



HAL
open science

Etude du confinement optique dans les lasers à cascade quantique et applications à la détection

Virginie Moreau

► **To cite this version:**

Virginie Moreau. Etude du confinement optique dans les lasers à cascade quantique et applications à la détection. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT: . tel-00350075

HAL Id: tel-00350075

<https://theses.hal.science/tel-00350075>

Submitted on 5 Jan 2009

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

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

THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

*Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des
Télécommunications et des Systèmes »*

Présentée par : VIRGINIE MOREAU

ETUDE DU CONFINEMENT OPTIQUE DANS LES LASERS A
CASCADE QUANTIQUE ET LEURS APPLICATIONS A LA
DETECTION

Soutenue le mercredi 23 juillet 2008 devant les membres du jury :

M ^r . Claude AMRA	Examineur
M ^r . Raffaele COLOMBELLI	Directeur de thèse
M ^r . Yannick De WILDE	Membre invité
M ^r . Jean-Michel LOURTIOZ	Examineur
M ^r . Carlo SIRTORI	Examineur
M ^r . Roland TEISSIER	Rapporteur
M ^r . Jérôme TIGNON	Rapporteur

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse Raffaele Colombelli qui m'a encadrée pendant ces trois dernières années. Je n'aurais pu rêver meilleur directeur, toujours disponible, toujours motivé, toujours de bons conseils. Merci pour tes qualités scientifiques mais aussi humaines. Ton soutien durant ces trois années m'a permis de mener à bien la plupart des projets de cette thèse. Je continue de penser que l'Italie n'aurait pas dû être championne du monde en 2006 mais bon, les nombreux croissants et pains au chocolat que tu nous as offerts m'ont largement consolée ☺... Tu connais ma difficulté à rédiger (merci de ta patience et du temps que tu as consacré à la correction de ce manuscrit) donc tu sais que je ne peux pas décrire simplement en quelques lignes tout le bien que je pense de toi mais sache que ce fut un véritable plaisir de travailler avec toi.

Je remercie Jean-Michel Lourtioz de m'avoir permis de réaliser ma thèse au sein de l'Institut d'Electronique Fondamentale et de m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Je tiens également à exprimer toute ma reconnaissance à Roland Teissier et Jérôme Tignon pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse et pour leur lecture attentive de ce long manuscrit. J'aimerais aussi remercier Claude Amra pour avoir abandonné le soleil de Marseille pour venir assister à la soutenance de cette thèse en la qualité de président du jury. Je le remercie tout particulièrement d'avoir souligné que j'avais eu la chance de bénéficier à la fois d'un laboratoire d'excellente qualité et d'un directeur de thèse extrêmement compétent. Vos paroles ayant sûrement plus de valeur que les miennes, je suis heureuse que vous les ayez prononcées. Un jury de thèse sur les lasers à cascade quantique n'aurait pas été au complet s'il n'y avait eu qu'un seul italien, il était donc indispensable que Carlo Sirtori en fasse partie. Je le remercie infiniment d'avoir accepté d'être un de ses membres. Enfin, j'adresse ma plus profonde reconnaissance à Yannick de Wilde qui m'a impressionnée autant par sa gentillesse que par ses connaissances scientifiques tout le long de notre collaboration. Ce fut un réel plaisir de collaborer avec toi et je n'aurais pas imaginé soutenir ma thèse sans que tu sois présent.

Je voudrais maintenant remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance de collaborer : Paul-Arthur Lemoine (les après-midi à mesurer avec toi sont passées très vite) et Yannick de Wilde (cf. plus haut), j'ai été très heureuse de travailler avec vous et de sortir de si beaux résultats. Luke Wilson and Andrey B. Krysa, thank you for the growth of the samples and for fruitful discussions. Oskar Painter, many thanks for welcoming me in Caltech to learn your FDTD program and to discuss about the 'fluidic paper'. I also want to thank Orion Crisafulli for his precious help for teaching me the program and Raviv Perahia for his contribution to the study of the air confinement devices, especially to the demonstration of their surface sensitivity. Je tiens également à remercier Isabelle Sagnes pour l'épitaxie MOCVD des échantillons ainsi

que Sophie Bouchoule et Stephane Guilet pour la gravure ICP du semiconducteur en vue de la réalisation des cavités à cristal photonique (il faut garder espoir, on va y arriver !).

Je pense surtout à remercier ceux qui m'ont supportée durant ces trois ans et qui ont partagé mon quotidien, c'est-à-dire les protagonistes d'OptoHut.

François H. Julien, je vais te faire plaisir et ne pas mentionner tes blagues pas drôles (on appelle ça une prétériton, non ? 😊). Je vais plutôt te remercier pour ta bonne humeur, pour tes talents de narrateur qui ont apporté la bonne ambiance dans le laboratoire. Je voudrais aussi t'exprimer toute ma reconnaissance pour ton investissement dans la rédaction de ce manuscrit. Merci de m'avoir consacré du temps durant tes week end pour corriger aussi rapidement et aussi efficacement les chapitres de ma thèse. Merci pour ton accueil dans ton équipe mais également chez toi où tu as pu nous faire découvrir les joies du barbecue à Gometz la ville (et bien sûr, merci à Olga).

Michael, toujours prêt à rendre service, tu m'as guidée pour le début de ma thèse et je t'en remercie, ce fut un vrai plaisir de travailler avec toi durant ces trois ans.

Yannick, bien que tu m'aies abandonnée pour une fenêtre, je te remercie d'avoir toujours pris le temps de répondre à mes nombreuses questions et d'avoir égaillé notre bureau de tes nombreuses chansonnettes.

Laurent, spécialiste de la phrase : 'Moi je dis ça, je dis rien.', merci pour ton franc parler et pour ton esprit parfois (pour ne pas dire souvent) mal tourné qui nous a valu de bonnes crises de rire.

Maria, merci pour ta bonne humeur et j'attends avec impatience une nouvelle tournée de tartine de vodka glacée !

Adel, j'ai apprécié travailler avec toi et j'espère qu'on pourra encore partager des palmiers ou autres viennoiseries dans les années à venir.

Je tiens également à remercier Nasrin, Laetitia, Elias, Houssaine (l'ami des bêtes), Adrien (je ne te remercie pas de m'avoir convertie à zookeeper 😊), Gangyi, Nathalie (merci pour tous les gâteaux) et Jean-René. Merci à tous de faire qu'OptoGaN soit un groupe aussi sympa à vivre (cf. fig. 1).

Je pense également à tous les ingénieurs et techniciens de la salle blanche qui ont fait leur possible pour m'aider dans la fabrication des échantillons.

Je n'oublie pas bien sûr les autres collègues de l'institut, tout particulièrement ceux rencontrés en salle blanche : Olivier (fournisseur officiel de séries et utilisateur industriel du microscope), Marion (merci pour ta bonne humeur et ton humour, surtout ne change rien), Sébastien Brault, Sébastien Lani, Julien (le polisseur professionnel), Xavier Leroux (merci pour tous les conseils que tu m'as donnés pour la lithographie électronique et pour ton flegme en salle blanche), Guillaume (inventeur de la barbe à papa à la SU8), Christophe, Pascal, Thi-Phuong, Frédéric, Charles, Vy (à une époque, squatteurs SiGe de notre machine à café), Guillaume Agnus . . .

Merci à mes amis qui m'ont soutenue dès que j'en ai eu besoin, je pense à Emilie, Jue, Juliette, Damien, Andrea, Pierre, Myriam, Yannick, Christelle, Jean-François, au groupe de Lakanal et à leurs " pièces rapportées " . . .

Enfin je tiens tout particulièrement à remercier mes parents pour leur soutien et leurs encouragements ainsi que ma famille (mes grands-parents, tatie Janine, tatie Evelyne, tonton Pierre,

Nathalie, Yvon, Delphine et Yves).

Et je garde le meilleur pour la fin. Merci Adrien. Pour tout.



FIG. 1 – Mon chef n’a pas arrêté de me dire qu’il fallait des captions donc la voici : photo très peu trafiquée des membres du groupe OptoGaN lors de ma soutenance de thèse le 23 juillet 2008.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	9
1 Ingénierie quantique dans les LCQ	11
1.1 Caractéristiques des transitions ISB	13
1.1.1 Historique	13
1.1.2 Détermination de l'énergie intersousbande	14
1.1.3 Règles de sélection	16
1.1.4 Force d'oscillateur	17
1.1.5 Durée de vie radiative	18
1.1.6 Mécanismes de relaxation non radiative	18
1.2 Effet laser obtenu avec des transitions intersousbandes	18
1.2.1 Gain optique	18
1.2.2 Inversion de population	20
1.3 La région active	22
1.3.1 Puits couplés	22
1.3.2 Principaux types de région active dans le moyen infrarouge	23
1.4 L'injecteur	26
1.4.1 Principe	26
1.5 Conclusion	28
2 Le confinement optique	29
2.1 Généralités sur le guidage de la lumière	29
2.1.1 Le guide d'onde	29
2.1.2 Le facteur de confinement	31
2.1.3 Les pertes optiques	31
2.1.4 Le facteur de mérite	34
2.1.5 Les outils de simulation	35
2.2 Le confinement vertical	38
2.2.1 Guides diélectriques	38
2.2.2 Guides à plasmons de surface	42
2.3 Le confinement latéral	47
2.3.1 Contraste d'indice optique	47

2.3.2	Contrôle du mode par le métal	48
2.4	Les différents types de résonateur	49
2.4.1	Les résonateurs Fabry-Perot	49
2.4.2	Les résonateurs à micro-disque	51
2.4.3	Les résonateurs à cristal photonique	52
2.5	Conclusions	53
3	Les LCQ à plasmons de surface	55
3.1	Le matériau utilisé	57
3.1.1	La région active	57
3.1.2	L'épitaxie par MOCVD	58
3.2	La fabrication	59
3.2.1	Nettoyage	60
3.2.2	Gravure humide des rubans	60
3.2.3	Dépôt par PECVD de SiN	61
3.2.4	Ouverture du SiN par gravure RIE fluorée	61
3.2.5	Dépôt des contacts métalliques par <i>lift-off</i>	61
3.2.6	Polissage de la face arrière	62
3.2.7	Dépôt du contact métallique arrière	62
3.3	Montage expérimental	63
3.3.1	Le spectromètre infrarouge à transformée de Fourier	63
3.3.2	Les détecteurs	64
3.3.3	Le cryostat	65
3.4	Caractérisation des lasers à plasmons de surface Au	65
3.4.1	Les mesures électriques	65
3.4.2	Les mesures optiques	65
3.5	Effet du Ti	70
3.6	Réduction du seuil en jouant sur le métal	71
3.6.1	Meilleur candidat	71
3.6.2	Caractérisation des lasers à plasmons de surface Ag	71
3.6.3	Comparaison avec l'or	72
3.7	Conclusions et perspectives	73
4	Contrôle du mode optique par le guide plasmonique	77
4.1	Etude du comportement électrique des LCQ planaires	79
4.1.1	Caractéristiques I-V	79
4.1.2	Simulation des caractéristiques I-V	80
4.1.3	Estimation de la longueur de dispersion latérale	85
4.2	Caractérisation optique des LCQ planaires	87
4.2.1	Simulations du mode optique	87
4.2.2	Caractéristiques L-I	88
4.3	Découplage de l'injection électrique et du mode optique	89
4.3.1	Laser à cascade quantique ruban avec une bande d'injection étroite	90

4.3.2	Obtention d'un mode Métal-Isolant-Semiconducteur	91
4.4	Conclusions et perspectives	93
5	Les LCQ à confinement par air	97
5.1	Double intérêt des LCQ à confinement par air	98
5.1.1	Réduction des pertes du guide	98
5.1.2	Champ évanescent à la surface pour la détection	101
5.2	Fabrication	101
5.3	Caractérisation électrique et optique	101
5.3.1	Caractérisation électrique	102
5.3.2	Caractérisation optique	102
5.3.3	Mesures du champ lointain	105
5.4	Etude des dispositifs par microscopie en champ proche	107
5.4.1	Introduction au SNOM	107
5.4.2	Dispositif expérimental	108
5.4.3	Caractéristiques L-I en champ proche et en champ lointain	108
5.4.4	Etude de l'onde évanescente	111
5.5	Conclusions et perspectives	117
6	Application à la détection par la surface	119
6.1	Démonstration de la détection par la surface	120
6.1.1	Tests préliminaires avec la résine S1818	121
6.1.2	Dispositif expérimental	121
6.1.3	Validation du dispositif expérimental avec les liquides	123
6.1.4	Réponse spectrale des lasers au dépôt de solvants	124
6.1.5	Modification du courant de seuil au dépôt de solvants	125
6.2	Interprétation qualitative	126
6.3	Modèle théorique	127
6.3.1	Le modèle	127
6.3.2	Cas simple : absorption linéaire en fonction de la longueur d'onde	129
6.3.3	Comparaison avec les expériences	132
6.4	Conclusions et perspectives	136
7	Le laser à cascade quantique à cristal photonique	139
7.1	Introduction aux cristaux photoniques	141
7.1.1	Le miroir de Bragg, un cristal photonique 1D	141
7.1.2	Propagation de la lumière dans un cristal photonique 1D : onde de Bloch	142
7.1.3	Les outils de simulation	143
7.1.4	Paramètres pertinents pour la conception de cristaux photoniques	144
7.1.5	Le diagramme de dispersion	145
7.1.6	Le facteur de qualité	146
7.2	LCQ à CPh avec un mode de défaut	148
7.2.1	Réseau nid d'abeille	148

7.2.2	Emission monomode	149
7.2.3	Optimisation du cristal photonique	150
7.3	LCQ à CPh avec un mode en bord de bande	151
7.3.1	Réseau triangulaire	151
7.3.2	Les premiers lasers à cascade quantique à cristal photonique	152
7.3.3	Solution au point 1 : Dépôt du métal avant la gravure des cristaux photoniques	152
7.3.4	Solution au point 2 : Choix d'une cavité pour confiner le courant	155
7.3.5	Solution au point 3 : guide à confinement par air	156
7.3.6	Conclusions et perspectives	157
Conclusion et perspectives		159
A Procédés de fabrication		161
A.1	Lithographie optique	161
A.2	PECVD : <i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i>	161
A.3	RIE : <i>Reactive Ion Etching</i>	162
A.4	<i>Lift-off</i>	164
A.5	Lithographie électronique	164
Publications		167

Introduction

Depuis 1994, les lasers à cascade quantique se sont imposés comme la source laser à semi-conducteur de choix dans le domaine du moyen et du lointain infrarouge. Au prix d'efforts considérables en termes d'épitaxie, d'ingénierie quantique et de fabrication, les chercheurs ont réalisé des lasers de plus en plus performants, c'est à dire puissants et fonctionnant à température ambiante en régime pulsé mais aussi continu.

Ces lasers sont particulièrement adaptés aux applications telles que la spectroscopie, la détection ou l'imagerie médicale puisque la plupart des molécules chimiques présentent des bandes d'absorption entre les niveaux de rotation-vibration qui se situent dans le moyen-infrarouge et constituent de véritables signatures moléculaires. Pour sonder un milieu absorbant et y déterminer la présence/concentration de molécules spécifiques, une source monomode et accordable en longueur d'onde est avantageuse. C'est pourquoi une des motivations majeures des recherches sur les lasers à cascade quantique est d'élargir la plage spectrale accessible et d'obtenir une émission monomode accordable. La souplesse dans le choix de la longueur d'onde, spécifique aux transitions intersousbandes, permet aujourd'hui aux lasers à cascade quantique de couvrir plus de deux décades en longueur d'onde (3-300 μm). L'émission monomode est obtenue grâce à l'utilisation de résonateurs à contre réaction distribuée et la longueur d'onde est accordable en réglant le courant, la température ou en utilisant une cavité externe. Cependant, on peut encore améliorer les performances des dispositifs en vue de leur miniaturisation et de leur intégration dans des microsystemes de détection.

Ma thèse s'inscrit dans cette dynamique. L'étude amont du confinement optique dans les structures fines, c'est à dire dans les structures épitaxiées sans couche de confinement supérieure, a débouché sur deux types de dispositifs utiles pour les applications de détection : (i) le "laser à onde évanescente" intégrable à un système microfluidique pour une détection par la surface et (ii) le "laser à cristal photonique" compact, à émission verticale monomode, qui sera l'élément de base d'une matrice "multi-lasers".

Ce manuscrit se divise en sept chapitres. Les deux premiers chapitres présentent les concepts d'ingénierie quantique essentiels à la conception des régions actives des lasers à cascade quantique ainsi qu'une revue des différents principes utilisés à ce jour pour le confinement optique dans les lasers à cascade quantique. Les chapitres 3 à 5 s'intéressent au confinement optique dans les structures fines. Le chapitre 3 est consacré à l'optimisation du guide à plasmons de surface afin d'obtenir le fonctionnement des lasers en régime pulsé à température ambiante. L'étude présentée au chapitre 4 porte sur le contrôle latéral du mode optique par un guide plasmonique *via* l'analyse de lasers à plasmons de surface employant une géométrie "planaire".

Cette investigation a montré que les structures fines peuvent supporter des modes autres que plasmoniques, ce qui a permis de développer des lasers à cascade quantique à confinement par air, c'est à dire avec le mode optique guidé à l'interface air-semi conducteur. Ces lasers sont décrits au chapitre 5 et caractérisés à l'aide de mesures optiques en champ proche. Le chapitre 6 met en évidence la sensibilité à la surface des lasers à confinement par air et nous y proposons un dispositif final amélioré. Le chapitre 7 s'intéresse à la conception d'un laser à cristal photonique.

Chapitre 1

Ingénierie quantique dans les lasers à cascade quantique

Les lasers à cascade quantique (CQ) sont des lasers à injection électrique constitués d'une hétérostructure semiconductrice. Ce sont des lasers dits intersousbandes ou unipolaires car leur fonctionnement repose sur l'émission radiative des électrons entre niveaux confinés dans la bande de conduction ou de valence de structures à puits quantiques. Le phénomène physique responsable de l'émission radiative diffère donc de celui utilisé dans les diodes lasers puisque cette dernière n'est pas due à la recombinaison entre un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence, mais est due à la désexcitation d'un électron entre deux sous-bandes de la bande de conduction ou de valence de l'hétérostructure. Dans ce cas, l'énergie de la transition dépend de l'épaisseur des puits et des barrières. Cette particularité permet aux lasers CQ d'atteindre des énergies jusque là inaccessibles pour les diodes lasers et offre une grande souplesse dans le choix de la longueur d'onde. A titre d'exemple, nous pouvons citer les lasers CQ composés de puits en InGaAs et de barrières en AlInAs puisqu'ils couvrent la gamme spectrale comprise entre $\lambda \geq 3.4 \mu m$ [Fai98a] et $\lambda \leq 24 \mu m$ [Col01a] et même le terahertz [Aji05]. C'est pour cette raison qu'ils sont une source laser à semiconducteur très adaptée aux systèmes d'analyse spectroscopique, notamment pour la détection de gaz à l'état de traces [Tit06].

Les lasers à cascade quantique ont connu un développement très rapide depuis leur première démonstration en 1994 par J. Faist et al. [Fai94]. Le premier laser à cascade quantique fut épitaxié à partir des matériaux InGaAs/InAlAs/InP et émettait à $\lambda = 4.2 \mu m$. Il fonctionnait en régime pulsé jusqu'à 88 K et exigeait une densité de courant de seuil élevée, de l'ordre de $14 kA.cm^{-2}$. Depuis, les performances de ces lasers n'ont fait que s'améliorer. Aujourd'hui ils couvrent une large gamme spectrale dans le moyen infrarouge ($2.75 \mu m \leq \lambda \leq 24 \mu m$) et dans le terahertz ($60 \mu m \leq \lambda \leq 250 \mu m$). Ils fonctionnent à température ambiante [Tei04, Fai98b], en régime continu [Eva04a, Yu06] et émettent des puissances pouvant atteindre 1.3 W avec une densité de courant de seuil aussi faible que $1.7 kA.cm^{-2}$ à 298 K [Bai08]. Ces améliorations ont vu le jour au prix d'efforts considérables dans l'optimisation des techniques d'épitaxie, dans la conception des structures de bande des hétérostructures [Sir92, Fai95, Sca97, Hof01] et dans l'optimisation du confinement optique [Bec98, Bec02, Alt05].

A ce jour on peut distinguer quatre couples de matériaux puits/barrière (cf. Tab. 1.1). Chaque

couple est dédié à une plage de longueurs d'onde où il domine.

Afin d'atteindre les courtes longueurs d'onde, la discontinuité de potentiel entre les matériaux puits et barrière doit être suffisamment grande. C'est pourquoi les chercheurs se sont tournés vers des matériaux à base d'antimoniure (Sb). L'équipe de Montpellier à l'IES a poussé l'émission des lasers à cascade quantique InAs/AlSb à $\lambda \sim 2.75 \mu m$ [Dev07a] et mis en évidence une émission intersousbande spontanée à $\lambda \sim 2.55 \mu m$ [Bar05].

Le couple InGaAs/AlAsSb sur substrat d'InP est essentiellement utilisé pour couvrir la fenêtre atmosphérique ($3 \mu m \leq \lambda \leq 5 \mu m$). En 2007, Revin et al. ont démontré un laser à cascade quantique émettant à $3 \mu m$ fonctionnant en régime pulsé à température ambiante [Rev07]. D'autres matériaux tels que *SiGe/Si* sont aussi explorés [Deh00, Die02]. La perspective de réaliser des lasers pouvant fonctionner aux longueurs d'onde télécom $1.3 \mu m \leq \lambda < 1,55 \mu m$ pousse à étudier des matériaux avec un très grand offset de bande tel que l'*AlGaIn/GaN* [Iiz00, Gma01, Heb02, Tch06].

Les lasers à cascade quantique à base d'InGaAs et d'AlInAs couvrent essentiellement la gamme spectrale ($3 \mu m \leq \lambda \leq 24 \mu m$). Le premier laser capable de fonctionner en régime continu à température ambiante fut réalisé en 2002 par Beck et al. [Bec02]. La longueur d'onde d'émission était $9.1 \mu m$ à $298 K$ et la puissance de sortie était comprise entre 10 et 20 *mW*. Désormais pour des longueurs d'onde d'émission comprises entre 4.8 et $9.5 \mu m$, ces lasers détiennent les meilleures performances : le fonctionnement en régime continu à température ambiante avec des puissances élevées est désormais courant [Bai08]. Lorsqu'il s'agit de lasers émettant à plus grande longueur d'onde, le guide pour le confinement vertical de la lumière est un guide à plasmons de surface [Sir98b, Tre00, Col01a, Col01b]. Bien que ces guides ne rivalisent pas encore avec les guides diélectriques, ils présentent de nombreux avantages et de nombreux efforts devraient être fournis pour les optimiser.

Enfin les lasers à cascade quantique à base de GaAs/AlGaAs sur substrat de GaAs couvrent une gamme spectrale très large mais ils sont surtout performants dans le domaine du terahertz. Les lasers à cascade quantique émettant dans le terahertz furent compliqués à concevoir du fait d'une énergie de photon plus faible que celle du phonon optique et de la nécessité de développer des guides optiques à faibles pertes. C'est en 2002 que Khöler et al. réalisent le premier laser à cascade quantique émettant dans le terahertz [Köh02]. Actuellement, le record de température est de 178 K en régime pulsé [Bel08] et 117 K en régime continu [Wil05]. Le laser à cascade quantique émettant à la plus grande longueur d'onde a été obtenu par Scalari et al. [Sca07b] à l'université de Neuchâtel. Un laser à cascade quantique à très faible concentration d'aluminium dans les barrières (10 %), émet sous champ magnétique intense (11 Tesla) et à basse température (4 K), une onde électromagnétique à $\nu = 830 GHz$ soit $\lambda \sim 360 \mu m$.

L'émission monomode a été démontrée pour la première fois en 1997 par Faist et al. [Fai97] grâce à l'utilisation de résonateurs à contre réaction distribuée (DFB : *Distributed FeedBack*). Depuis, l'émission monomode ainsi que l'accordabilité a été obtenue de différentes manières à la fois dans le moyen et le lointain infrarouge [Hof00, Sch00, Gma98, Mah04, Kum07, Bou08]. Ces lasers ont prouvé leur efficacité dans des systèmes de détection [Tit06, Cha03, Che05, Sch04].

Ce chapitre, inspiré de différentes thèses comme [These-Bahriz, These-Tchernycheva, These-Scalari, These-Williams, These-Bengloan, These-Nevou], a pour but de donner les ingrédients néces-

Matériaux puits/barrière	Substrat	Masse effective du puits (m_0)	Masse effective de la barrière (m_0)	Offset en BC (meV)
$GaAs/Al_xGa_xAs$	$GaAs$	0.067	0.1046	variable (~ 390)
$In_{0.53}Ga_{0.47}As/Al_{0.48}In_{0.52}As$	InP	0.0427	0.076	520
$In_{0.53}Ga_{0.47}As/AlAs_{0.56}Sb_{0.44}$	InP	0.0427	0.125	1600
$InAs/AlSb$	$InAs$ ou $GaSb$	0.027	0.12	2100

TAB. 1.1 – Valeur de la discontinuité en bande de conduction (BC) et de la masse effective de l'électron dans les différents matériaux utilisés pour la fabrication des lasers CQ.

saies à la compréhension du fonctionnement des lasers à cascade quantique. Nous allons présenter les principales propriétés des transitions intersousbandes dans des hétérostructures semi-conductrices. Nous décrirons ensuite quels sont les paramètres à optimiser pour obtenir l'effet laser dans les lasers intersousbandes. Enfin nous détaillerons les différents types de région active utilisés pour une émission dans le moyen infrarouge pour les lasers à cascade quantique et nous expliquerons l'importance de l'injecteur dans ces dispositifs.

1.1 Caractéristiques essentielles des transitions optiques intersousbandes

1.1.1 Historique

L'existence de transitions entre sous-bandes de conduction d'une hétérostructure à puits quantiques a été mise en évidence pour la première fois par Pinczuk et al. en 1979 [Pin79]. Cependant, cette mesure était indirecte puisqu'elle était basée sur la spectroscopie par diffusion inélastique. C'est en 1985 que West et Eglash [Wes85] sont les premiers à observer directement l'absorption intersousbande dans des puits quantiques GaAs/AlGaAs à l'incidence de Brewster. Ils montrent que la longueur du dipôle de la transition est du même ordre de grandeur que l'épaisseur du puits quantique (3 nm). Deux années plus tard, Levine et al. mesurent une forte absorption intersousbande dans la configuration " zig-zag ", profitant d'un plus grand nombre de passages de la lumière dans la couche active [Lev87]. Dès lors, les transitions intersousbandes sont étudiées tant d'un point de vue fondamental que pour leurs applications.

Du point de vue fondamental, l'énergie des transitions intersousbandes est étudiée en fonction de l'épaisseur des puits quantiques [Hir90], de la hauteur des barrières [Nak87], du dopage [Ram90] et de la température [All88]. Le temps de retour à l'équilibre des électrons entre les sous-bandes est mesuré par photo blanchiment ou saturation [Jul88]. Toutes ces études ont contribué à l'optimisation des paramètres pour la réalisation de dispositifs performants par la suite.

Les recherches sur l'émission intersousbande se sont heurtées à de nombreuses difficultés. Si l'amplification d'une onde électromagnétique a été prédite par les soviétiques Kazarinov et Suris [Kaz71] en 1971 puis reprise par plusieurs auteurs [Liu88, Kas91, Kor94], la première

démonstration expérimentale d'émission de photons fut obtenue par M. Helm en 1988 [Hel88]. L'inversion de population et ensuite l'effet laser ont été démontrés en 1994 par Faist et al. [Fai94].

1.1.2 Détermination de l'énergie intersousbande

Dans un puits quantique, comme illustré sur la figure 1.1.a, les états propres d'un électron sont décrits par l'équation de Schrödinger :

$$\left(\frac{p^2}{2m_0} + V(\vec{r}) \right) \Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r})$$

où p est l'impulsion de l'électron, m_0 la masse de l'électron libre, \vec{r} le vecteur position de l'électron, $V(\vec{r})$ le potentiel cristallin, E l'énergie de l'électron et $\Psi(\vec{r})$ la fonction d'onde de l'électron.

Le formalisme des fonctions enveloppes pose le cadre théorique dans lequel les états électroniques peuvent être calculés dans des hétérostructures semiconductrices. Dans cette approximation, les grandeurs qui varient lentement ou rapidement à l'échelle de la maille cristalline sont séparées (cf. Fig. 1.1.b). Ainsi, la fonction d'onde $\Psi(\vec{r})$ s'écrit :

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_l u_{l,\Gamma}(\vec{r}) F_l(\vec{r}) \quad (1.1)$$

où $u_{l,\Gamma}(\vec{r})$ est la partie périodique des fonctions de Bloch du matériau massif au point Γ pour la bande l (qui varient rapidement à l'échelle de la maille cristalline) et $F_l(\vec{r})$ la fonction enveloppe (qui varie lentement à l'échelle de la maille cristalline). Dans le cas du puits quantique, on peut utiliser l'invariance cristalline dans le plan (x, y) pour simplifier l'expression de la fonction enveloppe :

$$F_l(\vec{r}) = \frac{1}{S} e^{i\vec{k}_{||} \cdot \vec{r}_{||}} \varphi_l(z) \quad (1.2)$$

où $\vec{k}_{||}$ et $\vec{r}_{||}$ sont respectivement le vecteur d'onde et le vecteur position dans le plan (x, y) et S la surface du cristal considéré.

Le plus souvent, l'approximation de la fonction enveloppe est utilisée sous sa forme la plus simple, où le développement 1.1 est limité à la bande de conduction. Dans cette approximation, appelée l'approximation de la masse effective ou le modèle de Ben Daniel-Duke [Ben], on introduit pour chaque matériau (puits et barrière) une masse effective $m^*(E)$ définie par la formule :

$$m^*(E) = \frac{\hbar}{\frac{\partial^2 E}{\partial k^2}}$$

où E est l'énergie du niveau électronique et k le vecteur d'onde de l'électron. Ce paramètre représente le rayon de courbure de la dispersion énergétique et contient les informations qui concernent les interactions entre les bandes d'énergie du matériau considéré. Cette approximation est extrêmement puissante puisqu'elle permet de décrire le mouvement d'un électron de masse m_0 dans un matériau massif par le mouvement d'un électron libre de masse m^* . En effet, si on néglige la dépendance de la masse effective avec l'énergie, c'est-à-dire si on néglige la

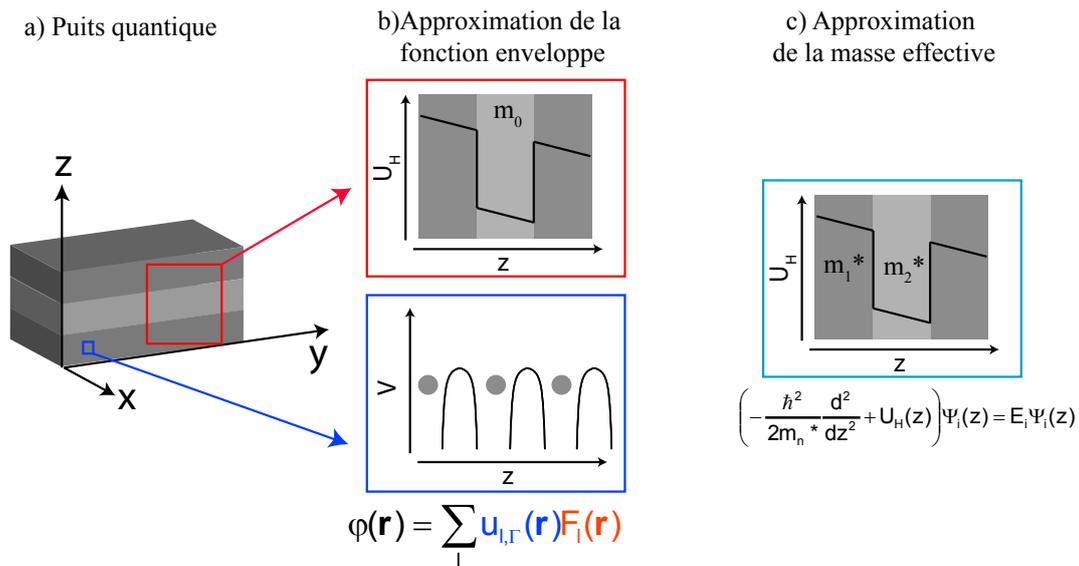


FIG. 1.1 – a) Puits quantique. les électrons sont confinés dans la direction z . b) Le potentiel de l'hétérostructure U_H varie lentement à l'échelle de la maille cristalline contrairement au potentiel cristallin V . c) Dans l'approximation de la masse effective, le mouvement de l'électron de masse m_0 dans un matériau massif peut être remplacé par le mouvement d'un électron libre de masse m^* .

non-parabolicité de la dispersion de l'énergie, l'équation de Schrödinger dans le puits ou dans les barrières prend la forme :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + U_H(z) \right) \varphi_{ci}(z) = E_{ci} \varphi_{ci}(z) \quad (1.3)$$

où φ_{ci} est la partie dépendant de z de la fonction enveloppe à l'énergie E_{ci} dans la bande de conduction c .

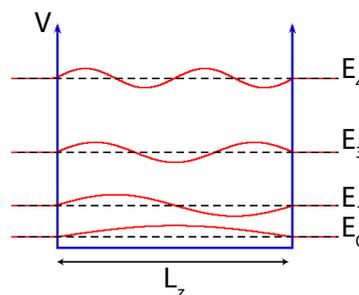


FIG. 1.2 – Puits quantique infini. Les courbes rouges représentent les fonctions enveloppes $\varphi_{cn}(z)$

Dans le cas d'un potentiel infini (cf. Fig. 1.2), la résolution de cette équation fournit des solutions analytiques pour les fonctions $\varphi_{cn}(z)$ et pour leur énergie $E_{cn}(z)$ avec :

$$\varphi_{cn}(z) = \sqrt{\frac{2}{L_z}} \sin\left(n \frac{\pi z}{L_z}\right) \text{ et } E_{cn}(z) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2} \left(\frac{n^2}{m^* L_z^2} \right) \text{ où } n \text{ est un entier.}$$

Bien que cette formule ne corresponde pas à un cas réel, elle permet d'extraire certaines tendances qui restent valables lorsque des outils de simulation perfectionnés sont utilisés pour décrire correctement le système. Pour le confinement dans la direction z , l'écart énergétique ΔE_{cnm} entre deux niveaux quantiques n et m est d'autant plus grand (quadratiquement) que l'épaisseur du puits de confinement est faible. De plus, on constate que l'utilisation de semiconducteur à petite masse effective exalte les effets de confinement. Enfin, les niveaux d'énergie évoluent quadratiquement avec le nombre quantique n .

Si un des matériaux du puits quantique est dopé, l'approximation de la masse effective ne suffit plus pour décrire les états propres électroniques dans l'hétérostructure. Il devient dès lors nécessaire de prendre en compte les interactions que subissent les électrons entre eux. Pour introduire cet effet dans l'équation 1.3, l'approximation du champ moyen peut être utilisée. Cette dernière consiste à remplacer les interactions Coulombiennes exercées par les autres porteurs sur l'un d'entre eux par un potentiel électrostatique moyen U_{SC} . Ce dernier est solution de l'équation de Poisson dans laquelle la densité de charges est déterminée par les états propres de l'électron.

En présence de matériaux dopés, les états électroniques dans l'hétérostructure sont désormais décrits par un système d'équations différentielles couplées :

$$\begin{cases} \left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m^*(z,E)} \frac{d}{dz} + U_H(z) + U_{SC}(z) \right) \varphi_{ci}(z) = E_{ci} \varphi_{ci}(z) \\ \frac{d^2}{dz^2} U_{SC}(z) = -\frac{e^2}{\varepsilon(z)} \left(N_D^+(z) - \sum_i n_i^S |\varphi(z)|^2 \right) \end{cases} \quad (1.4)$$

où e est la charge de l'électron, ε la constante diélectrique, $N_D^+(z)$ la densité volumique des donneurs ionisés et n_i^S la densité surfacique des porteurs dans la sousbande i .

La densité surfacique des porteurs à l'équilibre pour une température T se calcule comme l'intégrale du produit de la densité d'états électroniques dans un puits quantique et de la fonction d'occupation de Fermi-Dirac. Pour la i -ème sousbande, on obtient l'expression :

$$n_i^S = \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_{ci}}{kT} \right) \right)$$

où k est la constante de Boltzmann et E_F est le niveau de Fermi. Pour déterminer le niveau de Fermi, on utilise la condition de neutralité électrique du système :

$$\sum_i n_i^S - \int_{-\infty}^{\infty} N_D^+(z) dz = 0.$$

Pour résoudre le système, on peut utiliser par exemple une méthode itérative s'appuyant sur la résolution de l'équation de Poisson par la méthode des éléments finis ([These-Tchernycheva] p. 40).

Nous allons désormais étudier l'interaction entre une onde électromagnétique de fréquence ν et deux sous-niveaux i et f de la bande de conduction.

1.1.3 Règles de sélection

L'élément de matrice optique pour une transition entre deux sous-niveaux i et f est donnée par :

$$p_{if} = \langle \Psi_f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | \Psi_i \rangle \quad (1.5)$$

où $\vec{\varepsilon}$ est le vecteur de polarisation du champ électrique de l'onde considérée, \vec{p} est l'opérateur moment et $\Psi_{i \text{ ou } f}$ est la fonction d'onde de l'électron dans le niveau i ou f . En utilisant l'approximation de la fonction enveloppe, on peut insérer l'expression 1.1 dans l'expression 1.5. On obtient alors :

$$p_{if} \approx \vec{\varepsilon} \cdot \langle u_{f,\Gamma} | \vec{p} | u_{i,\Gamma} \rangle \langle F_i | F_f \rangle + \langle u_{f,\Gamma} | u_{i,\Gamma} \rangle \langle F_f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | F_i \rangle \quad (1.6)$$

Ainsi,

$$p_{if} \approx \vec{\varepsilon} \cdot \langle u_{f,\Gamma} | \vec{p} | u_{i,\Gamma} \rangle \langle F_i | F_f \rangle \text{ si les niveaux } i \text{ et } f \text{ correspondent à des bandes différentes}$$

$$p_{if} \approx \langle u_{f,\Gamma} | u_{i,\Gamma} \rangle \langle F_f | \vec{\varepsilon} \cdot \vec{p} | F_i \rangle \text{ si les niveaux } i \text{ et } f \text{ correspondent à une même bande.}$$

Le premier terme de l'expression de droite 1.6 correspond à la contribution des transitions interbandes car il est non nul uniquement pour les états issus de bandes différentes ayant les fonctions périodiques $u_{i,\Gamma}$ et $u_{f,\Gamma}$ de parité opposée. Le second terme décrit les transitions intersousbandes. Comme les fonctions $u_{n,\Gamma}$ sont orthogonales, ce terme ne couple que les états issus de la même bande. Vue la forme particulière de la fonction enveloppe dans un puits quantique, les règles de sélection pour les transitions intersousbandes imposent :

- $\vec{k}_{//}^i = \vec{k}_{//}^f$ (transition "verticale")
- l'onde est polarisée Transverse Magnétique (TM), c'est-à-dire que la direction du champ électrique est orthogonale au plan des couches de l'hétérostructure.

1.1.4 Force d'oscillateur

La force d'oscillateur d'une transition intersousbande entre les sous-niveaux i et f peut s'écrire :

$$f_{i \rightarrow f} = \frac{2m_0(E_i - E_f)|z_{i \rightarrow f}|^2}{\hbar^2}$$

où $z_{i \rightarrow f}$ sont les éléments de la matrice $\langle \varphi_i | z | \varphi_f \rangle$.

Dans le cas d'un puits quantique infini, l'expression de la force d'oscillateur $f_{i \rightarrow f}$ se simplifie de la manière suivante :

$$f_{i \rightarrow f} = \frac{2^6}{\pi^2} \frac{(if)^2}{(f^2 - i^2)^3} P(i - f) \frac{m_0}{m^*}$$

où $P(n)$ est une fonction qui vaut 0 quand n est pair et 1 si n est impair. Cette formule suppose que seules les transitions entre les sous-bandes présentant des fonctions enveloppes de parité différente sont permises. Cependant, dès que le puits n'est plus symétrique ou qu'un potentiel lui est appliqué, la symétrie du système est brisée et la remarque précédente n'est plus valable. De plus on constate que les forces d'oscillateur sont concentrées dans les transitions entre les niveaux quantifiés de basse énergie. La force d'oscillateur de la transition intersousbande $f_{2 \rightarrow 1}$ s'écrit donc :

$$f_{2 \rightarrow 1} \approx 0.96 \frac{m_0}{m^*}.$$

La force d'oscillateur est un paramètre sans unité qui ne dépend ni de l'épaisseur du puits ni de l'énergie de la transition mais qui dépend seulement de la masse effective. Plus la masse effective est faible, plus la force d'oscillateur est élevée.

1.1.5 Durée de vie radiative

L'expression du taux d'émission spontanée $1/\tau_{i \rightarrow f}^{SP} = W_{i \rightarrow f}^{SP}$ s'obtient en utilisant la règle d'or de Fermi. En tenant compte de la polarisation des transitions intersousbandes, on déduit [Yar] :

$$1/\tau_{i \rightarrow f}^{SP} = W_{i \rightarrow f}^{SP} = \frac{8e^2\pi^2 n \nu^3}{3c^3 \hbar \varepsilon_0} |z_{i \rightarrow f}|^2 = \frac{2e^2\pi n \nu^2}{3c^3 m_0 \varepsilon_0} f_{i \rightarrow f} \approx \frac{2e^2\pi n}{3c^3 \varepsilon_0} \frac{\nu^2}{m^*} (s^{-1})$$

où n est l'indice de réfraction du milieu, c la vitesse de la lumière dans le vide, ε_0 la perméabilité du vide et $f_{i \rightarrow f}$ la force d'oscillateur de la transition du niveau i vers le niveau f . Bien que la durée de vie d'émission spontanée $\tau_{i \rightarrow f}^{SP}$ soit inversement proportionnelle à la force d'oscillateur, elle peut être assez longue dans le domaine du moyen infrarouge puisqu'elle suit une loi en $1/\nu^2$. A titre d'exemple, $\tau_{i \rightarrow f}^{SP}$ vaut approximativement 15 ns pour une longueur d'onde de $\lambda = 4 \mu m$ et 9 μs pour une longueur d'onde de $\lambda = 100 \mu m$ dans le matériau GaAs [Jul97].

D'autre part, la durée de vie radiative est proportionnelle à la masse effective ; les matériaux qui ont une faible masse effective offrent des durées de vie radiative plus courtes, ce qui est souhaitable pour l'émission intersousbande.

1.1.6 Mécanismes de relaxation non radiative

Les principaux mécanismes de relaxation non radiative dans les lasers CQ sont : l'émission de phonons optiques longitudinaux, l'émission de phonons acoustiques, et les processus de type Auger à deux électrons [Bor88]. Dans le domaine du moyen-infrarouge, c'est l'interaction électron-LO phonon qui domine et le temps de relaxation non radiative est de l'ordre de la picoseconde (de quelques picosecondes à $\sim 0.5 ps$ suivant les énergies) [Fer89]. Dans le domaine du THz, ce sont l'interaction électron-phonon acoustique et les interactions de type Auger électron-électron qui dominent et le temps de relaxation non radiative varie autour de 10 ps [Mül02].

1.2 Effet laser obtenu avec des transitions intersousbandes

Nous allons présenter tout au long de cette section quels sont les paramètres pertinents pour obtenir l'effet laser intersousbande. Pour cela, nous donnerons l'expression du gain stimulé entre deux sous-niveaux de la bande de conduction d'une hétérostructure, puis *via* l'équation bilan d'un système à trois niveaux électroniques d'une hétérostructure, nous détaillerons comment l'inversion de population peut être obtenue.

1.2.1 Gain optique

Nous continuons l'étude de l'interaction entre une onde électromagnétique de fréquence ν et deux sous-niveaux i et f de la bande de conduction. Le taux d'émission stimulée d'une transition intersousbande entre les niveaux i et f d'une hétérostructure peut être décrit par l'expression [Yar] :

$$1/\tau_{i \rightarrow f}^{ST} = W_{i \rightarrow f}^{ST} = W_{i \rightarrow f}^{SP} \frac{3c^2}{8\pi \hbar \nu^3 n^2} E(\nu) (s^{-1})$$

où $E(\nu)$ est la densité énergétique de l'onde qui se propage dans l'hétérostructure (en $J.m^{-2}$). Puisque chaque niveau d'énergie a une certaine largeur due à la durée de vie finie de l'électron, l'énergie de l'onde $E(\nu)$ peut s'écrire :

$$E(\nu) = L(\nu)I(\nu) \text{ (kg.s}^{-2}\text{)}$$

où $I(\nu)$ est l'intensité lumineuse de l'onde qui se propage dans l'hétérostructure (en $W.m^{-2}$). Si l'élargissement est homogène, L est une Lorentzienne, si l'élargissement est inhomogène, L est une Gaussienne. On considérera ici un élargissement homogène :

$$L(\nu) = \frac{\frac{2}{\pi}\gamma_{if}}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma_{if}^2} \text{ (s)}$$

où $2\gamma_{if}$ correspond à la largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne en fréquence.

Avec le développement de l'expression de l'énergie E , on obtient :

$$1/\tau_{i \rightarrow f}^{ST} = W_{i \rightarrow f}^{ST} = \frac{e^2 \pi L(\nu)}{h n \varepsilon_0 \hbar c} |z_{i \rightarrow f}|^2 I(\nu) = \frac{e^2 L(\nu)}{4 m_0 \varepsilon_0 c n h \nu} f_{i \rightarrow f} I(\nu) \text{ (s}^{-1}\text{)}.$$

On peut déduire l'expression du gain intersousbande $g(\nu)$ en calculant la puissance lumineuse par unité de volume de deux manières différentes et en égalisant les expressions obtenues. D'une part la puissance volumique P s'écrit :

$$P = (N_i W_{i \rightarrow f} - N_f W_{f \rightarrow i}) h \nu = \Delta N W_{i \rightarrow f} h \nu \text{ (kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-3}\text{)} \quad (1.7)$$

où N_i est la densité volumique d'électrons peuplant la sous-bande i , N_f la densité volumique d'électrons peuplant la sous-bande f , ΔN le facteur d'inversion de population volumique et $W_{i \rightarrow f} = W_{f \rightarrow i}$. D'autre part la puissance surfacique $I(\nu)$ de l'onde qui se propage dans la direction z suit la loi de Beer-Lambert, I et P sont donc reliées par la formule :

$$P = \frac{dI(\nu)}{dz} = g(\nu)I(\nu) \quad (1.8)$$

où g est le coefficient d'absorption ou de gain intersousbande.

En égalisant les expressions 1.7 et 1.8, on trouve l'expression du gain $g(\nu)$ dans un matériau massif par unité de longueur pour une transition avec un facteur d'inversion de population volumique ΔN :

$$g(\nu) = \Delta N \frac{e^2 \pi \nu_0 L(\nu)}{\hbar c n \varepsilon_0} |z_{i \rightarrow f}|^2 = \Delta N \frac{e^2 L(\nu)}{4 m_0 \varepsilon_0 c n} f_{i \rightarrow f} \text{ (m}^{-1}\text{)}. \quad (1.9)$$

La force d'oscillateur est une grandeur très importante pour comparer entre elles les régions actives puisque le gain lui est proportionnel.

En continuant le développement de l'équation 1.9, on peut exprimer le gain pour une période G_p pour $\nu = \nu_0$ de la manière suivante :

$$G_p = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 n_{eff} \lambda} \frac{z_{if}^2}{2\gamma_{if} L_p} (n_i - n_f) \text{ (m}^{-1}\text{)} \quad (1.10)$$

où n_{eff} est la partie réelle de l'indice effectif de la région active et $2\gamma_{if}$ est la largeur à mi-hauteur de la raie d'émission de la transition intersousbande (en énergie : $kg.m^2.s^{-2}$). n_i et n_f sont respectivement les densités surfaciques des électrons peuplant la sous-bande i et la sous-bande f . Leur relation avec la densité volumique est :

$$\Delta N = (n_i - n_f)/L_p$$

où L_p est l'épaisseur d'une période de la région active. Il est utile de définir également le gain modal G_{Mp} et la section efficace linéique du gain g_c (en m) pour une période en tenant compte du facteur de confinement Γ :

$$G_{Mp} = \Gamma G_p = g_c(n_i - n_f) (m^{-1})$$

avec

$$\Gamma = \frac{\int_{RA} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(z)|^2 dz} \quad (1.11)$$

Lors du dessin de la région active, il est possible de maximiser le gain en jouant sur plusieurs paramètres tous liés entre eux : le facteur d'inversion de population surfacique Δn contenant la durée de vie des électrons sur les différents niveaux, l'élément de matrice z_{if} , la longueur d'une période de la région active L_p , et la largeur à mi-hauteur de la raie d'émission de la transition intersousbande $2\gamma_{if}$.

Pour que la structure présente du gain, le facteur d'inversion de population surfacique Δn doit être positif, c'est-à-dire que l'inversion de population doit être atteinte.

1.2.2 Inversion de population

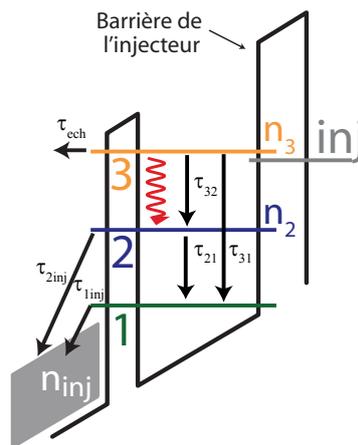


FIG. 1.3 – Système à trois niveaux schématisant la région active d'un laser CQ.

On peut ramener en première approximation la zone active d'un laser à cascade quantique à un système à trois niveaux (cf. Fig. 1.3). On appelle τ_i la durée de vie non radiative de l'électron dans le niveau i , τ_{if} le temps de relaxation non radiative de l'électron dans le niveau i vers le

niveau f , n_i la densité surfacique des électrons dans le niveau i et τ_{ech} le temps de relaxation non radiative des électrons dans le niveau 3 vers les états autres que les niveaux 1 et 2, plus précisément vers le continuum. On considère que les électrons sont injectés dans le niveau 3, qui est le plus élevé en énergie, avec une efficacité de 100 % (cf. 1.4).

La durée de vie non radiative de l'électron dans le niveau 3 τ_3 et dans le niveau 2 τ_2 s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\tau_3^{-1} &= \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{ech}^{-1} \\ \tau_2^{-1} &= \tau_{21}^{-1} + \tau_{2inj}^{-1}\end{aligned}$$

Nous avons vu que le temps de relaxation radiative pour les transitions intersousbandes dans le moyen infrarouge est de l'ordre de la nanoseconde tandis que les temps de relaxation non radiative sont de l'ordre de la picoseconde. On peut donc négliger la contribution due à l'émission spontanée dans les équations bilans du système étudié. D'autre part, pour tenir compte de la variation de la densité surfacique des électrons dans l'injecteur n_{inj} avec la température, nous décrivons la dépendance en température dans l'approximation de Boltzmann par le terme $n_{inj}e^{-\Delta/k_B T}$.

Dans ce cas, le système d'équations à résoudre en régime stationnaire est [Liu] :

$$\begin{aligned}\frac{dn_3}{dt} &= \frac{J}{e} - \frac{n_3}{\tau_3} - Sg_c(n_3 - n_2) = 0 \\ \frac{dn_2}{dt} &= \frac{n_3}{\tau_{32}} + Sg_c(n_3 - n_2) - \frac{n_2 - n_{inj}e^{-\Delta/k_B T}}{\tau_2} = 0 \\ \frac{dS}{dt} &= \frac{c}{n}(g_c(n_3 - n_2) - \alpha)S = 0\end{aligned}$$

où J est la densité surfacique de courant (en $A.m^{-2}$), S le flux linéique de photons pour une période de la région active (en $m^{-1}s^{-1}$), Δ la différence d'énergie entre le niveau fondamental de la région active et le quasi-niveau de Fermi de l'injecteur, T la température, k_B la constante de Boltzmann et α les pertes par unité de longueur (en m^{-1}).

En absence de tout flux de photons, c'est-à-dire pour $S = 0$, le système donne :

$$n_3 - n_2 = \frac{J_{th}}{e}\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) \quad (1.12)$$

où J_{th} est la densité de courant de seuil.

Finalement, la figure 1.4 résume les contraintes liées à l'obtention d'un gain élevé dans le cas d'un système à trois niveaux.

Pour obtenir l'inégalité $\tau_2 < \tau_{32}$, il faut diminuer τ_2 et augmenter τ_{32} . Dans le domaine du moyen infrarouge, où les énergies des photons sont supérieures à celle du phonon optique longitudinal, τ_{32} est essentiellement déterminé par la relaxation non radiative des électrons par émission de LO-phonons et vaut autour de quelques picosecondes. Pour augmenter τ_{32} , il est possible de diminuer la force d'oscillateur f_{32} . Pour minimiser τ_2 , la stratégie est de concevoir une structure de bande telle que l'énergie $E_{21} = E_2 - E_1$ soit environ égale à l'énergie du LO-phonon. Nous allons voir dans la prochaine section les différentes structures de bande qui utilisent cette stratégie pour obtenir l'inversion de population.

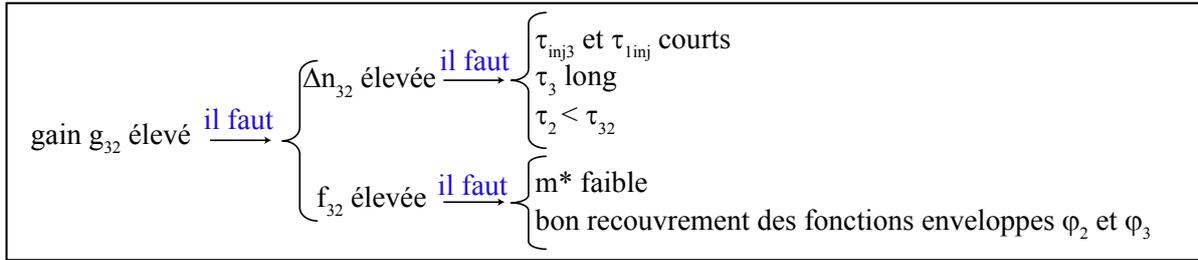


FIG. 1.4 – Démarche à suivre pour optimiser le gain.

1.3 La région active

1.3.1 Puits couplés

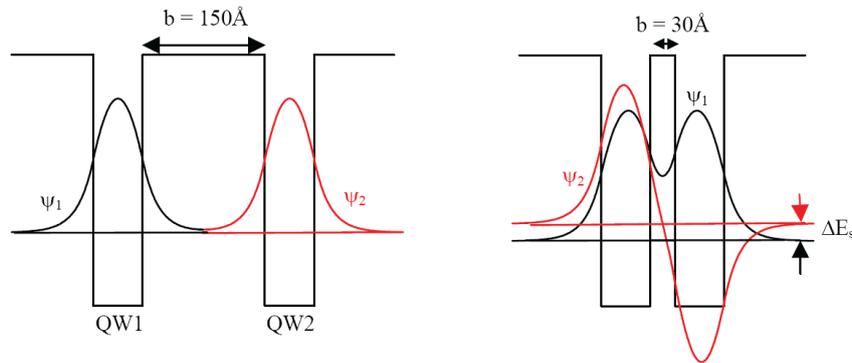


FIG. 1.5 – Puits quantiques de $GaAs$ de 60 \AA de large séparés dans un cas par une barrière de $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ de 150 \AA et dans le deuxième cas de 30 \AA . Lorsque la barrière est suffisamment fine, un couplage entre les deux fonctions d'onde apparaît et engendre deux nouvelles fonctions d'onde distantes d'une énergie ΔE_s [These-Carder].

La figure de gauche de (1.5) présente deux puits quantiques parfaitement identiques avec une épaisseur de 60 \AA distants de 150 \AA . Dans ce cas les fonctions enveloppes des deux puits quantiques φ_1 et φ_2 ne sont pas couplées. Les électrons du premier puits quantique sont découplés du second puits et *vice versa*. Si la barrière de potentiel séparant les deux puits quantiques est suffisamment fine, comme dans le cas de la barrière de 30 \AA de la figure (1.5), les deux puits quantiques forment un système couplé. Les deux fonctions enveloppes symétrique et antisymétrique sont désormais délocalisées dans les deux puits et séparées d'une énergie ΔE_s . Plus la barrière entre les deux puits sera fine, plus cet écart en énergie sera important. Le mécanisme de l'effet tunnel de la mécanique quantique permet de réaliser des dessins originaux de puits quantiques dans les hétérostructures de semiconducteurs [Cap87].

Si on considère un super réseau formé par un empilement périodique infini de puits quantiques couplés par des barrières fines, le couplage donne lieu à un continuum d'énergies appelé minibande. Par extension, le terme de minibande est conservé même si le nombre de périodes n'est pas infini. Dans ce cas le continuum devient un quasi-continuum. Sur la figure 1.6, les

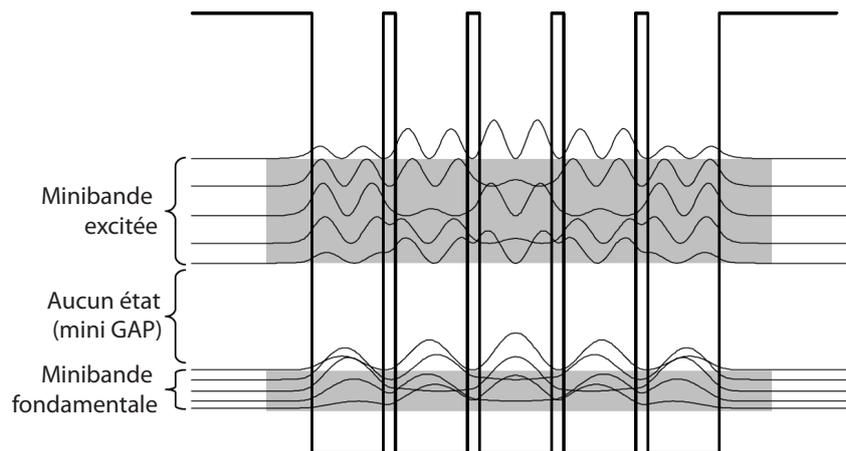


FIG. 1.6 – Système de plusieurs puits quantiques de 60 Å de large couplés entre eux grâce à de fines barrières de 10 Å. L'ensemble des modules au carré des fonctions d'onde de ce système forme deux minibandes et un minigap [Dav].

deux minibandes sont séparées entre elles par une minibande interdite dont la largeur en énergie dépend de la finesse des barrières. La simulation de la structure de bande de la figure 1.6 provient de [Dav] et est réalisée à partir du modèle de Kronig-Penney. Cet exemple de puits couplés permet d'introduire la possibilité de moduler l'épaisseur des puits et des barrières afin d'obtenir les forces d'oscillateur et les énergies souhaitées.

1.3.2 Principaux types de région active dans le moyen infrarouge

La figure (1.7) présente deux dessins de région active utilisés pour les lasers moyen infrarouge ($3 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 24 \mu\text{m}$). La probabilité de présence des électrons dans les niveaux énergétiques est obtenue à partir des simulations de structures réelles à base de $GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As$ de [These-Carder]. Les puits sont en $GaAs$ et les barrières en $Al_{0.45}Ga_{0.55}As$.

Les puits de potentiel des régions actives de la figure (1.7) sont inclinés sous l'action d'un champ électrique extérieur. L'application d'un champ électrique dans la direction de l'axe de croissance du semiconducteur déforme les puits de potentiel et modifie en conséquence les fonctions d'onde des puits quantiques simples ou multiples. Cette déformation des fonctions d'onde a pour effet de modifier fortement le temps de relaxation non radiative des transitions intersousbandes [Fer89]. Comme nous le verrons plus loin, cette déformation permet d'aligner les niveaux électroniques des régions actives pour les connecter. Lors d'une transition diagonale (indirecte spatialement), l'électron émet un photon en passant du niveau 3 fortement localisé dans le premier puits au niveau 2 localisé dans le second puits. Le deuxième et le troisième puits sont choisis de façon à accorder la transition $2 \rightarrow 1$ en résonance avec un phonon optique longitudinal. La longueur d'onde du photon émis lors de la relaxation de l'électron du niveau 3 vers le niveau 2 dépend donc uniquement de la largeur du premier puits. Comme le recouvrement spatial entre les niveaux 3 et 2 est faible, le temps de relaxation non radiative τ_{32} est élevé, mais la force d'oscillateur de la transition optique associée f_{32} est faible. Carder trouve dans sa thèse [These-Carder] $\tau_{32} \simeq 7 \text{ ps}$ et $\tau_2 \simeq 0,5 \text{ ps}$. Ce dessin de région active permet d'obtenir l'inversion de population mais le gain n'est pas optimal du fait de la faiblesse de la

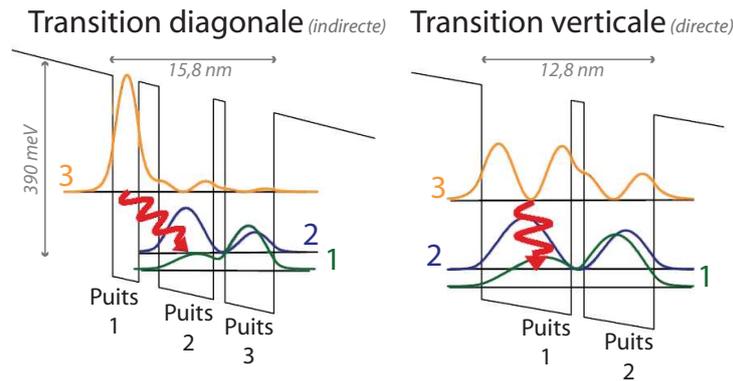


FIG. 1.7 – Schéma de deux types de région active, dans celui de gauche la transition optique est diagonale dans l'espace réel car l'électron passe par effet tunnel, et verticale dans celui de droite. Figure tirée de [These-Bahriz].

force d'oscillateur f_{32} .

Les transitions verticales (directes spatialement) sont le plus souvent obtenues à l'aide de deux puits quantiques, comme dans le cas de la figure (1.7), voire d'un super réseau. C'est la largeur du premier et du deuxième puits quantique qui détermine la longueur d'onde d'émission du laser. Cependant, le nombre de configurations possible est réduit puisque la transition $2 \rightarrow 1$, elle aussi déterminée par l'épaisseur du premier et du deuxième puits quantique, doit rester en résonance avec un phonon optique longitudinal. L'important recouvrement spatial entre le troisième et le deuxième niveau impose une force d'oscillateur f_{32} élevée mais un temps de relaxation non radiative τ_{32} faible. Dans le cas présenté, $\tau_{32} \simeq 1.8 ps$ et $\tau_2 \simeq 0.3 ps$, l'inversion de population peut se produire mais le gain n'est pas optimal puisque l'inversion de population reste faible.

L'étude de ces deux régions actives met en évidence le compromis qu'il existe entre une force d'oscillateur élevée et une inversion de population efficace.

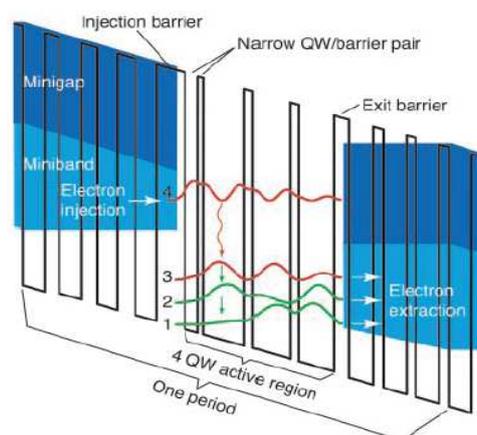


FIG. 1.8 – Schéma de la région active utilisée dans [Bec02] faisant intervenir deux phonons optiques pour l'inversion de population.

Afin d'améliorer le comportement en température du laser, il est courant d'utiliser des régions actives présentant deux phonons optiques résonants au lieu d'un seul [Hof01]. On diminue ainsi radicalement la population thermique du niveau final de la transition. En utilisant deux

phonons au lieu d'un, on augmente la différence d'énergie Δ (définie dans la section précédente comme la différence en énergie du niveau de l'injecteur et du niveau fondamental de la région active) et on diminue les effets thermiques sur le laser (*back-filling effect*).

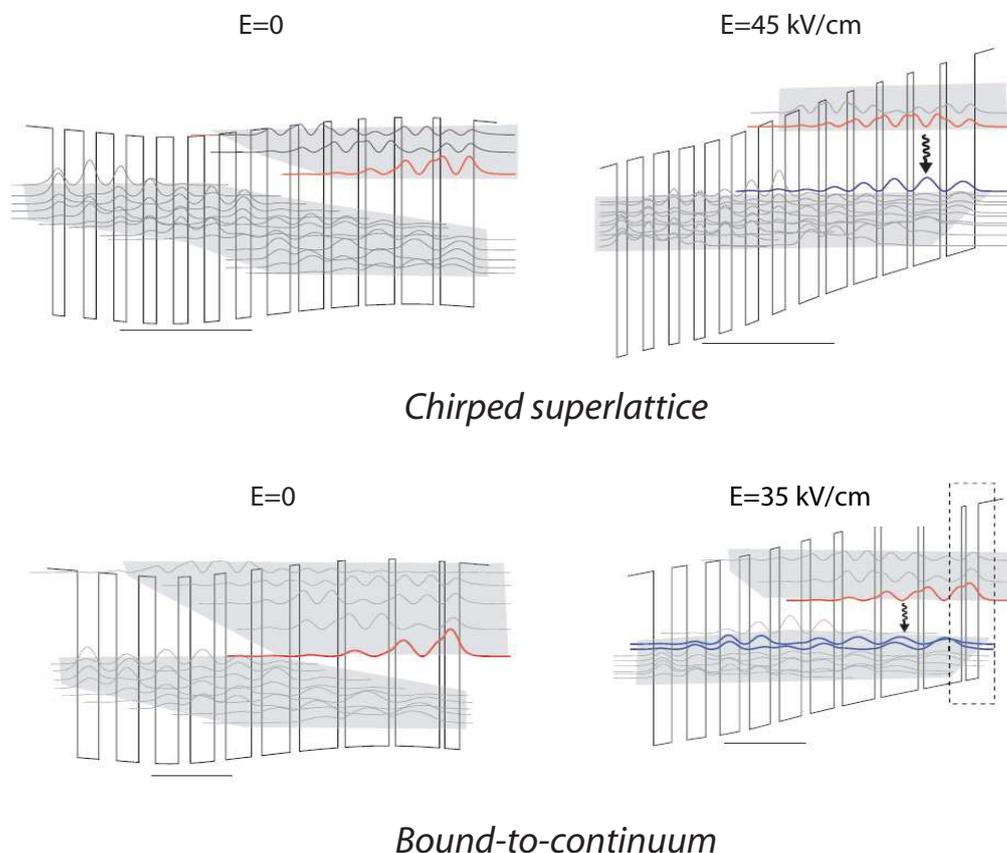


FIG. 1.9 – Schéma (pris de la référence [These-Scalari]) représentant deux types de région active utilisant un super réseau. Les deux figures de gauche présentent la structure de bande lorsqu'aucune tension n'est appliquée. Les deux figures de droite représentent les structures de bande correctement alignées grâce à un champ électrique extérieur. La transition optique représentée par la flèche ondulée noire s'effectue entre les niveaux rouge et bleu. La ligne noire horizontale désigne la zone où le dopage a été introduit.

Des régions actives très performantes utilisant un super réseau de puits quantiques ont aussi été développées. On classe ces régions actives en deux catégories : la première est un super réseau à gradient (*chirped superlattice*) développé par Tredicucci et al. en 1998 [Tre98] et la seconde est une région active liée-continuum (*bound-to-continuum*) développée par Faist et al. en 2001 [Fai01]. Ces deux types de région active se sont montrés très efficaces pour les transitions optiques de faible énergie et sont à la base des premières régions actives pour les lasers à cascade quantique émettant dans le THz [Köh02].

Les structures *chirped superlattice* permettent en utilisant une succession de puits quantiques de plus en plus larges de compenser les effets du champ électrique, et ainsi d'obtenir une minibande aplatie. Dans cette configuration, la transition optique a lieu entre deux minibandes. Sur la figure (1.9) on peut voir que la fonction d'onde est délocalisée sur les six puits quantiques.

