 \mu\text{m}$ 73
- Figure II-9 : Guide d'onde renforcé par plasmons avec de l' $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$, d'après la référence [Sirtori 98a]. La figure a) représente le profil du mode fondamental guidé, déterminé grâce à la méthode des matrices de transfert. Les parties b) et c) représentent respectivement les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction de chaque couche. La composition du guide est donnée dans le tableau apposé. 75
- Figure II-10 : Guide d'onde en GaAs renforcé par plasmons dans un LCQ en GaAs/AlGaAs. Le profil du mode est représenté en bleu, l'indice de chaque couche, en vert. Ce guide est uniquement composé de GaAs, sa composition est donnée dans le tableau apposé. 76
- Figure II-11 : Guide à plasmon de surface. A gauche, schéma du dispositif réalisé ; à droite, profil du mode plasmon de surface dans la direction verticale..... 77
- Figure II-12 : Vue transversale d'un guide à plasmon de surface utilisé dans les LCQ émettant dans la gamme spectrale THz. Le profil du mode est déterminé par la méthode des éléments finis. Le mode de surface est également confiné latéralement par le ruban métallique. 78
- Figure II-13 : Mise en évidence du couplage du mode guidé avec un mode plasmon de surface par l'observation du profil en intensité du mode guidé pour 2 épaisseurs des couches de GaAs fortement dopées ($d=0,1$ et $0 \mu\text{m}$) 80
- Figure II-14 : Variations a) de l'indice effectif, b) du taux de recouvrement et des pertes, et c) du facteur de mérite du mode guidé en fonction de l'épaisseur des couches en GaAs fortement dopées. (L'épaisseur de la couche en GaAs peu dopée est de $3,5 \mu\text{m}$) 81
- Figure II-15: Profil en intensité normalisée du mode fondamental guidé pour 2 épaisseurs de couche de GaAs peu dopée ($d=3.5$ et $d=1 \mu\text{m}$). 82
- Figure II-16: Variations a) : du facteur de recouvrement du mode guidé avec la zone active, b) : des pertes totales (en rouge), des pertes provenant des couches très dopées (en noir trait plein) et de celles provenant du cœur du guide (en noir trait pointillé) et c) : du facteur de mérite du guide en fonction de l'épaisseur des couches intermédiaires en GaAs peu dopé séparant la région active des couches en GaAs fortement dopé. 83
- Figure II-17: Caractéristiques du mode fondamental guidé en fonction de l'épaisseur de la couche en GaAs peu dopé pour 4 taux de dopage des couches fortement dopées. 84
- Figure II-18: Profil en intensité des trois premiers modes du guide GaAs renforcé par plasmons. 85
- Figure II-19 : Caractéristiques des premiers modes guidés dans le guide GaAs renforcé par plasmons.... 86

FIGURES DU CHAPITRE III

- Figure III-1 : Indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la concentration x d'Aluminium. Les valeurs d'indice du matériau non dopé sont issues de la référence [Palik85]. Les indices de réfraction du matériau dopé sont calculés par le modèle de Drude. Sur le graphe, les points sont reliés par leur interpolation polynomiale d'ordre 4, utilisée dans nos modélisations pour connaître l'indice de réfraction de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à différentes teneurs d'Al 91
- Figure III-2 : Caractéristiques du guide d'onde renforcé par plasmons avec couches en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, pour quatre concentrations d'Al différentes ($x=20, 45, 70$ et 94%). L'épaisseur totale du guide est maintenue à $10,6\mu\text{m}$ en faisant varier l'épaisseur h_{GaAs} des couches de GaAs relativement à celles d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, h_{AlGaAs} , avec $h_{\text{GaAs}} + h_{\text{AlGaAs}}=3,5\mu\text{m}$. Pour $h_{\text{GaAs}}=3,5\mu\text{m}$, le guide est en GaAs renforcé par plasmons. L'évolution des pertes, du facteur de recouvrement et du facteur de mérite est représentée..... 92
- Figure III-3 : Guide d'onde optimisé en $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ renforcés par plasmons. 93
- Figure III-4 : Mobilité de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à 300K en fonction du taux x d'Aluminium ($n_c=5.10^{14}\text{cm}^{-3}$). La mobilité est minimale pour $x\sim 45\%$, concentration pour laquelle le minimum de bande de la vallée Γ devient supérieur aux minimum de bandes des vallées X et L (d'après référence [Saxena81])..... 94
- Figure III-5 : Facteurs de mérite pour des guides en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ et $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ renforcés par plasmons en fonction des épaisseurs de GaAs et d'AlGaAs (idem Figure III-2). 95
- Figure III-6 : Guide d'onde optimisé en $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcés par plasmons 95
- Figure III-7 : Vue microscopique d'une des facettes d'un laser à cascade quantique en GaAs/AlGaAs. Une double tranchée est réalisée par gravure chimique humide pour concevoir un guide ruban de $20\mu\text{m}$ de largeur. La profondeur des gravures est de $10\mu\text{m}$ 96
- Figure III-8 : Détail de la structure à double tranchée classiquement réalisée dans les LCQ en GaAs/AlGaAs. L'ellipsoïde représente schématiquement la lumière confinée dans le ruban. Une implantation de proton est effectuée afin de réduire latéralement la zone pompée à une valeur égale à w . Typiquement, 3 largeurs w de canaux d'injection de courant sont étudiés : $20\mu\text{m}$ (L), $12\mu\text{m}$ (M) et $8\mu\text{m}$ (S) 97
- Figure III-9 : a) Profil d'intensité normalisée du mode fondamental guidé dans la direction latérale dans un guide ruban de largeur D . La partie du mode profitant du gain, comprise dans $[-w/2; w/2]$, est représentée en rouge. Les variations en fonction de w/D du facteur de recouvrement Γ_{lat} associé sont représentées en b. Pour un laser M ($w/D=12/20$), le facteur de recouvrement vaut encore 90% et pour un laser S ($w/D=8/20$), il vaut 70% . Pour $w/D\ll 1$, Γ_{lat} suit une variation linéaire en $\Gamma_{\text{lat}}=2w/D$ 98
- Figure III-10 : Variations avec w/D de $J_{\text{th}}/J_{\text{th}0}$ et de $I_{\text{th}}/I_{\text{th}0}$. Pour un laser de type S, $I_{\text{th}}=0,57.I_{\text{th}0}$ et $J_{\text{th}}=1,43.J_{\text{th}0}$. Pour un laser de type M, $I_{\text{th}}=0,67.I_{\text{th}0}$ alors que $J_{\text{th}}=1,1.J_{\text{th}0}$ 99
- Figure III-11 : Dispositif expérimental de mesure de la puissance optique de nos LCQ. Le faisceau laser sort du cryostat à travers une fenêtre en ZnSe. Un doublet de lentille permet de focaliser le faisceau laser divergeant sur un détecteur rapide en HgCdTe (Mercure-Cadmium-Tellurium ou MCT). 101
- Figure III-12 : Tension et puissance crête optique mesurées a) à 78K , b) entre 200 et 260K , en fonction du courant injecté dans un LCQ référence REF_GaAs de type M de longueur 2mm 103
- Figure III-13 : Tensions et puissances crêtes optiques mesurées à différentes températures en fonction du courant injecté dans les LCQ AL94 (a) et AL36 (b) utilisant un guide $\text{Al}_{0,94}\text{Ga}_{0,06}\text{As}$ ou un $\text{Al}_{0,36}\text{Ga}_{0,64}\text{As}$ renforcés par plasmons. Ces lasers ont pour longueur 2mm . Pour le LCQ AL94 type M, le ruban mesure $22\mu\text{m}$ de large avec $w=14\mu\text{m}$. Pour le LCQ AL36 type M, le ruban mesure $20\mu\text{m}$ de large, avec $w=13\mu\text{m}$ 104
- Figure III-14 : Spectres d'émission à haute résolu ($\Delta\nu=0,125\text{cm}^{-1}$) des lasers REF_GaAs, AL94 et AL36. Leur longueur d'onde d'émission est respectivement de $8,8\mu\text{m}$, $9,2\mu\text{m}$ et $9\mu\text{m}$ 105
- Figure III-15 : Variation avec la température des densités de courant de seuil (J_{th}) des trois LCQ de type M représentés sur les Figure III-12 et Figure III-13. Pour les échantillons AL94 et AL36, les courbes $J_{\text{th}}=J_0.\exp(T/T_0)$ sont tracées entre 240K et 300K et les températures caractéristiques T_0 sont respectivement 128K et 107K 106
- Figure III-16 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes ($\eta = (dP/dI)_{I=I_{\text{th}}}$) des LCQ GaAs, AL94 et AL36. 108

