



HAL
open science

Contrôle de l'émission spontanée dans les cavités à cristal photonique

Rémy Braive

► **To cite this version:**

Rémy Braive. Contrôle de l'émission spontanée dans les cavités à cristal photonique. Physique [physics]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2008. Français. NNT : . tel-00355107

HAL Id: tel-00355107

<https://theses.hal.science/tel-00355107>

Submitted on 22 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.

UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

ECOLE DOCTORALE : Constituants élémentaires et système complexes (ED 381)

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Paris 7

Rémy BRAIVE

Soutenue le 24 Novembre 2008

**Contrôle de l'émission spontanée dans les
cristaux photoniques**

devant le jury composé de :

Izo ABRAM	Directeur de thèse
Antonio BADOLATO	
Alexios BEVERATOS	
Philippe BOUCAUD	Rapporteur
Daniel DOLFI	Rapporteur
Carlo SIRTORI	Président

Remerciements

Je voudrais en premier lieu remercier la Délégation Générale de l'Armement pour avoir financé mon travail de thèse effectué dans le groupe de Photonique et Electronique Quantique du Laboratoire de Photonique et Nanostructures (Marcoussis).

Je remercie Jean-Yves Marzin pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et m'avoir ainsi permis de travailler dans des conditions idéales pour réaliser ce travail de thèse.

Je remercie chaleureusement Carlo Sirtori pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse, ainsi que Philippe Boucaud et Daniel Dolfi pour avoir accepté de remplir les rôles de rapporteurs. Un grand merci également à Antonio Badolato pour sa participation en tant que membre de mon jury.

La thèse c'est évidemment un projet sur trois ans qui évolue au fil du temps mais c'est aussi une magnifique expérience humaine. Ces trois années de thèse ne pourront pas être dissocié des deux Isabelles (Robert et Sagnes) qui ne sont pas dans le jury mais qui ont grandement participer et contribuer à ce travail de thèse. Je pense que l'on ne se rend compte de la chance de travailler avec toi, Isabelle S., seulement lorsque l'on arrête de le faire. Comme dans tous les remerciements des thèses des personnes ayant travailler avec toi, je voudrais te remercier de m'avoir tant apporté en matière de technologie, louer ton dynamisme ainsi que ton engagement. Merci pour les retours en voiture plus pratiques et nettement plus agréables que le Daniel Meyer mais aussi merci de m'avoir prêté ta voiture pour me permettre de prolonger mes expériences tardives. Isabelle R., merci de ton soutien et plus particulièrement durant cette période pendant la quelle plus rien ne fonctionnait. Un grand merci à Alexios pour sa disponibilité, son envie d'aller plus loin, les méthodes de travail qu'il m'a transmises, son aide en optique et dans l'interprétation des résultats. Merci aussi à tous les trois pour m'avoir donné l'opportunité de travailler en salle blanche. Après y avoir pris goût, il est difficile de s'en passer. Cela a été une superbe expérience. Sur ce point je voudrais aussi remercier Stéphane Laurent qui m'a transmis son envie de travailler en salle blanche ainsi que ces connaissances sur la fabrication des cristaux photoniques. Merci aussi de ne pas m'avoir transmis ta hantise du H.F., de l'hélium et des araignées. Merci aussi de ta bonne humeur dans le bureau D2-101. Je sais que cela a été particulièrement difficile avec la présence de Michon de Saint Germain. Je voudrais quand même te remercier Adrien pour les pauses Paquita agrémentées de musique classique, pour avoir servi à certains moments de punching-ball. Je te demande cependant deux choses, s'il te plait, arrête la semoule et brûle ta peau de mouton! Ce n'est pas bon pour toi et surtout pour ton entourage. Merci du soutien de Richard durant la période de rédaction de Michon de Saint Germain, pour les séances "Zapping + SAV" de retour de déjeuner et pour l'ensemble des moments de détente mais aussi des nuits restés au laboratoire pour travailler.

Merci à mes parents de m'avoir soutenu pendant ces trois ans. Merci de m'avoir convaincu au fil du temps qu'il s'agirait de ma "deuxième soutenance" et que donc je

n'avais pas de souci à me faire.

Et puis bien sûr je remercie mes colocataires, Iro pour ces fameux cocktails et la chaleur du Sud qu'elle a su apporter, Marion pour ton humeur râleuse, Marine pour toutes les séries que tu m'as fait découvrir mais que nous n'avons toujours pas finit de regarder. Merci à toutes les trois pour vos talents de cuisinières et spécialement durant vos périodes de régimes avec les litres de soupes. Merci aussi à mes amis qui, malgré le fait qu'ils ne fassent pas de thèse, m'ont permis d'avoir une vie en dehors de la thèse, de rencontrer des personnes d'autres horizons et de comprendre mon emploi du temps incertain.

Je remercie également tous les membres de l'équipe P.E.Q. sans qui les déjeuners n'auraient pas eu la même saveur. Un grand merci à Tiffany pour avoir imposé une hygiène de vie au sein du groupe avec un déjeuner à midi pile. Merci à Mister K. pour son enseignement des calembours et des jeux de mots équivoques, il faut effectivement trois ans pour pouvoir tous les saisir avec toutes leurs subtilités. Merci à Sylvain pour avoir partagé et débattu des sorties ciné, heureusement James Gray était là pour nous mettre d'accord.

Merci à Philippe Lalanne et Guillaume Lecamp pour les simulations tout particulièrement sur les cavités à double hétérostructure et les discussions sur le terme de pertes " γ " que ce soit pour les micropiliers ou bien pour les cristaux photoniques.

Je voudrais aussi remercier Karine Meunier, Pascale Senelart et Jacqueline Bloch pour les emprunts répétés de la caméra streak sans quoi de nombreux résultats de cette thèse n'auraient pas pu être obtenus. Merci à Audrey Miard et Aristide Lemaître pour les plaques à boîtes quantiques. Ces résultats ont aussi été dépendant de la fabrication des cristaux photoniques dans la salle blanche du laboratoire. Je voudrais remercier tous les membres de la salle blanche qui font fonctionner ce magnifique outil au jour le jour. Durant ma thèse, j'ai été plus particulièrement amené à travailler avec Stéphane Guilet et Luc Le Gratiet. La gravure par plasma des cristaux photoniques n'aurait jamais pu être aussi clair sans le temps passé avec Stéphane pour m'expliquer le fonctionnement de l'I.C.P. et la physique des plasmas et encore désolé de ne jamais être venu au cours du Lundi midi. Et un grand merci à Luc pour les insulations au masqueur électronique ainsi que son fabuleux accent.

Merci aux Vendredi et aux veilles de départs en vacances qui apportent leurs lots de résultats toujours intéressants parfois "géniaux" mais aussi délicats à interpréter.

Enfin merci à Patrick Hisope pour toute la logistique des bidons d'hélium.

Table des matières

1	Les cavités à cristaux photoniques pour le contrôle de l'émission spontanée	15
1.1	Contrôle de l'émission spontanée en régime de couplage faible	15
1.1.1	Processus d'émission spontanée en cavité	16
1.1.2	Modification de la dynamique d'émission spontanée	17
1.1.3	Redistribution spatiale de l'émission spontanée	18
1.1.4	Dispositifs à émission spontanée contrôlée - Quelques exemples . .	18
1.2	Lasers à émission spontanée contrôlée	19
1.2.1	Equations d'évolution en présence d'un contrôle de l'émission spontanée	20
1.2.2	Impact sur le seuil laser	22
1.2.3	Impact sur la dynamique	25
1.2.4	Impact sur les caractéristiques spectrales	26
1.2.5	Réalisation de lasers à émission spontanée contrôlée	27
1.3	Le milieu actif : un plan de boîtes quantiques auto-assemblées	28
1.3.1	Croissance et topologie	28
1.3.2	Spectres électronique et optique	29
1.3.3	Les boîtes quantiques pour la réalisation de lasers	29
1.3.4	Les boîtes quantiques pour l'Electrodynamique Quantique en Cavité	31
1.4	Le résonateur optique : les cavités à cristaux photoniques sur membrane .	32
1.4.1	Stratégies de confinement de la lumière	32
1.4.2	Microcavités à cristaux photoniques sur membrane	34
1.4.2.1	Diagramme de bande et bande interdite photonique . . .	35
1.4.2.2	Cavités à défauts ponctuels	37
1.4.2.3	Cavité à double hétérostructure	38
1.4.3	Microcavités et contrôle de l'émission spontanée	40
1.4.4	Microcavités et effet laser	42
1.5	Conclusion	44
2	Réalisation de cavités à cristaux photoniques bi-dimensionnels sur membrane	45
2.1	Les principales étapes de fabrication	46
2.2	Lithographie électronique	48
2.2.1	Principe de fonctionnement d'un lithographeur	48
2.2.2	Résine positive et résine négative	50
2.2.3	Ecriture des motifs	52
2.2.3.1	Préparation du masque	52
2.2.3.2	Limites de fonctionnement	54
2.2.4	Impact de la lithographie électronique sur les propriétés optiques .	55

2.3	Gravure Plasma	56
2.3.1	Gravures C.C.P.-R.I.E. et I.C.P.-R.I.E.	58
2.3.1.1	Mécanismes de gravure par plasma	58
2.3.1.2	C.C.P.-R.I.E. versus I.C.P.-R.I.E.	59
2.3.2	Gravure du masque de nitrure	60
2.3.3	Gravure du semiconducteur	61
2.4	Gravure chimique / Sous gravure	70
2.4.1	Réalisation de membranes suspendues	70
2.4.2	Evolution de la stabilité de la sous-gravure en fonction du temps	71
2.5	Conclusion	73
3	Effet laser dans les cavités à fort couplage de l'émission spontanée	75
3.1	Caractérisation des modes par photoluminescence	75
3.1.1	Principe de la mesure	75
3.1.2	Réponse spectrale des cavités à double hétérostructure	76
3.1.3	Longueur d'onde d'excitation et dissipation thermique	78
3.2	Caractérisation de l'effet laser	79
3.2.1	Intensité intégrée en fonction de la puissance de pompe	79
3.2.2	Largeur spectrale de la résonance en fonction de la puissance de pompe	82
3.2.3	Longueur d'onde de la résonance laser en fonction de la puissance de pompe	83
3.2.4	Fonction de corrélation de second ordre en fonction de la puissance de pompe	84
3.3	Conditions d'observation de l'effet laser	86
3.3.1	Position spectrale relative entre le milieu à gain et la résonance	86
3.3.2	De la nécessité d'un confinement spatial et temporel	87
3.4	Evolution des caractéristiques laser en fonction de β	89
3.5	Conclusion	91
4	Dynamique d'un nanolaser à cristal photonique	93
4.1	Bande passante de modulation directe et microcavité	93
4.1.1	Modulation indirecte et directe	94
4.1.2	Vitesse maximale de modulation d'un laser à boîtes quantiques	94
4.1.3	Vitesse maximale de modulation d'un laser et microcavité	95
4.2	Réponse temporelle à une excitation impulsionnelle	96
4.2.1	Dispositif expérimental de mesure	96
4.2.2	Accélération de l'émission spontanée	97
4.2.3	Dynamique au passage du seuil	100
4.2.4	Modulation directe de la cavité	104
4.2.4.1	Réponse à une double excitation	104
4.2.4.2	Bande passante de modulation directe	109
4.3	Réponse spectrale à une excitation impulsionnelle	109
4.3.1	Largeur de raie et facteur de Henry	109
4.3.2	Dérive dynamique de la fréquence laser - Chirp	111
4.4	Conclusion	115

5	Contrôle de l'émission spontanée de boîtes quantiques en cavité à cristal photonique - Quelques perspectives	117
5.1	Sources pour l'information quantique	117
5.1.1	Etats à un photon	118
5.1.2	Etats intriqués	118
5.1.2.1	Etats intriqués en temps-position	119
5.1.2.2	Etats intriqués en polarisation	120
5.1.3	Limites actuelles	121
5.2	Nanosources pour l'optoélectronique	125
5.2.1	Effet laser dans la bande C des télécommunications en régime continu et à température ambiante	127
5.2.2	Effet laser dans la bande C des télécommunications en régime impulsionnel et à température ambiante	129
5.2.3	Vers un pompage électrique et une efficacité accrue de collection	131
5.3	Conclusion	135
5.4	Passivation des couches riches en aluminium	139
5.4.1	Chimie Cl_2/N_2	141
5.4.2	Chimie à base de HBr	141
5.5	Gravure profonde	146
5.5.1	Une question de masque	146
5.5.2	Optimisation des paramètres plasma: gravure profonde de micropiliers	147
5.5.3	Optimisation des paramètres plasma: structures périodiques profondes	150
	Bibliography	153

Liste des symboles

$1/\tau_{sp}$	Taux d'émission spontanée ;
α_H	Facteur de Henry ;
\bar{p}	Nombre moyen de photons dans la cavité ;
β	Fraction de l'émission spontanée émise par le dipole dans le mode de la cavité ;
$\Delta\omega_c$	Largeur du mode de la cavité optique ;
η_i	Fraction des porteurs injectés qui relaxent vers les transitions optiques utiles ;
Γ	Taux de déclin donné par la règle d'or de Fermi ;
γ	Modification de l'émission spontanée dans les modes autres que celui laser ;
Γ_0	Taux d'émission spontanée en l'absence de cavité ;
Γ_{conf}	Facteur de confinement ;
Γ_c	Taux d'émission spontanée lorsque l'émetteur est isolé dans le résonateur optique ;
Γ_l	Taux d'émission spontanée vers les modes autre que le mode laser ;
ω_c	Fréquence du mode de la cavité optique ;
ω_e	Fréquence de pulsation de l'émetteur monochromatique ;
ω_R	Fréquence de résonance ;
τ_P	Durée de vie des photons dans la cavité ;
ξ	Nombre de photons dans le mode laser au seuil de transparence ;
a	Gain différentiel ;
F_{Fano}	Facteur de Fano ;
F_p	Facteur de Purcell ;
g	Gain par unité de longueur ;
$g^{(2)}(\tau)$	Fonction de corrélation du second ordre ;
N	Densité de porteurs de charges piégés sur les transitions optiques utiles ;
n	Indice de réfraction ;
N_{th}	Densité de porteurs au seuil laser ;
N_{tr}	Densité de porteurs à la transparence ;
P	Densité de photons ;
Q	Facteur de qualité ;

R_{st}	Taux d'émission stimulée;
T_0	Température caractéristique;
T_1	Temps d'émission d'un photon;
T_2	Temps de cohérence;
T_2^*	Temps de déphasage pur;
v_g	Vitesse de groupe;
V_N	Volume du milieu actif;
V_P	Volume de la cavité vu par les photons;

Introduction

D'un point de vue fondamental, la réalisation de sources capables de générer des états quantiques de la lumière et l'étude fine de leurs propriétés radiatives sont des outils indispensables pour mettre en oeuvre tout un florilège d'expériences sur les concepts fondamentaux de la mécanique quantique. Au delà de ces aspects fondamentaux, le champ de la physique quantique s'est considérablement élargi pour donner naissance au domaine du traitement quantique de l'information : l'objet d'un tel domaine est l'utilisation pratique des propriétés quantiques de particules individuelles pour la mise en oeuvre de fonctionnalités de traitement de l'information dont l'efficacité surpasserait celles des systèmes classiques. Parmi tous les protocoles théoriques proposés pour la mise en oeuvre de tels dispositifs de communication et de logique quantique, certains codent l'information sur des états quantiques de la lumière (photons uniques, photons intriqués, photons en nombre contrôlé). De ce point de vue, les nanosources lumineuses solides et intégrables d'états quantiques de la lumière, composants optoélectroniques ayant des propriétés d'émission contrôlées au niveau quantique, constituent un élément clé des futurs dispositifs tout-optique de traitement de l'information quantique.

D'autre part, le fonctionnement des composants optoélectroniques actuels, ainsi que les caractéristiques des signaux qu'ils produisent, reposent sur les principes de la physique classique. Ceci est dû à leur taille relativement grande (supérieure à la centaine de nanomètres) qui induit des effets de moyenne, effaçant les manifestations quantiques des phénomènes sous-jacents. Néanmoins, la miniaturisation constante et l'augmentation de la sensibilité des dispositifs permettent d'accéder à des dimensions qui laissent entrevoir la possibilité que des effets quantiques se manifestent dans le fonctionnement des composants et dans les caractéristiques des signaux. Un exemple est l'effet laser en présence d'un contrôle de l'émission spontanée. L'étude du fonctionnement de telles nanosources contribuera à une meilleure compréhension des phénomènes physiques quantiques qui interviennent à des dimensions proches de la longueur d'onde. La prise en compte de ces phénomènes quantiques permettrait, d'une part, de contourner leurs effets indésirables (tels que le " bruit " introduit par l'incertitude quantique) et, d'autre part, de les exploiter pour mettre en place des procédés de traitement de l'information basés sur des phénomènes quantiques.

Ce travail de thèse porte sur la réalisation de nanosources lumineuses ultimes à l'état solide mettant en jeu des effets de contrôle de l'émission spontanée. La source développée est constituée de boîtes quantiques autoassemblées InAs/GaAs couplées au mode d'une cavité à cristal photonique. Cette source présente un effet laser en présence d'une accélération de la dynamique d'émission spontanée par des effets de cavité.

Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres.

Le premier chapitre est une introduction à l'électrodynamique quantique en cavité dont nous détaillerons les concepts fondamentaux. Nous détaillerons l'impact de la présence de la cavité sur l'émission laser en présence de tels effets. Différentes géométries de cavités

peuvent potentiellement être utilisées. Nous nous attarderons tout particulièrement sur les cavités à cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre, nous discuterons en détail de la fabrication des cristaux photoniques en reprenant chronologiquement les différentes étapes. Pour chacune d'elles, nous présenterons les améliorations qui ont été apportées pour répondre aux critères présentés dans le chapitre précédent. Nous nous attarderons sur les étapes de lithographie électronique et de gravure sèche pour lesquelles une attention toute particulière a été portée.

Avec les améliorations technologiques présentées dans le second chapitre, nous avons pu réaliser des cavités laser à émission spontanée contrôlée. Nous préciserons quelques unes des conditions pour observer un tel effet. Nous présenterons ensuite les propriétés statiques de tels composants et mettrons en évidence le passage progressif du seuil laser en fonction de la puissance d'excitation. Nous montrerons que les caractéristiques statiques au passage du seuil sont fortement dépendantes des propriétés optiques de la cavité.

Dans le quatrième chapitre, nous étudierons le comportement dynamique de ces cavités. Grâce à ces mesures, nous pourrions remonter aux facteurs de mérite conventionnellement utilisés pour les lasers (bande de modulation directe, facteur de Henry . . . , chirp, . . .)

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous discuterons des pistes de prolongement envisagées à l'heure actuelle ainsi que de leur faisabilité dans les domaines de l'optoélectronique et de l'information quantique. Le principal défi dans le domaine de l'optoélectronique est l'amélioration de la collection des photons émis par la cavité et le pompage électrique des structures. Pour l'information quantique, nous étudierons les limites actuelles de l'utilisation de telles sources.

Chapitre 1

Les cavités à cristaux photoniques pour le contrôle de l'émission spontanée

La mise en oeuvre du contrôle de l'émission spontanée et son exploitation dans les dispositifs optoélectroniques a initié et considérablement orienté les travaux sur les cristaux photoniques. Dans son article fondateur [1], E. Yablonovitch motivait le développement de structures photoniques tridimensionnelles avec une bande interdite complète par la possibilité d'inhiber totalement l'émission spontanée dans cette plage spectrale. Peu de temps après, dès 1991, il proposait le concept de diode électroluminescente monomode, constituée par un défaut dans un cristal photonique tridimensionnel [1]. Déjà, le champ de la recherche sur la modification et le contrôle de l'émission spontanée s'élargissait vers l'exploitation d'effets d'électrodynamique quantique en cavité (EQC) dans la mise en oeuvre de nouveaux dispositifs pour la photonique.

Dans ce chapitre, nous reviendrons sur quelques éléments de la théorie du contrôle de l'émission spontanée et donnerons quelques exemples de leur impact possible dans l'ingénierie de nouveaux dispositifs optiques. Nous étudierons plus particulièrement deux domaines d'applications : les sources pour l'information quantique et les lasers à émission spontanée contrôlée. Nous détaillerons ensuite les ingrédients essentiels pour l'observation d'effets d'EQC dans les semiconducteurs, tant du point de vue du matériau émetteur que du point de vue du résonateur optique. Nous décrirons enfin les différentes stratégies de confinement de la lumière dans les semiconducteurs, en mettant l'accent sur les cristaux photoniques.

1.1 Contrôle de l'émission spontanée en régime de couplage faible

Il ne s'agit pas ici de proposer une description complète de la théorie de l'émission spontanée et de sa modification en présence d'une microcavité. Nous reviendrons simplement sur quelques notions fondamentales qui nous seront utiles par la suite. Pour plus de détails, on pourra se référer à [2].

1.1.1 Processus d'émission spontanée en cavité

L'émission spontanée de lumière consiste en la libération spontanée de l'énergie d'un dipôle émetteur sous forme de photons, en absence de perturbation extérieure. Elle ne peut être envisagée a priori que dans un cadre où la matière et la lumière sont traitées de manière quantique. Elle est alors décrite comme une émission déclenchée par les fluctuations quantiques du champ électromagnétique du vide [2]. Cette définition nous indique d'une part que l'émission spontanée n'est pas une propriété intrinsèque de l'émetteur, en ce sens qu'elle n'est pas uniquement tributaire de la transition radiative étudiée : elle dépend de l'interaction entre l'émetteur et son environnement. D'autre part, la mécanique quantique, en décrivant l'émission spontanée comme résultant de l'interaction rayonnement-matière, nous donne les clés d'un contrôle de l'émission spontanée : la structuration modale du champ du vide par la présence d'un miroir ou d'un résonateur résultera en une modification des propriétés d'émission spontanée d'un émetteur ponctuel placé au voisinage du miroir ou dans la cavité.

Deux régimes de couplage peuvent alors exister. Dans le régime dit de couplage fort, l'émission spontanée devient réversible : le photon émis dans le mode de la cavité est réabsorbé par l'émetteur avant de relaxer hors de la cavité. On observe alors un échange périodique d'énergie entre l'émetteur et le mode de cavité et les états propres du système deviennent des états mixtes émetteur–champ, appelés atomes habillés en physique atomique ou polaritons en physique des semiconducteurs. Dans ce régime, le mode de la cavité doit d'abord être considéré comme un état discret de photon en interaction avec un émetteur discret. Les effets d'une cavité et d'un émetteur présentant une largeur non nulle apparaissent alors uniquement comme des sources d'amortissement dans ce nouveau système. Ainsi, pour établir ces nouveaux états propres, il faut entre autres que le temps d'échappement des photons et la durée de vie du dipôle soient bien plus longs que la période des oscillations de l'énergie entre les deux états, dites oscillations de Rabi. En revanche, dans le régime de couplage faible, l'émission spontanée reste irréversible : le photon est émis dans le mode de cavité puis se couple à des modes propagatifs hors de la cavité. Dans ce contexte, le système peut alors être décrit comme un émetteur discret se couplant à un continuum de modes du champ électromagnétique. Cela implique que la largeur naturelle $\hbar\Delta\omega_e$ acquise par l'émetteur est très faible devant la largeur du continuum du champ $\hbar\Delta\omega_C$ ¹ :

$$\Delta\omega_e \ll \Delta\omega_C \quad (1.1)$$

Le respect de cette condition suffit pour affirmer que nous sommes en régime dit de couplage faible. Dans ce contexte, la présence de la cavité a notamment pour effet de modifier la dynamique d'émission spontanée de l'émetteur (inhibition ou accélération de l'émission spontanée).

Dans les expériences qui vont suivre, le régime de l'interaction lumière-matière sera le régime de couplage faible. Les émetteurs seront des boîtes quantiques d'InGaAs/GaAs refroidies à 4K. Leur largeur naturelle se décompose comme la somme de la largeur naturelle du dipôle associée au taux d'émission spontanée et la largeur due à l'élargissement homogène. Elle est de l'ordre de quelques dizaines de μeV à basse température [3]. Pour les résonateurs optiques utilisés dans nos travaux, les largeurs de raie des modes $\hbar\Delta\omega_C$ seront de l'ordre de quelques centaines de μeV . Au regard de ces ordres de grandeur, on constate que la condition énoncée ci-dessus $\Delta\omega_e \ll \Delta\omega_C$ sera bien satisfaite : le régime de couplage lumière-matière sera donc, dans nos expériences, le régime de couplage faible. Nous limiterons par la suite notre propos à ce régime uniquement.

¹En toute rigueur, il conviendrait d'adjoindre une seconde condition : le déplacement en énergie $\delta\omega_e$ du spectre rayonné par l'émetteur dû à la présence de la cavité doit aussi être très faible devant la largeur du continuum du champ $\hbar\Delta\omega_C$.

1.1.2 Modification de la dynamique d'émission spontanée

Considérons dans un premier temps le cas d'un dipôle émetteur ponctuel isolé dans une cavité optique monomode de dimension de l'ordre de la longueur d'onde. L'émetteur monochromatique de pulsation ω_e est décrit par un dipôle électrique \vec{d} associé à la transition optique et est placé en \vec{r}_e . Le mode de la cavité optique de pulsation ω_c et de largeur $\Delta\omega_c$ est caractérisé par son facteur de qualité $Q = \omega_c/\Delta\omega_c$ et son volume modal V :

$$V = \frac{\iiint d\vec{r} \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \|\vec{u}(\vec{r})\|^2}{\max(\epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \|\vec{u}(\vec{r})\|^2)} \quad (1.2)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et $\epsilon_r(\vec{r})$ la permittivité relative du matériau formant la cavité en \vec{r} . Le vecteur $\vec{u}(\vec{r})$ est la dépendance spatiale du champ électrique classique dans la cavité ($\vec{u}(\vec{r})$ est normalisé à 1 à son maximum). On se place dans la situation où la résonance de la cavité est beaucoup plus large spectralement que l'émetteur. Dans ce contexte, si l'émetteur a été préparé dans son état excité à $t = 0$, sa probabilité de présence dans l'état excité évolue selon $e^{-\Gamma t}$ où Γ est le taux de déclin donné par la règle d'or de Fermi. Nous noterons Γ_0 le taux d'émission spontanée en absence de cavité et Γ_c le taux d'émission spontanée lorsque l'émetteur est isolé dans le résonateur optique. La présence de la cavité optique modifie alors la dynamique d'émission spontanée de l'émetteur selon [4] :

$$F = \frac{\Gamma_c}{\Gamma_0} = F_p \frac{|\vec{u}(\vec{r}_{em}) \cdot \vec{d}|^2}{|\vec{d}|^2} \frac{1}{1 + (2Q/\hbar\omega_c)^2 (\hbar\omega - \hbar\omega_c)^2} \quad (1.3)$$

Dans cette équation, F_p , appelé facteur de Purcell, s'exprime comme :

$$F_p = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q}{V/(\lambda_e)^3} \quad (1.4)$$

où λ_e est la longueur d'onde d'émission du dipole dans la cavité optique. L'équation 1.3 nous indique trois principales contributions à la modification de la dynamique de l'émission spontanée. Le premier terme F_p est lié aux caractéristiques intrinsèques de la cavité (Q, V), tandis que le second et le troisième, toujours inférieurs à l'unité, illustrent le caractère résonant du contrôle de l'émission spontanée. Le second terme dépend de l'amplitude relative du champ à l'emplacement de l'émetteur et de l'orientation du dipôle de la transition par rapport au champ de la cavité. Le troisième correspond au désaccord spectral de l'émetteur par rapport au mode de la cavité. Nous trouvons ici les clés d'un contrôle de la dynamique de l'émission spontanée, aussi bien l'inhibition que l'accélération. L'inhibition a lieu lorsque le dipôle émetteur est placé à un noeud du champ électrique et/ou est spectralement hors résonance avec le mode de cavité. Dans ce dernier cas, l'amplitude de l'inhibition de l'émission spontanée est proportionnelle à $1/(QV)$. En revanche, l'exaltation maximale du taux d'émission spontanée est obtenue lorsque le dipôle émetteur est non seulement colinéaire au champ électrique mais aussi spectralement et spatialement en résonance avec le mode de la cavité. L'amplitude de l'accélération de la dynamique d'émission spontanée est alors proportionnelle à Q/V . Tout d'abord observé en physique atomique, l'inhibition tout comme l'accélération de l'émission spontanée ont été observées dans les semiconducteurs, à partir de boîtes quantiques isolés dans des cavités micropiliers, des microdisques ou bien des cavités à cristaux photoniques. L'amplitude des effets observés, certes modestes en comparaison aux expériences de physique atomique [5, 6], reste significative, avec une accélération d'un facteur 10 [7] et une inhibition d'un facteur 5 environ [8, 9].