L'inversion de population est très efficace, même à haute température grâce à la relaxation non radiative extrêmement rapide dans la minibande inférieure.

Dans le cas des structures *bound-to-continuum*, une minibande sert à dépeupler le niveau inférieur de la transition optique, donc τ_2 est très faible. Par contre la fonction d'onde de l'électron dans le niveau supérieur de la transition optique est localisée essentiellement dans les premiers puits (Fig. 1.9). L'insertion d'un puits quantique étroit présente deux avantages : le couplage entre le niveau de l'injecteur et le niveau supérieur de la transition optique est très efficace et le niveau supérieur de la transition optique est éloigné en énergie de la minibande supérieure réduisant ainsi la probabilité qu'un électron soit injecté vers le continuum du super réseau (par effet thermique, par exemple).

1.4 L'injecteur

L'application d'un champ électrique aux bornes d'une région active permet de mettre en cascade plusieurs régions actives. Ceci suppose, en principe, qu'un seul électron génère plusieurs photons. Le rôle de l'injecteur est de permettre cette cascade, c'est-à-dire d'amener les porteurs initialement dans le niveau 1 dans le niveau 3 de la région active suivante.

1.4.1 Principe

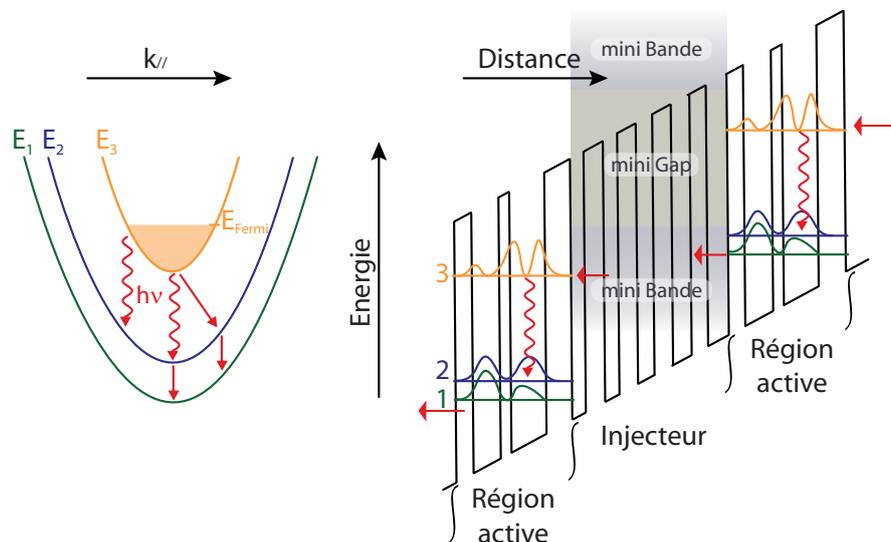


FIG. 1.10 – La figure de gauche représente les différentes transitions pouvant se produire entre les sousbandes. Les flèches rouges ondulées représentent les transitions radiatives et les flèches rouges lisses les transitions non radiatives. La figure de droite est un schéma d'un laser CQ soumis à un champ électrique. Le photon est émis lors de la transition $3 \rightarrow 2$, et l'inversion de population est assurée par la transition rapide $2 \rightarrow 1$. L'injecteur est un super-réseau comportant une minibande permettant d'acheminer les porteurs de l'état 1 à l'état 3 de la région active suivante. Figure tirée de [These-Bahriz].

L'ensemble des injecteurs de la structure sont dopés n, par l'ajout d'atomes de silicium

(donneurs) lors de l'épitaxie de l'hétérostructure semiconductrice. Les dopants étant répartis uniformément sur tous les injecteurs, la distribution du champ électrique est stable et homogène sur l'ensemble de la structure.

Théorie

Le transfert des électrons de l'injecteur vers la région active est un processus totalement quantique reposant sur l'effet tunnel. Le système considéré est schématisé par la figure (1.11). Lorsque la structure est soumise à un champ électrique F , le plus bas niveau de l'injecteur (i) et le niveau le plus élevé de la région active (3) se rapprochent. L'énergie séparant ces deux niveaux est égale à $2\hbar\Omega_{i3}$, où Ω_{i3} est la fréquence de Rabi.

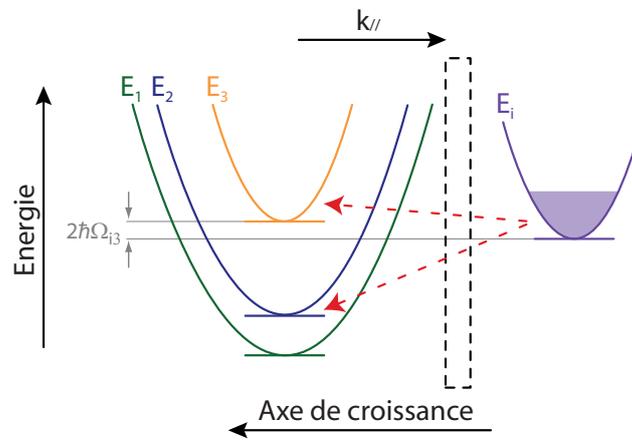


FIG. 1.11 – Dispersion dans le plan de l'injecteur (en violet) et de la région active d'un laser CQ. L'injecteur et la région active sont séparés par une barrière de potentiel représentée par le rectangle en pointillé. Figure tirée de [These-Bahriz].

Une description du courant tunnel entre ces deux niveaux couplés a été donnée par Kazari-nov et Suris en 1972 [Kaz72] à partir du modèle de la matrice densité :

$$J = qn_s \frac{2|\Omega_{i3}|^2 \tau_p}{1 + \Delta^2 \tau_p^2 + 4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3}$$

$$\hbar\Delta(F) = E_i(F) - E_3(F) = qd(F - F_0)$$

où τ_p est le temps de déphasage de l'électron dans le plan, d est la distance spatiale entre le barycentre des deux fonctions d'onde $d = |\langle \psi_i | z | \psi_i \rangle| - |\langle \psi_3 | z | \psi_3 \rangle|$, n_s est la densité surfacique des porteurs libres et τ_3 est la durée de vie de l'électron dans le niveau 3. La densité de courant J en fonction du champ F appliqué est une Lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est :

$$\frac{2}{\tau_p \sqrt{1 + 4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3}}$$

La densité maximale de courant est obtenue pour $\Delta = 0$ et s'écrit :

$$J_{MAX} = qn_s \frac{2|\Omega_{i3}|^2 \tau_p}{1 + 4|\Omega_{i3}|^2 \tau_p \tau_3} \quad (1.13)$$

Le couplage entre les niveaux i et 3 peut être décrit selon deux régimes : un couplage fort et un couplage faible [Sir98a].

$$4|\Omega_{i3}|^2\tau_p\tau_3 \ll 1 \rightarrow J_{MAX_w} = 2qn_s|\Omega_{i3}|^2\tau_p \quad \text{couplage faible} \quad (1.14)$$

$$4|\Omega_{i3}|^2\tau_p\tau_3 \gg 1 \rightarrow J_{MAX_s} = \frac{qn_s}{2\tau_3} \quad \text{couplage fort} \quad (1.15)$$

Le temps de déphasage τ_p dépend essentiellement de la rugosité des interfaces, des interactions électron-impureté, électron-électron et électron-phonon. Il peut être estimé pour les lasers moyen infrarouge à partir de la largeur à mi-hauteur de l'émission spontanée dans le cas d'une transition verticale. Soit pour une largeur de 10 meV , on aura $\tau_p \simeq 100 \text{ fs}$.

Dans le cas d'un couplage faible (Eq. 1.14), la probabilité de passer par effet tunnel $2|\Omega_{i3}|^2$ est plus petite que $\tau_p^{-1}\tau_3^{-1}$, les électrons se situent donc en majorité dans l'injecteur. L'injection électrique dans le laser est gouvernée par la valeur de Ω_{i3} . Par contre dans le cas d'un couplage fort (Eq. 1.15), $2|\Omega_{i3}|^2$ est plus grand que $\tau_p^{-1}\tau_3^{-1}$, les électrons sont donc répartis équitablement entre le plus bas niveau de l'injecteur et le plus haut niveau de la région active. L'injection électrique dans le laser est gouvernée par le dopage. C'est en régime de couplage fort que l'injection est la plus efficace et la plus favorable à la réalisation d'un laser [Sir98a].

J_{MAX} (Eq. 1.15) représente la densité de courant maximale que l'on peut injecter avec la densité de porteurs n_s introduite à partir du dopage de l'injecteur. Il ne tient cependant pas compte du voltage maximal que l'on peut appliquer au laser avant de désaligner la structure de bande.

1.5 Conclusion

Nous avons posé les bases théoriques du fonctionnement des lasers à cascade quantique. Nous avons mis en évidence qu'il existait un compromis entre la force d'oscillateur et l'inversion de population pour optimiser le gain intersousbande d'une région active et nous avons exposé le rôle important que joue l'injecteur dans ces structures.

Chapitre 2

Le confinement optique

Un laser est constitué d'un milieu amplificateur et d'un résonateur. Une fois que le milieu amplificateur est défini et optimisé grâce à l'ingénierie quantique (chap. 1), le résonateur et le guide d'onde doivent être à leur tour étudiés et améliorés. Un guide d'onde est optimal lorsqu'il présente de faibles pertes de propagation, un confinement élevé du mode optique dans la région active et une faible résistance thermique. Pour satisfaire ces conditions, il faut choisir judicieusement la géométrie et les matériaux utilisés. Les améliorations des guides d'onde, combinées avec l'utilisation de régions actives performantes, ont permis de réaliser des lasers CQ de plus en plus puissants fonctionnant à température ambiante et aussi en régime continu. Bai et al., pour exemple, ont récemment réalisé et mesuré des lasers CQ fonctionnant en régime continu à $T=300$ K et qui émettent, à $\lambda = 4.6 \mu m$, jusqu'à 1.3 W [Bai08]. Dans ce deuxième chapitre, nous énoncerons les principales généralités sur le guidage de la lumière et nous définirons les paramètres pertinents pour la caractérisation d'un guide. Comme la lumière doit être confinée dans les trois directions de l'espace, nous étudierons les différentes approches poursuivies pour confiner le mode dans la direction verticale puis dans la direction latérale et nous rappellerons les différents types de résonateurs habituellement utilisés pour les lasers CQ. Pour chaque approche nous dresserons un historique des améliorations apportées.

2.1 Généralités sur le guidage de la lumière

2.1.1 Le guide d'onde

La propagation des ondes électromagnétiques est régie par les équations de Maxwell. La réorganisation de ces lois aboutit à une équation qui présente des similitudes avec l'équation de Schrödinger. La fonction d'onde qui permet de définir la probabilité de présence de l'électron peut s'écrire avec la notation complexe $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) \exp(i\omega t)$, où ω est la pulsation de l'onde. De la même manière, le champ (électrique ou magnétique) d'une onde électromagnétique peut s'écrire sous la forme $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) \exp(i\omega t)$, où ω est la fréquence de pulsation temporelle de l'onde. Le tableau (Tab. 2.1) montre que le rôle du potentiel V pour l'électron est similaire à celui que joue la constante diélectrique ϵ pour le photon. Avec les notations précédentes, la résolution des équations de Schrödinger et de Maxwell équivaut à résoudre deux équations aux valeurs propres où les opérateurs hermitiens respectifs sont décrits dans le tableau (Tab. 2.1).

Les valeurs propres pour les fonctions d'onde de l'électron sont les niveaux d'énergie et les valeurs propres pour l'onde électromagnétique sont les intensités des vecteurs d'onde.

	Equation de Schrödinger	Equations de Maxwell
Champ	$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) \exp(i\omega t)$	$H(\vec{r}, t) = H(\vec{r}) \exp(i\omega t)$
Grandeur caractéristique	$V(\vec{r})$	$\varepsilon(\vec{r})$
Opérateur hermitien	$H = -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(\vec{r})$	$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \right)$
Equation aux valeurs propres	$H\Psi = E\Psi$	$\Theta H = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 H$

TAB. 2.1 – Similitudes entre les équations qui régissent d'une part l'électron dans un potentiel (colonne de gauche) et d'autre part le photon dans un milieu diélectrique (colonne de droite).

En poussant l'analogie, un puits de potentiel pour le photon correspond à une alternance de trois couches mettant en jeu deux matériaux de constante diélectrique différente. Le premier matériau entoure le second et représente la couche de confinement. Le matériau au centre est appelé le cœur. Plus la différence des constantes diélectriques est grande, plus le confinement du photon dans le cœur sera efficace. Ces similitudes sont rassemblées dans la figure 2.1. La figure de droite montre un puits de potentiel où les puits ont une énergie E_{c2} et les barrières une énergie E_{c1} . La figure de gauche représente un guide d'onde où le cœur a un indice optique n_1 et les couches de confinement un indice optique n_2 .

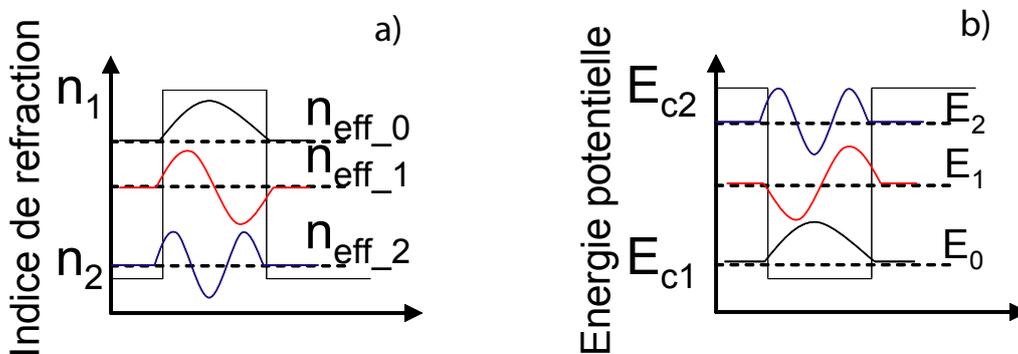
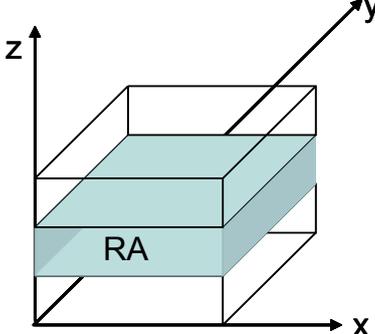


FIG. 2.1 – Similitudes entre les modes guidés dans un guide d'onde et les états liés de l'électron dans un puits de potentiel. a) Guide d'onde dont le cœur présente un indice de réfraction n_1 et les couches de confinement un indice de réfraction n_2 . Le champ électrique est représenté pour les trois premiers modes guidés. Chaque mode i aura un indice effectif n_{eff_i} . b) Puits de potentiel. L'énergie des barrières est E_{c2} et celle du puits est E_{c1} . Les fonctions d'onde montrent les trois premiers états de l'électron avec leur énergie correspondante.

Dans le cas du puits de potentiel, le mode est représenté par les fonctions d'onde qui fournissent la probabilité de présence de l'électron spatialement et énergétiquement. Pour le guide d'onde, le mode est représenté par la répartition spatiale du champ électrique dans le guide. A chaque mode optique est attribué un indice effectif.

2.1.2 Le facteur de confinement

Le guide d'onde permet à l'onde électromagnétique de rester confinée dans le matériau qui présente le gain, c'est-à-dire la région active. Comme plusieurs modes peuvent se propager à l'intérieur d'un même guide, il est nécessaire de définir le gain modal, c'est-à-dire le gain obtenu en fonction du mode considéré. L'optimisation d'un guide consiste en partie à augmenter ce gain modal. Le facteur de confinement Γ est défini comme étant la proportion de l'intensité du champ électrique du mode guidé dans la région active. Ce facteur doit être élevé pour que le guide soit performant. L'expression analytique de Γ dans le cas d'un guide à une dimension est rappelée dans la figure 2.2. Le guide est représenté par le parallépipède dont les arêtes ont été épaissies et la région active, notée RA, par un parallépipède bleu. Etant donné que l'onde est polarisée TM (Transverse Magnétique), le champ électrique est dirigé selon z .



$$\Gamma = \frac{\int_{RA} |E(z)|^2 dz}{\int_{\text{guide}} |E(z)|^2 dz}$$

FIG. 2.2 – Le facteur de confinement est la proportion du mode qui interagit avec la partie active (RA), coloriée en bleu. Son expression mathématique dans le cas d'une propagation à 1D est donnée.

2.1.3 Les pertes optiques

Le deuxième paramètre important à considérer concerne les pertes optiques engendrées par le guide pour le mode qui se propage. Les pertes de la lumière se propageant dans un guide (par unité de longueur) peuvent avoir deux origines, les pertes dues à l'absorption des matériaux, appelées pertes intrinsèques et les pertes dues aux imperfections du guide, appelées pertes extrinsèques.

Pertes intrinsèques

Les pertes intrinsèques sont dues à l'absorption optique dans les matériaux qui constituent le guide. L'absorption provient de différents phénomènes physiques : absorption par porteurs libres, absorption interbande, absorption à deux photons, absorption à deux phonons... Dans le domaine du moyen infrarouge, l'absorption par porteurs libres est l'absorption dominante. Nous allons déterminer quelle est la valeur des pertes de propagation pour une onde électromagnétique de fréquence ω pour un matériau dont la constante diélectrique à haute fréquence est connue. La méthode rigoureuse pour décrire l'absorption par porteurs libres consiste à utiliser

un traitement quantique des différentes interactions à l'aide de la théorie des perturbations du deuxième ordre. Cependant, il est aussi possible d'utiliser un modèle phénoménologique, le modèle de Drude qui, couplé aux équations de Maxwell, permet d'obtenir une approximation des pertes d'absorption par porteurs libres sous la forme d'une expression analytique. En utilisant la notation complexe, le déplacement électrique \vec{D} peut s'écrire sous la forme $\vec{D} = \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \vec{E}$ avec la constante diélectrique complexe $\tilde{\varepsilon} = (\varepsilon_r + i\varepsilon_i)$ et ε_0 la permittivité du vide. La présence d'une onde électromagnétique de pulsation ω crée à l'intérieur d'un matériau (supposé conducteur, linéaire, isotrope et homogène) un courant interne $\vec{j}_{int} = \tilde{\sigma} \vec{E}$ (où $\tilde{\sigma}$ est la conductivité) qu'il faut intégrer aux équations de Maxwell. Ainsi,

$$r\vec{\text{ot}}(\vec{H}) = \vec{j}_{int} + \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \tilde{\sigma} \vec{E} + \varepsilon_0 \varepsilon_\infty \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \vec{E}$$

où ε_∞ est la constante diélectrique du matériau à haute fréquence. Cette dernière expression permet de relier la constante diélectrique et la fréquence par l'expression :

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_\infty - i \frac{\tilde{\sigma}}{\omega \varepsilon_0}. \quad (2.1)$$

Afin de trouver l'expression de la constante diélectrique complexe, il faut déterminer l'expression de la conductivité complexe $\tilde{\sigma}$ en fonction de la fréquence ω , qui s'obtient avec le modèle de Drude [Ash]. Ce dernier est basé sur les hypothèses suivantes : le matériau est un ensemble de charges e avec une densité volumique N et les électrons sont considérés comme des charges ponctuelles de masse effective m^* qui obéissent aux lois de la physique classique. Les électrons sont soumis à deux forces :

- une force électromagnétique

$$\vec{F}_e = -e\vec{E},$$

où \vec{E} est le champ électrique de pulsation ω et e la charge élémentaire

- une force de frottement qui traduit les collisions entre les électrons et les phonons dans le réseau cristallin \vec{F}_f . Si τ est le temps de relaxation, *i.e.* le temps moyen entre deux collisions successives, et \vec{v} la vitesse de l'électron, \vec{F}_f s'écrit

$$\vec{F}_f = -\frac{m^*}{\tau} \vec{v}.$$

En utilisant un développement de Fourier, nous pouvons écrire $\vec{\Phi}(t) = \text{Re}(\vec{\Phi}(\omega)e^{i\omega t})$ où $\Phi = E, v$ ou j . En égalant les deux expressions de la densité de courant $\vec{j} = -Ne\vec{v}$ et $\vec{j} = \tilde{\sigma}\vec{E}$, nous obtenons la relation :

$$\tilde{\sigma} = \frac{Ne^2\tau}{m^*(1+i\tau\omega)}. \quad (2.2)$$

En introduisant l'expression de la conductivité (Eq. 2.2) dans l'équation (Eq. 2.1), la partie réelle ε_r et la partie imaginaire ε_i de la constante diélectrique s'écrivent : $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_r + i\varepsilon_i$ où

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\infty - \frac{\tau^2 \omega_p^2}{1 + \tau^2 \omega^2}$$

$$\varepsilon_i = \frac{\tau \omega_p^2}{\omega(1 + \tau^2 \omega^2)}$$

avec

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m^*\epsilon_0}$$

où ω_p est la fréquence plasma du matériau dopé. A partir de la relation $\epsilon = (n + ik)^2$, on trouve

$$n = \sqrt{\frac{|\epsilon| + \epsilon_r}{2}}$$

et

$$k = \sqrt{\frac{|\epsilon| - \epsilon_r}{2}}.$$

Le tableau (Tab. 2.2) fournit les valeurs des paramètres qui vont permettre de tracer n et k en fonction de l'énergie E pour du InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3} (Fig. 2.3).

$N (\text{cm}^{-3})$	m^*	$\tau (\text{ps})$	$\omega_p (\text{s}^{-1})$
10^{17}	$0.0427 m_0$	0.15	2.49×10^{13}

TAB. 2.2 – Valeur des paramètres utilisés pour le calcul de n et k pour du InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3} . τ est pris égal à 0.15 ps par convention [Pal].

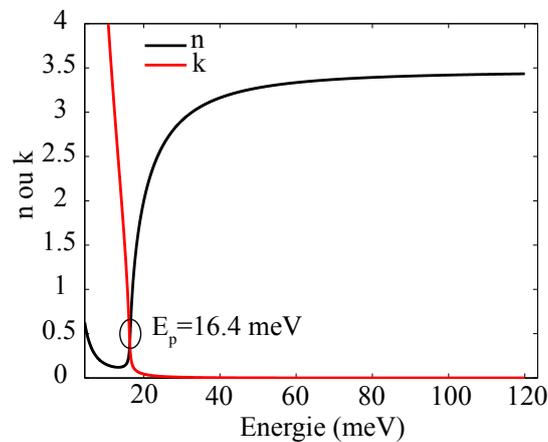


FIG. 2.3 – La partie réelle n et la partie imaginaire k de l'indice de réfraction sont tracées en fonction de l'énergie pour le matériau InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3} .

A haute fréquence ($\omega \gg \omega_p$), l'indice de réfraction est réel et vaut $\sqrt{\epsilon_\infty}$. A basse fréquence ($\omega \ll \omega_p$), l'indice de réfraction est purement imaginaire. Le matériau s'apparente alors à un métal ($\epsilon_r \ll 0$). Quand une onde se propage dans un matériau absorbant, l'intensité de l'onde suit une loi de Beer-Lambert. Si la direction de propagation est la direction x , l'intensité de l'onde sera multipliée par un facteur $e^{-\alpha x}$ où α sont les pertes de propagation par unité de longueur. Si les pertes d'un guide valent 10 cm^{-1} , l'intensité de l'onde I_0 qui se propage sera réduite d'un facteur $1/e$ au bout de 1 mm. L'expression d'une onde électromagnétique \vec{E} se

propageant dans un milieu peut s'écrire :

$$I(x) \propto E^2(x) = E_0^2 \exp(-2ikx) \quad (2.3)$$

$$= E_0^2 \exp(-2i \frac{2\pi n}{\lambda_0} x) \quad (2.4)$$

$$= E_0^2 \exp(-2i \frac{2\pi \Re(n)}{\lambda_0} x) \exp(-2 \frac{2\pi \Im(n)}{\lambda_0} x) \quad (2.5)$$

où E_0 est la valeur du champ en $x = 0$, n l'indice de réfraction du matériau de propagation et λ_0 la longueur d'onde dans le vide de l'onde se propageant. Les pertes optiques α dans un matériau pour une longueur d'onde λ_0 sont donc liées à la partie imaginaire de l'indice de réfraction $\Im(n)$ du matériau selon l'expression analytique :

$$\alpha = \frac{4\pi \Im(n)}{\lambda_0}. \quad (2.6)$$

Finalement dans le cas où $\omega \gg \omega_p / \sqrt{\epsilon_\infty}$ et $\epsilon_r \gg \epsilon_i$, les pertes peuvent s'écrire :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda_0} \frac{1}{2\sqrt{\epsilon_\infty}} \frac{\omega_p}{\omega^3 \tau}.$$

Ainsi les pertes par absorption par porteurs libres augmentent en λ^2/τ . Ce modèle simple cache néanmoins l'origine microscopique des processus d'absorption par porteurs libres (collision sur impureté, sur phonon acoustique...). D'autre part, le coefficient d'absorption α est généralement proportionnel à une puissance de la longueur d'onde λ différente de 2.

Pertes extrinsèques

La lumière est diffusée par les impuretés du guide dont les dimensions sont supérieures à λ/n où λ est la longueur d'onde de l'onde qui se propage dans le guide et n l'indice effectif du mode. Les pertes optiques engendrées sont les pertes extrinsèques. Une fabrication optimisée permet de limiter ces pertes.

2.1.4 Le facteur de mérite

La résolution des équations bilans du chapitre 1 permet d'écrire la densité de courant de seuil sous la forme :

$$J_{th} = \frac{\alpha_g + \alpha_m}{g\Gamma} = \frac{\alpha}{g\Gamma}$$

où α_g sont les pertes de propagation dans le guide, α_m les pertes des miroirs, g le gain (en $cm.kA^{-1}$) et Γ le facteur de confinement du mode optique dans la région active.

Le facteur de mérite f_m d'un mode est donc défini comme le rapport entre le facteur de confinement Γ et les pertes α :

$$f_m = \frac{\Gamma}{\alpha}.$$

Il reflète le meilleur compromis en termes de gain modal et de pertes. Optimiser un guide équivaut à augmenter le facteur de confinement et à diminuer les pertes, *i.e.* à augmenter la valeur de f_m .

2.1.5 Les outils de simulation

Ce paragraphe expose les deux principales méthodes de simulation utilisées durant ma thèse qui vont permettre de déterminer la valeur de f_m : une méthode analytique, la méthode de la matrice de transfert [Yeh] et une méthode numérique, la méthode des éléments finis [Zie].

Méthode de la matrice de transfert

Cette méthode permet d'étudier un guide multicouches. Nous montrons ici la résolution à une dimension (Fig. 2.4) (nous supposons qu'il y a une invariance par translation dans les directions y et z). Chaque couche diélectrique est repérée par son indice optique m , sachant que m varie de 0 à $N + 1$. Les épaisseurs des couches sont notées x_m et les indices de réfraction correspondant n_m . Nous cherchons les modes guidés qui se propagent dans la direction z . Soit

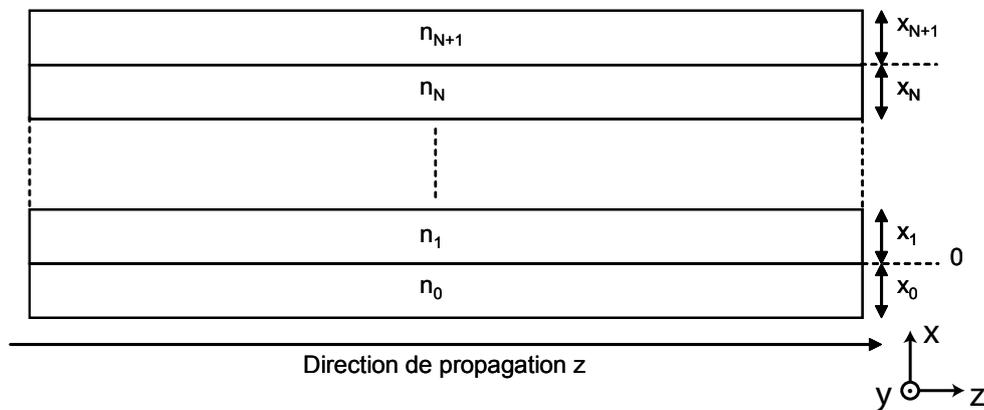


FIG. 2.4 – Schéma d'un guide multicouches. Chaque couche m a une épaisseur x_m . La direction de propagation est z .

une onde électromagnétique de pulsation ω qui se propage dans le guide. En prenant les notations complexes, les champs \vec{E} et \vec{H} peuvent s'écrire : $\vec{\Phi}(\vec{r}, t) = \vec{\Phi}(\vec{r})e^{i\omega t}$ avec $\vec{\Phi} = \vec{E}$ ou \vec{H} . Si l'onde se propage dans un milieu homogène de constante diélectrique ε , les équations de Maxwell se résument à l'équation de Helmholtz. Chaque champ vérifie l'équation :

$$\Delta \vec{\Phi}(\vec{r}) + k^2 \varepsilon \vec{\Phi}(\vec{r}) = 0$$

où k est le vecteur d'onde dans le vide $k = \omega/c$. Si nous tenons compte des invariances par translation dans les directions y et z , cette équation peut être simplifiée ainsi :

$$\frac{\partial \Phi_i(x)}{\partial x^2} + (k^2 n^2 - k_z^2) \Phi_i(x) = 0 \quad (2.7)$$

où $k_z^2 = k^2 n_{eff}^2$ avec n_{eff} qui correspond à l'indice effectif complexe du mode guidé, Φ qui désigne le champ (E ou H) et i qui désigne la direction de ce champ (x , y ou z). Les modes guidés vont être les ondes électromagnétiques qui vérifient trois conditions :

- elles respectent l'équation de Helmholtz (Eq. 2.7) dans toutes les couches m ,
- elles respectent les conditions de continuité aux interfaces des différentes couches,

– le champ est évanescents dans les deux couches extrêmes.

Pour le cas particulier des lasers CQ, la transition radiative est polarisée TM, ceci implique que les champs dans chaque couche doivent être solutions des équations :

$$\frac{\partial^2 H_y(x)}{\partial x^2} + (\tilde{n}^2 k^2 - k_z^2) H_y(x) = 0$$

$$E_x(x) = \frac{k_z}{\omega \varepsilon_0 \tilde{n}^2} H_y(x)$$

$$E_z(x) = \frac{-i}{\omega \varepsilon_0 \tilde{n}^2} \frac{\partial H_y(x)}{\partial x}$$

H_y et E_z continus aux interfaces.

Les solutions générales de la première équation s'écrivent sous la forme :

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

Finalement, la condition de confinement des modes guidés impose que le champ selon la direction x s'écrive :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_0 \exp(q_0 x) \text{ pour } x < 0 \\ A_1 \exp(-ik_{1x}(x - x_1)) + B_1 \exp(ik_{1x}(x - x_1)) \text{ pour } 0 < x < x_1 \\ A_2 \exp(-ik_{2x}(x - x_2)) + B_2 \exp(ik_{2x}(x - x_2)) \text{ pour } x_1 < x < x_2 \\ A_m \exp(-ik_{mx}(x - x_m)) + B_m \exp(ik_{mx}(x - x_m)) \text{ pour } x_{m-1} < x < x_m \\ A_{N+1} \exp(q_{N+1}(x - x_{N+1})) \text{ pour } x_{N+1} < x \end{array} \right. \quad (2.8)$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} k_x^2 = \tilde{n}^2 k^2 - k_z^2 \\ k_{mx}^2 = \left(\frac{\tilde{n}_m \omega}{c}\right)^2 - k_z^2 \\ q_0^2 = -k_{0x}^2 = k_z^2 - \left(\frac{\tilde{n}_0 \omega}{c}\right)^2 \\ q_{N+1}^2 = -k_{0x}^2 = k_z^2 - \left(\frac{\tilde{n}_0 \omega}{c}\right)^2 \end{array} \right.$$

où k_z et k_{mx} sont respectivement les composantes selon z et selon x du vecteur d'onde dans la couche d'indice de réfraction m . Chaque onde, à l'exception des couches des extrémités, est décomposée en la somme de deux ondes planes. Les amplitudes de ces deux ondes dans la couche diélectrique d'indice de réfraction m sont notées A_m (B_m) pour les x croissants (décroissants). Pour déterminer les modes guidés, il faut introduire les conditions de continuité aux différentes interfaces. Ces conditions permettent d'imposer des relations entre les paramètres (A_m , B_m) et (A_{m+1} , B_{m+1}) qui peuvent être transcrites à l'aide d'un formalisme matriciel. Nous pouvons trouver deux matrices $D_{m,m+1}$ et P_{m+1} pour tout m qui vérifient l'équation :

$$\begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = D_{m,m+1} P_{m+1} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix}, \forall m. \quad (2.9)$$

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

$$P_{m+1} = \begin{pmatrix} \exp(ik_{m+1,x}d_{m+1}) & 0 \\ 0 & \exp(-ik_{m+1,x}d_{m+1}) \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

et $D_{m,m+1}$ est la matrice dynamique qui contient les coefficients de réflexion $r_{m,m+1}$ et de transmission $t_{m,m+1}$ de Fresnel et qui englobe les relations de continuité aux interfaces entre les couches m et $m + 1$:

$$D_{m,m+1} = \frac{1}{t_{m,m+1}} \begin{pmatrix} 1 & r_{m,m+1} \\ r_{m,m+1} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

où

$$r_{m,m+1} = \frac{\tilde{n}_m^2 k_{m+1,x} - \tilde{n}_{m+1}^2 k_{m,x}}{\tilde{n}_m^2 k_{m+1,x} + \tilde{n}_{m+1}^2 k_{m,x}}$$

et

$$t_{m,m+1} = \frac{2\tilde{n}_m^2 k_{m+1,x}}{\tilde{n}_m^2 k_{m+1,x} + \tilde{n}_{m+1}^2 k_{m,x}}$$

en polarisation TM. Finalement, en utilisant la récurrence de cette formule, il est possible de relier B_0 à A_{N+1} à l'aide de la matrice de transfert $M_{0,N+1}$ selon la relation :

$$\begin{pmatrix} 0 \\ B_0 \end{pmatrix} = M_{0,N+1} \begin{pmatrix} A_{N+1} \\ 0 \end{pmatrix} \text{ avec } M_{0,N+1} = \left(\prod_{m=0}^N D_{m,m+1} P_{m+1} \right) D_{N,N+1} \quad (2.12)$$

Cette matrice n'utilise que l'indice optique et l'épaisseur des couches m et se calcule facilement. Pour trouver les différents modes guidés et leur indice effectif complexe associé, il suffit de chercher le n_{eff} qui vérifie l'équation :

$$M_{0,N+1}(1, 1) = 0. \quad (2.13)$$

La résolution de l'équation (Eq. 2.13) permet d'obtenir, pour chaque mode, la forme du champ, l'indice effectif ($\Re(n_{eff})$) et les pertes de propagation du mode correspondant ($\alpha = \frac{4\pi k_{eff}}{\lambda}$). Cette technique peut aussi être adaptée à des guides 2D mais la mise en œuvre devient alors plus complexe. L'alternative est d'utiliser une technique numérique comme la FDTD (*Finite Difference Time Domain*) [Taf] ou la technique des éléments finis.

Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est une méthode numérique qui permet de résoudre des équations aux dérivées partielles. Elle n'est pas limitée à la recherche de modes guidés car n'importe quel système dont les équations qui le régissent sont connues peut être traité. La géométrie du système se décompose en domaines. Pour chaque domaine les caractéristiques physiques doivent être identiques. Une fois que la géométrie du système est définie, chaque domaine est discrétisé spatialement selon un maillage fin ou grossier et qui peut dépendre du domaine. Pour chaque maille, le programme (dans notre cas, nous avons utilisé le logiciel commercial COMSOL) définit des points pour lesquels la (les) variable(s) pertinente(s) va (vont) être calculée(s). En règle générale, les points choisis correspondent aux nœuds du maillage, ce qui impose une relation de continuité entre les différentes mailles. L'ensemble maille+points s'appelle l'élément. En fonction des équations à résoudre, le programme (ou l'utilisateur) va choisir les fonctions d'interpolation sur lesquelles la solution va être projetée. Pour chaque élément il est nécessaire de trouver les paramètres de la fonction d'interpolation qui permet d'avoir les valeurs de la solution aux points de la maille. Une fois que le système d'équations qui relie

les valeurs de la variable aux points de la maille aux paramètres de la fonction d'interpolation est déterminé, le programme construit un système d'équations algébriques pour le résoudre. Cette étape s'appelle la formulation variationnelle du problème. Un des paramètres à optimiser est le temps de calcul. La première solution est d'utiliser des symétries du système. La deuxième solution consiste à optimiser le maillage. Ce dernier doit être adapté au mode recherché. A titre d'exemple, le maillage doit être fin dans les régions où les variations du champ sont rapides dans le domaine spatial. Inversement, si les variations du champ sont lentes dans le domaine spatial, le maillage peut être grossier. La méthode des éléments finis est notre méthode de prédilection dès que la géométrie du guide exige une résolution à deux dimensions.

2.2 Le confinement vertical

Les deux guides principalement utilisés pour le confinement vertical dans les lasers CQ sont les guides diélectriques et plasmoniques.

2.2.1 Guides diélectriques

Dans le guide diélectrique, la région active est entourée par des matériaux d'indice optique plus faible afin d'assurer un bon facteur de confinement.

Un exemple de guide pour une longueur d'onde de $12 \mu m$

Prenons l'exemple d'un laser que nous avons étudié pendant la thèse [Mor05]. La structure de bande électronique de cette hétérostructure a été conçue pour une longueur d'onde d'émission nominale de $12 \mu m$. La feuille de croissance est détaillée dans le tableau (Tab. 2.3).

Epaisseur (μm)	Matériau	Dopage n (cm^{-3})	Indice ($n + ik$)
0.3	InGaAs	1×10^{19}	1.882+0.0947i
0.53	InP	1×10^{19}	1.287+0.1232i
1	InP	5×10^{18}	1.356+0.111i
3.4	InP	1×10^{17}	3.025+0.001i
0.29	InGaAs	6×10^{16}	3.460+0.001i
2.8035	Région active	5×10^{16} dopage moyen	3.411+0.0015i
0.29	InGaAs	6×10^{16}	3.460+0.001i
3.4	InP	1×10^{17}	3.025+0.001i
5	InP	1×10^{18}	2.788+0.0114i

TAB. 2.3 – Epaisseur, dopage et indice de réfraction des couches épitaxiées pour un laser CQ émettant à $12 \mu m$. La plaque utilisant cette feuille de croissance (MR2113) a été épitaxiée par MOCVD à l'Université de Sheffield par A.B. Krysa.

La méthode de la matrice de transfert 1D a été utilisée pour déterminer les modes du guide pour une longueur d'onde de $12 \mu m$. L'intensité du champ électromagnétique $|E|^2$ des trois

premiers modes est représentée sur la figure 2.5, la partie colorée correspondant à la région active. L'indice effectif n_{eff} , les pertes α_g , le facteur de confinement Γ et enfin le facteur de

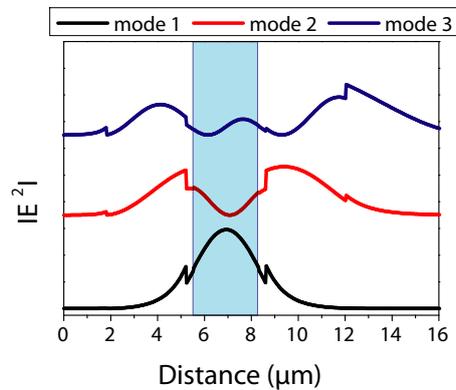


FIG. 2.5 – Les trois premiers modes du guide détaillé dans le tableau (Tab. 2.3) pour une longueur d'onde de $12 \mu m$ sont représentés à l'aide de l'intensité de leur champ électrique en fonction de la distance. Le rectangle bleu représente la région active.

mérite f_m correspondant sont récapitulés dans le tableau (Tab. 2.4).

	n_{eff}	$\alpha (cm^{-1})$	$\Gamma (\%)$	$f_m (cm)$
mode 1	3.242	15.03	67.87	4.52
mode 2	2.938	24.59	11.56	0.47
mode 3	2.762	104.72	08.35	0.08

TAB. 2.4 – Indice effectif, pertes, facteur de confinement et facteur de mérite pour les trois premiers modes d'un guide diélectrique pour un laser CQ émettant à $12 \mu m$.

Le mode #1 est celui qui présente le plus grand facteur de mérite. Le laser aura donc tendance à fonctionner sur ce mode.

Construction pas à pas de ce guide

Nous allons expliquer le rôle de chacune des couches qui constituent ce guide. La première couche est typiquement une couche qui facilite la prise de contact électrique, c'est donc une couche dopée n. Le dopage de cette couche se situe dans la gamme ($10^{18} \longleftrightarrow 10^{19} cm^{-3}$). Nous utilisons une couche d'InGaAs puisque la valeur du travail de sortie de ce matériau permet un contact ohmique et non Schottky. Pour comprendre la construction du guide, nous allons étudier trois cas, où le guide de base est le cas a) dont la géométrie est montrée dans le tableau (Tab. 2.5).

- a) la région active est en contact direct avec la couche de contact
- b) un gradient de dopage est inséré entre la couche de contact et la région active
- c) cas b) où deux fines couches d'InGaAs dopé n à $\sim 6 \times 10^{16} cm^{-3}$ entourent la région active.

La figure 2.6 présente le mode optique qui détient dans chaque cas le meilleur facteur de mérite pour une longueur d'onde de $12 \mu m$ et la figure 2.7 fournit pour chaque cas la valeur des

Épaisseur (μm)	Matériau	Dopage n (cm^{-3})
0.3	InGaAs	1×10^{19}
2.8035	Région active	5×10^{16}
3.4	InP	1×10^{17}
5	InP	1×10^{18}

TAB. 2.5 – Épaisseur et dopage des couches qui constituent le guide a).

perles α , du facteur de confinement Γ et du facteur de mérite f_m , la région active étant toujours représentée à l'aide d'un rectangle bleu.

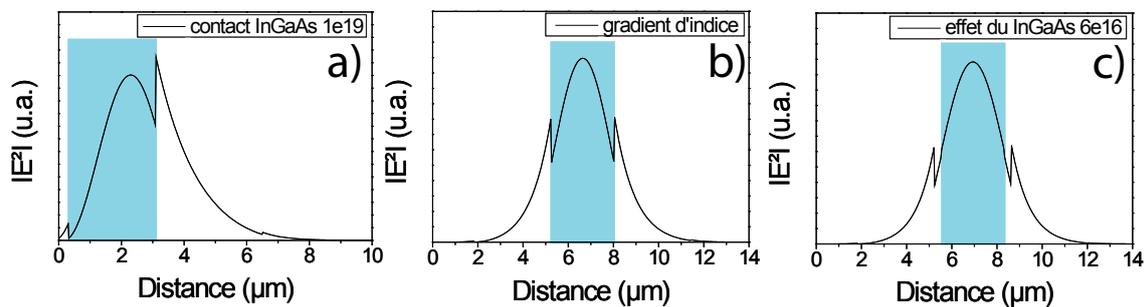


FIG. 2.6 – Sur ces trois figures est tracée l'intensité du mode optique et la région active est représentée à l'aide d'un rectangle bleu. a) La région active est directement en contact avec une couche d'InGaAs dopé n à 10^{19} cm^{-3} . b) Un gradient de dopage est inséré comme couche de confinement. c) cas b) + ajout de couches d'InGaAs dopé n à $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ qui entourent la région active.

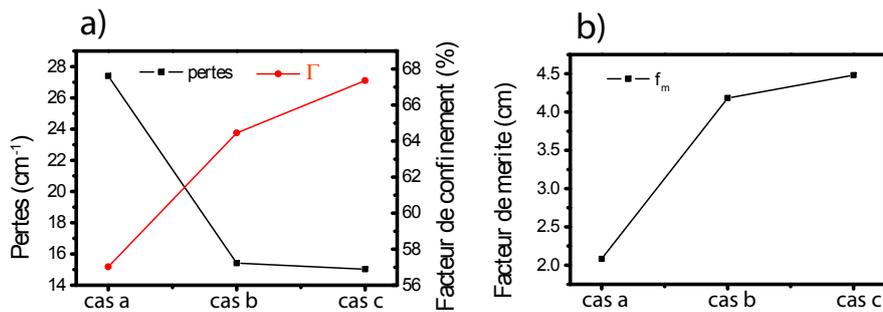


FIG. 2.7 – Pour les trois cas précédents : a) Pertes et facteur de confinement du premier mode et b) Facteur de mérite du premier mode.

Le passage du cas a) au cas b) montre que les pertes diminuent sensiblement lorsque la région active est éloignée des couches dopées. Le passage du cas b) au cas c) permet lui de montrer que le facteur de confinement augmente sensiblement si deux fines couches d'InGaAs dopées n à $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ entourent la région active. Le dernier paramètre à optimiser concerne l'épaisseur de la couche d'InP dopé n à $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Cette couche permet d'améliorer le confinement du mode dans la région active. Quatre épaisseurs $e = 1, 2, 3.4$ et $5 \mu\text{m}$ ont été simulées.

La figure 2.8 présente l'intensité $|E^2|$ pour les quatre modes (la région active est représentée à l'aide d'un rectangle bleu) et la figure 2.9 fournit la valeur des pertes, du facteur de confinement et du facteur de mérite.

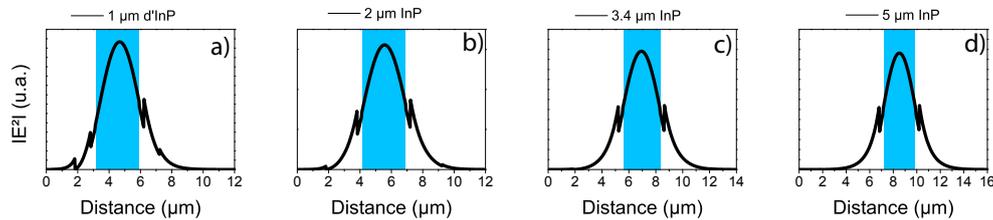


FIG. 2.8 – L'épaisseur de la couche supérieure d'InP varie et vaut 1 (cas a)), 2 (cas(b)), 3.4 (cas(c)) ou 5 (cas(d)) μm . Pour chaque cas, l'allure du mode dans le guide est tracée pour une longueur d'onde de 12 μm .

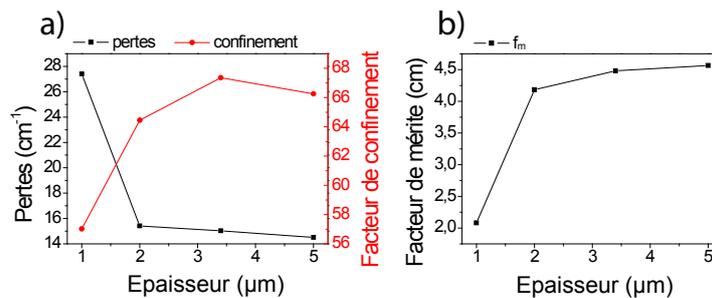


FIG. 2.9 – Pour les quatre épaisseurs testées dans la figure 2.8 : a) Pertes et facteur de confinement et b) facteur de mérite.

Quand l'épaisseur de cette couche augmente, les pertes diminuent, le facteur de confinement augmente et le facteur de mérite augmente. Parmi les épaisseurs proposées, celle de 5 μm semble être la mieux adaptée. Seulement l'utilisation de couches épaisses, à la fois en termes d'épitaxie et de fabrication, n'est pas souhaitée, un compromis entre le facteur de mérite et l'épaisseur de la couche d'InP doit donc être trouvé. Ce compromis est obtenu pour l'épaisseur de 3.4 μm . Nous venons de présenter un guide typique utilisé dans les lasers à cascade quantique. Finalement l'optimisation et la construction d'un guide vise à augmenter le facteur de mérite à la fois en éloignant le mode de la couche dopée tout en gardant un facteur de confinement raisonnable.

L'évacuation de la chaleur

L'optimisation du guide consiste non seulement à diminuer les pertes de propagation mais aussi à améliorer l'évacuation de la chaleur. Si un fonctionnement à température ambiante en régime continu est souhaité, le principal obstacle devient l'échauffement des dispositifs. Le dépôt d'un bon dissipateur thermique proche de la zone d'échauffement (région active) permet

d'augmenter le rendement (puissance électrique injectée \rightarrow puissance lumineuse récoltée). Yu et al. ont proposé la croissance électrolytique d'une couche épaisse d'or ($\sim 5 \mu m$) au niveau des contacts [Yu03a]. Ils ont démontré des lasers émettant à $\lambda = 5.9 \mu m$ une puissance moyenne de 0.56 W pour un rapport cyclique de 56 %. La possibilité de monter l'échantillon face en bas sur l'embase permet aussi de dissiper plus efficacement la chaleur. Cette technique est appelée *epilayer down* [Gma99].

2.2.2 Guides à plasmons de surface

Le deuxième guide utilisé pour assurer le confinement vertical du mode dans les lasers CQ est fondé sur l'exploitation des plasmons de surface. A l'interface entre deux matériaux dont les signes des parties réelles des constantes diélectriques sont opposés, (typiquement un métal et un semiconducteur), une onde de surface polarisée TM peut se propager. Nous allons maintenant étudier les caractéristiques d'une telle onde.

Le plasmon

L'ensemble des électrons libres dans un solide dopé ou un métal forme un plasma dont la fréquence de résonance est ω_p , appelée fréquence plasma. Un plasmon est l'excitation collective des électrons libres dans un tel matériau. Les propriétés électromagnétiques dues à ce plasma d'électrons sont très différentes des propriétés habituellement observées dans les matériaux diélectriques. Pour des fréquences $\omega < \omega_p$, la partie réelle de la constante diélectrique est négative et le vecteur d'onde de la lumière est un imaginaire pur. La propagation de la lumière est donc exclue. A titre d'exemple, la figure 2.10 représente la constante diélectrique de l'or ϵ_{or} en fonction de la longueur d'onde. Lorsque les longueurs d'onde sont supérieures à $0.14 \mu m$, ϵ_{or} est négatif.

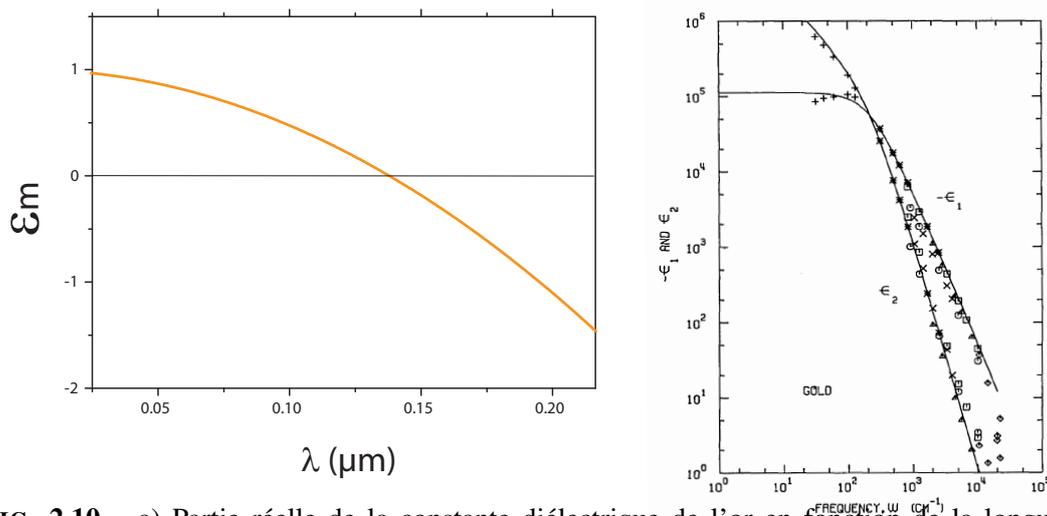


FIG. 2.10 – a) Partie réelle de la constante diélectrique de l'or en fonction de la longueur d'onde en μm , calculé à partir de [Ord]. Figure tirée de [These-Bahriz]. b. Différentes valeurs expérimentales obtenues pour la partie réelle (ϵ_1) et imaginaire (ϵ_2) de la constante diélectrique de l'or. Figure tirée de [Ord].

Interface métal-semiconducteur

Pour l'interface entre un métal ($\Re e(\varepsilon) < 0$) et un semiconducteur ($\Re e(\varepsilon) > 0$), schématisé dans la figure 2.11, les solutions aux équations de Maxwell sont des ondes de surface polarisées TM, appelées plasmons de surface [Rae].

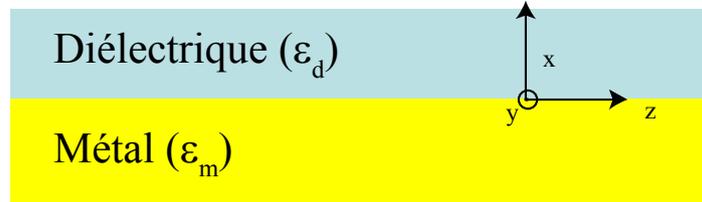


FIG. 2.11 – Schéma explicatif du fonctionnement d'un plasmon. L'onde qui se propage à l'interface entre le semiconducteur et le métal est une onde de surface.

Expression analytique des pertes de propagation à l'interface d'un métal et d'un semiconducteur

Soit ε_d et $\varepsilon_m = \varepsilon_{mr} + i\varepsilon_{mi}$ les constantes diélectriques respectives du semiconducteur et du métal. L'expression analytique des ondes de surface peut être obtenue à l'aide de la résolution de l'équation de Helmholtz. Pour une onde polarisée TM :

$$\begin{aligned} H_y &= A_1 \exp(q_d x) \text{ pour } x < 0 \\ H_y &= A_2 \exp(q_m x) \text{ pour } x > 0 \\ q_d^2 &= (q_{dr} + iq_{di})^2 = k_z^2 - \varepsilon_d k^2 \\ q_m^2 &= (q_{mr} + iq_{mi})^2 = k_z^2 - \varepsilon_m k^2 \\ H_y \text{ et } \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} &\text{ sont continus en } x = 0. \end{aligned}$$

La première condition de continuité sur le champ H_y impose l'égalité des coefficients A_1 et A_2 . La deuxième condition de continuité impose la relation

$$\frac{q_d}{\varepsilon_d} = \frac{q_m}{\varepsilon_m},$$

c'est-à-dire en considérant les parties réelles et imaginaires :

$$\begin{aligned} \frac{q_{dr}}{\varepsilon_d} &= \frac{q_{mr}\varepsilon_{mr} + q_{mi}\varepsilon_{mi}}{\varepsilon_{mr}^2 + \varepsilon_{mi}^2} \approx \frac{q_{mr}}{\varepsilon_{mr}} \\ \frac{q_{di}}{\varepsilon_d} &= \frac{q_{mr}\varepsilon_{mi} + q_{mi}\varepsilon_{mr}}{\varepsilon_{mr}^2 + \varepsilon_{mi}^2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Pour une onde polarisée TE (Transverse Electrique), une des conditions de continuité impose $q_d = q_m = 0$. Seules les ondes polarisées TM peuvent se propager à un tel interface.

L'approximation de l'équation (Eq. 2.14) utilise le fait que $\varepsilon_{mr} \gg \varepsilon_{mi}$. Les modes recherchés sont des modes guidés, ce qui implique que les parties réelles de q_d et q_m sont de signe

opposé avec $\Re(q_d) = q_{dr} < 0$ et $\Re(q_m) = d_{mr} > 0$. Ainsi l'équation (Eq. 2.14) sera vérifiée si $\varepsilon_d \varepsilon_{mr} < 0$.

En utilisant l'égalité

$$\frac{q_d}{\varepsilon_d} = \frac{q_m}{\varepsilon_m},$$

il est possible de relier k_z à k :

$$k_z^2 = \frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} k^2.$$

Comme $k_z^2 = (n_{eff} + ik_{eff})^2 k^2$, nous avons :

$$\begin{aligned} \frac{\Re(k_z^2)}{k^2} &= \frac{\varepsilon_d^2 \varepsilon_{mr} + \varepsilon_d (\varepsilon_{mr}^2 + \varepsilon_{mi}^2)}{(\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d)^2 + \varepsilon_{mi}^2} \approx \frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}}{\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d} = n_{eff}^2 - k_{eff}^2 \approx n_{eff}^2 \\ \frac{\Im(k_z^2)}{k^2} &= \frac{\varepsilon_d^2 \varepsilon_{mi}}{(\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d)^2 + \varepsilon_{mi}^2} \approx \frac{\varepsilon_d^2 \varepsilon_{mi}}{(\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d)^2} = 2n_{eff} k_{eff} \end{aligned}$$

Ce système d'équations fournit les expressions analytiques de l'indice effectif complexe ($n_{eff} + ik_{eff}$) avec :

$$\begin{aligned} n_{eff} &= \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_{mr}}{\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d}} \\ k_{eff} &= \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_d^{3/2} \varepsilon_{mi}}{\varepsilon_{mr}^{1/2} (\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d)^{3/2}} \end{aligned}$$

Ce système impose $\varepsilon_d + \varepsilon_{mr} < 0$.

En résumé, l'onde de surface qui se propage à l'interface d'un métal et d'un semiconducteur existe si

- a) elle est polarisée TM
- b) $\varepsilon_d \varepsilon_{mr} < 0$
- c) $\varepsilon_d + \varepsilon_{mr} < 0$.

Dans le cas où les trois conditions précédentes sont vérifiées et où $\varepsilon_{mr}/\varepsilon_{mi} \gg 1$, les pertes de propagation α pour une longueur d'onde λ s'écrivent [Yeh, Rae]

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\varepsilon_d^{3/2} \varepsilon_{mi}}{\varepsilon_{mr}^{1/2} (\varepsilon_{mr} + \varepsilon_d)^{3/2}}.$$

Il est possible d'exprimer les pertes de propagation avec les indices optiques $\varepsilon_d = n_d^2$ et $\varepsilon_m = (n_m + ik_m)^2$. Elles sont données par l'expression [Yeh, Sir98b] :

$$\alpha = \frac{4\pi n_m k_m n_d^3}{\sqrt{(n_m^2 - k_m^2)(n_d^2 + n_m^2 - k_m^2)^3} \lambda} \frac{1}{\lambda} \approx 4\pi n_d^3 \frac{n_m}{k_m^3} \frac{1}{\lambda} \quad (2.15)$$

L'approximation de l'équation (Eq. 2.15) est vérifiée lorsque la fréquence de l'onde est largement inférieure à ω_p . Dans ce cas, $k_m \gg n_m$ et $k_m \gg n_d$. L'expression (Eq. 2.15) permet de montrer de façon explicite que les pertes dépendent du facteur géométrique $\frac{1}{\lambda}$ et du facteur physique k_m^3/n_m . Elles diminuent lorsque la longueur d'onde λ augmente et ce d'autant plus que le facteur k_m^3/n_m est élevé.

Exemple d'un guide à plasmons de surface pour une longueur d'onde de $12 \mu m$

Nous allons étudier de nouveau le guide présenté dans le paragraphe 2.2.1, à l'exception que désormais le contact métallique est situé directement sur la région active (Tab. 2.6). La simulation des modes guidés utilise la méthode de la matrice de transfert 1D. Le mode qui

Épaisseur (μm)	Matériau	Dopage n (cm^{-3})	Indice ($n + ik$)
0.3	Au	-	7.82+54.6i
2.8035	Région active	1×10^{16} dopage moyen	3.411+0.0015i
0.29	InGaAs	6×10^{16}	3.460+0.001i
3.4	InP	1×10^{17}	3.025+0.001i
5	InP	1×10^{18}	2.788+0.0114i

TAB. 2.6 – Épaisseur, dopage et indice de réfraction des couches épitaxiées pour un guide plasmonique pour un laser CQ émettant à $\lambda = 12 \mu m$.

présente le plus grand facteur de mérite pour une longueur d'onde de $12 \mu m$ est représenté sur la figure 2.12. L'intensité du champ électrique $|E|^2$ est tracée en fonction de la distance et la région active est représentée à l'aide d'un rectangle bleu.

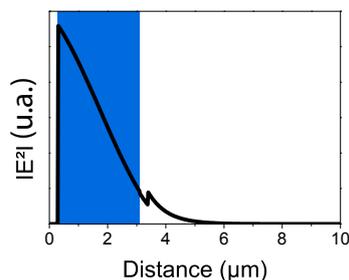


FIG. 2.12 – Intensité du champ électrique $|E|^2$ pour le guide plasmonique et pour une longueur d'onde de $12 \mu m$. La région active est représentée par un rectangle bleu.

L'indice effectif de ce mode est 3.364, ses pertes valent $66.56 cm^{-1}$ et son facteur de confinement 90.11 %. Les pertes sont élevées de plus d'un facteur 4 comparées à celles du guide diélectrique. Par contre le confinement dans le guide plasmonique est plus élevé. Si nous comparons le facteur de mérite de ces deux guides, nous obtenons 1.36 pour le guide plasmonique et 4.47 pour le guide diélectrique. Il y a donc un facteur 3.3 en faveur du guide diélectrique. Ces valeurs montrent que les pertes optiques dans un guide plasmonique sont nettement supérieures à celles obtenues pour un guide diélectrique, ce qui pourrait retirer tout intérêt au guide plasmonique. Néanmoins à grande longueur d'onde, le guide diélectrique impose l'utilisation de couches de confinement d'épaisseur élevée, augmentant d'autant la durée de l'épitaxie et la consommation de matériaux. Le guide plasmonique résout ces problèmes et devient une alternative au guide diélectrique aux longueurs d'onde élevées ($\lambda > 17 \mu m$).

Il présente aussi d'autres avantages. Le champ est maximal à l'interface entre le métal et la région active, ce qui peut être très intéressant pour la réalisation de résonateurs à contre réaction

distribuée (*DFB : Distributed FeedBack*) et le facteur de confinement Γ est élevé. Les premiers lasers CQ à plasmons de surface (PS) ont été réalisés par Sirtori et al. [Sir98b]. Il s'agissait de lasers émettant à $\lambda = 8 \mu m$ et $\lambda = 11.5 \mu m$ avec des densités de courant de seuil élevées (de l'ordre de $11 kA.cm^{-2}$ à 10 K) et des températures maximales ne dépassant pas 150 K. Depuis, le fonctionnement à d'autres longueurs d'onde a pu être obtenu [Tre00b, Col01a]. Le fonctionnement en régime continu à 10 K pour un laser émettant à $19 \mu m$ a aussi été démontré en 2001 [Col01b]. Les performances de ces lasers n'ont cessé de s'améliorer depuis et Bahriz et al. ont réalisé des lasers CQ à plasmons de surface émettant à $7.5 \mu m$ à température ambiante en régime pulsé [Bah06]. Comme le facteur $k_m^3 \lambda$ est très grand dans le domaine du terahertz, le guide à plasmons de surface s'est imposé pour les lasers qui émettent dans cette gamme spectrale [Köh02].

Guide double métal

La figure 2.13.b présente un guide plasmonique pour une longueur d'onde de $100 \mu m$. Le confinement inférieur est obtenu à l'aide d'une couche très dopée. Dans ce cas, le facteur de confinement dans la région active est de l'ordre de 30 %. Pour augmenter le confinement, une solution consiste à remplacer la couche diélectrique dopée par une couche de métal [Unt02]. La fabrication de ces guides, appelés double métal, est délicate et passe par une soudure de deux *wafers*. Le guide métal-métal permet d'atteindre un confinement optique proche de 1 et une réflectivité des facettes de plus de 99 %. L'allure du mode dans un guide métal-métal est représentée sur la figure 2.13.a. Pour une longueur d'onde de $100 \mu m$, les pertes valent $15 cm^{-1}$.

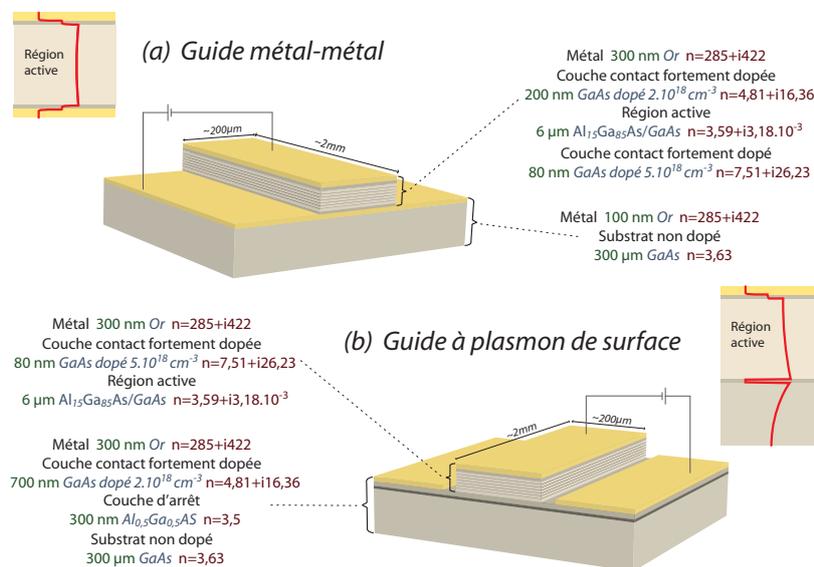


FIG. 2.13 – Schéma des deux guides couramment utilisés dans le domaine du THz avec le profil de leur mode optique. Chaque guide est détaillé avec le dopage et l'épaisseur de chaque matériau. Le calcul des modes optiques a été effectué pour une longueur d'onde de $\lambda \simeq 100 \mu m$. Figure tirée de [These-Bahriz]

Nous venons de présenter en détail les deux principaux confinements verticaux utilisés pour

les lasers CQ.

2.3 Le confinement latéral

2.3.1 Contraste d'indice optique

Nous allons maintenant décrire les approches pour confiner le mode optique dans la direction latérale. Le confinement latéral est généralement obtenu par contraste d'indice optique à l'aide d'une gravure de ruban. Cette approche permet en outre de confiner le courant. Afin d'optimiser l'évacuation de la chaleur, Beck et al. ont enterré un ruban laser en InGaAs/InAlAs dans une couche épaisse d'InP isolant [Bec00] et ont obtenu le fonctionnement d'un laser CQ émettant à $\lambda = 9.1 \mu m$ en régime continu à température ambiante [Bec02]. L'indice de réfraction de l'InP isolant étant plus faible que celui de la région active, ceci permet le confinement latéral et rend l'évacuation de la chaleur plus efficace. L'utilisation de la reprise d'épitaxie d'InP couplée au dépôt d'or électrolytique a permis de réaliser des lasers CQ émettant à $\lambda = 6 \mu m$ à température ambiante et en régime continu avec des puissances de 446 mW à 333 K [Eva04a].

Une simulation 2D permet d'étudier de manière plus complète les modes optiques possibles dans la cavité ruban. Nous allons étudier le guide diélectrique présenté dans le paragraphe 2.2.1 dans une configuration de ruban en utilisant la méthode des éléments finis. L'empilement des couches est celui décrit dans le tableau (Tab. 2.3). La largeur du ruban vaut $12 \mu m$ et le ruban est gravé jusqu'à la fin de la région active, ce qui équivaut à une profondeur de gravure de $\sim 8.3 \mu m$. Les deux premiers modes pour une longueur d'onde de $12 \mu m$ sont présentés dans la figure 2.14. L'intensité du champ électrique est représentée à l'aide d'un code couleur et la géométrie du ruban est superposée à l'aide de traits blancs.

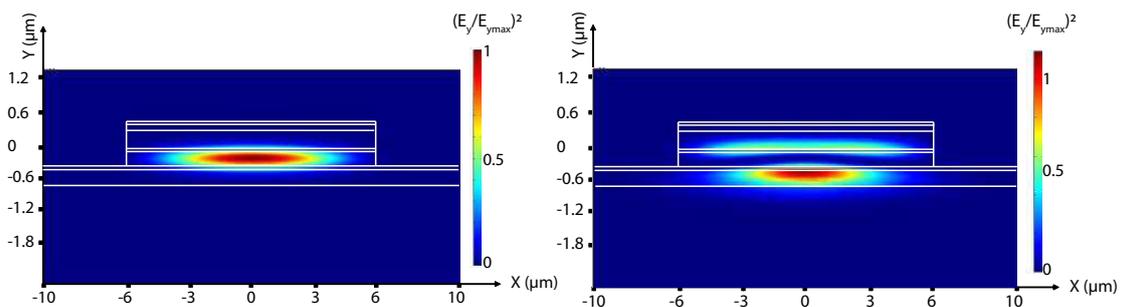


FIG. 2.14 – Intensité du champ électrique $|E|^2$ pour les deux premiers modes d'un guide diélectrique 2D et pour une longueur d'onde de $12 \mu m$.