Figure III-17 : Caractéristiques électriques en tension/courant des LCQ REF_GaAs, AL36 et AL94 pour T=300K.	109
Figure III-18 : Tensions de fonctionnement des LCQ REF_GaAs, AL94 et AL36 en fonction de la température délimitées par U_{th} , tension au seuil d'oscillation et par U_{NDR} , tension de désalignement.	110
Figure III-19 : Variation de la résistance différentielle avec la température pour les trois échantillons.	111
Figure III-20 : Diagramme d'Arrhenius tracé à partir des résistances séries mesurées entre 200 et 300K sur un LCQ AL36 de type M. Le diagramme révèle deux énergies d'activation des porteurs de part et d'autre de $3,85.10^{-3}K^{-1}$ (équivalent à T=260K): 59meV en deçà de cette valeur et 132meV au-delà.	112
Figure III-21 : Guide d'onde optimisé en $Ga_{0,51}In_{0,49}P$ renforcé par plasmons	115
Figure III-22 : a) Les plaques MES1, MES2 et MES3 sont gavées en plots cylindriques de 150 μ m de diamètre dans lesquels passe du courant. b) Caractéristiques en tension-courant pour chaque plaque à 300K. c) Variation avec la température des résistances séries, normalisées à la surface d'injection de courant pour l'échantillon MES1 et une couche de 2 μ m d' $Al_{0,36}Ga_{0,64}As$	116
Figure III-23 : Tensions et puissances crêtes optiques mesurées entre 78 et 300K en fonction du courant injecté dans un LCQ GaInP de type M de longueur 2mm.	119
Figure III-24 : Variations avec la température des densités de courant de seuil pour des LCQ de 2mm de type M : LCQ REF_GaAs (référence), GaInP et AL36. Nous indiquons en légende les températures caractéristiques T_0 des LCQ GaInP et AL36, obtenus par interpolation exponentielle des données (représentée par les courbes sur le graphique).	119
Figure III-25 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes des LCQ GaInP, REF_GaAs, AL94 et AL36. (de longueur 2mm et de type M).	120
Figure III-26 : Caractéristiques en tension/courant des LCQ GaInP et REF_GaAs à T=300K.	121
Figure III-27 : Variation avec la température : a) des tensions de fonctionnement et b) des résistances différentielles normalisés au surfaces S de pompage pour les LCQ GaInP, REF_GaAs, AL36 et AL94.	121
Figure III-28 : Structure des miroirs métalliques réalisés dans nos LCQ (également appelé traitement Hautement Réfléchissant ou HR).	123
Figure III-29 : Tension et puissance crête optique en fonction du courant injecté dans des LCQ de type M de longueur 2mm avec une facette traitée HR :	124
Figure III-30 : Densités de courant de seuil en fonction de la température pour des LCQ de type M, de 2mm de long : LCQ REF_GaAs, AL36 avec une, deux ou aucune facette traitée HR (AL36-1HR, AL36-2HR, AL36 respectivement), GaInP avec et sans miroir (GaInP-1HR et GaInP respectivement). Les températures caractéristiques T_0 de chaque laser sont indiqués dans la légende.	125
Figure III-31 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes des LCQ REF_GaAs, AL94, AL36, GaInP ainsi que AL36-1HR et GaInP-1HR avec un traitement HR.	126
Figure III-32 : Rendements à la prise des LCQ REF_GaAs (a), AL94 (b), AL36 et AL36-1HR (c et d), GaInP et GaInP-1HR (e et f) calculés à partir des mesures présentées en Figure III-12, Figure III-13, Figure III-23 et Figure III-29.	128
Figure III-33 : a) Comparaison des rendements à la prise des LCQ REF_GaAs, GaInP et GaInP-1HR à 78K ;	129
Figure III-34 : Variation des densités de courant de seuil en fonction des pertes miroirs (α_m) à 240, 260, 280, 300K. Pour chaque température, l'interpolation linéaire des résultats en $J_{th}=(\alpha_w + \alpha_m)/g\Gamma$ permet d'estimer les pertes α_w du guide et le produit $g\Gamma$ du coefficient de gain avec le facteur de recouvrement du mode.	130
Figure III-35 : Interpolations linéaires à différentes températures des densités de courant de seuil mesurées sur les LCQ GaInP, convertis en dispositifs de type M.	131
Figure III-36 : Variations de $g\Gamma$ avec la température pour les LCQ GaInP et AL36. (d'après les résultats des interpolations linéaires de la Figure III-34). Pour $T \geq 240K$, nous avons réalisé les interpolations exponentielles de type T_0 où $g\Gamma = g_0\Gamma \cdot \exp(-T/T_0)$	132
Figure III-37 : Mise en évidence de l'activation thermique des porteurs de la sousbande 3 vers le continuum par l'interpolation de $g\Gamma$ par une fonction en $\exp(E_{act}/kT)$ pour $T > 220K$. Comme nous pouvons le	

voir sur le détail d'une période de la zone active, l'énergie d'activation thermique trouvée ($E_{act} \sim 58\text{meV}$) correspond bien à la séparation en énergie de la sousbande 3 et du continuum..... 135

FIGURES DU CHAPITRE IV

- Figure IV-1: Structure de bandes d'une période de la zone active du LCQ en GaInAs/AlInAs/InP étudié. La zone émissive est constituée de 4 puits, les transitions 2-3 et 3-4 étant en résonance avec l'énergie d'un phonon optique ($\hbar\omega_{LO}=34\text{meV}$). L'épaisseur (en nanomètres) des couches composant une période est, en allant de gauche à droite et en partant de la barrière d'injection : 4,0/1,9/0,7/5,8/0,9/5,7/0,9/5,0/2,2/3,4/1,4/ 3,3/1,3/3,2/1,5/3,1/1,9/3,0/2,3/2,9/2,5/2,9, avec en gras les barrières en AlInAs, en roman les puits en GaInAs ; les couches dopées 2.10^{17}cm^{-3} sont soulignées (d'après [Beck02])..... 139
- Figure IV-2 : Profil en intensité normalisée du mode fondamental guidé ; les pertes du guide sont de 6cm^{-1} , le facteur de recouvrement du mode vaut 69%, et le facteur de mérite vaut 12. Le détail de la structure du LCQ en GaInAs/AlInAs/InP est donné dans le tableau apposé. Les lignes colorées représentent les couches reprises par EPVOM (ou MOVPE) à Thales R&T..... 140
- Figure IV-3 : Tensions et puissances crêtes optiques en fonction du courant injecté, mesurées dans un LCQ AlInAs/GaInAs/InP de 2mm de long, avec un canal d'injection de $6\mu\text{m}$ de large : a) à 78K, b) entre 240 et 320K. 141
- Figure IV-4 : Variation avec la température des densités de courant de seuil mesurées sur le LCQ InP de 2mm de long présenté en Figure IV-3 (cercles pleins). Entre 240 et 300K, sa température caractéristique vaut $T_0=93\text{K}$. A titre comparatif, les variations des densités de courants de seuil et les T_0 des LCQ AL94, AL36 et GaInP étudiés dans le chapitre III sont rappelées..... 142
- Figure IV-5 : Structure ruban réalisée la plaque N119 mais avec pour isolation électrique une couche en SiO_2 . Les variations avec la température des densités de courant de seuil sont rapportées pour ce nouveau dispositif et pour le LCQ InP présenté précédemment. Entre 240K et 320K, le nouveau LCQ, sans implantation, a pour $T_0 : T_0=177\text{K}$ 143
- Figure IV-6 : Mise en évidence des fuites de courant au travers de la barrière d'implantation de protons. Variation avec la température de la résistance de la barrière d'implantation, mesurée en injectant du courant entre deux lasers (surface d'injection : $320\mu\text{m} \times 2\text{mm}$). 144
- Figure IV-7 : Schéma équivalent du dispositif implanté testé..... 144
- Figure IV-8 : Variation avec la température des densités de courant de seuil corrigées pour le LCQ InP implanté (triangles noirs) ; la température caractéristique vaut 162K entre 240 et 300K. 145
- Figure IV-9 : Exemple de protocole technique pour réaliser un canal d'injection avec de l'InP dopé Fer dans une laser ruban à doubles tranchées. a) Après la croissance de la zone active par EJM, un masque est déposé sur le dispositif ; une reprise de croissance est réalisée pour déposer l'InP dopé Fer. b) Le masque est enlevé chimiquement et une reprise de croissance d'InP est faite pour les couches supérieures du dispositif. c) Deux tranches sont gravées pour réaliser le guide ruban. 146
- Figure IV-10 : Tension et puissances optiques rapportées dans la référence [Beck02] mesurées sur un LCQ en GaInAs/AlInAs/InP émettant à $9,1\mu\text{m}$. Le dispositif est une structure enterrée de $12\mu\text{m}$ de large, la longueur de la cavité est $750\mu\text{m}$ 147
- Figure IV-11 : Tensions et puissances optiques mesurées en régime continu sur deux LCQ InP implantés de 2mm de long : a) à 78K, b) entre 250 et 290K. 148
- Figure IV-12 : Puissances optiques en fonction du courant injecté mesurées en régime continu pour $T \geq 0^\circ\text{C}$ sur un LCQ InP implanté de 2mm de long avec un traitement HR sur sa facette arrière. 149
- Figure IV-13 : Vue microscopique d'une face de LCQ InP avec un dépôt d'or électrolytique de $20\mu\text{m}$ sur le dessus du dispositif (y compris dans les tranchées). 150
- Figure IV-14 : Tensions et puissances crêtes optiques en fonction du courant injecté, mesurées sur deux LCQ AlInAs/GaInAs/InP de 2mm de long, avec un ruban de $24\mu\text{m}$ de large (cf Figure IV-5) , a) sans, b) avec une couche épaisse d'or électrolytique..... 151
- Figure IV-15 : Puissance moyenne maximale mesurée à 10°C sur cinq lasers différents en fonction du taux de remplissage (durée des impulsions :188ns). Les caractéristiques de chaque laser et les performances atteintes sont données dans le tableau juxtaposé. 152