De façon plus réaliste, le dipôle électrique associé à la transition optique est souvent orienté de manière aléatoire et l'amplitude de la modification de l'émission s'en trouve

réduite d'un facteur 3 (cette réduction sera d'un facteur 2 si le dipôle est aléatoire dans le plan du champ électrique du mode, ce qui sera le cas dans nos expériences). D'autre part, le mode optique auquel se couple le dipôle émetteur peut être dégénéré g fois. Dans ce contexte, le taux d'émission spontanée est modifié comme suit :

$$F = \frac{\Gamma_c}{\Gamma_0} = \frac{g}{3} F_p |\vec{u}(\vec{r}_{em})|^2 \frac{1}{1 + (2Q/\hbar\omega_c)^2 (\hbar\omega - \hbar\omega_c)^2} \quad (1.5)$$

Enfin, nous n'avons considéré que le cas d'une cavité monomode. Or, d'autres modes de photons du système existent à la pulsation ω_e et présentent une dépendance spatiale non nulle à la position de l'émetteur, ils sont alors susceptibles d'être peuplés. Notons Γ_l le taux d'émission spontanée vers ces modes. D'après la règle d'or de Fermi, les probabilités de désexcitation dans les différents états finaux s'ajoutent, de sorte que le taux d'émission spontanée total Γ s'écrit :

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \frac{\Gamma_c + \Gamma_l}{\Gamma_0} = F + \gamma \text{ avec } \gamma = \frac{\Gamma_l}{\Gamma_0} \quad (1.6)$$

1.1.3 Redistribution spatiale de l'émission spontanée

Outre une modification de la dynamique d'émission spontanée, la présence de la cavité modifie son diagramme de rayonnement. En effet, considérons un émetteur ponctuel couplé à une cavité monomode. Comme nous l'avons indiqué précédemment, l'émetteur est susceptible de se coupler à d'autres modes du champ que le mode de la cavité, tel qu'un continuum de type "espace libre". On doit donc en toute rigueur décomposer le champ électromagnétique en incluant le mode de la cavité $\vec{u}(\vec{r})$ auquel s'ajoute d'autres modes de dépendance spatiale et spectrale non nulle sur le site de l'émetteur. Notons, comme précédemment, $F = \Gamma_c/\Gamma_0$ la modification de l'émission spontanée par le mode de la cavité et $\gamma = \Gamma_l/\Gamma_0$ la modification de l'émission spontanée par ces autres modes.

On peut alors, en bonne approximation, exprimer la probabilité de trouver à l'instant t le photon dans le mode de la cavité par :

$$P(c, t) = \frac{\Gamma_c}{\Gamma_c + \Gamma_l} (1 - e^{-\Gamma t}) = \frac{F}{F + \gamma} (1 - e^{-\Gamma t}) \quad (1.7)$$

alors que la probabilité de le trouver à l'instant t dans les autres modes est donnée par :

$$P(l, t) = \frac{\Gamma_l}{\Gamma_c + \Gamma_l} (1 - e^{-\Gamma t}) = \frac{\gamma}{F + \gamma} (1 - e^{-\Gamma t}) \quad (1.8)$$

On en déduit que la fraction β d'émission spontanée émise par le dipôle émetteur véhiculée par le mode de la cavité s'exprime comme :

$$\beta = \frac{P(c, t)}{P(c, t) + P(l, t)} = \frac{F}{F + \gamma} \quad (1.9)$$

Cette expression traduit le couplage préférentiel de l'émission spontanée au mode de la cavité en régime de forte exaltation du taux d'émission spontanée.

1.1.4 Dispositifs à émission spontanée contrôlée - Quelques exemples

Il ne s'agit pas ici d'établir une liste exhaustive des possibilités ouvertes par l'EQC dans l'ingénierie de dispositifs pour le traitement de l'information quantique ou la photonique.

Nous reviendrons un peu plus détails sur ce point dans le dernier chapitre de ce manuscrit et nous prendrons ici simplement deux exemples : les sources de photons uniques indiscernables et les lasers.

La génération de photons uniques repose en général sur l’excitation impulsionnelle d’un émetteur quantique fluorescent individuel. Celui-ci, initialement dans son état fondamental, est porté dans son état excité par l’impulsion excitatrice. Il émet ensuite spontanément, en se désexcitant vers son état fondamental, un photon et un seul à l’énergie de la transition. La plupart des réalisations expérimentales pour produire des photons un par un sont des variantes de cette idée de base et utilisent une grande variété d’émetteurs quantiques individuels, tels que des atomes individuels [10, 11], des ions piégés [12], des molécules à colorant [13, 14, 15], des centres colorés [16, 17, 18] ou bien des boîtes quantiques en semiconducteurs [19, 20, 21]. Les boîtes quantiques sont des nanostructures en semiconducteurs dans lesquelles les porteurs de charge sont confinés dans les trois directions de l’espace sur des distances inférieures à longueur d’onde de De Broglie au voisinage du gap. Electrons et trous ressentent fortement les effets du confinement tridimensionnel et adoptent des niveaux discrets d’énergie. Les boîtes quantiques, considérées en tant qu’objet quantique unique, suscitent un grand intérêt depuis quelques années et ont été utilisées pour la génération de photons uniques [19, 20, 21]. Qu’en est-il cependant de la pureté spectrale de ces photons ? Ces photons sont-ils indiscernables² ? Les boîtes quantiques utilisées comme sources de photons uniques sont situées dans un environnement avec lequel elles interagissent fortement (collisions avec les phonons, interactions électrostatiques...) si bien que des fluctuations aléatoires des niveaux d’énergie apparaissent au cours du temps avec un temps caractéristique donné par le temps de déphasage pur T_2^* . Ce temps T_2^* (de quelques dizaines à quelques centaines de ps au plus), est usuellement bien plus court que les durées T_1 d’émission d’un photon (de l’ordre de 1.5 ns) [22, 23], de sorte que la lumière rayonnée par les boîtes quantiques présente un élargissement spectral (donné par $2\hbar/T_2 = 2\hbar/T_2^* + \hbar/T_1$) qui n’est pas limité par la durée de vie. Ainsi, deux photons uniques séquentiellement émis par une boîte quantique sont “marqués” en énergie par les mécanismes déphasants dus à l’interaction avec l’environnement et sont donc a priori discernables. Cependant, le régime où le temps de cohérence est dominé par la durée de vie (i.e. $T_2 \simeq 2T_1$) est accessible par l’exploitation de l’accélération de l’émission spontanée, en insérant la boîte quantique dans une microcavité (telle que des cavités micropilier ou à cristaux photoniques). Les cavités optiques permettent de réduire la durée d’émission spontanée d’un facteur 20 à 30, de manière à ce qu’elle devienne plus courte que le temps caractéristique des fluctuations de l’environnement, augmentant ainsi l’indiscernabilité des photons séquentiellement émis [24, 25, 26]. De telles sources sont des briques indispensables dans le déploiement de dispositifs de distribution de clé quantique incluant des relais quantiques.

Outre dans le domaine de l’information quantique, la mise en oeuvre d’effets d’EQC pourrait jouer un rôle sur les performances de dispositifs optoélectroniques. Nous allons étudier plus en détail l’impact du contrôle de l’émission spontanée sur les lasers dans le paragraphe suivant.

1.2 Lasers à émission spontanée contrôlée

Dans un laser, l’émission spontanée dans le mode laser joue un rôle clef puisqu’elle sert à déclencher l’émission stimulée, tandis que l’émission spontanée dans les autres modes

²On dit de deux photons qu’ils sont indiscernables, dans la mesure où ni leurs propriétés intrinsèques (polarisation, énergie, profil temporel...) ni leurs trajectoires permettent de les distinguer après qu’ils se soient croisés.

dissipe inutilement de l'énergie. Dans les lasers à semiconducteur conventionnels à émission par la tranche, employés par les télécommunications optiques, la fraction utile β de l'émission spontanée véhiculée dans le mode laser est très faible, de l'ordre de 10^{-5} , et le courant injecté pour passer le seuil laser est d'autant plus élevé. Augmenter β devrait donc permettre de réduire le courant de seuil des lasers. Une stratégie pour augmenter β dans un laser monomode est l'exploitation de l'accélération de l'émission spontanée : dans ce régime, la fraction β d'émission spontanée canalisée dans le mode utile du composant devient $\beta = F/(F + \gamma)$; une accélération importante de la dynamique d'émission spontanée du milieu actif induit donc un couplage préférentiel de l'émission spontanée dans le mode laser. Parallèlement, plusieurs propositions indiquent que les effets de modifications de l'émission spontanée devraient permettre d'améliorer les performances des lasers en terme de fréquence de fonctionnement [27].

Dans la limite ultime $\beta = 1$ où toute l'émission spontanée serait couplée au mode laser, on parle alors de "laser sans seuil", bien qu'il existe néanmoins dans ce type de composant deux régimes de fonctionnement différents, l'un dominé par l'émission spontanée et l'autre dominé par l'émission stimulée.

Ces lasers à émission spontanée contrôlée ont fait l'objet de nombreuses études théoriques dans les années 1990 [27, 28] et ont fortement motivé les études des effets de QED dans les semiconducteurs. Depuis, quelques réalisations expérimentales ont pu confirmer, du moins qualitativement, les attendus théoriques. Afin de mieux cerner l'impact des effets de contrôle de l'émission spontanée sur les caractéristiques des lasers, revenons plus en détails sur les équations d'évolution décrivant le fonctionnant laser.

1.2.1 Equations d'évolution en présence d'un contrôle de l'émission spontanée

La description adoptée dans cette partie est destinée à dégager les paramètres élémentaires qui ont une influence sur le fonctionnement laser. Nous emploierons pour cela une approche s'appuyant sur des arguments phénoménologiques. Il est alors possible de décrire l'évolution des populations de porteurs et de photons comme un système couplé [29].

Dans nos expériences, le milieu actif sera formé d'un plan de boîtes quantiques semiconductrices d'InGaAs dans une matrice de GaAs refroidies à 4 K. En première approximation, le spectre des états électroniques des structures à boîtes quantiques peut se décomposer en trois domaines : la matrice de GaAs massif, le puits bi-dimensionnel ou couche de mouillage en InAs sur lequel repose la boîte et enfin la boîte elle-même. La matrice de GaAs est caractérisée par une densité d'états tridimensionnelle. Dans le puits quantique ultra-mince d'InAs (ou couche de mouillage), l'invariance par translation dans le plan des couches donne lieu à un quasi-continuum bi-dimensionnel pour les états électroniques délocalisés dans la couche de mouillage. Enfin, à l'intérieur de la boîte quantique, le confinement des électrons dans les trois directions de l'espace se traduit par un spectre discret des états électroniques. L'excitation optique non-résonante s'effectue dans la couche de mouillage. La relaxation des porteurs depuis la couche de mouillage vers les boîtes quantiques est très efficace et s'effectue sur des échelles de temps de l'ordre de quelques dizaines de ps. Après cascade non-radiative des porteurs injectés, il y a ainsi création de paires électron-trou sur les transitions optiques discrètes de la boîtes. Il existe plusieurs effets qui contribuent à réduire la fraction de porteurs initialement injectés dans la couche de mouillage qui relaxent dans les boîtes. Parmi ces effets, les principaux sont la durée de vie finie des porteurs dans la couche de mouillage et les mécanismes de recombinaisons non-radiatives dans la couche de mouillage (notamment aux interfaces et plus particulièrement sur les surfaces libres). Du fait de leur dispersion en taille, chaque boîte quantique possède une énergie de transition distincte avec un certain élargissement

homogène. De fait, seule une partie des dipôles optiques sera couplée au mode laser. Nous noterons η_i la fraction de porteurs injectés qui relaxent vers les transitions optiques “utiles” et N la densité de porteurs de charge piégés sur les transitions optiques “utiles”, i.e. couplées au mode laser. Les variations de la densité de porteurs seront alors gouvernées par quatres processus :

- La création de porteurs de charges par l’excitation (optique ou électrique dans la couche de mouillage) ;
- L’émission spontanée de lumière par recombinaison radiative des porteurs piégés dans la boîtes ;
- Les recombinaisons non-radiatives des porteurs piégés ;
- L’émission stimulée de lumière par recombinaison radiative des porteurs piégés.

Ainsi, l’équation d’évolution des porteurs peut s’écrire de la manière suivante :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV_N} - \left(\frac{N}{\tau_{nr}} + \frac{N}{\tau_{sp}} \right) - R_{st} \quad (1.10)$$

où $\eta_i I/q$ est le nombre d’électrons injectés par seconde dans la zone active et V_N est le volume du milieu actif. R_{st} désigne le taux d’émission stimulée.

Les photons sont créés par émission spontanée et stimulée, à partir des porteurs excités “utiles” dans la cavité, tandis qu’ils sont consommés soit par absorption soit par échappement hors de la cavité optique. Cependant, le volume V_P de la cavité vu par les photons et celui V_N vu par les porteurs sont différents puisque l’espace dans lequel les photons peuvent évoluer librement est bien plus important que pour les porteurs confinés de la zone active. Ainsi, en première approximation, le nombre de photons créé par unité de volume (par émission spontanée et stimulée) sera diminué d’un facteur V_N/V_P . Ce rapport des volumes d’occupation est généralement appelé le facteur de confinement Γ_{conf} . D’autre part, seule une fraction β de l’émission spontanée est couplée au mode utile du laser. Ainsi, si on note P la densité de photons véhiculés dans le mode laser, l’équation d’évolution des photons peut s’écrire :

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma_{conf} R_{st} + \Gamma_{conf} \beta \frac{N}{\tau_{sp}} - \frac{P}{\tau_P} \quad (1.11)$$

où τ_P est la durée de vie des photons P dans la cavité.

Dans ces équations, le terme R_{st} est le gain net de photons. Si l’on considère une densité de photons P entrant dans une portion de zone active d’épaisseur Δz , on obtient alors une augmentation ΔP de la densité de photons, qui peut s’exprimer en fonction du gain par unité de longueur g :

$$P + \Delta P = P e^{g\Delta z} \quad (1.12)$$

Si Δz est suffisamment petit, $\exp(g\Delta z) \approx (1 + g\Delta z)$. En utilisant aussi le fait que $\Delta z = v_g \Delta t$, où v_g est la vitesse de groupe, on trouve que $\Delta P = P g v_g \Delta t$. On obtient ainsi le terme de création de photons $\Delta P/\Delta t$ par émission stimulée :

$$R_{st} = v_g g P \quad (1.13)$$

Dans le semiconducteurs, le gain g est égal, en première approximation, à $a(N - N_{tr})$, où $a = \partial g/\partial N$ est le gain différentiel et N_{tr} est la densité de porteurs à la transparence. Ainsi, on peut réécrire les équation d’évolution des populations de photons et de porteurs par unité de volume sous la forme des équations couplées suivantes :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV_N} - \frac{N}{\tau_{nr}} - \frac{N}{\tau_{sp}} - v_g a (N - N_{tr}) P \quad (1.14)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma_{conf} v_g a (N - N_{tr}) P + \Gamma_{conf} \beta \frac{N}{\tau_{sp}} - \frac{P}{\tau_P} \quad (1.15)$$

Ce modèle sera suffisant pour déterminer l'impact du contrôle de l'émission spontanée dans les cavités lasers mais présente de nombreuses limitations. Nous n'en mentionerons ici que quelques unes. Tout d'abord, nous avons considéré un taux d'émission spontanée $1/\tau_{sp}$ constant pour tous les porteurs. Or du fait de leur distribution spectrale et spatiale aléatoire, les boîtes présenteront des désaccords spectraux et spatiaux distincts par rapport au mode laser et ne subiront pas avec la même amplitude l'accélération de leur émission spontanée par la cavité. Nous nous contentons ici de moyenniser ces différences pour aboutir à un taux d'émission spontanée "moyen" attribué à toutes les transitions optiques utiles. Parallèlement, nous négligeons ici les effets du taux de remplissage des boîtes et l'impact de la saturation des transitions optiques utiles à forte puissance. Enfin, la capture des porteurs par les boîtes quantiques est prise en compte mais pas le phénomène inverse d'émission thermoionique des boîtes quantiques vers les barrières. De façon générale, les effets thermiques ne sont pas introduits, alors que l'échauffement des structures microlaser est souvent non négligeable.

1.2.2 Impact sur le seuil laser

Avant de décrire l'impact du contrôle de l'émission spontanée sur le seuil laser, il convient de définir le seuil d'un laser. La définition classique conventionnelle du seuil correspond au taux de pompage tel que le gain net du mode par émission stimulée soit égal aux pertes optiques de la cavité. Une autre approche, dite quantique, définit le seuil comme la valeur de pompe telle que le nombre de photons moyens dans le mode laser soit égal à 1 [27].

Dans les lasers conventionnels macroscopiques, dans lesquels la fraction d'émission spontanée dans le mode laser est très faible, ces deux définitions coïncident. En effet, la définition "classique" du seuil se traduit alors par l'égalité $1/\tau_P = \Gamma v_g a(N_{th} - N_{tr})$, où N_{th} est la densité de porteurs au seuil laser. La définition "quantique" du seuil quant à elle impose $PV_P = 1$. Or, en régime stationnaire, l'équation d'évolution des photons devient :

$$0 = (\Gamma v_g a(N - N_{tr}) - \frac{1}{\tau_P})P + \Gamma\beta \frac{N}{\tau_{sp}} \quad (1.16)$$

En négligeant la contribution de l'émission spontanée ($\beta \ll 1$), le passage du seuil ($PV_P = 1$) se traduit alors à nouveau par l'égalité : $1/\tau_P = \Gamma v_g a(N_{th} - N_{tr})$. Le seuil au sens "classique" coïncide donc avec le seuil au sens "quantique". En revanche, dans les lasers à fort β , les approximations précédentes ne sont plus valables : on ne peut plus négliger l'impact de l'émission spontanée dans l'estimation du seuil et il apparaît alors une divergence entre les deux définitions. En effet, la condition "gain = pertes" qui donne le seuil au sens classique, revient à négliger la contribution de l'émission spontanée dans l'équation 1.16. Or en présence d'un contrôle de l'émission spontanée et d'un couplage efficace de l'émission spontanée au mode laser, cette approximation n'est plus valable. La définition classique du seuil ne peut donc plus être appliquée.

Déterminons alors la densité de porteurs et le courant d'injection au seuil suivant la définition quantique du seuil $PV_P = 1$. En régime stationnaire et au seuil, on a :

$$0 = \frac{\eta_i I_{th}}{qV_N} - \frac{N_{th}}{\tau_{nr}} - \frac{N_{th}}{\tau_{sp}} - v_g a(N_{th} - N_{tr}) \quad (1.17)$$

$$0 = \Gamma v_g a(N_{th} - N_{tr}) + \Gamma\beta \frac{N_{th}}{\tau_{sp}} - \frac{1}{\tau_P} \quad (1.18)$$

D'après les relations d'Einstein entre les coefficients A et B , le taux d'émission spontanée est égal au taux d'émission stimulée lorsque $PV_P \simeq 1$. En regard de l'équation d'évolution des photons, on en déduit que $v_g a = \beta V_P / \tau_{sp}$. En résolvant le système d'équations

précédent, on en déduit que la densité de porteurs N_{th} et le courant d'injection au seuil défini dans un cadre quantique ($PV_P = 1$) s'écrivent :

$$N_{th} = \frac{N_{tr}}{2} \left(1 + \frac{1}{\xi}\right) \quad (1.19)$$

$$I_{th} = \frac{q}{2\eta_i\beta\tau_{sp}} \left(\left(1 + \frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} + \beta\right) + \xi \left(1 + \frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} - \beta\right) \right) \quad (1.20)$$

où $\xi = N_{tr}V_N\beta\tau_P/\tau_{sp}$. Ce paramètre ξ peut être interprété comme le nombre de photons dans le mode laser au seuil de transparence ($N = N_{tr}$). Le taux d'inversion au seuil est alors défini comme :

$$\frac{N_{th} - N_{tr}}{N_{th}} = \frac{1 - \xi}{1 + \xi} \quad (1.21)$$

Lorsque $\xi > 1$, le taux d'inversion au seuil est négatif : le seuil est atteint pour des densités de porteurs N_{th} inférieures à la densité de porteurs à la transparence N_{tr} . On peut donc atteindre un régime laser sans qu'il y ait pour autant inversion de population. Remarquons que la définition classique du seuil $1/\tau_P = \Gamma av_g(N_{th} - N_{tr})$ ne prévoit pas un tel régime mais prédit au contraire que la transition vers l'émission stimulée s'accompagne nécessairement d'une inversion de population. Une stratégie possible pour la réalisation d'un tel laser sans inversion de population exploite les effets d'électrodynamique quantique en cavité : l'insertion du milieu actif dans une microcavité optique monomode de grand facteur de qualité a pour effet de rallonger τ_P qui est inversement proportionnel à Q , de réduire τ_{sp} par l'accélération de l'émission spontanée et d'accroître β . Dans nos expériences, τ_P et τ_{sp} sont du même ordre de grandeur, environ quelques dizaines de ps ; $N_{tr}V_N$ sera de l'ordre de quelques dizaines à la centaine et β de l'ordre de quelques 10^{-1} . Ainsi, il apparaît que le paramètre sans dimensions ξ devrait être de l'ordre de 1 voire supérieur à 1.

Outre la réalisation de lasers sans inversion de population, l'exaltation du taux d'émission spontanée et du couplage de l'émission spontanée au mode laser devrait permettre de diminuer le seuil de fonctionnement d'un laser (on a : $\partial I_{th}/\partial\beta < 0$). Ceci est illustré sur la figure 1.1 qui représente le nombre de photons dans la cavité en fonction de l'excitation pour différentes valeurs de β . L'expression analytique de ces caractéristiques peut être aisément déduite à partir du système d'équations d'évolution de photons et des porteurs en régime stationnaire sous la forme :

$$\frac{\eta_i I}{q} = \frac{1}{\beta\tau_P} \left(p \frac{1 + \xi}{1 + p} \left(1 + \frac{\tau_{sp}}{\tau_P} + \beta p\right) - \beta \xi p \right) \quad (1.22)$$

où $p = PV_P$ est le nombre de photons dans la cavité. Il apparaît nettement que la transition autour de $PV_P = 1$ a lieu pour des puissance d'excitation réduite lorsque β augmente. A faible β , ce passage depuis l'émission spontanée vers l'émission laser est marqué par une forte non-linéarité sur le nombre de photons, qui s'accroît fortement au dessus du seuil. Cette transition devient de moins en moins abrupte lorsque β augmente : le passage du seuil est moins marqué dans les lasers à fort β par rapport aux lasers conventionnels. Lorsque l'on trace les caractéristiques du laser en échelle logarithmique (voir Fig. 1.1), le passage du seuil se traduit par une marche abrupte et nette dans la caractéristique du laser de faible β . En revanche, lorsque le couplage de l'émission spontanée au mode laser devient plus efficace, l'amplitude de cette marche diminue et le passage du seuil s'étale sur une plage de puissance d'excitation plus importante. Dans la limite ultime $\beta = 1$, la caractéristique du laser en échelle logarithmique suit une droite : il n'y a pas de saut d'efficacité de conversion des photons de pompe en photon émis par la cavité. Cette caractéristique particulière a conduit à la notion de "laser sans seuil" [30], bien que

cette désignation soit abusive : nous n'avons pas ici un laser à seuil nul car et on peut toujours définir un courant de seuil d'après l'équation 1.20. A une puissance de pompe en dessous du seuil, le nombre moyen de photon émis est inférieur à 1, de sorte que le processus dominant est l'émission spontanée. Les photons émis sont incohérents. Par contre, pour une puissance de pompe nettement supérieure à la puissance seuil, le nombre de photons devient supérieur à l'unité. Dans ce cas, les photons émis par émission stimulée sont cohérents. Cette remarque a conduit dans les années 90 à une nouvelle définition du seuil, qui s'appuie sur la cohérence des photons émis [28].

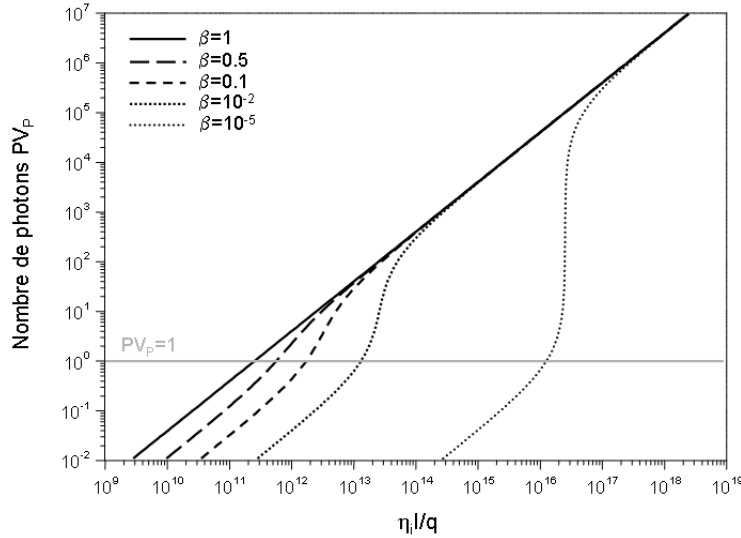


FIG. 1.1 – Courbes caractéristiques (nombre de photons en fonction de l'excitation) pour différentes valeurs de β . Dans ces simulations, nous avons supposé $N_{tr}V_N = 60$, $\tau_P = 4$ ps, $\tau_{sp} = 80$ ps et $\tau_{nr} = 10$ ns.

Dans cette approche [28], le seuil est déterminé à partir de la fonction de corrélation de second ordre du signal et par le facteur de Fano respectivement définis par :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\bar{p}^2 - \bar{p}}{\bar{p}^2} \quad (1.23)$$

$$F_{Fano} = \bar{p}(g^{(2)}(0) - 1) \quad (1.24)$$

où \bar{p} est le nombre moyen de photons dans la cavité. On s'appuie donc ici sur une analyse statistique du signal émis par le composant et le paramètre $g^{(2)}(0)$ mesure la cohérence du signal émis. Pour une lumière thermique ou chaotique, $g^{(2)}(0) = 2$ et pour une source Poissonienne (cohérente), $g^{(2)}(0) = 1$. Ainsi, pour un laser opérant bien en dessous du seuil sur un état thermique faiblement excité ($\bar{p} \simeq 0$), la fonction de corrélation de second ordre $g^{(2)}(0)$ vaut 2 et le facteur de Fano F_{Fano} tend vers 0. Lorsque le dispositif opère bien au dessus du seuil, $g^{(2)}(0)$ vaut 1 et le facteur de Fano F_{Fano} tend de nouveau vers 0. En revanche, dans les lasers conventionnels, le passage de seuil se traduit par un pic étroit du facteur de Fano en fonction de la puissance de pompe et une chute abrupte de $g^{(2)}(0)$ qui passe de la valeur 2 à 1 au seuil. Ces fluctuations importantes dans la région du seuil sont représentatives d'une transition de phase. Lorsque le couplage de l'émission spontanée vers le mode laser augmente, ce pic du facteur de Fano diminue (son amplitude

est proportionnelle à $1/\sqrt{\beta}$) et a lieu sur une plage de puissance d'excitation plus étendue (cette plage de puissance correspondant au passage du seuil est proportionnelle à $\sqrt{\beta}$). De même, la réduction au passage du seuil de la fonction de corrélation de second ordre en fonction de la puissance de pompe n'est plus abrupte mais s'effectue de façon plus lente sur un domaine plus large de puissance. On peut montrer que cette définition statistique du seuil à partir du facteur de Fano peut ne pas coïncider avec la définition quantique "un photon dans le mode laser", et ce notamment lorsque $\tau_P \gg \tau_{sp}$ [28]. Nous ne serons pas dans cette configuration et pourrons donc a priori utiliser ces deux définitions pour caractériser le seuil de nos lasers.