Pour le mode fondamental, les valeurs caractéristiques obtenues avec la méthode 1D de la matrice de transfert et la méthode des éléments finis en 2D sont comparées dans le tableau (Tab. 2.7). Les résultats sont quasiment identiques.

Pour un guide diélectrique, dans l'hypothèse où le ruban est large et donc l'effet des bords limité, la méthode de la matrice de transfert 1D est suffisante pour obtenir une estimation correcte des pertes de propagation et de l'indice effectif du mode. La figure 2.15 présente la superposition de l'intensité du champ électrique calculée par la méthode de la matrice de transfert 1D

	n_{eff}	α (cm^{-1})	Γ (%)
1D (Matrice de transfert)	3.242	15.03	67
2D (Éléments finis)	3.211	15.13	67

TAB. 2.7 – Comparaison des deux méthodes de simulation 1D et 2D au travers des paramètres caractéristiques du mode fondamental pour le guide diélectrique et pour une longueur d'onde de $12 \mu m$.

(carrés noirs) et celle obtenue par la méthode des éléments finis 2D (courbe rouge). Ces deux courbes se superposent parfaitement.

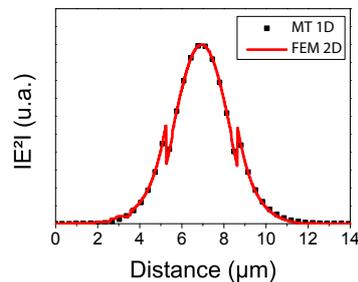


FIG. 2.15 – Comparaison entre les simulations 1D basées sur le principe de la matrice de transfert et les simulations 2D basées sur le principe des éléments finis. Une coupe dans la direction verticale de la simulation 2D est superposée à la courbe obtenue avec les simulations 1D.

La méthode 2D des éléments finis présente l'avantage de pouvoir étudier les modes transversaux du guide ainsi que leurs pertes respectives. En fonction des pertes, il est alors possible de prévoir quel mode laser sera actif. A titre d'illustration, l'intensité du champ électrique $|E|^2$ des trois premiers modes transversaux est représentée sur la figure 2.16.

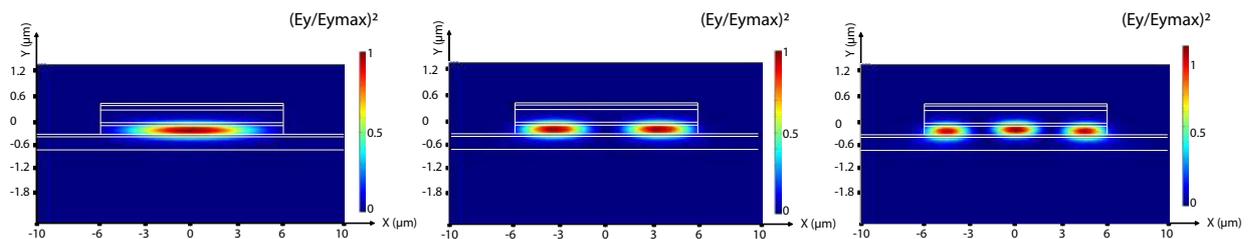


FIG. 2.16 – Intensité du champ électrique normalisée pour les trois premiers modes transversaux d'un guide diélectrique pour une longueur d'onde de $12 \mu m$.

2.3.2 Contrôle du mode par le métal

La lumière peut aussi être confinée latéralement en exploitant une des caractéristiques principales du guide plasmonique. Il a été montré que si une bande de métal de largeur l est déposée

sur un semiconducteur, l'onde reste "attachée" sous le métal et son extension latérale est délimitée par l (Fig. 2.17) [Alt05]. L'intérêt de cette approche vient du fait que la gravure d'un ruban devient alors superflue. Afin d'éviter la dispersion latérale du courant qui pourrait réduire le gain, une solution est d'implanter des protons dans la partie non protégée par le métal, ce qui la rend isolante. Cette technique est lourde en termes de procédé technologique et n'est pas adaptée pour les matériaux InGaAs/AlInAs. Nous montrerons dans le chapitre 4) que sans l'isolation de la zone non couverte par le métal, les modes excités sont des modes diélectriques guidés à l'interface métal-isolant-semiconducteur.

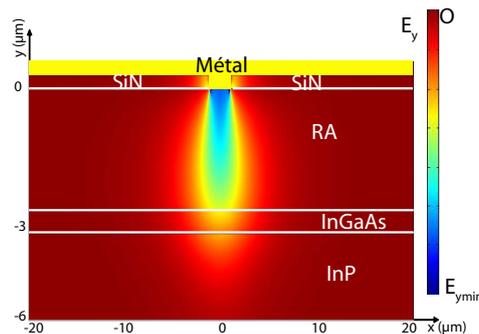


FIG. 2.17 – Le confinement optique peut être obtenu en utilisant simplement une bande de métal. Le mode reste confiné sous le contact métallique. Guide de l'échantillon MR2230 épitaxié par A.B Krysa à l'Université de Sheffield pour une longueur d'onde de propagation de $7.5 \mu m$.

2.4 Les différents types de résonateur

Le confinement apporté par le résonateur est essentiel puisque c'est lui qui est à l'origine de l'effet laser.

2.4.1 Les résonateurs Fabry-Perot

La cavité Fabry-Perot est un résonateur constitué de deux miroirs plans parallèles qui entourent un matériau d'indice de réfraction n_2 . Le schéma de la figure 2.18 en donne une représentation simple. Dans le cas des lasers CQ, les miroirs sont obtenus par le clivage des facettes. Dans l'approximation des ondes planes, le contraste d'indice de réfraction entre l'air ($n = 1$) et la région active (n) induit une réflectivité R définie par

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 .$$

Cette formule est valable quand l'épaisseur de la région active est supérieure à la longueur d'onde de propagation. Ce résonateur simple à fabriquer est le plus couramment utilisé.

Nous allons à travers un calcul simple déterminer l'efficacité d'un tel résonateur. Considérons la cavité Fabry-Perot constituée de deux miroirs de réflectivité R_1 et R_2 qui entourent une couche d'épaisseur e et d'indice optique n_2 . Soit \vec{E} une onde plane qui arrive à incidence

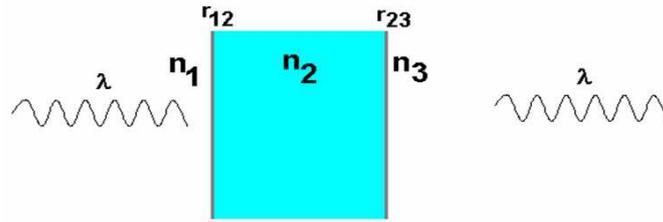


FIG. 2.18 – Le schéma représente le principe d'un résonateur Fabry-Perot (FP). Il est constitué d'un milieu d'indice de réfraction n_2 entouré de deux milieux d'indice optique respectif n_1 et n_3 . Quand une onde plane se propage dans le résonateur Fabry-Perot, elle subit des réflexions à chaque interface. Si les ondes réfléchies sont en phase, l'onde est transmise, si elles sont destructives, l'onde est réfléchie. La longueur d'onde qui sera réfléchie est une fonction de la largeur du résonateur et des indices des différents milieux.

normale sur la cavité Fabry-Perot. Elle peut s'écrire sous la forme $E_{0i}e^{j\omega t}$ où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide de l'onde et $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$. La N^{ieme} onde transmise s'écrit

$$E_{0i}e^{j\omega t} \cdot t_{12}t_{23}e^{j\phi} \cdot (r_{23}r_{21})^{N+1}e^{-2j(N-1)\phi}$$

où $\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0}n_2e$ et t_{ij} est le coefficient de transmission du champ à l'interface d'un milieu i et d'un milieu j . Ainsi le coefficient de transmission t vaut :

$$t = \sum_{N=1}^{\infty} E_{0i}e^{j\omega t} \cdot t_{12}t_{23}e^{j\phi} \cdot (r_{23}r_{21})^{N+1}e^{-2j(N-1)\phi} = \frac{t_{12}t_{23}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-2j\phi}}$$

et donc en énergie le facteur de transmission s'écrit

$$T_{FP} = \frac{t_{12}^2 t_{23}^2}{1 + r_{12}^2 r_{23}^2 + 2r_{12}r_{23} \cos(2\phi)}.$$

Dans le cas de deux facettes clivées :

$n_1 > n_2$ et $n_3 > n_2$, ce qui entraîne $r_{12} > 0$ et $r_{23} < 0$. Si on pose $R = \sqrt{R_{12}R_{23}}$, alors

$$T = \frac{1 - R_{12} - R_{23} - R^2}{1 + R^2 - 2R \cos(2\phi)}.$$

En utilisant la formule $\cos(2\phi) = 1 - 2\sin^2(\phi)$, on peut réécrire l'expression précédente sous la forme :

$$T = \frac{1 - R_{12} - R_{23} - R^2}{(1 - R^2)} \cdot \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi)}$$

avec

$$F = \frac{4R}{(1 - R^2)}.$$

Si les deux réflectivités sont égales, on obtient

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2(\phi)}.$$

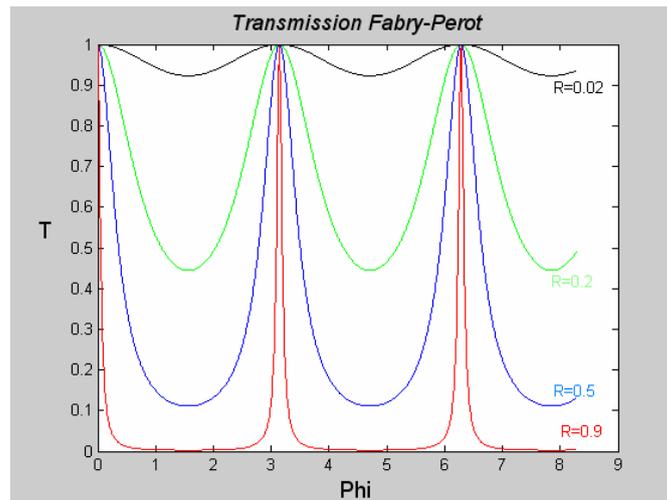


FIG. 2.19 – Coefficient de transmission d'un résonateur Fabry-Perot pour différentes valeurs de R en fonction de ϕ .

La figure 2.19 présente la transmission en fonction de ϕ pour différentes valeurs de R . Les pics de transmission sont d'autant plus étroits que la valeur de R est grande et la transmission ne s'annule plus quand R devient trop faible.

Le coefficient de réflexion des miroirs composant la cavité Fabry-Perot peut être déterminé en étudiant la transmission en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas des lasers CQ, le coefficient de réflexion des miroirs vaut environ 30 %. Il est possible de l'augmenter en déposant soit du métal [Ul01] (après avoir protégé la facette avec de l'isolant pour éviter les courts-circuits) soit un miroir de Bragg. Comme nous venons de le voir, les pics de résonance sont déterminés par la valeur de ϕ . Les longueurs d'onde sélectionnées par la cavité Fabry-Perot vont donc être : $\lambda(p) = pL_{eff}$ et la périodicité $\delta\nu$ du peigne de fréquences Fabry-Perot est :

$$\delta\nu = \frac{1}{2Ln_{eff}}.$$

Plus la distance qui sépare les deux miroirs est grande, plus le peigne de fréquences est resserré. Le facteur de qualité pour une onde de fréquence ν est défini de la manière suivante :

$$Q = \frac{\text{énergie stockée}}{\text{énergie perdue par cycle}} = F \frac{\nu}{\Delta\nu}.$$

2.4.2 Les résonateurs à micro-disque

Les résonateurs à micro-disque exploitent le phénomène de la réflexion totale interne. Ils supportent deux types de modes, les modes *whispering gallery* et les modes Fabry-Perot radiaux (cf. Fig. 2.20)[Yam93]. Comme la réflexion est totale, la lumière récoltée correspond à la lumière diffusée par des défauts (surface, rugosité des flancs...). Le seuil de ces cavités est plus faible que celui obtenu en géométrie ruban [Col06].

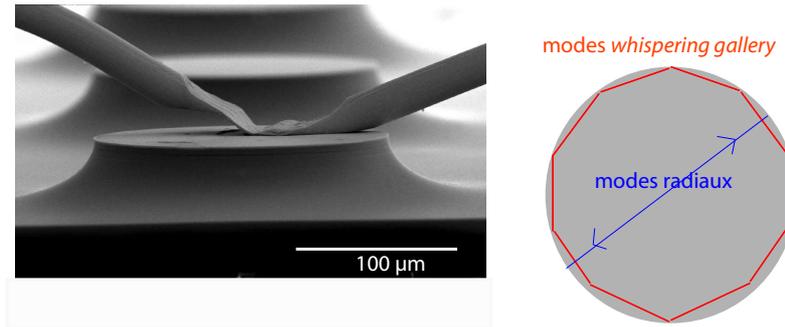


FIG. 2.20 – Dans un laser à micro-disque, la lumière est confinée grâce au phénomène de la réflexion totale interne. Deux types de modes peuvent être supportés : les modes radiaux et les modes *whispering gallery*.

2.4.3 Les résonateurs à cristal photonique

Les cristaux photoniques sont des structures dont la constante diélectrique est modulée de manière périodique. La périodicité de cette constante joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour les électrons. Ainsi le diagramme de dispersion d'un cristal photonique ressemble à celui d'un cristal semiconducteur avec des bandes d'énergie permises et interdites. Le cristal photonique le plus connu est le cristal photonique 1D (miroir de Bragg). Il est constitué d'une succession de deux matériaux d'indice de réfraction différent. Si les épaisseurs sont choisies judicieusement, ce système se comporte comme un miroir sélectif en longueur d'onde.

L'étude du miroir de Bragg nous donne une idée intuitive de l'origine des bandes interdites dans les cristaux photoniques. La figure 2.21 met en évidence le fait que, à chaque interface, il y a réflexion de l'onde incidente. Quand une onde passe d'un milieu de faible indice de réfraction

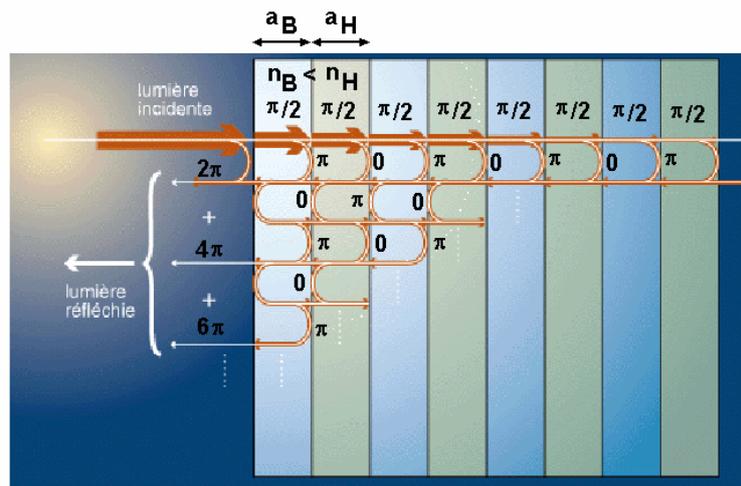


FIG. 2.21 – Schéma d'un miroir de Bragg. Il est constitué d'une alternance de couches d'indice optique n_B et n_H et d'épaisseur a_B et a_H . La réflectivité de ce miroir va dépendre de la fréquence de l'onde qui arrive à incidence normale sur le miroir.

n_B à un milieu de fort indice de réfraction n_H , elle subit lors de sa réflexion un déphasage de π

tandis que le déphasage est nul lorsqu'elle subit une réflexion d'un milieu de fort indice optique à un milieu de faible indice optique. Si l'épaisseur de chaque couche est telle que l'onde subit à chaque passage un déphasage de $\frac{\pi}{2}$, les ondes réfléchies seront constructives. Ceci est vérifié pour $\lambda_{vide} = 4n_B a_B = 4n_H a_H$, où λ_{vide} est la longueur d'onde dans le vide, a_H l'épaisseur du matériau de fort indice optique et a_B l'épaisseur du matériau de faible indice optique. Ainsi si le rapport entre les deux épaisseurs vaut

$$\frac{a_B}{a_H} = \frac{n_H}{n_B}$$

et que l'on décide de fixer a_B , l'onde incidente de longueur d'onde $\lambda_{vide} = 4n_B a_B$ sera réfléchie. Pour les longueurs d'onde proches de λ_{vide} , les ondes réfléchies sont "presque" constructives : il existe une bande d'énergie interdite pour ce miroir.

Un cristal photonique est la généralisation de ce concept à des modulations de l'indice de réfraction dans deux ou trois dimensions. La bande interdite photonique peut être utilisée pour réaliser des miroirs sélectifs en longueur d'onde. Des fonctions optiques, comme des filtres, des guides... peuvent également être conçues. L'introduction d'un défaut dans le cristal par exemple permet de confiner le champ. Le schéma (Fig. 2.22) illustre les différentes fonctions possibles des cristaux photoniques. Ces dernières peuvent être intégrées sur un même circuit.

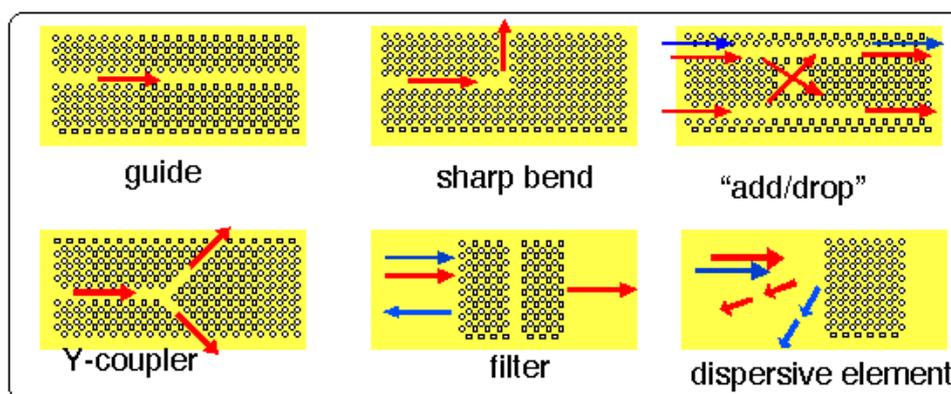


FIG. 2.22 – Fonctions optiques réalisées avec des cristaux photoniques.

Les premiers lasers CQ à cristal photonique ont été obtenus dans le domaine du moyen infrarouge en 2003 [Col03]. Les lasers étaient monomodes et la longueur d'onde variait avec les paramètres du cristal photonique. Le chapitre 7 présentera les pistes que nous avons poursuivies pour améliorer ces dispositifs.

2.5 Conclusions

Nous venons d'exposer les différents types de résonateurs utilisés jusqu'ici pour les lasers CQ. Le dispositif le plus simple est le laser ruban avec une cavité Fabry-Perot formée par les facettes clivées. Pour les lasers CQ, le confinement vertical est généralement obtenu à l'aide d'un guide diélectrique ou plasmonique et le confinement latéral est défini par contraste d'indice optique couplé habituellement à une gravure de ruban. Nous avons déterminé à l'aide du

modèle de Drude les pertes de propagation dans un semiconducteur dopé ainsi que celles d'un plasmon de surface à l'interface d'un métal de constante diélectrique complexe et d'un semiconducteur de constante diélectrique réelle. Enfin nous avons présenté les trois principaux types de résonateurs utilisés par les lasers CQ. Durant ma thèse, nous avons travaillé avec des structures épitaxiées fines (sans couche de confinement supérieure). A partir de ces structures, nous avons étudié le guide plasmonique, le guide air-semiconducteur et les résonateurs à cristal photonique. Ces études vont être présentées dans les prochains chapitres.

Chapitre 3

Les lasers à cascade quantique à plasmons de surface

De nombreux gaz et molécules absorbent dans le moyen et le lointain infrarouge. Les techniques de détection et de spectroscopie ont donc un besoin croissant de sources lasers monomodes qui couvrent cette gamme spectrale. Comme la longueur d'onde d'un laser CQ est modulable simplement en modifiant les épaisseurs des puits et des barrières, les lasers CQ répondent à ces besoins. Les premiers lasers CQ émettaient à $4.2 \mu m$ [Fai94] mais les progrès en ingénierie quantique et en épitaxie ont permis l'accès à de nombreuses autres longueurs d'onde [Yu03a, Fai98a, Fai98b, Tre98].

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre 2, le guide diélectrique connaît ses limites en terme d'épitaxie dès que la longueur d'onde d'émission devient trop élevée ($\sim 15 \mu m$). Plus la longueur d'onde augmente, plus les couches de confinement doivent être épaisses compliquant d'autant l'épitaxie de telles structures. Le guide à plasmons de surface permet de pallier ce problème. Dans ce cas, la région active est directement en contact avec le métal et l'onde qui se propage est une onde de surface exponentiellement décroissante dans le métal et dans le semiconducteur.

C. Sirtori et al. ont été les premiers en 1998 à réaliser des lasers à cascade quantique à plasmons de surface [Sir98b]. Ces lasers émettaient à 8 et $11.5 \mu m$ avec des densités de courant de seuil de l'ordre de 10 kA.cm^{-2} à 10 K. Rapidement les chercheurs ont réussi à élargir la plage spectrale couverte par les lasers CQ à plasmons de surface [Tre98, Col01a, Col01b]. Ce type de guide s'est imposé tout particulièrement dans le domaine du THz, où les pertes de propagation sont nettement plus faibles. Il a permis la réalisation du premier laser à cascade quantique émettant dans le THz en 2002 par Köhler et al. [Köh02].

Le guide plasmonique présente de nombreux avantages :

- le champ est maximal à l'interface métal-semiconducteur
- le confinement optique est élevé
- la structure épitaxiée est fine.

Ces particularités peuvent être exploitées par exemple pour réaliser des lasers DFBs (*Distributed FeedBack*), des cavités à cristal photonique et pour la génération électrique de plasmons de surface. Tredicucci et al. ont réalisé des lasers CQ à plasmons de surface DFB où la couche métallique de confinement était constituée d'une alternance de titane et d'or [Tre00]. Les lasers

étaient monomodes avec une longueur d'onde d'émission de l'ordre de $17 \mu m$ et une température maximale de fonctionnement de 240 K en régime pulsé. Très récemment, Bousseksou et al. ont obtenu des lasers CQ à plasmons de surface DFBs monomodes fonctionnant à température ambiante en régime pulsé qui exploitent le même principe mais en utilisant une alternance d'air et d'or [Bou08].

Le guide à plasmons de surface peut aussi être utile pour la réalisation de cavités à cristal photonique. Les cavités à cristal photonique (CPh) sont des structures bidimensionnelles dans lesquelles l'indice optique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde. Généralement ce sont des réseaux de trous gravés dans le semiconducteur. Pour une longueur d'onde de $8 \mu m$, la réalisation de ces structures dans un guide diélectrique impose des trous avec un facteur d'aspect de plus de 1 : 8 et dans un guide plasmonique cette valeur est réduite à 1 : 4 voire moins. La fabrication de ces cavités devient alors envisageable [Col04] et Colombelli et al. ont réussi en 2003 à réaliser les premiers lasers CQ à cristal photonique fonctionnant en régime pulsé jusqu'à 140 K [Col03]. Ces cavités sont très intéressantes puisqu'elles permettent une émission par la surface monomode, accordable avec les paramètres du cristal photonique. Elles permettent en outre une miniaturisation du laser.

Enfin, la plasmonique qui repose sur l'étude et la caractérisation des plasmons de surface est une voie de recherche en pleine expansion. Elle est à l'origine de nombreuses applications en particulier dans le domaine de la biologie. Il existe différentes façons pour générer un plasmon de surface. Une des plus utilisées se fonde sur le phénomène de la réflexion totale interne. Un film métallique est déposé sur un prisme, éclairé par un faisceau lumineux monochromatique, comme le montre la figure 3.1. Les ondes évanescentes créées à l'interface prisme-air peuvent se coupler avec le mode plasmon du métal. Si des molécules sont déposées sur le film métallique, il en résulte une variation de l'indice de réfraction qui peut être mesurée pour détecter la nature et la quantité de ces molécules [Lie83, Choi, Gre, Yuk]. Il serait très intéressant de remplacer l'excitation optique par une génération électrique des plasmons de surface pour réaliser des dispositifs de détection SPR (*Surface Plasmon Resonance*) compacts.

Malgré tous ces avantages, le guide à plasmons de surface ne rivalise pas encore avec le guide diélectrique en termes de pertes. Nous décrivons dans ce chapitre les voies que nous avons explorées pour améliorer les pertes des lasers CQ à plasmons de surface dans le moyen infrarouge.

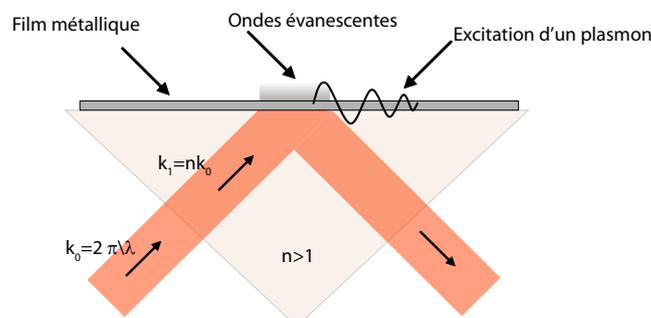


FIG. 3.1 – Technique fondée sur la réflexion totale interne pour exciter un plasmon de surface dans un film métallique.

Nous avons fabriqué des lasers rubans Fabry-Perot à partir de la plaque MR2230 dont l'épitaixie a été réalisée à l'Université de Sheffield. Après avoir présenté le matériau utilisé pour cette étude, nous détaillerons les étapes de fabrication de ces lasers. Puis nous montrerons quels éléments constituent notre dispositif expérimental afin de nous focaliser par la suite sur les premiers résultats obtenus. Nous expliquerons comment une optimisation des métaux utilisés pour le guide plasmonique nous a permis d'obtenir les premiers lasers à cascade quantique fonctionnant en régime pulsé à température ambiante.

3.1 Le matériau utilisé

3.1.1 La région active

La structure de nos échantillons est décrite dans le tableau (Tab. 3.1). La région active est

Type du dopage	Matériau	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur (Å)	Indice optique (n+ik)
n ⁺⁺	GaInAs	1×10^{19}	100	1.7+11i
n	GaInAs	1×10^{17}	400	3.336+4.697e ⁻⁴ i
	Région active + injecteur	1.7×10^{16} (dopage moyen)	2635	3.269+6.720e ⁻⁵ i
n	GaInAs	5×10^{16}	5000	3.345+2.342e ⁻⁴ i
n	InP	1×10^{17}	2000	3.055+2.738e ⁻⁴ i
n	InP	$2 - 3 \times 10^{18}$	substrat	2.866+5.467e ⁻³ i

TAB. 3.1 – Structure des échantillons étudiés dans ce chapitre. Le dopage, l'épaisseur et l'indice optique complexe de chaque matériau sont récapitulés.

constituée des couches suivantes : en commençant par la barrière d'injection, la structure en Å est **43/24/24/26/21/26/18/27/16/29/17/31/25/44/12/52/12/53/10/17** . L'épaisseur des barrières est désignée en gras et celle des couches dopées n à $10^{17} cm^{-3}$ est soulignée. La structure de bande correspondante pour un champ appliqué de 56 kV/cm est représentée sur la figure 3.2. Les courbes représentent la probabilité de présence des électrons, tandis que leur position correspond à l'énergie du niveau électronique. La flèche rouge indique la transition optique entre les niveaux d'énergie 4 et 3 tandis que les flèches vertes indiquent les résonances avec les phonons optiques (transition 3→2 et 2→1). La transition attendue est donc une transition verticale dans l'espace réel et l'inversion de population est assurée par la double résonance de phonons qui permet de dépeupler très rapidement le niveau 3 [Hof01].

D'après la structure de bande, la longueur d'onde d'émission nominale est $\lambda = 7.5 \mu m$ à 78 K. Les indices optiques sont calculés en fonction du dopage de la couche à l'aide du modèle de Drude présenté dans le chapitre 2. En ce qui concerne l'indice de réfraction de la région active, nous utilisons un indice de réfraction moyen défini par :

$$n_{RA} = \frac{\sum_1^N e_j n_j + i \sum_1^N e_j k_j}{\sum_1^N e_j}$$

où n_j est la partie réelle de l'indice de réfraction de la couche j , k_j est la partie imaginaire de l'indice de réfraction de la couche j et e_j est l'épaisseur de la couche j . Ces valeurs pour la structure MR2230 sont rapportées dans le tableau (Tab. 3.1). Elles seront utilisées par la suite sauf mention contraire.

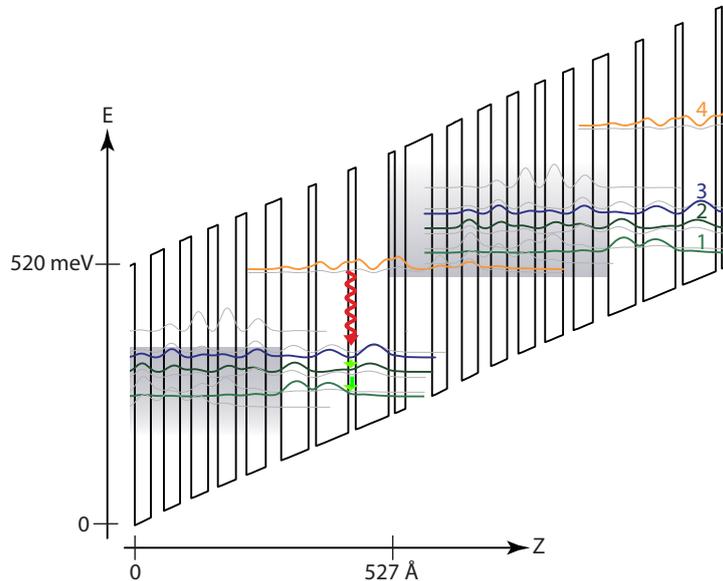


FIG. 3.2 – Structure de bande de la région active pour un champ appliqué de 56 kV/cm. Les courbes représentent le module au carré des fonctions d'onde électroniques et leur position le niveau énergétique des électrons. Figure tirée de [These-Bahriz].

Cette structure a été conçue pour réaliser un guide plasmonique. Le contact métallique (typiquement Ti/Au) sera donc déposé directement sur la structure du tableau (Tab. 3.1). Les deux dernières couches (InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3} et InGaAs dopé n à 10^{19} cm^{-3}) servent à l'injection électrique dans la région active par ces contacts. Les 500 nm d'InGaAs dopé n à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et les $2 \mu\text{m}$ d'InP dopé n à 10^{17} cm^{-3} permettent d'éloigner le mode optique du substrat d'InP dopé afin de réduire les pertes. La figure 3.3 présente les pertes de propagation, le facteur de confinement et le facteur de mérite pour trois guides différents et ceci pour une longueur d'onde de $7.5 \mu\text{m}$. Ces paramètres ont été calculés à l'aide de la méthode de la matrice de transfert 1D. Le cas 1 correspond au cas réel, les deux autres cas permettent d'étudier les influences des couches d'InGaAs dopé n à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et d'InP dopé n à 10^{17} cm^{-3} . Les pertes de propagation et le facteur de confinement augmentent avec le dopage des couches en contact avec la région active. Le meilleur compromis entre les pertes et le facteur de confinement est obtenu pour la plus grande valeur du facteur de mérite. Le guide n°1 est donc le guide le plus adapté.

3.1.2 L'épitaxie par MOCVD

La croissance épitaxiale de la structure présentée dans le paragraphe précédent est effectuée à l'Université de Sheffield en collaboration avec L.R. Wilson et A.B. Krysa. La technique d'épitaxie est la MOCVD : *Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*. Cette technique permet de synthétiser des couches minces de matériaux complexes avec un très bon contrôle de

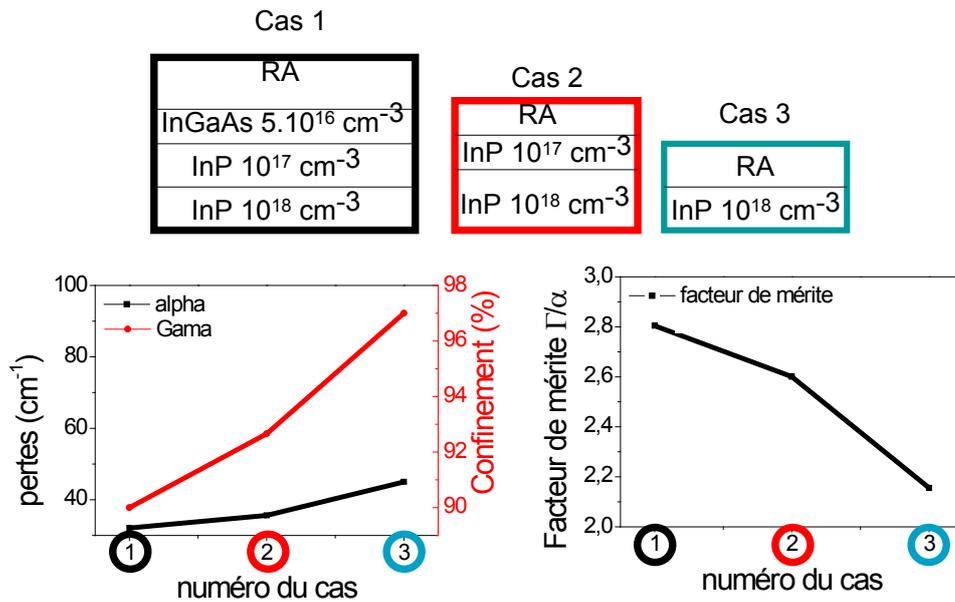


FIG. 3.3 – Trois guides sont étudiés pour une longueur d’onde de $7.5 \mu\text{m}$. Le guide de base n°1 est celui présenté dans le tableau (Tab. 3.1) auquel 300 nm d’or ont été rajoutés. Le guide n°2 est similaire au guide n°1 mais la couche d’InGaAs dopé n à $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ a été enlevée. Le guide n°3 est similaire au guide n°2 mais la couche d’InP dopé n à 10^{17} cm^{-3} a été enlevée. Pour chacun des cas, la figure de gauche montre les pertes de propagation et le facteur de confinement et la figure de droite le facteur de mérite.

la stœchiométrie, de la vitesse de croissance et de la qualité cristalline des films déposés. Son principe repose sur l’utilisation d’une micro-vanne à commande électronique qui permet d’introduire des quantités très précisément contrôlées d’une solution composée de précurseurs organométalliques et d’un solvant (ce procédé breveté par le LMGP en 1993 est actuellement exploité industriellement). La solution est contenue dans un flacon pressurisé sous atmosphère inerte et connecté à l’injecteur. Des micro-gouttelettes sont injectées séquentiellement dans un évaporateur (T environ $250 \text{ }^\circ\text{C}$) où le solvant et les précurseurs sont vaporisés. Un flux gazeux transporte les précurseurs dans la zone de réaction où la croissance CVD a lieu sur un substrat chauffé. Les conditions de croissance de nos échantillons sont détaillées dans [Kry04].

3.2 La fabrication

La fabrication des lasers rubans Fabry-Perot est une technologie simple développée et maîtrisée depuis plusieurs années. Nous n’allons pas rentrer dans les détails technologiques mais nous allons essayer d’en donner une vision précise. Les 6 étapes qui constituent la fabrication des lasers rubans Fabry-Perot sont récapitulées dans la figure 3.4.

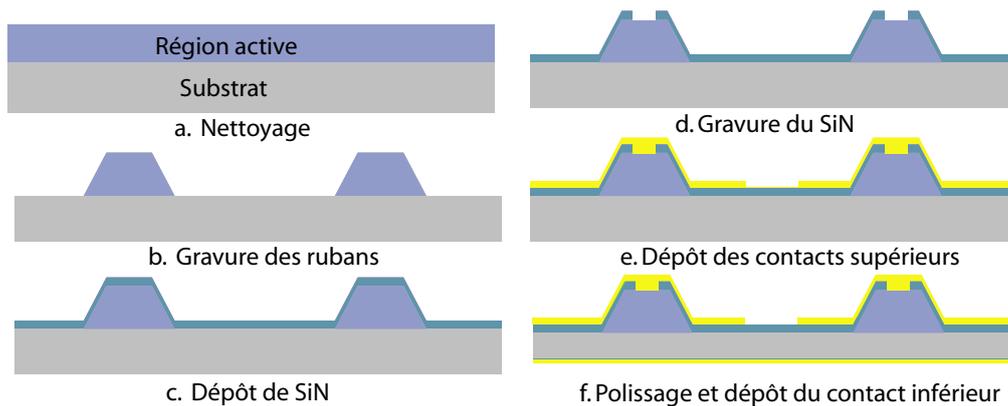


FIG. 3.4 – La fabrication de lasers rubans est généralement constituée de 6 étapes. La première concerne le nettoyage a). Une fois les rubans gravés b), un isolant est déposé sur toute la surface c) puis gravé sur le haut des rubans d). Il reste enfin à déposer les contacts métalliques e), polir la face arrière et la métalliser f).

3.2.1 Nettoyage

La fabrication commence par une étape de nettoyage qui doit permettre de retirer tous les dépôts organiques et de supprimer les oxydes natifs sur l'échantillon. Après un nettoyage aux ultrasons dans l'acétone, puis dans l'isopropanol, l'échantillon est rincé à l'eau déionisée. Après exposition à un plasma oxygène, l'échantillon est plongé dans une solution BOE (*Buffered Oxyde Etch*).

3.2.2 Gravure humide des rubans

La lithographie optique (voir annexe A.1) permet de définir sur l'échantillon des bandes de résine dont la largeur va déterminer la largeur finale des rubans. Cette résine va servir de masque à la gravure. Nous avons opté pour une gravure humide des rubans car cette technique est rapide et maîtrisée. La solution chimique utilisée est $HBr : HNO_3 : H_2O$ (1 : 1 : 8). Bien qu'isotrope, cette gravure, si elle est suffisamment profonde, permet d'avoir des flancs quasi verticaux au niveau de la région active (cf. photo MEB de la Fig. 3.5).



FIG. 3.5 – Image MEB de la facette d'un laser ruban une fois la fabrication finie qui montre que la solution chimique $HBr : HNO_3 : H_2O$ (1 : 1 : 8) est isotrope.

La gravure du ruban sert à la fois au confinement électrique et au confinement optique. Pour

obtenir un champ uniforme dans la région active, la gravure s'arrête dans la couche d'InP dopé n à 10^{17} cm^{-3} . L'épaisseur totale à graver est d'environ $3 \mu\text{m}$. Une fois cette épaisseur atteinte, le masque de résine est enlevé à l'aide d'un bain d'acétone et l'échantillon est rincé (isopropanol, eau déionisée) puis exposé à un plasma oxygène. La photo de la Fig. 3.6.a, prise au microscope optique, montre l'échantillon après la gravure. La largeur des rubans est respectivement 31, 36 et $41 \mu\text{m}$. Les rectangles correspondent aux marques d'alignement pour la lithographie optique.

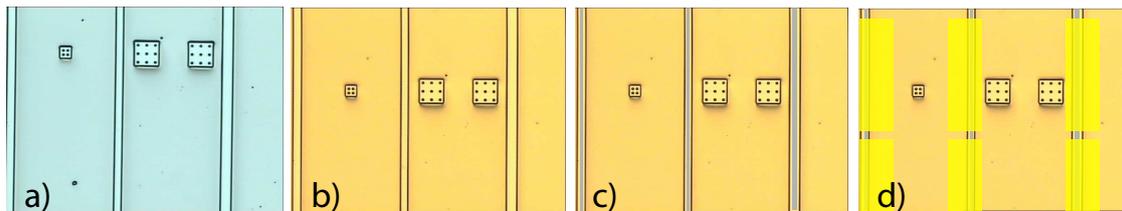


FIG. 3.6 – La photo montre l'échantillon après la gravure a), après dépôt par PECVD de 300 nm de SiN b), après la gravure du SiN c) et après le dépôt des contacts métalliques d).

3.2.3 Dépôt par PECVD de SiN

La surface nécessaire pour souder un fil d'or est de l'ordre de $100 \mu\text{m}^2$. Comme les rubans ne mesurent que quelques dizaines de microns de large, le contact électrique doit être déporté et les dispositifs isolés entre eux. Pour cela, une couche de 300 nm de SiN est déposée sur toute la surface de l'échantillon. Ce dépôt s'effectue par PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*) (voir annexe A.2). Une fois le dépôt effectué, l'échantillon a l'allure suivante (Fig. 3.6.b).

3.2.4 Ouverture du SiN par gravure RIE fluorée

Pour permettre l'injection électrique dans les lasers, le SiN situé sur le haut des rubans doit être gravé. Cette gravure s'effectue à l'aide d'une gravure sèche RIE (*Reactive Ion Etching*) (voir annexe A.3) par plasma fluoré. Pour des raisons technologiques, les flancs du nitrure doivent avoir un angle de $\sim 45^\circ$. La figure 3.7 présente trois cas. Le premier montre un dépôt métallique conforme sur des flancs verticaux, le deuxième un dépôt directif sur des flancs verticaux et enfin le troisième un dépôt directif sur des flancs à 45° . Des flancs penchés assurent donc un bon contact électrique quelle que soit la technique de dépôt utilisée. Les paramètres de la gravure (pression, débit et puissance) ont été optimisés pour obtenir le résultat désiré. La photo de la figure 3.6.c montre l'échantillon après cette étape.

3.2.5 Dépôt des contacts métalliques par *lift-off*

Les contacts métalliques sont déposés par une technique de *lift-off* (voir annexe A.6). Cette technique permet de ne métalliser que certains endroits de l'échantillon. Après désoxydation (HCl) des surfaces à métalliser, 5 nm de titane puis 300 nm d'or sont évaporés ou pulvérisés

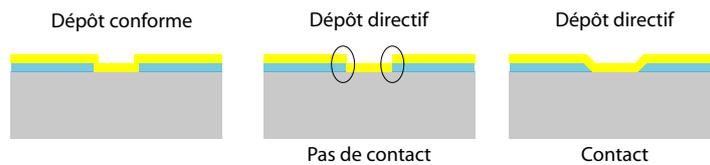


FIG. 3.7 – Cette figure met en évidence la nécessité d’avoir des flancs à 45° quand on utilise un dépôt directif.

sur la surface. L’ajout de Ti permet l’accroche de l’or sur le semiconducteur et sur le nitrure et l’épaisseur de l’or doit être suffisante pour pouvoir souder des fils d’or sur le contact. La figure 3.6.d montre une photo de l’échantillon après cette étape.

3.2.6 Polissage de la face arrière

Le polissage de la face arrière se fait mécaniquement avec un papier dont le grain a un diamètre de l’ordre de $12\ \mu\text{m}$. Cette étape a pour but de faciliter à la fois le clivage de l’échantillon et l’injection électrique en face arrière. En général, l’épaisseur finale de l’échantillon est $\sim 200\text{-}250\ \mu\text{m}$.

3.2.7 Dépôt du contact métallique arrière

Le contact métallique est un contact Ti/Au ($100/2000\ \text{\AA}$) qui permet à la fois l’injection électrique et la dissipation de la chaleur.

Enfin, la dernière étape avant de tester les lasers, est le montage. Les échantillons sont clivés, collés à l’aide d’une pâte d’indium sur une embase de cuivre enrobée d’or. Des plots métalliques sont collés sur l’embase et les dispositifs sont contactés à ces plots par des fils d’or. La figure 3.8 montre une photo d’une barrette de lasers montée sur une embase et une photo MEB de deux lasers. Nous allons maintenant présenter le dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation de nos échantillons.

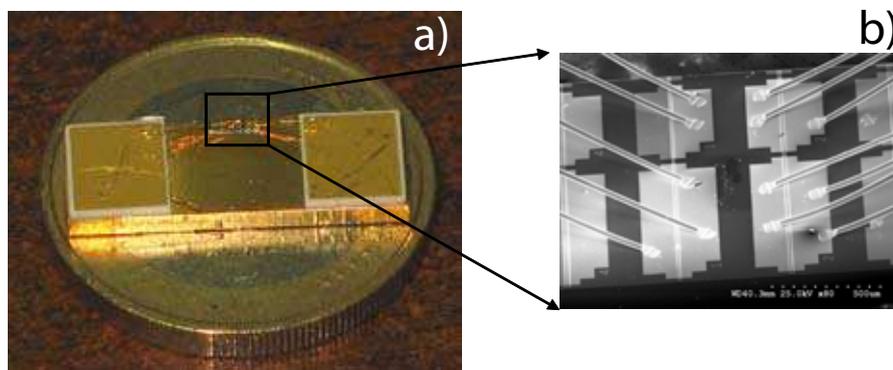


FIG. 3.8 – a) Photo de l’embase sur laquelle est montée une barrette de lasers. Deux lasers sont contactés sur les plots à l’aide de fils d’or. b) Photo MEB de ces deux lasers.

3.3 Montage expérimental

Le montage expérimental est schématisé sur la figure 6.4. Nous allons en détailler les éléments principaux : le spectromètre FTIR, le cryostat et le détecteur.

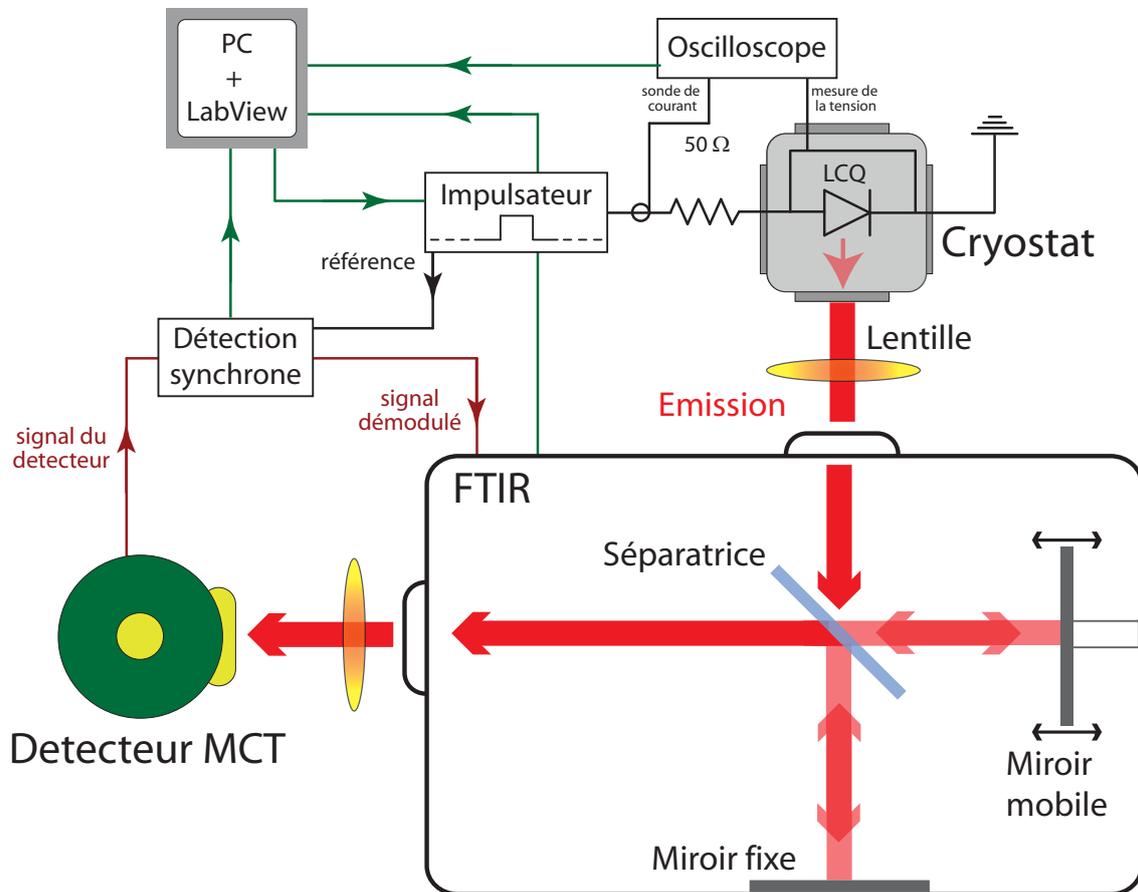


FIG. 3.9 – Schéma du dispositif expérimental permettant de caractériser optiquement les dispositifs. Il est composé d'un cryostat permettant de mesurer les échantillons jusqu'à 78 K, d'un interféromètre de Michelson (FTIR), et d'un détecteur moyen infrarouge (MCT). Schéma tiré de [These-Bahriz].

3.3.1 Le spectromètre infrarouge à transformée de Fourier

Le spectromètre utilisé est un spectromètre à transformée de Fourier. Son principe est basé sur celui de l'interféromètre de Michelson. La lumière est envoyée sur une lame séparatrice qui divise le faisceau en deux, l'un se réfléchit sur un miroir fixe tandis que l'autre se réfléchit sur un miroir mobile. Les deux faisceaux reviennent sur la séparatrice pour être dirigés vers le détecteur. Le signal récupéré permet de déterminer les interférences constructives ou destructives et contient les informations sur le spectre de la lumière source. L'intensité sur le détecteur I_{det} dépend de la position x du miroir mobile. Soit $I_s(\lambda)$ l'intensité de la source en fonction de la longueur d'onde λ , I_{det} s'écrit :

$$I_{det}(x) = \int_0^{+\infty} I_s(\lambda) \cos\left(2\pi \frac{\Delta(x)}{\lambda}\right) d\lambda$$

où Δ est la différence de chemin optique entre les deux signaux pour une position x du miroir mobile. Cette formule donne accès à l'interférogramme. Pour obtenir le spectre de la source, il suffit de calculer la transformée de Fourier de cet interférogramme.

$$I_s(\lambda) = \int_0^{+\infty} I_{det}(\lambda) \cos\left(2\pi \frac{\Delta(x)}{\lambda}\right) dx$$

La figure 3.10 montre les interférogrammes de deux sources (panneau de gauche) et leur spectre (panneau de droite). La forme de l'interférogramme permet de connaître la largeur totale à mi-hauteur du signal (FWHM : *Full Width at Half Maximum*). Plus la largeur de l'interférogramme est grande, plus la largeur à mi-hauteur du signal sera faible et *vice versa*.

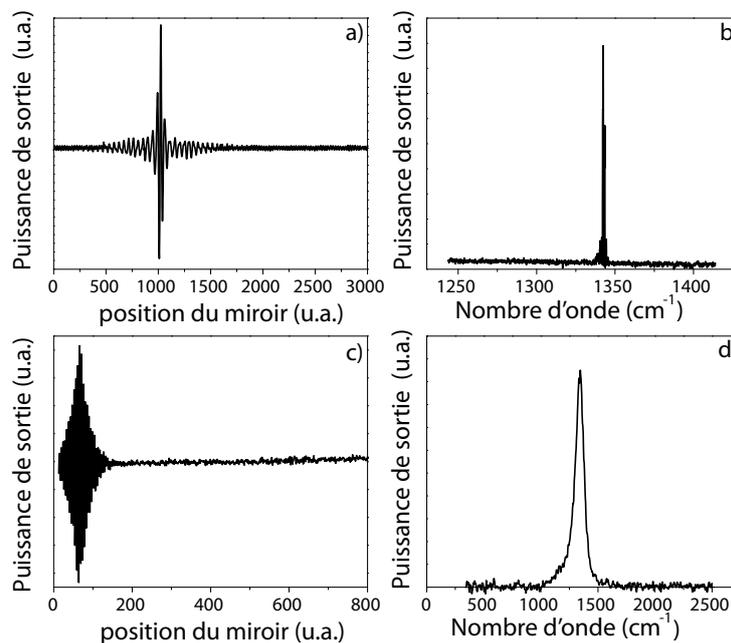


FIG. 3.10 – a) Interférogramme d'un laser et b) son spectre associé. c) Interférogramme d'une luminescence et d) son spectre associé.

Le spectromètre peut être utilisé en mode de balayage rapide (*rapid scan*) et en mode de pas à pas (*step scan*). Dans le premier cas, le miroir mobile bouge sans s'arrêter et le signal est acquis rapidement. Dans le second cas, le miroir effectue des pas et à chaque pas le signal est acquis à l'aide d'une détection synchrone, ce qui permet d'améliorer sensiblement le rapport signal sur bruit. De manière générale, le mode de balayage rapide est utilisé pour l'acquisition des spectres d'un laser, donc d'intensité élevée tandis que le mode pas à pas est utilisé pour l'acquisition du spectre de luminescence, d'intensité beaucoup plus faible.

3.3.2 Les détecteurs

Les deux paramètres importants qui définissent un détecteur sont la sensibilité et la rapidité, sachant que l'un est toujours privilégié à l'autre. Pour les mesures des lasers CQ, nous utilisons deux détecteurs MCT (*Mercury Cadmium Telluride*). Le premier est sensible mais lent (non

calibré en puissance) et doit être refroidi à l'azote. Le second est rapide mais peu sensible, il fonctionne à température ambiante et sa réponse en puissance a été calibrée.

3.3.3 Le cryostat

Pour mesurer à la température de 78 K, nous utilisons un cryostat à azote liquide avec des fenêtres ZnSe ou Ge avec un traitement anti-reflets. Un contrôleur de température permet de connaître et fixer la température de travail désirée. Une lentille ZnSe ou Ge est placée devant le cryostat afin de collimater la lumière émise par le laser CQ à l'entrée du spectromètre.

3.4 Caractérisation des lasers à plasmons de surface Au

Les premiers échantillons que nous avons réalisés proviennent de la plaque MR2230, dont l'épithaxie a été réalisée à l'Université de Sheffield par le groupe de A.B. Krysa. Les mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées en collaboration avec Michaël Bahriz.

3.4.1 Les mesures électriques

La caractérisation électrique consiste à mesurer la tension V aux bornes du dispositif en fonction du courant injecté I . La caractéristique I-V d'un laser ruban de longueur 1800 μm et de largeur 11 μm est présentée sur la figure 3.11.a. Lorsque les niveaux électroniques de la région active ne sont pas alignés (V faible), le courant est très faible. Dès que les niveaux électroniques de la région active s'alignent, les électrons passent par effet tunnel des injecteurs à la région active et de la région active au collecteur et le courant augmente. Il existe une plage de tensions pour laquelle les niveaux électroniques de la région active sont alignés et où le courant passe.

Quand la tension augmente trop, deux phénomènes peuvent se produire. Soit on observe une saturation du courant si la structure n'est pas assez dopée. Soit les niveaux électroniques de l'injecteur et de la région active sont désalignés et les électrons fuient dans le continuum.

La résistance différentielle (après alignement) de ce dispositif englobe à la fois la résistance du contact et celle de la région active. Dans le cas présenté, elle vaut 5 Ω . La tension d'alignement est de ~ 12 V, ce qui correspond à un champ d'alignement de 45 kV/cm. Cette valeur est légèrement plus faible que celle obtenue avec les calculs de la structure de bande (Fig. 3.2). Pour pouvoir comparer deux dispositifs, il est préférable de tracer les courbes I-V en densité de courant J (Fig. 3.11.b). Cette mesure électrique permet de vérifier que le dessin de la région active ainsi que son épithaxie sont correctes.

3.4.2 Les mesures optiques

La caractérisation optique consiste à mesurer la puissance lumineuse L émise par le dispositif en fonction du courant injecté I ainsi que les spectres. Elle permet d'obtenir des renseignements importants :

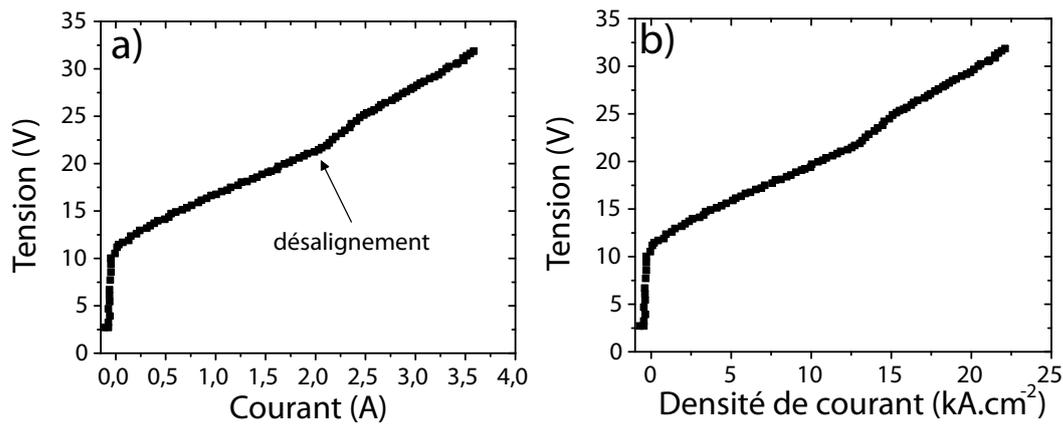


FIG. 3.11 – a) Caractéristique I-V d'un laser issu de la fabrication MR2230A à 78 K pour une impulsion de 1 kHz et une largeur de 150 ns. La longueur de la barrette est 1800 μm et la largeur du ruban de ce laser est 11 μm . b) même courbe mais en densité de courant (JV).

- la longueur d'onde d'émission montre si la structure épitaxiée diffère de la structure nominale
- la plage dynamique (le rapport entre le courant de seuil et le courant de désalignement) informe aussi sur le dopage
- la densité de courant de seuil renseigne sur les pertes et le gain.

Pour caractériser un laser en fonctionnement pulsé, une fréquence élevée et une durée d'impulsion faible permettent d'augmenter la valeur du signal indiquée par la détection synchrone tout en limitant l'échauffement du laser pendant la durée de l'impulsion. Généralement nous utiliserons les paramètres suivants : une fréquence de 84 kHz et une durée d'impulsion de 50 ns.

Les caractéristiques L-I visent à déterminer la densité de courant de seuil, la puissance (si le détecteur est calibré) et la plage dynamique. La figure 3.12 montre la courbe L-I à 78 K du dispositif présenté sur la figure 3.11. Le courant de seuil I_{th} vaut 0.5 A, ce qui correspond à une densité de courant de seuil de 2.5 kA.cm^{-2} . Quand le courant augmente, la puissance augmente également jusqu'à un certain courant I_{des} .

La courbe I-V a été ajoutée afin de montrer que ce courant I_{des} correspond à la tension de désalignement de la structure. Le rapport I_{des}/I_{th} définit la plage dynamique. Ici elle vaut 4. Quand l'échantillon est peu dopé, les pertes par absorption par porteurs libres diminuent. Cette diminution des pertes engendre une réduction du courant de seuil mais aussi une réduction de la plage dynamique. Le dopage est donc un paramètre critique à optimiser pour améliorer les performances des lasers, selon l'application visée.

L'étude optique des lasers CQ à plasmons de surface Au issus de la plaque MR2230 a été menée à plusieurs températures. La température maximale de fonctionnement de ces lasers se situe généralement autour de 260 K. La caractéristique L-I d'un dispositif est montrée pour quatre températures différentes (78, 140, 200 et 260 K) sur la figure 3.13.a. Quand la température augmente, les électrons acquièrent une énergie d'activation thermique suffisante et fuient dans le continuum. Ces fuites dues à l'activation thermique entraînent un rendement (puissance électrique \rightarrow puissance lumineuse) de plus en plus faible. Le gain diminue donc le seuil aug-

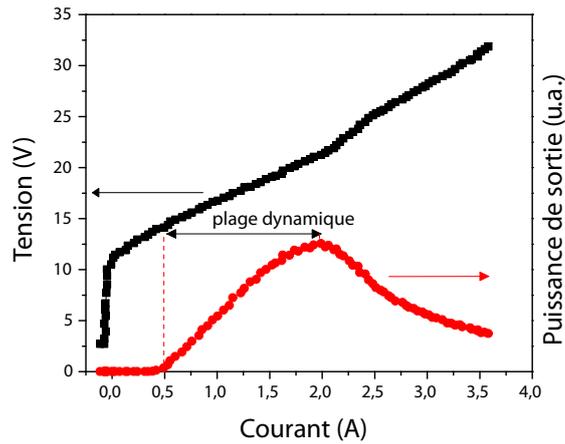


FIG. 3.12 – Courbe L-I d'un laser issu de la fabrication MR2230A à 78 K pour une impulsion de 84 kHz et une largeur de 50 ns. La longueur de la barrette est 1800 μm et la largeur du ruban de ce laser est 11 μm . L'intensité lumineuse est détectée par un MCT refroidi à 78 K. La caractéristique I-V correspondante a été ajoutée. Dès que les niveaux commencent à se désaligner, l'intensité lumineuse du laser diminue.

mente. Un facteur significatif pour rendre compte de cet effet est le paramètre T_0 qui reflète l'évolution de la densité de courant de seuil J_{th} en fonction de la température selon la formule :

$$J_{th} = J_1 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right). \quad (3.1)$$

Il est important de noter que cette loi d'évolution est phénoménologique.

Sur la figure 3.13.b, les densités de courant sont tracées en fonction de la température. Une régression exponentielle utilisant la formule (Eq. 3.1) permet d'accéder à la valeur de T_0 , que nous trouvons égale à 140 K. Cette valeur est généralement de cet ordre de grandeur pour les lasers intersousbandes car le mécanisme Auger est quasiment inexistant. Dans les lasers interbandes, le paramètre T_0 dépend fortement des recombinaisons Auger, c'est pourquoi elle est généralement faible, inférieure à 100 K et ce d'autant plus que la bande interdite du semiconducteur est faible.

La figure 3.14 présente un récapitulatif des courants de seuil obtenus avec ces lasers en fonction de la largeur du ruban. Ces résultats proviennent de dispositifs de trois barrettes de lasers différentes (issues des fabrications MR2230 A et B) de longueur respective 1493, 1502 et 1800 μm . La densité de courant de seuil moyenne vaut 2.8 $kA.cm^{-2}$. Les variations observées sur cette figure sont engendrées par :

- l'inhomogénéité des couches épitaxiées,
- les défauts de fabrication (SiN non centré, interface entre le semiconducteur et le contact métallique, rugosités des flancs, profondeur de gravure...)

La longueur d'onde d'émission de ces dispositifs à 78 K se situe autour de 7.5 μm (1333 cm^{-1}) en accord avec la structure de bande calculée précédemment. Comme la longueur typique des résonateurs des lasers est de l'ordre du millimètre, le peigne en fréquences du résonateur Fabry-Perot est très serré ($\delta\nu \sim 1 cm^{-1}$). Le recouvrement entre la courbe de gain et ce peigne s'étend donc sur une plage spectrale assez large. Puisque l'élargissement de la raie d'émission

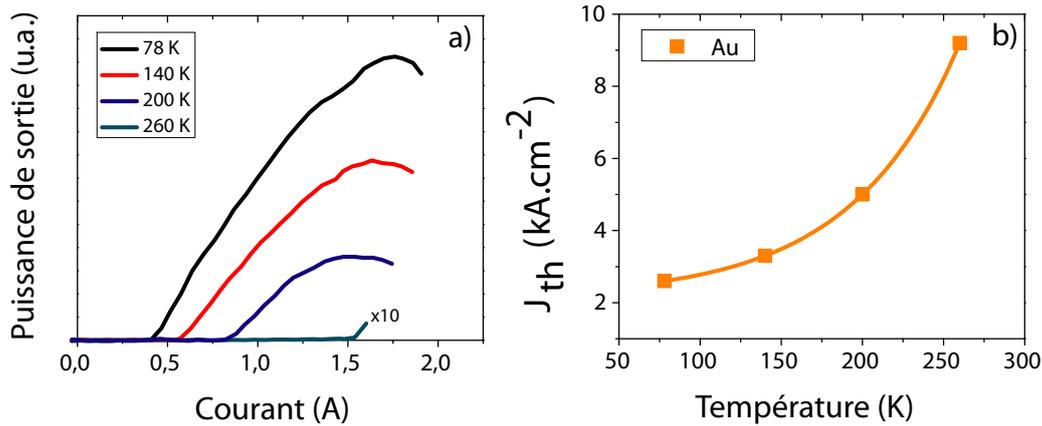


FIG. 3.13 – a) Caractéristiques L-I en fonction de la température pour une impulsion de fréquence 84 kHz et de largeur 50 ns. Le laser est un ruban de largeur $9\ \mu\text{m}$ et de longueur $1800\ \mu\text{m}$. b) Densité de courant de seuil en fonction de la température pour ce même laser.

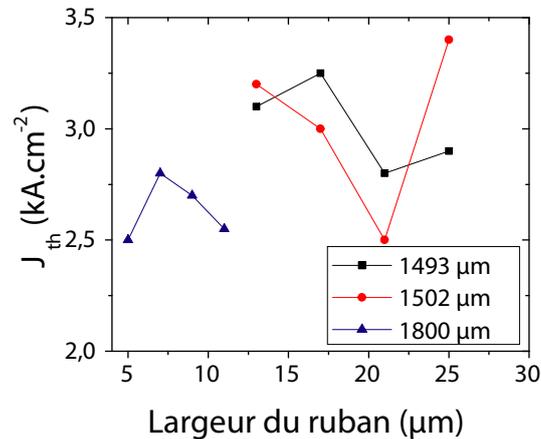


FIG. 3.14 – Densité de courant de seuil J_{th} en fonction de la largeur du ruban pour trois barrettes de lasers différentes de longueur respective 1493, 1502 et $1800\ \mu\text{m}$.

est inhomogène (à cause des variations de l'épaisseur des couches par exemple), le gain saturé pour différentes fréquences et le spectre est multimode. La figure 3.15 présente le spectre d'un dispositif typique pour quatre températures. La longueur d'onde se décale vers le rouge de manière significative avec la température ($0.2\ \text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ou $2.2\ \text{nm}\cdot\text{K}^{-1}$). Les raisons précédemment évoquées pour expliquer les variations du courant de seuil restent valables pour expliquer les variations dans la longueur d'onde d'émission (Fig. 3.15.b).

Nous pouvons constater sur la figure 3.16 que la largeur des pics augmente avec la durée de l'impulsion. Ceci s'explique par l'échauffement local du dispositif.

Le spectre d'émission d'un laser pour deux courants d'injection différents est montré sur la figure 3.17. Le nombre de modes augmente lorsque le courant augmente car l'élargissement de la raie d'émission est inhomogène (cf. Fig. 3.18) [Ros, Gry]. On peut également constater que certains pics liés à la cavité Fabry-Perot n'apparaissent pas. Nous pensons que cet effet peut venir de la dispersion de l'indice de réfraction du métal mais la question reste ouverte.

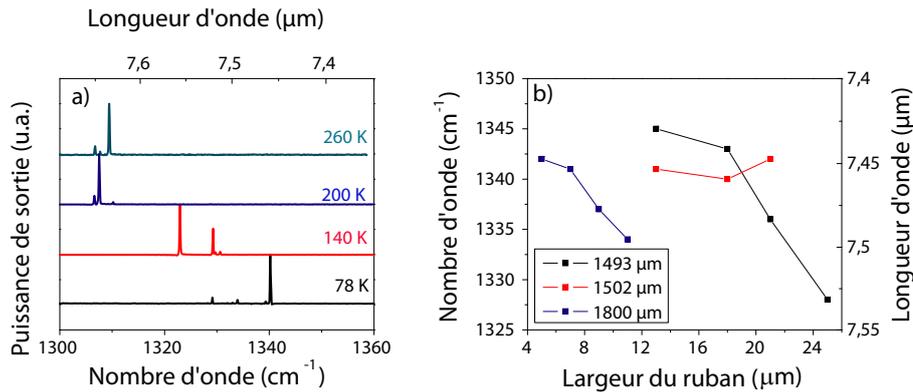


FIG. 3.15 – a) Spectres en fonction de la température pour un laser CQ à plasmons de surface Au ruban de largeur $17 \mu\text{m}$ et de longueur $1502 \mu\text{m}$. L'impulsion a une fréquence de 84 kHz et une largeur de 50 ns . Le détecteur utilisé est un MCT refroidi à l'azote liquide. b) Variabilité en termes de longueur d'onde, obtenue pour une même plaque. Les trois barrettes de lasers testées sont les mêmes que celles de la figure (Fig. 3.14).