Figure IV-16 : Puissances optiques mesurées en régime continu sur un LCQ InP L5 i.e. de 2mm de long, avec une couche d'or électrolytique, un miroir sur sa facette arrière et monté epilayer down : a) à 78K, b) entre 200 et 270K.....	153
Figure IV-17 : Variations avec la température des densités de courant de seuil mesurées en régime continu (CW) et en régime pulsé sur un LCQ InP (L5), de 2mm de long, avec de l'or électrolytique, une facette traitée HR et monté epilayer down. Les interpolations exponentielles en $J_{th}=J_{th0}\cdot\exp(T/T_0)$ sont tracées. L'élévation de température de la zone active en régime continu est estimée à $\Delta T=73K$	154
Figure IV-18 : Variation avec la température des densités de courant de seuil mesurées sur le LCQ InP non implanté de la Figure IV-3 (cercles pleins rouges), des LCQ REF_GaAs (cercles pleins bleus), AL94, AL36 et GaInP étudiés dans le chapitre III. Nous rappelons leur température caractéristique calculée entre 240 et 300K.....	156
Figure IV-19 : Largeur des puits quantiques en GaAs et en GaInAs (supposés infinis) pour avoir une énergie de transition $E_{12}=132meV$ ($\lambda\approx 9,4\mu m$).....	157
Figure IV-20 : Comparaison des plages de fonctionnement des LCQ InP et REF_GaAs à 78K. Leur densité de courant au désalignement vaut respectivement 6,8 et 18kA/cm ² , proportionnellement au dopage de leurs injecteurs qui valent respectivement $N_s=2\cdot 10^{11}cm^{-2}$ et $6,3\cdot 10^{11}cm^{-2}$	158
Figure IV-21 : Variations avec la température des efficacités différentielles externes mesurées sur le LCQ InP (cercles pleins rouges). A titre comparatif, les variations des efficacités différentielles externes des LCQ GaInP et GaAs étudiés dans le chapitre III sont rappelées.....	159
Figure IV-22 : Puissance optique crête en fonction du courant pour les LCQ InP et GaInP à 240K.	160
Figure IV-23 : Pour un mode dont l'intensité est de la forme $I(x)=I_0\cos^2(\pi x/D)$, diminution par rapport à une distribution homogène du champ de l'efficacité différentielle externe d'un LCQ de N_p périodes en fonction du rapport W/D, avec W la taille de la zone active et D la taille du mode pompé.....	164
Figure IV-24 : Effets de la saturation spatiale du gain pour une zone active à 36 périodes comme présentée sur la Figure IV-23. Dans cet exemple, on a considéré le facteur de recouvrement $\Gamma=60\%$, et des pertes de 20cm ⁻¹ . Sur les figures a et b sont représentées les profils de $\Delta N^{(p)}$ et $G_m^{(p)}$ dans la zone active à différentes densités de courant de seuil. $\Delta N^{(p=)}$ et $G_m^{(p=)}$ représentent les valeurs prises par $\Delta N^{(p)}$ et $G_m^{(p)}$ dans le cas d'une répartition homogène du champ avec $\Gamma=60\%$	165

ANNEXES

Annexe 1: Feuille de croissance du LCQ en GaAs/AlGaAs avec un guide en GaAs renforcé par plasmons

Structure de bandes de la zone active

Plasmon		$n : 6.10^{18} \text{cm}^{-3}$	GaAs :Si	1,0 μm
LOC		$n : 8.10^{16} \text{cm}^{-3}$	GaAs:Si	3,5 μm
Digital Grading I	X36		GaAs	34Å
			Al _{0,45} Ga _{0,55} As	17Å
			GaAs	30Å
		$n : 4,4.10^{17} \text{cm}^{-3}$	Al _{0,45} Ga _{0,55} As :Si	18Å
		$n : 8.10^{17} \text{cm}^{-3}$	GaAs :Si	28Å
		$n : 4,4.10^{17} \text{cm}^{-3}$	Al _{0,45} Ga _{0,55} As :Si	20Å
		$n : 8.10^{17} \text{cm}^{-3}$	GaAs :Si	30Å
			Al _{0,45} Ga _{0,55} As	26Å
			GaAs	30Å
		Active Region		
			GaAs	19Å
			Al _{0,45} Ga _{0,55} As	11Å
			GaAs	54Å
			Al _{0,45} Ga _{0,55} As	11Å
			GaAs	48Å
			Al _{0,45} Ga _{0,55} As	28Å
Digital Grading II			GaAs	34Å
			Al _{0,45} Ga _{0,55} As	17Å
			GaAs	30Å
			Al _{0,45} Ga _{0,55} As	18Å
			GaAs	28Å
LOC		$n : 8.10^{16} \text{cm}^{-3}$	GaAs:Si	3,5 μm
Plasmon		$n : 6.10^{18} \text{cm}^{-3}$	GaAs :Si	1,0 μm
Buffer		$n : 3.10^{18} \text{cm}^{-3}$	GaAs :Si	3000Å
Substrat GaAs N+ ($n : 3.10^{18} \text{cm}^{-3}$) 1FP				

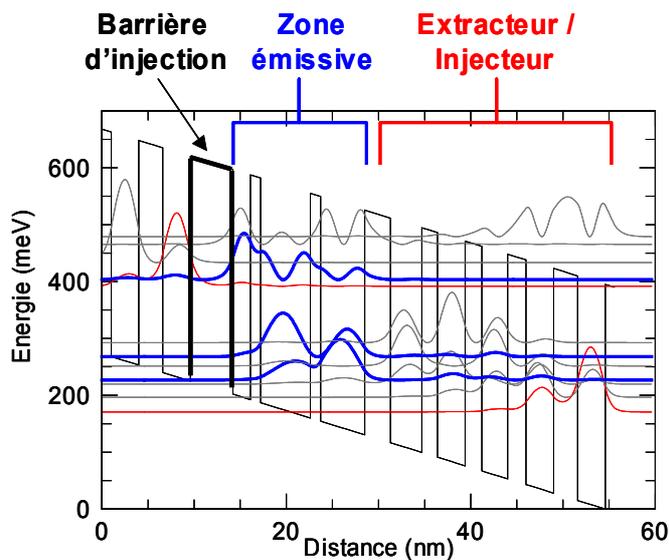


Figure 1: Structure de bande d'une période de la zone active du LCQ en GaAs/AlGaAs étudié émettant à $\lambda \sim 9 \mu\text{m}$. La zone émissive est constituée de 3 puits. L'épaisseur (en nanomètres) des couches composant une période est, en allant de gauche à droite et en partant de la barrière d'injection : 4,6/1,9/1,1/5,4/1,1/4,8/2,8/3,4/1,7/3,0/1,8/2,8/2,0/3,0/2,6/3,0 , avec en gras les barrières en AlGaAs, en roman les puits en GaAs. Les couches dopées sont soulignées, avec $n_e = 4,4.10^{17} \text{cm}^{-3}$ pour les barrières et $n_e = 8.10^{17} \text{cm}^{-3}$ pour les puits.

Annexe 2: Les pertes miroirs α_m

Les pertes miroirs α_m représentent les pertes optiques subies à chaque réflexion sur les miroirs de la cavité Fabry Perot. Dans le cas des diodes laser, les miroirs de sortie sont souvent les facettes clivées du dispositif ; des dépôts de couches diélectriques ou métalliques peuvent être réalisés afin d'augmenter ou diminuer à souhait la réflectivité de ces facettes (traitements Haute Réflectivité (HR) ou Anti Reflet (AR)).

Dans la mesure où le gain du laser et les pertes intrinsèques au dispositif sont souvent exprimées en cm^{-1} , l'expression dans cette unité des pertes miroir correspond à la répartition des pertes par réflexion sur un aller-retour de la lumière dans la cavité. Si l'on considère une cavité de longueur L (cf. Figure 2), avec des facettes de réflectivité R_1 et R_2 en intensité, l'intensité I de l'onde s'écrit après un aller-retour dans la cavité:

$$I(2L) \cdot \exp(-2\alpha_m L) = R_1 R_2 \cdot I(2L) \quad \text{Eq. II-49}$$

$$\text{d'où } \alpha_m = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad \text{Eq. II-50}$$

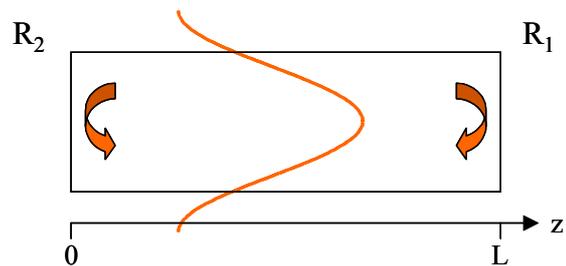


Figure 2: Cavité laser en vue longitudinale

Les coefficients de réflexion en intensité R_1 et R_2 peuvent, dans un premier temps être calculés, par les formules de Fresnel ; pour une onde plane arrivant sous incidence normale sur une facette clivée, R vaut 0,27, en prenant dans le guide l'indice effectif du mode fondamental ($n_{\text{eff}} \sim 3,2$). Cependant, cette approximation n'est valable que dans la limite d'un confinement faible. Sinon, on doit alors faire appel à un calcul plus précis de réflectivité modale, présenté dans la référence [Herzinger93]. La réflectivité des facettes dépend sensiblement du guide utilisé, de l'ordre et de la polarisation du mode considéré. Pour un guide classique utilisé dans les LCQ, la réflectivité d'une facette clivée est calculée à $R=0.23$ pour le mode fondamental guidé, valeur que l'on retiendra pour les LCQ dans nos calculs des pertes miroirs. Cette légère diminution de la réflectivité peut s'expliquer d'une manière

simple en considérant que, comme précédemment, le mode guidé est composé d'ondes planes qui « arrivent » sur la facette avec un angle d'incidence θ non nul (en reprenant les notations de la Figure II-1 du Chapitre II). La lumière émise dans un LCQ étant polarisée TM, la réflectivité de la facette est plus petite qu'en incidence normale, comme on peut le constater sur la Figure 3.