1.2.3 Impact sur la dynamique

La mise en oeuvre d'effets QED dans les lasers laisse aussi entrevoir la possibilité d'accroître la bande de modulation directe du composant, à la fois sous le seuil et au dessus du seuil [27]. Sous le seuil, la vitesse de modulation est limitée par la durée de vie de l'émission spontanée; en exaltant le taux d'émission spontanée par des effets de cavité, on peut donc accroître cette vitesse de modulation. La limite ultime sera alors donnée par le temps de capture des porteurs dans le milieu actif. En revanche au dessus du seuil, plusieurs paramètres peuvent affecter la bande de modulation directe; parmi les paramètres pouvant limiter, citons le taux de déclin de la cavité ou bien le taux d'émission stimulée. La limitation à des modulations rapide proviendra principalement du processus le plus lent. Afin de mieux cerner l'impact des différents paramètres, dérivons la fréquence de modulation directe du laser à partir des équations d'évolution des porteurs et des photons.

Quand on veut connaître le comportement dynamique d'un laser lorsqu'on impose une légère perturbation au système (telle qu'une modulation du courant d'injection), on doit mener l'analyse des équations d'évolution en conservant les dérivées par rapport au temps. Une résolution analytique complète d'un tel système d'équations ne peut être faite et il est donc nécessaire de procéder à quelques approximations. Nous supposons que les variations induites par la perturbation sur les densités de porteurs et de photons par rapport à leur état stationnaire, sont faibles. Nous considérerons d'autre part que les variables dépendantes du temps sont I , N , P et g . Nous écrirons alors ces variables comme la somme d'une constante (valeur atteinte en régime stationnaire) et d'une partie variable de faible amplitude relative par rapport à la partie constante stationnaire. Ces seconds termes variables et fonction du temps seront notées : $dI(t)$, $dN(t)$, $dP(t)$ et $dg(t)$. Dans ce contexte, les équations d'évolution des densités de porteurs et de photons s'écrivent [29] :

$$d\left(\frac{dN}{dt}\right) = \frac{\eta_i}{qV_N}dI - \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{nr}}\right)dN - v_g g dP - v_g P dg \quad (1.25)$$

$$d\left(\frac{dP}{dt}\right) = \left(\Gamma v_g g - \frac{1}{\tau_P}\right)dP + \Gamma v_g P dg + \Gamma \frac{\beta}{\tau_{sp}}dN \quad (1.26)$$

En revenant à l'expression du gain $v_g g = \beta V_P (N - N_{tr})/\tau_{sp}$, on peut exprimer dg comme $\beta V_P dN/\tau_{sp}$. De plus, en régime stationnaire, $(\Gamma v_g g - 1/\tau_P)P = -\Gamma \beta N/\tau_{sp}$. En tenant compte de ces deux égalités, on peut ré-exprimer les équations différentielles précédentes sous forme matricielle de la façon suivante :

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} dN \\ dP \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{NN} & \gamma_{NP} \\ \gamma_{PN} & \gamma_{PP} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dN \\ dP \end{pmatrix} + \frac{\eta_i}{qV_N} \begin{pmatrix} dI \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

avec :

$$\gamma_{NN} = -\left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{\beta}{\tau_{sp}}PV_P\right) \quad (1.28)$$

$$\gamma_{NP} = -\left(\frac{1}{\Gamma\tau_P} - \frac{\beta}{\tau_{sp}}\frac{N}{P}\right) \quad (1.29)$$

$$\gamma_{PN} = \frac{\Gamma\beta}{\tau_{sp}}(1 + PV_P) \quad (1.30)$$

$$\gamma_{PP} = -\frac{\Gamma\beta}{\tau_{sp}}\frac{N}{P} \quad (1.31)$$

Pour obtenir la réponse faibles signaux $dN(t)$ et $dP(t)$ à une modulation sinusoïdale de courant $dI(t)$, nous supposons que les solutions sont de la forme $dX(t) = X_c e^{j\omega t}$ avec X_c constante et $X = I, N, P$. On obtient alors :

$$\begin{pmatrix} \gamma_{NN} - j\omega & \gamma_{NP} \\ \gamma_{PN} & \gamma_{PP} - j\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dN \\ dP \end{pmatrix} = -\frac{\eta_i}{qV_N} \begin{pmatrix} dI \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Le déterminant de cette matrice est donnée par : $\Delta = \gamma_{NN}\gamma_{PP} - \gamma_{NP}\gamma_{PN} - \omega^2 + j\omega(\gamma_{NN} + \gamma_{PP})$ et la fréquence de résonance ω_R satisfait l'égalité suivante :

$$\omega_R^2 = \gamma_{NN}\gamma_{PP} - \gamma_{NP}\gamma_{PN} \quad (1.33)$$

$$= \frac{\beta}{\tau_{sp}\tau_P}PV_P + \frac{\beta}{\tau_{sp}\tau_P} + \frac{\Gamma\beta}{\tau_{sp}^2}\frac{N}{P}\left(1 + \frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} - \beta\right) \quad (1.34)$$

Cette dernière équation nous indique que la fréquence de modulation aux petits signaux dépend de la durée de vie des photons dans la cavité τ_P et du nombre de photons dans la cavité PV_P . Ainsi, afin d'augmenter la vitesse de modulation, une solution consiste à augmenter le nombre de photons en augmentant la puissance de pompe. En pompant fortement le laser, le processus d'émission stimulée devient plus rapide et la fréquence de modulation du composant devient limitée par la durée de vie du photon dans la cavité. Toutefois, en augmentant la puissance de pompe, on accroît le risque d'impact des effets thermiques voire de dommages irréversibles du composant. Jusqu'à présent, cette approche a permis d'atteindre des fréquences de modulation directe supérieures à 20 GHz dans les lasers à boîtes quantiques [31]. Une autre stratégie pour accroître la vitesse de modulation utilise les effets de cavité. L'expression de la fréquence de modulation nous indique qu'elle est aussi fonction du taux d'émission spontanée τ_{sp} et du taux de couplage de l'émission spontanée au mode laser. En réduisant τ_{sp} et en augmentant β par le contrôle de l'émission spontanée, on peut ainsi augmenter la bande passante de modulation directe. Ceci a déjà été démontré expérimentalement à partir de lasers à cristaux photoniques contenant des puits quantiques, avec des fréquences de modulation directe supérieures à 100 GHz [32].

1.2.4 Impact sur les caractéristiques spectrales

Dans la présentation des équations d'évolution des densités de porteurs et de photons, nous avons introduit le paramètre τ_P défini comme la durée de vie du photon émis dans le mode de la cavité. En l'absence de sources, l'évolution de la densité de photon P prend la forme d'une exponentielle décroissante avec un temps caractéristique τ_P et la largeur à mi-hauteur $\Delta\omega_C$ du mode de la cavité est égale à $1/\tau_P$. Cette largeur spectrale correspond à ce que l'on appelle la largeur de la cavité froide et est reliée au facteur de qualité du résonateur par $Q = \omega_C/\Delta\omega_C$, où ω_C est la pulsation de résonance du mode optique.

En revanche, si on inclue la contribution de l'émission stimulée, on peut encore écrire l'évolution de la population de photons comme une exponentielle décroissante mais cette fois le temps caractéristique s'écrit de la manière suivante :

$$\frac{1}{\tau'_p} = \frac{1}{\tau_p} - \Gamma v_g g = \frac{1}{\tau_p} \left(1 - \xi \left(\frac{N}{N_{tr}} - 1 \right) \right) \quad (1.35)$$

Et la largeur à mi-hauteur devient :

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau'_p} = \frac{1}{\tau_p} \left(1 - \xi \left(\frac{N}{N_{tr}} - 1 \right) \right) \quad (1.36)$$

En dessous du seuil ($N \simeq 0$), on obtient :

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau'_p} = \frac{1}{\tau_p} (1 + \xi) \quad (1.37)$$

C'est la largeur de la cavité froide, avec un milieu absorbant dans le résonateur. En revanche, au dessus du seuil et en régime stationnaire, on a :

$$\frac{1}{\tau_p} - \Gamma v_g g = \frac{\beta\Gamma N}{\tau_{sp} P} \quad (1.38)$$

Et la largeur à mi-hauteur vaut donc $\beta\Gamma N/(\tau_{sp}P)$. On retrouve ici le comportement de la largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance de pompe prévu par la formulation de Schalow-Townes. Comme la densité de photons croît plus rapidement que la densité de porteurs lorsqu'on augmente la puissance de pompe au dessus du seuil, la largeur de raie diminue avec la puissance d'excitation. Notons toutefois que cette expression est incomplète. Cette largeur doit être multipliée par $(1 + \alpha_H^2)$ où α_H est le facteur de Henry. Nous avons en effet ignoré le couplage entre le gain et l'indice de réfraction au sein du milieu actif. Le comportement de la largeur de raie du laser au dessus du seuil peut alors être tout différent. De plus, elle ne s'applique que sous excitation continue.

Remarquons d'autre part que la largeur de raie à transparence $\Delta\omega_C = 1/\tau_P$ diffère de la largeur à mi-hauteur au seuil :

$$\Delta\omega_{th} = \frac{1}{\tau_p} \left(\frac{1}{2} + \frac{\xi}{2} \right) \quad (1.39)$$

Dans les lasers sans inversion de population ($\xi > 1$), la largeur de raie au seuil sera supérieure à la largeur de raie de la cavité froide obtenue au seuil de transparence. On ne peut donc dans ce contexte déduire le facteur de qualité de la cavité optique par une mesure de la largeur de raie au seuil.

1.2.5 Réalisation de lasers à émission spontanée contrôlée

Nous venons de dégager les paramètres clés pour réaliser des lasers à émission spontanée contrôlée. Le paramètre clé impactant à la fois le seuil et la dynamique est le facteur β qui décrit le couplage de l'émission spontanée au mode laser. Rappelons l'expression de ce paramètre :

$$\beta = \frac{F}{F + \gamma} \quad (1.40)$$

Une stratégie pour accroître β repose sur l'ingénierie de structures photoniques telles que $\gamma = 0$, sans pour autant affecter la dynamique d'émission spontanée $F \simeq 1$. C'est le cas

par exemple de guides à cristaux photoniques sur membranes, consistant en une rangée de trous manquants dans un cristal photonique bi-dimensionnel parfait (on parle de guide W1) [33]. Toutefois, rappelons que la fréquence de modulation directe est inversement proportionnelle à τ_P et que le paramètre ξ est proportionnel au rapport τ_P/τ_{sp} . Or dans ces structures, τ_{sp} n'est pas modifié par l'environnement électromagnétique et τ_P est très court (par rapport à τ_{sp}). De telles structures ne permettront pas ni la réalisation de laser sans inversion de population ni la réalisation de laser à très grande bande de modulation directe. Il est donc nécessaire de recourir à des effets de cavité. Idéalement, il conviendrait d'isoler le milieu actif dans une structure monomode, sans couplage aucun à un continuum d'autres modes de "fuites". Les cavités à cristaux photoniques tridimensionnelles satisfont théoriquement ces contraintes mais restent néanmoins très difficiles encore à réaliser. Fort heureusement, on peut ici se contenter d'utiliser des cavités optiques "imparfaites", présentant un mode fondamental résonnant de grand facteur de qualité et de faible volume modal auquel se superposent d'autres modes de type "espace libre" susceptibles de se coupler au milieu actif. La présence de la cavité permet d'accroître τ_P et de mettre en oeuvre des effets d'exaltation du taux d'émission spontanée qui diminuent τ_{sp} et augmentent β . Toutefois, le choix du matériau actif et du résonateur optique n'est pas laissé au hasard. Nous allons décrire dans la partie suivante les options que nous avons adoptées.

1.3 Le milieu actif : un plan de boîtes quantiques auto-assemblées

Rappelons qu'il est souhaitable pour réaliser des lasers sans inversion de population d'utiliser un milieu actif de faible volume. D'autre part, le milieu actif doit pouvoir être aisément inséré dans une microcavité optique et être soumis à des effets de cavité importants. De ce point de vue, les boîtes quantiques présentent de nombreux avantages.

1.3.1 Croissance et topologie

Les boîtes quantiques auto-assemblées sont des îlots de semiconducteurs (InAs dans nos travaux) de taille nanométrique isolés dans une matrice d'un semiconducteur de plus grand gap (GaAs dans ce travail de thèse) et qui piègent les porteurs de charge dans les trois directions de l'espace. Elles se forment pendant la croissance en régime Stranski-Krastanov du matériau semiconducteur (ici l'InAs) sur un substrat (en GaAs dans notre cas). Ce mode de croissance repose sur le désaccord de paramètres de maille des deux matériaux, qui est de 7% pour le système InAs-GaAs (de paramètres de maille de 6.058 et 5.653Å pour l'InAs et le GaAs, respectivement). Il débute par une croissance d'une couche bi-dimensionnelle d'InAs mais le désaccord de maille induit une contrainte dans le plan de la couche dont l'énergie augmente avec l'épaisseur. Au delà d'une certaine épaisseur critique (ici 1,7 monocouches), la contrainte accumulée dans le matériau InAs relaxe localement de manière spontanée et entraîne un changement morphologique en passant d'un mode de croissance 2D à un mode de croissance 3D. Cette croissance conduit alors à la formation d'îlots tridimensionnels au dessus d'une couche bi-dimensionnelle d'InAs dite "couche de mouillage". Une fois recouverts d'une seconde couche de protection en GaAs, ces îlots prennent la forme d'une lentille, d'une épaisseur selon l'axe de croissance d'environ 3 nm et de dimensions latérales environ 20 nm.

Lors de la croissance, les boîtes se répartissent de manière aléatoire. Seules leur densité, leur forme et leur composition peuvent dans une certaine mesure être contrôlées en modifiant les conditions de croissance. La densité peut ainsi varier de 10^8 à quelques 10^{10} cm^{-2} .

La taille des boîtes est néanmoins variable, avec des fluctuations relatives respectivement de 15% à 5% environ.

1.3.2 Spectres électronique et optique

En première approximation, le spectre des états électroniques de ces objets comporte trois parties : le continuum tridimensionnel de la matrice de GaAs massif, un quasi-continuum bi-dimensionnel pour les états électroniques délocalisés dans la couche de mouillage et enfin un spectre discret d'états électroniques au sein de la boîte. Plus précisément, les boîtes quantiques forment un puits de potentiel quantique de type I dans les trois directions de l'espace : le gap de l'InAs non contraint est de 0,418 eV contre 1,51 eV pour le GaAs à 4K. Le fort confinement des porteurs de charge (électrons et trous) dans le puits se traduit par une discrétisation des niveaux d'énergie. Ce confinement en énergie des porteurs varie selon les dimensions des boîtes. La séparation en énergie entre le premier état confiné dans la boîte quantique et le quasi-continuum de la couche de mouillage (dont le gap est d'environ 1,41 eV à 4K du fait des fortes contraintes) est de l'ordre de la centaine de meV pour les états de conduction, et de quelques dizaines de meV pour ceux de valence, valeurs largement supérieures à l'énergie thermique à basse température ($kT \simeq 0,34$ meV à 4K). Les porteurs de charge, électrons et trous, sont donc piégés dans la boîte. Les états liés de différentes symétries sont alors repérés suivant une nomenclature analogue à celle de la physique atomique : états S , états P ,...

L'étude en photoluminescence à basse température et à basse puissance d'excitation d'un plan de boîtes quantiques montre une émission large (environ 50 meV) centrée autour de 1,2 – 1,3 eV [4]. Les porteurs photocréés dans la matrice de GaAs ou dans la couche de mouillage relaxent de manière très efficace sur des échelles de temps de l'ordre de quelques dizaines de ps vers les niveaux fondamentaux d'électron et de trou des boîtes quantiques puis se recombinent. La recombinaison des paires électrons-trous piégées dans le boîte s'effectue essentiellement de manière radiative à basse température : l'efficacité quantique des boîtes quantiques est proche de 1 et le temps de déclin de la photoluminescence, de l'ordre de la nanoseconde, correspond au temps de vie radiatif des paires électron-trou sur l'état fondamental des boîtes. La recombinaison à basse température est essentiellement radiative pour plusieurs raisons : le confinement électronique est suffisant pour limiter l'impact de l'émission thermoionique des porteurs vers la couche de mouillage; les porteurs confinés dans un puits tridimensionnels ne sentent pas les défauts (en volume ou en surface) de l'ensemble de la structure, tels que les interfaces de gravure ou bien les éventuelles dislocations... L'élargissement de photoluminescence n'est pas un élargissement homogène mais inhomogène, dû à la dispersion en taille des boîtes quantiques. En effet, la position des niveaux des boîtes dépend fortement de leur géométrie et l'élargissement de la photoluminescence reflète la distribution de taille et donc d'énergie de la transition fondamentale des boîtes. A plus forte puissance de pompe, le spectre s'élargit vers les hautes énergies : on sature les transitions fondamentales des boîtes et on commence à peupler les transitions excitées des boîtes.

1.3.3 Les boîtes quantiques pour la réalisation de lasers

La réduction de dimensionnalité et la discrétisation de la densité d'états électroniques dans les boîtes quantiques présagent de l'intérêt d'utiliser des boîtes quantiques plutôt que des puits quantiques comme milieu actif dans la réalisation de lasers semiconducteurs. Les principales attentes concernent notamment un abaissement du seuil laser, une faible sensibilité à la température, un gain différentiel plus élevé et une réduction du chirp.

Il a été en effet prédit et démontré que réduire la dimensionnalité du milieu actif permet

de diminuer le courant de seuil [34, 35]. Cette réduction du seuil attendue dans les lasers à boîtes quantiques provient essentiellement de la réduction du seuil à transparence. En effet, pour obtenir le régime d'émission stimulée dans un laser semiconducteur conventionnel, il faut inverser la population entre la bande de valence et de conduction. Cette inversion de population a lieu au seuil de transparence. A partir de ce seuil, l'inversion de population est atteinte, l'émission stimulée devient prépondérante et l'émission laser est possible. Or, le seuil de transparence est atteint avec une seule paire électron-trou dans les lasers à boîtes, alors qu'un nombre plus grand de porteurs est nécessaire pour les puits quantiques. Ainsi, le courant à la transparence dans un laser à boîtes quantiques devrait être faible en comparaison à celui d'un laser à puits quantiques. Théoriquement, on s'attend à ce que les densités de courant de seuil dans les lasers à boîtes soient de l'ordre de 2 A.cm^{-2} , contre environ 50 A.cm^{-2} dans les lasers à puits quantiques. A ce jour, une densité de courant de seuil de l'ordre de 20 A.cm^{-2} a été obtenue pour un laser à boîtes quantiques par Liu et coll. en 2000. Cette valeur est légèrement inférieure aux plus faibles densités de courant de seuil actuelles des meilleurs lasers à puits quantiques.

Un autre aspect important des lasers à semiconducteur est la variation de leur courant de seuil avec la température. On utilise pour décrire cette évolution la notion de température caractéristique, notée T_0 définie comme : $I_{th}(T) = I_{th0}e^{T/T_0}$. Plus T_0 est élevé, moins la densité de courant de seuil varie avec la température. Dans la limite ultime où T_0 est infini, le seuil est insensible à la température de fonctionnement. L'insensibilité du courant de seuil à la température a deux origines distinctes : la séparation des niveaux d'énergie d'une part et la localisation spatiale des porteurs d'autre part. La continuité des états d'énergie dans les bandes pour un laser à puits quantiques rend ses caractéristiques, notamment son courant de seuil, très sensibles à la température. Puisque les porteurs ont accès à un continuum d'état, leur distribution parmi ces états change en fonction de la température et donc le gain varie. Dans un laser à boîtes quantiques au contraire, si la séparation énergétique entre les niveaux est plus grande que kT , la population des niveaux et donc la courbe de gain ne changent pas en fonction de la température. D'autre part, dans les puits quantiques, lorsque la température est augmentée, les porteurs acquièrent une énergie qui les rend mobiles dans le plan du puits et augmente la probabilité qu'ils rencontrent des centres de recombinaison non-radiatives, notamment le long de flancs gravés. Ces pertes de paires électron-trou, par recombinaisons non radiative, induisent une augmentation du courant de seuil. En revanche, les boîtes quantiques se comportent comme des pièges tridimensionnels pour les porteurs, localisant les porteurs dans un espace réduit. Elles procurent donc une relative immunité aux phénomènes non-radiatifs et par conséquent une stabilité accrue de la densité de courant de seuil vis-à-vis de la température. Expérimentalement cependant, des valeurs élevées de T_0 n'ont été obtenues qu'à basse température [34]. Pour des températures supérieures à 100K environ, la valeur de T_0 se réduit considérablement. Ce comportement s'explique par le remplissage de niveaux excités au sein des boîtes par agitation thermique qui conduit à une variation de la courbe de gain, associé à l'émission thermionique des porteurs vers la couche de mouillage où ils sont susceptibles de se recombinaison non-radiativement. En saturant les niveaux des trous par un dopage p , des améliorations ont pu être apportées à température ambiante, avec des valeurs de T_0 observées d'environ 1000 K [36, 31, 37].

Une autre conséquence naturelle de la réduction de dimensionnalité serait l'augmentation du gain différentiel. Plus ce gain différentiel est important (plus le gain varie vite avec la densité de porteurs), plus vite la structure répond à toute excitation, permettant ainsi de moduler directement le laser à de hautes fréquences. Cependant, la vitesse de modulation directe reste souvent limitée par la dynamique lente des porteurs depuis la couche de mouillage et les états excités. Ainsi, la fréquence de modulation directe atteint aujourd'hui au plus environ 20 GHz [37, 38], même ordre de grandeur que la bande passante de

modulation directe que les lasers à puits quantiques.

Enfin, un autre paramètre important lorsque l'on désire moduler un laser est l'amplitude du chirp (ou facteur de Henry α_H [39]), qui se manifeste par une modification de la longueur d'onde d'émission lors de la modulation en courant. Cet effet est relié au couplage entre la partie réel et imaginaire de l'indice de réfraction du milieu : une variation du gain (suite à une variation de l'injection par exemple) conduit à une variation de l'indice de réfraction, ce qui modifie la phase du mode optique de la cavité et de la même façon, la longueur d'onde d'émission. Un chirp nul (ou un facteur de Henry faible) permettrait de moduler le laser sans une variation néfaste de la longueur d'onde d'émission. Dans les lasers à puits quantiques, le facteur de Henry est de l'ordre de 2–3 pour les structures optimisés. En revanche, dans les boîtes quantiques présentant un spectre d'absorption idéal symétrique, on s'attend à observer un facteur de Henry proche de zéro. Il convient d'être prudent dans l'analyse des valeurs de facteurs de Henry rapportées dans la littérature sur les boîtes quantiques, notamment concernant la technique de mesure employée mais aussi sur les puissances d'excitation. Ainsi, les faibles valeurs du facteur de Henry, d'environ 0.1, sont en général obtenues sous le seuil laser. Au delà du seuil, ces valeurs sont souvent bien plus élevées et s'avèrent supérieures à celles mesurées dans les structures à puits quantiques. Une des raisons est la trop grande proximité entre l'état fondamental et les états de plus haute énergie tel que les premiers états excités de boîtes quantiques et la couche de mouillage.

Si les promesses de boîtes quantiques en tant que milieu actif dans la réalisation de laser par rapport aux puits quantiques n'ont pas encore été vraiment confirmées, ces nano-émetteurs restent néanmoins des émetteurs de choix, voire l'émetteur semiconducteur incontournable, pour la mise en oeuvre d'effets d'ElectroDynamique Quantique en Cavité.

1.3.4 Les boîtes quantiques pour l'Electrodynamique Quantique en Cavité

La mise en oeuvre d'effets d'EQC requiert l'insertion d'un milieu émetteur dans une microcavité optique. De ce point de vue, les émetteurs semiconducteurs présentent l'avantage majeur de pouvoir être aisément intégrés dans un résonateur optique (notamment au cours de la croissance de la structure) et de pouvoir bénéficier des technologies avancées développées pour la micro-électronique et l'optoélectronique afin de réaliser la microcavité. Les émetteurs "traditionnels" en physique des semiconducteurs (puits quantiques, matériaux massifs) ont cependant souvent une largeur homogène trop grande pour mettre en oeuvre des effets d'exaltation du taux d'émission spontanée. D'autre part, les propriétés de luminescence de ces émetteurs peuvent être dégradées par la présence de défauts non-radiatifs, notamment le long des surfaces gravées des cavités optiques. Cette dégradation est d'autant plus importante que le volume modal de la cavité est réduit. Enfin, ils ont des coefficients d'absorption élevés, qui dégradent la qualité optique de la cavité tant que la transparence n'est pas atteinte.

Les boîtes quantiques quant à elles présentent une largeur inhomogène très importante, mais une largeur homogène très faible. Leurs coefficients d'absorptions sont très faibles et leur rendement de luminescence est proche de l'unité à basse température, même dans un échantillon gravé. Elles sont donc un émetteur de choix pour la mise en oeuvre d'effets d'EQC dans les semiconducteurs. Elles ont d'ailleurs permis en 1998 la première démonstration de l'accélération de l'émission spontanée dans les semiconducteurs [7] : les boîtes quantiques étaient alors isolées dans une cavité micropilier, dont la présence permettait une exaltation du taux d'émission spontanée d'un facteur 5 [8, 9]. Plus récemment, une inhibition d'un facteur 5 a pu être observé, par le recours à un ensemble de boîtes en cavité à cristal photonique. L'accélération de la dynamique d'émission spontanée a aussi pu être

observée sur boîte quantique unique, avec des accélérations de l'ordre d'un facteur 10 à 30 environ [25, 26, 24]. Parallèlement, le couplage fort entre une boîte quantique unique et une microcavité optique a été observé [40, 41, 42].

1.4 Le résonateur optique : les cavités à cristaux photoniques sur membrane

Pour mettre en jeu des effets d'EQC, il convient de réaliser des cavités de grand facteur de qualité Q et de faible volume modal V . Ceci permet d'augmenter τ_P , de réduire τ_{sp} et d'accroître β . Dans le domaine des semiconducteurs, deux mécanismes de confinement de la lumière sont principalement utilisés pour réaliser des microcavités : le mécanisme de réflexion interne totale et les processus interférentiels dans des milieux structurés.

1.4.1 Stratégies de confinement de la lumière

Deux stratégies sont usuellement employées pour confiner la lumière : le mécanisme de réflexion interne totale et les processus interférentiels dans les milieux avec structuration de l'indice.

Si l'on considère un empilement de deux couches diélectriques avec des indices de réfraction distincts, en optique géométrique, une onde plane se propageant dans le diélectrique de plus haut indice peut être totalement réfléchi si son angle d'incidence par rapport à la normale est supérieur à un certain angle critique θ_c (voir Fig. 1.2 gauche). Pour une interface air/diélectrique, l'application de la loi de Snell-Descartes nous donne $\theta_c = \arcsin(1/n)$, où n est l'indice du diélectrique.

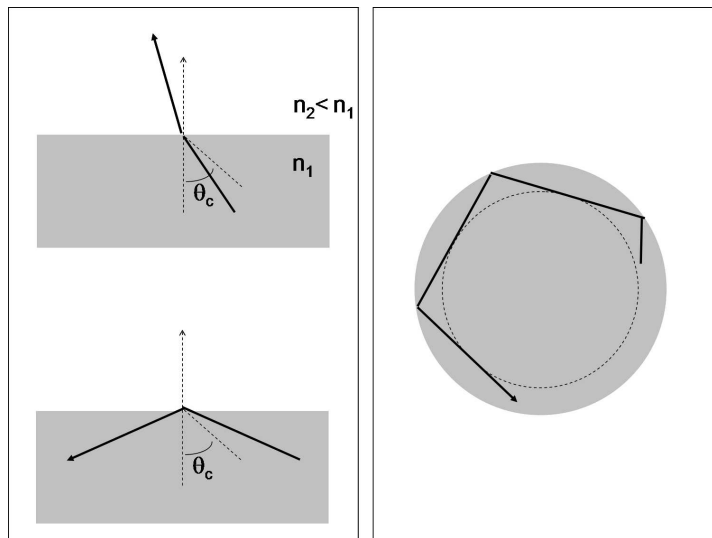


FIG. 1.2 – A gauche : principe de confinement par réflexion totale interne dans un milieu d'indice de réfraction n_1 entouré d'un milieu d'indice $n_2 < n_1$ (En haut, le rayon d'angle d'incidence inférieur à l'angle critique est transmis ; en bas, le rayon d'angle d'incidence supérieur à l'angle critique est réfléchi). A droite : principe du confinement des modes de galerie

Les modes confinés dans la région de plus haut indice sont des modes dont le vecteur d'onde est en chaque point de l'interface supérieure à l'angle critique de réflexion totale interne. Ces derniers sont décrits comme des ondes propagatives dans le diélectrique de fort indice et comme étant des ondes évanescentes dans le diélectrique de plus faible indice. En exploitant ce phénomène, on peut confiner la lumière dans une, deux ou trois directions de l'espace pour fabriquer des guides et des cavités.