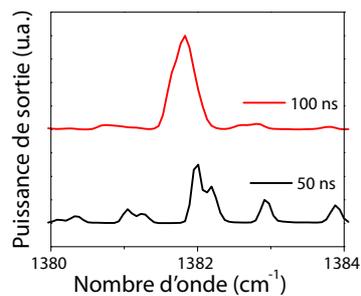


FIG. 3.16 – Le pic laser s'élargit quand la durée de l'impulsion augmente. Ce phénomène est connu sous le nom de *chirping*.

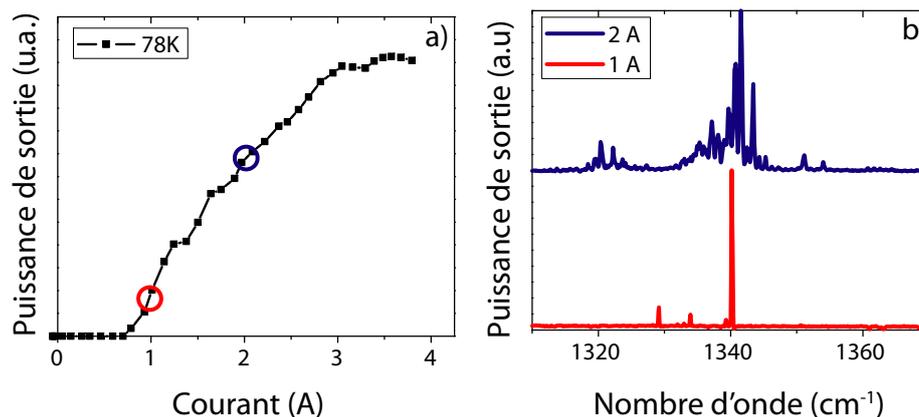


FIG. 3.17 – a) Caractéristique L-I à 78 K d'un laser CQ à plasmons de surface Au de largeur $17 \mu\text{m}$ et de longueur $1502 \mu\text{m}$. L'impulsion pompe a une fréquence de 84 kHz et une largeur de 50 ns . Le détecteur est un MCT refroidi à l'azote liquide. b) Spectre mesuré pour deux courants d'injection différents (1 et 2 A).

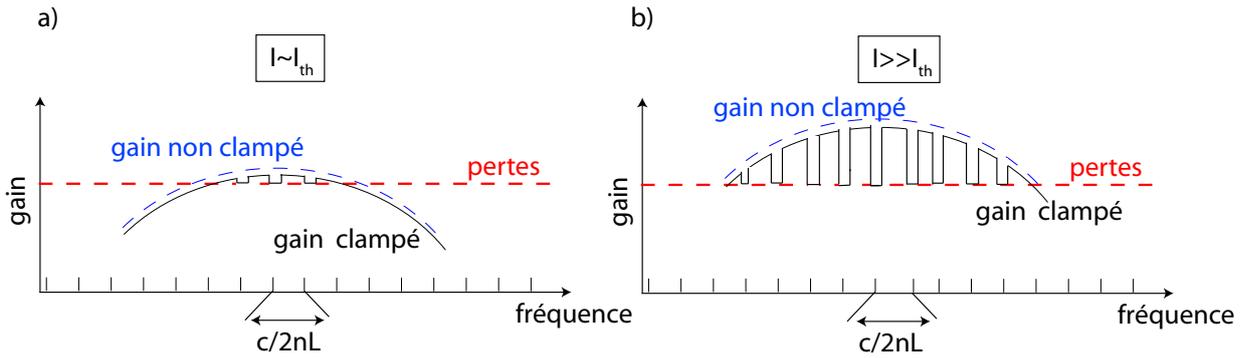


FIG. 3.18 – Effet du clamping du gain pour un élargissement inhomogène lorsque le courant I est légèrement supérieur au courant de seuil I_{th} a) et lorsque le courant I est largement supérieur au courant de seuil I_{th} b). n est l'indice de réfraction, c la vitesse de la lumière et L la longueur de la cavité Favry-Perot. Les fréquences soulignées d'un trait noir sont les fréquences d'oscillation de la cavité Fabry-Perot.

Les pertes de propagation 1D pour une onde qui se propage à l'interface d'un métal et d'un diélectrique ont été étudiées dans le chapitre 2, elles s'écrivent de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{4\pi n_m n_d^3}{k_m^3 \lambda} \quad (3.2)$$

où n_m est la partie réelle de l'indice de réfraction du métal, k_m est la partie imaginaire de l'indice de réfraction du métal, n_d la partie réelle de l'indice de réfraction du diélectrique et λ est la longueur d'onde. Réduire les pertes revient à diminuer le facteur n_m/k_m^3 . Les paragraphes suivants présentent l'influence des métaux sur les performances en termes de densité de courant de seuil et de température maximale de fonctionnement de nos dispositifs.

3.5 Effet du Ti

Nous avons voulu tester l'influence de l'épaisseur du titane sur les performances des lasers. Bien que le titane soit un métal qui présente des pertes élevées, il est indispensable pour l'accroche de l'or sur le dispositif. Quatre épaisseurs de Ti ont été testées : 0, 3, 10 et 30 nm. Les mesures ont été réalisées par Adel Bousseksou sur un échantillon épitaxié au LPN par Isabelle Sagnes (CInP281) (structure identique à celle du MR2230). Sans titane, il est impossible de souder les fils d'or sur nos lasers rubans car l'accroche est insuffisante. Avec une épaisseur de 3 nm, la densité de courant de seuil est d'environ 2.5 kA.cm^{-2} à 78 K en régime pulsé. Si cette épaisseur augmente à 10 nm, la densité de courant de seuil augmente à 3 kA.cm^{-2} . Pour une épaisseur de 30 nm, les dispositifs ne lasent pas à 78 K. Par la suite, nous fixerons l'épaisseur de Ti à 3 nm.

3.6 Réduction du seuil en jouant sur le métal du guide plasmonique

3.6.1 Meilleur candidat

D'après la relation (Eq. 3.2), le rapport n_m/k_m^3 est le paramètre à optimiser. Ce facteur est rapporté pour différents métaux dans le tableau (Tab. 3.2) :

Métaux	n_m	k_m	n_m/k_m^3	α (cm^{-1})
Ag	2,94	54,13	$1,85 \cdot 10^{-5}$	11,15
Or	4,33	53,84	$2,78 \cdot 10^{-5}$	16,72
Al	18,96	82,50	$3,38 \cdot 10^{-5}$	20,33
Ni	4,84	27,70	$2,27 \cdot 10^{-4}$	137,1
Pd	4,40	16,25	$1,10 \cdot 10^{-3}$	617,4
Ti	6,31	13,90	$2,30 \cdot 10^{-3}$	1414

TAB. 3.2 – Valeur de la partie imaginaire et réelle de l'indice de réfraction de différents métaux à la longueur d'onde de $7.5 \mu m$. La dernière colonne du tableau donne une estimation des pertes de propagation pour un mode à plasmons de surface avec un semiconducteur d'indice optique 3.3 et pour une longueur d'onde de $7.5 \mu m$. Les valeurs de ce tableau proviennent de [Ord]. Elles présentent une grande incertitude due à la dispersion des résultats obtenus par les différentes équipes qui ont mesuré l'indice de réfraction des métaux.

Le meilleur candidat semble être l'argent car il présente un facteur n_m/k_m^3 deux fois plus faible que celui de l'or. Les mêmes dispositifs que ceux testés dans le paragraphe 3.4 ont été fabriqués mais avec des contacts Ti/Ag/Ni/Au. Le titane sert d'accroche pour l'argent et l'or est indispensable pour la soudure. Les épaisseurs utilisées sont les suivantes : 3/150/10/250 nm. Les mesures électriques et optiques de ces lasers vont maintenant être présentées.

3.6.2 Caractérisation des lasers à plasmons de surface Ag

La caractéristique I-V de deux dispositifs ayant la même longueur et la même largeur de ruban, (un laser CQ à plasmons de surface Au et un laser CQ à plasmons de surface Ag), a été comparée pour une impulsion de fréquence 1 kHz et de durée 150 ns. Le métal ne semble pas influencer les caractéristiques électriques des lasers car les courbes I-V sont identiques comme le montre la figure 3.19.

La courbe L-I pour un laser CQ à plasmons de surface argent est montrée sur la figure 3.20.a pour différentes températures. Les densités de courant sont presque deux fois moins élevées que celles obtenues avec les lasers CQ à plasmons de surface Au. Grâce à la réduction de la densité de courant de seuil J_{th} , ces lasers fonctionnent jusqu'à température ambiante. Ce sont les premiers lasers à cascade quantique à plasmons de surface qui fonctionnent à température ambiante en régime pulsé. La densité de courant de seuil J_{th} est tracée en fonction de la température pour ces deux types de lasers (or ou argent) sur le panneau de droite de la figure 3.20. Le paramètre T_0 est similaire pour les deux dispositifs mesurés, de l'ordre de 140 K.

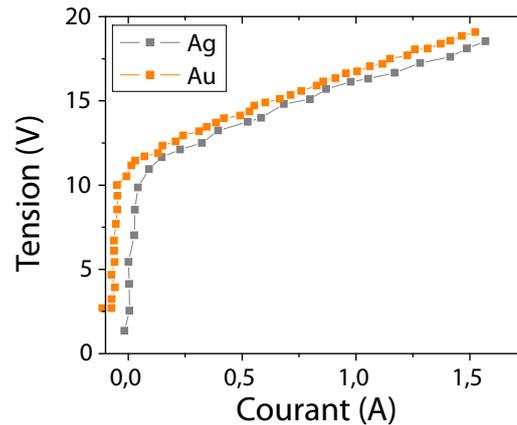


FIG. 3.19 – Caractéristiques I-V pour deux lasers, un avec un contact Au (carrés jaunes) et un avec un contact Ag (carrés gris). Les mesures sont effectuées à 78 K pour une impulsion de fréquence 1 kHz et de durée 150 ns.

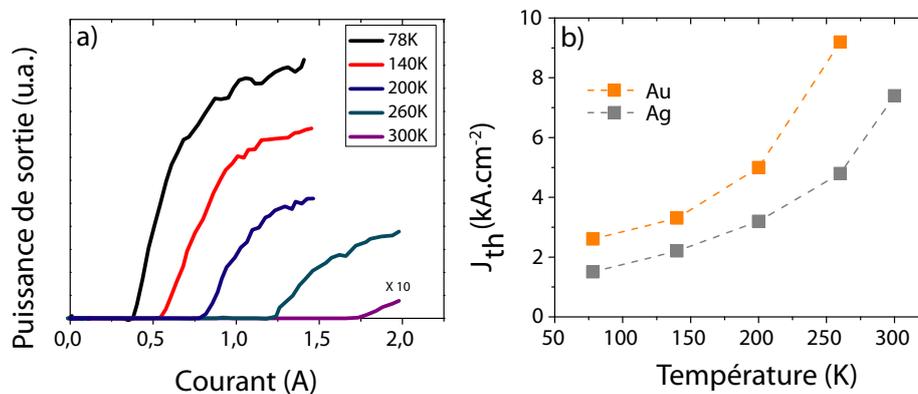


FIG. 3.20 – a) Caractéristiques L-I d'un laser CQ à plasmons de surface Ag de largeur $12 \mu\text{m}$ et de longueur $2150 \mu\text{m}$ pour les températures 78, 140, 200, 260 et 300 K. L'impulsion a une fréquence de 84 kHz et une durée de 50 ns. Le détecteur est un MCT refroidi à 78 K. b) Comparaison de la densité de courant de seuil J_{th} des lasers CQ à plasmons de surface Au et Ag.

Le spectre d'émission d'un laser CQ avec un contact en argent est montré pour différentes températures sur la figure 3.21. On observe le même décalage du spectre vers le rouge avec la température et on remarque que le spectre à 300 K est monomode. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que le spectre d'émission est mesuré pour un courant très proche du courant de seuil.

3.6.3 Comparaison avec l'or

La figure 3.22 récapitule la densité de courant de seuil en fonction de la largeur du ruban pour des lasers CQ à plasmons de surface Au (carrés jaunes) et Ag (ronds gris). Ce graphe met en évidence que l'argent permet de réduire la densité de courant de seuil de presque un facteur deux.

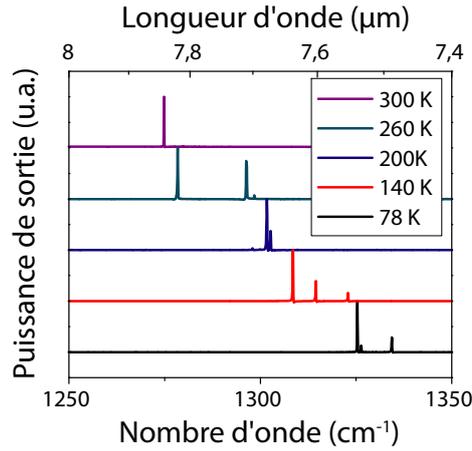


FIG. 3.21 – Spectres d'émission en fonction de la température pour un laser CQ à plasmons de surface Ag de largeur $21 \mu m$ et de longueur $1506 \mu m$. Ils sont mesurés pour une impulsion de fréquence de 84 kHz et de durée 50 ns . Le détecteur utilisé est un MCT refroidi à la température de l'azote liquide.

Les simulations 1D avec la méthode de la matrice de transfert permettent d'estimer les pertes de propagation dans le guide pour l'or et pour l'argent. Elles valent 61 cm^{-1} pour l'or et 32 cm^{-1} pour l'argent. Le facteur deux qui existe entre ces deux valeurs est lié au fait que la partie réelle de l'indice de réfraction de l'or est deux fois plus élevée que celle de l'argent.

La densité de courant de seuil J_{th} est reliée aux pertes de propagation α_g dans le guide par la relation :

$$J_{th} = \frac{\alpha_g}{g\Gamma} - \frac{1}{L} \frac{\ln(R)}{g\Gamma} = \frac{\alpha_g + \alpha_m}{g\Gamma}$$

où Γ est le facteur de confinement du mode guidé, g le gain (en cm.kA^{-1}), L la longueur du ruban laser, R la réflectivité des facettes clivées, α_g les pertes de propagation dans le guide et α_m les pertes des miroirs. Etant donné que les pertes liées au miroir sont identiques pour les deux lasers, une augmentation d'un facteur deux des pertes α_g entraîne une augmentation d'un facteur légèrement inférieur à deux de la densité de courant de seuil J_{th} . Les simulations et l'expérience sont en bon accord.

Nous pouvons supposer que la couche de 10 nm d'InGaAs dopé n à 10^{19} cm^{-3} est gravée lors des désoxydations successives pendant la fabrication des échantillons. Si la structure sans cette couche dopée est de nouveau simulée, les pertes diminuent sensiblement. Désormais les pertes pour l'or valent 48 cm^{-1} tandis que les pertes pour l'argent valent 25 cm^{-1} . Des mesures de pertes ont été effectuées pour connaître précisément le gain, le facteur de confinement et les pertes de propagation des deux guides plasmoniques or et argent. C'est un des aspects étudiés par Michaël Bahriz pendant sa thèse [These-Bahriz].

3.7 Conclusions et perspectives

L'échantillon MR2230 a permis d'obtenir une densité de courant de seuil comprise entre 2.5 et 3 kA.cm^{-2} à 78 K en régime pulsé et une température maximale de fonctionnement de 260 K pour des lasers à cascade quantique à plasmons de surface Au. L'optimisation de ces lasers

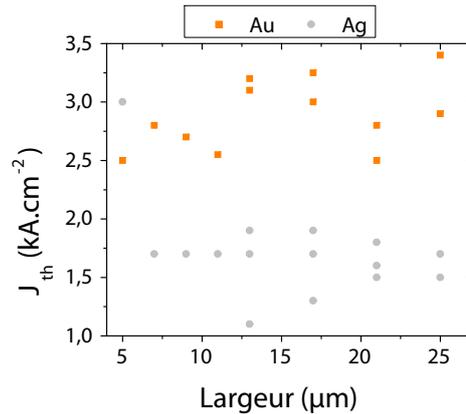


FIG. 3.22 – J_{th} en fonction de la largeur du ruban pour des lasers CQ à plasmons de surface Au (carrés jaunes) et Ag (ronds gris) issus de la plaque MR2230.

s'est basée ensuite sur une étude des métaux utilisés. L'utilisation de l'argent à la place de l'or a permis pour la première fois de démontrer le fonctionnement à température ambiante en régime pulsé de lasers à cascade quantique à plasmons de surface.

Le tableau (Tab. 3.3) récapitule les résultats que nous avons obtenus. La valeur des pertes α_g et du facteur de confinement Γ pour une longueur d'onde de $7.5 \mu\text{m}$ pour le mode fondamental sont calculées avec la méthode de la matrice de transfert 1D tandis que la valeur de la densité de courant de seuil J_{th} et celle de T_0 sont les valeurs expérimentales. L'utilisation de l'argent

	α_g 1D (cm^{-1})	Γ (%)	J_{th} (kA.cm^{-2})	T_0 (K)
Au	61	91	3	140
Ag	32	91	1.5	140

TAB. 3.3 – Résumé de la valeur des différents paramètres qui permettent de comparer les lasers CQ à plasmons de surface Au et Ag.

pour le guide plasmonique permet donc d'améliorer le fonctionnement des lasers à cascade quantique à plasmons de surface. Il engendre des pertes plus faibles et ainsi un fonctionnement à température ambiante.

Malheureusement nous avons remarqué que ces dispositifs se dégradent avec le temps à cause de l'oxydation rapide de l'argent. Le même laser CQ à plasmons de surface Ag a été mesuré plusieurs fois dans le temps, la dégradation en termes de résistance différentielle et de seuil est clairement visible sur le graphe de la figure 3.23.a. Pour pallier ce problème, une solution serait d'encapsuler l'argent avec du SiN et de l'or. Les premiers tests réalisés par Adel Bousseksou sont concluants (cf. Fig. 3.23.b).

Un des avantages du guide plasmonique, malgré les pertes de propagation élevées, concerne la possibilité de réaliser des dispositifs planaires. Dans un guide diélectrique classique, le confinement latéral du mode optique est assuré par la gravure du ruban mais dans un guide plasmonique, le mode optique reste "attaché" au métal [Alt05]. Il serait intéressant de pouvoir contrôler le mode optique grâce au métal et de s'affranchir de la gravure du ruban. Ce système présente

Chapitre 4

Etude du contrôle du mode optique par le guide plasmonique

Le fonctionnement en régime continu à température ambiante des lasers CQ a été obtenu grâce à l'utilisation de guides diélectriques enterrés à l'aide d'une reprise d'épitaxie d'InP non dopé [Bec02, Eva04a]. Dans ce cas, le guide est isolé électriquement et le mode optique est confiné latéralement par le contraste d'indice optique entre l'InGaAs et l'InP (cf. Fig. 4.1.a). On bénéficie ainsi d'une excellente dissipation thermique *via* l'utilisation du binome InP.

Afin de transposer cette technologie aux lasers CQ utilisant un guide plasmonique, Alton et al. ont proposé en 2005 une solution alternative pour des lasers CQ émettant dans le THz (GaAs/AlGaAs) [Alt05]. On sait que dans un guide plasmonique, le confinement latéral du mode optique est imposé par la largeur de la bande de métal. Ces chercheurs ont utilisé cette particularité pour réaliser un guide enterré. Dans cette configuration, une bande de métal étroite est centrée sur un ruban large et l'isolation électrique de la zone non couverte par le métal est obtenue à l'aide d'une implantation ionique (cf. Fig. 4.1.b).

L'étude de ces dispositifs a permis aux auteurs de confirmer que le guide plasmonique pouvait être utilisé à la fois pour le confinement vertical et pour le confinement latéral de la lumière. En outre, l'évacuation de la chaleur se fait *via* la couche latérale isolante. Elle est donc plus efficace comparée à celle d'un laser ruban standard. Ainsi ces guides enterrés ont permis l'augmentation de la température maximale de fonctionnement en régime pulsé. De plus la densité de courant de seuil a été réduite car les pertes latérales du mode optique sont plus faibles.

Pour les lasers CQ InGaAs/AlInAs émettant à $7.5 \mu\text{m}$, l'utilisation d'un confinement optique bidimensionnel produit par une simple bande métallique est d'autant plus intéressante qu'elle permet en principe de s'affranchir complètement de la gravure d'un ruban. En effet, contrairement au cas des lasers CQ émettant dans le THz, le contact électrique inférieur est situé sur la face arrière de l'échantillon. L'utilisation du guide plasmonique pour guider latéralement le mode optique offre ainsi en principe la possibilité de réaliser des lasers planaires, c'est-à-dire avec une surface plane mais non planarisée. Comparée à celle du ruban, cette géométrie, en plus d'être simple à fabriquer, devrait permettre une meilleure évacuation de la chaleur. Cependant l'isolation électrique d'une hétérostructure InGaAs/AlInAs à une profondeur de $2.6 \mu\text{m}$ n'est pas réalisable par implantation d'ions, les énergies requises étant trop élevées. Nous réaliserons donc des dispositifs planaires où la région active restera conductrice dans tout l'échantillon (cf.

Fig. 4.1.c). Nous sommes donc en mesure de nous demander quelles seront les conséquences sur les performances de ces dispositifs planaires.

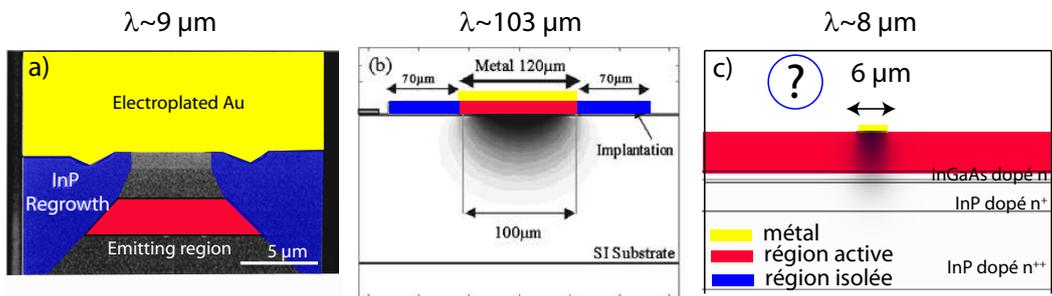


FIG. 4.1 – a) Technologie du guide diélectrique enterré à l’aide d’une reprise d’épitaxie d’InP non dopé [Eva04a]. b) Technologie d’un guide plasmonique enterré dans le THz [Alt05]. c) Technologie planaire d’un guide plasmonique dans le moyen infrarouge sans isolation électrique de la région active.

L’objectif de ce chapitre sera de répondre à la question suivante : Conserve-t-on le confinement optique latéral plasmonique dans des dispositifs planaires où la région active n’est pas isolée électriquement ? Pour cela, nous commencerons par étudier les caractéristiques électriques des dispositifs planaires, ce qui permettra d’estimer la dispersion latérale du courant. Nous analyserons ensuite quelles sont les conséquences de cette dispersion sur le mode optique supporté par les lasers. Nous montrerons que ces investigations nous ont amené à envisager l’existence de modes autres que plasmoniques dans les structures fines. Ces modes ont été mis en évidence par la réalisation de lasers à guide Métal-Isolant-Semiconducteur (MIS) qui fonctionnent à température ambiante en régime pulsé.

Pour cette étude, nous avons fabriqué des lasers planaires de longueur $1500 \mu m$ avec des contacts métalliques de largeur 4, 6, 10, 15, 20, 30 et $50 \mu m$ et de différents types : Ti/Au pour l’échantillon A et Ti/Ag/Ni/Au pour l’échantillon B (cf. Fig. 4.2).

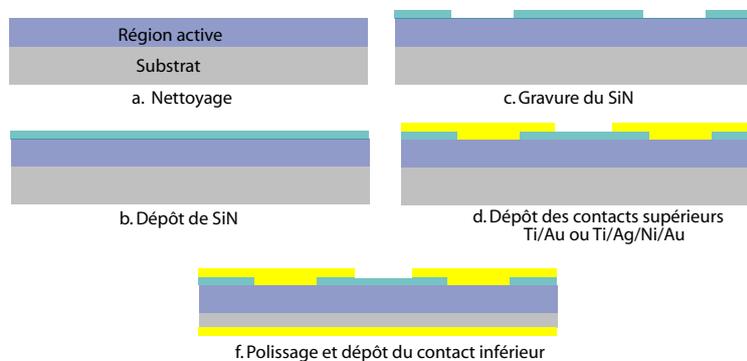


FIG. 4.2 – Différentes étapes de la fabrication des dispositifs planaires. L’avantage de cette fabrication, c’est qu’elle ne requiert pas de gravure du semiconducteur.

4.1 Etude du comportement électrique des lasers à cascade quantique planaires

Les courbes I-V des dispositifs planaires présentent une allure inhabituelle. C'est pourquoi nous avons simulé le comportement électrique d'un dispositif planaire afin de mieux appréhender l'alignement des niveaux électroniques dans ces dispositifs. Les calculs, effectués avec la méthode des éléments finis, donnent accès à la distribution du champ dans la structure et permettent de simuler les courbes I-V. Ces résultats de simulation vont aider à comprendre l'allure des caractéristiques I-V expérimentales et à donner des pistes pour caractériser la dispersion latérale du courant.

4.1.1 Caractéristiques I-V

La figure 4.3 montre les caractéristiques I-V pour les lasers de l'échantillon A (Fig. 4.3.a) et de l'échantillon B (Fig. 4.3.b). A titre de comparaison, la caractéristique I-V d'un laser ruban de largeur $15 \mu\text{m}$ et de longueur $1500 \mu\text{m}$ issu de la même plaque a été ajoutée à la figure de gauche. Nous en déduisons la tension d'alignement des niveaux électroniques de l'hétérostructure composant la région active ($V_{ali} \sim 12 \text{ V}$).

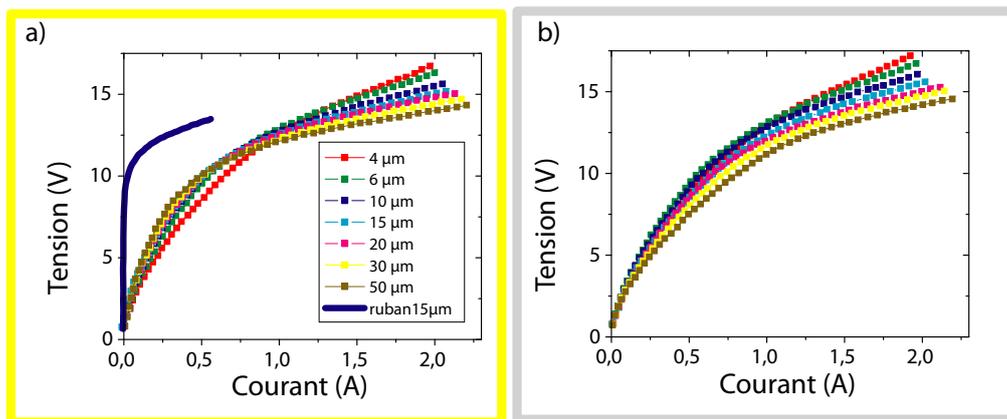


FIG. 4.3 – a) Caractéristiques I-V pour les dispositifs avec des contacts en or, auxquelles une courbe IV typique d'un laser ruban de largeur $15 \mu\text{m}$ a été ajoutée. b) Caractéristiques I-V pour les dispositifs avec des contacts en argent. Les mesures ont été effectuées à 78 K avec des impulsions de fréquence 1 kHz et de durée 150 ns. Les lasers sont fabriqués à partir de la plaque E_InP281, dont l'épitaxie a été réalisée par le groupe d'Isabelle Sagnes au LPN. Tous les dispositifs ont une longueur de $1500 \mu\text{m}$.

Tout comme dans les caractéristiques I-V d'un laser ruban, deux régimes sont observés dans les courbes I-V des dispositifs planaires. Mais à la différence des courbes I-V des lasers rubans, la transition d'un régime à l'autre est progressive et s'étend sur plus de 500 mA.

A faible tension ($V < V_{ali}$), la résistance $V/I(V)$ est faible devant celle d'un laser rubans et elle diminue quand V augmente. Quand la tension dépasse la valeur de V_{ali} , la résistance différentielle diminue fortement et les courbes sont linéaires. La figure 4.3 indique une différence notable entre les échantillons A et B. Pour l'échantillon A, le courant à tension fixée augmente

quand la largeur des contacts diminue et inversement pour l'échantillon B (exception faite pour le contact de $4 \mu m$ de large). Cette différence disparaît quand $V > V_{ali}$, les caractéristiques I-V se superposant pour les deux échantillons.

4.1.2 Simulation des caractéristiques I-V

La simulation des caractéristiques I-V par la méthode des éléments finis va permettre de comprendre le comportement de ces courbes. Après avoir détaillé le dispositif test que nous allons utiliser, nous présenterons l'équation qui régit le comportement électrique du système et nous déterminerons la conductivité des couches. Ensuite, nous simulerons plusieurs courbes I-V afin de mieux appréhender l'influence des paramètres suivants : la conductivité latérale de la région active, le rapport des conductivités latérale et verticale de la région active et la largeur du contact métallique.

Dispositif test

Le but de cette partie n'est pas de reproduire exactement les caractéristiques I-V expérimentales mais de comprendre leur allure. Nous limiterons donc notre étude à un système bidimensionnel constitué uniquement de la région active (largeur $500 \mu m$ et épaisseur $3 \mu m$), de la couche de contact d'InGaAs dopé n à $10^{17} cm^{-3}$ (largeur $500 \mu m$ et épaisseur $50 nm$) et d'un contact métallique (largeur $15 \mu m$ et épaisseur $300 nm$). Le schéma 4.4 définit les axes que nous garderons tout au long de la rédaction de ce manuscrit.

Le tableau 4.1 indique la conductivité des matériaux utilisés pour un dopage de $10^{17} cm^{-3}$ [Bec01].

Matériau	$\sigma (S.m^{-1})$	Dopage cm^{-3}
InGaAs	6400	10^{17}
AlInAs	32	10^{17}

TAB. 4.1 – Conductivité des matériaux utilisés pour un dopage de $10^{17} cm^{-3}$

Equation régissant le comportement du courant

Nous avons considéré que le problème était stationnaire. Dans chaque couche i , l'équation qui régit le comportement du courant est :

$$\text{div}(\vec{j}) = 0 \text{ avec } \vec{j} = [\sigma_i] \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(u(x, z))$$

où \vec{j} est la densité de courant et $[\sigma_i]$ le tenseur de la conductivité de la couche i . Pour les lasers unipolaires, la densité de courant de diffusion peut être négligée [Bec01], l'équation décrivant le système est donc :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\sigma_z}{\sigma_x} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \quad (4.1)$$

Il faut désormais déterminer le tenseur de la conductivité pour les trois couches.

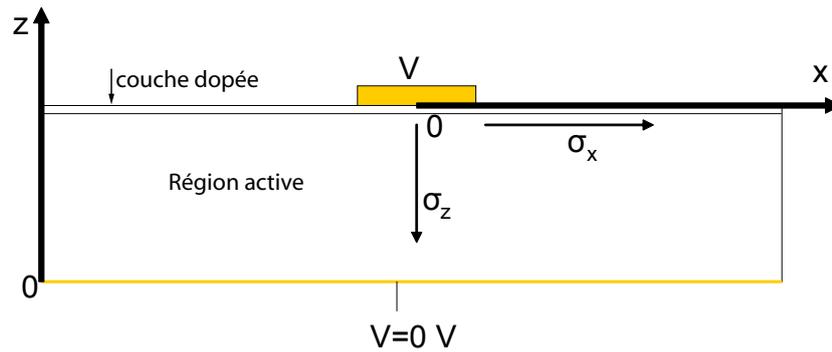


FIG. 4.4 – Dispositif de test pour les simulations. La région active, la couche de contact et le contact métallique ont une largeur de 500, 500 et 15 μm respectivement. Leur épaisseur est respectivement 3, 0.04 et 0.3 μm .

Conductivité de la région active

Dans un laser ruban, seule la conductivité verticale intervient dans les mécanismes de conduction. En supposant que seule la région active est responsable de la résistance du dispositif, la conductivité verticale de la région active σ_z peut être déterminée à partir de la courbe I-V d'un laser ruban. Pour ce faire, il suffit d'utiliser la relation :

$$\sigma_z(V) = \frac{e}{R(V)S} = \frac{eI(V)}{VS},$$

où R est la résistance, I le courant, V la tension, e l'épaisseur de la région active et S la surface supérieure du ruban. En considérant que le potentiel appliqué est distribué uniformément dans la région active, nous pouvons tracer la conductivité σ_z en fonction du champ E_z , où $E_z = V/e$ (cf. Fig. 4.5).

Deux régimes sont observés sur la courbe $\sigma = f(E_z)$: le régime avant l'alignement et le régime après l'alignement. Quand les niveaux électroniques de la région active ne sont pas alignés, la conductivité de la région active doit être faible. Sur la courbe, nous observons qu'elle est négative. Ce comportement paradoxal est dû à un artefact du dispositif de mesure. Nous considérerons que la conductivité est constante dans ce régime et qu'elle vaut σ_0 .

Quand les niveaux électroniques de la région active sont alignés, la résistance différentielle du laser ruban est constante, ce qui induit une conductivité quasi-linéaire.

Finalement, nous modéliserons la conductivité σ_z par la fonction :

$$\sigma_z(E_z) = \max(\sigma_0, aE_z + \sigma_0 - aE_{ali})$$

où a est la pente de la conductivité après l'alignement et E_{ali} est le champ d'alignement des niveaux électroniques de la région active. Cette dernière est tracée en rouge sur la figure 4.5.b, où la valeur de σ_0 est obtenue en mesurant la résistance d'un laser ruban avec un ohmmètre.

Parallèlement, la conductivité latérale σ_x peut être calculée en prenant la moyenne des conductivités des couches de la région active. Dans ce cas, l'expression du tenseur $[\sigma]$ pour

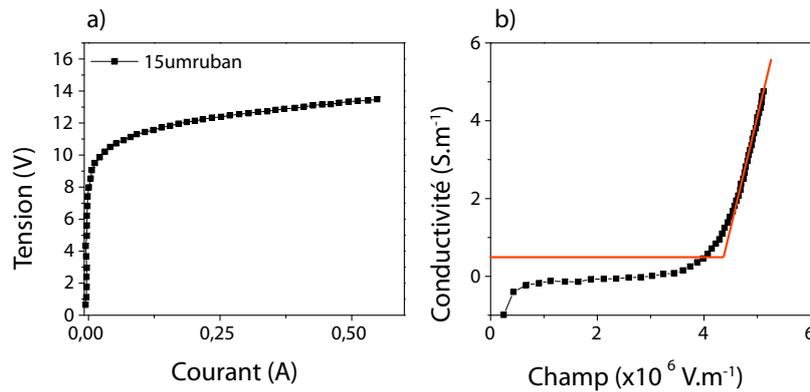


FIG. 4.5 – a) Caractéristique I-V d'un laser CQ ruban issu de la fabrication E_InP281_A mesurée à 78 K. La largeur du ruban est $15 \mu m$ et sa longueur $1500 \mu m$. L'impulsion pompe a une fréquence de 1 kHz et une largeur de 150 ns. b) Conductivité σ_z correspondante en fonction du champ. La courbe rouge représente la loi d'évolution de la conductivité en fonction du champ utilisée dans les simulations.

la région active sera :

$$[\sigma] = \begin{pmatrix} 634 & 0 \\ 0 & \max(0.5, 5.2 \times 10^{-6} E_z - 20.3) \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Conductivité de la couche dopée et du contact

Les conductivités de la couche de contact et de la couche métallique sont respectivement $\sigma_{cd} = 6400 S.m^{-1}$ et $\sigma_c = 2 \times 10^8 S.m^{-1}$. Cette dernière valeur correspond à la conductivité de l'or à 77 K [Ash].

Caractéristiques I-V

Comme la conductivité de la région active n'est pas linéaire, nous avons utilisé un modèle de résolution non-linéaire pour trouver les solutions de l'équation 4.1. La différence de potentiel V appliquée à l'ensemble varie avec un pas de 1 V entre 1 V et 17 V (cf. Fig. 4.4). Le courant I est calculé pour un ruban de longueur $L = 1500 \mu m$. Pour chaque tension V , la densité de courant est intégrée sur la ligne $z=0 \mu m$ et multipliée par L afin d'obtenir I . Trois configurations ont été étudiées (cf. Fig 4.6) :

- a) la configuration ruban gravé
- b) la configuration planaire
- c) la configuration planaire hypothétique où $\sigma_x = 0$, c'est-à-dire où la conductivité horizontale dans la région active est nulle.

L'allure de la courbe a) reproduit celle des mesures expérimentales : l'alignement des niveaux électroniques de la région active est obtenu à très faible courant et est abrupt.

L'allure de la courbe b) est similaire à celle obtenue expérimentalement.

- Avant l'alignement, la résistance $V/I(V)$ est faible et la courbe n'est pas linéaire.
- La transition entre les deux régimes s'étend sur près de 500 mA.

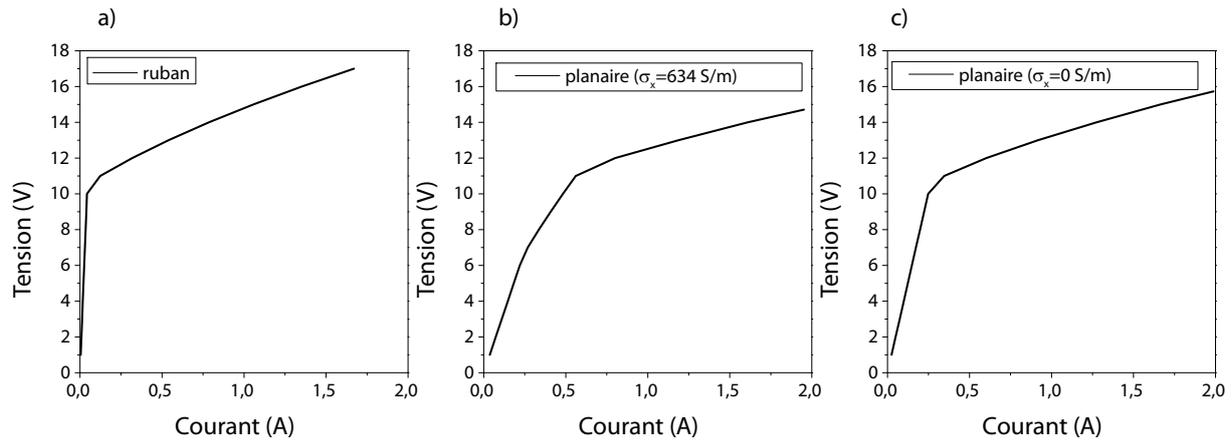


FIG. 4.6 – a) Simulation d’une courbe I-V pour un laser ruban de largeur $15 \mu\text{m}$. b) Simulation de la courbe I-V pour un dispositif planaire dont la largeur du contact est $15 \mu\text{m}$. c) Simulation de la courbe I-V pour un dispositif planaire dont la largeur du contact est $15 \mu\text{m}$ en prenant $\sigma_x = 0$. La longueur des dispositifs est $1500 \mu\text{m}$.

– La courbe redevient linéaire pour des tensions $V > V_{ali}$.

Nous observons que la résistance différentielle du ruban après l’alignement est plus élevée que celle du dispositif planaire.

Afin d’étudier l’influence de la conductivité latérale de la région active, nous avons simulé une caractéristique I-V du même dispositif planaire à l’exception que $\sigma_x = 0 \text{ S.m}^{-1}$. Dans ce cas, la dispersion avant l’alignement est due à la couche dopée et on constate que la courbe avant l’alignement est linéaire. Cette observation est très importante puisqu’elle indique que c’est la dispersion latérale du courant dans la région active qui est responsable de la non-linéarité de la courbe I-V avant l’alignement. Ce dernier point va être explicité dans le paragraphe suivant.

Influence du rapport des conductivités latérale et verticale $r = \sigma_x/\sigma_z$

La figure 4.7 montre la norme du champ électrique $|E_z|$ calculée en fonction de z pour $x=0 \mu\text{m}$ et pour les tensions 6, 10, 14 et 17 V. En pointillé est tracé le champ obtenu pour le ruban et en trait plein celui obtenu pour le dispositif planaire. Le rectangle gris souligne le domaine de champs pour lequel nous pouvons considérer que les niveaux électroniques de l’hétérostructure constituant la région active sont alignés.

Dans la configuration ruban, le champ est uniforme dans toute la région active et ceci pour toutes les tensions. Dans la configuration planaire, nous pouvons séparer deux régimes. Pour les tensions inférieures à V_{ali} , le champ est fortement non-uniforme dans la région active. Pour les tensions supérieures à V_{ali} , le champ est quasiment uniforme et se rapproche du champ électrique obtenu avec un dispositif ruban. Nous observons que le passage d’un régime à l’autre est progressif, la non-uniformité du champ tendant à diminuer quand V augmente. Le processus d’alignement dans les dispositifs planaires est donc sensiblement différent de celui observé avec les dispositifs ruban et est lié au rapport des conductivités latérale et verticale $r = \sigma_x/\sigma_z$.

Quand les tensions sont très faibles devant V_{ali} , la conductivité latérale est grande devant la

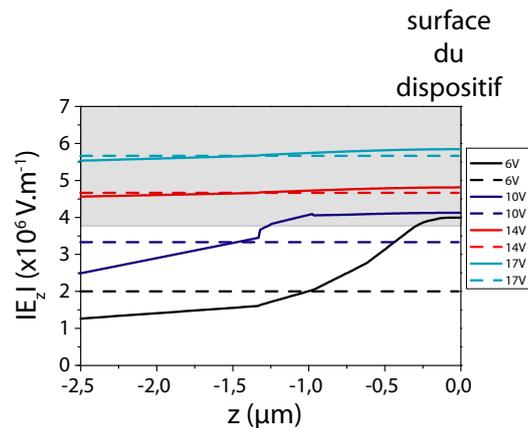


FIG. 4.7 – Distribution du champ électrique $|E_z|$ selon z calculée pour le dispositif planaire (trait plein) et pour le dispositif ruban (trait pointillé) pour les tensions 6, 10, 14 et 17 V. La non-uniformité du champ électrique pour le dispositif planaire disparaît progressivement quand V augmente.

conductivité verticale car les niveaux électroniques de la région active ne sont pas alignés. Ce rapport r élevé est responsable d'une distribution non-uniforme du champ : le champ dans les premières couches de la région active est plus élevé que celui obtenu avec un dispositif ruban pour la même tension appliquée. Pour cette raison, les niveaux des premières couches de la région active s'alignent en premiers pour des tensions $V < V_{ali}$. Cet effet a pour conséquence de diminuer le rapport r , réduisant ainsi la non-uniformité du champ. Les niveaux électroniques de la région active s'alignent donc progressivement quand V augmente, ce qui explique la forme non-linéaire des courbes I-V expérimentales.

Pour des tensions $V > V_{ali}$, le comportement électrique de la région active sous le contact est similaire à celui d'un ruban.

La figure 4.8 montre, pour le dispositif planaire, la répartition du champ électrique dans la région active calculée pour $V = 8$ ou 15 V. En noir sont entourées les régions où le champ est supérieur au champ d'alignement. Pour $V=8$ V, le champ est fortement non-uniforme sous le contact et seuls les niveaux électroniques des premières couches sont alignés. Pour $V=15$ V, la région pompée correspond à un ruban de largeur supérieure à $15 \mu\text{m}$.

Influence de la largeur de la bande métallique

Nous avons simulé les caractéristiques I-V pour des dispositifs avec différentes tailles de contact (cf. Fig. 4.9) et nous avons confronté les résultats expérimentaux aux simulations. Nous retrouvons le comportement obtenu avec l'échantillon B, à savoir que pour une tension V fixée, la résistance différentielle diminue quand la largeur du contact augmente.

Les simulations ne permettent pas de comprendre le comportement inverse de l'échantillon A. Cette différence reste à ce jour inexplicée. Afin de vérifier que la diffusion de l'or dans les couches de semiconducteur n'est pas à l'origine de cet effet, il faudrait fabriquer les mêmes dispositifs en augmentant significativement l'épaisseur de titane.

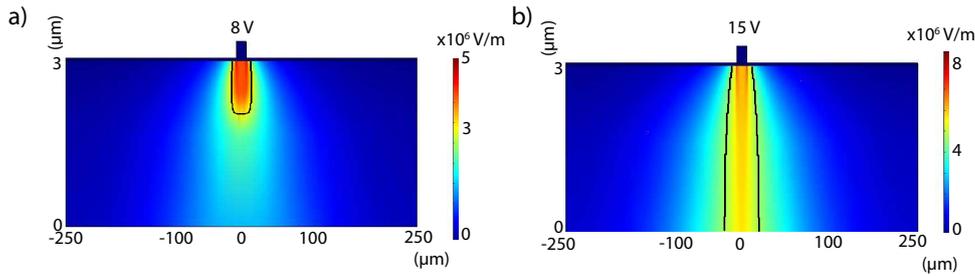


FIG. 4.8 – Répartition du champ $|E_z|$ pour un dispositif planaire avec un contact métallique de largeur $15 \mu m$ pour a) $V = 8 V$ et pour b) $V = 17 V$. Les régions où les niveaux électroniques de la région active sont alignés sont entourées d'un trait noir. a) Seuls les premiers niveaux électroniques de la région active sont alignés. b) La région pompée se rapproche de celle d'un dispositif ruban avec une largeur supérieure à $15 \mu m$.

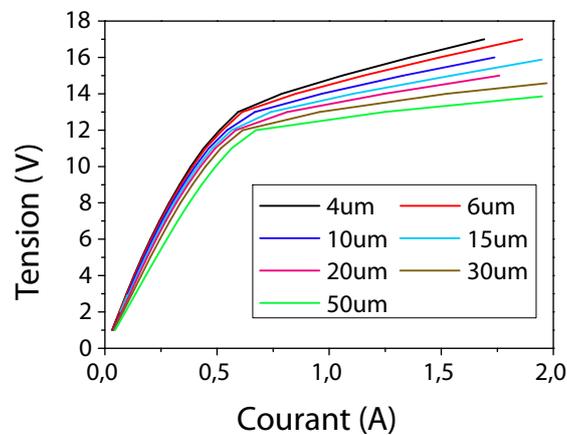


FIG. 4.9 – Caractéristiques I-V simulées pour la largeur des contacts utilisés dans les expériences.

4.1.3 Estimation de la longueur de dispersion latérale

Les mesures expérimentales couplées aux résultats des simulations vont permettre d'estimer la longueur de dispersion latérale du courant.

La figure 4.10 montre les caractéristiques I-V des dispositifs de l'échantillon B après l'alignement. Comme nous l'avons déjà souligné, les courbes sont linéaires. Si nous prolongeons ces droites, elles se coupent en un même point. Ce point d'intersection correspond au couple $(I \sim 0 A, V \sim V_{ali})$. Le dispositif planaire pour $V > V_{ali}$ se comporte donc électriquement exactement comme un dispositif ruban de largeur l_{eq} (cf. Fig 4.11). Ce résultat, suggéré par les simulations, est donc confirmé par les expériences.

Nous allons déterminer la valeur de l_{eq} pour chaque dispositif planaire à partir de leur conductance différentielle après l'alignement. Dans le cas des lasers rubans, la résistance différentielle R_{diff} des dispositifs est liée à la largeur du ruban l par la relation suivante :

$$R_{diff}(l) = \frac{1}{\sigma_{diff}} \frac{e}{Ll},$$

où σ_{diff} est la conductivité différentielle du dispositif, e l'épaisseur de la région active et L

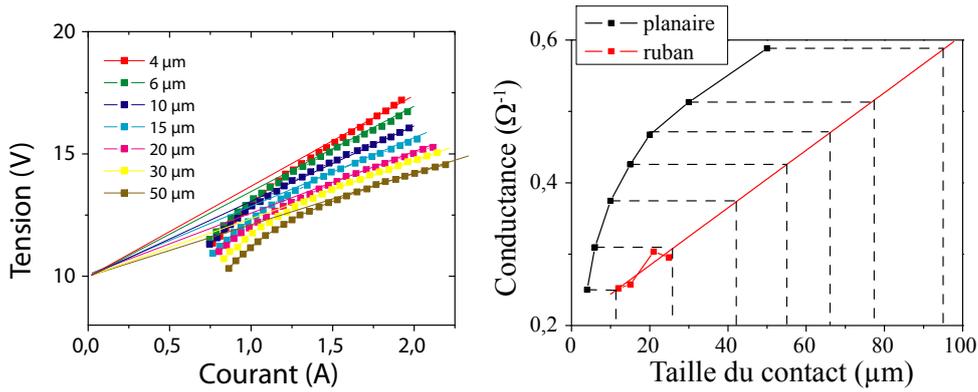


FIG. 4.10 – a) Caractéristiques I-V des lasers CQ planaires avec des contacts en or pour une tension supérieure à 10 V. Les courbes sont linéaires et se coupent pour $V \sim V_{ali}$ b) Conductance des lasers CQ planaires avec des contacts en or et des lasers CQ rubans après l’alignement. Les lasers CQ rubans sont fabriqués à partir de la même plaque E_InP281.

la longueur du ruban. La conductance des lasers ruban dépend donc linéairement de la largeur du ruban. Nous avons tracé sur la figure 4.10.b la conductance de quatre lasers ruban issus du matériau E_InP281 de largeur 12, 15, 21 et 25 μm et de longueur 1500 μm . Une régression linéaire de cette courbe permet de déterminer la valeur de la conductance d’un laser ruban de longueur 1500 μm en fonction de sa largeur. Si maintenant nous traçons sur la figure 4.10.b la conductance des dispositifs planaires après l’alignement en fonction de la largeur du contact métallique, nous pouvons attribuer à chaque dispositif planaire une largeur de ruban équivalente l_{eq} , à savoir la largeur du ruban donnant la même conductance.

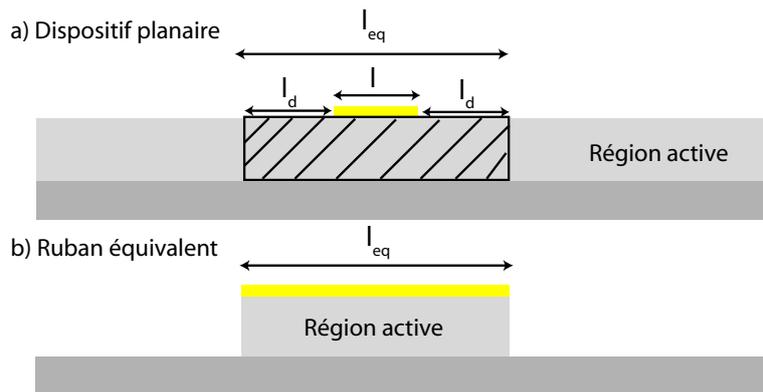


FIG. 4.11 – a) Dispositif planaire. La région hachurée correspond à la région pompée. l est la largeur du contact métallique, l_{eq} la largeur du ruban équivalent et l_d la longueur de dispersion latérale du courant. b) Dispositif ruban équivalent au dispositif planaire au niveau du comportement électrique pour $V > V_{ali}$.

Il est alors possible de définir la dispersion latérale du courant de part et d’autre du contact

l_d (cf. Fig. 4.11) à partir de la relation :

$$l_d = \frac{l_{eq} - l}{2}.$$

Les résultats sont récapitulés dans le tableau 4.2. D'après ces mesures, la dispersion latérale est plus faible lorsque la taille des contacts est petite et se stabilise autour de $20 \mu m$ pour des largeurs $l > 15 \mu m$. Nous ne sommes pas en mesure d'expliquer d'où vient cette différence pour les contacts de plus faible largeur.

Pour affiner l'estimation de l_d , il faudrait améliorer la précision de la régression linéaire en augmentant le nombre de points sur la courbe rouge.

Largeur du contact (μm)	4	6	10	15	20	30	50
Largeur du ruban correspondant l_{eq} (μm)	11	26	42	55	65	77	95
Dispersion latérale l_d (μm)	3.5	10	16	20	22.5	23.5	22.5

TAB. 4.2 – La résistance différentielle des dispositifs planaires après l'alignement permet d'estimer la surface totale d'injection. Il est alors possible d'attribuer pour chaque largeur de contact une largeur de ruban équivalente l_{eq} et d'en déduire la dispersion latérale du courant l_d .

4.2 Caractérisation optique des lasers à cascade quantique planaires

Du fait de la dispersion latérale du courant, le mode du laser, c'est-à-dire le mode supporté dans la cavité lorsque le laser fonctionne, n'est plus nécessairement le mode plasmonique sous le contact métallique puisque le gain s'étend sur une région plus étendue. Nous allons confronter les simulations et l'expérience pour déterminer le mode du laser dans la cavité des dispositifs planaires.

4.2.1 Simulations du mode optique

Dans le cas des lasers rubans, la détermination du mode du laser dans la cavité est réalisée en prenant le mode qui présente le meilleur facteur de mérite (facteur de confinement/pertes). Lorsque la géométrie devient plane, un autre paramètre rentre en ligne de compte. Il s'agit des zones de gain. En effet si le mode qui présente le moins de pertes est situé dans des régions où les niveaux électroniques de la région active ne sont pas alignés, le gain modal diminue. Ainsi, pour déterminer le mode du laser dans la cavité d'un dispositif plane, il serait nécessaire de coupler des simulations électriques avec des simulations optiques, ce qui n'est pas aisé.

Cependant les mesures précédentes ont montré qu'un dispositif plane avec un contact électrique de largeur l équivaut électriquement à un dispositif ruban avec une largeur efficace l_{eq} avec $l_{eq} > l$. La recherche des modes qui existent dans un dispositif plane avec un contact métallique de largeur l peut donc être réduite à la recherche des modes qui existent dans un laser ruban de largeur l_{eq} avec un contact métallique de largeur l .

Nous avons donc déterminé ces modes par la méthode des éléments finis pour des dispositifs avec des contacts en or et en argent. Les modes qui présentent le moins de pertes ont la géométrie suivante : un lobe sous le SiN de part et d'autre du contact métallique et un ou plusieurs lobes sous le métal. Ce sont des modes hybrides, plasmoniques sous le métal et Métal-Isolant-Semiconducteur (MIS) de part et d'autre du contact métallique. Les pertes de propagation associées sont tracées en fonction de la largeur du ruban l_{eq} sur la figure 4.12. Pour chaque largeur, une cartographie de $|E_z|/max(|E_z|)$ a été ajoutée.

Les pertes sont élevées pour les largeurs faibles, elles se stabilisent lorsque $l_{eq} > 40 \mu m$ puis réaugmentent légèrement pour $l_{eq} = 100 \mu m$. Nous pouvons noter que les pertes sont essentiellement liées au rapport de la surface couverte par le SiN et par le métal. En effet, plus ce facteur est faible, plus les pertes sont élevées.

D'autre part, la différence entre les dispositifs avec des contacts en or ou en argent est surtout visible pour le dispositif ayant la largeur équivalente la plus faible puisque dans ce cas, une large partie de l'énergie du mode optique est localisée sous le métal.

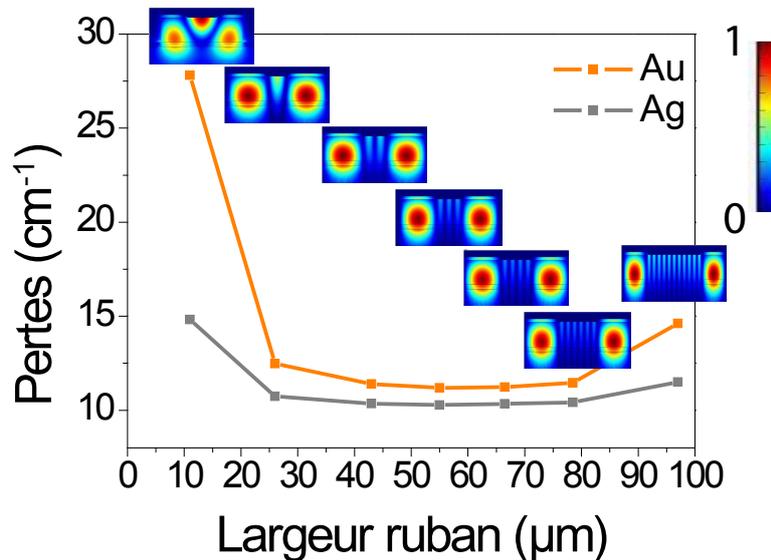


FIG. 4.12 – Pertes de propagation pour une longueur d'onde de $7.5 \mu m$ pour les lasers CQ rubans équivalents aux lasers CQ planaires, c'est-à-dire des rubans de largeur l_{eq} avec des contacts métalliques de largeur l . Ces calculs ont été effectués pour des dispositifs avec des contacts en or et en argent. Pour chaque largeur, la cartographie de $|E_z|/max(|E_z|)$ est insérée.

4.2.2 Caractéristiques L-I

Les dispositifs lasers des échantillons A et B fonctionnent à 78 K en régime pulsé et leur courant de seuil est élevé, allant de 2 à 3.5 A. La figure 4.13.a montre les caractéristiques L-I pour les lasers de l'échantillon A. Excepté pour les dispositifs avec les contacts de largeur 4 et $10 \mu m$, le courant de seuil augmente avec la largeur de la bande de métal.

La figure 4.13.b présente les densités de courant de seuil calculées avec les largeurs de ruban équivalentes l_{eq} du tableau 4.2. La dépendance de la densité de courant de seuil en fonction de la

largeur l_{eq} est en accord avec les simulations pour les modes hybrides. Les densités de courant de seuil sont élevées pour les dispositifs avec les largeurs équivalentes faibles et elles se stabilisent à 2.5 kA.cm^{-2} lorsque $l_{eq} > 43 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 4.12).

Cette étude suggère que le mode du laser dans la cavité n'est pas un mode plasmonique mais bien un mode hybride, à la fois plasmonique et MIS (Métal-Isolant-Semiconducteur). Pour corroborer ce résultat, nous pouvons formuler l'observation suivante : le courant de seuil varie très peu en fonction du métal du contact (or ou argent). Or selon les résultats du chapitre 3, le courant de seuil des dispositifs avec des contacts en or devrait être deux fois plus élevé que celui des dispositifs avec des contacts en argent.

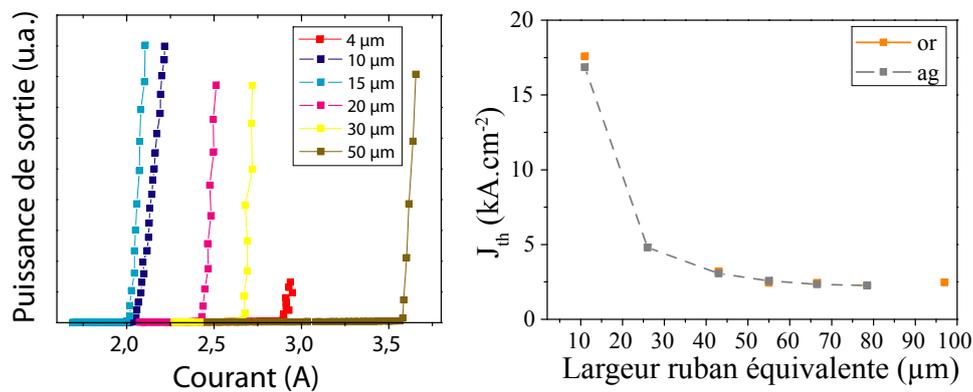


FIG. 4.13 – a) Caractéristiques L-I à 78 K des dispositifs de l'échantillon A. L'impulsion pompe a une fréquence de 84 kHz et une largeur de 50 ns. Le détecteur utilisé est un MCT refroidi à 78 K. b) Densité de courant de seuil calculée en fonction de la largeur de ruban équivalente l_{eq} .

Les simulations prévoient que le facteur de mérite du mode hybride MIS est deux fois plus grand que celui du mode plasmonique. Sachant que la densité de courant de seuil d'un laser CQ à plasmons de surface pour ce matériau se situe autour de 3 kA.cm^{-2} , la densité de courant de seuil constante de 2.5 kA.cm^{-2} obtenue avec les dispositifs planaires est une valeur élevée. Nous avons superposé au mode optique une cartographie des régions pompées (transparent pour les champs supérieurs à E_{ali} et hachuré pour les champs inférieurs à E_{ali}) (cf. Fig. 4.14). Nous remarquons que le mode optique peut se situer dans des régions où il n'y a pas de gain puisque la dispersion du courant n'est pas parfaitement uniforme. De plus, les régions de part et d'autre de la région pompée peuvent également introduire des pertes puisqu'elles absorbent les photons du mode optique à cause de l'absorption de la région active à tension nulle non-négligeable. Bien que l'évacuation de la chaleur soit probablement efficace, ces effets peuvent être à l'origine de la densité de courant de seuil sensiblement élevée.

4.3 Découplage de l'injection électrique et du mode optique

Cependant la dispersion latérale du courant peut être mise à profit afin de découpler l'injection électrique du mode optique. Ce résultat offre l'opportunité de réaliser des guides MIS performants. Pour obtenir un mode guidé MIS présentant de faibles pertes, il faut s'affranchir

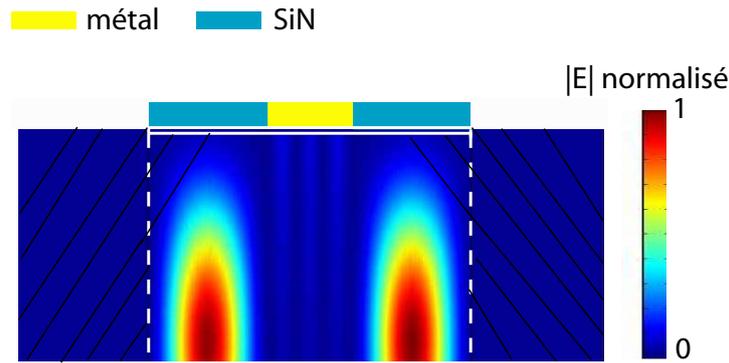


FIG. 4.14 – Les régions hachurées correspondent aux régions non pompées, elles sont superposées au mode optique. Il est possible que le mode optique se situe dans des régions sans gain.

des pertes dues à la région active conductrice dans tout l'échantillon tout en bénéficiant de la dispersion latérale du courant. Pour cela, nous avons réalisé des lasers rubans avec un contact électrique supérieur étroit.

4.3.1 Laser à cascade quantique ruban avec une bande d'injection étroite

Pour évaluer les performances des lasers CQ rubans avec un contact métallique étroit, nous avons calculé les modes qui peuvent exister dans des rubans de largeur variant entre 4 et 22 μm avec un contact métallique étroit de 2 μm . La figure 4.15 présente les premiers modes guidés ainsi que leurs pertes.

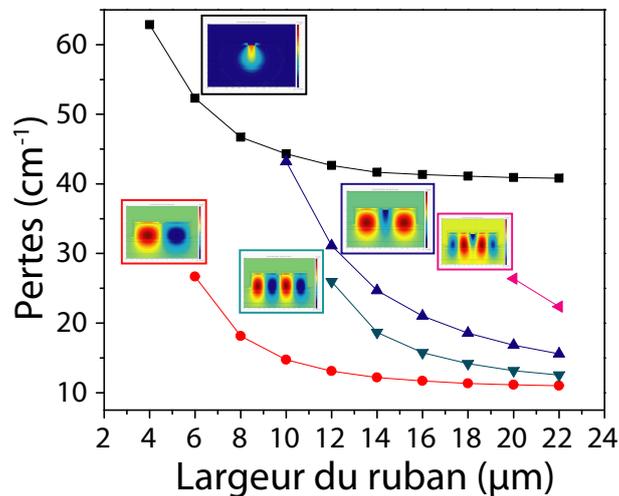


FIG. 4.15 – Pertes de propagation pour une longueur d'onde de 7.5 μm . Pour chaque mode, nous avons représenté une cartographie du champ électrique.

Nous observons que trois types de modes sont possibles. Les modes plasmoniques, les modes MIS et les modes hybrides à la fois plasmoniques et MIS. Pour chacun d'eux, les pertes diminuent quand la largeur du ruban augmente. Dans un cas, cette diminution est due à l'éloignement du mode optique des régions de pertes (mode plasmonique), dans l'autre cas, elle est

due à l'augmentation du rapport L_{SiN}/L_{metal} . Les modes MIS correspondent à un mode optique complexe, qui résulte du couplage de deux modes : un plasmon de surface à l'interface entre le métal et le SiN et un mode diélectrique entre le SiN et la région active (cf. Fig.4.16). Nous avons montré dans le chapitre 2 que les pertes de propagation d'une onde guidée à l'interface d'un métal et d'un diélectrique dans un cas à une dimension s'écrivent :

$$\alpha = \frac{4\pi n_m n_d^3}{k_m^3 \lambda}$$

où n_m est la partie réelle de l'indice de réfraction du métal, k_m est la partie imaginaire de l'indice de réfraction du métal, n_d la partie réelle de l'indice de réfraction du diélectrique et λ la longueur d'onde. Si nous comparons les pertes de propagation d'une onde à l'interface métal/région active α_{RA} aux pertes de propagation d'une onde à l'interface métal/SiN α_{SiN} , nous trouvons $\alpha_{RA}/\alpha_{SiN} = (n_{RA}/n_{SiN})^3 \sim 8$ où n_{RA} et n_{SiN} sont respectivement l'indice optique de la région active et du SiN. L'introduction du SiN entre la région active et le métal permet donc la diminution des pertes du mode, à la fois parce que le mode présente les caractéristiques d'un mode diélectrique et parce que la partie plasmonique présente moins de pertes grâce à la présence du SiN. Bien que le facteur de confinement soit de l'ordre de 68 %, le facteur de mérite de ce type de guidage est plus élevé que celui des modes plasmoniques.

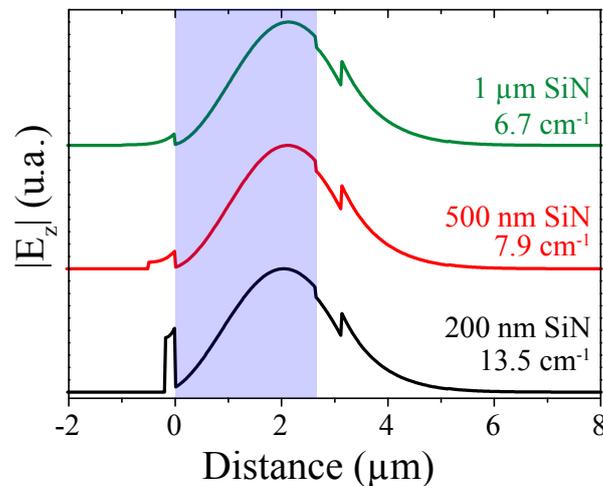


FIG. 4.16 – Profil du champ électrique du mode guidé et pertes correspondantes quand une couche de SiN d'épaisseur 200, 500 et 1000 nm est insérée entre le métal et la structure fine étudiée. La région active est représentée à l'aide d'un rectangle bleu.

4.3.2 Obtention d'un mode Métal-Isolant-Semiconducteur

Bien que le mode MIS présente un facteur de mérite plus élevé que le mode plasmonique, l'injection électrique, quant à elle, est plus efficace pour le mode plasmonique puisque dans ce cas, le mode est situé sous le contact métallique. L'expérience va permettre de savoir quel mode sera privilégié.

Fabrication

La fabrication est identique à celle présentée dans le chapitre 3. La largeur des rubans vaut : 7-9-11 et 13 μm , l'ouverture du SiN est fixe et vaut 2 μm et le contact métallique est un contact Ti/Au.

Caractéristiques J-V et l - J_{th}

Comme l'injection électrique permet de pomper toute la région active du ruban gravé, les densités de courant sont calculées en divisant le courant par la surface du ruban. La figure 4.17.a montre les caractéristiques J-V pour les quatre tailles de ruban. Elles se superposent, ce qui valide l'hypothèse selon laquelle toute la région active du ruban est pompée électriquement.