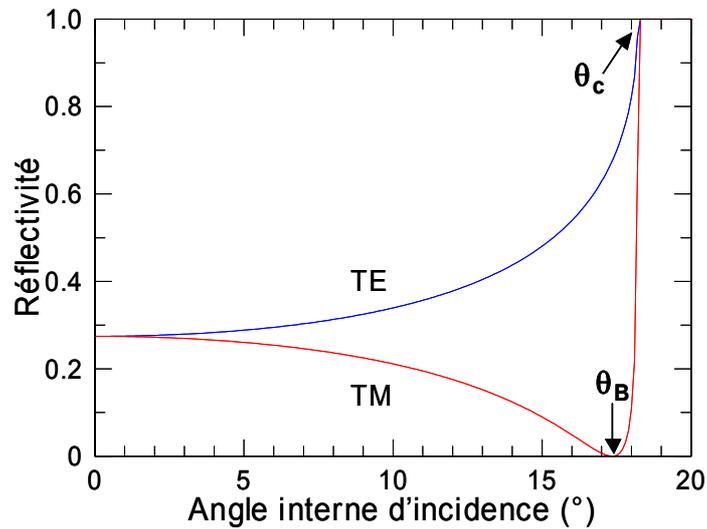


Figure 3: Réflectivité d'une onde plane polarisée TE ou TM, en fonction de son angle d'incidence sur une facette laser clivée (interface : [semiconducteur:n=3,2]/[air :n=1]. θ_c est l'angle limite de réfraction, θ_B l'angle de Brewster.

Annexe 3: Perspectives sur les marchés des LCQ

COMPOUNDSEMICONDUCTOR.NET

(September 2004)

QCLs: mass-market devices or just interesting physics?

High-power quantum cascade lasers (QCLs) operating at wavelengths not easily accessible by other laser sources could address substantial markets such as gas sensing. However, growing QCLs today amounts to little more than a cottage industry. Richard Stevenson investigates.

Ten years have passed since the invention of the quantum cascade laser (QCL) by researchers at Bell Labs - a device that operates through the cascading of electrons between different states in the conduction band. Advances during this decade include using different material systems to increase the range of lasing wavelengths, improved output powers, and higher temperatures of operation. Today's QCLs can operate in continuous wave (CW) mode at room temperature, delivering output powers of about 1 W. But despite all this progress, there is only one company, Switzerland-based Alpes Lasers, that is fabricating QCLs commercially.

An industry exploiting QCLs would not be limited by potential applications. For example, QCLs are the only solid-state lasers that can access the mid-infrared region of the spectrum where toxic gases and vapors have their tell-tale absorption features. This gas-sensing market is worth \$7 billion worldwide, and opportunities for QCLs also exist in a variety of other lucrative markets: detection of explosives, oil and gas exploration, medical diagnostics, and perhaps even countermeasure systems to protect aircraft from missile attack.

One company hoping to exploit the opportunities provided by QCLs is UK-based laser-applications business Cascade Technologies, a spin-off from the University of Strathclyde. The company was founded in January 2003, but was busy raising funds until April 2004, and aims to produce a highly sensitive gas sensor by April 2005. Cascade has developed prototypes emitting at around 10,25 μ m which have been used for the analysis of car fumes, detecting levels of carbon dioxide and of ethylene, an unburnt hydrocarbon.

"Cascade's first product is a packaged laser system which enables QCLs to be operated in a user-friendly way," said Richard Cooper, the company's director of operations. Its advantages include "ease of use, that it is simple to set up and install, and its small size". Cascade's new system will be demonstrated at the 5th Workshop on Quantum Cascade Lasers, which will take place in Freiberg, Germany, on September 23-24.

Sensing the opportunity

The gas sensor is sensitive to the parts-per-trillion level, can operate at room temperature with up to 1 million measurements per second, is portable, and requires no consumables, claims Cooper. "The initial price of the gas sensor will be comparable to high-end gas chromatography mass spectrometry [GCMS], but it offers superior performance and requires only limited training to use," he said. GCMS is the present industry choice and achieves sensitivities in the part-per-billion range, but it takes around 40 minutes to produce a reading, according to Cooper.

Cascade is not the only company seeking to exploit QCLs for gas sensing. Physical Sciences, based in Andover, MA, has developed two separate systems using 5 ns pulses, one for detecting carbon

monoxide and the other for detecting nitrogen dioxide. With a sensitivity of 10 parts per billion, these products are suitable for atmospheric monitoring, pollution emission monitoring, and the analysis of exhaled human breath.

Cooper explains that systems from competitors tend to use significantly shorter pulses and vary the laser frequency by superimposing a slow voltage ramp onto the pulse train. One pulse corresponds to one data point, so several seconds are required to build up a picture. "Meanwhile, the gas has moved on," pointed out Cooper. He believes Cascade's other advantage is that its system has fewer complex, expensive elements.

Cascade plans to exploit a discovery by its technical director, Erwan Normand, that will make positive use of a QCL feature that was previously seen as a disadvantage. The technique uses a 300 ns pulse that contains a spread of wavelengths caused by changes in laser temperature. The resulting pulse covers a spectral window broad enough to fingerprint several molecules at once, and gives a "full picture in less than a millionth of a second".

Since the global gas-sensing market is so valuable, Cascade needs to take only a small cut to be successful. Cooper explains that other potential uses for its systems include the oil and gas industry, for both process and environmental monitoring, and in the longer term medical diagnostics, such as determining diseases from breath analysis. The point-of-care medical diagnostic industry alone is valued at \$22 billion.

The source of QCL chips for Cascade, along with the US-based Jet Propulsion Lab, the Fraunhofer Institute in Germany, and many others, is Alpes Lasers, a spin-off from the University of Neuchâtel, which currently employs about 10 people. It was founded in 1998 by Matthias Beck, Antoine Muller and Jérôme Faist, co-inventor of the device. Alpes is growing slowly but steadily, and senior R&D engineer Yargo Bonetti believes it is the only company in the world offering commercially grown QCLs.

A solitary manufacturer

Bonetti feels that the QCL market is big enough to support two companies of Alpes's size, but demand is insufficient for a large enterprise to enter the business. "Laser demand is not sufficient to produce thousands or tens of thousands of lasers per week," Bonetti explained. He notes that four or five competitors have emerged in the last year only to withdraw, presumably because the venture offers little reward for the efforts involved. US-based Applied Optoelectronics, for example, was manufacturing QCLs until about 12 months ago.

Alpes conducts its MBE growth of QCLs at the University of Neuchâtel. Currently developing CW sources, Alpes offers either pulsed singlemode QCLs in the regions of 5.3-6 μm and 10-10.5 μm , or pulsed multimode QCLs, operating either at 5.0-6.2 μm or at 8.5-10.5 μm . Peak power outputs are 100-500 mW. The company also offers a "starter kit", including the electronics required to drive the device and a temperature controller. Prices for off-of-the-shelf QCLs are €10,000-20,000 (\$12,000-24,000), but tailor-made devices sell for around €50,000.

QCL lifetimes are long and difficult to evaluate. Tests at elevated temperatures suggest it takes 10-50 years (or longer) for a QCL's output power to fall by 20%. Bonetti reveals that some early devices failed after only one or two years because of soldering or bonding issues, although these problems are now largely resolved.

Production times for QCLs at Alpes vary considerably, from just three weeks for established structures to about nine months for custom designs at new wavelengths. Bonetti believes the high level of skill needed to fabricate QCLs discourages potential competitors. "All the processes involved in producing these lasers are quite well-known, and are also published. However, to know how to basically make these lasers does not solve the problem of [actually] making them. There's a lot of know-how that's not documented." Bonetti acknowledges that the small quantities of lasers made today hinder yield improvements.

This view is not shared by Carlo Sirtori, another co-inventor of the QCL, who holds joint roles as a consultant at Thales's research and technologies division in Orsay, France, and as a professor at Université Paris 7 Denis-Diderot. He believes QCL growth is comparable to that of vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs), a well-established technology. Although QCLs have more interfaces than VCSELs, abrupt interfaces are not critical, and QCLs' unipolar nature circumvents complications associated with dopants altering the material growth rate. Sirtori believes MBE holds the upper hand over MOCVD for QCL growth, thanks to its greater control of very thin layers, but

he added: "If you care less about wavelength, and more about time, then MOCVD has an advantage."

Sirtori says that Thales is trying to implement antimonide materials on InP substrates, to produce high-power QCLs emitting at around 4 μm for applications such as detecting trace gases and optical free-space communication - in the 3-5 μm region the atmosphere is relatively transparent. To achieve these short wavelengths requires a relatively large separation of the electron energy levels in the quantum well of the active region. Material systems such as AlAsSb barriers and InGaAs wells, lattice-matched to InP, are suitable - the large difference between their bandgaps allows formation of deep quantum wells providing emission at around 4 μm .

Of great interest for the future, in Sirtori's opinion, are QCLs operating in the terahertz region of the spectrum. "There is a gap in the region between 100 μm to below the terahertz [1.0 THz = 300 μm], with no [commercial] semiconductor lasers or transistors operating at these frequencies. The transistor dies at about 500 GHz. That is why this device [the terahertz laser] is important." There have been only a handful of reports of lasing above 100 μm , and all with devices operating at around liquid-nitrogen temperature.