L'exemple le plus simple de structure guidante utilisant la réflexion totale interne est le guide diélectrique planaire. Il est composé d'une couche de diélectrique de fort indice entourée de part et d'autre de deux couches de diélectrique de plus faible indice de réfraction. Le mode se propageant dans la couche de fort indice n'est guidé que si il remplit deux conditions. La première étant que l'angle d'incidence de son vecteur d'onde doit être supérieur à l'angle critique à l'interface des deux diélectriques. La seconde étant que les ondes planes associées aux rayons incidents et réfléchis doivent interférer de façon constructive. En effet, le mode guidé dans la membrane est caractérisé entre autres par son vecteur d'onde, k_{\parallel} , dans le plan des couches. Ce mode pourra éventuellement se coupler au continuum radiatif dans l'espace libre hors de la membrane si $k_{\parallel} < \omega/c$. La ligne définie par l'égalité $k_{\parallel} = \omega/c$ est appelé ligne de lumière; elle délimite un cône dans l'espace des k . En dessous de ce cône, le mode est guidé. Il est également possible de réaliser des cavités en utilisant ce mécanisme de réflexion interne totale. C'est notamment le cas des résonateurs à modes de galerie (voir Fig. 1.2 droite). Différentes géométries sont possibles mais il s'avère que la manière dont s'établissent les modes est très similaire d'une structure à l'autre. A chaque "rebonds" aux interfaces, l'angle d'incidence est conservé du fait de l'invariance par rotation de la cavité. Le trajet du photon repasse donc un grand nombre de fois par le même point. Le retour en phase après chaque tour donne lieu à des interférences constructives. Parmi les exemples de cavités à modes de galerie, citons les microdisques, les microtores ou bien les microsphères. Dans la technologie des semiconducteurs III-V, les facteurs de qualité des cavités microdisques d'un diamètre de l'ordre de $1-10 \mu\text{m}$ sont de l'ordre de $10^4 - 10^5$ pour des volumes modaux de quelques $(\lambda/n)^3$ (avec n : indice de réfraction du matériau de fort indice et λ la longueur d'onde du mode dans l'espace libre) [43, 44].

Une autre stratégie pour confiner la lumière utilise les phénomènes d'interférence lorsqu'une onde se propage dans un milieu structuré. On appelle cristal photonique toute structure photonique présentant une structuration de l'indice de réfraction sur une échelle de l'ordre de la longueur d'onde.

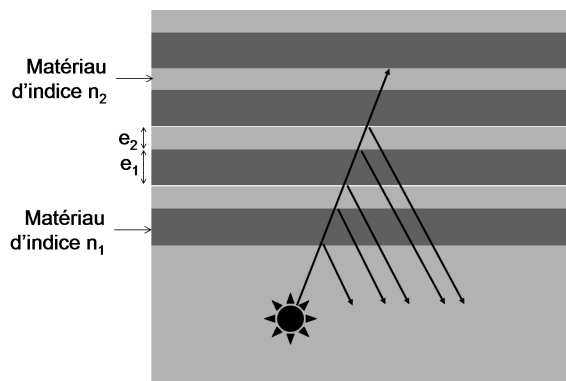


FIG. 1.3 – Schéma de réflexions multiples successives aux interfaces d'un empilement périodique de deux diélectriques d'indice de réfraction différents

Cette structuration peut se faire dans une dimension (on parle de miroir de Bragg), dans deux dimensions (on parle de cristal photonique bi-dimensionnel) ou trois dimensions de l'espace (on parle de cristal photonique tri-dimensionnel). Par souci de simplicité, nous limiterons notre propos ici au cas uni-dimensionnel pour comprendre l'origine du confinement. Pour cela, considérons un empilement de Bragg avec une couche plane de diélectrique 1 d'épaisseur e_1 et d'indice de réfraction n_1 et une autre couche d'un diélectrique 2 d'épaisseur e_2 et d'indice de réfraction n_2 (voir Fig. 1.3). La période est $e = e_1 + e_2$ dans la direction de l'empilement.

Considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde k_i ($i = 1, 2$) qui se propage à incidence normale dans un miroir de Bragg. A chaque interface, l'onde subit une réflexion. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est $2k_i e_i$. Tant que $2k_i e_i$ est très différent de 2π , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Par contre, lorsque k_i se rapproche de π/e_i , les ondes réfléchies sont en phase. Ainsi, si pour une certaine longueur d'onde λ , les épaisseurs sont telles qu'elles vérifient $n_1 e_1 = n_2 e_2 = \frac{\lambda}{4}$, alors il n'existe pas de modes à la longueur d'onde λ pouvant se propager dans cette structure. Si on éclaire de l'extérieur la structure, alors l'empilement se comporte comme un miroir pour une onde de longueur d'onde λ .

Les miroirs de Bragg sont des cristaux photoniques unidimensionnels. Si l'on souhaite obtenir des cristaux photoniques avec une réflectivité dans plus d'une dimension de l'espace, il est alors nécessaire de périodiser l'indice dans les dimensions supplémentaires. Le principe d'interférence entre les ondes transmises et réfléchies par les différentes interfaces restent le même pour une certaine plage de longueur d'ondes. On peut utiliser ces effets d'interférences à ondes multiples qui autorisent, dans les structures à cristaux photoniques, à localiser la lumière dans de petits volumes. On forme ici des cavités en introduisant un défaut (tel qu'une ou deux périodes manquantes) dans un cristal photonique tri-dimensionnels. Néanmoins la réalisation de ces structures restent encore difficile dans le spectre visible et le moyen infra-rouge.

D'autres géométries de cavité utilisent un confinement hybride, avec un confinement par guidage dans une ou deux directions de l'espace et un confinement interférentiel dans les autres directions de l'espace. Un exemple est la cavité micropilier formée à partir d'une cavité planaire fermée par deux miroirs de Bragg et ensuite gravée pour former un pilier. Dans ces structures, le confinement latéral est obtenu par réflexion interne totale et le confinement dans la direction verticale par réflexion de Bragg. Aujourd'hui, les procédés technologiques permettent de réaliser des cavités micropiliers qui présentent pour des diamètres sub-microniques de très faibles volumes, de l'ordre de quelques $(\lambda/n)^3$, avec des facteurs modérés de quelques milliers [45] et pour des diamètres de quelques microns des facteurs de qualité de l'ordre de 165 000 [46], pour des volumes modaux de quelques dizaines de $(\lambda/n)^3$. Une autre stratégie utilisant un confinement hybride et permettant de combiner à la fois de très grands facteurs de qualité et des volumes modaux ultimes, utilise les cristaux photoniques bidimensionnels sur membrane. Nous allons décrire plus en détails leurs propriétés dans le paragraphe suivant.

1.4.2 Microcavités à cristaux photoniques sur membrane

Les microcavités à cristaux photoniques sur membrane permettent de piéger la lumière dans de faibles volumes par effet interférentiel dans le plan et effet de guidage dans la direction verticale. Dans le cas des miroirs de Bragg, la description des phénomènes en tant qu'interférences à plusieurs ondes est suffisante pour prévoir quantitativement le comportement des structures. Cependant, à deux dimensions (et a fortiori à trois dimensions), comprendre quantitativement les phénomènes pour concevoir des structures devient plus

ardu. On préfère alors se tourner vers une description faisant appel au concept de bande interdite photonique, délimitant une plage de fréquence pour laquelle la propagation est impossible dans le cristal.

1.4.2.1 Diagramme de bande et bande interdite photonique

L'analyse des diagrammes de bandes dans le cas des cristaux photoniques 1D, nous a permis de souligner des points essentiels que nous allons retrouver avec les cristaux photoniques 2D. Cela étant, d'autres points n'ont pas été traités en raison de la relative simplicité des cristaux photoniques 1D dès lors que l'on se limitait à une seule direction de propagation. Dans le cas des cristaux photoniques bi-dimensionnels que nous traitons maintenant, outre le fait que nous devons considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule, les aspects de polarisation entrent en jeu. De ce fait, l'obtention d'une bande interdite "complète", à la fois pour les deux directions de propagation et les deux polarisations (TE et TM), n'est pas immédiat.

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell. En l'absence de charge et de courant, elles se réduisent aux équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.41)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.42)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \quad (1.43)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) \quad (1.44)$$

On se place dans le cas d'un milieu non magnétique (i.e. la perméabilité magnétique relative est égale à 1), linéaire, isotrope à l'échelle microscopique, sans pertes, de permittivité relative $\epsilon(\vec{r})$:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.45)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (1.46)$$

Dans le cas d'un cristal photonique, on s'intéresse à un milieu formé de l'arrangement périodique de différents diélectriques ; $\epsilon(\vec{r})$ est lui aussi périodique. La substitution des deux dernières relations dans les équations de Maxwell conduisent aux deux équations suivantes où "c" désigne la vitesse de la lumière dans le vide :

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \left\{ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right\} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.47)$$

$$\vec{\nabla} \times \left\{ \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right\} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (1.48)$$

Il est alors possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}$ et $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t}$, de longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et dont le vecteur \vec{k} est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{k})$ soit direct. Les équations de Maxwell étant linéaires, il est possible de construire toute solution du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques. En injectant ces équations dans les expressions précédentes, on obtient :

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \left\{ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.49)$$

$$\vec{\nabla} \times \left\{ \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (1.50)$$

Dans cette dernière représentation, les dépendances spatiales de champs E et H apparaissent comme les vecteurs propres de deux opérateurs distincts avec des valeurs propres $\frac{\omega^2}{c^2}$. Du fait que les cristaux photoniques sont des structures périodiques, les deux opérateurs commutent avec tous les opérateurs de translation dans la base du réseau. On peut donc appliquer le théorème de Floquet-Bloch. Les valeurs propres de ces deux opérateurs peuvent s'écrire sous la forme $u(\vec{r})e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ où la fonction u est périodique. Les modes propres d'un cristal photonique sont donc les modes de Bloch caractérisés par un vecteur \vec{k} .

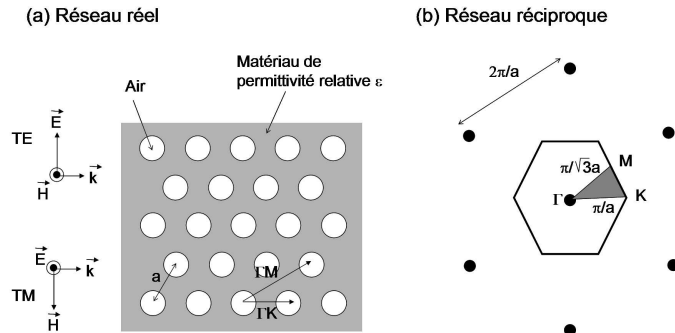


FIG. 1.4 – Réseau triangulaire de trous d'air cylindrique

Le diagramme de bandes fait la synthèse de l'ensemble des diagrammes de dispersion $\omega(\vec{k})$ du cristal photonique que l'on peut calculer par le modèle des ondes planes. Pour être complet, il faudrait considérer toutes les directions de propagation et ce pour tous les cristaux. On montre que moyennant certaines symétries, comme en physique du solide, il est possible de réduire l'étude aux vecteurs \vec{k} situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée première zone de Brillouin. Pour chaque vecteur \vec{k} de la première zone de Brillouin, le diagramme de bandes donne les pulsations ω des modes. Pour certains arrangements périodiques du cristal, le diagramme de bandes fait apparaître une gamme de fréquence pour laquelle aucun mode ne peut exister dans la structure. De nombreux arrangements périodiques sont envisageable dans le cas des cristaux photoniques bi-dimensionnels. Néanmoins, nous prendrons l'exemple d'un cristal photonique bi-dimensionnel formé d'un arrangement triangulaire de trous d'air dans un diélectrique de permittivité ϵ puisque c'est celui que nous étudierons par la suite (voir Fig. 1.4). On peut y associer un réseau réciproque dans l'espace des vecteurs d'ondes. Un tel réseau est un hexagone et présente trois points de hautes symétrie : Γ , M et K . La caractérisation complète de la structure modale peut être connue simplement en connaissant les propriétés du cristal pour une onde se propageant dans les deux directions de hautes symétries (ΓM et ΓK). On obtient alors le diagramme présenté sur figure 1.5. Cette figure représente la pulsation ω des modes en fonction du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie dans la zone de Brillouin. Ce diagramme révèle l'existence d'une bande photonique interdite pour les deux polarisations. Une onde incidente de vecteur d'onde contenu dans le plan de périodicité du réseau de trous sera entièrement réfléchi si sa pulsation se situe à l'intérieur de la bande photonique interdite. Pour la polarisation TE, une large bande interdite apparaît autour de la valeur $\frac{\omega}{\lambda} = 0,43$. Par contre, seul un gap réduit est observé pour la polarisation TM dans ce cas.

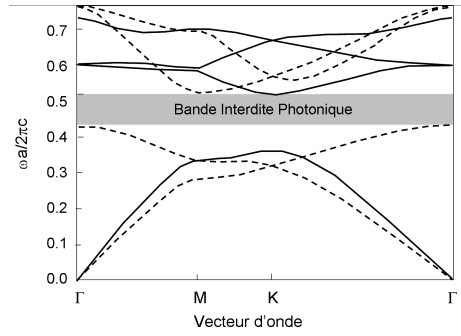


FIG. 1.5 – Exemple de diagramme de bandes calculé pour la polarisation TE (traits pleins) et TM (traits pointillés) pour un réseau triangulaire bi-dimensionnel de trous d'air dans un diélectrique de permittivité relative $\epsilon=13$; le rayon des trous est égale à $0.48a$ [47]

1.4.2.2 Cavités à défauts ponctuels

Dans le cas des cristaux photoniques bidimensionnels, la création des défauts ponctuels de périodicité peut être réalisée par l'introduction locale de lacunes, par exemple en omettant de percer un certain nombre de trous dans un réseau périodique parfait bi-dimensionnel de trous traversant un matériau diélectrique. La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergie dans une ou plusieurs bandes interdites à la fois. L'exemple le plus simple est la cavité dite "H1" (voir Fig. 1.6). Il s'agit d'un cristal photonique à maille hexagonale dans lequel on omet de percer un trou. Suivant les paramètres géométriques du cristal (le pas du réseau et la taille des trous), cette cavité peut être le siège de plusieurs modes. Le mode fondamental dipolaire est doublement dégénéré et il existe à cette longueur d'onde deux modes de polarisation orthogonale. Il possède un facteur de qualité modéré, de l'ordre de quelques centaines. En revanche, ce mode présente un volume modal très faible de l'ordre de $0.3 (\lambda/n)^3$. Ces cavités peuvent donc être le siège d'effets d'électrodynamique quantique en cavité importants. Pour un émetteur idéalement couplé au mode, le facteur de Purcell peut théoriquement atteindre une valeur de 70.

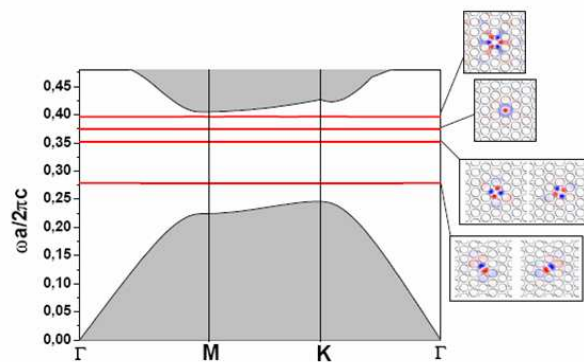


FIG. 1.6 – Diagramme de bandes de la structure H1; quatre niveaux d'énergie, correspondant aux modes confinés dans le défaut, apparaissent dans la bande interdite photonique délimitée par les deux régions grisées. Les distributions spatiales du champ H_{\perp} associées à chaque mode sont indiqués à droite.

Indiquons que l'agencement des trous au voisinage de la cavité ainsi que leur diamètre, jouent un rôle primordial sur les propriétés optiques des résonateurs. Prenons pour illustrer ce point l'exemple des cavités à cristaux photoniques appelées "L3 modifiée" gravée dans une membrane suspendue de diélectrique. Cette cavité consiste en trois trous manquants sur une même ligne d'un cristal photonique parfait à maille hexagonale gravé sur une membrane suspendue. En modifiant légèrement la position des trous externes de la cavité, l'équipe de l'Université de Tokyo a démontré que le facteur de qualité peut être fortement exalté [48]. L'équipe du Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique donne une interprétation de ces phénomènes [49, 50]. Les éléments qui entrent en jeu dans le facteur de qualité d'une cavité sont donc :

- Une augmentation de la réflectivité des miroirs entourant la cavité par un léger déplacement des trous, grâce à une meilleure adaptation du profil des modes dans le corps de la cavité et dans les miroirs ;
- Une diminution de la vitesse de groupe du mode de la cavité.

Ainsi, le facteur de qualité de la cavité L3 varie de près d'un ordre de grandeur, suivant l'amplitude du déplacement des trous plus proches voisins de la cavité. Ces travaux ont permis ainsi la réalisation de cavité de très faible volume modal (environ $(\lambda/n)^3$) et de très grand facteur de qualité (environ 10^4 en GaAs et 45000 sur Si).

1.4.2.3 Cavité à double hétérostructure

On peut aussi réaliser des défauts étendus au sein d'un cristal photonique, par exemple une ligne manquante dans un cristal photonique parfait ou bien une ligne de trous de diamètre plus petit. Ces défauts étendus permettent de réaliser des guides de lumière au sein du cristal. Les guides formés d'une ligne manquante de trous dans la direction ΓK d'un cristal photonique à maille hexagonale sont appelés guides W1 : le champ électromagnétique ne peut alors se propager que dans la direction d'invariance du défaut et il est confiné transversalement grâce à la présence d'un gap photonique. Ce guide présente une fréquence de coupure indiquée par la courbe en trait plein dans la bande interdite photonique sur la figure 1.7. Seules les ondes de fréquences supérieures à cette courbe pourront se propager dans le guide. La zone de coupure du guide est marquée par une courbe de dispersion très plate correspondant à une vitesse de groupe en théorie nulle au bord de la première zone de Brillouin. Notons qu'une elongation de la période longitudinale du cristal photonique ou une réduction du diamètre des trous se traduisent par un abaissement de la fréquence de coupure du guide.

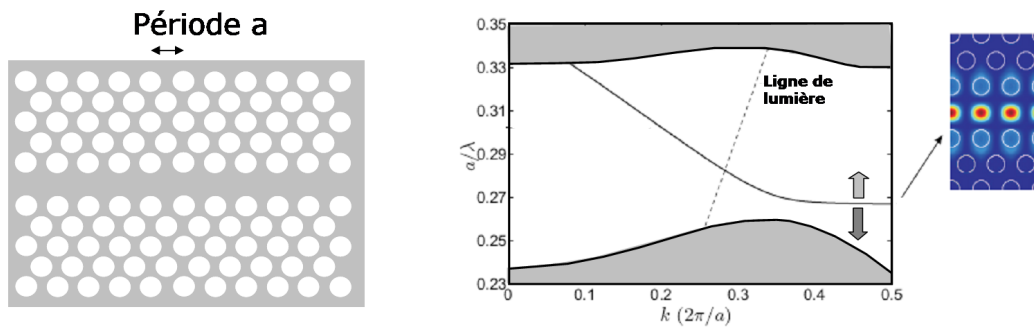


FIG. 1.7 – Représentation schématique du guide W1 (gauche) et de son diagramme de bande ainsi que la distribution spatiale du mode en bord de bande (droite).

Cette ingénierie de la position de la fréquence de coupure à partir d'un changement de géométrie (tel que la période longitudinale) permet la réalisation de cavités optiques. La cavité dite "à double hétérostructure" [51], proposée et réalisée par l'équipe de l'Université de Tokyo, utilise ce principe. Le principe du confinement latéral dans cette cavité est d'augmenter localement (sur deux périodes) la périodicité longitudinale du réseau le long du guide (voir Fig. 1.8). On crée ainsi un guide avec un paramètre de maille a' et de fréquence de coupure ν' s'étendant sur deux périodes, encadré par deux guides W1 de paramètre a et de fréquence de coupure ν tels que $a < a'$ et donc $\nu' < \nu$. Ainsi, dans l'intervalle spectral $[\nu', \nu]$, des modes peuvent exister dans le guide central mais ne peuvent se propager dans les guides adjacents. De part la très forte similitude géométrique entre les deux zones du cristal photonique, la réflectivité des miroirs formés par les guides W1 de période longitudinale a est proche de 99,99%. De plus, la vitesse de groupe du mode de Bloch est très faible. La zone de coupure des guides W1 est marquée par une courbe de dispersion très plate correspondant à une vitesse de groupe très faible, en théorie nulle au point de pente nulle. Ainsi, ces cavités présenteront de très grand facteur de qualité tout en préservant de faibles volumes modaux qui restent de l'ordre de $(\lambda/n)^3$. Les facteurs de qualité sont d'autant plus élevés que l'écart de période entre le guide faisant office de cavité et ceux utilisés comme miroirs sera faible. Ainsi, le seul fait de juxtaposer des guides avec de très proches périodes suffit, en principe, à réaliser une cavité avec un excellent facteur de qualité et de très faible volume. Dans la pratique, la réalisation de ces cavités sur Si ont permis la fabrication de structures de facteurs de qualité de l'ordre de 10^6 [51]. Ces cavités fabriquées dans des matériaux semiconducteurs III-V sans milieu actif montrent des facteurs de qualité de l'ordre de quelques 10^5 [52, 53].

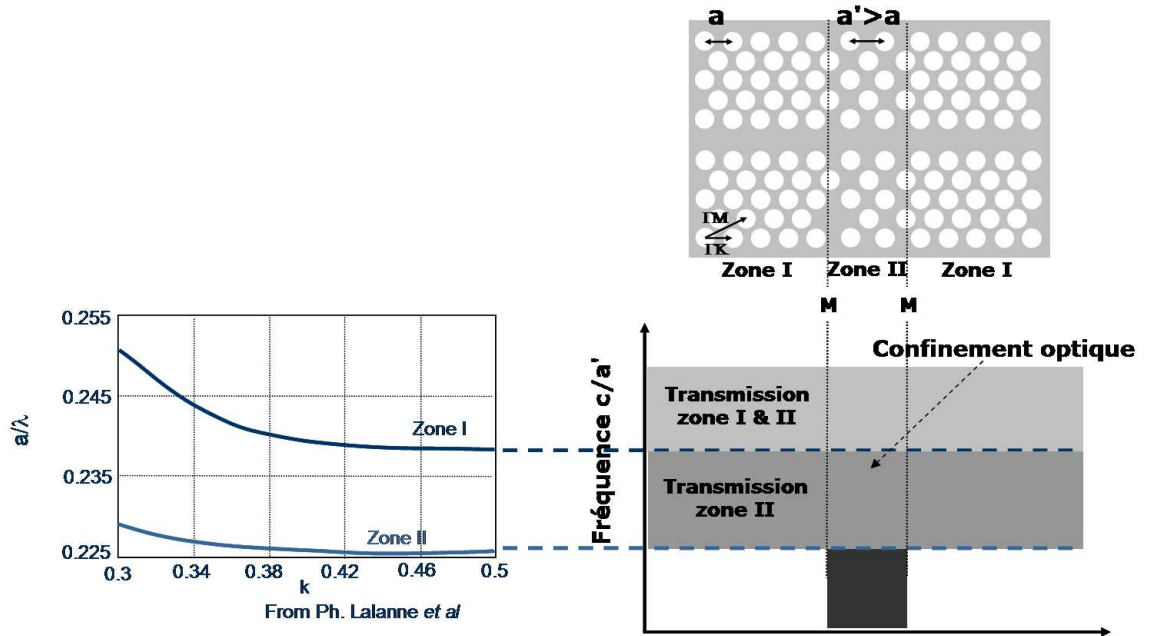


FIG. 1.8 – Schéma de principe d'une structure à double hétérostructure (en haut), diagramme de bande de deux guides W1 mais avec une périodicité différente dans la direction longitudinale (en bas à gauche) et une représentation du confinement optique dans une telle structure (en bas à droite)

1.4.3 Microcavités et contrôle de l'émission spontanée

En technologie des semiconducteurs III-V, essentiellement trois géométries de cavité ont été étudiées et utilisées pour mettre en oeuvre des effets d'EQC : les microdisques, les micropiliers et les cavités à cristaux photoniques bi-dimensionnels sur membrane. Le tableau 1.1 rassemble les principaux résultats obtenus dans ce domaine.

	Microdisques	Cristaux photoniques	Micropiliers
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> • Fabrication relativement aisé • Fort facteur de qualité 	<ul style="list-style-type: none"> • Propriétés modales modifiables post-fabrication • Intégration 	<ul style="list-style-type: none"> • Extraction de la lumière élevée
Inconvénients	<ul style="list-style-type: none"> • Collection de la lumière délicate • Volume modal important 	<ul style="list-style-type: none"> • Lithographie et gravure délicate 	<ul style="list-style-type: none"> • Gravure difficile • Propriétés modales non-modifiables post-fabrication
Couplage fort	<ul style="list-style-type: none"> • Boîtes à fluctuations d'interface • $\hbar\Omega_R = 410 \mu\text{eV}$ [40] 	<ul style="list-style-type: none"> • Boîtes auto-assemblées InAs/GaAs • $\hbar\Omega_R = 170 \mu\text{eV}$ [42] 	<ul style="list-style-type: none"> • Boîtes auto-assemblées InGaAs/GaAs • $\hbar\Omega_R = 140 \mu\text{eV}$ [41]
Couplage faible	<ul style="list-style-type: none"> • Exaltation de l'émission spontanée $F \simeq 6 - 10$ [7] 	<ul style="list-style-type: none"> • Exaltation de l'émission spontanée $F \simeq 10 - 30$ [26, 24] • Inhibition de l'émission spontanée $1/F \simeq 5$ [8, 9] 	<ul style="list-style-type: none"> • Accélération de l'émission spontanée $F \simeq 10 - 25$[25]

TAB. 1.1 – *Tableau récapitulatif des différentes cavités appliquées aux effets d'Electrodynamique Quantique dans les semiconducteurs. Le milieu émetteur est formé de boîtes quantiques semiconductrices.*

Les microdisques semiconducteurs sont le siège de modes de galerie guidés par réflexion totale interne et fortement confinés à la périphérie du disque. Ces cavités sont fabriquées en créant un plot de semiconducteur formé de l'empilement d'une couche sacrificielle et du corps de la cavité. La couche sacrificielle est alors soit partiellement retirée par gravure chimique (le disque est alors suspendu est maintenu par un piédestal de faible diamètre) soit oxydé (le disque repose alors sur couche de faible indice). On peut ainsi fabriquer des microdisques d'une centaine de nanomètres d'épaisseur et de quelques microns de diamètre. Les valeurs théoriques de facteur de qualité sont estimées au voisinage de 20000, si l'on tient compte de l'absorption des boîtes quantiques insérées dans le plan du microdisque [43, 54]. Expérimentalement, des valeurs de Q proche de cette valeur théorique ont été mesurées pour des rayons de $0,9 \mu\text{m}$ à $2 \mu\text{m}$. De fait, les microdisques sont d'excellent candidats pour l'étude de l'accélération de l'émission spontanée dans des microcavités à l'état solide (avec des mesures de F proche de 10 sur ensemble de boîtes [7] et environ 6 sur boîtes uniques [55]) ou le couplage fort avec une boîte quantique [40]. Néanmoins ce

type de cavité a le principal désavantage d'émettre la lumière dans le plan du microdisque et ce de manière très directive. L'efficacité de collection des photons émis est donc réduite.