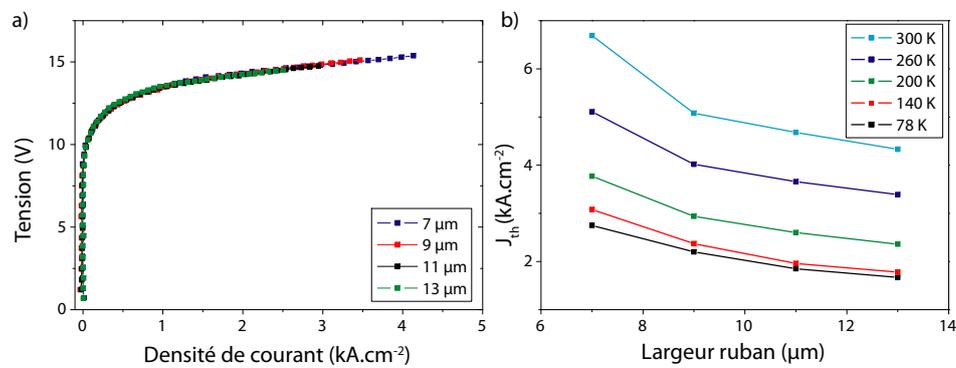


FIG. 4.17 – a) Courbes J-V à 78 K pour les quatre tailles de ruban pour une impulsion de fréquence 1 kHz et de largeur 150 ns. L'échantillon est issu de la fabrication InP238_H (épitaxie effectuée par le groupe d'Isabelle Sagnes au LPN) et la longueur des rubans est 1500 μm . b) Densités de courant de seuil J_{th} correspondantes en fonction de la largeur du ruban pour les températures 78, 140, 200, 260 et 300 K. L'impulsion pompe a une fréquence de 84 kHz et une largeur de 50 ns. Le détecteur utilisé est un MCT refroidi à 78 K.

Pour chaque température, la densité de courant de seuil J_{th} diminue lorsque la largeur du ruban augmente (cf. Fig. 4.17.b), ce qui est en accord avec les simulations. A 78 K, elle varie de 1.7 $\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ à 2.8 $\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$. De plus les lasers fonctionnent à température ambiante en régime pulsé. A titre de comparaison, les densités de courant de seuil obtenues pour des lasers CQ à plasmons de surface Au issus de la même plaque varient autour de 3 $\text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ et leur température maximale de fonctionnement se trouve autour de 280 K. L'amélioration de près de 30 % sur les densités de courant de seuil ainsi que le fonctionnement à température ambiante peut s'expliquer soit par l'éloignement du mode plasmonique des régions de pertes soit par l'existence d'un mode MIS.

Détermination du mode

Afin de confirmer la nature du mode optique dans la cavité, des mesures de champ lointain ont été effectuées. Nous avons développé au laboratoire un programme simple utilisant les transformées de Fourier qui permet de calculer le champ lointain à partir du champ proche simulé

avec la méthode 2D des éléments finis (cf. chapitre 5). La figure 4.18 montre le champ lointain calculé pour les trois premiers modes susceptibles d'exister dans la cavité. Les champs lointains sont sensiblement différents, ce qui devrait permettre de discriminer aisément les modes.

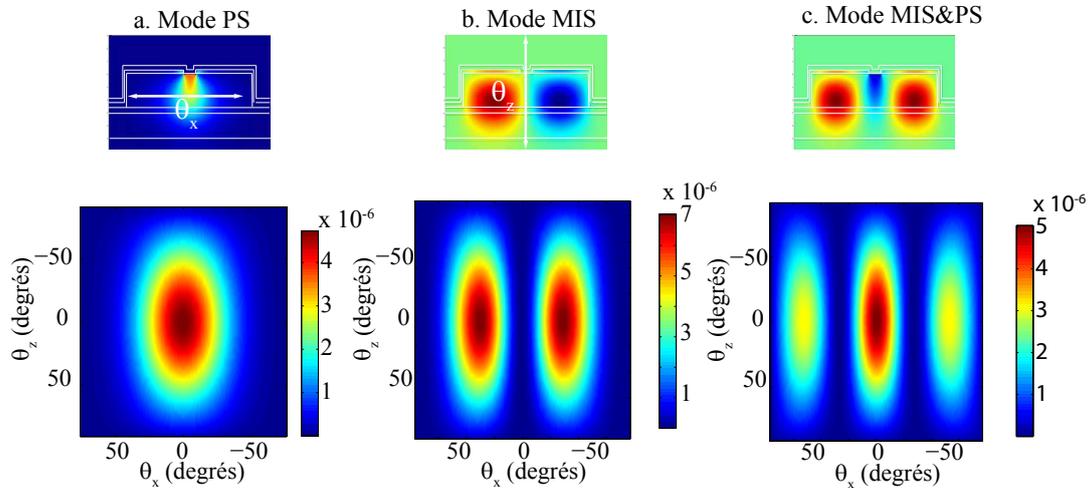


FIG. 4.18 – Mode optique calculé avec la méthode des éléments finis et champ lointain associé pour a) le mode à plasmons de surface, b) le mode MIS et c) le mode hybride. Définition de θ_x (a) et de θ_z (b).

Le champ lointain d'un laser ruban de longueur $1500 \mu m$ et de largeur $11 \mu m$ a été mesuré par Adel Bousseksou en collaboration avec le laboratoire MPQ (cf. Fig. 4.19). La présence de deux lobes dans la direction θ_x prouve que le mode qui lase dans la cavité est le mode MIS.

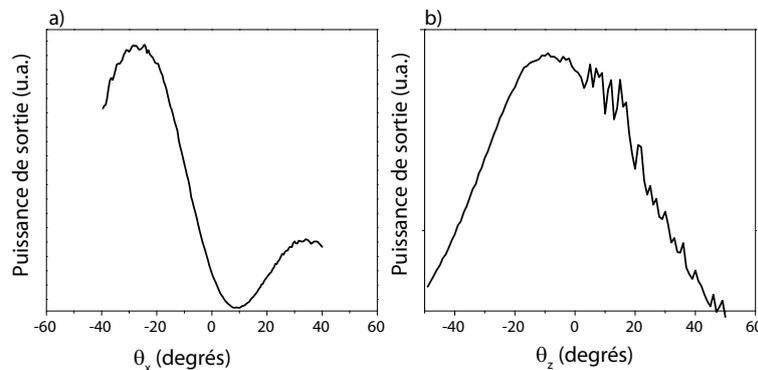


FIG. 4.19 – Champ lointain mesuré pour un laser ruban de $11 \mu m$ de large et de $1500 \mu m$ de longueur. a) Puissance de sortie en fonction de θ_x . b) Puissance de sortie en fonction de θ_z .

4.4 Conclusions et perspectives

L'étude des dispositifs planaires a montré que la conductivité latérale de la région active est responsable de la non-uniformité du champ dans la structure. Pour cette raison, le processus d'alignement des niveaux électroniques de la région active est modifié comparé à celui observé dans les dispositifs rubans. Nous avons montré que l'alignement était progressif, les niveaux

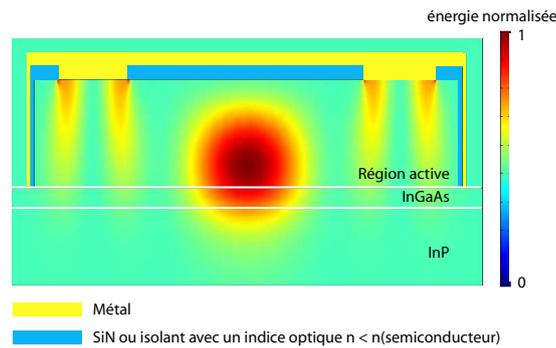


FIG. 4.20 – Variante du mode MIS où l’essentiel du mode optique est concentré dans un seul lobe central.

électroniques des couches de la région active s’alignent lorsque V augmente. A tension élevée, le dispositif planaire avec un contact de largeur l se comporte électriquement comme un dispositif ruban de largeur efficace l_{eq} avec $l < l_{eq}$. De ce fait, le mode supporté par le résonateur Fabry-Perot est un mode principalement Métal-Isolant-Semiconducteur plutôt qu’un mode plasmonique. Bien que ce mode présente des pertes de propagation plus faibles que celles des modes plasmoniques, la densité de courant de seuil pour les dispositifs planaires reste élevée du fait de l’absorption des régions non pompées et de la diminution du gain modal si l’injection du courant n’est pas parfaitement uniforme.

Sans isolation électrique de la région active, il paraît difficile de réaliser des dispositifs planaires à plasmons de surface. Une solution serait de mettre en œuvre une reprise d’épitaxie d’InP isolant sur un dispositif ruban. Seulement ce procédé est lourd d’un point de vue technologique. La configuration optimale pour l’obtention de lasers CQ à plasmons de surface dans le moyen infrarouge reste à ce jour la géométrie ruban où le contact métallique couvre entièrement la surface. Il serait également possible d’utiliser une technique de double tranche pour mesurer ces lasers *epilayer down*.

Avec les structures fines (sans couche de confinement supérieure), nous avons montré qu’une configuration possible pour l’obtention de lasers CQ où le mode guidé est un mode MIS est un ruban avec une bande de métal étroite au centre qui permet l’injection électrique. Ces modes MIS, qui présentent moins de pertes que les modes plasmoniques, pourraient être utilisés par exemple avec les lasers CQ utilisant le système InAs/AlSb. En effet bien que le système InAs/AlSb présente une masse effective très faible, donc des gains très élevés, ils ne sont pas compatibles avec les guides à base d’InP, pourtant très performants en termes de contraste d’indice optique et d’évacuation de la chaleur. L’adaptation des modes MIS à ces systèmes pourrait donc être envisagée.

Cependant, pour les dispositifs que nous avons présentés dans la section 4.3, la présence de deux lobes est gênante si ces lasers doivent être utilisés par exemple dans des mesures de spectroscopie ou de pompage optique où la focalisation de la lumière doit être optimale. Pour s’affranchir de ces deux lobes, il suffit d’assurer l’injection électrique par des contacts métalliques latéraux (cf. Fig. 4.20).

Ce travail a permis de déboucher sur plusieurs études qui visent à bénéficier du fait que les structures fines peuvent supporter plusieurs modes optiques (cf. Fig. 4.21) et/ou à utiliser le

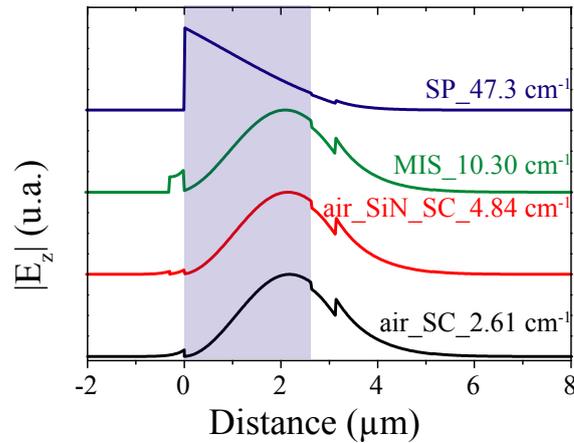


FIG. 4.21 – Différents modes possibles pour des structures fines émettant à $7.5 \mu m$ et leur pertes respectives. Le calcul des modes a été effectués avec la méthode de la matrice de transfert 1D pour quatre guides : le guide air-semiconducteur (air-SC), le guide air-isolant-semiconducteur (air-SiN-SC), le guide métal-isolant-semiconducteur (MIS) et le guide métal-semiconducteur (MIS). La région active est représentée avec le rectangle bleu.

métal uniquement pour l'injection électrique.

L'une d'entre elles concerne la réalisation de lasers CQ à confinement par air, c'est-à-dire avec un mode guidé à l'interface air-semiconducteur et ce principalement pour deux raisons : les pertes du guide devraient être réduites et la présence d'un champ évanescent à la surface pourrait être utile pour la détection de liquides. L'étude de ces lasers fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 5

Les lasers à cascade quantique à confinement par air

Les mesures du chapitre 4 prédisent que, sur des distances de l'ordre de $20 \mu m$, la dispersion du courant dans les structures étudiées est suffisante pour pouvoir découpler l'injection électrique du confinement optique. Quand le contact électrique ne recouvre pas entièrement la surface supérieure du ruban d'un laser CQ à plasmons de surface, le mode dans la cavité laser n'est plus un mode plasmonique mais un mode métal-isolant-semiconducteur (MIS) ou un mode hybride. Ce résultat suggère que les structures épitaxiées pour les lasers CQ à plasmons de surface (sans *cladding* supérieur sur la région active) peuvent également être utilisées avec un confinement par air. Dans ce cas, l'injection électrique est assurée par des contacts métalliques latéraux et la partie centrale du ruban est libérée du métal. Ces dispositifs utilisent la géométrie déjà employée pour les lasers CQs à contre réaction distribuée (DFB) sans reprise d'épitaxie d'InP par le groupe de Faist et de Strasser [Hof00, Sch00]. Néanmoins ils ne nécessitent pas de couche épaisse d'injection ($\sim 2 \mu m$). Leur épaisseur est donc plus fine et le facteur de confinement du mode dans l'air plus élevé.

L'intérêt porté aux lasers CQ à confinement par air s'explique par les possibilités offertes par la présence d'un champ évanescent à la surface. Ceci peut être exploité en particulier pour la réalisation de lasers DFBs performants. Le premier laser CQ DFB a été réalisé en 1997 par Faist et al. [Fai97] sur un laser CQ avec un guide diélectrique. La couche de confinement supérieure était structurée et le métal recouvrait toute la largeur du ruban. Le fonctionnement en régime continu a été obtenu en 1998 par Gmachl et al. [Gma98]. Dans ce cas, la couche de confinement supérieure était épitaxiée après structuration de la région active. Pour réduire les pertes de propagation ou obtenir une émission par la surface, une partie du métal a été retirée, l'injection électrique étant obtenue par des contacts métalliques latéraux [Hof00, Sch00]. L'accordabilité en longueur d'onde s'obtient soit par le réglage du courant [Mül99], soit par l'ajustement de la température, soit par le dépôt sur la surface de matériaux [Son06] ou de liquides [Die06] qui imposent une variation de l'indice effectif du mode.

L'objectif de ce chapitre est d'étudier des lasers CQ à confinement par air afin de vérifier plusieurs points :

- La dispersion latérale du courant est-elle suffisante pour obtenir l'excitation du mode guidé par l'air ?

- Les pertes du guide sont-elles diminuées par rapport à celles d'un guide plasmonique ?
- L'onde évanescente à la surface est-elle suffisamment intense pour être détectée puis caractérisée par des techniques de champ proche ?

Après avoir détaillé les avantages des lasers CQ à confinement par air utilisant une structure fine, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus avec ce type de lasers. Enfin nous montrerons que l'étude par microscopie en champ proche du champ évanescent permet d'accéder à des paramètres fondamentaux tels que la dispersion de l'indice effectif dans le guide et la distance caractéristique de pénétration dans l'air de l'onde évanescente.

5.1 Double intérêt des lasers à cascade quantique à confinement par air

Les lasers CQ à confinement par air présentent un double intérêt : les pertes du guide sont réduites (comparées à celles des lasers CQ à plasmons de surface) et la présence d'un champ évanescent à la surface du ruban peut être exploitée pour de nombreuses applications, comme la détection de fluides. Par contre, l'injection électrique n'est pas optimale et l'évacuation de la chaleur est limitée.

5.1.1 Réduction des pertes du guide

Les pertes du guide des lasers CQ à confinement par air ont été simulées en 2D avec la méthode des éléments finis. Un schéma de la géométrie du ruban est rappelé dans la figure 5.1 et les dimensions utilisées sont récapitulées dans le tableau 5.1. La largeur et l'épaisseur des différentes couches sont celles des dispositifs expérimentaux. Pour éviter l'utilisation d'un maillage

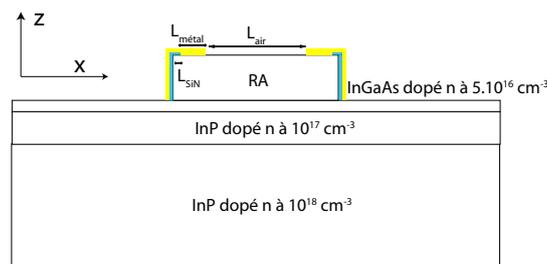


FIG. 5.1 – Schéma de la géométrie des lasers CQ à confinement par air.

L_{ruban} (μm)	$2L_{SiN}$ (μm)	$2L_{metal}$ (μm)	L_{air} (μm)
26	4	10	12
31	4	11	16
36	4	12	20
41	4	13	24

TAB. 5.1 – Largeur des différents matériaux pour les quatre tailles de dispositif testées.

trop fin, les couches de contact (10 nm d'InGaAs dopé n à 10^{19} cm^{-3} et 40 nm d'InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3}) ne sont pas prises en compte dans les simulations. Cette hypothèse est validée par les considérations suivantes :

- Nous supposons que la couche de 10 nm d'InGaAs dopé n^{++} est gravée lors des étapes de désoxydation successives.
- Des simulations 1D du guide (sans contacts latéraux) avec la méthode de la matrice de transfert ont montré que les pertes restaient pratiquement inchangées lorsque la couche de 40 nm d'InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3} était présente ou non (voir Tab. 5.2).

	n_{eff}	$\alpha \text{ (cm}^{-1}\text{)}$
avec InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3}	3.159	2.74
sans InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3}	3.157	2.78

TAB. 5.2 – Pertes et indice effectif pour le guide sans métal avec ou sans couche d'InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3} pour une longueur d'onde de $7.5 \mu\text{m}$.

Les deux premiers modes du guide 2D à confinement par air sont soit un mode plasmonique localisé sous un des deux contacts métalliques latéraux (mode PS) soit un mode essentiellement localisé sous l'air (mode CA) (cf. Fig.5.2.a et b). Le tableau 5.3 résume les différents paramètres

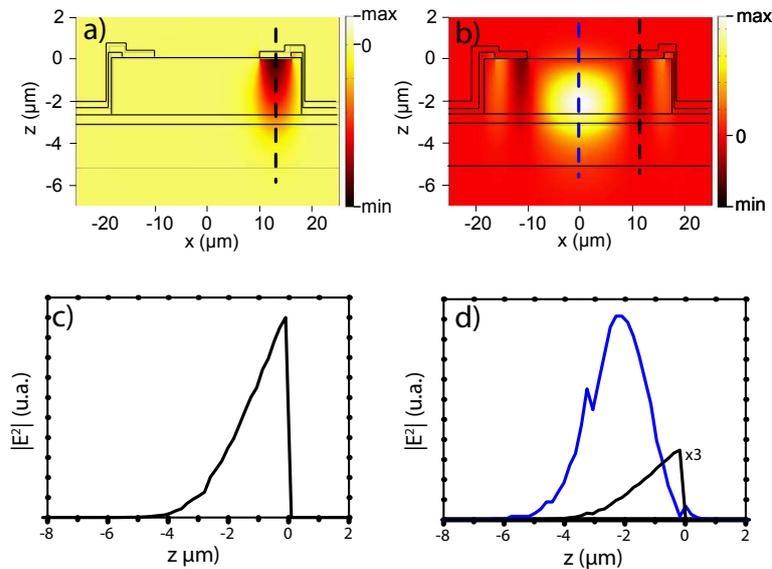


FIG. 5.2 – Le dispositif simulé est un ruban de largeur $36 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de propagation de $7.5 \mu\text{m}$. La surface supérieure du ruban est située en $z=0 \mu\text{m}$. a) Cartographie du champ électrique pour le mode PS, calculée avec la méthode des éléments finis. C'est un mode uniquement localisé sous le métal. b) Cartographie du champ électrique pour le mode CA calculée avec la méthode des éléments finis. C'est un mode hybride, essentiellement localisé sous l'air. c) Coupe 1D de l'intensité du champ électrique selon la droite noire pour le mode PS. d) Coupe de l'intensité du champ électrique selon la droite bleue et noire pour le mode CA.

pertinents pour ces deux modes. Le mode PS a un facteur de confinement optique Γ largement supérieur à celui du mode CA mais ses pertes de propagation (par unité de longueur) sont

L_{ruban} (μm)	$n(PS)$	$\alpha(PS)$ (cm^{-1})	$\Gamma(PS)$ %	$\Gamma/\alpha(PS)$ (cm)	$n(CA)$	$\alpha(CA)$ (cm^{-1})	$\Gamma(CA)$ %	$\Gamma/\alpha(CA)$ (cm)
26	3.227	53.24	91.0	1.71	3.126	30.39	77.8	2.56
31	3.230	53.40	91.2	1.71	3.142	20.70	75.1	3.63
36	3.233	53.66	91.5	1.71	3.150	9.62	70.5	7.33
41	3.235	54.29	91.6	1.69	3.153	4.94	68.6	13.89

TAB. 5.3 – Indice effectif, pertes, facteur de confinement et facteur de mérite pour les modes PS et CA, à partir des simulations FEM du guide 2D pour une longueur d'onde de $7.5 \mu m$.

plus élevées. Nous devons donc comparer les facteurs de mérite, c'est-à-dire le rapport entre le facteur de confinement et les pertes. Quelle que soit la largeur du ruban, le facteur de mérite du mode CA f_m^{CA} est toujours plus élevé que celui du mode PS f_m^{PS} . De plus à la différence du mode PS, il dépend de la largeur du ruban. Nous avons tracé le profil 1D du champ électrique pour deux x constants pour le ruban de largeur $36 \mu m$ (cf. Fig. 5.2.d). La première coupe correspond à une section où le mode est guidé par l'air, la deuxième à une section où le mode est guidé par le métal. Pour chaque largeur de ruban, plusieurs facteurs de confinement optique sont définis : Γ_{RA}^{air} est le pourcentage de l'intensité du champ électrique dans la région active localisé sous l'air, Γ_{RA}^{PS} est le pourcentage de l'intensité du champ électrique dans la région active localisé sous le métal et Γ_{RA} est le pourcentage de l'intensité du champ électrique dans la région active. La figure 5.3 montre les 3 facteurs de confinement optique en fonction de la largeur du ruban : plus la largeur du ruban augmente, plus le caractère hybride du mode s'atténue et plus le facteur de mérite augmente. En d'autres termes, plus la largeur du ruban augmente, plus la contribution du mode à plasmons de surface diminue. Le rapport L_{air}/L_{metal} peut être introduit pour définir le caractère plus ou moins diélectrique du mode. Avec les structures fines

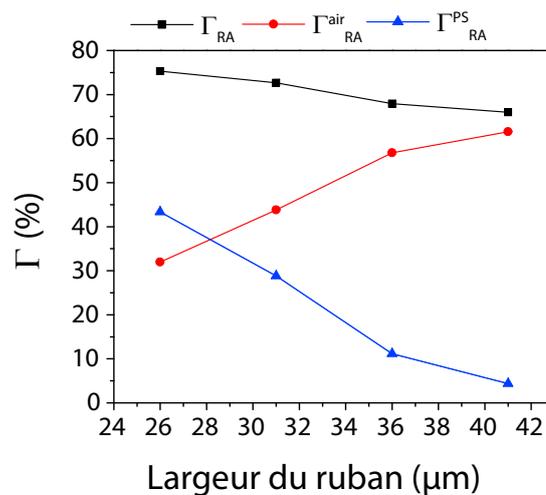


FIG. 5.3 – Facteur de confinement Γ_{RA}^{air} (courbe rouge), Γ_{RA}^{PS} (courbe bleue) et Γ_{RA} (courbe noire) en fonction de la largeur du ruban. Ces valeurs sont obtenues avec les simulations FEM du guide 2D des lasers CQ à confinement par air pour une longueur d'onde de $7.5 \mu m$.

(destinées à l'origine pour la réalisation de lasers CQ à plasmons de surface), il est possible d'accorder le caractère du mode entre un mode diélectrique ou plasmonique.

Comme le facteur de mérite du mode CA est plus élevé que celui du mode SP et que le chapitre 4 suggère que l'injection électrique est suffisamment efficace pour pomper la région active, le mode laser devrait être le mode CA. L'expérience va confirmer cette hypothèse.

5.1.2 Champ évanescent à la surface pour la détection

Le deuxième intérêt des lasers CQ à confinement par air concerne la possibilité d'accéder à une partie du mode optique *via* le champ électrique évanescent à la surface du ruban. Les simulations 2D permettent de déterminer la valeur de Γ_e , *i.e.* le pourcentage de l'intensité du champ électrique localisé dans l'air. Pour les quatre tailles de ruban, elles prédisent que $\Gamma_e \sim 1.1\%$. Le champ évanescent devrait ainsi être suffisamment intense pour être observé par des techniques de champ proche et fournir des informations sur le mode laser, et en particulier sur son indice effectif. Nous verrons d'autre part que les lasers CQ à confinement par air peuvent être utilisés pour des systèmes de détection par la surface (voir chapitre 6), car le laser devient sensible à un matériau/liquide absorbant déposé dans son champ proche.

L_{ruban} (μm)	Γ_e (%)
26	1.1
31	1.08
36	1.13
41	1.15

TAB. 5.4 – Γ_e en fonction de la largeur du ruban. Ces valeurs sont calculées avec la méthode des éléments finis pour le guide 2D des lasers CQ à confinement par air pour une longueur d'onde de $7.5 \mu m$.

5.2 Fabrication

La fabrication des lasers CQ à confinement par air est identique à celle des lasers CQ à plasmons de surface. Seul le masque pour les contacts métalliques est différent. La figure 5.4 rappelle les six principales étapes technologiques. Pour assurer un dépôt métallique conforme, la technique utilisée est la pulvérisation. L'épaisseur de Ti et d'au est respectivement 30 et 400 nm. La couche de Ti est intentionnellement épaisse afin d'augmenter les pertes du mode PS et de privilégier ainsi le mode CA.

5.3 Caractérisation électrique et optique

Les plaques utilisées pour la réalisation de lasers CQ à confinement par air sont MR2230 (épitaxiée à l'Université de Sheffield par le groupe d'Andrey B. Krysa) et InP238 (épitaxiée au LPN par le groupe d'Isabelle Sagnes). La largeur des rubans est 26, 31, 36 et 41 μm .

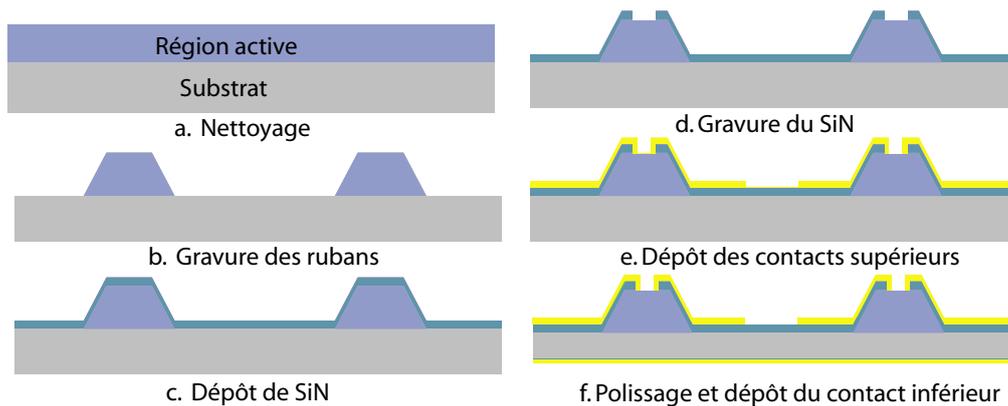


FIG. 5.4 – La fabrication de lasers rubans est généralement constituée de 6 étapes. La première concerne le nettoyage a). Une fois les rubans gravés b), un isolant est déposé sur toute la surface c) puis gravé sur le haut des rubans d). Il reste enfin à déposer les contacts métalliques e), polir la face arrière et la métalliser f).

5.3.1 Caractérisation électrique

La figure 5.5.a montre les caractéristiques I-V typiques mesurées à 78 K pour les quatre tailles de ruban. Les niveaux électroniques de la structure s'alignent pour un courant faible et à la tension prévue par les simulations (voir chap. 3). Nous avons également comparé les caractéristiques I-V d'un laser CQ à plasmons de surface et d'un laser CQ à confinement par air (Fig. 5.5.b). Les deux lasers ruban testés sont sur la même barrette et ont la même largeur $l = 36 \mu\text{m}$. La résistance différentielle du laser CQ à confinement par air est légèrement plus élevée ($R_{CA} = 1.8 \Omega$) que celle du laser CQ à plasmons de surface ($R_{PS} = 1.5 \Omega$) mais ceci dans un rapport qui ne correspond pas au rapport des surfaces des contacts métalliques. En effet pour un laser ruban à plasmons de surface de largeur $36 \mu\text{m}$, la largeur couverte par le métal est $32 \mu\text{m}$ tandis qu'elle ne vaut que $10 \mu\text{m}$ pour le laser CQ à confinement par air de largeur $36 \mu\text{m}$. Cette observation suggère que l'injection électrique par les contacts latéraux est efficace.

5.3.2 Caractérisation optique

Caractéristiques L-J

La figure 5.6.a montre la caractéristique L-J pour les quatre tailles de ruban à 78 K. Nous supposons que toute la région active est pompée, la densité de courant de seuil est donc calculée en divisant le courant de seuil par la surface totale du ruban et non par la surface des contacts métalliques d'injection. La densité de courant de seuil en fonction de la température pour les quatre tailles de ruban est montrée sur la figure 5.6.b. Une régression exponentielle de chacune de ces courbes fournit une valeur de T_0 de ~ 140 K. Cette valeur est la même que pour les lasers CQ à plasmons de surface car elle dépend surtout de la structure épitaxiée.

La densité de courant de seuil est liée au facteur de mérite du guide f_m par la relation :

$$J_{th} = \frac{1}{gf_m} - \frac{1}{L} \frac{\ln(R)}{g\Gamma}$$

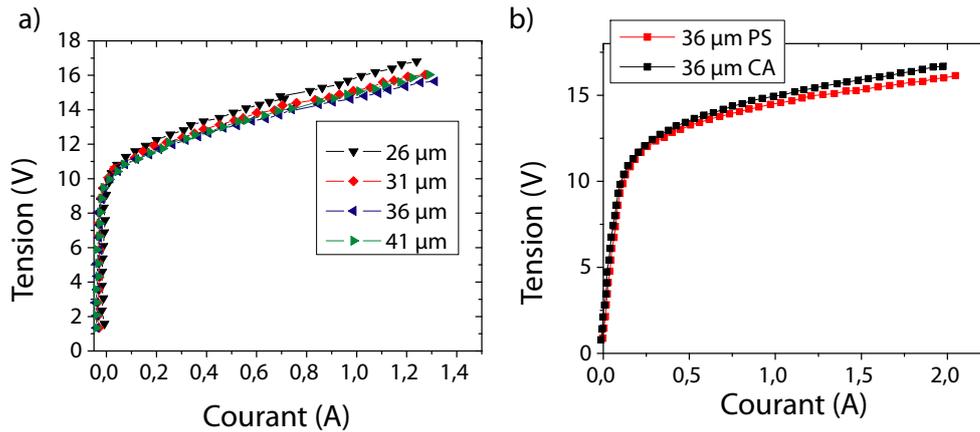


FIG. 5.5 – a) Caractéristique I-V mesurée à 78 K pour les quatre largeurs de ruban avec une impulsion de fréquence 1 kHz et de durée 150 ns. Les échantillons sont issus de la fabrication InP238_G. La longueur des rubans est 1514 μm . b) Caractéristique I-V d'un laser CQ à confinement par air et d'un laser CQ à plasmons de surface sur la même barrette sont comparées à 78 K pour la même impulsion de fréquence 1 kHz et de durée 150 ns. La barrette, de longueur 1500 μm , est issue de la fabrication InP238_G.

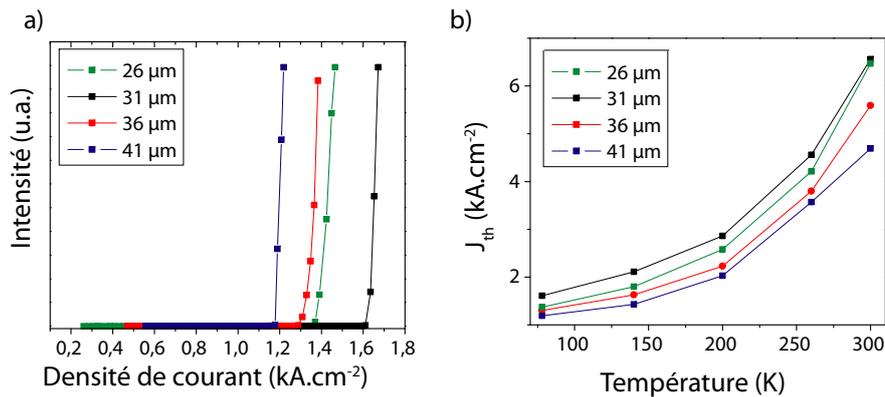


FIG. 5.6 – a) Densité de courant de seuil à 78 K pour une impulsion de fréquence 84 kHz et de durée 50 ns pour les quatre tailles de ruban. b) Densité de courant de seuil en fonction de la température pour les mêmes lasers rubans. Le détecteur est un MCT refroidi à l'azote liquide. Les lasers rubans, de longueur 1514 μm , sont issus de la fabrication InP238_G.

où g est le gain (en cm.kA^{-1}), Γ le confinement, L la longueur du laser et R la réflectivité des miroirs. Les simulations prédisent que la densité de courant de seuil J_{th} diminue avec la largeur du ruban, cependant nous n'observons pas systématiquement ce comportement. Cette disparité dans les résultats s'explique probablement par une injection électrique non-uniforme et par la présence des imperfections de la fabrication.

La valeur de la densité de courant de seuil J_{th} est très proche de celle obtenue avec les lasers CQ à plasmons de surface Ag bien que les simulations prévoient des valeurs inférieures pour les lasers CQ à confinement par air. Cet effet peut avoir deux origines :

- L'injection électrique n'est pas parfaitement uniforme dans la région active.
- La couche d'InGaAs dopé n^{++} n'est pas entièrement gravée, ce qui induit des pertes par

porteurs libres.

Malgré un courant de seuil plus élevé que prévu, les lasers CQ à confinement par air fonctionnent en régime pulsé à température ambiante. La figure 5.7 montre la caractéristique L-I d'un laser ruban de largeur $36 \mu\text{m}$ et de longueur $1500 \mu\text{m}$ pour différentes températures. Le tableau 5.5 donne la valeur des paramètres principaux.

$J_{th}(300K)$ ($kA.cm^{-2}$)	Puissance pic à 78 K (mW)	efficacité de la pente ($mW.A^{-1}$) (%)
5	100	34

TAB. 5.5 – Valeur des paramètres principaux pour un laser ruban de largeur $36 \mu\text{m}$ et de longueur $1500 \mu\text{m}$.

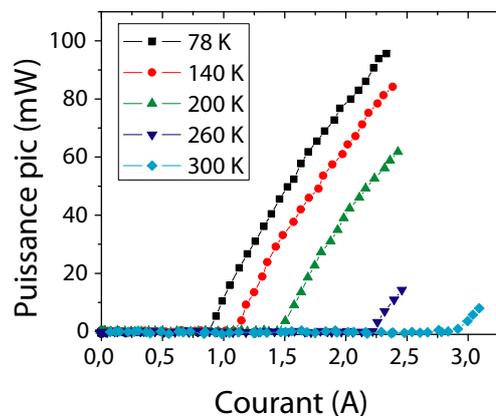


FIG. 5.7 – Caractéristique L-I pour différentes températures pour un ruban de largeur $36 \mu\text{m}$ et de longueur $1507 \mu\text{m}$ issu de la fabrication MR2230_M. Fonctionnement en régime pulsé pour une impulsion pompe de fréquence 84 kHz et de durée 50 ns . Le détecteur utilisé est un MCT rapide fonctionnant à température ambiante.

Spectres

Le spectre des lasers CQ à confinement par air est multimode et présente des pics régulièrement espacés, liés à la cavité Fabry-Perot. La figure 5.8 montre que les spectres se décalent vers le rouge lorsque la température augmente, comme on peut s'y attendre ($\delta\lambda/\delta T = 2 \text{ nm.K}^{-1}$).

L'indice de groupe a été calculé pour chaque spectre de la figure 5.8 à partir de la relation :

$$n_g = n + \lambda \frac{\delta n}{\delta \lambda} = \frac{1}{2L\delta\nu}$$

où n est l'indice effectif, λ la longueur d'onde, L la longueur du ruban et $\delta\nu$ la périodicité du peigne de fréquences du résonateur Fabry-Perot. On trouve qu'il augmente légèrement avec la température, tout comme l'indice de réfraction de chacun des matériaux de la structure.

Le fonctionnement à température ambiante des lasers CQ à confinement par air et les valeurs de seuil relativement faibles comparées à celles des lasers CQ à plasmons de surface Au semblent indiquer que le mode choisi par la cavité laser est le mode CA. Pour confirmer ce résultat, nous avons réalisé une expérience supplémentaire en mesurant le champ lointain des lasers.

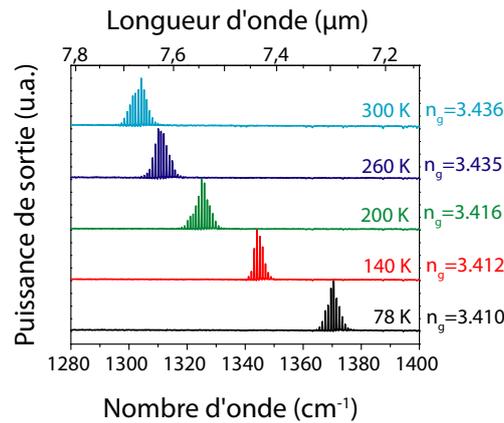


FIG. 5.8 – Spectre en fonction de la température pour un laser ruban de largeur $36 \mu m$ et de longueur $1500 \mu m$ issu de la fabrication MR2230_M. L'impulsion pompe a une fréquence de 84 kHz et une durée de 50 ns. Le détecteur est un MCT refroidi à l'azote liquide. L'indice de groupe est calculé pour chaque spectre.

5.3.3 Mesures du champ lointain

Les mesures ont été effectuées en collaboration avec Clément Faugeras du groupe MPQ de Carlo Sirtori. Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure 5.9. Le champ

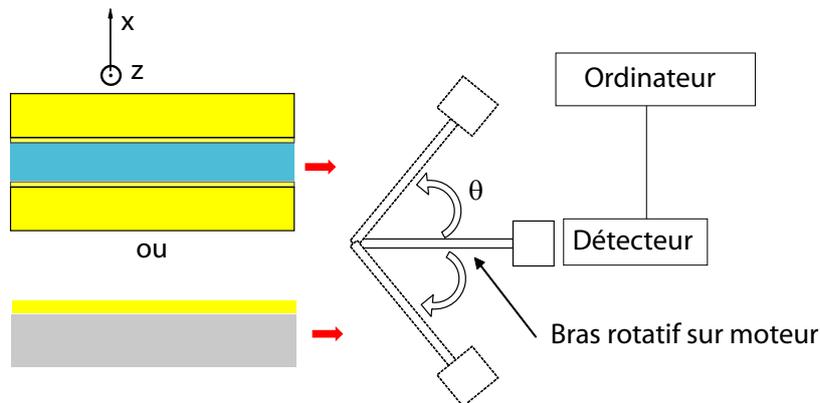


FIG. 5.9 – Schéma du dispositif expérimental de la mesure du champ lointain. Le détecteur MCT refroidi à 78 K est fixé sur un bras rotatif. L'intensité lumineuse émise par le laser est mesurée en fonction de l'angle de rotation du bras θ . Deux positions sont possibles pour l'échantillon pour pouvoir mesurer le champ lointain dans les deux directions θ_x et θ_z .

lointain dans la direction θ_x et θ_z a été mesuré pour un laser ruban de largeur $36 \mu m$ et de longueur $748 \mu m$ (cf. Fig. 5.10). Il présente un lobe dans la direction θ_z et trois lobes dont un prédominant dans la direction θ_x .

Ces résultats peuvent être comparés aux simulations. Le champ électrique en champ proche $E(x, z)$ et en champ lointain $E_{far}(x, z)$ sont reliés par la formule [Col] :

$$|E_{far}(\theta_x, \theta_z, R)|^2 = \frac{\cos^2(\theta_x) \cos^2(\theta_z)}{\lambda^2 R^2 \sin^2(\theta_x) \sin^2(\theta_z)} \left| \int_x \int_z |E(x, z)| e^{ikx \sin(\theta_x)} e^{ikz \sin(\theta_z)} dx dz \right|^2$$

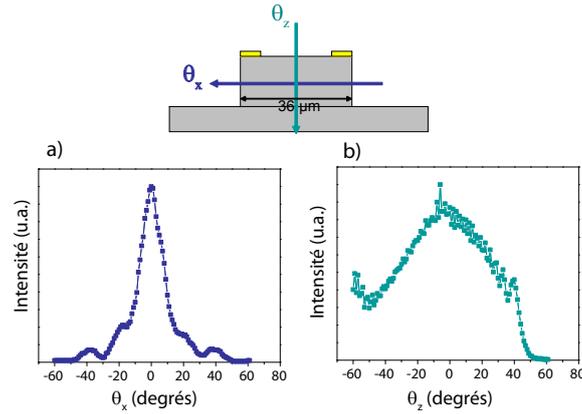


FIG. 5.10 – a) Champ lointain selon θ_x . b) Champ lointain selon θ_z . Le laser ruban est issu de la fabrication MR2230_Q. La largeur et la longueur du laser sont respectivement $36 \mu m$ et $748 \mu m$. Les mesures sont réalisées à température ambiante (300 K) en collaboration avec le groupe de Carlo Sirtori et l'aide de Clément Faugeras.

$$|E_{far}(\theta_x, \theta_z, R)|^2 = \frac{\cos^2(\theta_x) \cos^2(\theta_z)}{\lambda^2 R^2 \sin^2(\theta_x) \sin^2(\theta_z)} |TF(E(\sin(\theta_x), \sin(\theta_z)))|^2$$

Lorsque l'angle est petit, le champ électrique en champ lointain est la transformée de Fourier du champ électrique en champ proche. La valeur du champ électrique en tout point de la facette du ruban est récupérée à partir des simulations avec la méthode des éléments finis 2D. Un code Matlab, que nous avons développé, calcule la valeur de la transformée de Fourier en tout point de l'espace en fonction des angles θ_x et θ_z .

Le champ lointain pour les modes PS et CA a été calculé ainsi et est montré pour $\theta_z = 0$ sur les figures 5.11.c et d. L'allure du champ lointain dans la direction θ_x pour le mode CA est identique à celle mesurée (cf. Fig. 5.10). Ces mesures confirment que le mode existant dans la cavité des lasers CQ à confinement par air est le mode confiné sous l'air (CA).

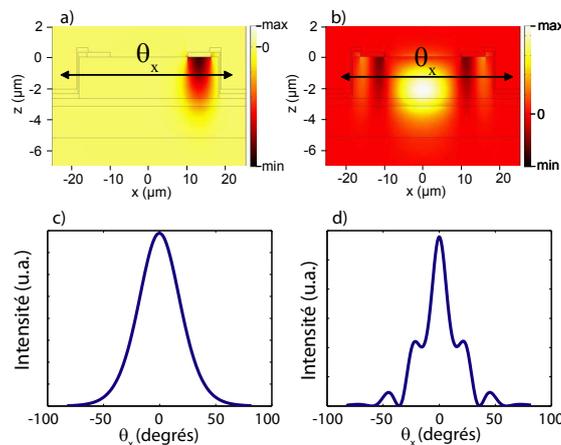


FIG. 5.11 – Cartographie du champ électrique pour les modes PS a) et CA b) calculée avec la méthode des éléments finis. c) Champ lointain calculé dans la direction θ_x pour le mode PS. d) Champ lointain calculé dans la direction θ_x pour le mode CA.

5.4 Etude des dispositifs par microscopie en champ proche

Après avoir étudié en détail les performances et caractéristiques des lasers CQ à confinement par air, nous avons concentré nos efforts sur l'étude en champ proche du champ électrique évanescent à leur surface.

5.4.1 Introduction au SNOM

La résolution des microscopes optiques classiques est limitée par la diffraction (à $\sim 250 \text{ nm}$ dans le visible). Les systèmes à étudier devenant de plus en plus miniaturisés, les chercheurs ont dû développer de nouveaux outils d'observation capables de s'affranchir de la limite de diffraction [Syn]. Depuis le début des années 1980, un nouveau type de microscope optique a vu le jour : le microscope à champ proche ou SNOM (*Scanning Near Field Optical Microscope*) [Poh]. Le principe d'un tel microscope se fonde sur l'observation de la lumière diffusée par un objet à quelques nanomètres de sa surface. Quand un objet nano-structuré est éclairé par une onde plane, les informations concernant les détails de la structuration sont portées par les ondes évanescentes à la surface de l'échantillon. La lumière mesurée en champ lointain ne contenant plus ces informations (cf. Fig. 5.12), l'appareil d'observation doit pouvoir accéder à l'onde avant le filtrage de l'information.

Le SNOM permet l'observation et la caractérisation d'objets nanométriques. Il a été utilisé dans de nombreuses études qui ont permis de comprendre des phénomènes électromagnétiques à l'échelle quasi-atomique [Bar, Wee, Wil, Kno99, Bac].

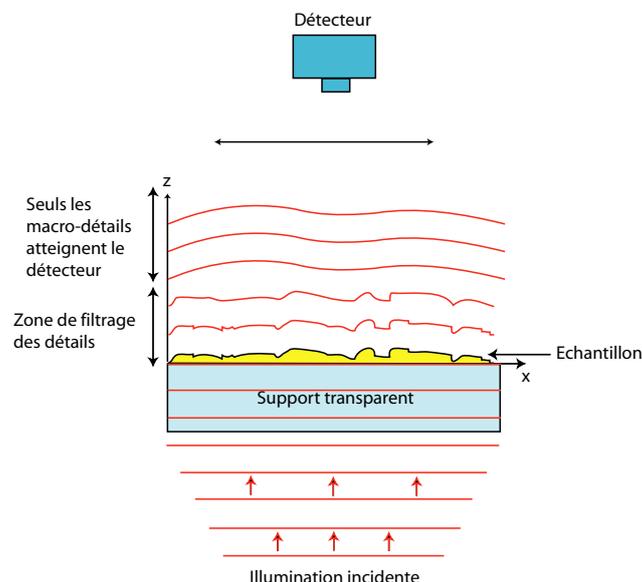


FIG. 5.12 – Filtrage des fréquences spatiales d'un échantillon nano structuré éclairé en transmission par une onde plane. Figure tirée de [Lem].

Généralement, l'échantillon à étudier est éclairé par un laser. Deux techniques sont employées pour analyser les ondes évanescentes créées à sa surface : soit la lumière est collectée par une fibre optique [Poh] soit elle est diffusée par une pointe puis collectée par un système d'imagerie [Zen]. Dans le premier cas, l'utilisation du *SNOM* est limitée aux longueurs d'onde compatibles avec la transmission des fibres optiques (visible et proche infrarouge). Dans le second cas, le microscope est renommé *ASNOM* pour *Aperturless SNOM* et son fonctionnement couvre toute la gamme spectrale du visible au THz.

Pour l'observation de l'onde évanescente à la surface des lasers CQ à confinement par air, nous avons utilisé un *ASNOM* dont le fonctionnement va être détaillé dans le prochain paragraphe. Les mesures présentées dans cette section ont été réalisées en collaboration avec le groupe de Yannick De Wilde, à l'ESPCI, en particulier avec Paul-Arthur Lemoine.

5.4.2 Dispositif expérimental

Le système *ASNOM* est un *AFM* (*Atomic Force Microscope*) couplé à un système d'imagerie qui collecte la lumière diffusée par une pointe de dimension inférieure à la longueur d'onde.

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 5.13. Il est constitué d'une pointe de tungstène qui oscille à la fréquence Ω_{pointe} perpendiculairement à la surface du laser CQ. Le signal diffusé est détecté à l'aide d'une détection synchrone à la fréquence Ω_{pointe} , valant généralement entre 8 et 11 kHz.

La pointe du *ASNOM* est une pointe en tungstène réalisée par attaque électrochimique. L'extrémité de la pointe a la forme d'une tige conique se terminant par une demi-sphère (cf. Fig. 5.13). Cette technique permet d'obtenir des diamètres pour l'extrémité de la pointe pouvant varier entre 50 et 500 nm.

Pour les expériences, la pointe est fixée sur un diapason collé sur la tranche à une plaquette en céramique à laquelle une tension sinusoïdale de fréquence Ω_{pointe} est appliquée. Cette tension, par effet piézoélectrique, permet d'exciter la résonance mécanique du diapason et ainsi de faire osciller verticalement la pointe de tungstène à cette même fréquence. Lorsque la pointe s'approche de la surface du laser CQ (qui fonctionne en régime pulsé), l'onde évanescente diffusée est collectée par un objectif Cassegrain, réfléchi sur un miroir pour finalement être focalisée à l'aide d'une lentille ZnSe sur un détecteur MCT refroidi à l'azote liquide. Pour s'affranchir du bruit, le signal est démodulé à la fréquence d'oscillation de la pointe avec une détection synchrone.

Pour chaque image du champ proche, une image de la topographie est acquise simultanément, ce qui permet de localiser le champ sur la surface du dispositif. L'ensemble topographie-champ proche offre une meilleure compréhension et interprétation des résultats.

Une des originalités de ce dispositif expérimental tient au fait que les mesures ne nécessitent pas de sources lasers extérieures, le dispositif étudié étant lui-même la source.

5.4.3 Caractéristiques L-I en champ proche et en champ lointain

Dans ces expériences, nous mesurons la caractéristique L-I d'un laser CQ avec le signal en champ proche et nous la comparons à celle obtenue avec les mesures en champ lointain.

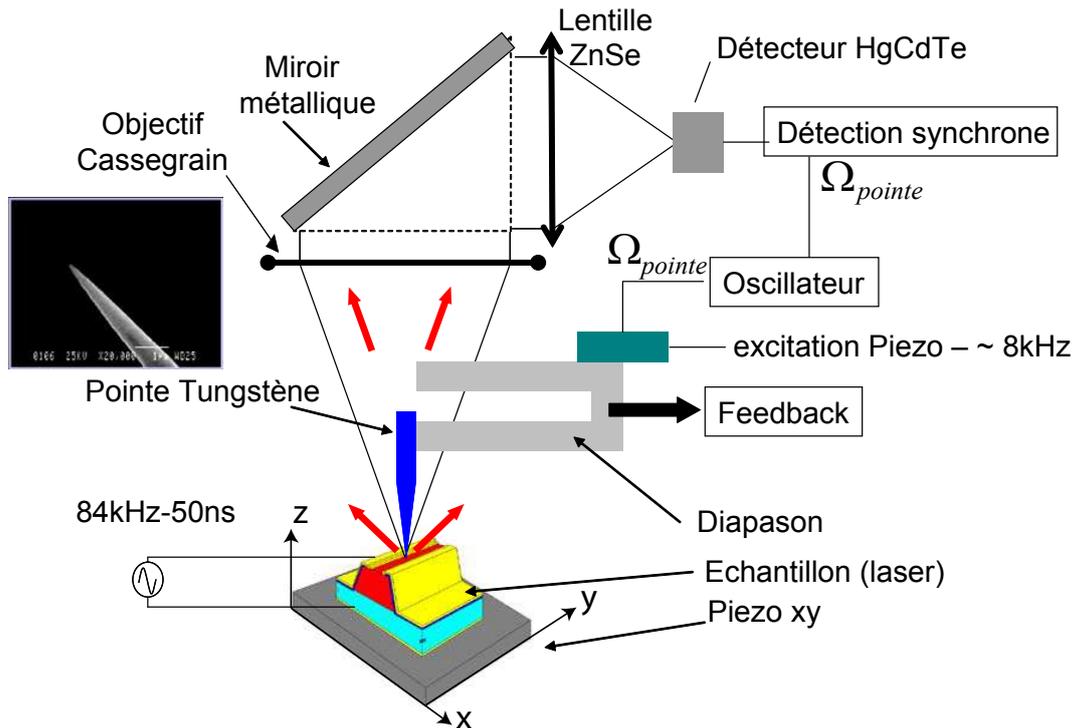


FIG. 5.13 – Schéma du dispositif expérimental du ASNOM. Le laser CQ fonctionne avec une impulsion pompe de fréquence 84 kHz et de durée 50 ns. Une pointe de tungstène oscille verticalement à la surface du laser CQ à la fréquence Ω_{pointe} à l'aide d'un diapason. Le signal diffusé est détecté à l'aide d'une détection synchrone à la fréquence Ω_{pointe} , valant généralement entre 8 et 11 kHz. Le diamètre de la pointe varie entre 50 et 500 nm. Une image MEB d'une pointe typique est présentée.

La pointe oscille à la fréquence Ω_{pointe} sur la surface d'un laser CQ fonctionnant en régime pulsé. Comme Ω_{pointe} est largement inférieure à la fréquence d'excitation du laser CQ, la pointe "voit" un signal presque continu. Si la pointe est trop proche des facettes, la lumière détectée sera la somme du champ évanescent et du champ progressif émis par les facettes et diffracté vers l'objectif Cassegrain. L'interférence entre les deux champs au niveau du détecteur MCT complique dans ce cas l'interprétation des images. Pour éviter ce problème, la pointe est positionnée sur la surface du laser CQ, au centre par rapport aux facettes.

Le courant injecté dans le laser à cascade quantique est augmenté progressivement et le signal détecté est enregistré pour chaque valeur du courant d'injection. Dans le même temps, pour certains courants significatifs, la cartographie du champ évanescent à la surface est acquise. La zone de balayage est représentée sur la figure 5.14. C'est un rectangle de surface $30 \times 60 \mu m^2$ qui recouvre toute une partie du ruban laser. Sur la figure 5.14.c est représentée l'image AFM topographique de la zone de balayage utilisée pour les mesures. La partie la plus foncée correspond à la partie gravée du ruban recouverte de SiN+métal. Les contacts latéraux sont chacun divisés en deux parties : la première correspond aux couches SiN+métal et la deuxième au métal. La zone centrale orangée correspond au semiconducteur où l'onde évanescente doit être présente.

La figure 5.15 résume les mesures effectuées. Elle montre la caractéristique L-I du laser

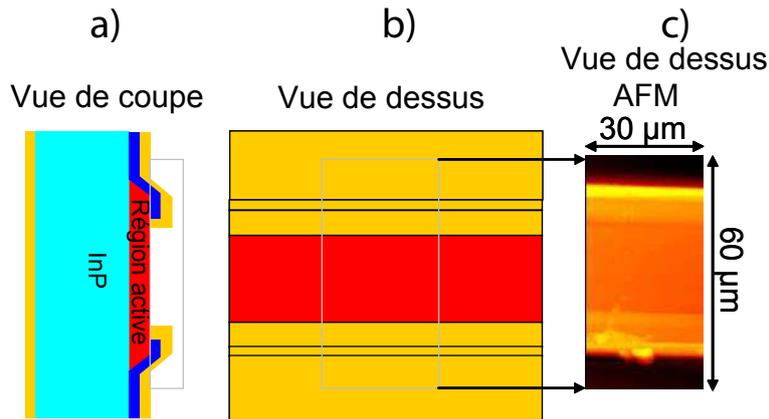


FIG. 5.14 – a) Coupe du dispositif. b) Vue de dessus du dispositif. La partie ombrée correspond à la zone balayée par la pointe. c) Image *AFM* de la surface du dispositif testé.

CQ en champ proche et en champ lointain. Elle présente également la cartographie du champ évanescent à la surface du laser CQ pour trois courants caractéristiques (avant le seuil, au seuil et au-dessus du seuil).

Quand le courant injecté est inférieur au courant de seuil, le signal détecté par le microscope est très faible et correspond au rayonnement thermique. L'image de la figure 5.15.b montre que les différents matériaux (métal, semiconducteur...) peuvent être distingués à partir de leur rayonnement thermique [Wil].

Au seuil, le signal du *SNOM* augmente sensiblement et une onde stationnaire commence à apparaître au centre du ruban (Fig. 5.15.c). Le rayonnement thermique est toujours présent, ce qui signifie que dans ce régime les contributions thermiques et optiques sont du même ordre de grandeur.

Lorsque le courant injecté dépasse largement le courant de seuil, l'onde stationnaire s'intensifie jusqu'à masquer complètement le rayonnement thermique (Fig. 5.15.d). Une image prise à haute résolution (Fig. 5.15.e) de l'onde stationnaire va permettre d'étudier en détail les caractéristiques du champ évanescent (cf. 5.4.4).

Les courbes L-I noire et rouge de la figure 5.15 montrent que le courant de seuil, déduit de l'intensité du champ évanescent, mesuré avec le *ASNOM* est identique à celui obtenu en champ lointain. Cette mesure confirme que le champ évanescent mesuré par la technique de champ proche est lié à l'effet laser dans la cavité.

Pour confirmer l'origine du signal mesuré, nous avons reproduit les mêmes mesures en démodulant le signal à différentes fréquences. Le signal mesuré par le détecteur inclut le signal diffusé par la demi-sphère de la pointe mais également le signal réfléchi sur la partie conique de la pointe. Les calculs théoriques montrent qu'en démodulant à une fréquence multiple de Ω_{pointe} , la contribution du signal réfléchi sur la partie conique de la pointe diminue et le signal mesuré se rapproche de celui obtenu avec une sphère localisée à l'extrémité de la pointe et de même rayon de courbure [Kno00, For]. Les mêmes mesures ont donc été effectuées de nouveau avec une fréquence de démodulation égale à $2\Omega_{\text{pointe}}$ et les résultats sont identiques. Nous avons également vérifié qu'en démodulant à la fréquence d'excitation du laser CQ, les mesures restaient les mêmes. Cela signifie qu'aucune contribution parasite n'est superposée au signal

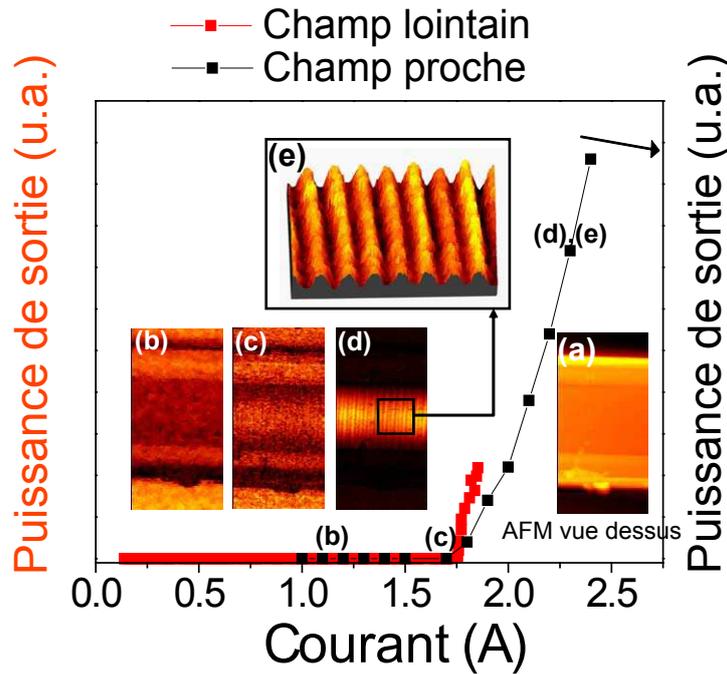


FIG. 5.15 – Caractéristique L-I en champ proche et en champ lointain. Pour différents courants significatifs l’image du champ proche est rajoutée.

diffusé par l’extrémité de la pointe.

5.4.4 Etude de l’onde évanescente

Les mesures en champ proche permettent à la fois de vérifier l’existence du champ évanescent à la surface des lasers CQ à confinement par air mais également de déterminer certains paramètres importants. Nous allons montrer que ces mesures donnent accès à la valeur de l’indice effectif et de la distance caractéristique de pénétration de l’onde évanescente dans l’air ainsi qu’à une estimation du champ électrique à la surface du laser CQ.

Mesure directe de n_{eff}

L’interfrange mesuré correspond à la périodicité spatiale δy de l’onde stationnaire, elle ne dépend ni de la largeur du ruban, ni de sa longueur et vaut $\sim 1.33 \mu m$. En utilisant la formule $\delta y = \lambda/2n_{eff}$ (où λ est la longueur d’onde d’émission et n_{eff} est l’indice effectif du mode), nous déduisons $n_{eff} = 3.11$.

L’indice de groupe n_g et l’indice effectif sont reliés par une formule mettant en jeu la longueur d’onde d’émission du laser CQ et la dispersion d’indice : $n_g = n_{eff} + \lambda \delta n / \delta \lambda$. En couplant les mesures précédentes à la lecture du spectre d’émission du laser CQ étudié, nous trouvons

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = -0.037 \mu m^{-1}.$$

Nous avons simulé avec la méthode des éléments finis le guide des lasers CQ à confinement

par air pour des longueurs d'onde proches de $7.5 \mu\text{m}$ et nous avons rapporté sur la figure 5.16 l'indice effectif du mode CA en fonction de la longueur d'onde. La régression linéaire de cette courbe prédit une dispersion de l'indice effectif de $-0.025 \mu\text{m}^{-1}$. Ces simulations ne tiennent pas compte du changement d'indice optique des couches du guide avec la longueur d'onde et avec la température. Cette valeur est donc indicative mais elle est du même ordre de grandeur que celle trouvée expérimentalement.

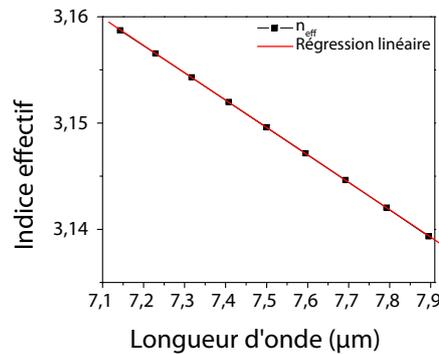


FIG. 5.16 – Indice effectif calculé avec la méthode des éléments finis en fonction de la longueur d'onde de propagation dans le guide des lasers CQ à confinement par air. Une régression linéaire permet de déterminer $\delta n/\delta \lambda$.

Mesure de la longueur de décroissance

Pour déterminer la longueur de décroissance de l'onde évanescente, nous avons réalisé deux courbes d'approche (1D et 2D). Ces courbes consistent à mesurer la puissance du champ évanescent diffusé par la pointe en fonction de la distance qui la sépare de la surface du laser CQ.

Pour ces expériences, le laser CQ fonctionne en régime pulsé avec une impulsion pompe de fréquence 84 kHz et de durée 50 ns. La pointe oscille entre z_{min} et z_{max} à une fréquence Ω_{pointe} . L'amplitude de l'oscillation est maintenue constante et z_{min} varie. La valeur initiale de z_{min} est $0 \mu\text{m}$ (la pointe touche la surface du laser CQ) et sa valeur finale est $2 \mu\text{m}$. Le signal détecté à la fréquence de démodulation Ω_{pointe} est normalisé et tracé en fonction de z_{min} sur la figure 5.17, courbe noire. La même courbe d'approche a été reproduite pour une fréquence de démodulation égale à la fréquence d'excitation du laser CQ (Fig. 5.17, courbe verte). Pour comparaison, l'intensité du champ électrique normalisée, simulée avec la méthode de la matrice de transfert 1D, a été également superposée (Fig. 5.17 courbe rouge).

La longueur de décroissance du mode évanescent dans l'air est obtenue en réalisant une régression exponentielle décroissante sur chacune des courbes. Sa valeur est donnée dans le tableau (Tab. 5.6).

	Ω_{pointe}	$\Omega_{\text{excitation-laser}}$	simulation 1D
$l_{\text{décroissance}}$ (nm)	643	532	805

TAB. 5.6 – Longueur de décroissance du champ évanescent pour les trois courbes de la figure 5.17.

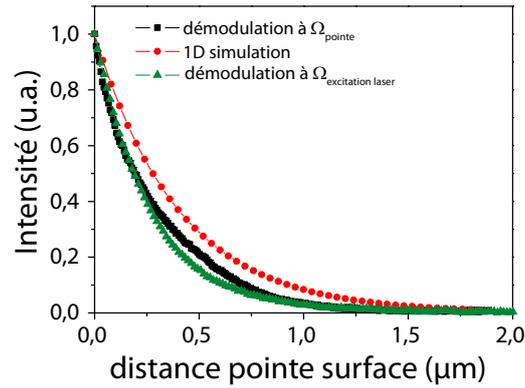


FIG. 5.17 – Intensité du signal en fonction de la distance entre la surface et la pointe mesurée à deux fréquences de modulation différentes : à Ω_{pointe} (carrés noirs) et à $\Omega_{excitation\ laser}$ (triangles verts). Simulation 1D obtenue avec la méthode de la matrice de transfert (ronds rouges).

Ces mesures ont également été réalisées en 2D. La pointe se déplace sur une droite $x = cste$ et pour chaque y , une courbe d'approche 1D est acquise. La figure 5.18.a montre la topographie et l'image *SNOM* du dispositif testé. La droite blanche correspond à la ligne de déplacement suivie par la pointe. Les résultats expérimentaux de cette courbe d'approche 2D (Fig. 5.18.b) et la cartographie de E_z^2 (Fig. 5.18.c), obtenue avec la méthode des éléments finis, sont en excellent accord. L'intensité est plus importante au centre du ruban et décroît symétriquement en s'éloignant du centre pour s'éteindre dès que la pointe est située sur le métal. La longueur de décroissance du champ électrique pour les lasers CQ à confinement par air vaut environ 600 nm.

Ces dernières mesures confirment le caractère évanescent de l'onde à la surface des lasers CQ et permettent d'identifier de manière sûre le mode actif dans la cavité laser.

Mesure de la valeur du champ électrique à l'intérieur de la cavité

Cette dernière section présente une estimation du champ électrique à la surface du laser CQ E_0 en utilisant deux méthodes. La première méthode vise à relier E_0 à la valeur de la puissance mesurée en champ lointain P_m . La seconde emploie la valeur du signal en champ proche lue sur la détection synchrone S_{syn} pour déterminer la valeur de E_0 .

Dans les mesures de champ lointain, il est possible de relier l'énergie de la cavité ε_{cav} à la puissance émise par le laser P selon $P = v_g \alpha_m \varepsilon_{cav}$ où v_g est la vitesse de groupe des photons et α_m sont les pertes des miroirs[Col]. Un schéma de la cavité est rappelé sur la figure 5.19. L'énergie stockée dans la cavité est définie par :

$$\varepsilon_{cav} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \int_0^{x_{cav}} \int_0^{y_{cav}} \int_0^{z_{cav}} \varepsilon_r(z) E^2 dx dy dz.$$

Comme l'onde est stationnaire dans la direction y , E peut se reformuler ainsi :

$$E_{max} \cos(2\pi y/2\delta y) f(x, z)$$

où $f(x, z)$ est la fonction normalisée du champ électrique calculé avec la méthode des éléments finis. La mesure de la puissance P_m sortant d'une facette est reliée à la puissance dans la cavité

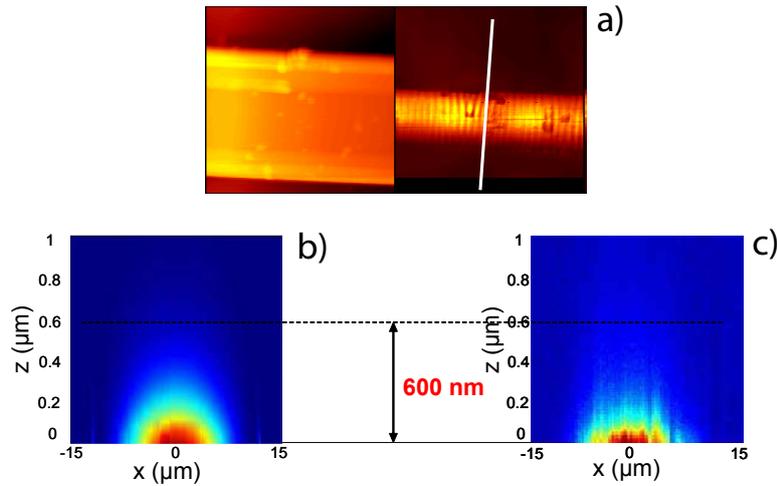


FIG. 5.18 – a) Topographie et image SNOM de l'échantillon étudié. La ligne blanche correspond au parcours suivi par la pointe. b) Cartographie de l'intensité du champ électrique calculée avec la méthode des éléments finis. c) Cartographie de l'intensité du champ électrique mesurée avec l'ASNOM. La longueur de décroissance de l'onde évanescente est de $\sim 600 \text{ nm}$.