Converging dimensions

"The size of a quantum well in the terahertz laser, the unit of our structure, is about 50 nm," Sirtori continued. "Silicon technology today has a 100 nm gate size, but the industry is studying transistors with a gate length of 50 nm. You can clearly see the merging of electronics and optoelectronics - the size of a gate is comparable to the quantum well where the photon is generated. My feeling is that the two worlds are getting together."

Returning to one of today's issues, the problem of having only one commercial QCL manufacturer, Sirtori commented: "If I would want to produce a system, all my investment towards this new idea would rely on a single small company. I would be really worried."

The factors affecting the growth of an industry for QCL devices are intriguing - the potential markets for QCLs are massive, but initial market penetration will require a reliable supply of devices. Clearly, competition between even only a handful of QCL manufacturers would drive performance up and prices down. However, current demand for QCLs is sufficient for probably only one other small operation, and the decision by Applied Optoelectronics to cease QCL production can only be detrimental to the development of the emerging sector.

**AUTRES ETUDES MENEES LORS DE CETTE THESE
NON PRESENTEES DANS LE CORPS DU MANUSCRIT**

Structures optiques basées sur le couplage avec des modes plasmoniques

Brevet:

J.-Y. Bengloan, A. De Rossi, C. Sirtori
« Composants optoélectroniques à guidage de l'onde optique par ruban métallique »,
Brevet National, n° de publication : 2 845 208, n° d'enregistrement national : 02 12133
Date de dépôt : 01-10-2002

Motivation : réalisation d'une **structure photonique planaire** en utilisant le couplage du mode diélectrique avec des plasmons de surfaces créés par du métal.

Exemple d'application de ces procédés : diodes lasers à cascade quantique QCL dans tout guide d'onde planaire avec modes TM

Description du phénomène physique : cf. plus bas

Invention : Emploi d'un ruban métallique pour obtenir le confinement latéral d'une onde électromagnétique polarisée TM, et, plus généralement, une modulation d'indice dans des structures optiques planaires. L'invention se base sur l'utilisation du couplage entre un plasmon de surface et le mode d'une structure guidante.

Applications : (cf. description plus bas)

- Guide à ruban métallique (couplage plasmon de surface + mode diélectrique)
- Motifs périodiques pour réaliser des lasers « DFB », laser à contre-réaction répartie
- Structures anti-guidantes « Arrow »
- α -DFB, laser à réseau oblique pour haute cohérence spatiale et spectrale
- Structures photoniques bidimensionnelles
- Motifs périodiques où apériodiques pour réaliser des coupleurs, filtres etc.
- Polariseur intégré

On présente dans cet exposé un procédé d'amélioration des caractéristiques optiques de composants optoélectroniques multicouches. L'invention repose sur l'utilisation du couplage du mode diélectrique d'un guide d'onde avec des plasmons de surface. De nouveaux types de guides d'onde et des structures photoniques peuvent être réalisées par ce principe, en recouvrant un guide diélectrique planaire de rubans, de motifs périodiques ou non métalliques. A court terme, ces procédés pourraient être avantageusement réalisés dans les lasers à cascade quantique (QCL).

Description du phénomène physique :

Dans un guide diélectrique planaire recouvert d'une couche de métal, deux modes optiques peuvent coexister:

- un **mode diélectrique** confiné verticalement dans l'hétérostructure semi-conductrice (cf. Figure 1a). Ce mode n'est pas confiné dans le plan des couches (i.e. horizontalement).
- un **mode plasmonique**¹ de polarisation transverse magnétique (TM) se propageant à l'interface métal/diélectrique. Cette onde électromagnétique de surface prend naissance à l'interface de deux matériaux dont les constantes diélectriques sont de signe opposé, celle du métal devenant ici négative à une fréquence optique inférieure à la fréquence de plasma. L'amplitude de ce mode de surface décroît exponentiellement dans les deux milieux dans la direction normale à l'interface. Les pertes d'un mode plasmonique sont importantes (souvent $>50\text{cm}^{-1}$).

En polarisation TM, ces modes peuvent interagir, en fonction des paramètres géométriques du guide. Lorsque leur indice effectif se rapproche, les deux modes se couplent pour former deux modes « hybrides » ; ces modes couplés peuvent être décrits comme des combinaisons linéaires des modes en interaction (cf. Figure 1b).

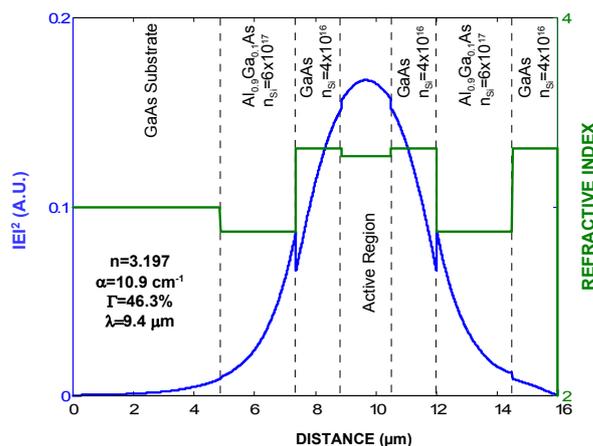


Figure 1a : Exemple de guide diélectrique en AlGaAs/GaAs

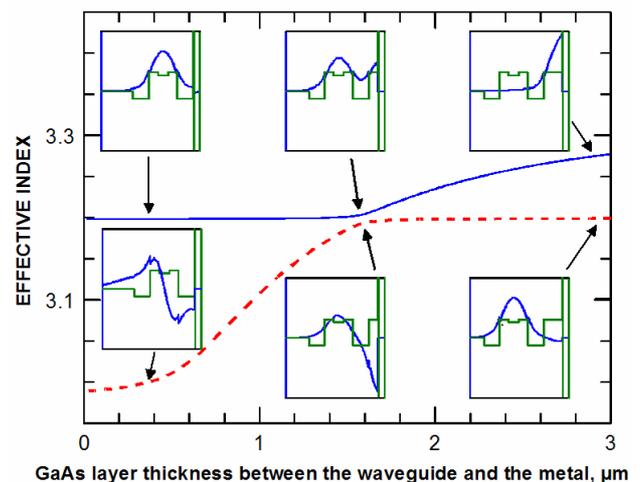


Figure 1b : Observation du couplage entre le mode diélectrique et le plasmon de surface d'un guide planaire recouvert de métal

Il en résulte que l'indice effectif du mode diélectrique peut être modulé selon son degré de couplage avec le plasmon, tout en gardant un faible niveau des pertes. En déposant le métal selon un motif arbitraire, on peut donc briser l'invariance par translation d'une structure planaire sans recourir à la gravure.

La réalisation de structures photoniques planaires, basées sur le couplage avec des plasmons de surface, constitue l'invention présentée ici.

Guide à ruban métallique :

Un premier dispositif simple consiste en l'utilisation de ruban métallique pour confiner par « hybridation » le mode d'un guide planaire.

L'emploi d'un ruban métallique pour guider une onde électromagnétique n'est pas nouveau : dans le domaine des micro-ondes, des microrubans métalliques (« microstrip »²) sont largement utilisés pour réaliser des lignes de transmission. Dans le moyen infrarouge, un ruban métallique a déjà été utilisé dans les QCL³ mais l'onde guidée, purement plasmonique, souffrait des pertes élevées introduites par le métal.

Dans le dispositif proposé ici (cf. Figure 2), le mode guidé est « hybride » : le confinement vertical est dû au gradient d'indice de l'hétérostructure, mais le confinement horizontal est assuré par le ruban métallique, tout en gardant des pertes modérées (15 cm^{-1}), très proches des structures à « ridge » (non planaires). Ce type de guide présente l'avantage principal de proposer une réalisation simple du point de vue technologique. En effet, le confinement horizontal de l'onde, habituellement réalisé par la gravure d'un ruban est ici remplacée par le simple dépôt d'un ruban de métal. Dans les QCL, la planéité de la structure rend aussi possible un montage avec la région active vers le bas (montage « epi-down »), comme cela se fait déjà pour les diodes lasers de puissance, et permet alors d'améliorer la dissipation thermique.

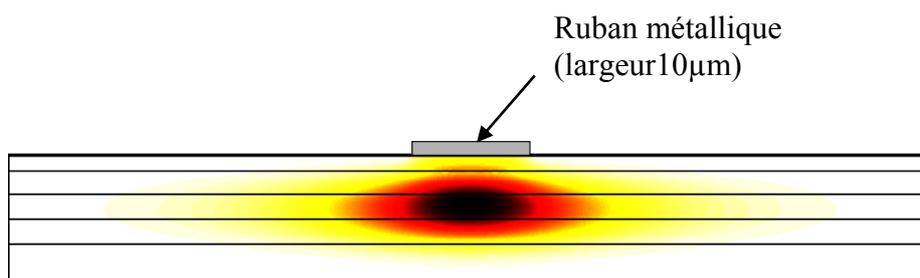


Figure 2 : Mode hybride guidé dans un guide à ruban métallique (vue de face)

Réalisation de composants optoélectroniques à motifs périodiques ou apériodiques métalliques:

Dans ces structures, deux phénomènes physiques entrent en jeu:

- le couplage de plasmons de surface avec le mode diélectrique
- la variation périodique ou non de l'indice de réfraction

Les composants optoélectroniques utilisant une modulation périodique de l'indice de réfraction en vue d'améliorer leur caractéristique optique peuvent bénéficier de cette technologie. La participation des modes « hybrides » dans ces structures permet de diminuer la modulation d'indice ou le nombre de motifs nécessaires à leur bon fonctionnement. On peut ainsi réaliser des composants optoélectroniques opérationnels en polarisation TM.