Les micropiliers sont obtenus en gravant une microcavité planaire fermée par deux miroirs de Bragg. Leur fabrication utilise donc des étapes de lithographie puis des étapes de gravure sèche. La gravure ionique réactive du semiconducteur reste encore une étape délicate, bien que de très forts facteurs de qualité aient pu être observés. Pour des diamètres de piliers de quelques microns, le facteur de qualité est théoriquement limité par le facteur de qualité de la cavité planaire. Toutefois, tout défaut de surface le long des flancs du piliers (telle qu'une légère rugosité) dégradent le confinement optique. Malgré cela, des facteurs de qualité de l'ordre de 165 000 sur des piliers de $4 \mu m$ de diamètre ont pu être mesurés [46]. Les micropiliers de large diamètre présentent en outre l'avantage d'avoir une émission très directive le long de l'axe du pilier, permettant ainsi une collection efficace de la lumière. Pour de plus faibles diamètres ($< 1 \mu m$), le facteur de qualité des piliers varie de façon oscillatoire avec le diamètre [56]. Et en général, on observe une dégradation du facteur de qualité lorsque le diamètre décroît. Cela est non seulement du au couplage entre le mode fondamental et d'autres modes du miroirs de Bragg mais aussi aux défauts introduits pendant la gravure. Ainsi, pour des diamètres de l'ordre de 400 nm, des facteurs de qualité des piliers fabriqués sont aujourd'hui d'environ 1500-2000 [45]. Cette géométrie a déjà permis de mettre en oeuvre le couplage fort avec une boîte quantique [41] et l'exaltation de l'émission spontanée [25, 19]. Cette accélération de l'émission spontanée a pu être exploitée pour réaliser des sources de photons uniques polarisées [20], des sources de photons uniques d'efficacité accrue [24] et des sources de photons uniques indiscernables [25]. Cependant, ces cavités présentent un fort rapport d'aspect et leur fabrication est d'autant plus délicate que le diamètre est petit. Le peu de degrés de liberté sur la structuration modale de la cavité post-fabrication est un autre inconvénient des micropiliers.

La fabrication des cavités à cristaux photoniques 2D utilise des technologies de lithographie et des procédés de gravure sèche. Dans les résonateurs à cristaux photoniques sur membrane, la membrane peut être soit être suspendue (on procède alors à la gravure humide d'une couche sacrificielle sous la membrane) soit reposer sur une couche d'oxyde de faible indice de réfraction (on utilise alors soit des techniques de report sur oxyde, soit des procédés d'oxydation d'une couche sacrificielle sous la membrane). A priori, le rapport d'aspect des structures fabriquées est faible et l'on pourrait croire que la gravure sèche ne soit pas une étape critique. Toutefois, il s'agit ici de graver des ouvertures de très faibles diamètres. D'autre part, la verticalité et l'absence de rugosité des flancs de gravure sont cruciaux pour préserver les propriétés optiques des résonateurs. Enfin, toute légère déviation de géométrie dans la forme des trous, leur diamètre et leur périodicité dégrade les caractéristiques modales des cavités. De fait, l'étape de lithographie et les étapes de gravure sèche sont critiques dans la réalisation de cavités à cristaux photoniques 2D sur membrane. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant. Grâce aux récents progrès dans le dessin des structures et les procédés de fabrication, il est aujourd'hui possible de réaliser des cavités de très grand facteur de qualité (quelques 10^4 dans des structures actives en GaAs [57, 8], valeurs limitées par les défauts de fabrication) et de faibles volumes modaux. Elles sont de plus aisément intégrables et peuvent être couplées à des guides optiques placés dans leur voisinage. Enfin, leurs longueurs d'onde de résonance peuvent être modifiées post-fabrication, par des techniques de gravure humide sélective [58]. Elles sont donc des candidats de choix pour la mise en oeuvre d'effets d'EQC et leur exploitation dans la réalisation de nouvelles sources pour le traitement de l'information quantique et la photonique. L'insertion de boîtes quantiques diluées dans ces structures a ainsi permis l'observation du couplage fort [42]. L'accélération de la dynamique de l'émission spontanée de boîtes uniques, d'un facteur de l'ordre de quelques dizaines, a permis la fabrication

de sources de photons uniques indiscernables [26]. Enfin, les structures à cristaux photoniques 2D sur membrane, bien qu'elles ne présentent qu'une bande interdite photonique "partielle", ont permis d'inhiber la dynamique d'émission spontanée de boîtes d'un facteur de 5 [8, 9]. En effet, ces résonateurs optiques présentent une bande interdite photonique pour les modes TE mais ne présentent pas de gap photonique pour les modes TM. Cependant, des émetteurs de dipôle optique dans le plan des couches (telle que la transition fondamentale de boîtes quantiques) et placés au centre de la cavité optique, ne seront couplés qu'aux modes TE et non aux modes TM. Ainsi, des boîtes quantiques placées au centre de la membrane et dont la transition optique fondamentale est hors résonance avec le mode d'une cavité à cristal photonique 2D, seront soumises à des effets d'inhibition.

1.4.4 Microcavités et effet laser

C'est en 1992 que S.L. Mc Call et coll. [59] initient les premiers travaux sur les lasers à microdisques : ils utilisent alors des microdisques en InP à puits quantiques pour démontrer l'effet laser dans des structures de quelques microns de diamètre avec des puissances de seuil inférieures à $100 \mu\text{W}$. Ces travaux se sont ensuite poursuivis pour s'étendre vers le pompage électrique des structures [60] ou d'autres matériaux [61, 62]. Parmi les résultats récents, citons les travaux sur les microdisques en silice dopés aux ions erbium, avec des puissances d'excitation au seuil de l'ordre de $40 \mu\text{W}$ [63]. Toutefois, la fraction β d'émission spontanée dans ces structures restent toujours relativement faible, au plus de quelques 10^{-3} . La transition progressive de l'émission spontanée vers l'émission stimulée grâce à un couplage préférentiel de l'émission spontanée vers le mode laser, n'a été observé que récemment à partir de boîtes quantiques dans des microdisques GaAs refroidis à 4 K [64].

L'introduction de boîtes quantiques dans des cavités micropiliers a aussi permis la réalisation de laser à fort β à basse température [65]. Le facteur β pour un micropilier de $3 \mu\text{m}$ est 0,2. Ce résultat a, en partie, pu être obtenu grâce à très fort facteur de qualité de la cavité planaire initiale. Le régime laser à émission spontanée contrôlée a pu être démontré par l'observation des caractéristiques du laser (puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée) et des mesures de cohérence.

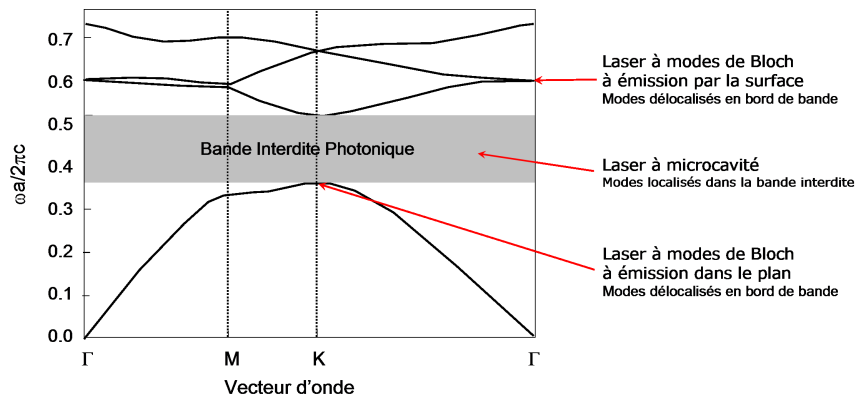


FIG. 1.9 – Les différents types de laser en fonction du point de fonctionnement sur un diagramme de dispersion

Les premiers lasers à cristaux photoniques ont été obtenus en 1999 à partir de cavité formées par des défauts localisés (quelques trous manquants dans un cristal photonique parfait) [66]. Depuis, le pompage électrique des structures a pu être mis en oeuvre et de nouveaux types de lasers ont été proposés et réalisés. La figure 1.9 indique les différents points de fonctionnement. La démarche générale naturelle pour réaliser une cavité laser est de concevoir la structure photonique de sorte à confiner les modes optiques dans l'espace occupé par le milieu actif. Le confinement latéral des photons peut être réalisé dans les cristaux photoniques 2-D, soit en les piégeant dans un mode de défaut localisé dans la bande interdite soit en les ralentissant dans un mode de Bloch lent au voisinage d'un extremum de la courbe de dispersion. Ces deux approches conduisent à deux classes de laser que sont les lasers à microcavité et les lasers à modes de Bloch.

Lorsqu'on analyse le diagramme de bande de structures à cristaux photoniques à maille hexagonale comme sur la figure 1.9, on voit que des vitesses de groupe proches de zéro sont obtenue près des bords de bandes interdites ainsi qu'au centre de symétrie Γ de la zone de Brillouin. Des vitesses de groupe réduites correspondent à des temps d'interaction plus long entre le milieu optique et les photons qui se propagent. En conséquence, les processus résultant de cette interaction peuvent être considérablement renforcés sous certaines conditions. C'est le cas de l'émission stimulée. Il a été démontré que pour un milieu en inversion de population, le gain d'amplification est inversement proportionnel à la vitesse de groupe et l'effet laser peut survenir dans le cristal photonique. Il existe donc deux classes de lasers à modes de Bloch : les lasers conçus pour émettre dans le plan (le point de fonctionnement correspond à un extremum situé en dessous de la ligne de lumière) et les lasers conçus pour émettre par la surface (le point de fonctionnement correspond à un extremum situé au-dessus de la ligne de lumière). Le principe de fonctionnement du second type de laser implique la possibilité de couplage des modes de Bloch avec le continuum de modes rayonnés. L'effet laser a été observé expérimentalement par plusieurs groupes dans des cristaux photoniques bi-dimensionnels massifs [67, 68, 69]. Une des idées qui prévaut, est de pouvoir réaliser des microlasers à grande surface d'émission sans avoir besoin de former de cavités à miroir externe et sans alignement. La lumière peut être extraite sur toute la surface du cristal dès lors que les effets de diffraction sont mis en jeu dans des bandes photoniques d'ordre suffisamment élevé. Des expériences ont été menées en utilisant des membranes semiconductrices gravées. Un effet laser a été obtenu pour des puissances de pompage optique de $35 \mu\text{W}$ sur un membrane d'InGaAsP de $50 \mu\text{m}^2$ à une température de 80 K. Dans une autre expérience, l'émission à $1,5 \mu\text{m}$ a été observée à température ambiante à partir d'une membrane à puits quantiques InAsP, pompés optiquement sur $9 \mu\text{m}^2$ avec une puissance seuil de 1,1 mW. Mais la gravure des couches actives renforce les recombinaisons non-radiatives aux surfaces libres du semiconducteur, ce qui peut expliquer la difficulté d'obtenir un effet laser à température ambiante, si ce n'est au prix d'un seuil élevé. D'autre part, les volumes modaux de ces modes sont relativement élevées et malgré des facteurs de qualité de quelques milliers, ces structures à modes lents se prêtent mal à la mise en oeuvre d'effets d'EQC.

L'approche microcavité a permis la réalisation des premiers lasers à cristaux photoniques en 1999. Depuis, de nombreux progrès en terme de dessin des cavités et en termes de fabrication, ont permis de réaliser des lasers à cristaux photoniques et à émission spontanée contrôlée. L'insertion de puits quantiques dans ces structures a conduit à la réalisation de laser de très grande bande modulation directe ($\simeq 100 \text{ GHz}$) grâce à l'exaltation du taux d'émission spontanée [32]. L'observation des caractéristiques (puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée) et des mesures de cohérence sur des sources à boîtes quantiques en cavité, ont démontré l'effet laser à basse température avec des facteurs β de l'ordre de 0,85 [32, 57].

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons indiqué quels sont les principaux éléments nécessaires pour réaliser des sources à émission spontanée contrôlée, notamment des lasers à fort couplage de l'émission spontanée : il est souhaitable d'isoler des émetteurs de grande efficacité quantique dans des résonateurs de faible volume et de grand facteur de qualité. Nous avons indiqué que l'émetteur de choix dans les semiconducteurs, notamment pour la mise en oeuvre d'effets d'EQC, sont les boîtes quantiques semiconductrices à basse température. Dans nos travaux, les émetteurs utilisés seront des boîtes quantiques auto-assemblées InAs/GaAs. Parmi tous les résonateurs optiques accessibles en technologie des semiconducteurs, les cavités à cristaux photoniques sur membrane présentent de nombreux atouts importants, malgré une technologie délicate : souplesse dans le dessin des structures, grand facteur de qualité optique pour des volumes modaux réduits, intégrabilité... Un des designs le plus performants à ce jour est probablement la cavité à double hétérostructure. Il s'agit d'un guide d'onde en cristal photonique dont on a localement augmenté la période longitudinale. Théoriquement, une cavité à double-hétérostructure combine à la fois un fort facteur de qualité, un faible volume modal ainsi qu'une grande simplicité et flexibilité dans son dessin. De plus, la lumière piégée dans la cavité est guidée dans le plan et peut être aisément couplée à un guide optique (type W1) placé au voisinage du résonateur ou vers un amplificateur optique à semiconducteur. Dans le cadre de cette thèse, nous avons décidé d'utiliser ce type de cavité pour mettre en oeuvre les effets de contrôle de l'émission spontanée et étudier leur impact sur l'effet laser.

Chapitre 2

Réalisation de cavités à cristaux photoniques bi-dimensionnels sur membrane

Malgré leur apparente simplicité et leur faible rapport d'aspect, les cristaux photoniques bidimensionnels sur membrane suspendue nécessitent de nombreuses étapes de fabrication, dont les paramètres doivent être soigneusement ajustés afin de préserver la qualité optique des structures. Le processus technologique commence par une étape de croissance par épitaxie qui détermine les épaisseurs des couches. S'en suit la formation du masque de gravure du semiconducteur, qui s'effectue en cinq étapes : dépôt d'une couche diélectrique, dépôt d'une résine sensible aux électrons, lithographie électronique pour définir les motifs dans la résine, révélation de la résine exposée aux électrons et enfin transfert des motifs imprimés dans le diélectrique par gravure sèche. Le semiconducteur est ensuite percé par gravure sèche et la membrane est suspendue suite à une attaque chimique sélective. Parmi ces différentes étapes, certaines sont plus critiques que d'autres ou tout du moins leur réalisation revêt une plus grande importance pour l'obtention des propriétés optiques nécessaires pour les fonctionnalités visées (résonance, pertes optiques...). Entrent dans cette catégorie : la lithographie électronique, la gravure sèche ainsi que la gravure humide.

Lors de l'étape de lithographie, l'écriture de structures à cristaux photoniques requiert l'insolation des motifs submicroniques¹ et ce, tout en ayant une précision sur le positionnement et le diamètre des trous de seulement quelques nanomètres. Cette étape se fait par lithographie électronique. Ce procédé permet d'inscrire le motif souhaité sur une fine couche de résine sensible aux électrons. Le transfert de ce dessin dans la couche active rend l'utilisation de la gravure par plasma indispensable. Ce type de gravure est l'un des seuls moyens d'obtenir des flancs de gravure verticaux et lisses pour des ouvertures d'une centaine de nanomètres. Différentes techniques de gravure sèche de semi-conducteur sont disponibles ; néanmoins la gravure par I.C.P.-R.I.E. (Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching) est à ce jour celle qui satisfait le mieux à tout un ensemble d'exigences nécessaires pour garantir la qualité optique des structures, telles que la qualité des surfaces, la verticalité des flancs et l'uniformité de la gravure. Une autre étape clef est la gravure chimique pour suspendre la membrane. Une attaque chimique sélective permet de retirer une couche sacrificielle en $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ épitaxiée sous la membrane GaAs. Le

¹Les trous ont des diamètres d'une centaine de nanomètres et la période du cristal est de quelques centaines de nanomètres.

succès de cette étape répond à deux critères que sont la conservation de la qualité de surface obtenue précédemment et la conservation de la taille des motifs initiaux.

Dans ce chapitre, nous décrirons tout d'abord les différentes étapes de fabrication des structures à cristaux photoniques bi-dimensionnels sur membrane. Nous entrerons ensuite un peu plus en détails pour décrire les étapes clés de la fabrication : la lithographie électronique, la gravure sèche du masque et du semiconducteur et enfin la sous-gravure chimique de la membrane. Nous illustrerons les apports des technologies que nous avons développées par une étude comparative des propriétés optiques des résonateurs optiques fabriqués.

2.1 Les principales étapes de fabrication

Les principales étapes de fabrication de cristaux photoniques bi-dimensionnels sur membrane suspendue en GaAs sont présentées sur la figure 2.1. Dans ce paragraphe, nous allons décrire simplement ces différentes étapes pour les non-technologues. Nous décrirons plus en détails par la suite les différents verrous technologiques rencontrés ainsi que les solutions apportées.

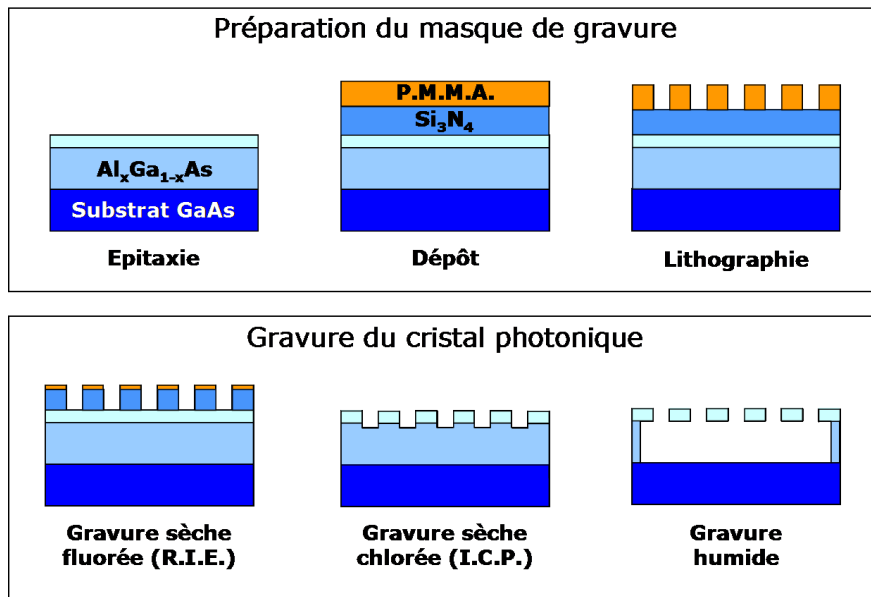


FIG. 2.1 – Schéma explicatif de l'ensemble des étapes de fabrication des cristaux photoniques.

La procédure de fabrication commence par la croissance des couches, qui forment un empilement d'une couche d' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ d'un micron d'épaisseur et une couche de GaAs de 180 nm d'épaisseur. Cet empilement laminaire est réalisé sur un substrat de GaAs. Au centre de la couche de GaAs, des boîtes quantiques d'InAs sont insérées. L'ensemble de la croissance s'effectue par épitaxie par jets moléculaires [70], technique de croissance sous ultra-vide. Elle se fait généralement à partir de sources solides d'éléments purs évaporés par effet Joule. En croissance, l'enceinte est refroidie à l'azote liquide. Parmi les points forts de cette technique, citons : l'obtention d'interfaces abruptes et la maîtrise de dépôts d'épaisseur ultime (inférieure à la mono-couche atomique). Cette technique d'épi-

taxie permet la croissance auto-organisée de boîtes quantiques InAs/GaAs utilisées comme émetteurs de lumière. Les matériaux InAs et GaAs ont la même structure cristalline mais leurs paramètres de maille sont légèrement différents (6,05 Å pour l’InAs et 5,65 Å pour le GaAs). Lorsque l’on dépose de l’InAs sur une couche de GaAs, les premiers atomes s’arrangent pour constituer une couche contrainte bi-dimensionnelle dite couche de mouillage. Au delà de l’épaisseur critique de 1,7 monocouches, les atomes d’InAs s’arrangent en îlots 3D (afin de relâcher la contrainte) [71]. Après leur formation, les boîtes quantiques sont encapsulées par une couche de GaAs. Elles ont en fin de fabrication la forme d’une lentille aplatie. Les dimensions typiques d’une boîte quantique sont de 3 nm de hauteur et 20 nm de diamètre. La densité surfacique typique d’un plan de boîtes quantiques est de 4.10^{10}cm^{-2} .

Après avoir réalisé l’empilement des couches semiconductrices, il est indispensable de fabriquer un masque de gravure qui nous permet d’obtenir le dessin de la structure voulue. Ce masque de gravure est formé d’une couche de nitrure percée de trous. La première étape pour la réalisation de ce masque est le dépôt d’une épaisseur de 300 nm de nitrure de silicium Si_3N_4 à 300°C par P.E.C.V.D. (pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) sur les couches épitaxiées. Ensuite une couche de 450 nm de P.M.M.A. (pour polyméthacrylate de méthyle) est déposée, puis polymérisée via un recuit dans une étuve de 15 minutes à 150°C. Le motif du réseau de trous formant le cristal photonique est inscrit dans le P.M.M.A. par lithographie électronique. Cette technique utilise des électrons produits à partir d’un filament de tungstène, puis dirigés vers l’échantillon à l’aide d’une tension d’accélération qui peut atteindre 100 keV. Le faisceau d’électrons ainsi produit est focalisé sur la surface de l’échantillon. La lithographie électronique écrit les motifs dans le masque de P.M.M.A. à l’aide du faisceau d’électrons. Les zones de P.M.M.A. irradiées sont ensuite dissoutes dans une solution adéquate. Cette étape est appelée révélation. On obtient alors un réseau de trous dans la couche de P.M.M.A..

L’étape suivante consiste à transférer le motif défini sur le P.M.M.A. dans le masque intermédiaire de nitrure par gravure sèche. On ne peut en effet utiliser la couche de P.M.M.A. comme masque de gravure dans le semiconducteur, car cette couche n’est pas assez résistante au procédé de gravure employé.² Il faut pour cette étape utiliser un masque diélectrique, ici en nitrure. Pour transférer l’arrangement de trous depuis le P.M.M.A. vers la couche de Si_3N_4 , on utilise un procédé de gravure par plasma réactif. Ce procédé est une technique de gravure dite sèche par opposition aux techniques de gravure en solution dites humides. Elle permet d’obtenir une gravure profonde et directionnelle. Un plasma est créé entre deux électrodes à partir d’un mélange gazeux. L’échantillon est placé sur la cathode et il est gravé sous l’effet combiné du bombardement des ions positifs et de l’attaque chimique de l’ensemble des espèces non ionisées présentes dans l’enceinte. Plusieurs techniques de gravure par plasma réactif ont été développées. Pour cette étape, nous utiliserons la C.C.P.-R.I.E. (Capacitively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching).

Ensuite, le masque de nitrure est utilisé pour graver le semiconducteur. Cette étape se fait aussi par gravure sèche, mais cette fois-ci par I.C.P.-R.I.E. (Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching). Au cours de ce procédé de gravure, des trous des quelques centaines de nm de profondeur et de diamètre sont percés dans la couche de GaAs et en partie dans la couche d’ $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$.

Enfin, le cristal photonique dans le semiconducteur ainsi formé doit être désolidarisé du reste de la structure pour que le confinement vertical soit optimum. Pour cela, on réalise la structure membranaire par une attaque sélective de la couche riche en aluminium avec une solution d’acide fluorhydrique. Cette solution pénètre par les trous du cristal et

²Nous utilisons en effet un plasma chloré, qui attaque le masque de P.M.M.A.. Le P.M.M.A. pourrait néanmoins être utilisé comme masque de gravure du semiconducteur en utilisant des plasmas différents, tels que HI/Xe par exemple.

dissout l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ situé directement en dessous du cristal. Idéalement, la gravure chimique s'étend au delà de la zone percée de trous, sur une distance de $1 \mu\text{m}$ en périphérie du cristal : ce phénomène est appelé sous gravure.

Nous allons maintenant détailler les verrous technologiques rencontrés pour la fabrication de ces structures et décrire les solutions que nous avons mises en place pour les lever. Les apports sont illustrés par une étude comparative des propriétés optiques des structures réalisées. Trois étapes sont plus particulièrement cruciales pour préserver les propriétés optiques attendues : la lithographie électronique, la gravure sèche et la gravure humide.

2.2 Lithographie électronique

Le motif du réseau de trous formant le cristal photonique est inscrit dans une résine par lithographie électronique grâce à un masqueur (LEICA EBPG 5000+ pour nos travaux). Les électrons modifient localement la structure de la résine permettant ainsi que ces zones insolées soient dissoutes dans une solution de M.I.B.K. (méthylisobutylcétone) et d'isopropanol (avec un rapport, respectivement, de 1 pour 3). Une fois l'ouverture de ces trous effectuée, il est alors possible de transférer ces motifs par R.I.E. dans le nitrure qui servira de masque de gravure du semiconducteur.

Toute erreur géométrique faite dans le dessin du masque et toute déviation du motif dessiné lors de l'insolation par lithographie électronique est reportée lors de toutes les étapes suivantes. Il est donc nécessaire de prendre grand soin de cette étape qui définit le dessin transféré au cours de toutes les étapes suivantes du processus technologique mis en place. Le dessin du masque ainsi que l'insolation doivent être aussi précises que possible. Dans nos travaux, le dessin du masque est réalisé à l'aide du logiciel "L-Edit". Si ce logiciel permet de dessiner des motifs de taille sub-micrométrique avec une précision de l'ordre du nanomètre, il est cependant nécessaire de prendre en considération des effets physiques néfastes qui peuvent déformer le rendu du motif dessiné. Les principaux effets que l'utilisateur soit en mesure de contrôler ou tout du moins prendre en compte dans un raisonnement simple lors du dessin, sont les effets de proximités, la taille de la grille sur laquelle la machine découpe la zone à lithographier ainsi que la quantité d'électrons nécessaire pour pouvoir dessiner le motif sur la résine. Nous expliciterons ces trois effets après avoir présenté le fonctionnement de la lithographie électronique ainsi que les outils indispensables à la réalisation et à la compréhension de ces effets.

2.2.1 Principe de fonctionnement d'un lithographier

Différents moyens existent pour pouvoir inscrire des motifs dans une résine. Tous dérivent et fonctionnent sur le principe de la lithographie. Il s'agit d'écrire le motif souhaité sur un film polymère (résine) sensible à la lumière, aux électrons ou bien aux ions pour pouvoir le transférer par la suite dans le semi-conducteur par gravure. Ce processus se fait en quatre étapes (voir Fig. 2.2) : l'étalement de la résine, l'exposition qui modifie la structure chimique de la résine, le développement qui révèle le motif insolé et enfin la gravure du diélectrique associée au retrait de la résine.

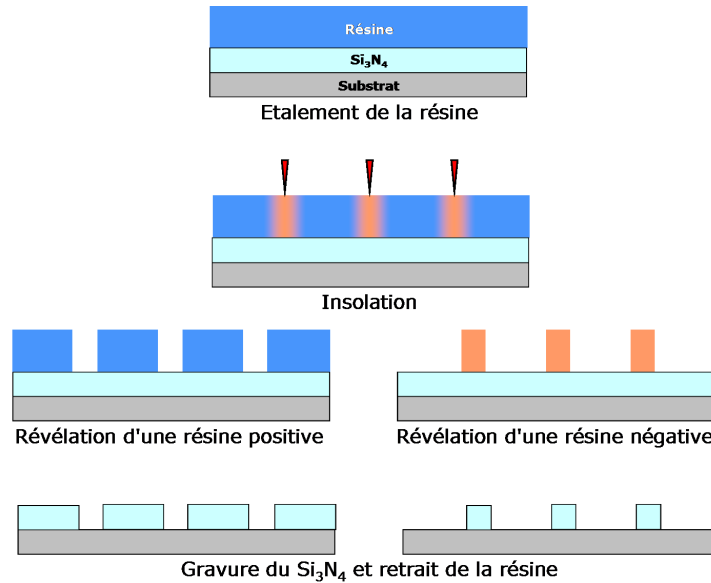


FIG. 2.2 – Schéma de principe des différentes étapes de préparation du masque de gravure suivant le type de résine.

Diverses techniques de lithographie peuvent être utilisées. Elles sont globalement identiques dans leur fonctionnement mais se différencient essentiellement par la nature du faisceau lors de l'exposition. Il existe trois méthodes disponibles pour l'écriture de motifs sur une résine : la lithographie optique, électronique et par faisceau d'ions. Cette dernière est encore très peu utilisée pour la fabrication des cristaux photoniques. Elle sert néanmoins à des études comme la localisation de boîtes quantiques par gravure mais aussi au clivage de lasers "ridge". Pour ce qui est de la première (la lithographie optique), la dimension des motifs réalisés est limitée par la diffraction [72]. Il est difficile d'atteindre une résolution inférieure à 20 nm. La lithographie électronique permet de s'affranchir des limites imposées par la diffraction de la lumière et donc d'atteindre des résolutions bien plus faibles. Il n'y a pas une technique plus efficace que l'autre ; il s'agit simplement d'un compromis entre la taille des motifs et la longueur d'onde des électrons ou des photons utilisés pour l'insolation. Pour les cristaux photoniques émettant à 10 microns voire à plus grande longueur d'onde, la précision de la lithographie optique est largement suffisante. En revanche, dans nos études, l'utilisation des électrons est le plus recommandée car les motifs sont plus petits : pour les cristaux photoniques résonant vers 1 micron, la taille des trous caractéristique est de l'ordre de 150 nm.