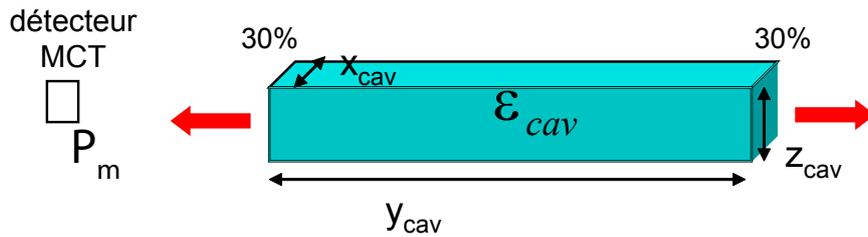


FIG. 5.19 – La cavité est considérée comme un ruban de largeur x_{cav} , de longueur y_{cav} et d'épaisseur z_{cav} . La puissance mesurée P_m correspond à la puissance émise par une seule facette.

par la formule $P_m = \eta T_0 T P$ où T est la transmission des facettes, T_0 la transmission des optiques et η l'efficacité de collection. D'après les simulations, le champ E_0 est 30 % plus faible que le champ E_{max} . Nous trouvons donc :

$$E_0 = \frac{30}{100} \sqrt{\frac{P_m}{\eta T T_0 v_g \alpha_m \epsilon_0 y_{cav} Int}} \text{ avec } Int = \int_0^{x_{cav}} \int_0^{z_{cav}} \epsilon(z) f^2(x, z) dx dz.$$

Dans les mesures de champ proche, nous devons relier la valeur indiquée par la détection synchrone S_{syn} à la valeur du champ à la surface du laser E_0 . Soit S la tension aux bornes d'un détecteur idéal (temps de réponse nul), S_d la tension aux bornes du détecteur MCT (temps de réponse τ). Le signal S est un créneau rectangulaire de fréquence $1/t_1 = 84 \text{ kHz}$, de durée $t_0 = 50 \text{ ns}$ et d'amplitude S_0 . La tension S_d vaut :

$$\begin{cases} S_d(t) = S_0(1 - e^{-t/\tau}) \text{ pour } t \leq t_0 \\ S_d(t) = S_0(1 - e^{-t_0/\tau})(1 - e^{-(t-t_1)/\tau}) \text{ pour } t > t_0 \end{cases} \quad (5.1)$$

Comme la fréquence d'excitation du laser est largement supérieure à Ω_{pointe} , la tension S_{syn} lue correspond à la moitié du signal réellement reçu. Puisque S_{syn} est la moyenne du signal S_d , les tensions S_0 et S_{syn} sont reliées par la formule :

$$S_0 = \frac{2t_1 S_{syn}}{\tau(1 - e^{-t_0/\tau})(1 - e^{-t_1/\tau})}$$

La figure 5.20 montre l'allure de ces tensions en fonction du temps.

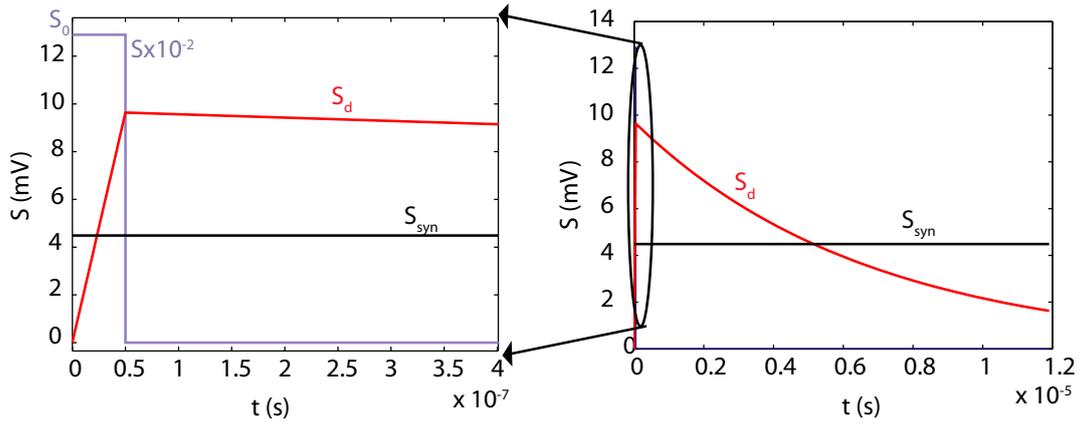


FIG. 5.20 – Les trois tensions S , S_d et S_{syn} sont tracées en fonction du temps.

Le détecteur ne recevant des photons que pendant t_0 , l'expression du nombre de photons N_p est :

$$N_p = \frac{Q S_0 \tau (1 - e^{-t_0/\tau})}{R e}$$

où Q est le rendement quantique (électron/photon) du détecteur, R la résistance du détecteur et e la charge d'un électron. L'intensité lumineuse détectée I_d est $I_d = h\nu N_p$ où h est la constante de Planck et ν la fréquence de l'onde des photons. Comme le détecteur a un temps de réponse lent ($\tau = 1/150$ kHz) et que seulement une partie de l'intensité diffusée est collectée par l'objectif Cassegrain, l'intensité réelle I_r diffusée vaut :

$$I_r = \frac{\Omega_{1/2sphere}}{\Omega_{Cassegrain}} \frac{1}{1 - e^{-t_0/\tau}} \frac{Q S_0 \tau (1 - e^{-t_0/\tau})}{R e}$$

Si on assimile la pointe à une sphère de diamètre D , la puissance lumineuse diffusée dans tout l'espace s'écrit [Kno00] :

$$I_r = \sigma \frac{1}{2} c \varepsilon_0 E_0^2$$

où σ est un paramètre de géométrie qui dans le cas d'une sphère et pour une pointe de tungstène s'écrit :

$$\sigma = \frac{2 \pi^5 D^6}{3 \lambda^4}$$

Finalement,

$$E_0 = \sqrt{\frac{2 I_r}{\sigma c \varepsilon_0}}$$

P_m	T	ηT_0	v_g	α_m	y_{cav}	Int	x_{cav}	z_{cav}
40 mW	0.7	0.37	$9.4 \times 10^7 \text{ m.s}^{-1}$	8 cm^{-1}	$1500 \mu\text{m}$	2.92×10^{-10}	$41 \mu\text{m}$	$10 \mu\text{m}$
Q	R	S_{syn}	τ	t_0	t_1	$\Omega_{cassegrain}$	ν	D
0.5	$5.10^5 \Omega$	4.5 mV	$6.67 \mu\text{s}$	50 ns	$11.9 \mu\text{s}$	0.84	$3.86.10^{13} \text{ s}^{-1}$	100 nm

TAB. 5.7 – Valeur des différents paramètres qui permettent de calculer E_0 avec les mesures de champ lointain et de champ proche.

La comparaison entre les deux méthodes (champ proche et champ lointain) se fait à courant égal sur le même dispositif. Les valeurs utilisées sont rapportées sur le tableau 5.7.

Les mesures de champ lointain et de champ proche prédisent respectivement $2 \times 10^5 \text{ V.m}^{-1}$ et $5 \times 10^5 \text{ V.m}^{-1}$. Nous trouvons un facteur 2.5 entre les deux valeurs mais il faut se rappeler que de nombreuses approximations sont faites lors de ces calculs. Pour estimer plus précisément la valeur du champ E_0 , il faudrait déposer dans le champ proche une vraie sphère diffusante, comme par exemple une bille d'or.

Influence de la pointe sur le laser

Le spectre du laser étant multimode, on devrait observer un battement entre les différentes ondes stationnaires. A partir du spectre d'un laser ruban de largeur $41 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 5.21.a), on peut écrire l'onde stationnaire totale comme une somme de cosinus : $\sum_i a_i \cos(b_i x)$ où a_i est le poids de l'onde qui se propage à la fréquence spatiale $1/b_i$. L'intensité de l'onde résultante s'écrit $I(x) = (\sum_i a_i \cos(b_i x))^2$. La figure 5.21.b montre cette courbe. La périodicité de l'onde vaut 3 mm. Le calcul suppose que les ondes sont en phase.

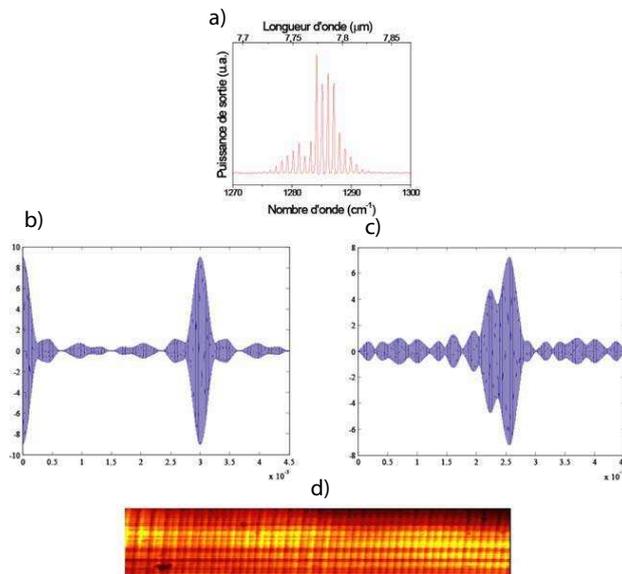


FIG. 5.21 – A partir du spectre mesuré en champ lointain a), nous avons simulé l'allure du mode dans la cavité sans phase b) et avec une phase aléatoire c). Des battements devraient être observés d).

Si nous ajoutons une phase aléatoire à chaque onde, E devient $\sum_i a_i \cos(b_i x + \phi_i)$. L'allure

de l'intensité du champ électrique est montrée dans ce cas sur la figure 5.21.c. Les nombreuses mesures réalisées sur les lasers CQ à confinement par air ne présentent que très rarement des battements de l'onde stationnaire ou des variations d'intensité. La figure 5.21 montre des battements d'une trentaine de microns. Ces résultats suggèrent que la pointe agit sur le mode du laser et le rend monomode. Pour vérifier ou infirmer cette hypothèse, il est prévu de coupler au ASNOM un spectromètre.

5.5 Conclusions et perspectives

Dans cette partie, nous avons montré que la réduction des pertes du guide a permis le fonctionnement en régime pulsé à température ambiante des lasers CQ à confinement par air. Bien que l'injection électrique ne soit pas parfaitement uniforme, nous avons prouvé par différentes mesures qu'elle était suffisante pour que le mode privilégié soit le mode sous l'air.

L'étude en champ proche du champ évanescent à la surface des lasers CQ à confinement par air a permis une mesure directe de l'indice effectif du mode sans avoir à passer par des mesures complexes et une vérification directe du mode actif dans la cavité. L'originalité de ces mesures tient au fait que nous pouvons observer une onde qui se propage dans un matériau d'indice optique différent de 1. Cet outil d'observation est extrêmement puissant et permet une analyse complète de l'onde évanescente. Il peut également être utilisé pour observer le mode sur les facettes du laser. Capasso et al. ont par exemple utilisé cette technique pour étudier les modes transversaux dans des lasers CQ rubans avec un guide diélectrique [Yu07].

Enfin, la présence d'un champ évanescent à la surface des lasers CQ à confinement par air devrait permettre leur utilisation pour des applications de détection, ce qui va faire l'objet du chapitre suivant (chap. 6).

Chapitre 6

Application à la détection par la surface

A l'heure actuelle, les lasers CQ couvrent la gamme spectrale des deux fenêtres atmosphériques ($3 \mu m < \lambda < 5 \mu m$) et ($8 \mu m < \lambda < 12 \mu m$) [Yan07, Bai08, Bah06, Dev07b]. Les progrès en termes d'ingénierie quantique, d'épitaxie et de fabrication ont permis de fabriquer des lasers monomodes qui fonctionnent en régime continu à température ambiante et qui peuvent être accordables en longueur d'onde [Fai97, Lee07, Son06, Mül99, Dar06b]. Pour ces raisons, les lasers CQ sont très prisés dans les systèmes d'analyse spectroscopique, notamment dans les gaz [Cha03, Tit03, Kos02, Tit06]. Grâce à l'utilisation de techniques de multipassages ou de spectroscopie photoacoustique, les sources lasers CQ permettent de détecter des quantités très faibles de molécules (1 particule pour un million en volume jusqu'à une particule pour un trillion en volume) [Kos01, Jol05, Tit06, Bak06]. Récemment, les lasers CQ ont également été utilisés pour l'analyse de liquides [Len00, Cha00, Che05, Ede01, Sch04, Bel07].

Les résonances d'absorption dans la phase liquide sont généralement plus larges que dans la phase gazeuse et sont superposées à l'absorption du solvant. C'est pourquoi dans les dispositifs d'absorption pour les liquides, il est utile de posséder plusieurs lasers monomodes pour venir sonder les différentes résonances d'absorption de l'analyte.

Afin de réduire la taille des dispositifs et de permettre une détection rapide demandant peu d'analytes, une solution proposée consiste à combiner la source et la cellule d'absorption en un seul élément. On peut ainsi envisager une puce microfluidique où des canaux adressent des lasers CQ monomodes accordables en longueur d'onde. Un liquide contenant les molécules à détecter est injecté à la surface du laser adéquat et la réponse du laser indique si la molécule d'intérêt est présente et en quelle quantité.

Une première approche serait de miniaturiser les dispositifs actuels de spectroscopie d'absorption, c'est-à-dire miniaturiser la source et le détecteur et mesurer la quantité de signal avec ou sans analytes afin de déterminer la proportion de molécules présentes qui absorbent à la longueur d'onde du laser.

L'approche que nous allons développer ici utilise l'interaction du mode optique de la cavité laser avec le liquide. Pour ce faire nous allons utiliser le champ évanescent à la surface du laser. Le principe de détection est simple (cf. 6.1) : supposons qu'un liquide absorbant à la longueur d'onde du laser soit déposé sur sa surface. L'interaction entre l'onde évanescente et le liquide entraîne une augmentation des pertes de propagation dans le guide en fonction de la longueur d'onde. La condition de transparence (gain=pertes) est obtenue pour une longueur d'onde dif-

férente, ce qui entraîne une augmentation du courant de seuil. Si les spectres et le courant de seuil dépendent du liquide, les lasers CQ à confinement par air pourront être utilisés comme détecteurs. Nous allons montrer la faisabilité de ce principe de détection et nous allons voir que les lasers CQ à confinement par air, qui ont fait l'objet du chapitre précédent (chap. 5), sont sensibles à la présence d'un fluide à leur surface. Pour ces tests, nous avons utilisé des solvants. Nous allons montrer que la présence ou non de fluide se traduit par une modification radicale du spectre d'émission mais aussi du courant de seuil. Nous détaillerons ensuite le modèle que nous avons développé pour comprendre et prédire les résultats expérimentaux. Enfin nous exposerons les perspectives de ce sujet de recherche.

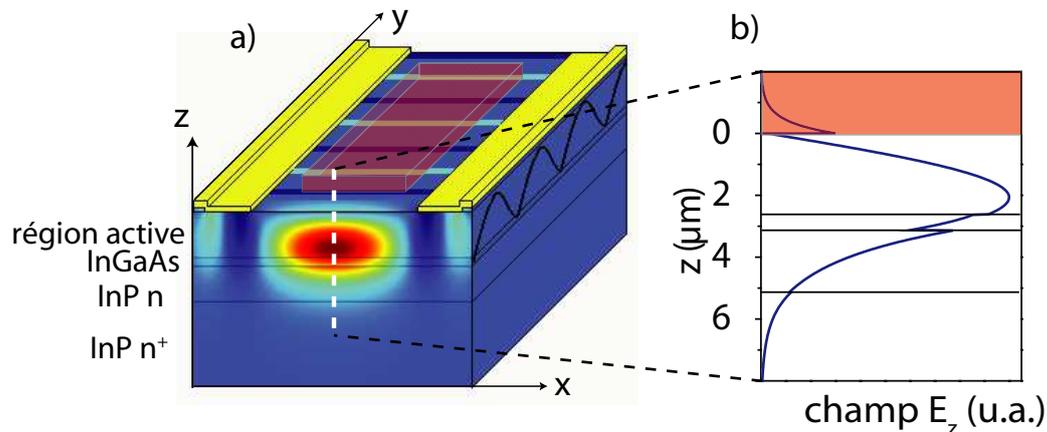


FIG. 6.1 – a) Ruban représentant un laser CQ à confinement par air. Le mode 2D calculé avec la méthode des éléments finis est représenté au niveau de la facette avant (champ $|E_z|$). La région en orange montre le champ évanescent. b) $|E_z|^2$ selon z . 1 % de $|E_z|^2$ se situe dans l'air.

6.1 Démonstration de la détection par la surface

Afin de valider le principe de détection, nous avons utilisé la résine S1818 et les solvants isopropanol (IPA) et éthanol comme analytes à détecter. Le spectre d'absorption de ces trois analytes a été mesurée dans le spectromètre FTIR. Dans la gamme de longueurs d'onde couverte par les lasers CQ à confinement par air, étudiés dans le chapitre 5, l'absorption des trois analytes varie peu (cf. Fig. 6.2).

Durant les expériences, les échantillons sont montés sur une platine Peltier dont la température est fixée à 18°C. Plusieurs lasers ont été caractérisés à la fois en termes de spectre et en termes de courant de seuil. Dans la suite, nous réduirons l'étude à deux lasers multimodes dont la fréquence centrale de l'enveloppe du spectre est $\nu^1 = 1275 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu^2 = 1284 \text{ cm}^{-1}$ et le courant de seuil I_{th} est $I_{th1} = 2.3 \text{ A}$ et $I_{th2} = 2.4 \text{ A}$. Le premier sera appelé laser 1 et le deuxième laser 2. Un laser en fonctionnement normal, *i.e.* sans liquide dessus sera exposé du mot air, et un laser en fonctionnement avec le liquide x déposé sur sa surface sera exposé du nom du liquide.

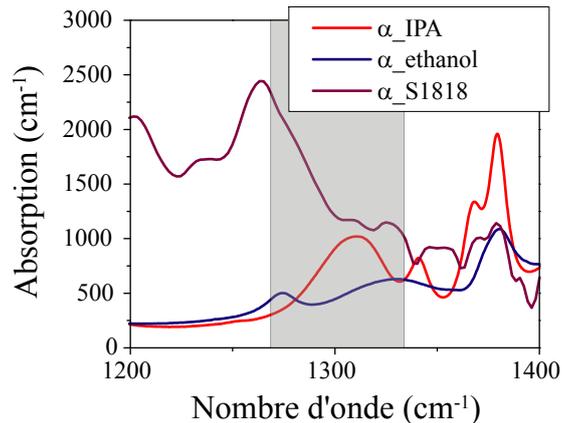


FIG. 6.2 – Spectres d’absorption de l’IPA, de l’éthanol et de la résine S1818 en cm^{-1} en fonction de la fréquence. Les mesures d’absorption ont été réalisées dans un spectromètre FTIR avec une lampe émettant dans le moyen infrarouge (globar) et avec un détecteur DTGS.

6.1.1 Tests préliminaires avec la résine S1818

Nous avons commencé par étudier l’influence de la résine S1818 sur le fonctionnement des lasers parce que son dépôt peut être parfaitement contrôlé. Cela nous permet de discriminer tout effet résultant de la présence d’un matériau absorbant sur les facettes du laser.

Les deux lasers sont testés dans trois configurations différentes :

- a) la surface du ruban n’est pas recouverte
- b) la surface du ruban est entièrement recouverte par la résine
- c) la surface du ruban est recouverte à moitié par la résine

La résine S1818 est déposée par centrifugation directement sur l’embase et une étape de lithographie optique permet de laisser la résine aux endroits désirés. En particulier, les facettes sont immaculées, ce qui est important pour exclure des effets dus à la présence d’un matériau absorbant sur les facettes du laser.

Pour chaque configuration, nous avons mesuré le spectre et le courant de seuil (cf. Fig. 6.3). En présence de résine, l’enveloppe des spectres se décale vers le bleu et le courant de seuil augmente. L’augmentation du courant de seuil indique que les pertes de propagation augmentent lors de l’interaction de la résine avec le champ proche du laser. Le décalage du spectre signifie que la dépendance en fréquence des pertes de propagation est également modifiée par la présence de la résine. Autour des fréquences ν^1 et ν^2 , l’absorption de la résine est élevée, de l’ordre de 2250 cm^{-1} et l’absorption différentielle ($\delta\alpha/\delta\nu$) est négative. Il semblerait que la dépendance en fréquence de l’absorption de la résine impose celle des pertes de propagation. La condition de transparence est alors atteinte pour des pertes plus élevées (augmentation de I_{th}) et pour une fréquence ν^{resine} supérieure à ν^{air} (décalage du spectre vers le bleu). Ces résultats vont être confirmés avec le dépôt de solvants dans le champ proche des lasers.

6.1.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental qui a servi pour les mesures de détection des solvants est représenté schématiquement sur la figure 6.4. Il permet de tester rapidement la réponse du laser au

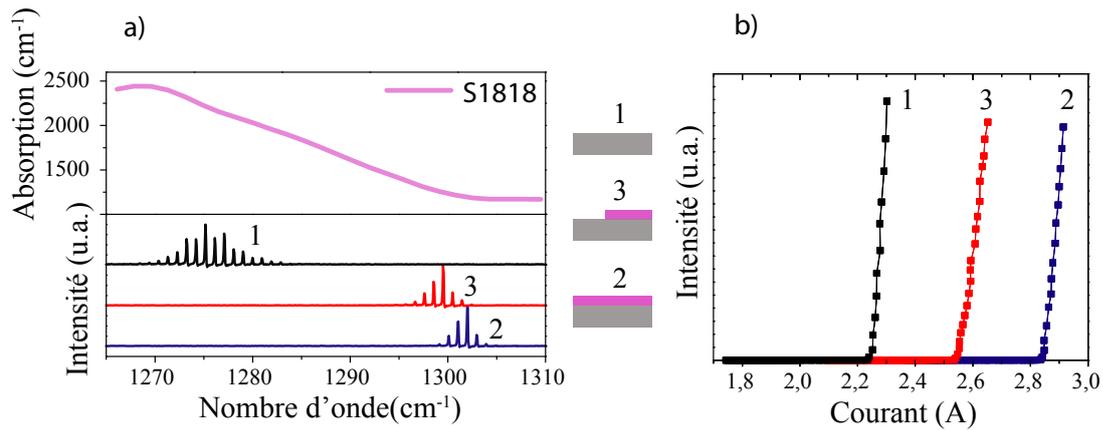


FIG. 6.3 – Pour le laser 1 (ruban de largeur $41 \mu\text{m}$ et de longueur $1500 \mu\text{m}$ issu de la fabrication MR2230_R), sont tracés le spectre (a) et la caractéristique L-I (b) pour les trois cas étudiés. En présence de résine, les spectres se décalent vers le bleu et les courants de seuil augmentent. La courbe d'absorption de la résine est ajoutée. Le laser fonctionne avec une impulsion pompe de fréquence 84 kHz et de largeur 50 ns . Le détecteur est un MCT refroidi à 78 K . Les mesures sont effectuées à 18°C .

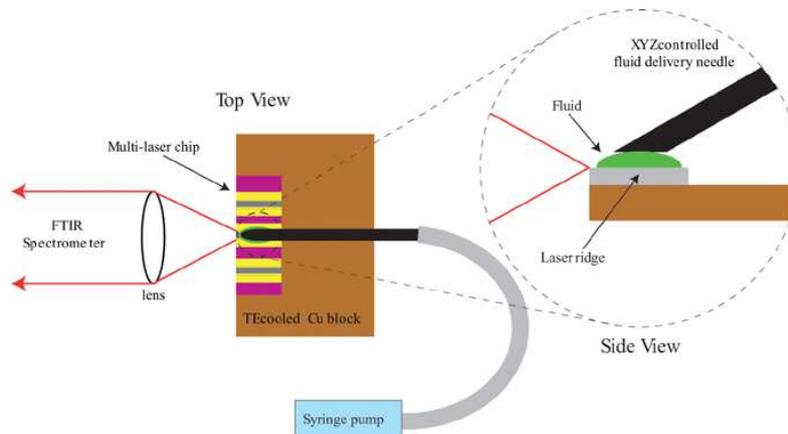


FIG. 6.4 – Le flux du liquide est imposé par un pousse seringue et le liquide est délivré à l'aide d'une pointe coupée en biseau. L'embase est fixée sur une platine Peltier qui permet de refroidir l'échantillon à 18°C . La lumière est envoyée dans le spectromètre par l'intermédiaire d'une lentille ZnSe.

dépôt d'un liquide. Afin de réguler la température du dispositif testé, l'embase sur laquelle est montée la barrette de lasers est fixée sur une platine Peltier. Le liquide est délivré par une seringue dont l'extrémité est coupée en biseau et l'évaporation du liquide est compensée par un flux continu imposé par un pousse seringue. De cette manière, la goutte est stable et les résultats sont reproductibles. Un système d'imagerie avec deux caméras permet d'amener la goutte sur le dispositif. La caméra 1 enregistre la vue de haut et la caméra 2 la vue de côté (cf. Fig. 6.5). Les deux photos de la figure 6.6 illustrent le cas où la goutte est stable.

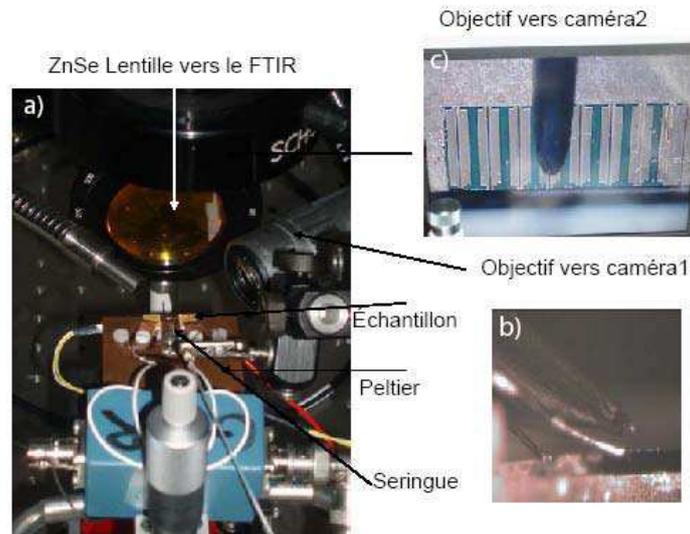


FIG. 6.5 – a) Photo du dispositif expérimental. b) Photo de la vue enregistrée par la caméra 1. c) Photo de la vue enregistrée par la caméra 2.



FIG. 6.6 – a) Goutte stable d'IPA vue avec la caméra 1. b) Goutte stable d'IPA vue avec la caméra 2.

6.1.3 Validation du dispositif expérimental avec les liquides

Pour vérifier que les liquides sont exclusivement déposés sur le haut du ruban, nous avons effectué des tests préliminaires sur des lasers CQ standards sans champ évanescent (guide diélectrique).

Deux lasers émettant respectivement à $\nu_{test1} = 800 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu_{test2} = 1400 \text{ cm}^{-1}$ ont été utilisés. Une fois que la goutte de solvant est déposée et stabilisée, un spectre et une caractérisation L-I sont mesurés. Nous avons constaté que le spectre et la caractéristique L-I sont identiques que les solvants soient présents ou non. Bien qu'il ne soit pas exclu qu'un film mince de liquide se dépose sur les facettes des lasers, cette mesure prouve que la goutte de liquide ne perturbe pas le fonctionnement des lasers.

Ces mesures nous assurent que la réponse des lasers CQ à confinement par air au dépôt des solvants résultera uniquement de l'interaction du liquide avec le champ proche du laser.

6.1.4 Réponse spectrale des lasers au dépôt de solvants

Nous avons étudié l'influence du dépôt d'isopropanol, d'éthanol et de leur mélange sur le fonctionnement du laser. Pour chaque laser, le courant est fixé $I > I_{th}$. Une fois que la goutte de solvant est déposée et stabilisée sur le laser, un spectre est acquis (cf. Fig. 6.7).

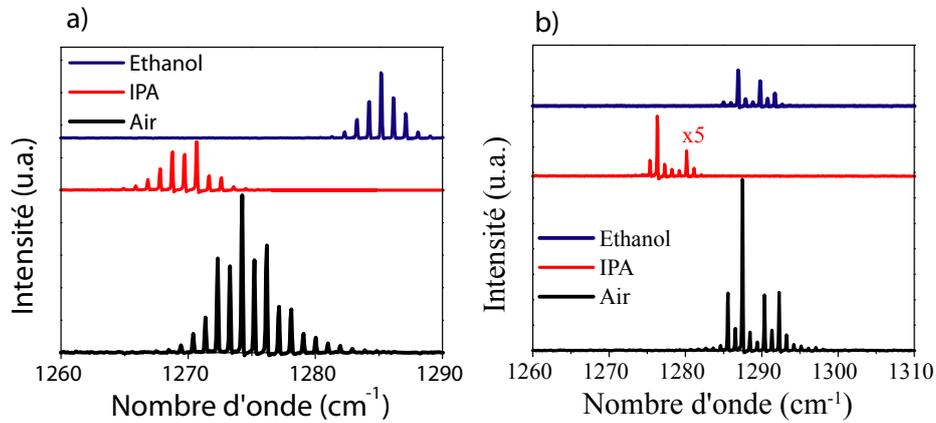


FIG. 6.7 – a) Spectres (air, IPA et éthanol) à $T=18^{\circ}\text{C}$ pour le laser 1. b) Spectres (air, IPA et éthanol) à $T=18^{\circ}\text{C}$ pour le laser 2. Les lasers fonctionnent avec une impulsion pompe de fréquence 84 kHz et de largeur 50 ns. Le détecteur est un MCT refroidi à l'azote liquide.

En présence de liquide, deux effets sont observés : un décalage de l'enveloppe du spectre $\Delta\nu$ et un déplacement du peigne de fréquences du résonateur Fabry-Perot. Le décalage spectral $\Delta\nu$ dépend de la fréquence initiale ν_i^{air} et du solvant. Les mêmes expériences avec un mélange 50%IPA-50%éthanol ont été conduites et un comportement spectral intermédiaire a été obtenu (Fig. 6.8).

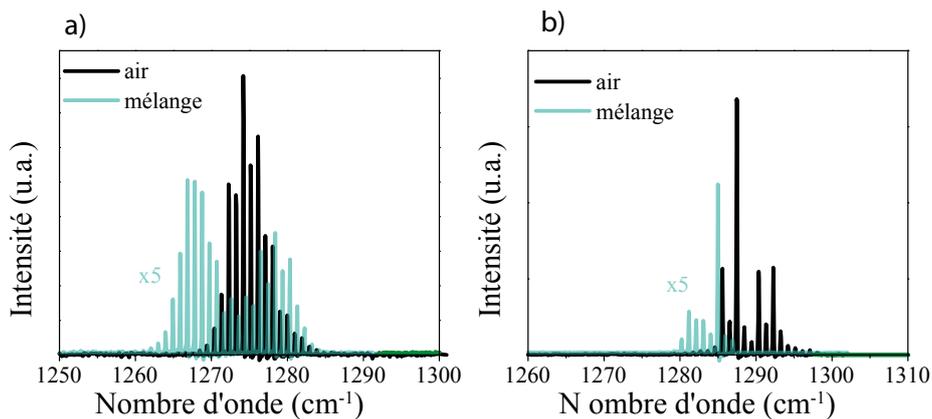


FIG. 6.8 – a) Spectres (air et mélange 50 % IPA-50 % éthanol) à 18°C pour le laser 1. b) Spectres (air et mélange 50 % IPA-50 % éthanol) à 18°C pour le laser 2. Les lasers fonctionnent avec une impulsion pompe de fréquence 84 kHz et de largeur 50 ns. Le détecteur est un MCT refroidi à l'azote liquide.

Pour vérifier la reproductibilité des résultats, nous avons procédé à une étude systématique des lasers en travaillant par cycle. Chaque cycle correspond à une série de mesures air-IPA-

air-ethanol-air-mélange-air et chaque cycle est répété au moins trois fois. Les spectres air-IPA-éthanol-mélange restent identiques et présentent toujours la même intensité. La reproductibilité des résultats est donc vérifiée.

L'étude des spectres permet de discriminer l'IPA et l'éthanol ainsi qu'un mélange 50%IPA-50%éthanol.

6.1.5 Modification du courant de seuil au dépôt de solvants

Pour chaque laser, dans les expériences précédentes, le courant d'injection est gardé constant. Or l'intensité des spectres (solvant) est plus faible que celle des spectres (air) (cf. Fig. 6.7 et 6.8). En fait, l'ajout du liquide dans le champ proche du laser augmente les pertes de propagation du guide et, par conséquent, le courant de seuil des lasers augmente également.

Le même cycle air-IPA-air-éthanol-air-mélange-air a été utilisé pour mesurer la caractéristique L-I des lasers. Nous montrons sur la figure 6.9 les courants de seuil I_{th} mesurés pour 3 cycles consécutifs pour les lasers 1 et 2. I_{th}^{air} augmente légèrement entre chaque étape et

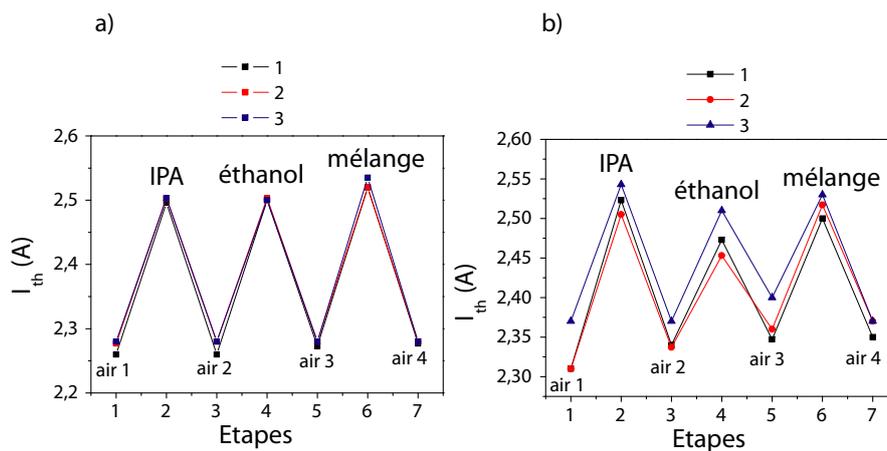


FIG. 6.9 – Courants de seuil pour chaque cycle (air-IPA-air-éthanol-air-mélange-air) en fonction du liquide pour le laser 1 (a) et le laser 2 (b). Trois cycles ont été effectués.

$I_{th}^{solvants}$ et I_{th}^{air} augmentent à chaque cycle. L'effet est spécialement flagrant sur les mesures du laser 2 et est probablement dû à la dégradation de la réflectivité des facettes. Si la goutte n'est pas stable, elle peut s'immiscer sous la barrette de lasers et déposer des poussières sur les facettes pendant son évaporation. Dans ce cas, les pertes des miroirs augmentent donc le courant de seuil augmente. Pour retrouver une facette propre, il suffit de nettoyer l'embase avec de l'acétone, puis de l'isopropanol.

Nous remarquons que pour les deux lasers, les courants de seuil $I_{th}^{IPA, ethanol, melange}$ sont supérieurs au courant de seuil I_{th}^{air} mais qu'ils varient peu entre eux. La mesure du courant de seuil ne permet donc pas, contrairement à la mesure du spectre, de différencier les deux solvants entre eux.

6.2 Interprétation qualitative

Nous allons maintenant donner une interprétation qualitative du comportement des lasers quand les solvants interagissent avec le champ proche. La figure 6.10 montre la courbe d'absorption des solvants IPA et éthanol superposée aux spectres obtenus pour les lasers 1 et 2.

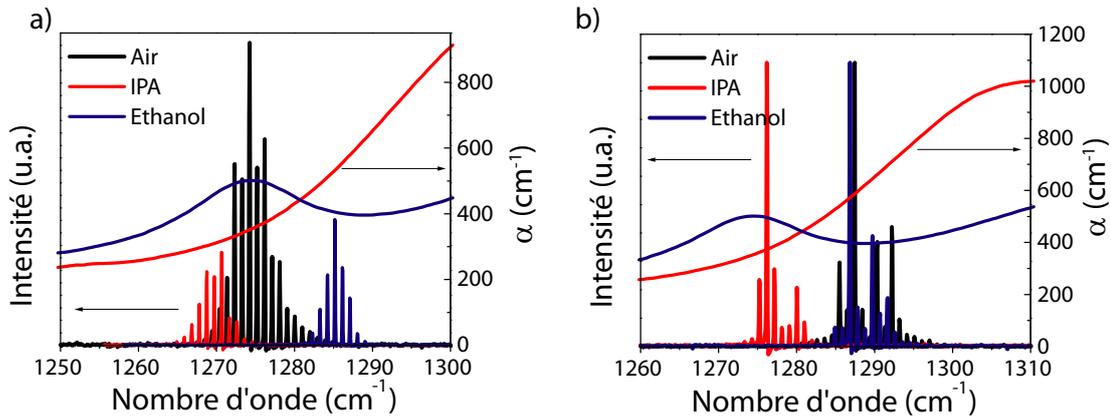


FIG. 6.10 – a) Spectres (air, IPA et éthanol) à $T=18^\circ\text{C}$ pour le laser 1. b) Spectres (air, IPA et éthanol) à $T=18^\circ\text{C}$ pour le laser 2. Les lasers fonctionnent avec une impulsion pompe de fréquence 84 kHz et de largeur 50 ns. Le détecteur est un MCT refroidi à l'azote liquide. Pour chaque figure, nous avons superposé la courbe d'absorption des solvants IPA et éthanol.

Le tableau 6.1 récapitule, pour les deux lasers, le décalage spectral $\Delta\nu$ obtenu dans chaque configuration. La différence de l'absorption ($\Delta\alpha$) des solvants $\alpha(\nu^{\text{solvant}}) - \alpha(\nu^{\text{air}})$ et le signe

En (cm^{-1})	$\Delta\nu^{\text{IPA}}$	$\Delta\nu^{\text{ethanol}}$	$\Delta\alpha^{\text{IPA}}$	$\Delta\alpha^{\text{ethanol}}$	$sg(\delta\alpha/\delta\nu^{\text{IPA}}(\nu^{\text{air}}))$	$sg(\delta\alpha/\delta\nu^{\text{ethanol}}(\nu^{\text{air}}))$
Laser 1	-3.62	10.97	-32	-97	+	-
Laser 2	-10.67	≈ 0	-196	≈ 0	+	≈ 0

TAB. 6.1 – $\Delta\nu^{\text{solvant}}$, $\Delta\alpha^{\text{solvant}}$ et signe de l'absorption différentielle en $\nu = \nu^{\text{air}}$ pour les lasers 1 et 2.

de l'absorption différentielle $sg(\delta\alpha/\delta\nu(\nu^{\text{air}}))$ ont également été ajoutés. Nous remarquons que dans tous les cas, $\Delta\alpha < 0$ et $\Delta\nu^{\text{solvants}} \times sg(\delta\alpha/\delta\nu(\nu^{\text{air}})) < 0$, ce qui indique qu'en présence de liquide dans le champ proche, le laser accorde sa fréquence pour minimiser l'absorption.

Le cas ν_2^{ethanol} est particulier puisque ν_2^{air} correspond à un minimum de l'absorption de l'éthanol. La condition de transparence est alors atteinte pour la même fréquence ν^{air} . Ces résultats suggèrent que l'absorption influe sur les pertes de propagation et que ces dernières suivent la dépendance spectrale de l'absorption du solvant. En conclusion, le signe de l'absorption différentielle définit celui du décalage spectral $\Delta\nu$.

Le tableau 6.2 fournit pour les deux lasers les valeurs de l'absorption $\alpha^{\text{solvants}}(\nu_i^{\text{solvants}})$. Comme il a été montré dans le chapitre 5, seulement 1 % de $|E_z|^2$ se situe dans le champ proche du laser. Le liquide n'agit donc que sur cette faible portion du mode optique. La différence des

	$\alpha^{IPA}(\nu^{IPA}) (cm^{-1})$	$\alpha^{ethanol}(\nu^{ethanol}) (cm^{-1})$
Laser 1	315	407
Laser 2	370	398

TAB. 6.2 – Absorption en cm^{-1} des solvants à $\nu = \nu^{solvants}$ pour les lasers 1 et 2.

$\alpha^{solvants}(\nu_i^{solvants})$ n'est pas suffisante pour distinguer les deux solvants grâce au courant de seuil.

La partie réelle de l'indice optique des solvants étant différente de 1, l'indice de groupe est modifié en présence de solvant en contact avec le champ proche. Le peigne de fréquences du résonateur Fabry-Perot est donc décalé. On pourrait espérer mesurer l'indice de réfraction du solvant déposé en fonction de ce décalage.

Pour un laser ruban, la cavité Fabry-Perot impose

$$\nu_p = \frac{p}{2Ln}$$

où p est un entier, L la longueur du ruban et n l'indice de groupe. Ainsi,

$$\frac{\nu_p(n + \delta n) - \nu_p(n)}{\nu_p(n)} = -\frac{\delta n}{n + \delta n}.$$

Si la limite de détection du spectromètre vaut $0.125 cm^{-1}$, cela signifie que le δn détectable est

$$\delta n = \frac{\delta \nu_p / \nu_p \cdot n}{\delta \nu_p / \nu_p + 1}.$$

Dans le cas d'un laser où ν_p vaut $1275 cm^{-1}$, $n = 3.51$ et $\delta \nu_p = 0.125 cm^{-1}$, le δn détectable est 3.4×10^{-4} . Pour déterminer $\Delta \nu_p$, il est nécessaire de connaître l'ordre du mode p . Or nous n'avons pas accès à cette donnée. Il est donc difficile de remonter à la valeur de l'indice optique des solvants. Cependant un étalonnage précis permettrait d'utiliser les lasers CQ à confinement par air pour mesurer l'indice optique des liquides ou matériaux déposés dans leur champ proche.

6.3 Modèle théorique

Nous allons maintenant développer un modèle simple reposant sur la condition de transparence gain=pertes. Ce modèle permet de confirmer l'étude qualitative précédemment détaillée, de comprendre les phénomènes observés et de prédire les résultats attendus.

6.3.1 Le modèle

Le gain est assimilé à une Lorentzienne g avec une largeur à mi-hauteur γ centrée à la fréquence ν_0 d'où l'expression

$$g(\nu) = \frac{\gamma^2}{4} \frac{1}{(\frac{1}{2}\gamma)^2 + (\nu - \nu_0)^2}.$$

Les pertes totales α_t sont la somme des pertes du guide α_g^m et celles des miroirs α_{mi} . α_g^{air} correspond aux pertes du guide sans matériau déposé dans le champ proche du laser et α_g^m correspond aux pertes du guide avec un matériau m déposé dans le champ proche du laser. Si l'absorption par porteurs libres est prise en compte, les pertes du guide α_g^m en fonction de la fréquence peuvent s'écrire :

$$\alpha_g^m(\nu_0) \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2$$

(cf. démonstration dans le chapitre 2).

En appliquant la théorie des perturbations au premier ordre aux équations de Maxwell, la différence $(\omega^m)^2 - (\omega^{air})^2$, dûe à la modification de la constante diélectrique du mode en présence d'un matériau m dans le champ proche, s'exprime [Joh02] :

$$\begin{aligned} \frac{(\omega^m)^2 - (\omega^{air})^2}{(\omega^{air})^2} &\simeq - \frac{\int_V \left(\frac{n_p(\vec{r})^2 - n_{np}(\vec{r})^2}{n_{np}(\vec{r})^2}\right) n_{np}(\vec{r})^2 E^2 d^3r}{\int_V n_{np}(\vec{r})^2 E^2 d^3r} = \\ &= - \frac{(n^m)^2 - (n^{air})^2}{(n^{air})^2} \frac{\int_{V^m} n_{np}(\vec{r})^2 |E|^2 d^3r}{\int_V n_{np}(\vec{r})^2 |E|^2 d^3r} = - \frac{(n^m)^2 - (n^{air})^2}{(n^{air})^2} \Gamma_e \end{aligned}$$

où $n_{np}(\vec{r})$ est l'indice optique non perturbé, $n_p(\vec{r})$ l'indice optique perturbé, c'est-à-dire lorsqu'un matériau est déposé dans le champ proche du laser, $n^{air} = 1$ est l'indice de réfraction de l'air, n^m est l'indice de réfraction du matériau, V le volume total occupé par le mode, V^m le volume occupé par le matériau et Γ_e le facteur de recouvrement **en énergie** du mode non perturbé avec l'air. Pour des petites perturbations d'indice optique et de fréquence, l'expression des pertes dues à la présence du matériau est :

$$\alpha_g^m(\nu) = \alpha_g^{air}(\nu) + \Gamma_e \frac{n_g}{n^{air}} \alpha^m(\nu)$$

où n_g est l'indice de groupe du mode et α^m l'absorption du matériau m en cm^{-1} . Finalement l'expression des pertes du guide perturbé par la présence d'un matériau dans le champ proche du laser est :

$$\alpha_g^m(\nu) = \alpha_g^{air}(\nu_0) \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 + \Gamma_e \frac{n_g}{n^{air}} \alpha^m(\nu).$$

Les détails de ce calcul peuvent se trouver dans [Per].

Pour les pertes des miroirs α_{mi} , nous utilisons la formule :

$$\alpha_{mi} = -\frac{1}{2L} \ln \left(\left| \frac{n_g + 1}{n_g - 1} \right|^2 \right)$$

où L est la longueur du résonateur.

Pour déterminer le décalage en fréquence du spectre lorsqu'un matériau m est déposé dans le champ proche du laser, nous cherchons la fréquence ν^m qui satisfait la condition de transparence (gain=pertes), *i.e.* ν^m telle que $\alpha_t(\nu^m) = \alpha_g^m(\nu^m) + \alpha_{mi} = g(\nu^m)$. Ceci équivaut à trouver la fréquence qui minimise la fonction $\alpha_t/g(\nu)$.

6.3.2 Cas simple : absorption linéaire en fonction de la longueur d'onde

Nous avons choisi d'étudier deux matériaux dont l'absorption est linéaire avec la fréquence $\alpha^{m1} = a_1\nu + b_1$ et $\alpha^{m2} = -a_1\nu + b_2$. Les pentes $\delta\alpha/\delta\nu$ ont leur signe opposé et sont égales en valeur absolue. Le fait d'utiliser une absorption linéaire pour simplifier la compréhension des différents phénomènes se justifie dans le cas où nous faisons des tests de détection avec des solvants. Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, les variations sont lentes, l'absorption peut être considérée linéaire sur un intervalle restreint. En présence de molécules dont les pics d'absorption sont extrêmement fins, les conclusions tirées de ce modèle ne sont plus valables. Pour la suite, tout ce qui concerne les pentes positive et négative sera tracé respectivement en rouge et en bleu.

Influence de α^m

Dans cette section, nous ne tiendrons pas compte de la variation en ν^2 de l'absorption par porteurs libres et nous garderons la valeur constante des pertes du guide ($\alpha_g^{air}(\nu) = \alpha_g^{air}(\nu_0)$). Les pertes totales s'écrivent dans ce cas :

$$\alpha_t^m(\nu) = \alpha_{air}^m(\nu_0) + \Gamma_e \frac{n_g}{n^{air}} \alpha^m + \alpha_{mi}.$$

La figure 6.11.a montre la courbe d'absorption des deux matériaux tests et la figure 6.11.b les pertes totales α_t (pertes du guide + pertes des miroirs). La valeur des différents paramètres

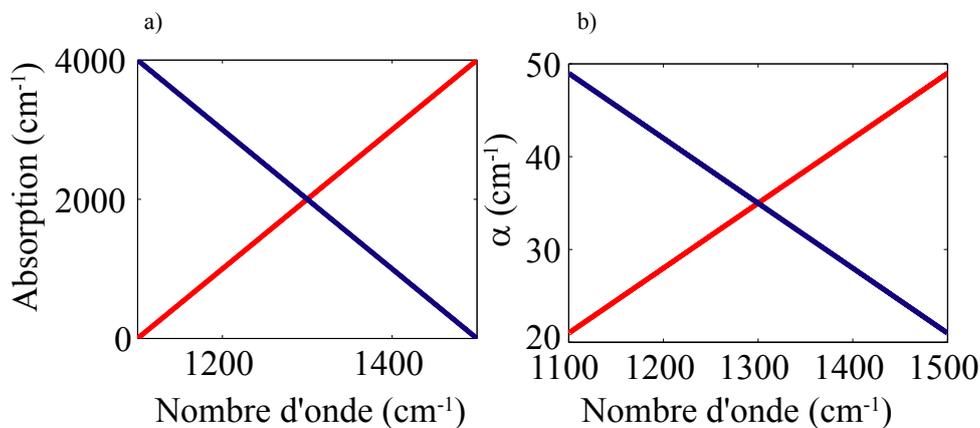


FIG. 6.11 – a) Spectre d'absorption des deux matériaux. b) Pertes totales en présence des deux matériaux. Les courbes rouges correspondent au matériau 1 (pente positive) et les courbes bleues au matériau 2 (pente négative). La dépendance spectrale de l'absorption des matériaux est reproduite dans les pertes totales. Les pertes dues à l'absorption par porteurs libres ne sont pas prises en compte dans les calculs.

est résumée dans le tableau (Tab. 6.3).

Les pertes totales α_t^m présentent la même dépendance en fréquence que celle de l'absorption des matériaux α^m . Nous avons cherché la condition de transparence pour un laser de fréquence initiale $\nu^{air} = 1300 \text{ cm}^{-1}$ quand le matériau 1 ou 2 est déposé sur la surface du ruban. Elle est atteinte avec le matériau 1 pour $\nu^{m1} = 1295.7 \text{ cm}^{-1}$ et avec le matériau 2 pour $\nu^{m2} =$

α_{gm} cm^{-1}	ν_0 cm^{-1}	Γ_e %	α_{mi} cm^{-1}	n_g	a_1	b_1 cm^{-1}	b_2 cm^{-1}	γ cm^{-1}
12.9	1300	0.7	8.08	3.4	10	-11000	15000	130

TAB. 6.3 – Valeur des paramètres utilisée pour les calculs.

1304.3 cm^{-1} . La figure 6.12 présente les résultats obtenus. Le gain g , les pertes α_t^{m1} et α_t^{m2} sont tracés respectivement en noir, rouge et bleu. La fréquence initiale ν^{air} est soulignée d'un trait noir en pointillé. Pour les deux matériaux, le laser accorde sa fréquence pour minimiser les pertes, comme observé dans les expériences.

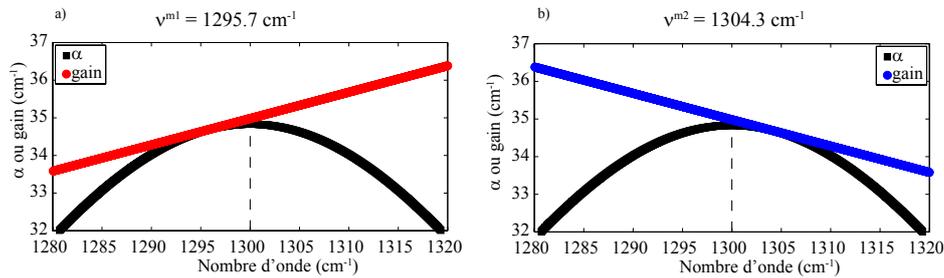


FIG. 6.12 – Condition de transparence pour un laser avec une fréquence initiale $\nu^{air} = 1300 \text{ cm}^{-1}$ lorsque le matériau 1 (pente du spectre d'absorption positive) (a) ou le matériau 2 (pente du spectre d'absorption négative) est déposé dans son champ proche.

Nous avons choisi un cas particulier puisque $\alpha^{m1}(\nu^{air}) = \alpha^{m2}(\nu^{air})$ pour $\nu^{air} = 1300 \text{ cm}^{-1}$. Dans cette configuration $|\Delta\nu^{m1}| = |\Delta\nu^{m2}| = 4.3 \text{ cm}^{-1}$.

La figure 6.13 montre le décalage spectral $\Delta\nu$ calculé en fonction de la fréquence initiale du laser ν^{air} pour les deux matériaux. Le signe du décalage spectral $sg(\Delta\nu^m)$ est l'opposé de

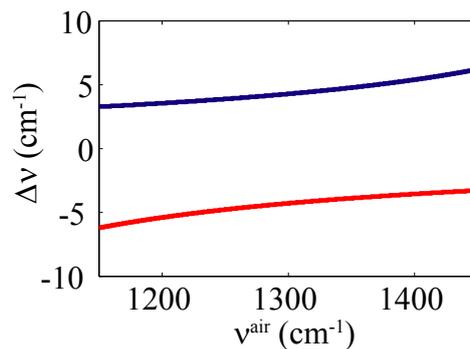


FIG. 6.13 – $\Delta\nu$ en fonction de ν^{air} pour les deux matériaux (pente du spectre d'absorption négative : courbe rouge et pente du spectre d'absorption positive : courbe bleue). Le signe de $\Delta\nu$ est l'opposé de celui de la pente.

celui de la pente du spectre d'absorption du matériau m . La valeur absolue du décalage spectral $|\Delta\nu|^m$ augmente avec la fréquence initiale du laser ν^{air} pour la courbe bleue, *i.e.* pour l'absorption qui décroît avec la fréquence et elle diminue avec ν^{air} pour la courbe rouge, *i.e.* pour l'absorption qui augmente avec la fréquence. Ceci signifie que la valeur absolue du décalage

spectral $|\Delta\nu|^m$ augmente quand l'absorption du matériau m à la fréquence initiale du laser $\alpha^m(\nu^{air})$ diminue.

Nous avons également calculé le décalage spectral $\Delta\nu^m$ pour trois fréquences initiales $\nu^{air} = [1200, 1300, 1400] \text{ cm}^{-1}$ en fonction de la pente du spectre d'absorption a^m (cf. Fig. 6.14). Nous constatons que la valeur absolue du décalage spectral $|\Delta\nu^m|$ augmente quand la valeur absolue de la pente $|a^m|$ augmente et ce d'autant plus que les pertes α^{air} sont faibles.

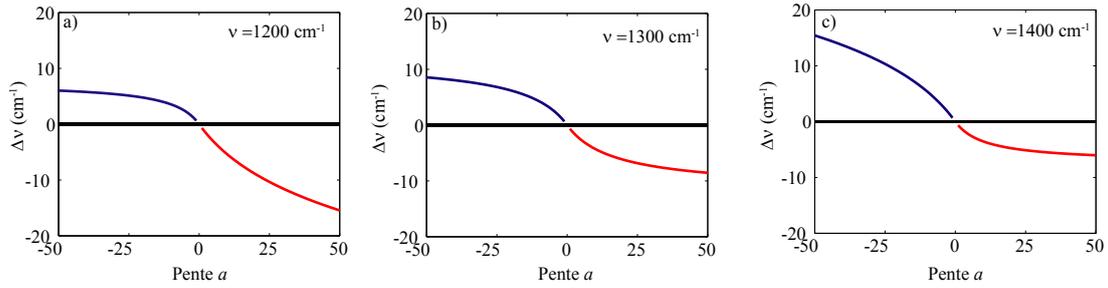


FIG. 6.14 – $\Delta\nu^m$ en fonction de la valeur de la pente a^m quand $\nu^{air}=1200$ (a), 1300 (b) et 1400 (c) cm^{-1} .

Ces premiers calculs permettent d'énoncer quelques principes :

- Le signe de la pente a^m gouverne le signe du décalage spectral $\Delta\nu^m$. Si a^m est positive, $\Delta\nu^m$ est négatif. Inversement, si a^m est négative, $\Delta\nu^m$ est positif.
- La valeur absolue de la pente $|a^m|$ détermine en partie la valeur absolue du décalage spectral $|\Delta\nu^m|$. Plus $|a^m|$ est élevée, plus $|\Delta\nu^m|$ l'est aussi.
- $\alpha^m(\nu^{air})$ détermine également la valeur absolue du décalage spectral $|\Delta\nu^m|$. Pour une pente fixée, $|\Delta\nu^m|$ augmente quand $\alpha^m(\nu^{air})$ diminue.

Cela signifie que pour accroître le décalage spectral, les pertes des miroirs doivent être réduites au maximum. D'autre part, il s'avère qu'il sera plus facile de différencier deux analytes si les pentes de leur spectre d'absorption ont leur signe opposé.

Influence de l'absorption par porteurs libres

En intégrant l'absorption par porteurs libres dans le modèle, les pertes totales peuvent s'écrire :

$$\alpha_t^m = \alpha_g^{air}(\nu_0)\left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 + \Gamma_e \frac{n_g}{n^{air}} \alpha^m + \alpha_{mi}.$$

La figure 6.15 montre dans ce cas les pertes totales $\alpha_t^m(\nu)$ et le décalage spectral $\Delta\nu^m$ en fonction de ν^{air} pour les deux matériaux étudiés. En pointillé sont tracées les courbes correspondant aux pertes ou au décalage spectral $\Delta\nu^m$ avec un matériau m absorbant sans prendre en compte l'absorption par porteurs libres. Les conclusions précédentes restent valables à condition de remplacer la pente a^m par l'absorption différentielle $ad^m(\nu^{air}) = \delta\alpha/\delta\nu(\nu^{air})$.

- Le signe de l'absorption différentielle $ad^m(\nu^{air})$ gouverne le signe du décalage spectral $\Delta\nu^m$. Si ad^m est positive, $\Delta\nu^m$ est négatif. Inversement, si ad^m est négative, $\Delta\nu^m$ est positif.

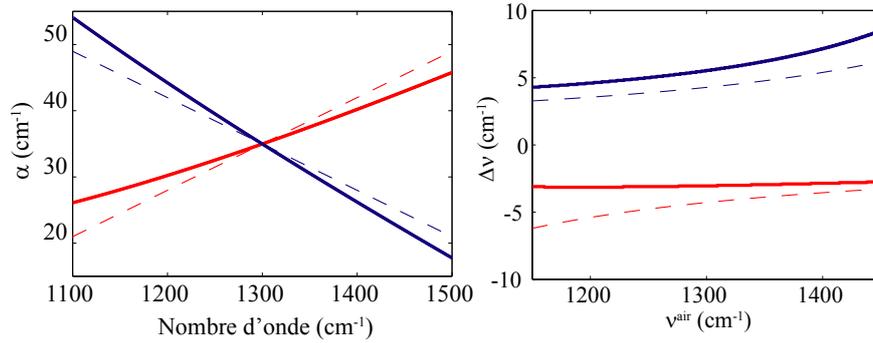


FIG. 6.15 – En pointillé : l’absorption par porteurs libres n’est pas prise en compte. En trait plein : l’absorption par porteurs libres est prise en compte. a) Pertes totales avec dépôt de matériau (1 ou 2) dans le champ proche du laser. b) $\Delta\nu^m$ en fonction de la fréquence initiale du laser lorsqu’un matériau (1 ou 2) est déposé dans le champ proche du laser.

- La valeur absolue de l’absorption différentielle $|ad^m|$ détermine en partie la valeur absolue du décalage spectral $|\Delta\nu^m|$. Plus $|ad^m|$ est élevée, plus $|\Delta\nu^m|$ l’est aussi.
- $\alpha^m(\nu^{air})$ détermine également la valeur absolue du décalage spectral $|\Delta\nu^m|$. Pour une absorption différentielle fixée, $|\Delta\nu^m|$ augmente quand $\alpha^m(\nu^{air})$ diminue.

Les différences entre les courbes en pointillé et en trait plein s’expliquent également en utilisant ces résultats.

Ce modèle peut aussi être utilisé pour prédire l’augmentation du courant de seuil. Il suffit pour cela d’utiliser la formule :

$$r_{th}^m = \frac{J_{th}^m}{J_{th}^{air}} = \frac{\Gamma^{air} \alpha_t^m(\nu^m)}{\Gamma^m \alpha_t^{air}(\nu^{air})}. \quad (6.1)$$

où Γ^m et Γ^{air} sont les facteurs de confinement, α_t^m et α_t^{air} sont les pertes totales, ν^m et ν^{air} sont les fréquences du laser avec et sans perturbation.

Dans les calculs, nous supposons que les facteurs de confinement sont identiques. Nous avons tracé pour les deux matériaux, le rapport du courant de seuil du laser avec perturbation avec le courant de seuil du laser sans perturbation r_{th}^m en fonction de la fréquence du laser non perturbé ν^{air} (Fig. 6.16). Nous observons que la densité de courant de seuil J_{th} augmente avec l’absorption du matériau. La dissymétrie entre les courbes bleue et rouge est liée à la présence de l’absorption par porteurs libres dans les calculs.

Pour $\nu^{air} = 1300 \text{ cm}^{-1}$, l’absorption des deux matériaux est égale et les calculs donnent $r_{th}^{m1} = 1.66$ et $r_{th}^{m2} = 1.644$. Dans ce cas, la mesure de I_{th} ne permet pas de différencier les deux matériaux car ces valeurs sont trop proches.

Nous allons maintenant confronter le modèle théorique que nous avons développé à l’expérience.

6.3.3 Comparaison avec les expériences

Les valeurs utilisées pour le modèle sont récapitulées dans le tableau 6.4. Le spectre d’ab-

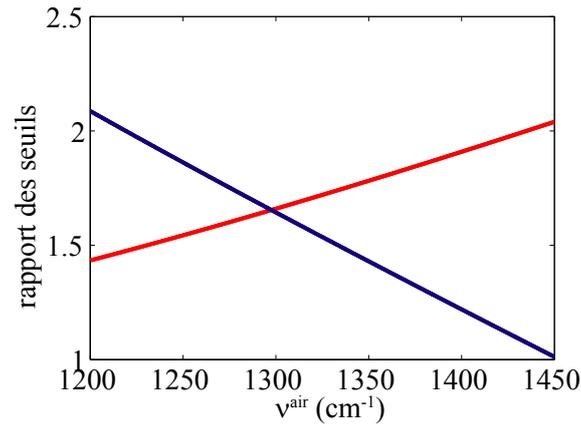


FIG. 6.16 – r_{th}^m en fonction de ν^{air} . Les pertes dues au dépôt d'un matériau dans le champ proche du laser et les pertes d'absorption par porteurs libres sont prises en compte.

Largeur ruban	FHWM (cm^{-1})	ν^{air} (cm^{-1})	ν_0 (cm^{-1})	$\alpha_g^{air}(\nu_0)$ (cm^{-1})	n_0	n_g	Γ_e (%)	R	L (cm)
36 μm	130	1275	1300	13	1.4	3.25	0.192	0.28	0.15
41 μm	130	1284	1300	9	1.4	3.25	0.192	0.28	0.15

TAB. 6.4 – Valeur des paramètres pour les calculs.

sorption des solvants IPA et éthanol a été mesuré en transmission dans le spectromètre FTIR et leur pertes par absorption ont été introduites dans le modèle.

La figure 6.17 montre la condition de transparence pour le laser 1 pour l'IPA et l'éthanol. En

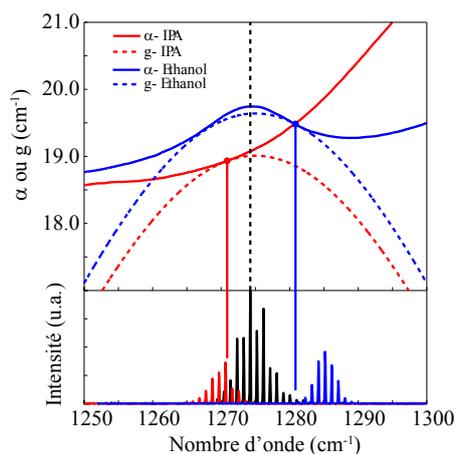


FIG. 6.17 – Partie haute : Conditions de transparence pour le dépôt d'IPA et d'éthanol sur le laser 1. Le gain est tracé en pointillé et les pertes totales en trait plein. La fréquence ν^{air} est soulignée à l'aide d'un trait noir en pointillé. Partie basse : Spectres air, IPA et éthanol (respectivement courbe noire, rouge et bleue) expérimentaux pour le laser 1.

trait plein sur la partie haute de la figure sont tracées les pertes totales α_t^{IPA} (rouge) et $\alpha_t^{ethanol}$ (bleu). En trait pointillé sont tracés les gains g^{IPA} (rouge) et $g^{ethanol}$ (bleu). Dans la partie basse de la figure, nous avons reproduit les spectres obtenus expérimentalement. La fréquence de transparence est soulignée d'un trait et comparée à la fréquence expérimentale. Comme les spectres sont multimodes, nous devons considérer l'enveloppe des modes Fabry-Perot. La tendance est correcte et ce modèle simple donne des résultats satisfaisants.

La comparaison théorie-expérience a été répétée sur plusieurs dispositifs. La figure 6.18 regroupe les résultats obtenus avec l'IPA. Nous avons tracé la courbe théorique du décalage spectral $\Delta\nu^{IPA}$ en fonction de la fréquence initiale du laser ν^{air} à laquelle nous avons superposé les points expérimentaux, représentés à l'aide de ronds rouges. Les points expérimentaux se

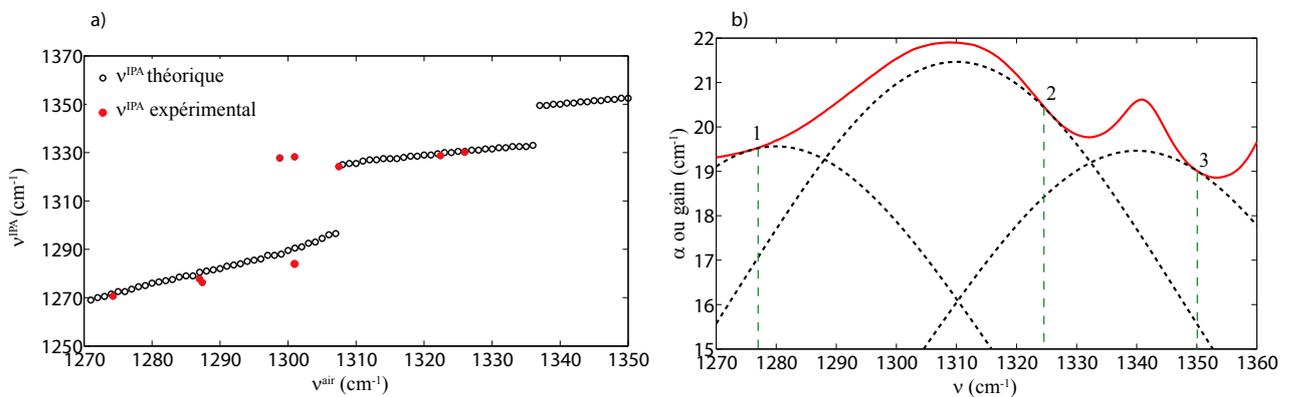


FIG. 6.18 – a) Comparaison théorie-expérience pour $\Delta\nu^{IPA}$ en fonction de ν^{air} . Les points théoriques sont représentés par des ronds creux noirs et les points expérimentaux par des ronds rouges. L'accord entre la théorie et l'expérience est excellent. b) Condition de transparence pour trois ν^{air} caractéristiques qui permet d'expliquer la présence des discontinuités sur la courbe de gauche.

superposent correctement sur la courbe théorique.

La courbe théorique présente des discontinuités pour certaines fréquences ν^{air} . Ces discontinuités sont liées aux variations non-linéaires du spectre d'absorption de l'IPA. Nous avons choisi trois fréquences caractéristiques : $\nu_1^{air} = 1280 \text{ cm}^{-1}$, $\nu_2^{air} = 1310 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu_3^{air} = 1340 \text{ cm}^{-1}$. Pour chaque fréquence ν_i^{air} , nous avons tracé la condition de transparence correspondante (cf. Fig. 6.18.b). Le gain et les pertes totales sont respectivement tracés en pointillé noir et en trait plein rouge. Chaque ν_i^{IPA} est soulignée d'un trait vert. Pour la fréquence ν_1 , le spectre d'absorption présente localement une pente positive, le décalage spectral $\Delta\nu^{IPA}$ est négatif. Entre les fréquences ν_1 et ν_2 , le pic d'absorption de l'IPA est responsable d'un changement de signe pour l'absorption différentielle. Pour $\nu^{air} = \nu_2$, le décalage spectral $\Delta\nu^{IPA}$ est positif. La deuxième discontinuité s'explique également par la présence d'un pic d'absorption. Cette fois-ci la largeur du pic est plus faible que celle du gain, la condition de transparence sera atteinte pour une fréquence $\nu^{IPA} > \nu^{air}$. En résumé, les fréquences $\nu_{discontinuite}$ correspondent aux fréquences des pics d'absorption : $\nu_{discontinuite1} = 1310 \text{ cm}^{-1}$ et $\nu_{discontinuite2} = 1340 \text{ cm}^{-1}$. La figure 6.19 montre un cas particulier où $\nu^{air} = \nu_{discontinuite}$,

le spectre se sépare alors en deux.