On détaille ci-après les composants optoélectroniques classiques pouvant utiliser ce procédé :

- **lasers à contre-réaction répartie (« DFB »)**

Ce type de structures est aujourd'hui très employée dans les diodes laser. Le réseau de rubans métalliques joue le rôle de filtre optique à bande : on peut ainsi rendre un laser monomode.

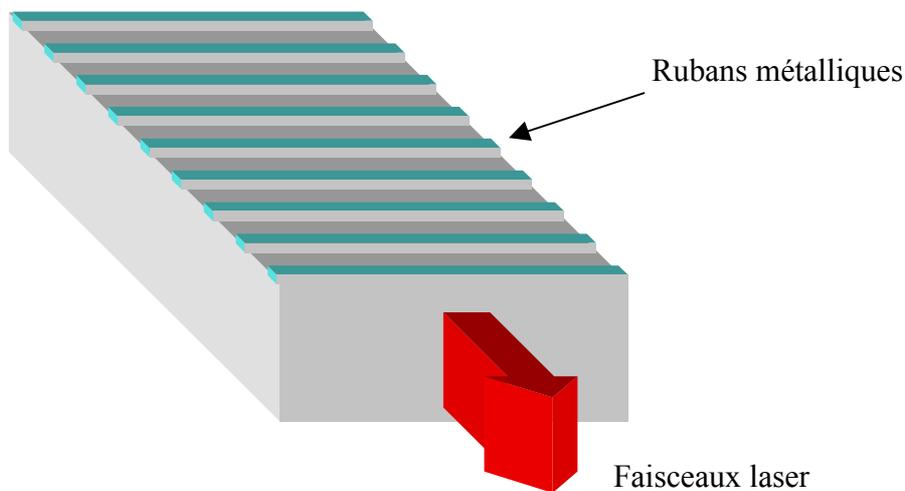
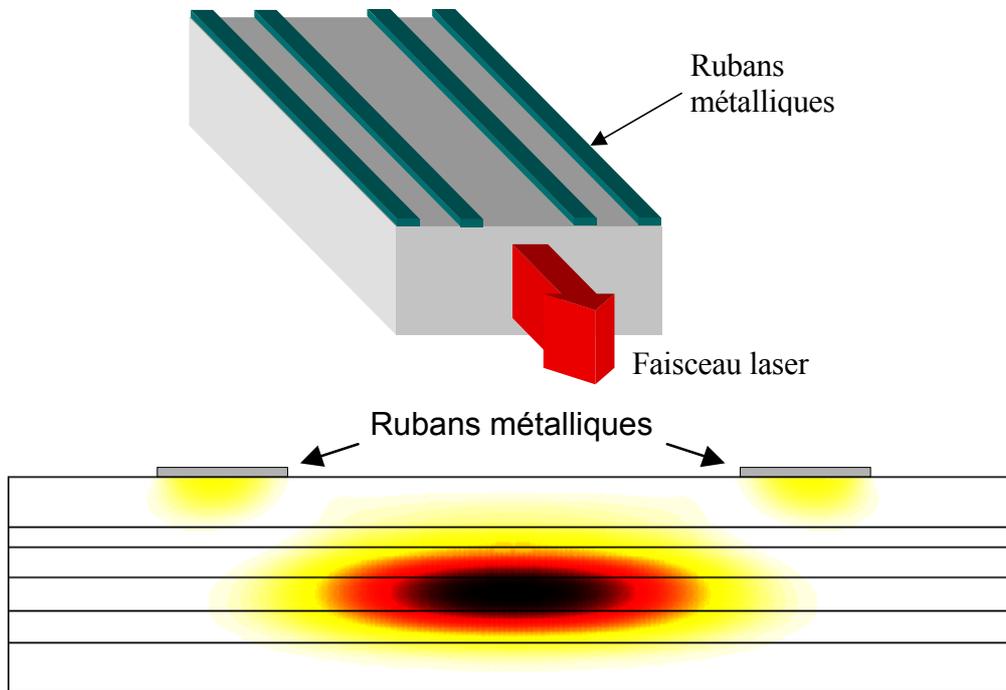


Figure 3 : Laser à contre-réaction négative (DFB) à rubans métalliques

- **Structures anti-guidantes de type « ARROW »**

Les figures 4a et 4b représentent des guides d'ondes de type ARROW (Antiresonant Reflecting Optical Waveguide). Ce type de guide permet un bon confinement optique horizontal dans les guides d'ondes planaires. Les rubans métalliques de part et d'autre de la zone de propagation jouent en quelque sorte le rôle de miroir de Bragg. Un seul mode optique transversal est présent dans cette structure, quelle que soit la taille du mode, ce qui

représente l'avantage principal du guidage de type ARROW sur les autres types de guidage. De plus, il est aussi possible d'immuniser le guide ARROW des phénomènes de saturation spatiale du gain.



Figures 4a et 4b : ARROW à rubans métalliques (vue d'ensemble et vue de face)

– **laser à réseau oblique (α -DFB)**

Dans les applications de forte puissance, on nécessite une taille plus grande du mode optique et la technologie DFB ne convient plus. On réalise alors un α -DFB qui consiste à réaliser des bandes métalliques inclinées (cf. Figure 5). Les modes optiques réalisent alors un trajet en zig-zag et seuls ceux qui arrivent normal à la face de sortie peuvent laser, ce qui rend la largeur spectrale très faible. Les cohérences spatiales et spectrales du faisceau est ainsi très grande.

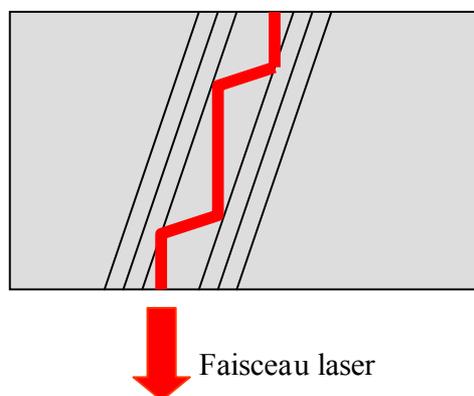


Figure 5 : α -DFB à rubans métalliques (vue de dessus)

– Structures photoniques bidimensionnelles

En procédant au dépôt de motifs bidimensionnels métalliques sur le guide planaire, on peut par exemple réaliser des structures photoniques bidimensionnelles, par exemple à bande interdite optique. Les modulations de l'indice du mode diélectrique ont lieu dans les directions dans le plan des couches du guide planaire. On peut ainsi réaliser des structures photoniques diverses où l'onde électromagnétique est asservie dans deux dimensions à la fois selon le réseau métallique réalisé. La figure 6 représente par exemple une structure photonique bidimensionnelle avec un défaut ; le mode optique est en quelque sorte piégé dans ce vide le champ électrique y est intense.

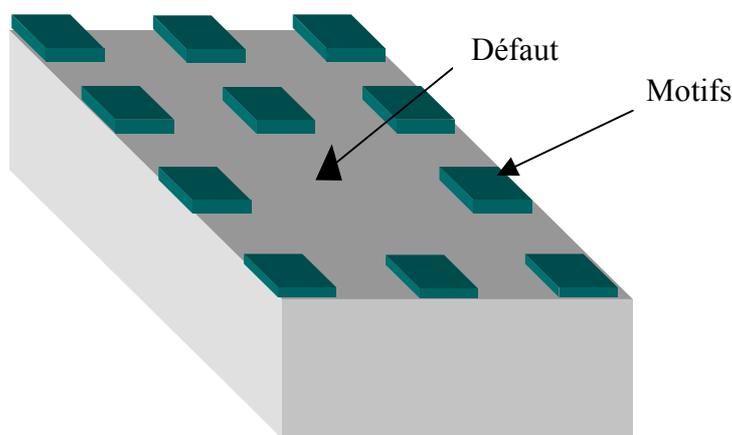


Figure 6 : Structure photonique à motif bidimensionnel métallique avec un défaut

- Motifs périodiques ou aperiodiques pour réaliser des coupleurs, filtres etc.
- **Polariseur intégré, composant à caractéristique dépendant de la polarisation (coupleurs, filtres...)**

Le couplage entre mode diélectrique et plasmonique présenté ayant lieu uniquement en polarisation transverse magnétique (TM), on peut imaginer la conception de polariseurs intégrés. Dans un guide planaire où les polarisations TE (transverse électrique) et TM coexistent, un des types de guidage présentés précédemment (ruban, ARROW, α -DFB, structure bidimensionnelle) peut prendre aussi le rôle d'un polariseur, n'étant efficace pour un seul type de polarisation.

En suivant le même raisonnement, on peut aussi réaliser des composants dont les caractéristiques, par exemple la bande passante pour un filtre, seraient totalement différentes d'une polarisation à l'autre.