Un masqueur électronique est, schématiquement, constitué de ce que l'on appelle une colonne électronique et d'un porte-échantillon mobile. Cette colonne est décomposée en cinq sections. Il y a tout d'abord une source d'électrons dont l'énergie est, dans notre cas, de 100 keV (LEICA EBPG 5000 +) pour insoler des motifs dans la résine. Les sources peuvent être de différents types : thermo-ionique ou bien à champ. Dans les deux cas, les électrons sont produits à partir d'un filament métallique comme par exemple le tungstène. Les conditions d'obtention d'un faisceau d'électrons à partir d'un filament sont très différentes. Si l'on s'attarde sur l'exemple du tungstène, pour les sources thermo-ioniques, le filament doit être porté à très haute température (~ 3000 °K) alors qu'il suffit d'être à température ambiante pour une source à champ. Cet avantage est contre-balançé par le fait que la pression doit être mille fois plus faible pour une source à champ ($\sim 10^{-6}$ mTorr). Ces différences de condition de fonctionnement induisent une plus faible dispersion en énergie

des électrons émis pour les sources à champ (0,5 eV contre 2,5 eV en moyenne). Une autre distinction peut être faite dans les masqueurs électroniques : lithographieur à faisceau gaussien (“Gaussian beam”) ou à faisceau formé (“Shaped beam”). Il s’agit d’une différence d’imagerie dans la colonne du masqueur. Dans le premier cas, le faisceau incident à la surface de la résine est l’image de la source tandis que pour un faisceau formé, on fait l’image d’un diaphragme placé sur le chemin du faisceau. Le masqueur électronique utilisé, LEICA EBPG 5000+, est un masqueur avec une source à champ et à faisceau gaussien.

En suivant le parcours du faisceau, ce dernier rencontre d’abord plusieurs jeux de lentilles afin de moduler le faisceau. Un mécanisme d’obturation permet, par la suite, d’éviter d’éclairer l’échantillon lorsque l’on passe d’un motif à l’autre. Le faisceau rentre ensuite dans une section dédiée à la déflexion du faisceau pour pouvoir balayer, le cas échéant, une zone plus étendue que la simple taille du faisceau. C’est ce que l’on appelle le champ d’insolation (Fig. 2.3 haut à droite). Ce déplacement optique peut aussi s’accompagner d’un déplacement mécanique de l’échantillon du fait de son positionnement sur une platine mobile. Le champ d’insolation peut donc être répété autant de fois qu’il est nécessaire par un déplacement mécanique contrôlé de la platine (Fig. 2.3 bas à droite). Enfin une dernière partie permet de régler l’astigmatisme et le focus du faisceau. Une fois l’insolation terminée, reste la révélation : une solution chimique permet de retirer ou de conserver selon la nature de la résine, positive ou négative, les zones exposées.

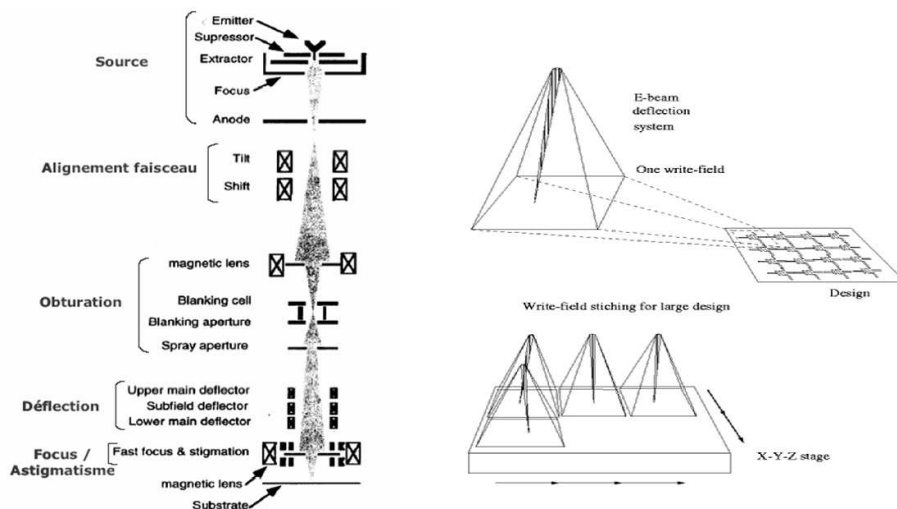


FIG. 2.3 – Schéma de principe du mode de fonctionnement d’un masqueur électronique (gauche) ; Représentation de la zone maximum d’insolation par simple déflexion du faisceau d’électrons (haut à droite) ; Répétition du champ d’insolation par le déplacement selon les deux axes du porte-échantillon (bas à droite).

2.2.2 Résine positive et résine négative

La résine a un double rôle :

- permettre d’inscrire le motif souhaité sur l’échantillon
- protéger sélectivement certaines zones de l’échantillon lors de l’étape de transfert du masque de résine dans la couche inférieure (le diélectrique (Si_3N_4) ou le semi-conducteur).

Dans cette partie du chapitre, nous nous intéresserons exclusivement à l'écriture des cavités sur la résine. Nous aborderons le sujet du transfert dans le chapitre suivant.

L'insolation de la résine est la première étape afin d'obtenir les motifs du masque. Cette résine doit donc être sensible aux électrons. Il existe un autre critère sur le choix du polymère : après l'insolation, il est nécessaire de révéler les motifs pour mettre à nu les zones à graver ultérieurement. Il s'agit d'enlever les parties insolées ou bien de les conserver, suivant que l'on utilise une résine positive (ex : P.M.M.A. (Poly-Methyl-MethAcrylate)) ou une résine négative (ex : H.S.Q. (Hydrogen SilsesQuioxane)). L'action des électrons sur la résine a donc différentes conséquences, ce qui explique les différences de comportement (Fig 2.2).

Dans le cas des résines positives, avant l'exposition au faisceau d'électrons, la résine n'est pas soluble dans la solution chimique. Par contre, après l'écriture des motifs sur la résine électro-sensible, les zones insolées ont été irradiées, leur structure chimique a été modifiée (polymérisation, scission de chaîne). Ces zones peuvent être alors éliminées par une solution chimique adaptée. S'agissant des résines négatives, les processus mis en jeu lors de la modification de la structure chimique sont dus à des changements d'affinité chimique (réticulation ou modification de la réactivité, volatilité). Les zones insolées résistent à l'attaque chimique de la solution ce qui n'est pas le cas du reste de la résine sur l'échantillon. En règle générale, les résines négatives ne permettent pas de réaliser des motifs de faible dimension ou tout du moins des motifs avec une trop grande périodicité. Quand le rapport d'aspect est trop important et la rigidité de la résine insuffisante, le motif ne reste pas normal à la surface. Si la périodicité entre chaque motif est trop faible, il y a un risque que les différents éléments de la résine se collent et empêchent par la suite la réalisation des structures. C'est pourquoi nous avons opté pour une résine positive : le P.M.M.A.³

Le développement de la résine irradiée est un point crucial puisqu'il conditionne en partie les performances de la lithographie. La nature et la concentration du développeur influent sur le contraste et la sensibilité du résultat. Dans le cas du P.M.M.A. qui nous intéresse tout particulièrement, le mélange de M.I.B.K. (Méthyl-isobutyl-cétone) et d'isopropanol en proportion (1:3) à 20°C pendant 30 secondes est couramment utilisé, permettant ainsi d'obtenir un fort contraste et donc une très bonne résolution [73].

Un autre point sur lequel une attention particulière doit être portée est la planéité de l'échantillon. Deux faits peuvent être incriminés : le porte-échantillon et l'étalement du polymère électro-sensible. Ce point est important puisque la colonne ne fonctionne pas en mode "autofocus". Par conséquent la focalisation réalisée au début de la lithographie reste identique tout au long de l'insolation en supposant que la surface de l'échantillon est plane. Si le porte-échantillon ne l'est pas ou bien si la résine de P.M.M.A. n'est pas uniformément étalée sur la plaque, la taille du faisceau au niveau de l'échantillon sera modifiée en fonction de la hauteur de l'échantillon par rapport au zéro initial. Etant donné que l'un des principaux critères est d'avoir des trous ayant le même diamètre sur toute la surface du cristal photonique, il est donc important de s'assurer de la planéité de la surface vue par le faisceau d'électrons. Le porte-échantillon peut être rapidement mis hors de cause. Le support d'insolation est à la base fait pour des plaques d'une surface de 2 pouces ; dans ce cas, un système de trois pinces auxquelles s'ajoute une pression par l'arrière de l'échantillon permet de s'assurer que ce dernier est plan. Lorsqu'il s'agit d'un échantillon de plus faible surface, il est possible de fixer ce dernier avec une pince et de disposer des cales d'une épaisseur similaire à celle de l'échantillon sous les deux autres pinces. Ainsi, la pression exercée par le support sur l'arrière de l'échantillon assure qu'il soit parfaitement horizontal. En revanche, il faut être vigilant lors de l'étalement de la

³Néanmoins, certaines résines négatives telles que la H.S.Q. permettent d'envisager la réalisation de structures avec de faible périodicité (voir Annexe A).

résine sur l'échantillon qui est un autre paramètre à prendre en compte. Les bords de l'échantillon font office de barrières pour évacuer le surplus de résine lors du dépôt. Or, le manque d'homogénéité de la surface de résine déposée sur la plaque peut entraîner des défauts sur la forme des trous d'une même cavité. Pour éviter ce désagrément, la solution apportée a été d'étaler la résine sur des surfaces les plus grandes possibles ainsi qu'avec le plus de symétries possibles. Néanmoins, cette étape préalable à la lithographie reste l'une des moins bien contrôlées.

2.2.3 Ecriture des motifs

Nous venons de voir le fonctionnement d'un masqueur électronique ainsi que le comportement et les propriétés des polymères sensibles aux électrons. Il reste maintenant à dessiner le motif que l'on va insoler sur la résine et préciser quelle est la résolution de dessin il est possible d'atteindre .

2.2.3.1 Préparation du masque

Le programme "L-Edit" est un logiciel de dessin qui permet de positionner les différents éléments du motif les uns par rapport aux autres avec les paramètres souhaités. Pour le dessin des cristaux photoniques, les zones à insoler sont définies par des cercles qui donneront, par la suite les trous du cristal. Etant donné que les cristaux photoniques utilisés sont à maille hexagonale, certains cercles sont distants d'un multiple de $\sqrt{3}$. La précision maximale que l'on puisse obtenir sur la distance entre les cercles et sur le diamètre de ces derniers est du dixième de nanomètre. Si le paramètre de maille multiplié par $\sqrt{3}$ donne un entier ou approchant, alors on peut réduire l'effet du décalage induit par cette troncature. Cela permet de dessiner des cristaux photoniques avec des distances accessibles au programme "L-Edit" tout en évitant d'insoler des cristaux photoniques étirés dans une direction. Une fois le dessin du masque fait, il est indispensable qu'il soit lisible par le programme qui contrôle le masqueur électronique. Pour cela, le programme CATS ("Computer-Aided Transcription Systems") transforme le format du logiciel "L-Edit" en un format qui est reconnu par la machine. Le programme CATS permet, simultanément, d'éclater et de découper chaque cercle en trapézoïde et en rectangle (Fig. 2.4). Chaque coin des formes géométriques est ensuite placé sur une grille dont le maillage est plus ou moins fin (5 nm, 2,5 nm ou 1,25 nm). La discrétisation des cercles sera moins grossière pour de faibles tailles de grille. Plus le maillage est fin, plus les coins des formes géométriques seront proches d'un point de la grille. Par conséquent, les différents parallélogrammes conserveront leurs tailles originales et ainsi les cercles correspondront aux côtes initiales. Ce maillage que l'on appelle (par abus de langage) la résolution du masqueur correspond en fait au pas que peut faire faire la machine au faisceau d'électrons par déflexion.

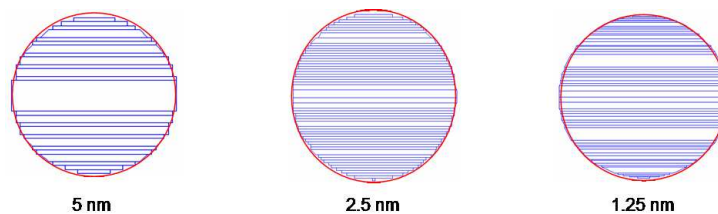


FIG. 2.4 – Découpage d'un cercle pour différentes résolutions par le programme *Cats*. Le cercle rouge, identique pour les trois résolutions, représente le cercle avant discrétisation.

L'augmentation de la résolution entraîne diverses conséquences. Une conséquence di-

recte de cette augmentation concerne la taille de la zone qui peut être insolée par le faisceau par simple déflexion. La taille du champ diminue avec l'augmentation de la résolution. Pour une résolution de 1,25 nm (minimum accessible par le masqueur), la taille maximum est un carré de 160 microns de côté. Dans le cas où l'on veut insoler une matrice de cavités espacées les unes des autres de 100 microns, il y a forcément des cavités qui vont se trouver à l'intersection d'au moins deux champs. Dans ce cas, le masqueur électronique effectue un raccord de champ. Si le lithographe n'est pas suffisamment bien réglé, il est possible d'obtenir des cavités où le raccord de champ est visible (Fig. 2.5). Même si la cavité n'est pas à cheval sur deux champs, la position de la cavité dans le champ revêt une grande importance pour la forme des trous. Si l'on reprend l'exemple d'une matrice de cavités distantes de 100 microns, une cavité peut se trouver au centre du champ mais par contre celle qui est à 100 microns ne le sera plus. Les trous ne seront plus circulaires mais auront une direction privilégiée selon leur position dans le champ du fait de l'astigmatisme du faisceau en bord de champ.

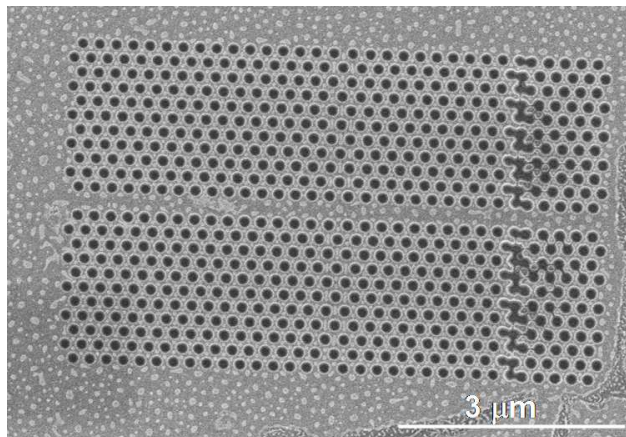


FIG. 2.5 – Image prise au microscope électronique d'une cavité coupée par un raccord de champ.

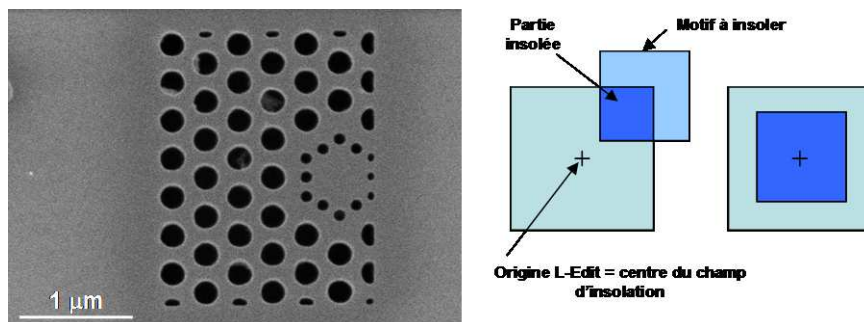


FIG. 2.6 – A gauche : cliché pris au microscope électronique d'une cavité insolée dont la taille du champ est plus petite que la cavité. A droite : schéma de principe de l'usage de l'origine de "L-Edit" pour que la cavité soit au centre du champ.

Pour éviter à la fois les raccords de champ et l'astigmatisme, deux solutions peuvent être envisagées. La première solution est d'espacer les cavités de 160 microns au lieu de 100 microns. Dans ce cas, encore faut-il que les cavités soient au centre du champ puisque l'on

ne connaît pas avec précision le découpage en plusieurs champs de la matrice de cavités. La seconde consiste à ne plus faire des matrices de cavités mais une seule cavité dans un champ ayant, au maximum, la taille de ce dernier. Concernant la seconde solution, si le motif n'est pas centré par rapport au champ, une seule partie de la cavité sera insolée (Fig. 2.6). Le choix entre les deux solutions se fait lors de la réalisation du masque sur le logiciel de dessin "L-Edit". Pour que le cristal photonique soit au centre du champ, il faut que le dessin du masque soit centré sur l'origine. La seconde solution peut plus facilement être adoptée dans notre cas puisque les structures à insoler sont plus petites que la taille maximum du champ à la résolution la plus faible. Si la structure est plus grande qu'un carré de 160 microns de côté, il va forcément y avoir des raccords de champs qui vont modifier le dessin de la structure. Dans ce cas, il peut être intéressant de prendre une résolution moins importante pour pouvoir augmenter la taille du champ et ainsi avoir l'intégralité de la structure dans le même champ.

2.2.3.2 Limites de fonctionnement

D'un point de vue pratique, le paramètre principal sur lequel nous pouvons jouer lors de l'étape de lithographie électronique, est la dose, c'est à dire la charge par unité de surface envoyée sur la résine. La dose est donnée en $\mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$. La bonne dose est par définition celle pour laquelle les motifs transférés dans la résine ont les dimensions les plus proches du dessin initial.

Au premier ordre, cette dose dépend principalement de l'épaisseur de résine qui doit être insolée et dans une moindre mesure du diamètre des trous. Or l'épaisseur de la résine est avant tout dictée par le processus de gravure développé dans la suite du chapitre. La dose doit donc être suffisamment forte pour que toute l'épaisseur de la résine soit irradiée par les électrons. En revanche, une dose trop forte donnera lieu à des effets de bord, et les trous voisins auront tendance à se rejoindre.

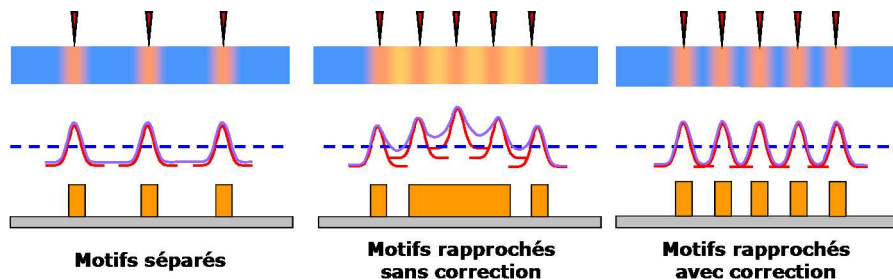


FIG. 2.7 – Effet de la dose sur le résultat de la lithographie électronique. Le schéma du haut est représenté la couche de résine (en bleu) avec les zones insolées (en rose). Au milieu, la ligne pointillée bleue représente le seuil d'exposition de la résine, une courbe rouge représente la quantité d'électrons utilisée lors de l'exposition et en mauve, il s'agit de la somme de toutes les contributions de l'exposition. Le schéma du bas représente le résultat de la lithographie sur une résine négative.

Au deuxième ordre, les électrons subissent des diffusions aux petits angles lorsqu'ils pénètrent dans la résine. Ce phénomène augmente le diamètre théorique du faisceau d'électrons mais peut être minimisé en diminuant l'épaisseur de résine et en augmentant la tension d'accélération. Après avoir traversé la résine, les électrons poursuivent leur chemin dans le substrat. Ils peuvent y subir des diffusions à de grands angles qui les rétro-diffusent vers la résine. Ce phénomène conduit à une exposition supplémentaire de la résine (Fig 2.7 au centre). Cette exposition est bien moins résolue que le faisceau initial et engendre

des effets de proximité. Pour les petites structures, comme celles qui nous intéressent, les effets de proximités sont tout de fois négligeables. Le cas échéant, ces effets de proximité peuvent être corrigés (Fig 2.7 à droite) afin d'obtenir des structures avec une plus grande uniformité [74, 75, 76].

2.2.4 Impact de la lithographie électronique sur les propriétés optiques

Afin de connaître l'apport du passage à une meilleure résolution, nous avons étudié la réponse optique de cavités H1, cavité à maille hexagonale avec un trou manquant au centre, qui ont, théoriquement, un mode fondamental doublement dégénéré. Or expérimentalement (voir Fig. 2.8), les deux modes de cavités fabriquées par C.C.P.-R.I.E. ont une légère différence de longueur d'onde de résonance (en moyenne 4 nm). Des études récentes ont montré la possibilité d'annuler ce décalage par des étapes technologiques après fabrication, donc a posteriori, sans pour autant identifier les raisons de ce décalage [58]. Les paramètres pertinents de cette étude sont le facteur de qualité des modes ainsi que la différence d'énergie entre les deux modes, en fonction de la résolution de l'étape de lithographie électronique. Néanmoins, plutôt que d'étudier la différence d'énergie, il est plus judicieux de prendre en compte le taux de recouvrement entre les deux modes théoriquement non dégénérés. En effet, l'écart en longueur d'onde entre les deux modes peut rester inchangé alors que le facteur de qualité a augmenté. Pour un même écart en longueur d'onde, si le facteur de qualité est plus important, alors le taux de recouvrement sera plus faible.

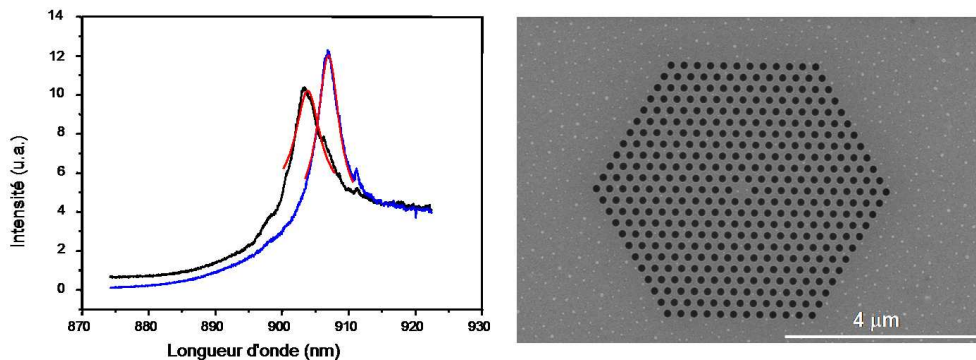


FIG. 2.8 – Spectre de photoluminescence de boîtes quantiques dans des cavités H1 révélant la structure modale de la cavité avec deux modes optiques non-dégénérés (à gauche) et cliché pris au microscope électronique d'une cavité (à droite).

Lors de cette étude, seuls les paramètres de l'étape de lithographie électronique ont été modifiés. L'étape de gravure du masque et du semiconducteur est, à ce stade, réalisées par gravure sèche C.C.P.-R.I.E., bien que le profil des trous ne soit pas vertical comme nous le verrons par la suite.⁴ Les cavités contiennent un plan de boîtes quantiques InAs/GaAs inséré au centre de la membrane de GaAs. L'étude des spectres de luminescence de ces cavités est effectuée à basse température (4°K) et l'échantillon est excité à incidence normale par un laser Ti :Sapphire continu opérant à 840 nm. Le laser est focalisé sur l'échantillon par un objectif de microscope (d'ouverture numérique 0,4) et forme un spot d'environ 5 µm sur la surface de l'échantillon. La luminescence issue de l'échantillon est

⁴Nous verrons en effet dans le prochain paragraphe comment nous avons pu améliorer les profils de gravure en passant de la C.C.P.-R.I.E. à la technique I.C.P.-R.I.E..

collectée par le même objectif de microscope, filtrée par un spectromètre et détectée par une caméra C.C.D. Silicium refroidie à l'azote. La puissance de pompe est ajustée de sorte à saturer les boîtes quantiques. Le spectre de luminescence enregistré correspond alors au spectre modal de la cavité optique. Lors du passage d'une résolution de 5 nm à une résolution de 2,5 nm sur le masqueur électronique, le facteur de qualité a légèrement augmenté passant de 170 à 230 en moyenne (Fig. 2.9 gauche). Il semble néanmoins que nous soyons proche du maximum pour cette structure : des simulations par F.D.T.D.-3D donnent un facteur de qualité Q de 250 pour les cavités H1 avec les paramètres que nous utilisons. Par contre, le changement de résolution n'a que légèrement amélioré le taux de recouvrement des modes. La probabilité d'obtenir des cavités avec un faible taux de recouvrement est plus faible; mais la probabilité d'obtenir des taux de recouvrement supérieur à 80 %, reste de l'ordre de 20 %, quelle que soit la résolution du masqueur. La meilleure résolution apporte simplement une redistribution des taux de recouvrement avec un élargissement autour d'un taux de recouvrement de 70 % (Fig. 2.9 droite). Il semble donc que ce soit le profil de gravure des trous non isotrope qui limite le taux de recouvrement des deux modes des cavités "H1" réalisées. Par conséquent, il devient indispensable d'améliorer l'étape de gravure pour pouvoir se rapprocher du cas idéal.

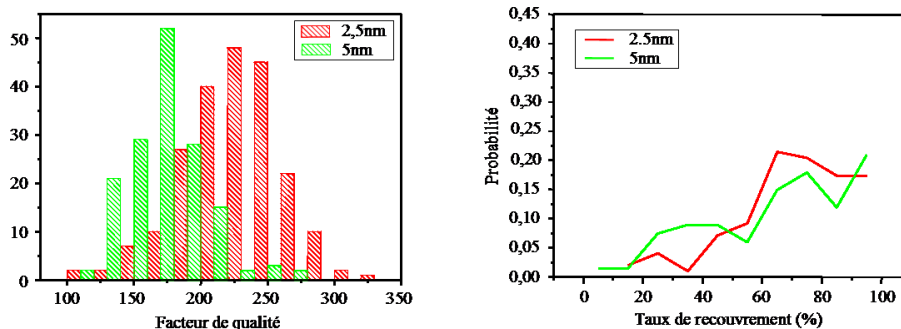


FIG. 2.9 – Distribution statistique du facteur de qualité moyen du mode fondamental théoriquement doublement dégénéré des cavités H1 et du taux de recouvrement des deux modes non-dégénérés en fonction de la résolution de la lithographie électronique.

2.3 Gravure Plasma

Quels que soient les composants et leurs fonctionnalités, la fabrication des dispositifs à cristaux photoniques requiert des techniques de transfert de masque par gravure qui respectent à la fois la dimension et la forme des motifs. Les techniques de gravure par plasma sont les plus appropriées pour cette étape. Il s'agit de gravures physico-chimique, car elles mettent en jeu à la fois un bombardement ionique et une réaction chimique entre le gaz ionisé et les surfaces de l'échantillon. La réaction entre les radicaux dans le plasma et la surface de l'échantillon produit de nouvelles espèces volatiles, évacuées par bombardement ionique et par le groupe de pompage. Ces techniques permettent à la fois d'obtenir des flancs lisses et droits, à la différence des gravures chimiques isotropes. Toutefois, la mise en place de procédés garantissant des profils droits et peu rugueux n'est pas immédiat et les fenêtres de paramètres de gravure plasma peuvent être étroites.

Plusieurs paramètres sont ajustables (composition du plasma, pression, puissance, tension d'accélération, température...). Pour fixer ces différents paramètres, différents critères entrent en ligne de compte. Il y a tout d'abord des critères qui ont trait à la structure des motifs gravés (anisotropie et rugosité) mais aussi à l'efficacité du plasma (uniformité

et sélectivité). Nous cherchons à obtenir des flancs de trous droits et lisses ; nous voulons que le profil de gravure soit identique sur toute la surface du cristal photonique à minima ; enfin, il faut que le masque de gravure soit érodé moins rapidement que le semiconducteur pendant la gravure. Rappelons que ce dernier point peut déjà constituer un premier verrou : contrairement à la gravure chimique où une sélectivité quasi-infinie peut être atteinte, les procédés de gravure sèche hautement sélectifs sont difficiles à développer. La situation est d'autant plus critique que la réduction de la taille des motifs implique une diminution de l'épaisseur de la couche de P.M.M.A. et de fait du masque de Si_3N_4 , afin de garantir une résolution suffisante.