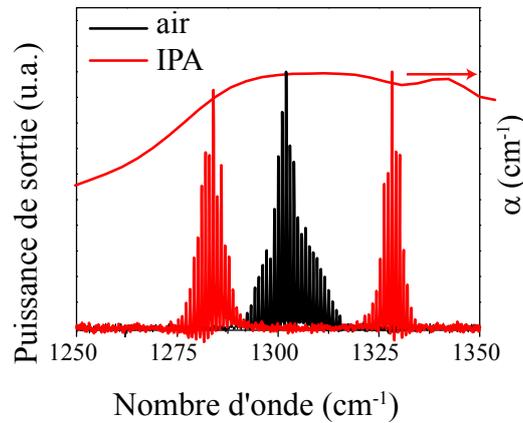


FIG. 6.19 – Le spectre se sépare en deux si ν^{air} correspond à un maximum de l'absorption.

D'après l'équation 6.1, nous sommes capables de prédire le courant de seuil des lasers après dépôt du liquide. Nous utilisons un facteur de confinement Γ^{air} de 73.9 % et un facteur de confinement Γ^{IPA} de 74.5 %. Ces facteurs sont calculés avec la méthode des éléments finis 2D en prenant un indice de réfraction de 1.4 pour l'IPA. Le tableau 6.5 indique le rapport r_{th} obtenu pour les deux lasers avec l'IPA et l'éthanol. Les résultats expérimentaux ont été ajoutés à titre de comparaison. La figure 6.20 montre les courbes théoriques de r_{th} en fonction de ν^{air}

	r_{th}^{IPA} théorie	r_{th}^{IPA} exp.	$r_{th}^{ethanol}$ théorie	$r_{th}^{ethanol}$ exp.
36 μm	1.129	1.082	1.120	1.054
41 μm	1.107	1.111	1.124	1.111

TAB. 6.5 – Comparaison des r_{th} théoriques et expérimentaux pour les deux lasers et pour l'IPA et l'éthanol.

pour l'éthanol et l'isopropanol. Si les calculs permettent en théorie de différencier l'éthanol et l'isopropanol, les résultats expérimentaux ne sont pas concluants. La variation du courant de seuil n'est pas suffisamment élevée pour être détectée car les absorptions des solvants sont trop proches. Pour accroître la différence en termes de courant de seuil, il faudrait soit choisir habilement ν^{air} soit augmenter la portion du mode qui se trouve dans l'air et qui interagit avec le liquide déposé.

Il est important de souligner que le comportement spectral, après dépôt d'un liquide dans le champ proche du laser, diffère selon la fréquence initiale ν^{air} . Si ν^{air} peut être accordée, elle pourrait être choisie en fonction du liquide pour obtenir par exemple un décalage spectral $\Delta\nu$ plus élevé. Avec la géométrie actuelle des lasers CQ à confinement par air, le contrôle de ν^{air} est impossible : le spectre est multimode et dépend fortement de la fabrication et de l'épitaxie. Nous expliquerons en conclusion comment pallier ce problème.

Ce modèle permet de comprendre le comportement des dispositifs en présence de matériau absorbant dans leur champ proche. Cet outil donne des informations sur les améliorations possibles de ces détecteurs, en particulier sur le choix de la longueur d'onde initiale ν^{air} .

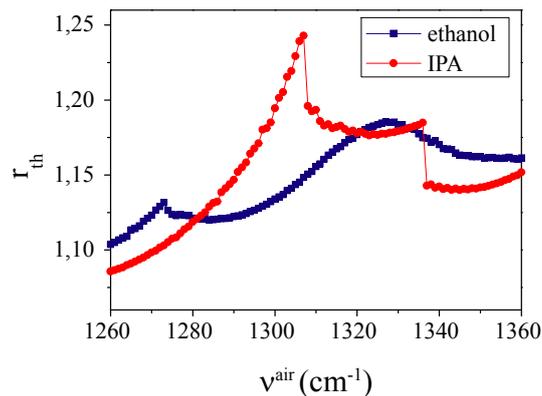


FIG. 6.20 – Courbe théorique : r_{th}^{IPA} et $r_{th}^{ethanol}$ en fonction de ν^{air} .

6.4 Conclusions et perspectives

A l'aide d'un dispositif expérimental simple, nous avons étudié la réponse des lasers CQ à confinement par air au dépôt de résine et de solvants dans leur champ proche. Les mesures ont démontré qu'en présence d'analytes, le spectre des lasers se décale et le courant de seuil augmente. Comme le décalage spectral $\Delta\nu$ dépend du solvant déposé, les lasers CQ à confinement par air peuvent être utilisés pour la détection.

Un modèle simple a été élaboré pour comprendre et prédire l'expérience. Il intègre l'absorption du matériau déposé dans le champ proche et les pertes de l'absorption par porteurs libres et détermine la fréquence qui vérifie la condition de transparence (gain=perles) en fonction de la fréquence ν^{air} . Les prédictions théoriques du modèle s'accordent bien avec les résultats expérimentaux.

Cependant les lasers CQ à confinement par air présentent certaines limitations dans leur état actuel. La discrimination des solvants exige la connaissance préalable du spectre de transmission. D'autre part, la sensibilité n'est pas suffisante pour différencier les solvants uniquement avec la mesure du courant de seuil. De ce fait, la détection nécessite l'utilisation d'un spectromètre. Enfin les dispositifs ne sont ni monomodes, ni planaires ce qui exclut leur intégration dans un microsystème tel un système microfluidique.

Pour pallier ces problèmes, nos collaborateurs Perahia et al. proposent d'utiliser des microcavités cylindriques avec un guide à confinement par air. Seul le centre de la cavité sera recouvert de métal afin de permettre l'injection du courant. Le caractère monomode sera obtenu avec des rayons de cavité faibles (de l'ordre de $5 \mu m$) et la variation des rayons permettra de réaliser une matrice de lasers émettant à des fréquences différentes (cf. Fig.6.21). De plus, près de 3 % de l'énergie électromagnétique sont situés dans l'air, ce qui devrait accroître la sensibilité des dispositifs.

La figure 6.22 illustre le dispositif optimisé. Le principe est le suivant : un fluide contenant plusieurs analytes est délivré par l'intermédiaire de microcanaux dans une microcavité sur laquelle des capteurs spécifiques auront été déposés au préalable. Seuls les analytes concernés "s'accrocheront" à la surface de la microcavité. Leur absorption sera responsable d'une modification du spectre et du courant de seuil. Le décalage spectral $\Delta\nu$ et/ou l'augmentation du

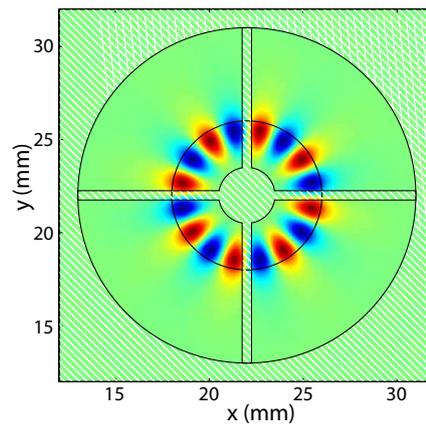


FIG. 6.21 – Cartographie du champ électrique E_z dans un micro-disque. La zone hachurée correspond au contact métallique. Près de 3 % de l'énergie électromagnétique du mode sont situés dans l'air. Figure tirée de [Per].

courant de seuil ΔI_{th} devraient/devrait donner accès à la quantité d'analytes présents initialement dans le fluide. Grâce à la matrice de lasers monomodes, il sera ainsi possible de sonder les résonances des analytes.

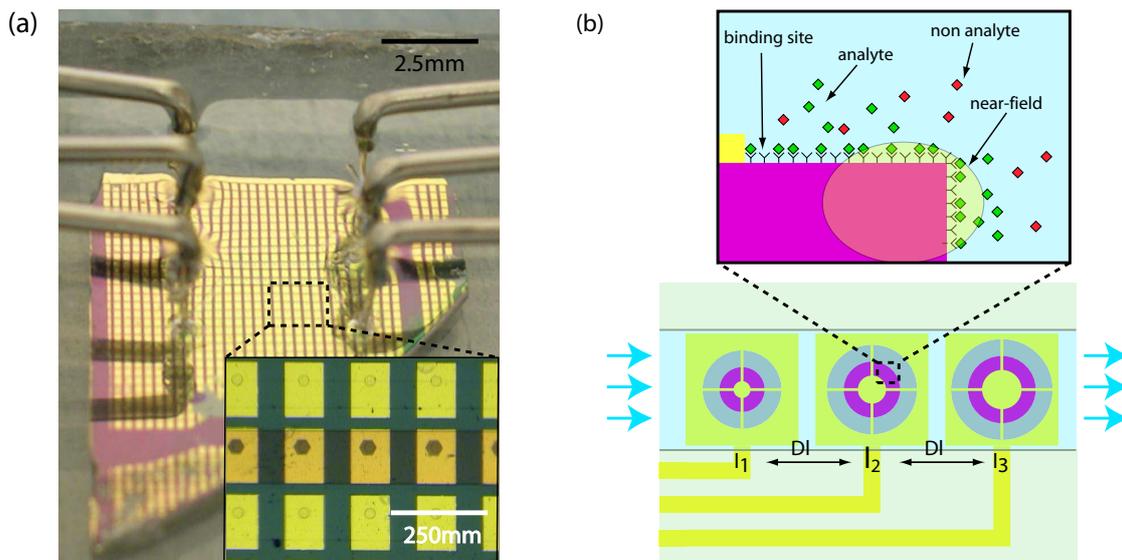


FIG. 6.22 – a) Le système microfluidique est composé de PDMS (polydiméthylsiloxane : polymère fréquemment utilisé dans les systèmes microfluidiques pour ses propriétés de compatibilité biologique) et recouvre l'échantillon. Des tubes permettent de délivrer le liquide. La partie rouge de la photo insérée correspond au liquide. b) Principe de détection avec les capteurs spécifiques fixés sur la surface du laser. Seuls les analytes correspondant vont rester sur la surface et vont être responsables de l'absorption. Les figures et la fabrication du système microfluidique ont été réalisées par Raviv Perahia (CALTECH).

Cette technique présente les avantages d'être rapide, portable et peu consommatrice en analytes. Raviv Perahia a déjà développé la partie microfluidique à souder sur la matrice de lasers monomodes, la prochaine étape est donc la fabrication des microcavités précédemment

décrites.

Une autre façon pour obtenir une matrice de lasers monomodes est l'utilisation du cristal photonique comme résonateur. D'une part, les lasers à cristal photonique pourraient être utilisés comme source compacte avec une émission par la surface et d'autre part pour augmenter la sensibilité des lasers pour la détection par la surface.

Chapitre 7

Le laser à cascade quantique à cristal photonique

Ce chapitre présente les résultats préliminaires pour la réalisation de lasers à cascade quantique à cristal photonique. Bien que les objectifs n'aient pas été complètement atteints, ce chapitre permet néanmoins d'exposer les différentes démarches que nous avons poursuivies et de donner des pistes pour la réalisation finale de ces dispositifs.

La théorie dynamique de la diffraction développée au $XX^{ième}$ siècle par Ewald traite la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu périodique [Aut]. Bethe et Sommerfeld s'en sont inspirés pour développer la théorie de la propagation des électrons dans un solide. Ce n'est qu'au début des années 80 que l'étude d'un réseau cristallin ayant des propriétés particulières pour les photons a été réétudiée. Ce sont E. Yablonovich et J. Sajeev qui introduisirent en 1987 le concept de matériaux à bande interdite photonique ou cristaux photoniques, par analogie avec les structures cristallines et leur bande électronique interdite [Yab87, Saj87].

Les cristaux photoniques sont des structures dont la constante diélectrique est modulée périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace. La périodicité spatiale a de la constante diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour les électrons. Elle se doit d'être du même ordre de grandeur que la longueur d'onde λ de l'onde qui se propage dans le matériau. Si elle est petite devant λ , l'onde voit un milieu dont l'indice de réfraction est un indice effectif, dont la valeur sera la moyenne de tous les indices du milieu. Inversement si elle est grande devant λ , l'onde voit une succession de milieux d'indice optique différent. Dans le cas où λ et a sont du même ordre de grandeur, le diagramme de dispersion du cristal photonique ressemble à celui d'un cristal semiconducteur avec des bandes d'énergies permises et interdites pour les photons.

Les cristaux photoniques, grâce à leurs propriétés de guidage et de confinement de la lumière, sont devenus des composants prometteurs pour l'obtention de circuits intégrés tout optique [Joa, Lou, These-Lombardet]. Ils sont également étudiés depuis quelques années comme micro-résonateurs pour les lasers à semiconducteur [Pra] puisqu'ils permettent de choisir la longueur d'onde d'émission, de réduire la taille des dispositifs, de diminuer la densité de courant de seuil et d'améliorer sensiblement le diagramme d'émission.

Les lasers à CPh unidimensionnel (réflecteurs de Bragg) ont déjà fait leur preuve sous la

forme de lasers à émission par la surface (VCSEL *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) et de lasers à contre réaction distribuée (DFB *Distributed FeedBack*) à la fois dans le domaine des lasers interbandes [Kur, Tou, Wen, Mar] et intersousbandes [Fai97, Lee07, Mah04, Kum07, Bou08]. Cependant, le confinement de la lumière par le cristal photonique n'est actif que dans une seule direction de l'espace et le contraste d'indice optique est généralement faible, ces deux désavantages restreignent l'efficacité du confinement optique et empêchent la miniaturisation des dispositifs. Pour cette raison, le développement de lasers à CPh bidimensionnel, fonctionnant soit sur un mode de défaut [Pai99, Nom] soit sur un mode de bord de bande [Dow93, Ryu02, Mon], est un sujet de recherche en pleine expansion. Les avancées dans ce domaine sont déjà importantes pour les lasers interbandes émettant aux longueurs d'onde des télécommunications sous pompage optique puisque Vecchi et al. ont réalisé en 2007 des diodes lasers (InP/InGaAs) à Cph 2D émettant à $1.55 \mu\text{m}$ fonctionnant à température ambiante avec un pompage optique continu [Vec].

Les cristaux photoniques bidimensionnels suscitent un intérêt tout particulier pour les lasers intersousbandes car ils offrent la possibilité d'obtenir une émission par la surface habituellement proscrite du fait de la polarisation TM de la lumière. De plus l'obtention d'une matrice de lasers monomodes sur une puce compacte est attractive pour des applications de spectroscopie et d'imagerie en particulier dans la gamme de longueurs d'onde couverte par les lasers CQ. Le mariage des deux concepts laser à cascade quantique et cristal photonique a été pour la première fois réalisé par R. Colombelli et al [Col03]. Depuis, cette combinaison a été exploitée avec différentes configurations en particulier dans le domaine du THz. Les CPhs ont été utilisés comme miroirs performants et sélectifs en longueur d'onde [Wal04, Dun05, Hof06] ou comme micro-résonateurs pour des lasers émettant dans le plan [Zha07] ou par la surface [Sir08, Ben07]. Depuis quelques années, l'intégration de tels lasers dans une puce microfluidique fait l'objet de nombreux travaux [Lon07].

L'objectif de ce chapitre est de détailler les pistes que nous avons poursuivies pour la réalisation de lasers CQ à cristal photonique émettant dans le moyen infrarouge ($\lambda \sim 8 \mu\text{m}$). Ce travail vise à améliorer les performances des premiers dispositifs réalisés [Col03]. Après avoir dressé une introduction non exhaustive du fonctionnement des cristaux photoniques, nous présenterons les travaux préliminaires concernant la réalisation de lasers fonctionnant soit sur un mode de défaut soit sur un mode de bord de bande.

Dans le cas des modes de défaut, le laser fonctionne à une fréquence qui se situe dans la bande interdite du cristal photonique. Cet effet s'obtient par l'introduction d'un défaut dans le cristal photonique. Dans cette configuration, le mode est localisé dans le défaut, le volume actif est faible, réduisant d'autant le courant de seuil. Pour réaliser ces lasers à mode de défaut, il est nécessaire de concevoir un cristal photonique qui présente une bande interdite pour la polarisation TM. Nous expliquerons pourquoi notre choix s'est porté sur le réseau nid d'abeille (réseau graphite).

Dans les lasers avec un mode en bord de bande, la courbe de gain est centrée sur la courbe de dispersion où la vitesse de groupe est faible. Ceci permet d'avoir une densité d'états photoniques suffisamment importante pour l'obtention de l'effet laser. Ces lasers ont l'avantage d'être puissants car le mode est délocalisé. Cette configuration n'exige pas que le cristal photonique présente une bande interdite pour la polarisation TM, ce qui réduit les contraintes sur ce dernier.

Nous expliquerons pourquoi notre choix s'est porté sur le réseau triangulaire.

7.1 Introduction aux cristaux photoniques

7.1.1 Le miroir de Bragg, un cristal photonique 1D

Le miroir de Bragg est un cristal photonique unidimensionnel. Nous avons déjà présenté son fonctionnement dans le chapitre 2 mais nous allons suivre ici une autre approche pour illustrer l'apparition des bandes interdites photoniques dans ce milieu. Le schéma 7.1.a représente le milieu que nous allons étudier. Il est constitué d'une alternance de couches de matériau 1 et 2 ayant respectivement une épaisseur a_1 et a_2 et un indice de réfraction n_1 et n_2 (avec $n_1 > n_2$). Le réseau réciproque correspondant est représenté sur la figure 7.1.b ainsi que la première zone de Brillouin (Fig. 7.1.c).

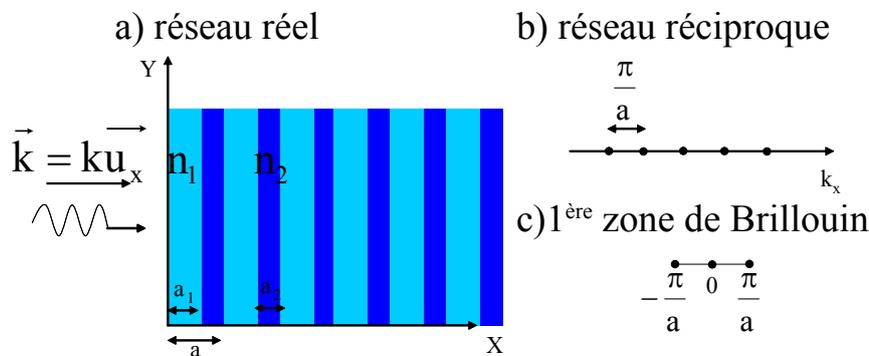


FIG. 7.1 – a) Réseau réel d'un miroir de Bragg. Définition des paramètres géométriques et du repère. b) Réseau réciproque. c) Première zone de Brillouin.

Soit une onde plane de vecteur d'onde $\vec{k} = 2\pi\nu_0/c\vec{u}_x$ arrivant à incidence normale sur ce milieu. A chaque nouvelle période $a = a_1 + a_2$, l'onde est en partie réfléchi et le déphasage entre deux ondes successives vaut $2ka$. Loin des bords de la zone de Brillouin, les ondes réfléchies successivement aux interfaces ne sont pas en phase, la relation entre k et la fréquence est linéaire. En bord de zone de Brillouin, les ondes réfléchies successivement aux interfaces sont en phase. Dans ce cas l'onde incidente de vecteur d'onde k se couple avec l'onde réfléchi de vecteur d'onde $-k$ et donne naissance à deux ondes stationnaires de fréquences distinctes ν_1 et ν_2 . Cette levée de dégénérescence est responsable de l'ouverture d'une bande d'énergie interdite pour une onde à incidence normale. Dans le cas où les épaisseurs optiques des couches sont égales ($n_1a_1 = n_2na_2 = c/4\nu_0$), la largeur de la bande interdite $\Delta\nu$ vaut

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \frac{4}{\pi}\nu_0 \sin^{-1} \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right).$$

Cette formule indique l'importance du contraste d'indice de réfraction. Plus ce contraste sera élevé, plus la bande interdite sera large.

La figure 7.2 montre l'allure du diagramme de bandes d'un miroir de Bragg ainsi que la répartition du champ électrique pour deux points caractéristiques. L'énergie de l'onde stationnaire ν_1 est concentrée dans le milieu qui a l'indice de réfraction le plus élevé (n_1) tandis que

celle de l'onde stationnaire ν_2 est concentrée dans le milieu qui a l'indice de réfraction le plus faible (n_2). C'est pourquoi les bandes de transmission sont appelées soit bande de diélectrique soit bande d'air.

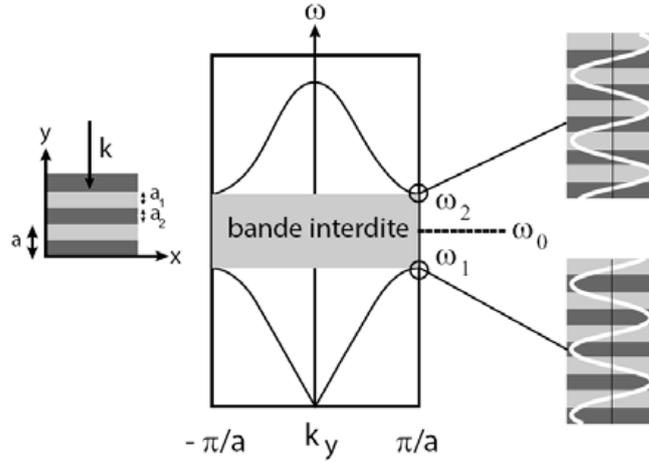


FIG. 7.2 – a) Diagramme de dispersion d'un miroir de Bragg à incidence normale calculé avec la méthode des ondes planes. b) Répartition du champ électrique pour le mode en bord de la première bande (bande diélectrique) c) Répartition du champ électrique pour le mode en bord de la deuxième bande (bande d'air). Figure tirée de [These-Lombardet].

7.1.2 Propagation de la lumière dans un cristal photonique 1D : onde de Bloch

La périodicité du cristal photonique permet l'utilisation du théorème de Bloch pour résoudre l'équation aux valeurs propres qui décrit le système. On cherche donc les solutions \vec{H} sous la forme $\vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{j\vec{k}\cdot\vec{r}}\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ où les \vec{k} sont les vecteurs du réseau réciproque et les $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ sont des fonctions normalisées qui présentent la périodicité du réseau. On décompose ensuite en fonctions de Fourier le champ magnétique \vec{H} , le champ électrique \vec{E} , l'induction électrique \vec{D} et la constante diélectrique ε :

$$H_k(x) = \sum_n H_0 h_{n(k)} e^{j(k+n\frac{2\pi}{a})x}$$

$$E_k(x) = \sum_n \mu_0 c H_0 e_{n(k)} e^{j(k+n\frac{2\pi}{a})x}$$

$$D_k(x) = \sum_n \frac{H_0}{c} d_{n(k)} e^{j(k+n\frac{2\pi}{a})x}$$

$$\frac{1}{\varepsilon(x)} = \sum_n \kappa_{n(k)} e^{j(n\frac{2\pi}{a})x}$$

La résolution de l'équation aux valeurs propres permet d'aboutir à l'identité :

$$\forall n \in Z : \sum_{n'} \kappa_{n-n'} k_n k_{n'} h_{n'(k)} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 h_{n(k)}$$

où $k_n = k + n2\pi/a$.

Fixons un entier naturel N , nous pouvons désormais définir la matrice M_k^N de dimensions $(2N + 1)^2$ telle que :

$$\forall |p|, |q| \leq N \quad M_k^N(p, q) = \kappa_{p-q} k_p k_q.$$

Alors,

$$[M_k^N] \cdot \zeta_k = (\omega/c)^2 \zeta_k \quad \text{où} \quad \zeta_k = \begin{pmatrix} h_{-N(k)} \\ \vdots \\ h_{N(k)} \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

Pour trouver le champ magnétique qui se propage dans un tel système, on détermine les vecteurs propres de la matrice M_k^N pour la valeur propre $(\omega/c)^2$. Comme la matrice M_k^N est hermitienne, les solutions sont au nombre de $2N + 1$. Les couples solutions seront notés : $(H_{ki}, (\omega_i/c)^2)$ avec $i = 1 \dots 2N + 1$. Il est alors possible avec les expressions trouvées précédemment pour les champs H , E et D d'en déduire leur expression finale. Cette démarche peut être transposée au cas 2D ou 3D. Ce développement mathématique est à la base de la méthode d'expansion en ondes planes.

Dans ces équations, une loi d'échelle linéaire peut être mise en évidence en effectuant des changements de variable adéquats. Ainsi la description des cristaux photoniques se fait à travers une énergie réduite $u = a/\lambda$ où a est le paramètre de maille du réseau du cristal photonique et λ est la longueur d'onde [Joa].

7.1.3 Les outils de simulation

Décomposition en ondes planes

On a montré dans la section 7.1.2 que les ondes qui se propagent dans un cristal photonique sont des ondes de Bloch qui peuvent se décomposer en ondes planes et que le poids de chaque onde plane est déterminé par la résolution de l'équation aux valeurs propres 7.1. Il est important de spécifier qu'une onde plane prise séparément des autres ne satisfait pas les équations de Maxwell. Cette technique de décomposition en ondes planes permet de déterminer pour un vecteur d'onde k quelles sont les énergies permises par le CPh.

Cette méthode est utilisée pour tracer le diagramme de dispersion d'un CPh.

Différences Finies dans le Domaine Temporel (FDTD)

La méthode de FDTD permet de décrire l'évolution temporelle des champs électromagnétiques (\vec{E} et \vec{H}) dans un cristal photonique de dimension finie. Elle s'appuie sur une discrétisation de l'espace, du temps et des équations de Maxwell :

- Chaque plan de l'espace est discrétisé selon un maillage carré ou rectangulaire.
- Le temps est discrétisé avec un pas temporel $\Delta\tau$.
- Les dérivées temporelles et spatiales des champs sont approchées par leur développement de Taylor au second ordre.

La discrétisation utilisée généralement est basée sur l'algorithme de Yee [Yee66]. Cette méthode est utilisée pour obtenir la cartographie du champ électrique des modes supportés par le cristal photonique et pour calculer les facteurs de qualité.

Les deux méthodes ne visent pas les mêmes résultats mais elles se complètent. Par exemple, la connaissance préalable des énergies des modes, déterminées par le diagramme de dispersion, permet de faciliter la recherche des modes avec la méthode des différences finies.

Les calculs de décomposition en ondes planes ont été réalisés soit à partir du code développé par D. Leuenberger dans le cadre de sa thèse à l'EPFL, soit à partir du code MPB développé au MIT. Les calculs de FDTD ont, quant à eux, été réalisés avec le code du programme de l'équipe d'Oskar Painter à CALTECH, en collaboration avec Orion Crisafulli.

7.1.4 Paramètres pertinents pour la conception de cristaux photoniques

Pour concevoir le cristal photonique qui convient pour la réalisation de lasers à cascade quantique à cristal photonique, il faut choisir judicieusement ses paramètres. Le cristal photonique doit être étudié en fonction de la polarisation de la lumière, de sa géométrie de telle sorte que la courbe de gain du milieu actif coïncide avec la structure de bandes du cristal photonique.

La polarisation de la lumière

La polarisation de la lumière est un paramètre important dans l'étude des cristaux photoniques. Pour un cristal photonique donné, la structure de bandes, et donc la présence d'une bande d'énergies interdites, dépend de la polarisation de la source, à savoir Transverse Magnétique (TM) ou Transverse Electrique (TE). Les deux polarisations possibles sont récapitulées dans la figure 7.3.

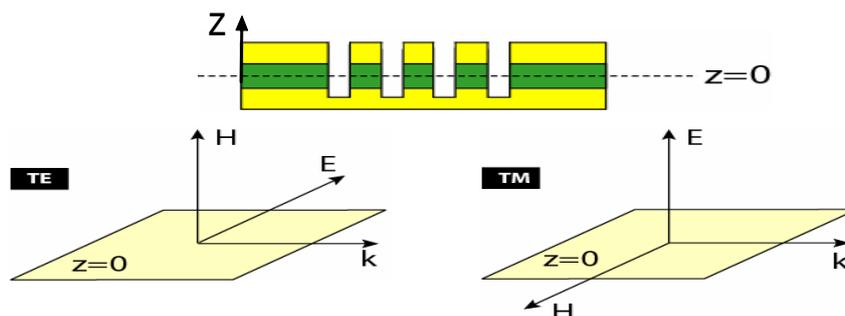


FIG. 7.3 – Définition de la polarisation de la lumière par rapport au cristal photonique. Polarisation TE : le champ \vec{E} est dans le plan (Oxy). Polarisation TM : le champ \vec{E} est dirigé selon la direction z. Les polarisations sont les mêmes que celles définies pour l'hétérostructure représentée en vert sur le schéma.

Les paramètres géométriques

Une fois la polarisation connue, il faut choisir les paramètres géométriques que sont le motif (pilier ou trou), le réseau (triangulaire, carré, nid d'abeille...) et le facteur de remplissage

(surface du motif/surface de la cellule élémentaire). Tous ces paramètres sont rappelés dans la figure 7.4.

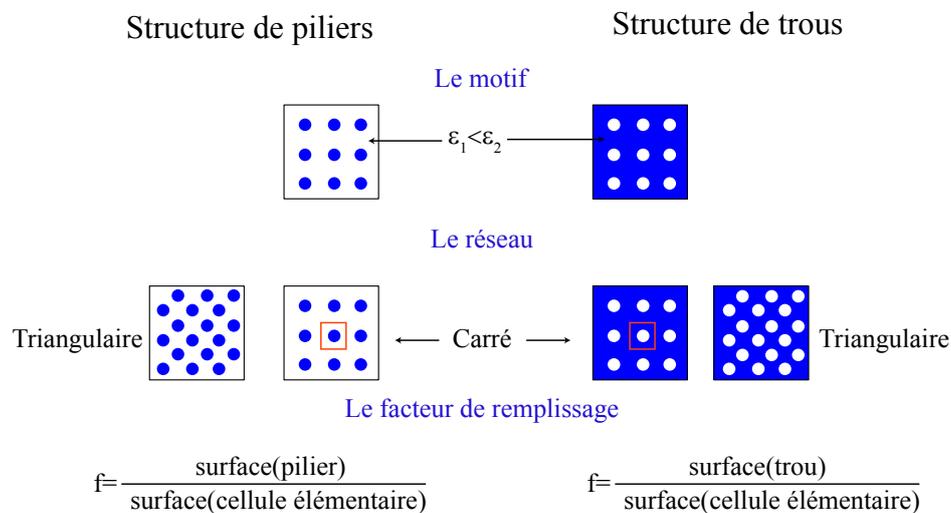


FIG. 7.4 – Exemples de motif, de réseau et du facteur de remplissage leur correspondant. A gauche, structure avec des piliers et à droite, structure avec des trous.

Le contraste d'indice optique

Les propriétés du cristal photonique dépendent également du contraste d'indice optique. Plus ce contraste sera élevé, plus la dispersion optique des bandes photoniques sera grande et plus il sera facile de localiser, diffracter ou réfléchir la lumière à l'intérieur du cristal photonique. Ce contraste est donc un paramètre crucial pour la miniaturisation des dispositifs.

7.1.5 Le diagramme de dispersion

Le diagramme de dispersion d'un cristal photonique est généralement calculé avec la méthode de décomposition en ondes planes (PWE : *Plane Wave Expansion*). Il regroupe les énergies réduites u permises pour une onde de vecteur d'onde k , où k est situé sur les axes de haute symétrie d'une cellule élémentaire de la première zone de Brillouin. Ce diagramme ne fournit en aucun cas une étude complète du cristal mais il permet de déterminer la présence des bandes d'énergies interdites ainsi que les énergies de vecteurs d'onde caractéristiques (cf. Fig. 7.5.a).

En relevant les énergies des bords des deux premières bandes pour chaque facteur de remplissage, il est possible de tracer une carte des bandes interdites (cf. Fig. 7.5.b). Cette courbe permet d'étudier l'influence du cristal photonique sur la bande interdite en fonction de la polarisation de la lumière et du motif. Pour le réseau triangulaire, on remarque que :

- l'extension de la bande interdite augmente avec la quantité d'air dans le cristal et ce quelle que soit la polarisation de la lumière.
- Pour la polarisation TE, les bandes interdites apparaissent pour des structures connectées de fort indice optique.
- Pour la polarisation TM, les bandes interdites apparaissent pour des structures isolées de fort indice optique.

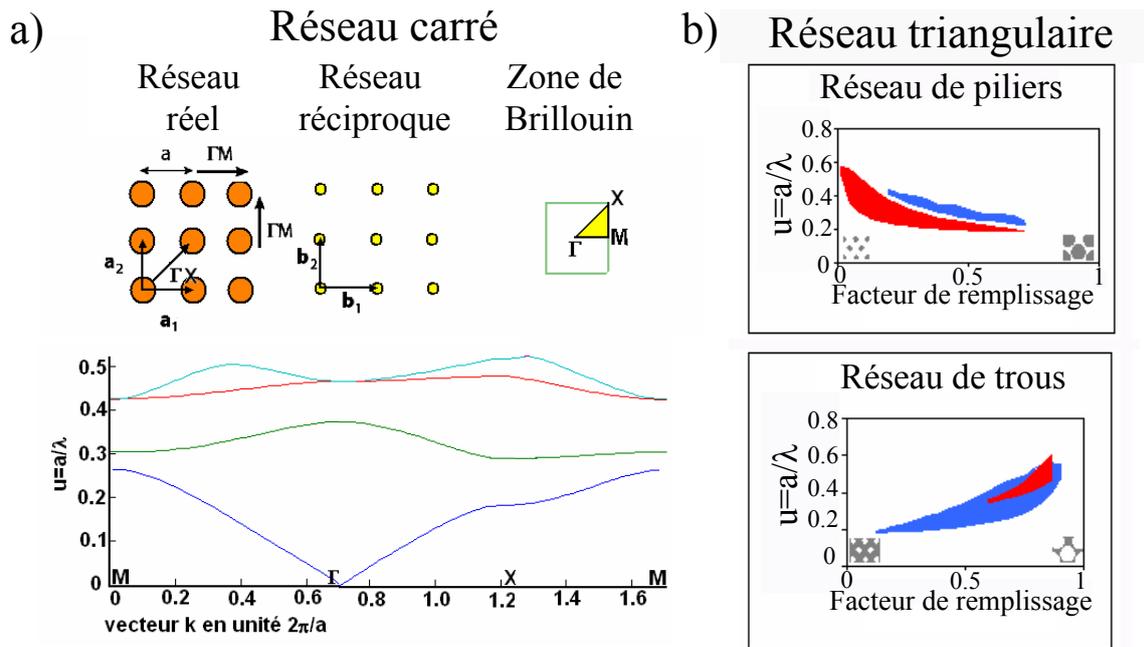


FIG. 7.5 – a) Diagramme de dispersion d'un réseau carré de trous ($n=1$) dans un matériau d'indice optique $n=3.2$ avec un facteur de remplissage de 40 % pour la polarisation TE. b) Carte des bandes interdites du réseau triangulaire pour les polarisations TE (bleu) et TM (rouge). Les résultats sont calculés avec la méthode des ondes planes à partir d'un code réalisé par D. Leuenerger durant sa thèse à l'EPFL.

- Les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque la quantité de matériau augmente.

7.1.6 Le facteur de qualité

Le facteur de qualité Q est un paramètre qui permet d'évaluer les pertes liées à la cavité formée par le cristal photonique. Plus ce facteur est élevé, plus la cavité est performante en termes de confinement optique. Il dépend du mode qui existe dans la cavité et est défini ainsi : pour un mode donné, c'est le rapport entre l'énergie stockée dans la cavité et l'énergie perdue au cours d'une période. Son expression mathématique est :

$$Q = \omega_0 \frac{U(t)}{-\frac{\partial U(t)}{\partial t}}$$

où ω_0 est la fréquence du mode et U son énergie. Ce facteur se calcule généralement avec la méthode FDTD.

Les sections suivantes vont détailler les travaux préliminaires visant à réaliser des lasers CQ à CPh émettant dans le moyen infrarouge et fonctionnant soit sur des modes de défaut soit sur des modes de bord de bande. Nous avons étudié dans le chapitre 2 les différents guides utilisés pour le confinement vertical de la lumière dans les lasers à cascade quantique. Deux solutions

dominant dans le domaine du moyen infrarouge : le guide diélectrique et le guide plasmonique (cf. Fig. 7.6).

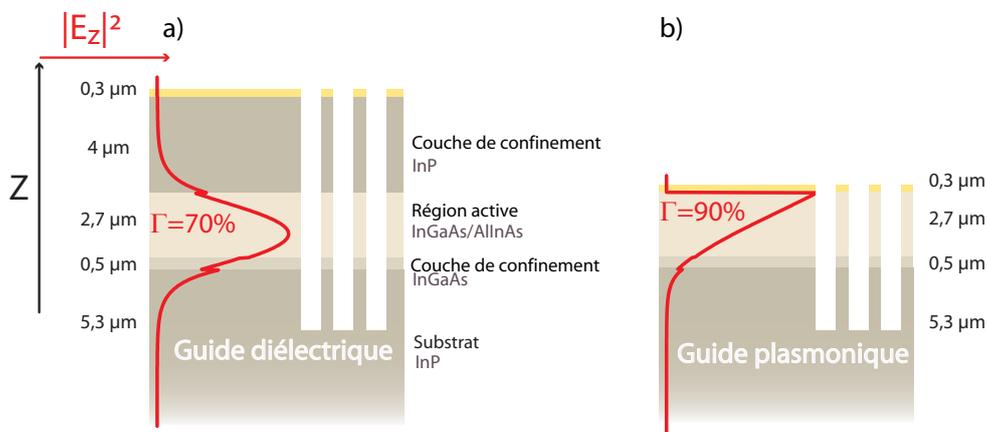


FIG. 7.6 – Deux guides optiques pour les lasers à cascade quantique : a) guide diélectrique et b) guide par plasmons de surface. Le facteur de confinement Γ est plus élevé pour le guide à plasmons de surface que pour le guide diélectrique. Pour la même profondeur de gravure, seulement une partie du mode optique diélectrique "voit" le cristal photonique. Figure tirée de [These-Bahriz]

Bien que le guide plasmonique présente des pertes optiques plus élevées que celles du guide diélectrique, il n'en est pas moins attrayant pour la réalisation de cavités à cristal photonique. Ses deux principaux avantages sont :

- une extension verticale du mode réduite : $\sim 4 \mu m$
- un facteur de confinement élevé.

Lorsque la profondeur de gravure des trous n'est pas suffisante comparée à l'extension verticale du mode optique, le mode optique aura tendance à diffracter vers le substrat (Fig. 7.7). Ce phénomène, décrit dans [These-Urso, Urs98], cause une augmentation considérable des pertes du laser. L'utilisation d'un guide plasmonique permet donc de limiter ce phénomène, tout en facilitant la fabrication du dispositif. C'est ce type de guide qui sera utilisé pour les deux sections suivantes.

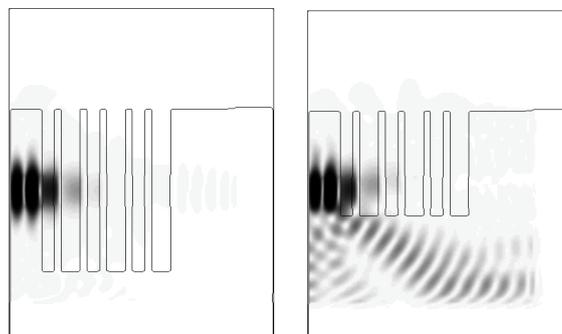


FIG. 7.7 – Propagation d'une onde dans deux guides diélectriques de semiconducteur avec des trous de profondeur différente. La diffraction du mode optique vers le substrat domine lorsque les trous du cristal photonique ne sont pas suffisamment profonds. Figure provenant de [These-Urso].

7.2 Lasers à cascade quantique à cristal photonique avec un mode de défaut

7.2.1 Réseau nid d'abeille

La réalisation d'un laser CQ à CPh fonctionnant sur un mode de défaut impose l'utilisation d'un réseau qui présente une bande interdite pour la polarisation TM. Cette bande interdite est généralement obtenue avec des structures non connectées, comme des réseaux de piliers. Dans ce cas, l'injection électrique dans la région active est difficile. Il est néanmoins possible de faciliter l'injection électrique en planarisant la structure au prix d'une perte de contraste [Zha07] ou en réalisant une soudure de *wafers* [Ben07] mais ceci implique un développement technologique lourd. Une autre solution, plus simple, consiste à choisir un CPh présentant une structure connectée avec une bande interdite pour la polarisation TM [Bah07]. Ceci est possible avec le réseau nid d'abeille [Gad97] (cf. Fig. 7.8). Ce réseau a déjà été utilisé pour la réalisation de lasers interbandes pompés optiquement [Mou03, Bak06] mais jamais pour la réalisation de lasers avec un pompage électrique.

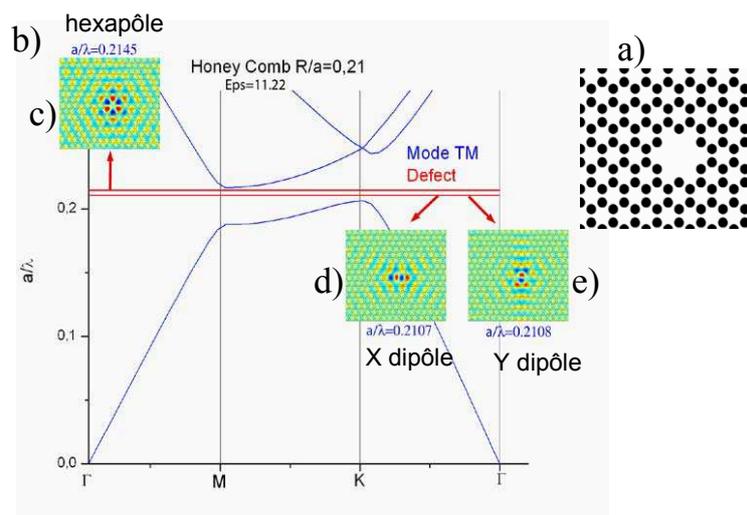


FIG. 7.8 – Les calculs sont réalisés pour un cristal photonique 2D où la constante diélectrique du matériau vaut $\varepsilon = 11.22$. a) Résonateur avec défaut : 6 trous ont été retirés. b) Diagramme de dispersion du résonateur avec un facteur de remplissage $r/a=0.21$ pour la polarisation TM calculé avec la méthode supercellule (calcul réalisé par M. Bahriz). c) Mode hexapôle. d) Mode avec un dipôle suivant x. e) Mode avec un dipôle suivant y.

Le micro-résonateur que nous avons choisi d'étudier est montré sur la figure 7.8. Pour une telle structure, la périodicité du cristal photonique est brisée et des modes localisés spatialement dans le défaut peuvent exister. Nous avons ajouté la répartition du champ électrique de ces modes, calculée avec la méthode supercellule (avec le code MPB développé au MIT) par Michaël Bahriz. Au vu de leur géométrie, nous les appellerons x-dipôle (mode avec un dipôle suivant x) (Fig. 7.8.d), y-dipôle (avec un dipôle suivant y) (Fig. 7.8.e) et hexapôle (Fig. 7.8.c).

Le facteur de qualité de chacun de ces modes a été calculé avec la méthode FDTD pour un cristal photonique 2D de périodes 6×4 . Le facteur de qualité du mode x-dipôle est du même

ordre de grandeur que celui du mode y-dipôle et plus grand que celui du mode hexapôle. Ceci implique que deux modes, voire trois peuvent coexister dans la cavité.

7.2.2 Emission monomode

Pour obtenir une émission monomode, c'est-à-dire que les trois modes lasers n'existent pas simultanément dans la cavité, une solution possible consiste à modifier légèrement le cristal photonique afin de perturber fortement deux modes sur trois.

Pour supprimer le mode hexapôle, il suffit de briser la symétrie du cristal photonique et pour lever la dégénérescence des modes x et y dipôle, il suffit d'introduire un défaut qui perturbe fortement le mode x-dipôle sans perturber le mode y-dipôle. Etant données les géométries respectives des modes, nous avons choisi d'ajouter deux "T" qui se font face au centre du défaut (cf. Fig. 7.9). Après modification du résonateur, l'énergie du mode x-dipôle augmente de 5 %. Le mode n'est plus un mode de défaut, il est délocalisé dans tout le cristal photonique puisque son énergie ne se situe plus dans la bande interdite et son facteur de qualité est réduit d'un facteur deux. Par contre, l'énergie du mode y-dipôle ne diminue que de 1 % et son facteur de qualité reste constant. L'émission monomode devrait être obtenue avec ce résonateur modifié.

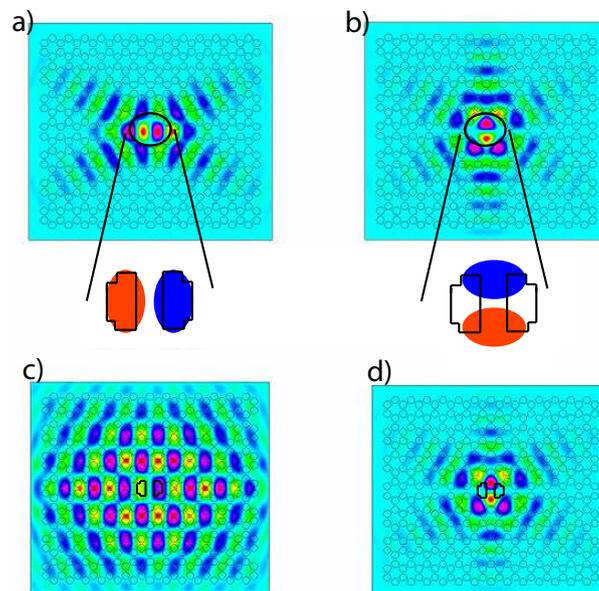


FIG. 7.9 – Étude d'un CPh 2D avec un réseau nid d'abeille. La dimension de ce cristal est 6×4 périodes. Répartition du champ électrique pour le mode x-dipôle a), pour le mode y-dipôle b), pour le mode x-dipôle avec l'insertion de la perturbation (le mode n'est plus localisé) c) et pour le mode y-dipôle avec l'insertion de la perturbation d) (le mode reste identique). Les calculs ont été réalisés avec la méthode de FDTD à partir du code développé à Caltech, en collaboration avec Orion Crisafulli. Il existe d'autres méthodes qui consistent à déplacer les trous ou à modifier leur taille pour obtenir le même résultat.

7.2.3 Optimisation du cristal photonique

Dans le cas d'un laser CQ émettant à $7.5 \mu\text{m}$, l'obtention d'une bande interdite suffisamment large nécessite une distance minimale entre les trous les plus proches de 200 nm voire moins [These-Bahriz]. Cette distance complique la fabrication du CPh au niveau de la lithographie électronique à cause des effets de proximité et risque de limiter la puissance électrique supportée par les dispositifs.

Michaël Bahriz a proposé dans sa thèse d'utiliser un réseau modifié dans lequel la distance entre les trous les plus proches est maintenue constante (cf. Fig. 7.10). Cette distance peut être fixée à 400 nm tout en conservant une bande interdite assez large. De cette manière, les zones de gain sont augmentées, la fabrication des dispositifs est simplifiée et enfin la chaleur générée par le laser est en principe dissipée plus efficacement.

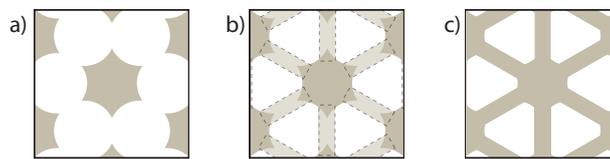


FIG. 7.10 – Schéma décrivant l'élaboration du réseau nid d'abeille modifié, tiré de [These-Bahriz]. a) Réseau nid d'abeille avec un facteur de remplissage élevé. b) Ajout de rectangles qui permettent de maintenir une distance constante entre les ronds. c) Réseau modifié obtenu.

Pour fabriquer ces cristaux photoniques, il est nécessaire de diminuer les effets de proximité lors de la lithographie électronique. Ceci s'obtient généralement en diminuant l'ouverture du diaphragme de la colonne tout en augmentant la tension d'accélération. En optimisant ces paramètres ainsi que la dose, nous avons obtenu les motifs désirés (cf. Fig. 7.11.a). Le transfert du masque de résine dans l'oxyde SiO_2 a été réalisé avec une gravure RIE fluorée et la verticalité des flancs a été conservée (cf. Fig. 7.11.b). On peut noter que dans des cas très sensibles, une solution possible pour éviter les effets de proximité consiste à utiliser des algorithmes qui calculent les doses nécessaires pour chaque motif du cristal photonique.

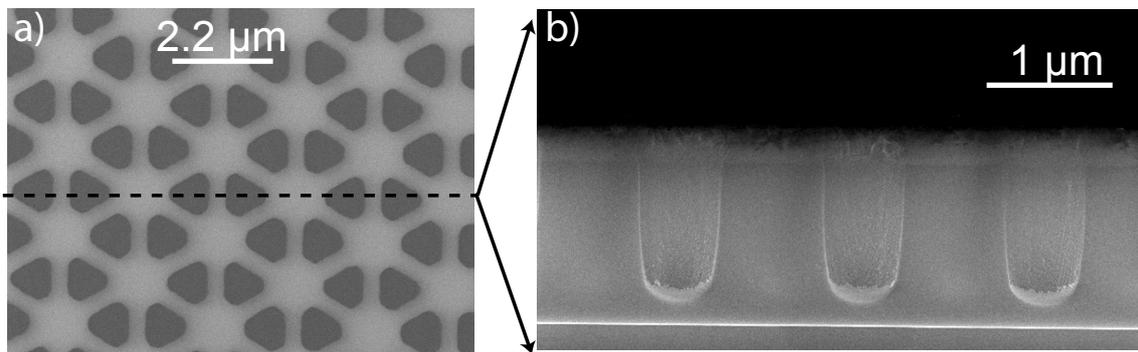


FIG. 7.11 – Fabrication d'un réseau nid d'abeille avec $a=2.2 \mu\text{m}$, $r/a = 0.22$ et des rectangles de 350 nm de large. a) Image MEB du masque de résine. b) Image MEB (vue en coupe) après le transfert du masque de résine dans $1.3 \mu\text{m}$ de SiO_2 par une gravure RIE.

La dernière étape avant la caractérisation des lasers CQ à CPh fonctionnant sur un mode de défaut consistera à vérifier la qualité de la gravure ICP (profondeur, rugosité et verticalité

des flancs...) dans le semiconducteur. Il est indispensable de graver suffisamment profondément pour éviter que le mode ne diffracte dans le substrat [These-Urso] et suffisamment verticalement pour que le contraste d'indice soit constant pour le mode qui se propage.

7.3 Lasers à cascade quantique à cristal photonique avec un mode en bord de bande

7.3.1 Réseau triangulaire

La réalisation d'un laser CQ à cristal photonique avec un mode en bord de bande ne nécessite pas l'existence d'une bande interdite pour la polarisation TM. Nous avons donc choisi d'utiliser le réseau triangulaire de trous d'air qui permet une bonne injection électrique grâce à sa structure connectée.

La figure 7.12 présente le diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans un matériau d'indice optique 3.2 avec un facteur de remplissage $r/a = 0.28$ pour la polarisation TM.

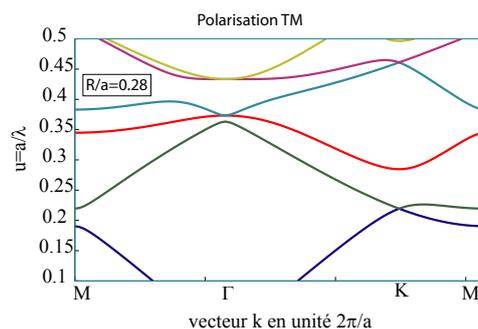


FIG. 7.12 – Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire 2D de trous dans un matériau d'indice optique $n = 3.2$ avec un facteur de remplissage $r/a = 0.28$ pour la polarisation TM. Il a été calculé avec la méthode d'expansion en ondes planes.

Nous avons conçu le cristal photonique afin que la courbe de gain soit centrée sur la courbe de dispersion du cristal photonique au point Γ car ce point est situé au dessus du cône de lumière. Cela signifie que le mode pourra se coupler à l'extérieur du cristal photonique. La puissance rayonnée par un tel mode sera donc plus élevée que celle d'un mode dont le vecteur d'onde est situé sous le cône de lumière.

En relevant pour chaque facteur de remplissage r/a l'énergie du point Γ , nous pouvons déterminer la longueur d'onde d'émission théorique du laser en fonction des paramètres du cristal photonique (a et r/a) (cf. Fig. 7.13). Cette figure permet de déterminer la démarche à suivre pour trouver les résonances du cristal photonique en présence d'un milieu actif. Pour déterminer les paramètres de maille $a_{resonance}$ qui permettent la résonance du cristal photonique dans le milieu actif, il suffit de fixer un r/a et de faire varier lentement a . Une fois les paramètres de maille $a_{resonance}$ déterminés, une variation lente de r avec les $a_{resonance}$ trouvés permet de balayer avec précision le gain spectral du milieu actif.

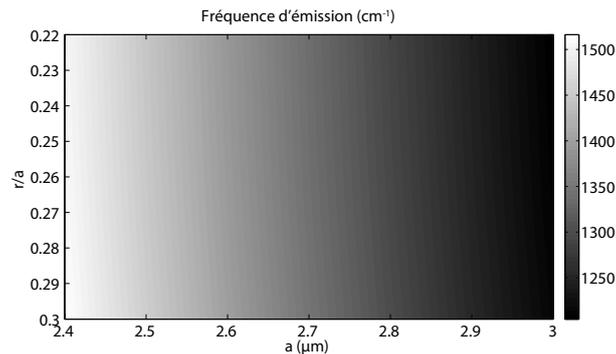


FIG. 7.13 – Fréquence de la deuxième bande au point Γ en fonction du paramètre de maille a et du facteur de remplissage r/a . Elle est calculée à partir des diagrammes de dispersion calculé avec la méthode des ondes planes.

Pour les lasers à cascade quantique que nous avons étudiés jusqu'ici, la longueur d'onde d'émission à 78 K se situe autour de $7.5 \mu\text{m}$. Dans notre cas, nous faisons donc varier a entre $2\mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$.

7.3.2 Les premiers lasers à cascade quantique à cristal photonique

Les premiers lasers à cascade quantique à cristal photonique ont été réalisés par Colombelli et al. en 2003 [Col03]. Ils fonctionnaient sur un mode en bord de bande avec un réseau triangulaire et présentaient des courants de seuil de l'ordre de 0.75 A , c'est-à-dire des densités de courant de seuil estimées à 10 kA.cm^{-2} . L'émission monomode a été obtenue entre 1245 et 1275 cm^{-1} et la température de fonctionnement atteignait 140 K . L'article [Col03] conclut sur les améliorations possibles à apporter aux dispositifs : "*Second-generation devices will target the problems of current spreading and unwanted metal in etched holes...or alternatively, a standard (non-surface plasmon) waveguide may be used*". Les sections suivantes abordent les travaux préliminaires qui concernent les trois points cités ci-dessus :

- Point 1 : supprimer les pertes dues à la présence de métal au fond des trous
- Point 2 : améliorer le confinement du courant
- Point 3 : réduire les pertes dues au guidage vertical.

Ces travaux devraient permettre de réaliser une génération plus performante de lasers CQ à CPh. Nous visons de cette manière à améliorer et à réduire la densité de courant de seuil et à augmenter la température maximale de fonctionnement.

7.3.3 Solution au point 1 : Dépôt du métal avant la gravure des cristaux photoniques

Une solution possible pour supprimer les pertes dues à la présence de métal au fond des trous consiste à développer une recette de gravure ICP qui grave à la fois le métal et le semi-conducteur. La fabrication suit dans ce cas les étapes décrites dans la figure 7.14.

Ce développement technologique a été réalisé en collaboration avec Raviv Perahia du groupe d'Oskar Painter à CALTECH. La figure 7.15 montre une image MEB de la gravure des trous

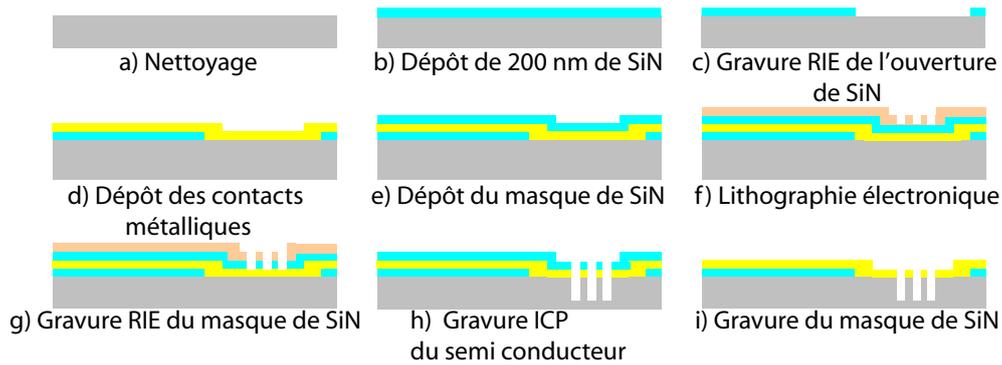


FIG. 7.14 – Description des étapes de fabrication. Aucun métal n’est déposé au fond des trous. Nous réalisons les étapes a), b), c) et d) dans la salle blanche de l’IEF et les étapes e), f), g), h) et i) sont réalisées par Raviv Perahia à CALTECH.

obtenue.

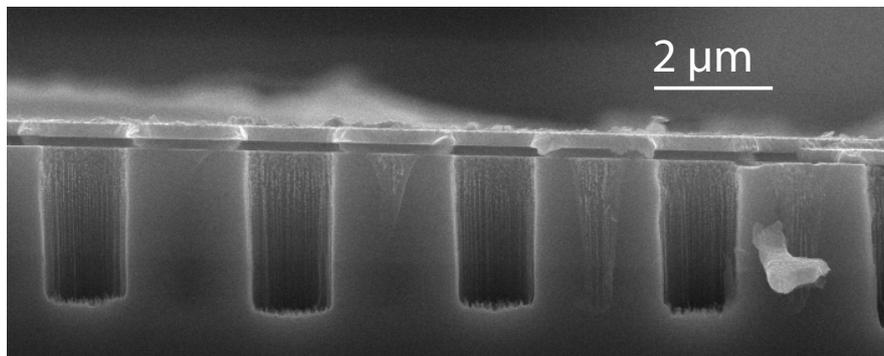


FIG. 7.15 – Image MEB de la gravure du semiconducteur effectuée à Caltech. La gravure est verticale et la rugosité des flancs est limitée.

Nous avons fabriqué l’échantillon MR2230_K_1 en utilisant cette méthode avec a variant entre $2.46 \mu\text{m}$ et $3 \mu\text{m}$ (r/a est fixé à 0.28). La figure 7.16 montre la caractéristique I-V d’un des dispositifs. La courbe I-V présente la même allure que celle des dispositifs planaires du chapitre 4), à cause de la dispersion latérale du courant. Le rendement électron-photon n’est donc pas optimal car une partie du courant est injectée à l’extérieur du cristal photonique et ne participe pas à l’amplification lumineuse.

Deux dispositifs ont fonctionné en régime pulsé avec un courant de seuil à 78 K de 0.4 A. Leur courant de seuil est presque deux fois plus faible que celui des dispositifs de première génération. Par contre, leur température maximale de fonctionnement est identique (140 K). Si nous estimons que la dispersion latérale s’étend sur une surface deux fois plus grande que celle de l’ouverture de SiN, les densités de courant de seuil s’élèvent à 5.2 kA.cm^{-2} , valeur qui reste très élevée puisqu’elle est largement supérieure à celle des lasers rubans utilisant le même matériau ($\sim 3 \text{ kA.cm}^{-2}$).

Les deux lasers sont monomodes et émettent à des fréquences distinctes (cf. Fig. 7.17). Ces fréquences ont été comparées à celles attendues avec les simulations et elles concordent. Les cristaux photoniques remplissent donc leur rôle de cavité sélective en longueur d’onde.

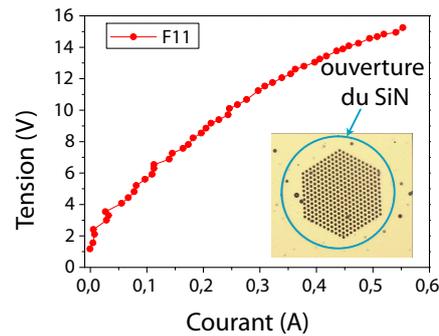


FIG. 7.16 – Caractéristique I-V à 78 K du dispositif F11 issu de la fabrication MR2230_K. L’impulsion pompe a une fréquence de 1 kHz et une durée de 150 ns.

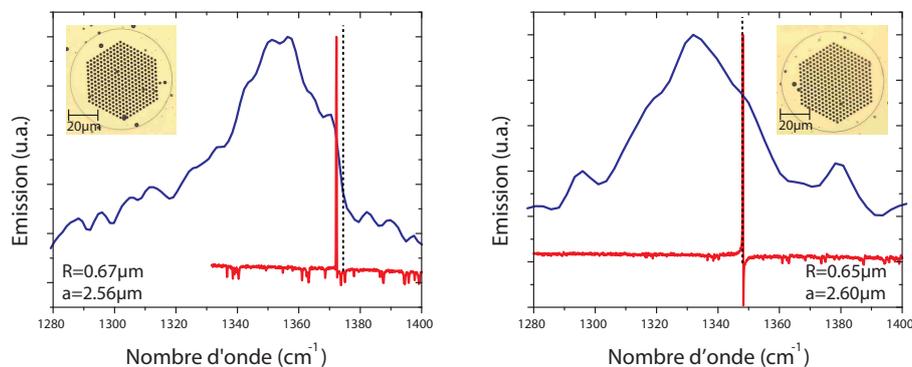


FIG. 7.17 – Electroluminescence et spectre du laser F10 (a) et du laser F11 (b) mesurés à 78 K. En pointillé ont été superposées les fréquences théoriques. Les paramètres des cristaux photoniques correspondant à F10 et F11 sont respectivement $(a, r/a)_{F10} = (2.56 \mu m, 0.26)$ et $(a, r/a)_{F11} = (2.6 \mu m, 0.25)$. Les mesures de luminescence (spectre) ont été effectuées avec le mode *step scan (rapid scan)* du spectromètre à transformée de Fourier. Le détecteur utilisé est un MCT refroidi à 77 K. Mesures effectuées en collaboration avec M. Bahriz.

Plusieurs hypothèses sont possibles pour expliquer le fait que seuls deux dispositifs ont fonctionné : profondeur de gravure insuffisante, périodicité du cristal brisée par des défauts de fabrication...Mais aucune ne prédomine et permet de comprendre avec certitude pourquoi les autres dispositifs à cristal photonique n’ont pas fonctionné.

Etant donné que le matériau utilisé ici est différent de celui utilisé pour la réalisation des lasers de première génération, il est difficile d’attribuer la diminution du courant de seuil à la seule suppression des pertes engendrées par la présence de métal au fond et sur les flancs des trous.

Il s’est avéré par la suite que la gravure ICP développée à CALTECH n’était pas reproductible et qu’elle endommageait fortement le métal protégé pourtant par le masque d’oxyde. Pour cette raison cette gravure a été abandonnée. D’autres solutions pour s’affranchir du métal dans les trous de gravure doivent donc être testées. Une d’entre elles consiste à graver le métal avec une gravure sèche type RIE avant de graver le semiconducteur. Une fois cette recette développée, il sera alors possible d’estimer les pertes engendrées par le métal au fond des trous.

7.3.4 Solution au point 2 : Choix d'une cavité pour confiner le courant

Une solution possible pour améliorer le confinement du courant consiste à graver une cavité autour du cristal photonique.

Cavités irrégulières

Si la cavité qui entoure l'ouverture de SiN a un facteur de qualité plus grand ou du même ordre de grandeur que celui du cristal photonique, le comportement spectral est imposé non pas par le cristal photonique mais par la cavité qui l'entoure (des mesures permettent de valider cette hypothèse). Cette situation rend difficile l'étude et l'optimisation de la cavité à cristal photonique. Nous avons donc cherché à concevoir une structure qui confine efficacement le courant sans confiner le mode optique. Cette stratégie permet d'optimiser la cavité à cristal photonique dans la phase de développement où son facteur de qualité est encore faible.

Pour cela, nous avons imaginé deux cavités avec un contour irrégulier qui devrait permettre de réduire l'efficacité de la réflexion totale interne. Ainsi les cavités devraient présenter un facteur de qualité faible, c'est-à-dire un courant de seuil élevé. A titre de référence, nous avons également étudié la cavité circulaire (cf. Fig. 7.18.a).

Détails de fabrication

Les cavités ont été fabriquées sur l'échantillon InP238_I (épitaxie du groupe d'Isabelle Sagnes au LPN). Elles sont gravées par une gravure ICP. Contrairement aux échantillons précédents, nous avons réalisé la lithographie électronique dans la salle blanche de l'IEF et la gravure ICP a été effectuée dans la salle blanche du LPN par Sophie Bouchoule. Dans l'échantillon que nous allons présenter, le diamètre de l'ouverture du SiN a été réduite à $50 \mu m$.

Résultats expérimentaux

La figure 7.18.b présente la caractéristique I-V des trois cavités. La courbe I-V mesurée pour un dispositif sans mesa (courbe noire) permet de montrer l'efficacité des cavités sur le confinement du courant. Pour toutes les cavités, l'alignement est atteint pour $V \sim V_{ali} \sim 12 V$ et pour un courant maximal d'environ $25 mA$. Malheureusement, la présence d'accès pour le courant empêche l'obtention d'un confinement électrique aussi performant que celui obtenu dans la configuration de ruban gravé.

Comme les caractéristiques I-V se superposent, ceci indique que la dispersion latérale du courant est dominée par l'ouverture qui permet l'injection du courant plutôt que par la forme de la cavité. Le courant de seuil mesuré à 78 K de chacune des cavités est rapporté sur la figure 7.18.c. La cavité trapézoïdale présente un courant de seuil deux fois plus élevé que celui de la cavité circulaire et la cavité irrégulière présente un facteur de qualité tellement faible que le courant de seuil est supérieur au courant maximal supporté par le dispositif.

La cavité irrégulière présente donc les caractéristiques requises : l'effet laser n'est pas obtenu et le confinement du courant est efficace. Elle va nous permettre de nous concentrer sur l'étude des CPhs.

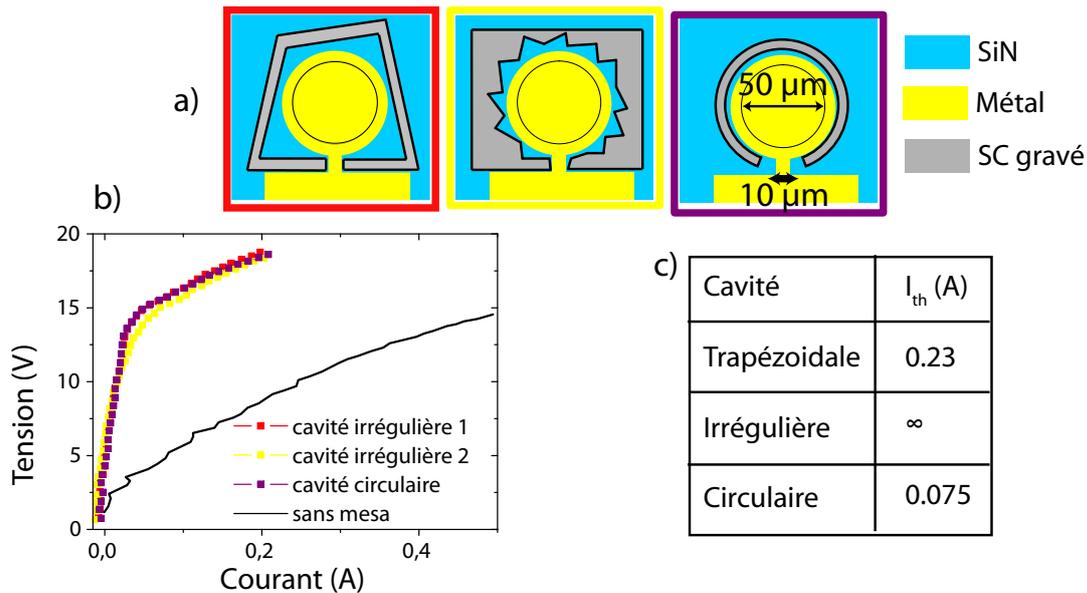


FIG. 7.18 – La nécessité d’avoir des contacts déportés impose de laisser une ouverture pour injecter le courant. Afin d’éviter les contaminations d’or dans le bâti de gravure ICP, les masques ont été légèrement modifiés pour ne pas avoir à graver le métal. a) Trois cavités comparées. b) Caractéristique I-V des trois cavités à 78 K pour une impulsion de fréquence 1 kHz et une durée de 150 ns. c) Courant de seuil à 78 K des cavités étudiées.