Génération intracavité de somme de fréquence dans un LCQ en GaAs/AlGaAs

APPLIED PHYSICS LETTERS

VOLUME 84, NUMBER 12

22 MARCH 2004

Intracavity sum-frequency generation in GaAs quantum cascade lasers

J.-Y. Bengloan, A. De Rossi, V. Ortiz, X. Marcadet, and M. Calligaro

Thales Research and Technology, 91404 Orsay, France

I. Maurin and C. Sirtori^{a)}

Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Denis Diderot-Paris 7, Paris, France

(Received 17 November 2003; accepted 16 January 2004)

Emission of coherent light at 5.75 μm wavelength has been obtained by intracavity frequency doubling of a GaAs-based quantum cascade laser. This nonlinearity originates from the second-order susceptibility of the bulk material hosting the heterostructure and can be exploited by growing the quantum cascade laser on a (111) substrate. © 2004 American Institute of Physics.
[DOI: 10.1063/1.1669062]

Intracavity second-harmonic generation (SHG) is a popular scheme for frequency doubling in solid state laser, for instance for the generation of very intense green light.^{1,2} On the contrary, sum frequency generation within the cavity of a diode laser is a very inefficient process because the resulting photons have energies above the gap and therefore are quickly reabsorbed by the semiconductor. This is not the case for quantum cascade (QC) lasers³ where the emitted photons are much smaller than the semiconductor gap and two or three times their energy are still in the transparency region of the material. For this reason frequency doubling in QC lasers is very attractive and can be an alternative way to access the short mid-infrared wavelength region (3–4 μm), where it is known that both diode and QC lasers have poor performance.⁴

Like most III–V and II–VI compounds, GaAs has the zincblende structure ($\bar{4}3m$) and lacks a center of symmetry within the unit cell. This gives rise to a pronounced second-order susceptibility, $\chi^{(2)}$, that can be expressed as a tensor that connects the nonlinear polarization to the pump electric fields, $E_{ij}(\omega)$. If we take, for instance, the case of SHG we can write:

$$P_i(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega), \quad (1)$$

where i, j, k are the Cartesian components of the fields in the system of reference of the crystal. However, there are strict polarization selection rules which set $\chi_{ijk}^{(2)}$ different from zero only for certain orientation of the electric fields. In GaAs (as for all the group $\bar{4}3m$ crystals), the $\chi_{ijk}^{(2)}$ components are equal in magnitude and nonzero only when the three indices are all different: $i \neq j \neq k$. This means that to excite the nonlinear susceptibility for a SHG process it is necessary to have the electromagnetic pump field with a nonzero projection on, at least, two of the principal crystalline axes.

QC lasers are normally grown on (100) substrates and, due to the intersubband selection rules, are TM polarized. This implies that the laser electric field is parallel to one of the axes and therefore the bulk $\chi_{ijk}^{(2)}$ cannot be exploited. Even so, in this configuration sum frequency generation has been demonstrated, through the engineering of the intersub-

band separation,⁵ which can give rise to giant resonant second-order nonlinear coefficients.^{6,7} However, these susceptibilities are strongly enhanced if the intersubband energy transition is also resonant with the linear absorption of the generated wave, $\alpha_{2\omega}$. This implies that the effective propagation length is limited to $1/\alpha_{2\omega}$. Moreover, the magnitudes of $\alpha_{2\omega}$ and that of the nonlinear susceptibility are both proportional to the electronic population and therefore bound to counterweight each other.

To achieve efficient nonlinear processes within the cavity of a QC laser we propose to use bulk optical nonlinearity, by realizing the growth on (111) substrates. In this geometry the laser electric field, always TM polarized, has the same projection (54.74°) on each of the three crystalline axes. Thus, the generated nonlinear polarization also has three equal components that make the SH electric field collinear with that of the fundamental frequency.

For the experiment we realized a GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As QC laser with an active region tuned for emission at 11 μm wavelength and a waveguide design similar to that described in Ref. 8. The structure has a 36 period active region embedded between two 4.5- μm -thick GaAs layers with an appropriate doping profile to generate a plasmon-confinement waveguide.⁹ The thickness of the whole QC laser is equal to 10.6 μm and the growth of such a long superlattice on a (111) substrate is not yet optimized. For this first sample, we have measured devices with larger current thresholds than those grown on (100) substrates and the emission wavelength is not in perfect agreement with the designed active region. However, the x-rays spectrum shows sharp satellite peaks up to the ninth order, demonstrating that good structural properties can be obtained on (111)B substrates even for such thick layers.

After growth, devices are processed into ridge lasers using ion implantation, for insulation, and chemical wet etching. The wafer is then cleaved into bars and single devices are obtained by cutting the semiconductor. Finally, lasers are In-soldered epi-side down on copper heat-sink. In order to keep low effective currents the devices are characterized at 77 K and in pulsed mode. Typical values of our current pulses are 100 ns with a repetition rate varying from 1 to 100 kHz. In Fig. 1 we report optical peak power and applied voltage as a function of the injected current for a 1.8-mm-

^{a)}Also at: Thales Research and Technology; electronic mail: carlo.sirtori@thalesgroup.com

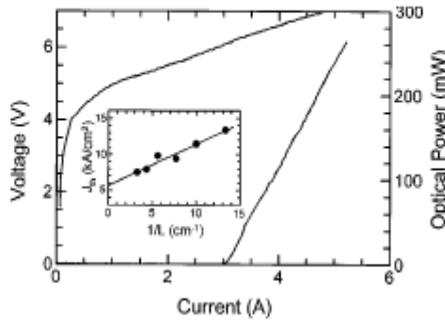


FIG. 1. Light-current ($L-I$) and corresponding voltage-current ($V-I$) characteristics, at 77 K, as recorded using a calibrated room-temperature HgCdTe detector from a single facet. The device (1.8 mm long, 18 μm wide) is driven in pulsed mode (100 ns width, 5 kHz repetition rate). In the inset, measured threshold current density vs reciprocal cavity length at 77 K. The solid line is the least-squares fit to the data. From its slope and intercept the modal gain coefficient and the waveguide loss are determined.

long and 20- μm -wide laser. The highest peak power measured is on the order of 0.5 W and the emission wavelength is $\lambda = 11.6 \mu\text{m}$ ($E_{\text{photon}} = 860 \text{ cm}^{-1}$). The threshold at 3 A corresponds to a current density of 9 kA/cm^2 , about three times larger than on standard devices. This is in agreement also with the finding of our study (inset of Fig. 1) on the threshold current density versus reciprocal cavity length ($1/L$), a method often used in QC lasers to determine waveguide losses, α_w , and gain coefficient, g . From a linear fit of the data, we can deduce $\alpha_w = 15 \text{ cm}^{-1}$ and $g = 10 \text{ cm}/\text{kA}$. While the value of the losses agrees with our previous results,⁹ the gain coefficient is more than a factor of 3 lower than lasers grown on (100) substrate.

Figure 2 shows the evidence of SHG in our devices. The data at 2ω are obtained by filtering out the first-harmonic signal using a thin sapphire window that cuts off all the wavelength longer than 6.3 μm . Figure 2(a) presents light versus current ($L-I$) characteristics for the second-harmonic generation. The curve has a perfect quadratic dependence upon the injected current, as expected from the linear behav-

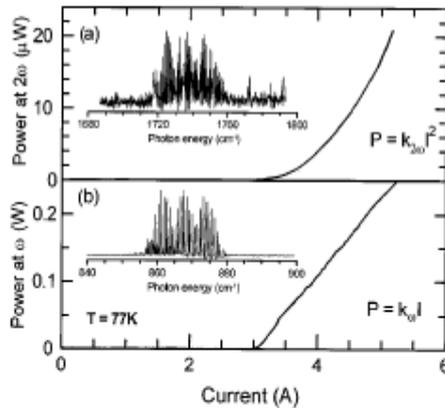


FIG. 2. Light output power vs injected current for (a) the second-harmonic generation and (b) the laser emission. The second-harmonic generation has an exact quadratic dependence on the injected current. Insets show high resolution spectra at 2ω and ω .

Downloaded 26 Mar 2004 to 195.101.39.76. Redistribution subject to AIP license or copyright, see <http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp>

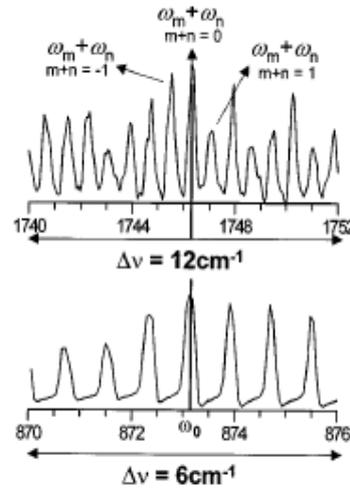


FIG. 3. Enlarged portion of the first- and second-harmonic spectra. Note that separation between longitudinal modes $\Delta\omega$ is preserved due to the non-linear interaction of different fundamental frequencies.

ior of the laser light output, shown for comparison in Fig. 2(b). The maximum SH optical power is 20 μW and is essentially determined by the value of $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = 800 \text{ cm}^{-1}$, as can be seen from Eq. (2). The insets of Fig. 2 show high resolution spectra of the pump and the generated frequencies. It can be seen that the laser is not monomode, but shows a series of longitudinal modes, separated by $\Delta\omega = 0.8 \text{ cm}^{-1}$. In Fig. 3 we illustrate the fact that the different modes are all mixed by the optical nonlinearity and give rise to a sum-frequency spectra that preserve the mode separation. Note that there is a degeneracy in the generated frequencies, as each peak in the spectra can be the sum of several different pump frequencies. If we label the fundamental frequencies as $\omega_{\pm i} = \omega_0 \pm i\Delta\omega$, where ω_0 is a central frequency, it is easy to show that each generated frequency $\omega_{m+n}^{(2)} = \omega_m + \omega_n$ has the same values for all m and n provided that their sum is constant (see Fig. 3).