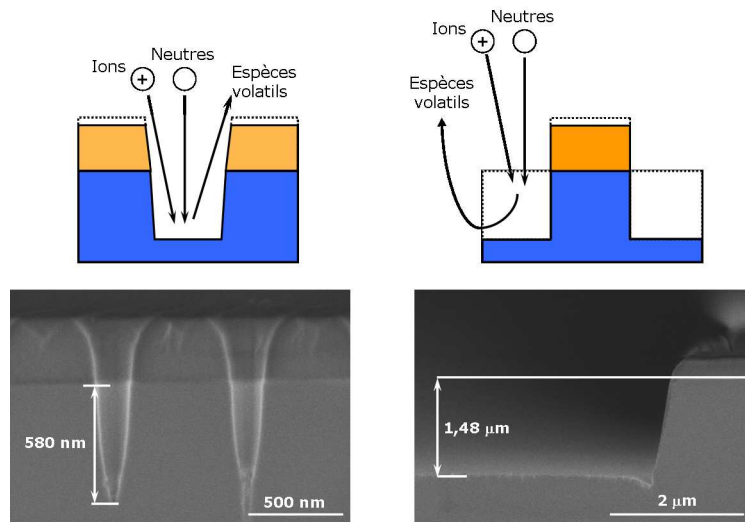


FIG. 2.10 – *En haut : Mécanismes de gravure pour de motifs type "cristaux photoniques" et type "ridge". En bas : Images prises au microscope électronique du résultat de gravure sur des motifs cristaux photoniques et "ridge" pour le même procédé de gravure et pour le même temps de gravure.*

Le développement de la gravure du masque et du semiconducteur ne peut se faire qu'en utilisant le motif avec des trous d'une centaine de nanomètres que l'on utilisera plus tard. Le profil de gravure et la rugosité des flancs de tout autre motif tel qu'un "ridge" ne sera pas nécessairement identique, même si on utilise le même procédé de gravure. La plupart des investigations sur le profil et la rugosité des trous pour les cristaux photoniques en GaAs a été faite à partir de "ridge" [77, 78] et ensuite interpolé aux cristaux photoniques [79]. Très peu d'étude ont été faites avec de petites ouvertures (Krauss Microelectronic Eng. 35 29). Dans le cadre d'un motif avec des trous sub-microniques, les produits de la gravure du semiconducteur ne peuvent être extraits du fond du trou uniquement par la même voie que celle empruntées par les espèces ionisées et le radicaux servant à la gravure [80, 81]. On va donc être confronté à un problème de recyclage des espèces utiles dans le trou contrairement au cas de motif type "ridge" présentant de larges espaces dégagés (Fig. 2.10). Dans le cas des structures "ridges", tout produit de gravure est facilement évacué, permettant ainsi un renouvellement efficace des espèces le long des surfaces à graver. Une façon rapide de mettre en évidence ce phénomène est de comparer la profondeur de gravure dans un trou de 140 nm à celle d'un ridge ou d'un micropilier pour une même recette avec le même temps de gravure. Ceci est illustré sur la figure 2.10 : nous obtenons un rapport de 2,55 entre la hauteur du ridge gravé et la profondeur de gravure du trou de 140 nm de diamètre.

Nous allons maintenant rentrer plus en détails dans l'étude du procédé que nous avons développé. Mais auparavant, nous allons décrire brièvement les principales techniques de gravure sèche : C.C.P.-R.I.E. (Capacitively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching) et I.C.P.-R.I.E. (Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching).

2.3.1 Gravures C.C.P.-R.I.E. et I.C.P.-R.I.E.

2.3.1.1 Mécanismes de gravure par plasma

Un plasma est un gaz dont une certaine proportion est ionisée mais qui est, pris dans son ensemble, électriquement neutre. Ce sont aussi des milieux hors équilibre, ce qui nécessite un apport constant d'énergie pour conserver leur état. L'ionisation des plasmas artificiels se fait par des électrons et non pas par des photons UV comme dans le cas des plasmas naturels. Les plasmas artificiels sont utilisés dans de nombreuses applications comme les dépôts par pulvérisation cathodique ou la gravure. Pour toutes les applications, le degré d'ionisation est faible et la majorité des espèces présentes dans le plasma sont dans leur état fondamental. Néanmoins, les espèces présentes se décomposent en trois grandes catégories : les électrons, les ions (positifs et négatifs) et les espèces neutres (stables et radicaux).

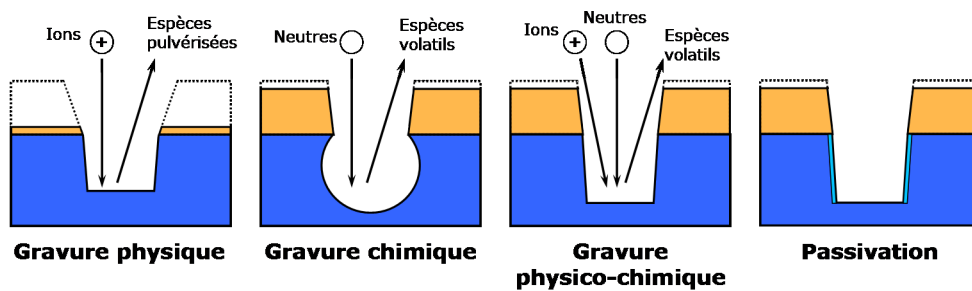


FIG. 2.11 – Mécanismes intervenant dans la gravure sèche par plasma. Le masque de gravure est représenté en vert.

Lors de la gravure par plasma, le principe est de créer par un champ radiofréquence un plasma contenant des espèces ioniques et des radicaux attaquant le matériau que l'on souhaite graver. En raison de la différence de nature entre les deux électrodes créant le champ R.F., il apparaît une différence de potentiel continue entre l'anode et la cathode sur laquelle est posée l'échantillon. Cette différence de potentiel continue accélère les espèces ioniques réactives vers la surface de l'échantillon. Idéalement, le processus de gravure repose sur une réaction chimique entre un radical du plasma et le matériau à graver. Les produits de la réaction sont ensuite évacués par bombardement ionique. Ce processus a lieu uniquement si l'ion a atteint une certaine énergie cinétique seuil. La gravure est principalement chimique, ce qui lui confère la possibilité d'être sélective, c'est-à-dire de réagir de manière très différente suivant le matériau exposé au plasma. Cependant, cette gravure ne s'effectue que dans la direction d'accélération des ions, ce qui lui permet d'être fortement anisotrope. De part et d'autre de ce schéma idéal, deux modes de fonctionnement doivent être évités :

- Gravure purement physique (Fig 2.11, première à gauche) aussi appelée pulvérisation : les ions incidents percutent la cible conduisant à l'éjection des atomes de la cible. Ce procédé purement mécanique qui permet une gravure anisotrope de n'importe quel matériau a pour principal désavantage une très faible sélectivité du fait de

la détérioration très rapide du masque mais aussi une très faible vitesse de gravure. De plus, la détérioration du masque, notamment sur les flancs des ouvertures, peut dégrader la verticalité des flancs gravés.

- Gravure purement chimique (Fig 2.11, deuxième à gauche) : les espèces engendrées dans le plasma réagissent chimiquement avec un matériau pour former des produits volatiles, qui sont ensuite évacués par désorption. Ce mécanisme de gravure est assez similaire à la gravure humide, donnant lieu à des profils de gravure très isotropes.

Le plus souvent les mécanismes de gravure par pulvérisation et de gravure chimique sont concomittants, conduisant ainsi à un mécanisme de gravure physico-chimique [82]. Ce mécanisme est très intéressant puisqu'il permet l'obtention de procédés de gravure à la fois anisotropes et très sélectifs par rapport au masque. Un troisième mécanisme peut aider à l'obtention d'une gravure anisotrope : la passivation des flancs par dépôt (Fig 2.11 à droite). Dans ce mécanisme, une couche protège les flancs gravés d'une attaque chimique alors qu'au fond des ouvertures en cours de gravure, cette couche reste de faible épaisseur et est soumise au bombardement ionique.

2.3.1.2 C.C.P.-R.I.E. versus I.C.P.-R.I.E.

Les réacteurs de gravure sèche par plasma peuvent être classés en deux grandes catégories : les réacteurs "basse densité" et les réacteurs "haute densité". Comme leurs noms l'indiquent la densité d'espèces dans le plasma est un des critères pour les distinguer mais la gamme de pression entre aussi en ligne de compte. Pour les sources à haute densité, la gamme de pression va de 0,5 à 50 mTorr et la densité du plasma de l'ordre de 10^{12} cm^{-3} . Tandis que pour les réacteurs "basse densité", la densité est en moyenne 100 fois plus faible et la pression 20 fois plus importante. Dans chacune de ces familles, différentes techniques peuvent être mises en place. Nous nous limiterons cependant à la description du fonctionnement des réacteurs utilisés. Pour les "basses densités", nous avons utilisé un bâti par gravure ionique réactive C.C.P.-R.I.E. (Nextral NE-100) et, pour les "hautes densités", un bâti "I.C.P.-R.I.E." (Sentech SI-500).

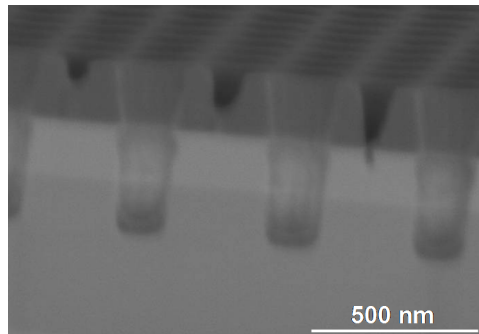


FIG. 2.12 – Cliché au microscope électronique de la gravure de trous de 140 nm de diamètre dans le semiconducteur par le procédé R.I.E..

Le bâti C.C.P.-R.I.E. est constitué de deux électrodes parallèles alimentées par une source R.F.. Le substrat est placé sur l'une des électrodes. Le plasma est créé entre les électrodes, les ions produits sont ensuite accélérés vers l'échantillon par ces mêmes électrodes. Une des limitations de ce dispositif est l'impossibilité de régler de manière indépendante le flux et l'énergie des ions frappant le substrat : tous deux augmentent avec la puissance R.F.. Pour un flux d'ions raisonnable ainsi qu'une dissociation des gaz raisonnable, si cette tension qui attire les ions vers l'échantillon est trop importante, cela conduit à une

dégradation très rapide du masque. Une pulvérisation trop importante ne permet pas de respecter les côtes du cristal et nuit à l'obtention de flancs verticaux. Pour allier à la fois sélectivité, respect des côtes et verticalité, il est indispensable de contrôler indépendamment l'énergie des ions et le flux des ions et des espèces neutres. Jusqu'à présent, la gravure du GaAs était réalisée par C.C.P.-R.I.E. au laboratoire mais ne répondait pas aux critères pour obtenir de flancs droits et de forts facteurs de qualité optique (Fig 2.12). Nous sommes donc passées à la gravure I.C.P.-R.I.E. du fait du meilleur contrôle du plasma et non pas pour obtenir des procédés avec de forts facteurs d'aspects. Notre but est, dans le cas des cristaux photoniques sur membrane, de pouvoir traverser la membrane de GaAs de 180 nm d'épaisseur tout en ayant des flancs de gravure lisses et verticaux.

Le réacteur I.C.P.-R.I.E. fait partie de la famille des réacteurs "haute densité". Le principe de ce type de réacteur est de transférer l'énergie du plasma d'une manière différente par rapport aux réacteurs C.C.P.-R.I.E. dans lesquels ce transfert se fait de façon capacitive. Ce transfert d'énergie peut se faire par différentes voies donnant lieu à différentes architectures. Néanmoins, quelle que soit la façon de transférer l'énergie vers le plasma, ces architectures offrent des degrés de liberté supplémentaires permettant ainsi un fonctionnement à plus basse pression avec un potentiel plasma plus faible. Dans le cas qui nous intéresse (bâti I.C.P.-R.I.E.), l'excitation du plasma est effectuée d'une part, comme dans le cas d'un réacteur R.I.E., par un couplage capacitif via les électrodes parallèles et d'autre part par un couplage inductif, offrant ainsi un meilleur contrôle du plasma. Une antenne placée dans une configuration planaire permet de créer le champ magnétique nécessaire pour augmenter la densité du plasma. Il est alors possible de contrôler indépendamment la densité du plasma (par la puissance I.C.P.) et l'énergie des ions (par la puissance R.F.).

2.3.2 Gravure du masque de nitrure

Lors d'une gravure par plasma, la résine utilisée pour la lithographie électronique (P.M.M.A.) et le matériau sous-jacent (Si_3N_4) sont gravés avec des vitesses différentes. Le rapport entre les vitesses de gravure des deux matériaux est ce que l'on appelle la sélectivité du procédé de gravure. Si cette sélectivité est inférieure à un, cela signifie que la couche supérieure est gravée plus rapidement que celle qui se trouve en dessous.

Considérons l'empilement d'une couche de résine sensible aux électrons sur une couche de semiconducteur. Les plasmas chlorés utilisés pour graver les semiconducteurs détériorent instantanément la résine empêchant ainsi toute gravure anisotrope de petites ouvertures. Il est donc nécessaire d'utiliser un masque intermédiaire dit "dur" pour pouvoir, par la suite, transférer le dessin dans le matériau actif. Le choix du masque intermédiaire est régi par une double nécessité. D'abord, la sélectivité entre le P.M.M.A. et le masque intermédiaire doit être suffisante pour assurer un bon transfert du motif depuis le P.M.M.A. vers le masque intermédiaire. Ensuite la sélectivité de ce masque intermédiaire par rapport au semiconducteur doit être importante. Les masques métalliques et diélectriques peuvent remplir ce rôle. L'utilisation d'un masque métallique pour les dimensions des cristaux photoniques pose certains problèmes comme une rugosité des flancs trop importante qui sera transférée dans le semiconducteur. Ceci provient du fait qu'il faut réaliser un lift de métal à partir d'une résine positive ce qui n'est pas simple, les flancs de la résine étant droit et non rentrant. De ce fait, nous utilisons un masque de nitrure. Ce type de masque présente l'avantage de pouvoir être facilement gravé par plasma. Néanmoins, pour la gravure du semiconducteur, il est crucial de s'assurer de la bonne qualité des flancs et de leurs verticalités dans le diélectrique.

La gravure du nitrure dans le bâti de C.C.P.-R.I.E. répond à ces conditions. Cette étape ne peut pas se faire dans le bâti I.C.P.-R.I.E. puisque les gaz fluorés indispensables à la

gravure du nitrure ne sont pas présents dans ce réacteur. Les profils de trous verticaux sont obtenus par passivation des flancs en utilisant des gaz contenant à la fois des éléments carbone et fluor tel que le trifluoromethane (CHF_3) dans un bâti Nextral NE-100. Au cours de cette étude, en vue de l'optimisation de la gravure du nitrure, la pression de l'enceinte est restée fixe à 8 mTorr et le plasma est allumé avec une puissance R.F. de 15 W ($\approx 0,015 \text{ W/cm}^2$). L'échantillon est posé sur une électrode en silicium, modulée à une fréquence de 13,6 MHz et refroidie à environ 20°C . Un plasma constitué uniquement de CHF_3 ne permet pas de remplir les critères présentés préalablement (Fig. 2.13 gauche). En effet, cette chimie permet une passivation de flancs et donc devrait permettre l'obtention de flancs verticaux dans la couche de nitrure. Cependant, nous observons que la vitesse de gravure du nitrure dans le plasma de CHF_3 décroît au cours de la gravure, du fait d'un dépôt d'une couche de CF_x sur les flancs gravés. Ce dépôt empêche la gravure du nitrure par les radicaux de fluor, qui sont les principaux radicaux gravant chimiquement le nitrure (voir Fig. 2.13 gauche). Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser un gaz supplémentaire riche en fluor pour obtenir des trous dans le nitrure qui soient assez ouverts et assez profonds tout en respectant les côtes de la lithographie. Ceci est rendu possible par l'adjonction de SF_6 . Toutefois, avec un flux d'hexafluorure de soufre (SF_6) trop important, on dégrade la surface du nitrure (Fig. 2.13 centre). Notons aussi que l'augmentation du flux de SF_6 accélère la gravure du P.M.M.A. qui sert de masque. Son épaisseur pourrait être augmentée mais au détriment d'un bon contrôle de la résolution. En ajustant le flux de SF_6 et de CHF_3 (respectivement 1 sccm et 14 sccm) et en assignant au "bias" une forte tension (200 V), on arrive à obtenir des flancs pratiquement verticaux avec des surfaces lisses (Fig. 2.13 droite).

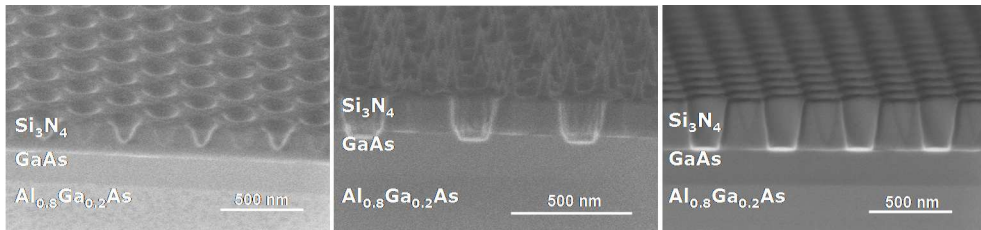


FIG. 2.13 – Clichés au microscope électronique de la gravure R.I.E. du nitrure en fonction de la composition chimique du plasma. De gauche à droite : 14 sccm de CHF_3 sans SF_6 , 14 sccm de CHF_3 et 3 sccm de SF_6 , 4 sccm de CHF_3 et 1 sccm de SF_6 . La pression et la tension d'accélération restent inchangées, respectivement, à 8 mTorr et -200 V.

2.3.3 Gravure du semiconducteur

L'étape suivante est la gravure sèche à travers la membrane de GaAs soutenue par la couche sacrificielle d' $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$. Du point de vue du facteur de qualité de la cavité, il est très important de préserver la verticalité et la faible rugosité de surface des trous gravés. En effet, la rugosité entraîne des pertes par diffusion [83, 84, 85]. L'inclinaison des parois quant à elle modifie la symétrie verticale de la membrane suspendue, ce qui induit un couplage entre le mode TE et TM [86]. De ce point de vue, la gravure par un plasma à base de chlore garantie, pour peu que les bonnes conditions soient trouvées, des flancs verticaux et lisses. Cette chimie de gravure a aussi l'avantage de permettre une vitesse de gravure du GaAs très rapide du fait de la volatilité des principaux produits de gravure que sont GaCl_x et AsCl_x [87].

Au laboratoire, la gravure du cristal photonique se faisait initialement dans le réacteur C.C.P.-R.I.E. et utilisait un plasma SiCl_4/O_2 (Fig. 2.12) [25]. La très forte puissance né-

cessaire pour créer un plasma suffisamment dense impose de fait des ions très énergétiques. L'impact de ces derniers à la surface de l'échantillon dégrade la morphologie des surfaces ainsi que la forme des trous (renflement en haut des trous). A plus basse puissance, la vitesse de gravure du semiconducteur et la sélectivité par rapport au nitrure sont trop faibles pour garantir une profondeur de gravure suffisante dans le semiconducteur tout en conservant une partie du masque. Il est donc crucial pour la fabrication de cristaux photoniques de fort facteur de qualité de contrôler indépendamment le flux et l'énergie des ions. Comme nous l'avons vu précédemment, cela est possible par l'utilisation d'un réacteur "haute densité" tel que les sources I.C.P.-R.I.E.. Nous avons pour cela utilisé un bâti I.C.P.-R.I.E. Sentech SI 500. La chambre du réacteur est tapissée d'aluminium anodisé. La source I.C.P. est couplé au plasma au travers d'une fenêtre céramique d' Al_2O_3 . L'échantillon est positionné sur un porte-échantillon silicium (4 pouces) lui-même fixé au dessus de l'électrode avec un anneau céramique. La température de l'électrode est contrôlée durant la présence d'un plasma par une combinaison d'un refroidissement d'eau à une température fixe et une résistance chauffante réglable. Dans le reste de cette étude, le porte échantillon est couplé à l'électrode avec un refroidissement par la face arrière. L'échantillon est collé sur le porte-échantillon en utilisant de la graisse à vide pour améliorer la conduction thermique. La température du porte-échantillon est maintenu à 30°C pour assurer une bonne uniformité de la gravure [88].

Notre but étant d'obtenir des cristaux photoniques membranaires à fort facteur de qualité, il n'est pas nécessaire d'atteindre de forts rapports d'aspect. A partir du moment où les 180 nm de la membrane sont percés, la gravure peut être arrêtée. Les spécifications sur lesquelles nous allons nous attarder tiennent plus de la forme des trous et de la morphologie des surfaces. Plusieurs paramètres peuvent être modifiés ; il s'agit principalement de : la chimie du plasma, la pression, la tension d'accélération des ions positifs (ou "bias") et la puissance R.F.. Nous allons décrire l'influence de ces différents paramètres. Cette étude systématique a été réalisée non pas sur des cavités à cristaux photoniques mais sur des bandes formées d'un cristal photonique parfait (20 x 50 trous) avec des diamètres de l'ordre de ceux utilisés pour réaliser nos microcavités. Ce dessin en bandes permet une observation relativement aisée de la forme des trous et de leurs morphologies ainsi qu'une comparaison entre les différents paramètres de gravure étudiés.

Chimie du plasma

Plusieurs types de mélanges gazeux ont déjà été utilisés pour graver le GaAs : chlore-argon [77, 89], chlore-oxygène [25], chlore-diazote-oxygène [90], chlore-diazote [79, 91]... Deux gaz chlorés sont disponibles dans le bâti I.C.P.-R.I.E. : le dichlore (Cl_2) et le trichlorure de bore (BCl_3). Les premiers essais ont porté sur une composition $\text{BCl}_3/\text{Cl}_2/\text{Ar}$ qui avait été introduite au laboratoire par le fabricant du réacteur. Les premières gravures n'ont pas permis de trouver une tendance forte pour pouvoir continuer dans cette voie : quelle que soit la composition du plasma, même avec des tensions de "bias" faibles (de l'ordre de -100 V) comparées à ce que nous verrons par la suite, la gravure du semiconducteur s'accompagne d'une détérioration très rapide du masque de diélectrique. Cela aurait pu nous satisfaire si la profondeur de gravure n'était pas faible par rapport à l'épaisseur de la membrane et si les flancs de gravure n'étaient pas obliques. Par conséquent, la composition chimique du plasma a été modifiée en essayant avant tout de la rendre plus simple en limitant les sources de chlore. Parmi les procédés les plus utilisés pour la gravure du GaAs, on trouve souvent l'utilisation de plasma Cl_2/Ar [77, 89] ; l'argon permet une meilleure dissociation du chlore, favorisant ainsi la contribution chimique de la gravure. Dans cette chimie, l'équilibre entre bombardement ionique et réaction chimique, est donc délicat à trouver. Il est donc plus judicieux d'ajouter un gaz neutre, qui limite la densité

de radicaux de chlore responsables de l'attaque chimique. Nous avons donc opté pour une composition Cl_2/N_2 . Le ratio entre le flux de chlore et le flux de diazote, ainsi que le flux total ont un impact sur les profils de gravure.

Des flux totaux élevés réduisent le temps de résidence des espèces et donc favorise le renouvellement des radicaux le long des surfaces à graver. Ainsi, en augmentant le flux total de 20 sccm à 36 sccm (avec un ratio N_2/Cl_2 de l'ordre de 1/8, un bias de 350 V, une pression de 10 mTorr et une puissance RF de 1000 W), nous augmentons la vitesse de gravure du semiconducteur dans les trous d'environ 700 nm/min à 1300 nm/min. Parallèlement, nous augmentons la sélectivité de la gravure et les profils de gravures changent d'un profil oblique pour devenir droits et lisses. A trop faible flux, la gravure est en effet dominée par le bombardement ionique et l'augmentation du flux permet de renforcer la contribution chimique de la gravure, nous permettant ainsi d'obtenir des flancs verticaux peu rugueux. Cependant, à trop fort flux (au delà de 36 sccm), la vitesse de gravure du semiconducteur décroît et apparaît une sous-gravure dans le semiconducteur : la gravure, essentiellement chimique, du semiconducteur devient limitée par l'adsorption et la desorption des espèces le long des flancs de gravure par bombardement ionique.

L'addition de diazote au chlore a principalement pour effet de réduire la vitesse de gravure du semiconducteur et la sélectivité, du fait d'une réduction des radicaux de chlore par la formation de NCl . Cependant, la présence de diazote favorise le bombardement ionique des surfaces et aide donc à l'obtention d'une gravure anisotrope. Dans des plasmas de chlore pur, l'impact de pulvérisation est insuffisant pour assurer une adsorption et desorption efficace des espèces le long des flancs de gravure ; on obtient alors des flancs rugueux avec une sous-gravure dans le GaAs. Lorsqu'on accroît le ratio N_2/Cl_2 de 0 à 0,2, les flancs deviennent plus lisses et droits. A plus fort ratio, le processus de gravure devient dominé par la pulvérisation ; ceci dégrade le profil des trous dans le masque et donc donne lieu à des profils de gravure obliques dans le semiconducteurs par transfert.

Ainsi, nos études indiquent qu'un flux total de 36 sccm (32 sccm de Cl_2 et 4 sccm de N_2) semble être le plus favorable à l'obtention de flancs lisses et verticaux le long des trous dans le semiconducteur.

Pression de la chambre

La pression au sein de l'enceinte affecte principalement la densité de radicaux de chlore. En augmentant la pression, la densité de radicaux le long des surfaces libres du semiconducteur devient plus élevée et la gravure chimique du semiconducteur s'en trouve renforcée. On s'attend donc à favoriser la gravure par voie chimique en augmentant la pression. La réduction de l'impact de la gravure physique est confirmé par la réduction du flux d'ions positifs, qui décroît de $3,19 \text{ mA.cm}^{-2}$ à $1,32 \text{ mA.cm}^{-2}$ lorsque la pression monte de 0,5 à 10 mTorr. Parallèlement, la vitesse de gravure du semiconducteur augmente de 550 nm/min à 1850 nm/min et la sélectivité croît de 1,3 à 2,1 (voir Fig. 2.14). A plus forte pression ($> 10 \text{ mTorr}$), la vitesse de gravure du semiconducteur décroît : la gravure des petites ouvertures est alors limitée par l'évacuation de produits de la gravure. De plus, à haute pression, les collisions dans le réacteur diminuent la température des électrons et donc la densité des radicaux de chlore.

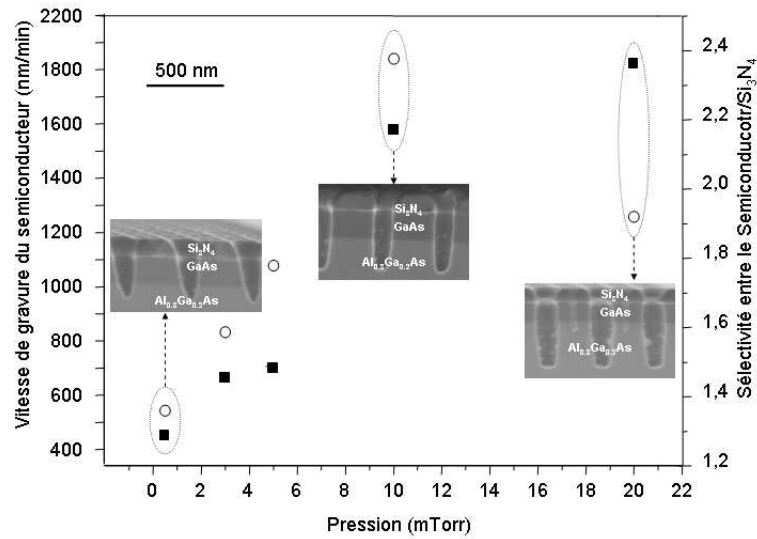


FIG. 2.14 – Vitesse de gravure du semiconducteur (cercles) et sélectivité du semiconducteur par rapport au nitrure en fonction de la pression dans l'enceinte (carrés). Toutes ces gravures ont été réalisées à une température de cathode de 30°C, une puissance ICP de 1000W, une tension d'accélération de -350V, un flux de dichlore de 32 sccm et un flux de diazote de 4 sccm. Des coupes transversales de la gravure sont présentées pour des pressions de 0.5, 10 et 20 mTorr.