7.3.5 Solution au point 3 : guide à confinement par air

Le chapitre 5 a montré qu’en bénéficiant de la dispersion du courant dans les structures fines, un guide avec un confinement par air pouvait être réalisé. Nous avons voulu transposer la technologie des lasers CQ rubans à confinement par air aux lasers CQ à cristal photonique afin de réduire les pertes du guide vertical. Dans ce cas, l’injection électrique est assurée par un anneau circulaire et la surface centrale est libérée du métal (cf. Fig. 7.19).

Nous avons comparé la caractéristique I-V des cavités sans cristal photonique avec les deux types de contact métallique : contact annulaire et contact circulaire (cf. Fig. 7.19.a). La dispersion latérale à faible tension est identique, ce qui indique qu’elle est gouvernée par l’ouverture de $10 \mu\text{m}$ qui permet l’injection électrique. Par contre la résistance différentielle après l’alignement des dispositifs avec les contacts annulaires ($R = 60 \Omega$) est supérieure à celle des dispositifs avec les contacts circulaires ($R = 25 \Omega$). Cet effet s’explique par le fait que la surface d’injection définie par le métal est réduite et que l’injection électrique n’est pas uniforme. La figure 7.19.b permet de comparer le courant de seuil des cavités circulaires et des cavités trapézoïdale et irrégulière. Le courant de seuil des dispositifs avec les contacts annulaires est au moins deux fois plus élevé que celui des dispositifs avec les contacts circulaires quelle que soit la cavité étudiée. Ce résultat indique soit que le courant n’est pas injecté efficacement dans le mesa soit qu’une partie de la structure commence à se désaligner.

Nous avons comparé les caractéristiques I-V des lasers CQ avec des contacts annulaires avec ou sans cristal photonique. Comme la surface d’injection diminue, on devrait observer une augmentation de la résistance différentielle. Or nous n’observons pas cet effet : la présence du cristal photonique ne modifie que très légèrement la caractéristique I-V et n’entraîne pas une

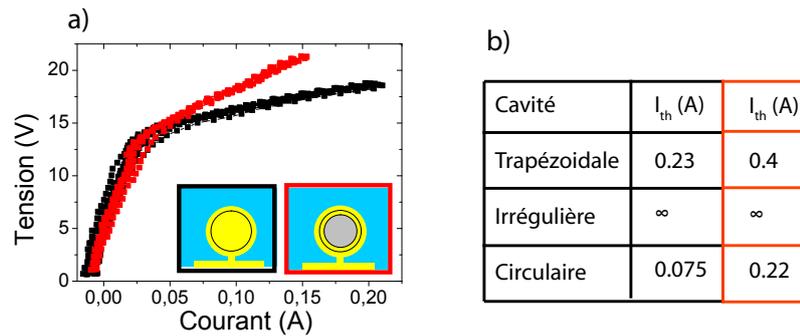


FIG. 7.19 – a) Caractéristique I-V à 78 K de nombreux dispositifs. En noir sont représentées les courbes I-V des lasers avec des contacts annulaires et en rouge celles des lasers avec des contacts circulaires. b) Comparaison des courants de seuil.

augmentation de la résistance différentielle (cf. Fig. 7.20). Ces mesures prouvent qu'en présence de cristal photonique, l'injection du courant n'est pas efficace.

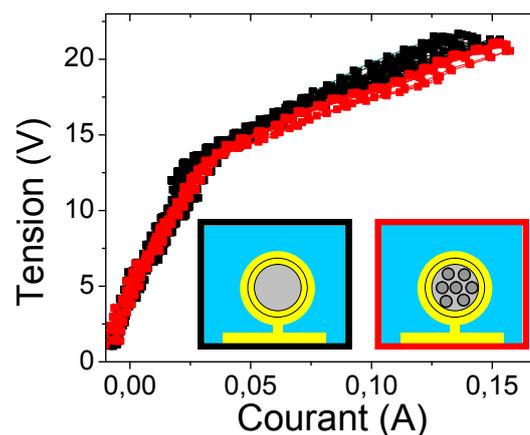


FIG. 7.20 – Caractéristiques I-V de nombreux dispositifs. En noir sont représentés les dispositifs sans cristal photonique et en rouge ceux avec cristal photonique.

Bien que le processus de dispersion latérale du courant ne soit pas entièrement compris à ce jour, les résultats expérimentaux montrent que le confinement par air ne peut pas être utilisé pour les lasers CQ à cristal photonique. Par contre, l'ajout d'une couche fine (~ 400 nm) d'InGaAs dopé n à 10^{17} cm^{-3} devrait permettre d'améliorer l'injection électrique sans trop augmenter les pertes du guide et sans trop compliquer la fabrication.

7.3.6 Conclusions et perspectives

Cette étude a montré que la gravure à travers le métal et le semiconducteur ainsi que le guide à confinement par air ne donnent pas des résultats satisfaisants. Par contre nous avons montré quelle cavité utiliser pour permettre le confinement électrique et non le confinement optique. Cette étude ouvre des pistes pour la réalisation du laser à cascade quantique à cristal

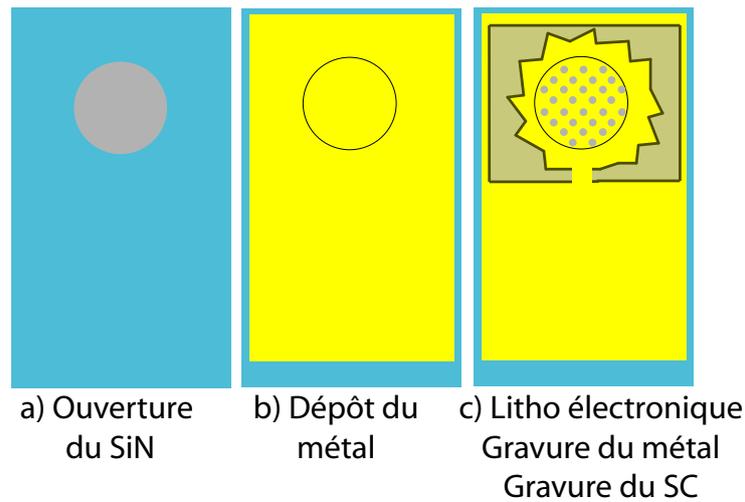


FIG. 7.21 – Fabrication optimisée. En suivant cette démarche, les lasers à cristal photonique devraient être plus performants que les lasers de première génération.

photonique en suivant les étapes de fabrication récapitulées sur la figure 7.21. En parallèle, nous suivons d'autres pistes : (i) le développement d'un masque plus résistant à la gravure, par exemple avec une couche d'oxyde recouverte par du métal, afin d'augmenter la profondeur de gravure des trous du cristal photonique et (ii) la réalisation de lasers à cristal photonique où la seule structuration du métal permet le confinement optique.

Conclusion et perspectives

Mon travail de thèse a consisté dans un premier temps à étudier et à optimiser le confinement optique vertical dans les structures fines des lasers à cascade quantique, c'est-à-dire sans couche de confinement supérieure. J'ai mené une étude approfondie de la répartition du mode optique, ce qui a permis de concevoir des structures originales ouvrant notamment de nouvelles perspectives sur l'utilisation de ces lasers pour la détection de fluides. Couplée à un fort développement technologique, cette optimisation du confinement optique vertical a de plus contribué à poser les bases nécessaires à la réalisation de matrices de lasers monomodes.

Dans les structures fines, le métal a deux fonctions puisqu'il sert généralement à la fois au confinement optique et à l'injection électrique. Dans ce cas, le confinement vertical est nécessairement obtenu avec un guide plasmonique. Cependant l'étude des dispositifs planaires menée au chapitre 4 a mis en évidence une dispersion latérale du courant dans nos structures pouvant atteindre une vingtaine de microns. Ainsi, les deux fonctions du métal peuvent être découplées et la dispersion latérale du courant peut être mise à profit pour la réalisation de guides métal-isolant-semiconducteur ou air-semiconducteur. Pour ces deux derniers guides, la présence obligatoire d'un contact métallique latéral ou central impose que le mode soit partiellement plasmonique. Pour réduire les pertes de propagation, il faut donc diminuer la surface couverte par le métal tout en gardant une injection électrique efficace. Au cours de cette étude, trois guides ont été étudiés et optimisés, à savoir le guide plasmonique, le guide métal-isolant-semiconducteur et le guide air-semiconducteur.

Dans le cas des guides plasmoniques, nous avons mis en évidence l'importance dans le moyen infrarouge de l'indice de réfraction complexe du métal qui régit les pertes de propagation de l'onde se propageant à l'interface métal-semiconducteur. L'optimisation du guide à plasmons de surface s'est donc basée sur une étude des métaux employés. En remplaçant l'or par de l'argent ainsi qu'en réduisant l'épaisseur de la couche d'accroche, nous avons réalisé les premiers lasers à cascade quantique à plasmons de surface fonctionnant à température ambiante en régime pulsé.

Dans le cas des guides métal-isolant-semiconducteur, nous avons démontré que la densité de courant de seuil était réduite lorsque le rapport entre la surface couverte par le métal et celle couverte par le SiN diminuait. Il s'est avéré que ce guide était performant puisque tous les lasers ont fonctionné à température ambiante. De plus nous avons obtenu pour le meilleur des dispositifs une densité de courant de seuil de 1.7 kA.cm^{-2} , presque deux fois plus faible que celle obtenue avec un guide plasmonique en or.

Dans le cas des guides air-semiconducteur, nous avons montré qu'une injection électrique latérale était suffisante pour que le mode laser soit celui majoritairement situé sous l'air. Ce

guide s'est avéré être le meilleur des trois puisque les lasers fonctionnent à température ambiante en régime pulsé, avec une densité de courant de seuil de 1.3 kA.cm^{-2} .

Nous avons mené des mesures originales de microscopie en champ proche pour caractériser les lasers à cascade quantique à confinement par air. Dans le cadre d'une collaboration avec le groupe de Yannick De Wilde à l'ESPCI, nous avons observé avec un ASNOM l'onde évanescente à la surface des dispositifs. Les mesures valident les résultats de modélisation. Elles permettent en outre de déterminer la longueur caractéristique de pénétration de l'onde évanescente dans l'air, mais surtout elles fournissent la valeur de l'indice effectif du guide.

La présence d'un champ évanescent à la surface des lasers CQ à confinement par air permet de proposer une nouvelle technique de détection utilisant le laser à la fois comme source et détecteur. En présence d'analytes dans le champ proche du dispositif, nous avons montré que l'émission des lasers se décale spectralement et que le courant de seuil augmente. Nous avons également développé un modèle simple qui permet de prédire quantitativement les résultats expérimentaux et qui confirme que les lasers CQ à confinement par air peuvent être utilisés pour la détection par la surface. Cependant ces dispositifs peuvent encore être optimisés. Nous proposons ainsi une alternative reposant sur un micro-disque monomode pour lequel plus de 3 % du mode optique est situé dans l'air. Ce dispositif serait facilement intégrable dans un système microfluidique et devrait s'avérer plus sensible aux analytes déposés.

Une autre piste pour améliorer la sensibilité de détection est d'utiliser des lasers à cristal photonique. En vue de réaliser ce type de lasers, nous avons exploré plusieurs procédés de fabrication telles que la gravure ICP à travers le métal et le semiconducteur ou l'utilisation d'un guide à confinement par air. Bien que ces études soient encore en cours, ce travail a permis d'établir la meilleure manière de procéder afin d'améliorer les performances des lasers à cascade quantique à cristal photonique.

Parmi les perspectives à court terme de mon travail de thèse, l'optimisation des lasers à cristal photonique et la réalisation de dispositifs à micro-disque pour la détection sont deux directions de recherche qui vont être poursuivies. A plus long terme, il serait intéressant d'étudier le guide métal-isolant-semiconducteur compatible avec la technique *epilayer down* afin de permettre une meilleure évacuation de la chaleur mais aussi d'adapter cette technologie à d'autres longueurs d'onde voire à d'autres matériaux, comme les antimoniures.

D'autre part, dans les dispositifs à confinement par air le mode, bien que majoritairement sous l'air, est partiellement plasmonique sous les contacts. Ce caractère hybride peut être exploité pour réaliser des lasers à contre réaction distribuée. Adel Bousseksou poursuit ces recherches au laboratoire et a démontré que la présence d'un réseau métallique 1D sur un laser à confinement par air induit un contraste d'indice suffisant pour obtenir une émission monomode [Bou08].

La microscopie en champ proche, sur la base des résultats antérieurs, s'avère être un outil précieux pour la compréhension et l'optimisation des dispositifs actifs. Cette technique sera certainement utile pour étudier les lasers à contre réaction distribuée cités ci-dessus ainsi que la génération électrique de plasmons de surface par les lasers à cascade quantique.

Annexe A

Procédés de fabrication

Cette annexe présente la plupart des procédés technologiques que j'ai utilisés durant ma thèse et elle expose un sous-ensemble des développements que j'ai menés pour pouvoir fabriquer efficacement les dispositifs étudiés. Elle ne consiste pas en une étude exhaustive des procédés de fabrication mais elle en donne simplement une explication très schématique. Pour de plus amples détails, le lecteur pourra se référer aux références [Wil, Lab].

A.1 Lithographie optique

Le principe de la lithographie optique est de transférer l'image d'un masque à une couche de matériau photosensible, appelé résine. Le masque est une plaque de verre ou de quartz sur laquelle un dépôt de chrome a été gravé suivant les motifs désirés. Les résines sont des polymères dont la solubilité est affectée par le rayonnement UV. Pour les résines positives, la solubilité augmente dans les zones exposées car les rayonnements UV entraînent une rupture des macromolécules, par contre pour les résines négatives, les rayonnements UV entraînent une polymérisation. Ainsi quand la résine est mise dans le développeur soit la résine exposée est gravée (résine positive) soit elle n'est pas gravée (résine négative). Il existe également des résines inversibles, c'est-à-dire qui peuvent être utilisées pour remplacer à la fois une résine positive ou une résine négative. Le fonctionnement de ces trois types de résine est résumé dans la figure A.1.

La résolution de cette technique de lithographie dépend de la source lumineuse utilisée et de sa cohérence spatiale. Dans notre cas, elle est limitée à $\sim 1 \mu m$.

A.2 PECVD : *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*

Le principe de dépôt par PECVD repose sur une réaction chimique entre des substances gazeuses qui produit un composé de réaction solide qui se condense sur le substrat. Dans le cas précis de dépôt de Si_xN_y , un plasma à partir des gaz SiH_4 et NH_3 est créé entre deux électrodes. Ce plasma " casse " ces molécules et il en résulte des molécules Si , H_2 et N_2 . Les molécules H_2 sont pompées hors de l'enceinte du bâti de dépôt et les molécules Si et N_2 se recombinent sur la surface de l'échantillon chauffé à $300^\circ C$ pour former du Si_3N_4 (cf. Fig.

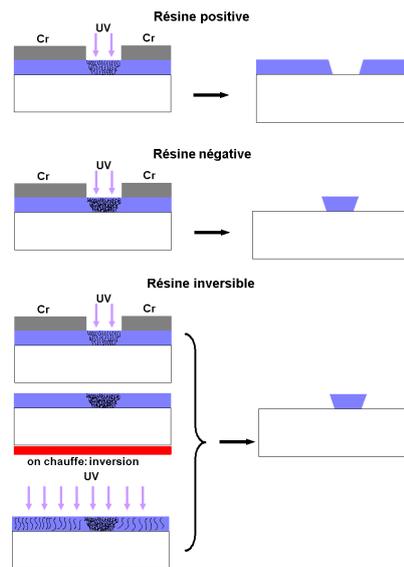


FIG. A.1 – Echantillon après développement de la résine avec le même masque dans le cas d’une résine positive, négative ou inversible.

A.2). Cette vision est très simplifiée mais permet de comprendre dans les grandes lignes ce type de dépôt.

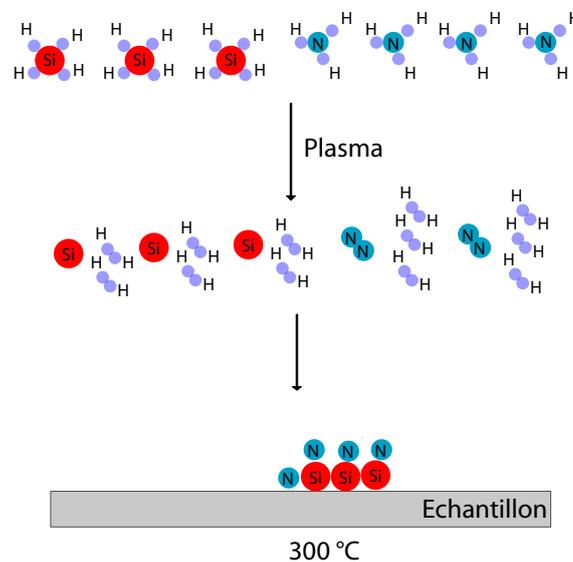
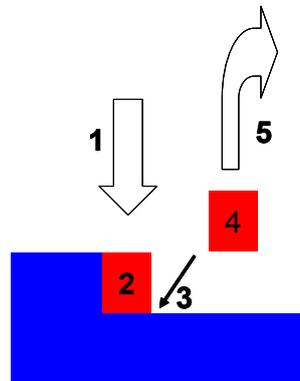


FIG. A.2 – Schéma très simplifié du principe du dépôt de SiN par PECVD.

A.3 RIE : *Reactive Ion Etching*

La gravure RIE fait partie de la famille des gravures sèches. La gravure sèche est le résultat d’interactions entre le film à graver et certaines particules créées dans un plasma. Elle suit le

schéma de la figure A.3. Il existe plusieurs types de gravure selon la place que tient la gravure chimique ou physique, ce qui peut être résumé dans le schéma A.4.



1. Génération des espèces réactives grâce au plasma
2. Adsorption
3. Réaction
4. Désorption
5. Diffusion

FIG. A.3 – Principe général de la gravure sèche.

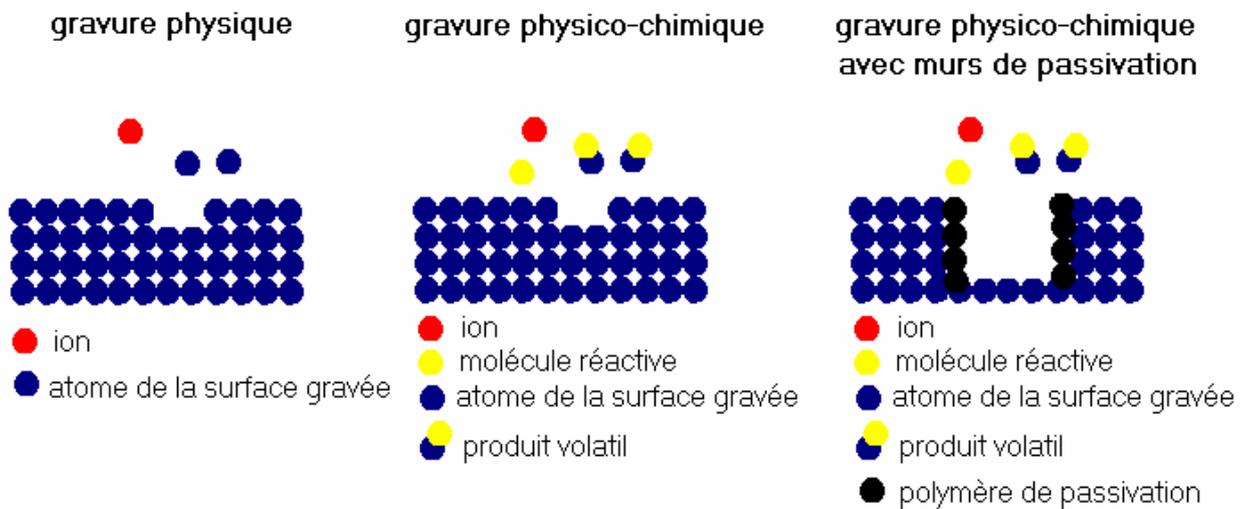


FIG. A.4 – Différents types de gravure par plasma.

Pour une gravure RIE, le plasma est obtenu en appliquant une source alternative de forte puissance à une fréquence de 13,56 MHz entre deux électrodes. Avec cette technique, l'énergie de bombardement et le flux d'ions sont corrélés.

Dans le cas du SiN, plusieurs gaz sont possibles. Afin d'éviter des problèmes de polymérisation sur la surface, nous avons choisi les gaz CF_4 et O_2 (le rôle du dioxygène est de graver les redépôts de matériaux organiques). Pour obtenir les flancs du SiN à 45° , il a fallu optimiser les

paramètres de la gravure (pression, débit et puissance). La recette que nous avons développée avec l'aide de Sylvain David, ingénieur recherche à la centrale technologique de l'IEF, permet de graver 300nm de SiN en 45 secondes. Les flancs sont à 45° et il y a une légère sous gravure comme nous pouvons l'observer sur la photo MEB A.5.

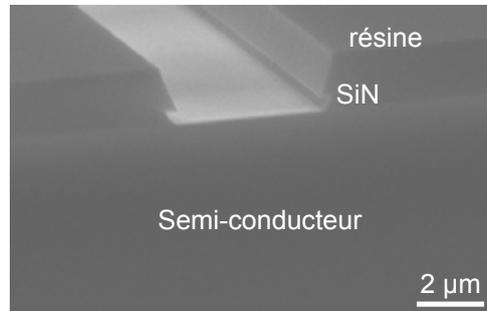


FIG. A.5 – Image MEB qui montre l'obtention de flancs à 45 ° pour la gravure RIE du SiN.

A.4 *Lift-off*

Le *lift-off* est une technique qui permet de ne déposer du métal qu'à certains endroits en utilisant la résine comme protection de la surface à ne pas métalliser. Pour cette étape technologique, il est souhaitable d'utiliser une résine négative, comme le montre la figure A.6.a. Pour une résine positive le solvant (acétone) ne peut pas atteindre la résine, l'or reste donc partout. Par contre pour une résine négative, l'acétone peut accéder à la résine et la graver. Il est donc nécessaire de développer des recettes de lithographie optique de telle sorte que les flancs de la résine forment une casquette. Nous avons donc optimisé les paramètres de la résine inversible TI35ES pour obtenir le profil désiré (cf. Fig. A.6.b).

A.5 Lithographie électronique

Son principe est basé sur celui des microscopes électroniques à balayage. Le faisceau d'électrons irradie une résine déposée sur l'échantillon et provoque une transformation chimique qui la rend soluble ou insoluble dans un révélateur approprié. Son schéma est montré sur la figure A.7. La lithographie électronique permet d'obtenir de très hautes résolutions, de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

Je vais détailler le développement d'une recette permettant de réaliser un masque métal-SiO₂ pour la fabrication de cristaux photoniques. Ce masque a été suggéré par Sophie Bouchoule du LPN pour augmenter la sélectivité du masque avec le semiconducteur lors de la gravure ICP. Pour obtenir un masque de Ni, il est nécessaire d'effectuer un *lift off* d'une résine électronique, ce qui impose l'utilisation d'une résine électronique négative. J'ai choisi d'utiliser la MAN2403. Comme cette résine doit être utilisée pour effectuer un *lift off*, il est nécessaire que les flancs de la résine soient verticaux. La forme de pénétration des électrons dans la résine est celle

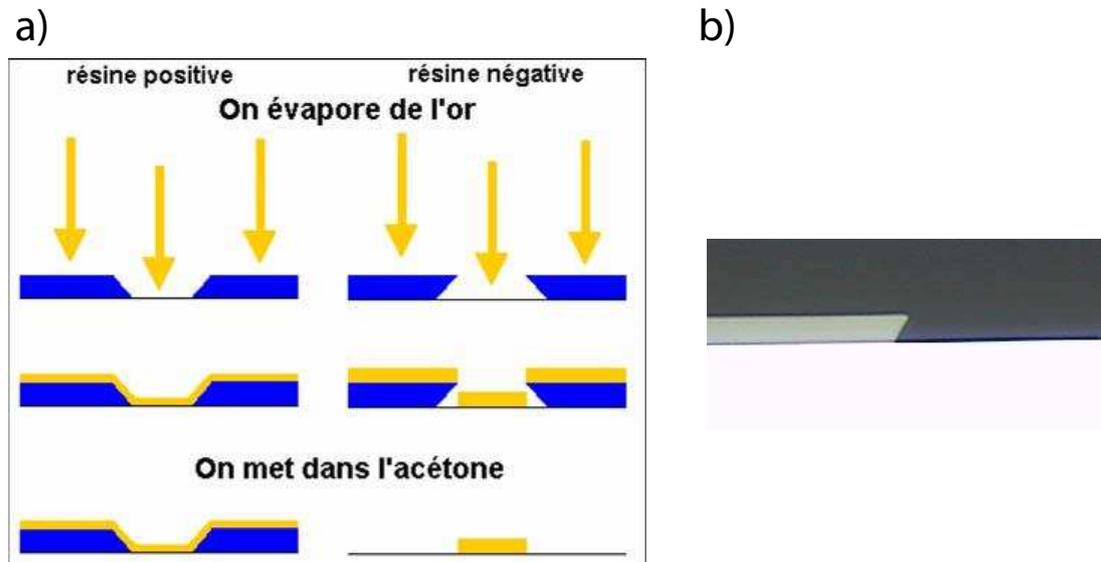


FIG. A.6 – a) Avec une résine positive, le *lift-off* est difficile puisque l'acétone ne peut pas graver la résine. b) Profil en casquette obtenu avec la résine TI35ES pour le *lift-off*.

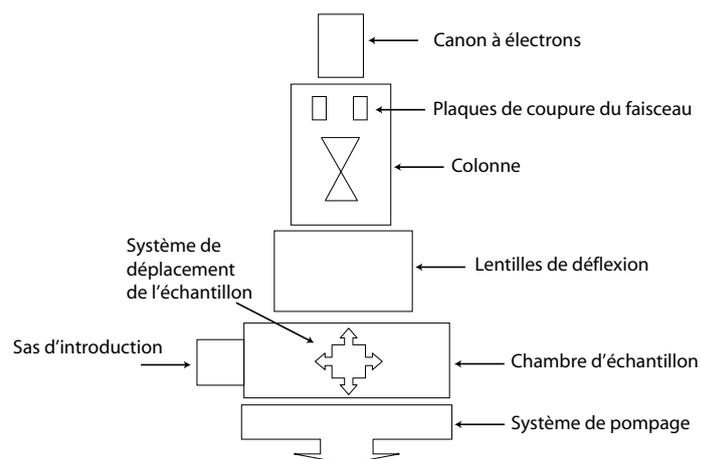


FIG. A.7 – Schéma général du bâti de lithographie électronique.

d'une "poire". Plus la tension d'accélération augmente, plus cette "poire" s'affine vers le haut et s'enfonce dans le matériau. J'ai donc utilisé la tension d'accélération maximale fournie par le bâti de lithographie électronique Raith 150, c'est-à-dire 30 kV. J'ai ensuite effectué des tests de dose pour obtenir un profil optimisé (cf. Fig. A.8). Si la dose n'est pas suffisante, le révélateur grave une partie du pilier de résine. La figure A.8.a est très intéressante car on devine les endroits où le faisceau a insolé la résine.

Une fois les meilleures doses déterminées, j'ai testé le *lift-off* de 80 nm de Ni (déposés par évaporation par canon à électrons). Bien que le *lift-off* ait été efficace à certains endroits, il reste plusieurs piliers de résine et la surface des trous n'est pas complètement propre (cf. Fig. A.9.a).

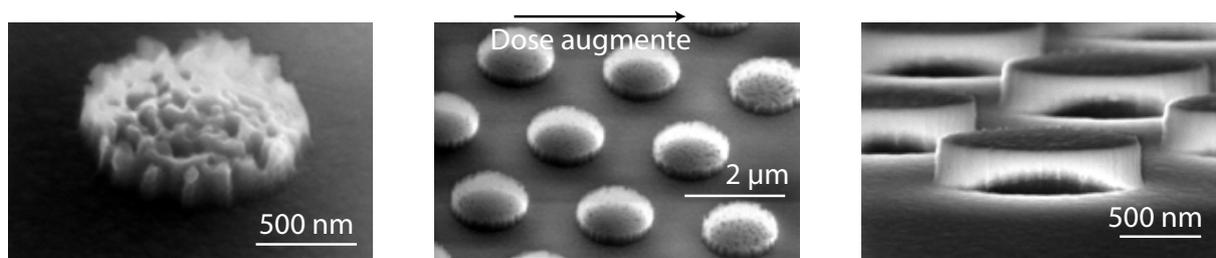


FIG. A.8 – Résine après développement pour trois doses différentes.

Dans ce cas, les défauts sont transférés dans les trous lors de la gravure du SiO_2 (cf. Fig. A.9.b).

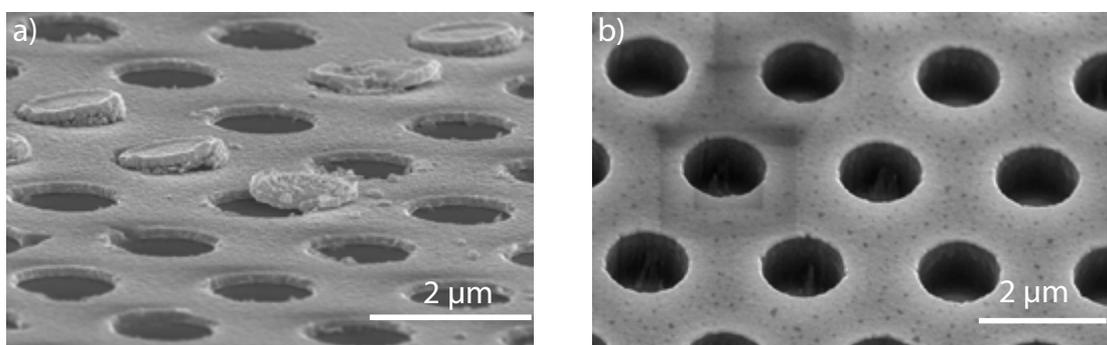


FIG. A.9 – a) Le *lift-off* n'est pas réussi pour tous les piliers de résine. b) Les résidus qui sont dans les trous après le *lift-off* sont transférés dans le masque de SiO_2 .

Pour résoudre ce problème, j'ai déposé deux couches de MAN. De nouveaux tests de doses et de *lift off* m'ont permis d'obtenir le masque escompté. Le transfert dans le masque de SiO_2 ($1.3 \mu m$ d'épaisseur) est vertical et l'épaisseur finale de Ni est d'environ 40 nm.

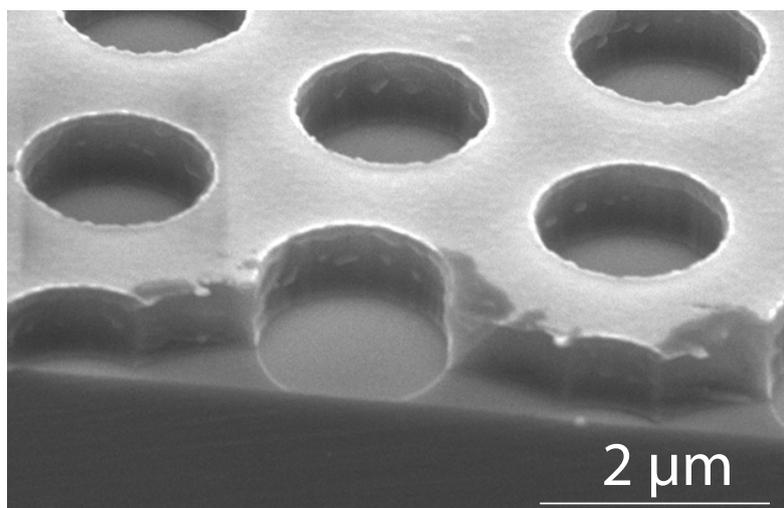


FIG. A.10 – Avec deux couches de MAN, le *lift-off* est réussi. Le masque Ni/ SiO_2 est optimisé.

Publications

1. **V. Moreau**, A.B. Krysa, M. Bahriz, L.R. Wilson, R. Colombelli, D.G. Revin, F. Julien, J.W. Cockburn, and J.S. Roberts. Operation of long-wavelength ($\lambda \sim 11.3 \mu\text{m}$) MOVPE-grown quantum cascade lasers up to 350 K. *Electronics Letters*, 41 :1175, Oct. 2005.
2. M. Bahriz, **V. Moreau**, J. Palomo, R. Colombelli, D. Austin, J. Cockburn, L.R. Wilson, A.B. Krysa, and J. Roberts. Room temperature operation of $\lambda = 7.5 \mu\text{m}$ surface-plasmon quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 88 :181103, 2006.
3. **V. Moreau**, M. Bahriz, J. Palomo, L.R. Wilson, A.B. Krysa, C. Sirtori, D. Austin, J.W. Cockburn, J. Roberts, and R. Colombelli. Optical mode control of surface-plasmon quantum cascade lasers. *IEEE photonics technology letters*, 18 :2499, 2006.
4. **V. Moreau**, M. Bahriz, R. Colombelli, P.-A. Lemoine, Y. De Wilde, L.R. Wilson, and A.B. Krysa. Direct imaging of a laser mode via midinfrared near-field microscopy. *Applied Physics Letters*, 90 :201114, 2007.
5. **V. Moreau**, M. Bahriz, R. Colombelli, R. Perahia, O. Painter, L. R. Wilson, and A. B. Krysa. Demonstration of air-guided quantum cascade lasers without top claddings. *Optics Express*, 15 :14861, 2007.
6. M. Bahriz, **V. Moreau**, R. Colombelli, O. Crisafulli, and O. Painter. Design of mid-IR and THz quantum cascade laser cavities with complete TM photonic bandgap. *Optics Express*, 15 :5948, 2007.
7. **V. Moreau**, R. Colombelli, R. Perahia, O. Painter, L.R. Wilson and A.B. Krysa. Proof-of-principle of surface detection with air-guided quantum cascade lasers. *Optics Express*, 16 :6387, 2008.
8. R. Perahia, O. Painter, **V. Moreau**, and R. Colombelli. Design of quantum cascade lasers for intra-cavity sensing in the mid-infrared. *Optics Express*. Soumis.
9. A. Bousseksou, **V. Moreau**, R. Colombelli, C. Sirtori, G. Patriarche, O. Mauguin, L. Largeau, G. Beaudoin and I. Sagnes. Surface-plasmon distributed-feedback mid-infrared quantum cascade lasers based on hybrid plasmon/air-guided mode. *Electronic Letters*. Accepté.

Bibliographie

- [Aji05] L. Ajili, G. Scalari, N. Hoyler, M. Giovannini, and J. Faist. InGaAs-AlInAs/InP terahertz quantum cascade laser. *Applied Physics Letters*, 87(141107), 2005.
- [All88] P. Von Allmen, M. Berz, G. Petrocelli, F.-K. Reinhart, and G. Harbeke. Inter-sub-band absorption in GaAs/AlGaAs quantum wells between 4.2 K and room temperature. *Semicond. Sci. Technol.*, 3 :1211, 1988.
- [Alt05] J. Alton, S.S Dhillon, C. Sirtori, A. de Rossi, 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. *Applied Physics Letters*, 86 :071109, 2005.
- [Ash] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Physique des solides*. EDP Sciences, 1976.
- [Aut] A. Authier. *Dynamical theory of X-ray diffraction*. Oxford University Press, 2001.
- [Bac] R. Bachelot, G. Lerondel, S. Blaize, S. Aubert, A. Bruyant, and P. Royer. Probing Photonic and Optoelectronic Structures by Apertureless Scanning Near-Field Optical Microscopy. *Microscopy Research and Technique*, 64 :441, 2004.
- [Bah06] M. Bahriz, V. Moreau, J. Palomo, R. Colombelli, D. Austin, J. Cockburn, L.R. Wilson, A.B. Krysa, and J. Roberts. Room-temperature operation of $\lambda \simeq 7.5 \mu\text{m}$ surface-plasmon quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 88 :181103, Fevrier 2006.
- [Bah07] M. Bahriz, V. Moreau, R. Colombelli, O. Crisafulli, and O. Painter. Design of mid-IR and THz quantum cascade laser cavities with complete TM photonic bandgap. *Optics Express*, 15 :5948–5965, May 2007.
- [Bai08] Y. Bai, S.R. Darvish, S. Slivken, W. Zhang, A. Evans, J. Nguyen, and M. Razeghi. Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with watt-level optical power. *Applied Physics Letters*, 92 :101105, 2008.
- [Bak06] B. Ben Bakir, Ch. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli. Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror. *Applied Physics Letters*, 88 :81113, February 2006.
- [Bar] W.L. Barnes, A. Dereux, and T.W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424 :824, 2003.
- [Bar05] D. Barate, R. Teissier, Y. Wang, and A. N. Baranov. Short wavelength intersubband emission from InAs/AlSb quantum cascade structures. *Applied Physics Letters*, 87 :051103, 2005.

- [Bec00] M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini, and H. Melchior. Buried heterostructure quantum cascade lasers with a large optical cavity waveguide. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 12 :1450–1452, 2000.
- [Bec01] C. Becker and C. Sirtori. Lateral current spreading in unipolar semiconductor lasers. *Journal of Applied Physics*, 90 :1688, August 2001.
- [Bec02] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini, and H. Melchior. Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature. *Science*, 295 :301, 2002.
- [Bec98] M. Beck, J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, and A.Y. Cho. Buried heterostructure quantum cascade lasers. *SPIE Proceedings*, 3284 :231–236, 1998.
- [Bel07] M. A. Belkin, M. Loncar, B. G. Lee, C. Pflugl, R. Audet, L. Diehl, F. Capasso, D. Bour, S. Corzine, and G. Hofler. Intra-cavity absorption spectroscopy with narrow-ridge microfluidic quantum cascade lasers. *Optics Express*, 15 :11262, 2007.
- [Bel08] M.A. Belkin, J.A. Fan, S. Hormoz, F. Capasso, S.P. Khanna, M. Lachab, A.G. Davies, and E.H. Lindfield. Terahertz quantum cascade lasers with copper metal-metal waveguides operating up to 178 K. *Optics Express*, 16(3242), 2008.
- [Ben] D.J. Ben Daniel and C.B. Duke. Space-charge Effects on Electron Tunneling. *Physical Review*, 152 :683, 1966.
- [Ben07] A. Benz, G. Fasching, C. Deutsch, A.M. Andrews, K. Unterrainer, P. Klang, W. Schrenk, and G. Strasser. Terahertz photonic crystal resonators in double-metal waveguides. *Optics Express*, 15 :12418, 2007.
- [Bor88] S.I. Borenstein and J. Katz. Intersubband Auger recombination and population inversion in quantum-well subbands. *Physical Review B*, 39 :10852, 1988.
- [Bou08] A. Bousseksou, V. Moreau, R. Colombelli, C. Sirtori, G. Patriarche, O. Mauguin, L. Largeau, G. Beaudoin, and I. Sagnes. Surface-plasmon distributed-feedback mid-infrared quantum cascade lasers based on hybrid plasmon/air-guided mode. *accepté Electronics Letters*, 2008.
- [Cap87] F. Capasso. Band-Gap engineering : From Physics and Materials to New Semiconductor Devices. *Science*, 235(172), 1987.
- [Cha00] C. Charlton, A. Katzir, and B. Mizaikoff. Infrared Evanescent Field Sensing with Quantum Cascade Lasers and Planar Silver Halide Waveguides. *Anal. Chem*, 77 :4398, 2000.
- [Cha03] T. Chakraborty and V.M. Apalkov. Quantum cascade transitions in nanostructures. *Advances in Physics*, 52 :455, 2003.
- [Che05] J.Z. Chen, Z. Liu, C.F. Gmachl, and D.L. Sivco. Silver halide fiber-based evanescent-wave liquid droplet sensing with room temperature mid-infrared quantum cascade lasers. *Optics Express*, 13 :5953, 2005.

- [Choi] J.W. Choi, D.Y. Kang, Y.H. Jang, H.H. Kim, J. Min, and B.K. Oh. Ultra-sensitive surface plasmon resonance based immunosensor for prostate-specific antigen using gold nanoparticle-antibody complex. *Colloids and Surface A : Physicochem Eng. Aspects*, 313–314 :655–659, 2008.
- [Col] L.A. Coldren and S.W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. Number 438. Wiley, 1995.
- [Col01a] 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. *Applied Physics Letters*, 78 :2620, 2001.
- [Col01b] 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. *Electronics Letters*, 37 :1023, 2001.
- [Col03] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. Gmachl, F. Capasso, D.M. Tennant, A.M. Sergent, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. Quantum Cascade Photonic-Crystal Surface-Emitting Laser. *Science*, 302 :1374, 2003.
- [Col04] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. Gmachl, D. Tennant, A. Sergent, D. Sivco, A. Cho, and F. Capasso. Fabrication technologies for quantum cascade photonic-crystal microlasers. *IOP Nanotechnology*, 15 :675, 2004.
- [Col06] R. Colombelli, C. Gmachl, A.M. Sergent, D.L. Sivco, E.E. Narimanov, V.A. Podolskiy, A.Y. Cho, and F. Capasso. Surface-Plasmon Quantum Cascade Microlasers With Highly Deformed Resonators. *Quantum Electronics IEEE*, 12 :1077, 2006.
- [Dar06b] S.R. Darvish, W. Zhang, A. Evans, J.S. Yu, S. Slivken, and M. Razeghi. High-power, continuous-wave operation of distributed-feedback quantum-cascade lasers at 7.8 μm . *Applied Physics Letters*, 89 :251119, 2006.
- [Dav] J.H. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors : An Introduction*. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [Deh00] G. Dehlinger, L. Diehl, U. Gennser, H. Sigg, J. Faist, K. Ensslin, D. Grützmacher, and E. Müller. Intersubband electroluminescence from silicon-based quantum cascade structures. *Science*, 290 :2277, 2000.
- [Dev07a] J. Devenson, O. Cathabard, R. Teissier, and A. N. Baranov. InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting at 2.75-2.97 μm . *Applied Physics Letters*, 91 :251102, 2007.
- [Dev07b] J. Devenson, R. Teissier, O. Cathabard, and A.N. Baranov. InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting below 3 μm . *Applied Physics Letters*, 90 :111118, March 2007.
- [Die02] L. Diehl, S. Mentese, E. Müller, D. Grützmacher, H. Sigg, U. Gennser, I. Sagnes, Y. Campidelli, O. Kermarrec, and D. Bensahel. Electroluminescence from strain-compensated $\text{Si}_{0.2}\text{Ge}_{0.8}/\text{Si}$ quantum cascade structures based on a bound-to-continuum transition. *Applied Physics Letters*, 81 :4700, 2002.

- [Die06] L. Diehl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hfler, M. Loncar, M. Troccoli, and F. Capasso. High-power quantum cascade lasers grown by low-pressure metal organic vapor-phase epitaxy operating in continuous wave above 400 K. *Applied Physics Letters*, 88 :201115, Mai 2006.
- [Dow93] J.P. Dowling, M. Scalora, M.J. Bloemer, and C.M. Bowden. The photonic band edge laser : A new approach to gain enhancement. *Journal of Applied Physics*, 75 :1896, 1993.
- [Dun05] L.A. Dunbar, V. Moreau, R. Ferrini, R. Houdré, L. Sirigu, G. Scalari, M. Giovannini, N. Hoyler, and J. Faist. Design, fabrication and optical characterization of quantum cascade lasers at terahertz frequencies using photonic crystal reflectors. *Optics Express*, 13 :8960–8968, Octobre 2005.
- [Ede01] A. Edelmann, C. Ruzicka, J. Frank, B. Lendl, W. Schrenk, E. Gornik, and G. Strasser. Towards functional group specific detection in high-performance liquid chromatography using mid-infrared quantum cascade lasers. *J. Chrom. A*, 934 :123, 2001.
- [Eva04a] A. Evans, J.S. Yu, S. Slivken, and M. Razeghi. High-temperature, high-power, continuous-wave operation of buried heterostructure quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 84 :314, January 2004.
- [Fai01] J. Faist, M. Beck, T. Aellen, and E. Gini. Quantum cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. *Applied Physics Letters*, 78 :147–149, 2001.
- [Fai94] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. Quantum Cascade Laser. *Science*, 264 :553, 1994.
- [Fai95] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. Vertical transition quantum cascade laser with bragg confined excited state. *Applied Physics Letters*, 66 :538, 1995.
- [Fai97] J. Faist, C. Gmachl, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, and A.Y. Cho. Distributed feedback quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 70 :2670–2672, May 1997.
- [Fai98a] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.N.G. Chu, and A.Y. Cho. Short wavelength ($\lambda = 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs. *Applied Physics Letters*, 72 :680, 1998.
- [Fai98b] J. Faist, C. Sirtori, F. Capasso, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. High-power long-wavelength ($\lambda = 11.5 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers operating above room temperature. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 10 :1100–1102, August 1998.
- [Fer89] 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(2) :1074–1086, Jul 1989.
- [For] F. Formanek, Y. De Wilde, and L. Aigouy. Imaging subwavelength holes using an aperturless near-field optical microscope. *Journal of Applied Physics*, 93 :9548, 2003.

- [Gad97] F. Gadot, A. Chelnokov, A. De Lustrac, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, D. Cassagne, and C. Jouanin. Experimental demonstration of complete photonic band gap in graphite structure. *Applied Physics Letters*, 71 :1780, July 1997.
- [Gma01] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. Recent progress in quantum cascade lasers and applications. *Reports on progress in physics*, 64 :1533–1601, October 2001.
- [Gma98] C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, A.L. Hutchinson, A. Tredicucci, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, S.N.G. Chu, and A.Y. Cho. Continuous-wave and high-power pulsed operation of index-coupled distributed feedback quantum cascade laser at $\lambda \approx 8.5 \mu\text{m}$. *Applied Physics Letters*, 72 :1430, March 1998.
- [Gma99] C. Gmachl, A.M. Sergent, A. Tredicucci, F. Capasso, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, S.G. Chu, and A.Y. Cho. Improved CW operation of quantum cascade lasers with epitaxial-side heat-sinking. *Photonics Technol. Lett. IEEE*, 11(1269–1371), 1999.
- [Gre] S.J. Greive, S.E. Weitzel, J.P. Goodarzi, L.J. Main, Z. Pasman, and P.H. von Hippel. Monitoring RNA transcription in real time by using surface plasmon resonance. *PNAS*, 105 :3315–3320, 2008.
- [Gry] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre. *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. Ellipses, Paris, 1997.
- [Heb02] J.D. Heber, C. Gmachl, H.M. Ng, and A.Y. Cho. Comparative study of ultrafast intersubband electron scattering times at $\sim 1.55 \mu\text{m}$ wavelength in GaN/AlGaIn heterostructures. *Applied Physics Letters*, 81 :1237, 2002.
- [Hel88] M. Helm, E. Colas, P. England, F. De Rosa, and S. J. Allen. Observation of grating-induced intersubband emission from GaAs/AlGaAs superlattices. *Applied Physics Letters*, 53 :1714, 1988.
- [Hir90] H. Asai and Y. Kawamura. Well-width dependence of intersubband absorption in InGaAs/InAlAs multiquantum wells. *Applied Physics Letters*, 56 :1149, 1990.
- [Hof00] D. Hofstetter, T. Aellen, M. Beck, and J. Faist. High Average Power First-Order Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12 :1610, 2000.
- [Hof01] D. Hofstetter, M. Beck, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Illegems, E. Gini, and H. Melchior. Continuous wave operation of a $9.3 \mu\text{m}$ quantum cascade laser on a Peltier cooler. *Applied Physics Letters*, 74 :1964–1966, April 2001.
- [Hof06] S. Höfling, J. Heinrich, H. Hofmann, M. Kamp, J.P. Reithmaier, A. Forchel, and J. Seufert. Photonic crystal quantum cascade lasers with improved threshold characteristics operating at room temperature. *Applied Physics Letters*, 89 :191113, November 2006.
- [Iiz00] N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki, T. Asano, S. Noda, and O. Wada. Ultrafast intersubband relaxation ($\sim 150 \text{ fs}$) in AlGaIn/GaN multiple quantum wells. *Applied Physics Letters*, 77 :648, 2000.

- [Joa] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn. *Molding the flow of light*. Princeton University press, 1995.
- [Joh02] S.G. Johnson, M. Ibanescu, M.A. Skorobogatiy, O. Weisberg, and J. D. Joannopoulos. Perturbation theory for Maxwell's equations with shifting material boundaries. *Physical Review E*, 65 :66611, 2002.
- [Jol05] L. Joly, B. Parvitte, V. Zéninari, D. Courtois, and G. Durry. A spectroscopic study of water vapor isotopologues $H_2^{16}O$, $H_2^{18}O$ and HDO using a continuous wave DFB quantum cascade laser in the $6.7 \mu m$ region for atmospheric applications. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 102 :129–138, November 2005.
- [Jul88] F.H. Julien, J.-M. Lourtioz, N. Herschkorn, D. Delacourt, J.P. Pocholle, M. Papuchon, R. Planel, and G. Le Roux. Optical saturation of intersubband absorption in $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ quantum wells. *Applied Physics Letters*, 53 :116, 1988.
- [Jul97] F. Julien and P. Boucaud. *Optical intersubband absorption and emission in quantum structures in "Optical Spectroscopy of low-dimensional semiconductor"*. Eds G. Abstreiter Kluwer Academic Publisher, 1997.
- [Kas91] A. Kastalsky, V. J. Goldman, and J. H. Abeles. Possibility of infrared laser in a resonant tunneling structure. *Applied Physics Letters*, 59 :2636, 1991.
- [Kaz71] R.F. Kazarinov and R.A. Suris. Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. *Sov. Phys. Semicond.*, 5 :707, 1971.
- [Kaz72] R.F. Kazarinov and R.A. Suris. Electric and electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice. *Sov. Phys. Semicond.*, 6 :120–131, 1972.
- [Kno00] B. Knoll and F. Keilmann. Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy. *Opt. Comm.*, 182 :321, 2000.
- [Kno99] B. Knoll and F. Keilmann. Near-field probing of vibrational absorption for chemical microscopy. *Nature*, 399 :134, 1999.
- [Kor94] A. N. Korotkov, D. V. Averin, and K. K. Likharev. Tasers : Possible dc pumped terahertz lasers using interwell transitions in semiconductor heterostructures. *Applied Physics Letters*, 65 :1865, 1994.
- [Kos01] A.A Kosterev, A.L. Malinovsky, F.K. Tittel, C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. Cavity ringdown spectroscopic detection of nitric oxide with a continuous-wave quantum-cascade laser. *Applied Optics*, 40 :5522, 2001.
- [Kos02] A. A. Kosterev and F. K. Tittel. Chemical sensors based on quantum cascade lasers. *J. Quantum Electron.*, 38 :591, 2002.
- [Kry04] A.B. Krysa, J.S. Roberts, R.P. Green, L.R. Wilson, H. Page, M. Garcia, and J.W. Cockburn. MOVPE-grown quantum cascade lasers operating at $\simeq 9 \mu m$ wavelength. *Journal of Crystal Growth*, 272 :682, December 2004.
- [Kum07] S. Kumar, B.S. Williams, Q. Qin, A.W.M. Lee, and G. Hu. Surface-emitting distributed feedback terahertz quantum-cascade lasers in metal-metal waveguides. *Optics Express*, 15 :113, 2007.

- [Kur] M. El Kurdi, S. Bouchoule, A. Bousseksou, I. Sagnes, A. Plais, M. Strassner, C. Symonds, A. Garnache, and J. Jacquet. Room temperature continuous-wave laser operation of an Electrically-Pumped 1.55 μm VECSEL. *Electronics Letters*, 40 :671, 2004.
- [Köh02] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, and F. Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417 :156, 2002.
- [Lab] M. de Labachellerie. *Techniques de fabrication des microsystèmes I : structures et microsystèmes électromécaniques en couches minces*. Edition Lavoisier, 2004.
- [Lee07] B. G. Lee, M. A. Belkin, R. Audet, J. MacArthur, L. Diehl, C. Pflugl, F. Capasso, D. C. Oakley, D. Chapman, A. Napoleone, D. Bour, S. Corzine, G. Hoffer, and J. Faist. Widely tunable single-mode quantum cascade laser source for mid-infrared spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 91 :231101, 2007.
- [Lem] P.-A. Lemoine and Y. De Wilde. La nano imagerie par microscopie optique en champ proche. *TI*, 2007.
- [Len00] B. Lendl, J. Frank, R. Schindler, A. Muller, M. Beck, and J. Faist. Mid-infrared quantum cascade lasers for flow injection analysis. *Anal. Chem*, 72 :1645, 2000.
- [Lev87] B. F. Levine, R. J. Malik, J. Walker, K. K. Choi, C. G. Bethea, D. A. Kleinman, and J. M. Vandenberg. Strong 8.2 μm infrared intersubband absorption in doped GaAs/AlAs quantum well waveguides. *Applied Physics Letters*, 50 :273, 1987.
- [Lie83] B. Liedberg, C. Nylander, and I. Lundström. Surface plasmons resonance for gas detection and biosensing. *Sensor and actuators*, 4 :299–304, 1983.
- [Liu] H.C. Liu and F. Capasso. *Intersubband transition in quantum well : physics and device applications II*. Academic press, 2000.
- [Liu88] H. C. Liu. A novel superlattice infrared source. *Journal of Applied Physics*, 63 :2856, 1988.
- [Lon07] M. Loncar, B.G. Lee, L. Diehl, M. Belkin, F. Capasso, M. Giovannini, J. Faist, and E. gini. Design and fabrication of photonic crystal quantum cascade lasers for optofluidics. *Optics Express*, 15 :4499, 2007.
- [Lou] J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.-M. Gérard, D. Maystre, and A. Tchelnokov. *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*. Hermes Science Publications, 2003.
- [Mah04] L. Mahler, R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, D.A. Ritchie, and A.G. Davies. Single-mode operation of terahertz quantum cascade lasers with distributed feedback resonators. *Applied Physics Letters*, 84 :5446, 2004.
- [Mar] T. Maruyama, T. Okumura, S. Sakamoto, K. Miura, Y. Nishimoto, and S. Arai. GaInAsP/InP membrane BH-DFB lasers directly bonded on SOI substrate. *Optics Express*, 14 :8184, 2006.

- [Mon] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar. InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser. *Applied Physics Letters*, 81 :5102, 2002.
- [Mor05] V. Moreau, A.B. Krysa, M. Bahriz, L.R. Wilson, R. Colombelli, D.G. Revin, F. Julien, J.W. Cockburn, and J.S. Roberts. Pulsed operation of long-wavelength ($\lambda = 11.3 \mu m$) MOVPE-grown quantum cascade lasers up to 350 K. *Electronics Letters*, 41(1175), 2005.
- [Mou03] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J.-L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, and H. Moriceau. Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon. *Electron. Lett.*, 39 :526, 2003.
- [Mül02] T. Müller, R. Bratschitsch, G. Strasser, and K. Unterrainer. Direct measurement of intersubband dynamics. *Physica B*, 314 :259, 2002.
- [Mül99] A. Müller, M. Beck, and J. Faist. Electrically tunable, room-temperature quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 75 :1509, 1999.
- [Nak87] M. Nakayama, H. Kuwahara, H. Kato, and K. Kubota. Intersubband transitions in $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ modulation-doped superlattices. *Applied Physics Letters*, 51 :1741, 1987.
- [Nom] M. Nomura, S. Iwamotoa, K. Watanabe, N. Kumagai, Y. Nakata, S. Ishida, and Y. Arakawa. Room temperature continuous-wave lasing in photonic crystal nanocavity. *Optics Express*, 14 :6308, 2006.
- [Ord] M.A. Ordal, L.L. Long, R.J. Bell, R.R. Bell, R.W. Alexander Jr., and C. A. Ward. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti and W in the infrared and far infrared. *Applied Optics*, 22 :1099, April 1983.
- [Pai99] O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. Dapkus, and I. Kim. Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser. *Science*, 284 :1819–1821, 1999.
- [Pal] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1997.
- [Per] R. Perahia, O. Painter, V. Moreau, and R. Colombelli. Design of quantum cascade lasers for intra-cavity sensing in the mid-infrared. *Optics Express*, soumis.
- [Pin79] A. Pinczuk, H. L. Störmer, R. Dingle, J. M. Worlock, W. Wiegmann, and A. C. Gossard. Observation of intersubband excitations in a multilayer two dimensional electron gas. *Solid State Communications*, 32 :1001, 1979.
- [Poh] D.W. Pohl et al. Optical stethoscopy : image recording with resolution $\lambda/20$. *Applied Physics Letters*, 44 :651, 1984.
- [Pra] D.W. Prather, S.Y. Shi, J. Murakowski, G.J. Schneider, A. Sharkawy, C.H. Chen, and B.L. Miao. Photonic crystal structures and applications : Perspective, overview, and development. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 12 :1416, 2006.

- [Rae] H. Raether. *Surface Plasmon on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer-Verlag, 1988.
- [Ram90] M. Ramsteiner, J.D. Ralston, P. Koidl, B. Dischler, H. Biebl, J. Wagner, and H. Ennen. Doping density dependence of intersubband transitions in $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ quantum-well structures. *Journal of Applied Physics*, 67 :3900, 1990.
- [Rev07] D.G. Revin, J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, M. Hopkinson, A. B. Krysa, L. R. Wilson, and S. Menzel. InGaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers operating at wavelengths close to $3 \mu m$. *Applied Physics Letters*, 90 :21108, January 2007.
- [Ros] E. Rosencher and B. Vinter. *Optoélectronique*. Dunod, Paris, 2002.
- [Ryu02] H.-Y. Ryu, S.-H. Kwon, Y.-J. Lee, Y.-H. Lee, and J.-S. Kim. Very-low-threshold photonic band-edge lasers from free-standing triangular photonic crystal slabs. *Applied Physics Letters*, 80 :3476, 2002.
- [Saj87] J. Sajeev. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 58(23) :2486–2489, Jun 1987.
- [Sca07b] G. Scalari, C. Walther, H. Beere, D. Ritchie, and J. Faist. Laser emission at 830 and 960 GHz from quantum cascade structures. *IEEE Conf. Proc. ITQW*, 2007.
- [Sca97] G. Scamarcio, F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. High-power infrared ($8 \mu m$ wavelength) superlattice lasers. *Science*, 276 :773, 1997.
- [Sch00] W. Schrenk, N. Finger, S. Gianordoli, L. Hvozdar, G. Strasser, and E. Gornik. Surface-emitting distributed feedback quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 77 :2086, 2000.
- [Sch04] S. Schaden, M. Haberkorn, J. Frank, J. R. Baena, and B. Lendl. Direct determination of carbon dioxide in aqueous solution using mid-infrared quantum cascade lasers. *App. Spec.*, 58 :667, 2004.
- [Sir08] L. Sirigu, R. Terazzi, M.I. Amanti, M. Giovannini, J. Faist, L.A. Dunbar, and R. Houdré. Terahertz quantum cascade lasers based on two-dimensional photonic crystal resonators. *Optics Express*, 16 :5206, 2008.
- [Sir92] C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist, D.L. Sivco, S.G. Chu, and A.Y. Cho. Quantum wells with localized states at energies above the barrier height : a Fabry-Perot electron filter. *Applied Physics Letters*, 61 :898, 1992.
- [Sir98a] 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 :1722–1729, 1998.
- [Sir98b] C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. Long-wavelength ($\lambda \sim 8 - 11.5 \mu m$) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons. *Optics Letters*, 23(1366-1368), 1998.
- [Son06] S. Song, S.S. Howard, Z. Liu, A.O. Dirisu, C.F. Gmachl, and C.B. Arnold. Mode tuning of quantum cascade lasers through optical processing of chalcogenide glass claddings. *Applied Physics Letters*, 89 :41115, 2006.

- [Syn] E.H. Syngé. A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. *Philos-Mag*, 6 :356, 1928.
- [Taf] A. Taflove and S.C. Hagness. *Computational Electrodynamics*. Artech house publishers, 1995.
- [Tch06] M. Tchernycheva, L. Nevou, L. Doyennette, F. H. Julien, E. Warde, F. Guillot, E. Monroy, E. Bellet-Amalric, T. Remmele, and M. Albrecht. Systematic experimental and theoretical investigation of intersubband absorption. *Physical Review B*, 73 :125347, 2006.
- [Tei04] R. Teissier, D. Barate, A. Vicet, C. Alibert, and A.N. Baranov. Room temperature operation of InAs/AlSb quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 85 :167–169, July 2004.
- [These-Bahriz] Michaël Bahriz. *Lasers à cascade quantique à plasmons de surface et leurs applications aux cristaux photoniques*. PhD thesis, Université Paris XI, 2008.
- [These-Bengloan] Jean-Yves Bengloan. *Amélioration des performances des lasers à cascade quantique : étude du confinement optique et des propriétés thermiques*. PhD thesis, Université Paris XI.
- [These-Carder] Damian Andrew Carder. *Studies of GaAs-based quantum cascade lasers*. PhD thesis, University of Sheffield, January 2003.
- [These-Lombardet] Benoît Lombardet. *Etude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée*. PhD thesis, EPFL.
- [These-Nevou] Laurent Nevou. *Emission et modulation intersousbande dans les nanostructures de nitrures*. PhD thesis, Université Paris XI, Mai 2008.
- [These-Scalari] Giacomo Scalari. *Magneto-spectroscopy and development of terahertz quantum cascade lasers*. PhD thesis, Université de Neuchâtel, December 2005.
- [These-Tchernycheva] Maria Tchernycheva. *Physique des transitions intersousbandes des hétérostructures de GaN/AlN pour l'optoélectronique à $\lambda = 1.3 - 1.55 \mu\text{m}$* . PhD thesis, Université Paris-Sud, Septembre 2005.
- [These-Urso] Brian R. d'Urso. *Coupled semiconductor cavities with 2-D photonic bandgap crystal mirrors*. PhD thesis, California Institute of Technology, 2002.
- [These-Williams] Benjamin S. Williams. *Terahertz quantum cascade lasers*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, August 2003.
- [Tit03] F.K. Tittel, D. Richter, and A. Fried. Mid-infrared laser applications in spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 89 :445, 2003.
- [Tit06] F.K. Tittel, Y. Bakhirkin, A.A. Kosterev, and G. Wysocki. Recent Advances in Trace Gas Detection Using Quantum and Interband Cascade Lasers. *The Review of Laser Engineering*, 34 :275, 2006.
- [Tou] J.P. Turrenc, S. Bouchoule, A. Khadour, J. Decobert, A. Miard, J.C. Harmand, and J.L. Oudar. High power single-longitudinal-mode OP-VECSEL at $1.55 \mu\text{m}$ with hybrid metal-metamorphic Bragg mirror. *Electronics Letters*, 43 :754, 2007.

- [Tre00] A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. Single-mode surface-plasmon laser. *Applied Physics Letters*, 76 :2164, April 2000.
- [Tre00b] A. Tredicucci, C. Gmachl, M.C. Wanke, F. Capasso, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, S.-N.G. Shu, and A.Y. Cho. Surface plasmon quantum cascade lasers at $\lambda \sim 19 \mu\text{m}$. *Applied Physics Letters*, 73 :2101–2103, 1998.
- [Tre98] A. Tredicucci, F. Capasso, C. Gmachl, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices. *Applied Physics Letters*, 73 :2101–2103, 1998.
- [Ul01] N. Ulbrich, G. Scarpa, A. Sigl, J. Rosskopf, G. Bohm, G. Abstreiter, and M.-C. Amann. High-temperature ($T > 470 \text{ K}$) pulse operation of $5.5 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers with high-reflection coating. *Electronics Letters*, 31 :1341, 2001.
- [Unt02] K. Unterrainer, R. Colombelli, C. Gmachl, F. Capasso, H. Hwang, A. Sergent, D.L. Sivco, and A.Y. Cho. Quantum cascade lasers with double metal-semiconductor waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, 80 :3060–3062, 2002.
- [Urs98] B. d’Urso, O. Painter, J. O’Brien, T. Tombrello, A. Yariv, and A. Sherer. Modal reflectivity in finite-depth two-dimensional photonic-crystal microcavities. *Journal of Optical Society of America*, 15 :1133, March 1998.
- [Vec] G. Vecchi, F. Raineri, I. Sagnes, A. Yacomotti, P. Monnier, T.J. Karle, K.-H. Lee, R. Braive, L. Le Gratiet, S. Guilet, G. Beaudoin, A. Talneau, S. Bouchoule, A. Levenson, and R. Raj. Continuous-wave operation of photonic band-edge laser near $1.55 \mu\text{m}$ on silicon wafer. *Optics Express*, 15 :7551, 2007.
- [Wal04] C.L. Walker, C.D. Farmer, C.R. Stanley, and C.N. Ironside. Progress towards photonic crystal quantum cascade laser. *IEE Proc.-Optoelectron.*, 151 :502, December 2004.
- [Wee] J.-C. Weeber, M.-U. Gonzalez, A.L. Baudrion, and A. Dereux. Surface plasmon routing along right angle bent metal strips. *Applied Physics Letters*, 87 :221101, 2005.
- [Wen] H. Wenzel, A. Klehr, M. Braun, F. Bugge, G. Erbert, J. Fricke, A. Knauer, P. Ressel, B. Sumpf, M. Weyers, and G. Tränkle. Design and realization of high power DFB lasers. *Proc. SPIE*, 5595 :110, 2004.
- [Wes85] 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. 46 :1156, 1985.
- [Wil] R. Williams. *Modern GaAs Processing Methods*. Artech House.
- [Wil05] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode. *Optics Express*, 13 :3331, 2005.
- [Yab87] E. Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58(20) :2059–2062, May 1987.
- [Yam93] Y. Yamamoto and R.E. Slusher. Optical processes in microcavities. *Physics today*, 46 :66–73, June 1993.

- [Yan07] Q. Yang, C. Manz, W. Bronner, N. Lehmann, F. Fuchs, K. Köhler, and J. Wagne. High peak-power (10.5 W) GaInAs/AlGaAsSb quantum-cascade lasers emitting at $\lambda \simeq 3.6 - 3.8 \mu\text{m}$. *Applied Physics Letters*, 90 :121134, March 2007.
- [Yar] A. Yariv. *Quantum electronics*. John Wiley and Sons, New-York, 1989.
- [Yee66] K.S. Yee. Numerical solution of initial boundary condition value problem involving Maxwell's equation in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas and propagation*, 14 :302, 1966.
- [Yeh] P. Yeh. *Optical waves in layered media*. Wiley, 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. *Applied Physics Letters*, 82 :3397, 2003.
- [Yu06] J.S. Yu, S. Slivken, A. Evans, S.R. Darvish, J. Nguyen, and M. Razeghi. High-power $\lambda \simeq 9.5 \mu\text{m}$ quantum-cascade lasers operating above room temperature in continuous-wave mode. *Applied Physics Letters*, 88 :91113, March 2006.
- [Yu07] N. Yu, L. Diehl, E. Cubukcu, C. Pflugl, D. Bour, S. Corzine, J. Zhu, G. Hofler, K.B. Crozier, and F. Capasso. Near-field imaging of quantum cascade laser transverse modes. *Optics Express*, 15 :13227, 2007.
- [Yuk] J.S. Yuk, J.W. Jung, Y.M. Kim, and K.-S. Ha. Analysis of protein arrays with a dual-function SPR biosensor composed of surface plasmon microscopy and SPR spectroscopy based on white light. *Sensor and actuators B*, 129 :113–119, 2008.
- [Zen] F. Zenhauser, M.P. O'Boyle, and H.K. Wikramasyngh. Apertureless near-field optical microscope. *Applied Physics Letters*, 65 :1623, 1994.
- [Zha07] H. Zhang, L.A. Dunbar, G. Scalari, R. Houdré, and J. Faist. Terahertz photonic crystal quantum cascade lasers. *Optics Express*, 15 :16818, December 2007.
- [Zie] O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, and J.Z. Zhu. *The Finite Element Method : Its basis and fundamentals*. Butterworth-Heinemann, 2005.