The Δk dependence of SHG conversion efficiency in quantum cascade lasers differs substantially from the typical situation of plane waves propagating into nonlinear crystals.¹⁰ In fact, due to the strong gain and low (25%) mirror reflectivity, the internal pump field is highly inhomogeneous. In addition, SH experiences reflections at the end-front facets, and therefore cavity effects should be included. By taking these effects into account,¹¹ we can write the conversion efficiency as

$$P^{2\omega} = \eta T P^2 \frac{1 + R_1^{2\omega} + 2\sqrt{R_1^{2\omega}} \cos \Delta k L}{1 + R_1^{2\omega} R_2^{2\omega} + 2\sqrt{R_1^{2\omega} R_2^{2\omega}} \cos(2k_{2\omega} L)} \times \frac{|\sin((\Delta k + i(\alpha_w + 0.5\alpha_{2\omega}))L/2)|^2}{\Delta k^2 + (\alpha_w + 0.5\alpha_{2\omega})^2} \times \exp\left(-\left(\alpha_w + \frac{\alpha_{2\omega}}{2}\right)L\right), \quad (2)$$

where $P^{2\omega}$ is the emitted SH power, η is the phase-matched SHG efficiency,¹⁰ T is the transmission of the output facet,

P_p is the internal pump power at the output facet, connected to the emitted power through $P^{\omega} = T P_p \cdot R_{1,2}^{2\omega} \approx R_{1,2}^2 e^{-\alpha_{2\omega} L}$ is the reflectivity at 2ω of the back/output facet multiplied by the propagation loss factor and α_m are the mirror losses [$\alpha_m = (1/2L) \ln(R_1 R_2)$] at the pump frequency. In spite of its cumbersome appearance, expression (2) is fundamentally the product of three interference terms. Starting from the right end side, we can recognize the usual periodic dependence in ΔkL of the SHG modified by the presence of α_m , which renders the laser electric field nonhomogeneous in the cavity. The second term is the central denominator and corresponds to the Fabry–Perot modulation imposed by the cavity at the SH. Finally, the numerator with the $\cos(\Delta kL)$ dependence, expresses the interference of the SH wave generated in the direction toward the output facet with the one generated in the opposite direction and reflected by the back mirror. Pump field inhomogeneity implies that SHG never vanishes as ΔkL is changed.

These interferences become very important when the $\Delta k \approx \alpha_m$ and $R_{1,2}^{2\omega} \approx 1$. This is not our case, since for this first experiment no consideration of phase matching was taken into account while modeling the waveguide, and the facets of our devices were left uncoated. Moreover, the devices are driven in pulse mode and therefore considerable thermal drifts change the values of the refractive indices and tend to average out the modulations. Nevertheless, these considerations are crucial for the correct conception of phase matched devices. Indeed, in similar laser structures modal phase matching can be introduced by an appropriate design of the layer sequence and by adjusting the ridge width. According to calculations based on expression (2), for almost phase matched ($\Delta kL \approx 0$) long devices ($L = 3\text{--}5$ mm) with

backfacet coated ($\alpha_m \approx 1\text{--}2\text{ cm}^{-1}$) efficient frequency converters can be realized with conversion efficiency on the order of 1%–10%.

In conclusion, we have demonstrated the feasibility of GaAs quantum cascade lasers on (111) substrate to take advantage of bulk optical nonlinearity. For a laser at $\lambda = 11.6\ \mu\text{m}$, we have observed emission of radiation at $\lambda = 5.8\ \mu\text{m}$, signature of SHG. These devices can be considered as a new class of nonlinear materials with interplay of linear and nonlinear gain, ideal for optical parametric oscillators and amplifiers.

The authors would like to acknowledge very stimulating discussion with V. Berger and S. Dhillon.

¹J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962).

²W. P. Risk, T. Gosnell, and A. V. Nurmikko, *Compact Blue Green Lasers* (Cambridge University Press, Cambridge, 2002).

³J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, *Science* **264**, 553 (1994).

⁴Feature section on mid-infrared quantum cascade lasers, *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 510 (2002).

⁵N. Owschimikow, C. Gmachl, A. Belyanin, V. Kocharovskiy, D. L. Sivco, R. Colombelli, F. Capasso, and A. Y. Cho, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 043902 (2003).

⁶F. Capasso, C. Sirtori, and A. Y. Cho, *IEEE J. Quantum Electron.* **30**, 1313 (1994).

⁷C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 445 (1994).

⁸P. Kruck, H. Page, C. Sirtori, S. Barbieri, M. Stellmacher, and J. Nagle, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3340 (2000).

⁹C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, H. Page, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3911 (1999).

¹⁰A. Yariv, *Quantum Electronics* (Wiley, New York, 1988).

¹¹Note: a more in depth treatment of intracavity SHG will be published elsewhere, De Rossi *et al.* (unpublished).

LISTE DES COMMUNICATIONS RELATIVES AU TRAVAUX MENES AU COURS DE CETTE THESE

1. Publications écrites:

J.-Y. Bengloan, A. De Rossi, V. Ortiz, X. Marcadet, and M. Calligaro, I. Maurin and C. Sirtori, "Intracavity sum-frequency generation in GaAs quantum cascade lasers", *Appl. Phys. Lett.*, **84**, p. 2019 (2004)

S. Forget, C. Faugeras, J.-Y. Bengloan, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Giovannini, J. Faist and C. Sirtori, "High power spatial single-mode quantum cascade lasers at 8.9 μm ", *Electronics Letters*, Vol. **41**, N°7, 31/05/2005

C. Faugeras, S. Forget, E. Boer-Duchemin, H. Page, J.-Y. Bengloan, O. Parillaud, M. Calligaro, C. Sirtori, M. Giovannini, and J. Faist, "High power room temperature emission quantum cascade lasers at $\lambda=9\mu\text{m}$ ", *IEEE J. Quantum. Electron.*, **41**, p.1430 (2005)

2. Communications orales

- Conférences internationales

J.-Y. Bengloan, M. Calligaro, V. Ortiz, and X. Marcadet, I. Maurin and C. Sirtori, "Second harmonic generation in quantum cascade lasers grown on a <111> GaAs substrate", Post deadline communication on *Conference on Lasers and Electro-Optics 2003 (CLEO2003)*, Baltimore (USA)

J.-Y. Bengloan, S. Dhillon, M. Calligaro, V. Ortiz, C. Sirtori, "Low threshold room temperature GaAs quantum cascade lasers with $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ waveguide", *Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW2003)*, 02-09-2003, Evolène (Suisse)

J.-Y. Bengloan, S. Dhillon, M. Calligaro, V. Ortiz, and X. Marcadet, I. Maurin and C. Sirtori, "Second harmonic generation in quantum cascade lasers grown on a <111> GaAs substrate", *Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW2003)*, 05-09-2003, Evolène (Suisse)

J.-Y. Bengloan, S. Dhillon, M. Calligaro, V. Ortiz, H. Page, C. Sirtori, "Low threshold room temperature GaAs quantum cascade lasers with AlGaAs waveguide", *Conference on Lasers and Electro-Optics 2004 (CLEO2004)*, San Francisco (USA)

- Conférences nationales

J.-Y. Bengloan, S. Dhillon, A. De Rossi, C. Sirtori, « Guides d'onde dans l'infrarouge avec des modes hybrides diélectriques – plasmoniques », *Groupe de Recherche Ondes (GDR Ondes)*, 26-11-2002, Orsay (France) J.-Y. Bengloan, S. Dhillon, M. Calligaro, V. Ortiz, C. Sirtori, « Forte réduction de la densité de courant de seuil à température ambiante dans les

lasers à cascade quantique en GaAs grâce à l'utilisation de couches de confinement en $\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}$ », 22^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG2003), 14-11-2003, Valence (France)

3. Posters:

- Conférences internationales

J-Y Bengloan, C. Sirtori, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Giovannini, M. Beck, J. Faist, "Improved high temperature continuous-wave performance of Quantum Cascade Lasers (QCL) using selective current injection", *Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells 2003 (ITQW2003)*, Evolène (Suisse)

J.-Y. Bengloan, L. Sapienza, S. S. Dhillon, S. Forget, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Lecomte, X. Marcadet, C. Sirtori, "Dielectric waveguide optimisation for GaAs- based quantum cascade lasers ($\lambda \approx 9\mu\text{m}$)", *Conference on Lasers and Electro-Optics 2005 (CLEO2005)*, Baltimore (USA)

- Conférences nationales

J.-Y. Bengloan, S. Dhillon, A. De Rossi, C. Sirtori, « Guide d'onde dans l'infrarouge basé sur le couplage avec des modes », *IX^e Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique 2002 (JNMO2002)*, Saint Aygulf (France)

J.-Y. Bengloan, S. Dhillon, M. Calligaro, V. Ortiz, C. Sirtori, "Laser à Cascade Quantique dans la filière GaAs/AlGaAs à faible densité de courant de seuil à 300K", *X^e Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique 2004 (JNMO2004)*, La Grande Motte (France)

4. Brevet:

J.-Y. Bengloan, A. De Rossi, C. Sirtori
« Composants optoélectroniques à guidage de l'onde optique par ruban métallique »,
Brevet National, n° de publication : 2 845 208, n° d'enregistrement national :02 12133
Date de dépôt : 01-10-2002