Cette contribution plus importante de la contribution chimique à la gravure avec la pression, a un impact sur le profil des trous. A faible pression, le mécanisme de gravure est trop physique et l'on obtient des flancs de gravure obliques. A très forte pression, le mécanisme de gravure est dominée par l'attaque chimique isotrope, qui conduit à une sous-gravure du GaAs. Cette sous-gravure du GaAs est renforcé par la distribution angulaire à forte pression des trajectoires des ions, qui ne suivent plus une trajectoire unidirectionnelle entre les électrodes. Dans nos expériences, l'obtention de profils droits et lisses est observée pour une pression de 10 mTorr.

Tension d'accélération : "RF bias"

Comme son nom l'indique, la tension d'accélération, communément appelée bias, est une différence de potentiel utilisée pour accélérer les espèces chargées vers l'échantillon à graver. Par conséquent, plus le bias est élevé, plus l'énergie des ions positifs est importante et plus la densité de radicaux de chlore est élevée. Ainsi, on note tout d'abord que les vitesses de gravure, que ce soit celle du nitrure ou celle du semiconducteur, croissent linéairement avec l'augmentation du bias (Fig. 2.15). Ceci indique que le mécanisme de gravure mis en jeu n'est pas limité par la présence des réactifs. Néanmoins, pour la même évolution de bias, la vitesse de gravure du nitrure croît plus rapidement du fait que, de par son rôle de masque, le nitrure est plus exposé au bombardement ionique. La sélectivité chute de 31 % lorsque la tension d'accélération passe de -170 V à -350 V (Fig. 2.15). Si dans le même temps, on regarde les profils de gravure, on observe une bien meilleure qualité de surface ainsi qu'une meilleure verticalité des profils pour de fortes tensions (Fig. 2.15 à droite). A faible bias, la gravure se fait de façon plus isotrope laissant à penser que la composante chimique de la gravure est encore trop importante. L'augmentation du

bias permet d'équilibrer les composantes chimiques et physiques de la gravure. Malgré la diminution de la sélectivité à forte puissance, on maintiendra pour la suite le bias à -350 V .

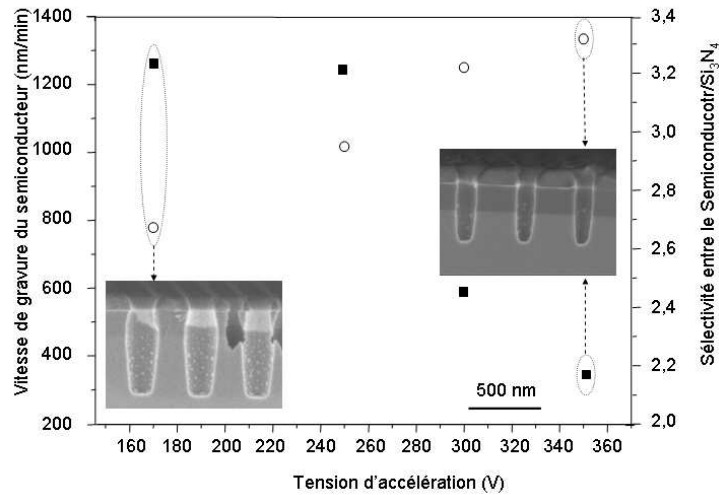


FIG. 2.15 – Vitesse de gravure du semiconducteur (cercles) et sélectivité du semiconducteur par rapport au nitrure en fonction de la tension d'accélération. Toutes ces gravures ont été réalisées à une température de cathode de 30°C , une puissance ICP de 1000 W , une pression de 10 mTorr , un flux de dichlore de 32 sccm et un flux de diazote de 4 sccm . Deux coupes transversales de la gravure pour une tension d'accélération de -170 V et -350 V sont présentées

Puissance I.C.P.

Le principal problème que nous avons rencontré avec les procédés de gravure en C.C.P.-R.I.E. provient du fait que l'on ne puisse pas contrôler séparément l'énergie des ions et le flux ionique. Nous venons de voir que la tension d'accélération contrôlait l'énergie des ions arrivant à la surface de l'échantillon. Nous allons maintenant nous attarder sur ce qui fait l'intérêt d'un bâti de gravure I.C.P.-R.I.E., c'est à dire l'antenne en configuration planaire qui permet de créer un champ magnétique nécessaire à la densification du plasma. La puissance I.C.P. est le paramètre ajustable pour le contrôle de la dissociation des espèces dans la plasma. La mesure du flux ionique permet de s'en assurer. Une augmentation de la puissance I.C.P. induit une plus grande concentration de radicaux de chlore et un flux ionique plus élevé. On observe en effet une augmentation d'un facteur 10 de ce flux lorsque l'on passe de 200 W à 1000 W .

Dans cette même gamme de fonctionnement, on observe donc une augmentation conjointe de la vitesse de gravure du semiconducteur et du nitrure (Fig. 2.16). Les processus mis en jeu pour les deux types de matériaux sont complètement différents. En ce qui concerne les semiconducteurs, il s'agit d'une gravure principalement contrôlée par la chimie du plasma et le bombardement ionique. Comme nous venons juste de le voir la puissance I.C.P. permet d'augmenter la densité de radicaux disponibles pour la gravure du semiconducteur et le bombardement ionique pour l'adsorption et la desorption des espèces le long des flancs de gravure. En contrepartie, le nombre d'espèces ionisées susceptibles de détériorer la surface de nitrure par bombardement augmente ce qui se traduit par une augmentation de la vitesse de gravure avec la puissance I.C.P. (Fig. 2.16).

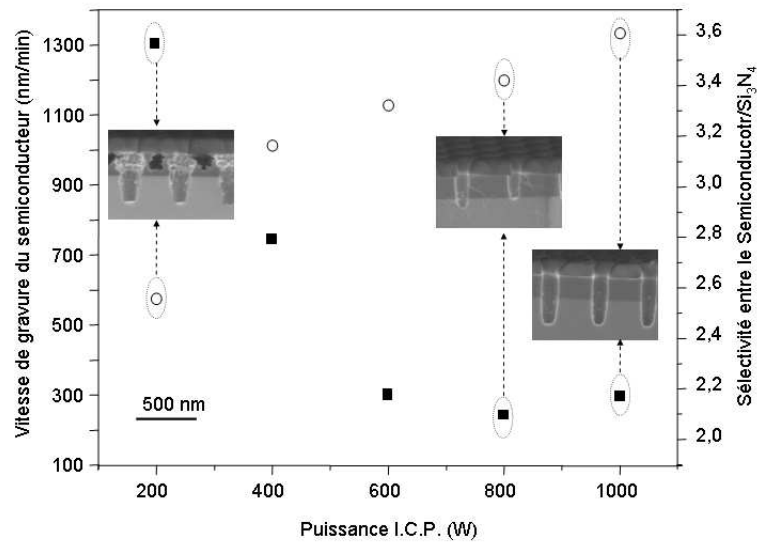


FIG. 2.16 – Vitesse de gravure du semiconducteur (cercles) et sélectivité du semiconducteur par rapport au nitrure en fonction de la puissance I.C.P.. Toutes ces gravures ont été réalisées à une température de cathode de 30° C, une tension d'accélération de -350 V, une pression de 10 mTorr, un flux de dichlore de 32 sccm et un flux de diazote de 4 sccm. Trois coupes transversales de la gravure pour une puissance ICP de 200 W, 800 W et 1000 W sont présentées.

De plus, en observant les profils de gravure, les critères qui nous intéressent sont bien mieux respectés dans le cas d'une forte puissance I.C.P.. A faible puissance, la densité de radicaux est trop faible et la gravure est dominée par le bombardement ionique, induisant des profils de gravure obliques et rugueux (Fig. 2.16 à droite). Lorsque la puissance I.C.P. augmente, la qualité de la surface devient meilleure, grâce à une meilleure adsorption et desorption des espèces le long des flancs de gravure. De plus, la composante chimique de la gravure est renforcée. Ainsi, en augmentant la puissance I.C.P., on passe d'un profil rugueux et obliques à des flancs lisses et droits. C'est pourquoi nous avons opté pour une puissance I.C.P. de 1000 W.

Ainsi, afin d'obtenir des flancs de gravure dans le GaAs verticaux et lisses, notre étude indique que le plasma doit être composé de 32 sccm de Cl₂ et 4 sccm de N₂. La puissance contrôlant la dissociation des espèces (puissance I.C.P.) est maintenue à un niveau élevé (1000 W). Il en est de même pour la tension d'accélération régulée à -350 V et la pression dans l'enceinte est maintenue à 10 mTorr. Toutes ces valeurs ont été fixées à l'aide d'observations en microscopie électronique à balayage de la coupe des trous. Cependant la résolution n'est pas suffisante pour quantifier l'inclinaison des trous ainsi que leur rugosité. La microscopie électronique à transmission quant à elle permet de mesurer ces paramètres mais aussi de connaître la composition chimique des flancs de gravure.

Observation des flancs de gravure en microscopie électronique en transmission

Avec le procédé développé dans les paragraphes précédents et avec les paramètres géométriques des cavités à cristaux photoniques que nous utiliserons par la suite, nous avons réalisé un échantillon pour qu'il puisse être observé en microscopie électronique en

transmission. Cette technique permet d'obtenir une résolution élevée des objets observés qui peut atteindre quelques angstroms.

Jusqu'à présent les photos M.E.B. ne nous donnait qu'une indication qualitative sur l'angle de gravure dans la membrane de GaAs ainsi qu'une approximation sur la rugosité des surfaces gravées. Grâce aux photos T.E.M., une mesure de cet angle est possible ainsi qu'une meilleure évaluation de la qualité de surface du GaAs. Une information supplémentaire peut être retenue de l'étude T.E.M., il s'agit de la composition chimique et de l'épaisseur de la couche entourant le GaAs gravé. A partir d'expériences précédentes [66], cette fine couche a de forte chance d'être un dépôt d'oxyde de silicium. Le redépôt de silicium peut soit provenir du masque de diélectrique soit de la gravure du porte-échantillon. La présence d'oxygène peut quant à elle être due à l'oxydation des surfaces par de l'oxygène résiduelle dans l'enceinte ou bien se créer lorsque l'échantillon se trouve à l'air libre.

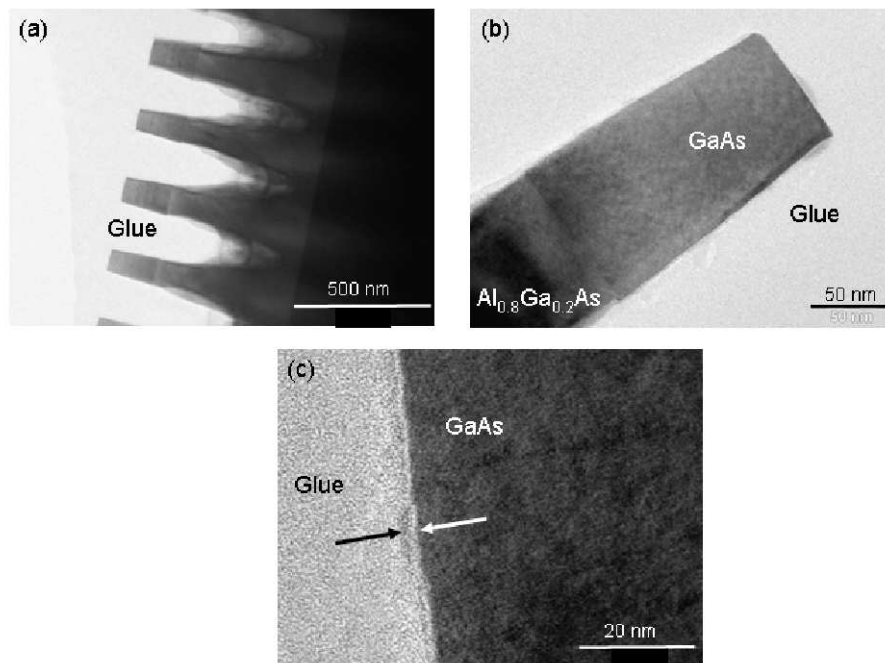


FIG. 2.17 – Clichés T.E.M. de la gravure des cristaux photoniques (G. Patriarche) - (a) vue d'ensemble des trous, (b) grossissement sur les flancs de gravure et l'interface entre le GaAs et l'AlGaAs et (c) grossissement sur les flancs de gravure dans le GaAs. Les trous sont remplis d'une résine époxy.

Au vue de la fig.2.17b, on peut extraire un angle moyen de gravure de $3,7^\circ$ soit une différence de 11 nm entre le haut et le bas de la membrane. Dans le cas des cavités à cristaux photoniques, le diamètre visé des trous est de 140 nm soit une différence de 8 % (Fig. 2.17-e). D'après Tanaka *et al* [86], un angle de l'ordre de 4° induit environ 4dB de perte par millimètre dans un guide à cristal photonique avec une rangée de trous manquante. Les photos c) et d) de la figure 2.17 permettent de se rendre compte de la très faible rugosité des parois de GaAs ainsi que de la présence d'une couche amorphe 3 nm qui se forme autour de ces dernières. Cette couche amorphe se trouve être plus importante lorsque l'on atteint l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$. On assiste même à un léger décrochement

juste en dessous de la membrane de GaAs (Fig. 2.17-b).

Les observations par voie microscopique permettent de s'assurer des bonnes qualités structurales de la membrane de GaAs après la gravure I.C.P. développée. Il n'en reste pas moins que le juge de paix demeure la réponse optique d'une cavité. Il reste donc à s'assurer que ces qualités structurales s'accompagnent d'une bonne qualité optique des cavités.

Caractérisation optique des cavités

Comme nous l'avons fait pour l'étape de la lithographie électronique en passant d'une résolution de 5 nm à 2,5 nm, nous avons essayé de quantifier l'impact sur les propriétés optiques du passage de la gravure C.C.P.-R.I.E. à la gravure I.C.P.-R.I.E.. Nous avons dans un premier temps conservé le même système, c'est-à-dire une cavité dite H1 et nous avons fait une étude statistique des différences de longueur d'onde entre les deux modes normalement dégénérés. Etant donné que nous étions déjà proche du maximum théorique du facteur de qualité de cette structure avec une gravure C.C.P.-R.I.E. et une résolution de 2,5 nm, le passage à la gravure I.C.P.-R.I.E. ne nous a pas permis de voir une évolution sur le facteur de qualité. Nous avons donc limité l'étude à la statistique des taux de recouvrement suivant le procédé de gravure sèche utilisé.

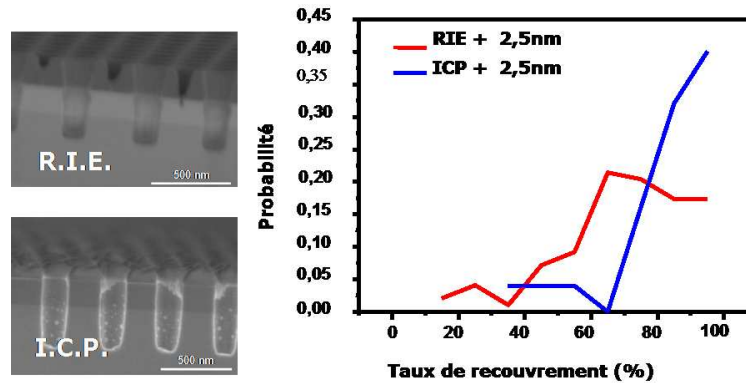


FIG. 2.18 – Evolution du recouvrement des modes non-dégénérés d'une cavité H1 selon le type de gravure (C.C.P.-R.I.E. ou I.C.P.-R.I.E.) avec la même résolution en lithographie électronique

Les cavités observées dans le cadre de cette étude ont été sous-gravées avec une solution de fluorure d'ammonium présentée dans le chapitre suivant. Cette sous-gravure mise en place conserve l'intégrité de la structure ainsi que ces paramètres caractéristiques. En passant du procédé C.C.P.-R.I.E. précédemment utilisé au procédé I.C.P.-R.I.E. développé dans le cadre de cette thèse, on observe une augmentation d'un facteur deux de la probabilité d'obtenir une cavité avec un taux de recouvrement supérieur à 80 % (Fig. 2.18) avec dans le même temps une faible probabilité d'obtenir une cavité H1 avec un taux de recouvrement entre les deux modes inférieur à 65 %. Il semble donc que le manque d'uniformité du profil des trous le long de la direction de gravure soit critique pour l'obtention de cavité H1 avec des modes dégénérés. La levée de dégénérescence qui persiste pourrait être induit par le petit angle, observé au T.E.M., lors de la gravure du GaAs. Ceci induirait une différence de taille de trous pour les deux modes orthogonaux et donc une longueur d'onde de résonance légèrement différente.

Les performances optiques accrues des structures gravées par I.C.P.-R.I.E. sont confirmées par l'étude de l'effet laser dans des cavités à double hétérostructure. Nous avons

fabriqué deux cavités identiques à double hétérostructure dans lesquelles le milieu à gain est constitué d'un plan de boîtes quantiques InAs/GaAs. Entre ces deux échantillons, seule l'étape de gravure plasma du semiconducteur diffère : la première est gravée dans le précédent procédé C.C.P.-R.I.E. et le second avec le nouveau procédé mis au point par I.C.P.-R.I.E. L'étude des spectres de luminescence de ces cavités est effectuée à basse température (4°K) et l'échantillon est excité à incidence normale par un laser Ti :Sapphire pulsé opérant à 840 nm et délivrant des impulsions de 3 ps à un taux de 81.8 MHz. Le laser est focalisé sur l'échantillon par un objectif de microscope (d'ouverture numérique 0,4) et forme un spot d'environ $5 \mu\text{m}$ sur la surface de l'échantillon. La luminescence issue de l'échantillon est collectée par le même objectif de microscope, filtrée par un spectromètre et détectée par une caméra C.C.D. Silicium refroidie à l'azote. Nous avons enregistré les spectres de luminescence des cavités pour différentes puissances d'excitation nous avons reporté l'intensité intégrée de la résonance de la cavité en fonction de la puissance de pompe (voir Fig. 2.19). Ces courbes font apparaître pour les deux échantillons un comportement laser. Néanmoins, l'intensité de seuil laser est environ 10 fois plus faible pour l'échantillon gravé par I.C.P.-R.I.E.. Ceci résulte certainement de la combinaison d'une meilleure qualité des flancs (verticalité et peu de rugosité) et d'une réduction de la densité d'états de surfaces sur les flancs des trous [92]. La meilleure verticalité des flancs et la plus faible rugosité est confirmé par une intensité intégrée collectée plus faible. En effet, dans ces cavités, la lumière est essentiellement guidée dans la membrane et le signal collecté en incidence normale provient essentiellement de la diffusion sur les défauts de surface. Un plus faible signal correspond ainsi à une plus faible diffusion le long des trous.

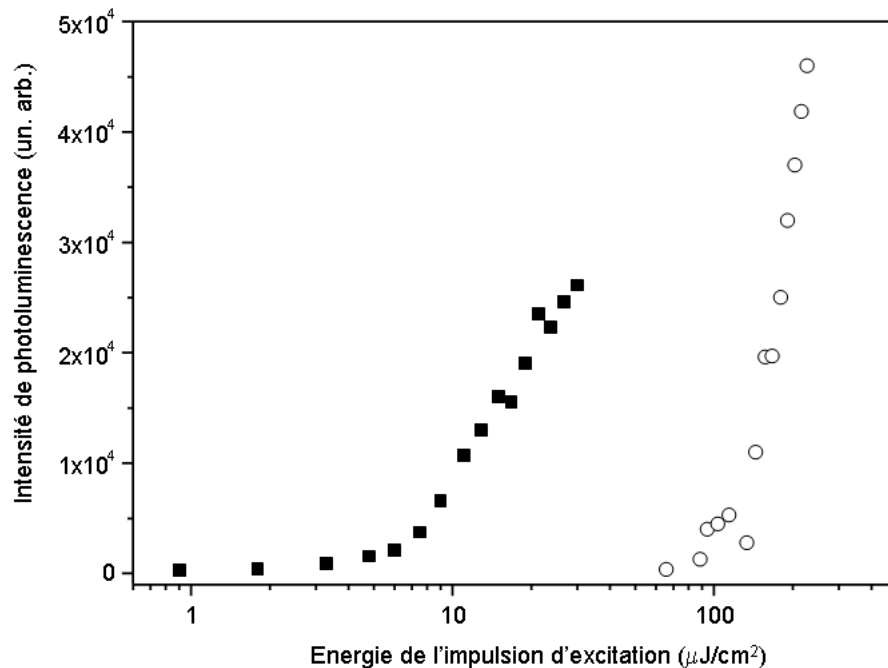


FIG. 2.19 – Intensité intégrée du signal de photoluminescence issu des cavités à double hétérostructure en fonction de l'énergie d'excitation sur la surface des échantillons. Deux échantillons sont étudiés ; l'un est gravé par C.C.P.-R.I.E. (cercles) et l'autre par I.C.P.-R.I.E. (carrés).

2.4 Gravure chimique / Sous gravure

2.4.1 Réalisation de membranes suspendues

Après la sous gravure de l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ par une solution chimique qui peut être de l'acide chlorhydrique ou dans notre cas un dérivé de l'acide fluorhydrique, on doit obtenir une structure membranaire, tout en conservant la planéité de la surface au niveau de la structure ainsi que les paramètres caractéristiques du cristal photonique (épaisseur de la membrane, diamètres des trous). Cette étape se fait par gravure chimique et la solution vient attaquer la couche sacrificielle sous la membrane en s'infiltrant par les trous du cristal photonique. Cette étape est moins délicate que les précédentes du fait que le jeu de paramètre est plus limité et la gamme de fonctionnement plus étendue mais elle reste néanmoins toute aussi importante. En effet, si la membrane n'est pas suffisamment bien isolée, alors la lumière confinée en son sein peut se coupler dans l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ résiduel. Par conséquent, le facteur de qualité est diminué. Idéalement, la gravure de l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ s'étend au delà de la zone percée de trous, sur une distance d'environ $1\ \mu\text{m}$ en périphérie du cristal afin d'isoler la cavité.

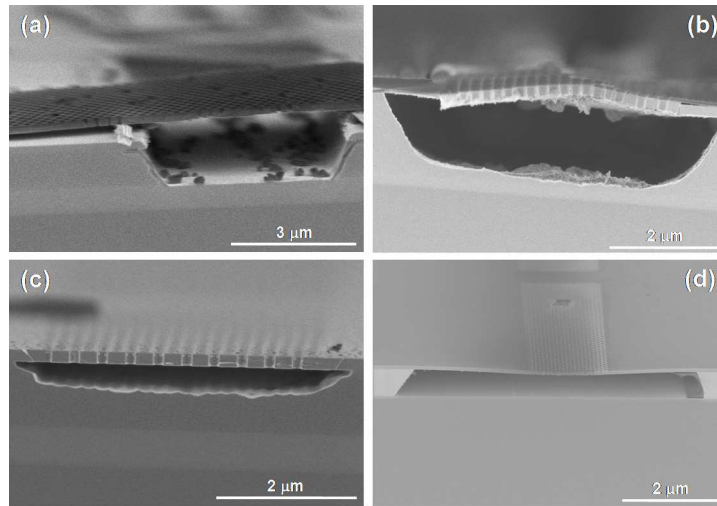


FIG. 2.20 – Evolution de la sous gravure en fonction de la solution chimique. De gauche à droite et de bas en haut : acide fluorhydrique à 20% pendant 10 minutes, acide fluorhydrique à 10% pendant 1 minute, acide fluorhydrique tamponné à 20% pendant 1 minute et acide fluorhydrique tamponné à 10% pendant 30 minutes. Tous ces essais ont été faits dans un bain thermostaté à 4°C

Il est important que cette réaction chimique se fasse de manière lente et contrôlée. Si ce n'est pas le cas, on se retrouve confronté à deux types de problèmes :

- la destruction de la membrane sous l'effet des gaz libérés lors de cette réaction dans un espace confiné ;
- la présence de résidus sur la surface du fond de gravure ainsi que sur la paroi du cristal photonique lui faisant face.

Le but est donc d'éviter la destruction de la membrane tout en assurant un retrait efficace de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en laissant les interfaces GaAs/Air lisses et sans résidus. Nous avons identifiés plusieurs facteurs contribuant à ralentir la réaction :

- le pourcentage d'aluminium dans la couche sacrificielle ne doit pas être trop important pour réduire la quantité d'espèces réactive disponible pour l'attaque chimique.

Le gallium est moins réactif vis à vis de l'acide fluorydrique. Nous nous sommes donc fixé à un pourcentage d'aluminium de 80% pour tout le reste des expériences. Par conséquent, les proportions et les conditions de sous-gravure qui vont suivre ne seront valables que pour cette composition ;

- L'acide fluorydrique est utilisé sous forme tamponnée de fluorure d'ammonium ;
- Dans le cas d'une solution chimique trop concentrée, le flux de matière à évacuer par les trous du cristal est trop important ce qui entraîne une pression sur la membrane en formation. Si la sous gravure est trop rapide, la membrane peut être déformée (Fig. 2.20b) voire pourrir (Fig. 2.20a) sous la pression qu'exerce la matière à évacuer ;
- Pour limiter encore plus la vitesse de sous gravure de l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$, on diminue la température de la solution. On place donc la solution de fluorure d'ammonium dans un bain thermostaté à 4°C.

2.4.2 Evolution de la stabilité de la sous-gravure en fonction du temps

Toutes les gravures chimiques sélectives de la couche sacrificielle de $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ qui ont été présentées lors du paragraphe précédent (Fig. 2.20) ont été faites tout de suite après la gravure par plasma en I.C.P.-R.I.E. et toujours après le même procédé de gravure, celui développé et présenté dans ce chapitre. Nous avons vu avec les images T.E.M. (Fig. 2.17) qu'une couche d'amorphe se formait sur les parois de GaAs mais que cette couche était plus épaisse à l'interface air / $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$. Si l'on modifie la chimie du plasma de gravure, il est possible que cette couche amorphe soit différente et donc que la solution de sous gravure mise en place sous certaines conditions ne soit plus efficace. En revanche, si la sous-gravure se fait une dizaine de jours après la gravure I.C.P.-R.I.E. avec la même solution ayant donné le résultat de la figure 2.20-d, on peut encore observer une gravure des trous dans l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ (Fig. 2.21). Cependant, la sous-gravure que l'on peut voir juste au dessus du substrat et sur la partie gauche de l'image (Fig. 2.21) n'a pas pu être réalisée par la solution qui est passée par les trous gravés puisqu'ils sont encore visibles. C'est uniquement la solution d'acide fluorhydrique provenant des bords de l'échantillon qui a pu faire cela. Le fait de laisser l'échantillon à l'air une dizaine de jour oxyde les flancs des trous riche en aluminium. Cet oxyde d'aluminium empêche la gravure de la couche sacrificielle.

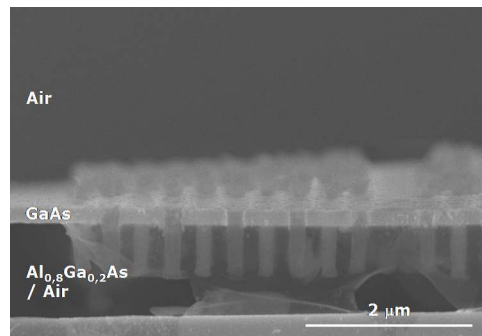


FIG. 2.21 – Résultat de la sous-gravure lorsque la gravure plasma par I.C.P.-R.I.E. a été faite dix jours auparavant

D'autre part, nous avons pu effectuer des mesures optiques sur la même cavité à double hétérostructure sur une longue période. Ces études ont mis en évidence une dégradation du

signal de luminescence et des qualités optiques des cavités au cours du temps. La légère variation de longueur d'onde de résonance est certainement due à une oxydation au cours du temps. Ceci pourrait être compensé en utilisant la technique du "digital etching" [58]. La seule différence flagrante concerne la sous-gravure. Sur la figure 2.22 de gauche, l'image M.E.B. montre la membrane suspendue observée juste après la sous-gravure. Les interfaces sont lisses sans présence de résidus aux interfaces Air / GaAs et une sous gravure latérale importante permet d'isoler la cavité du reste de l'échantillon. En dessous de l'image M.E.B. est présenté le spectre de résonance de la cavité après sous-gravure. Le rapport signal à bruit est de l'ordre de 20 dB, ce qui confirme que la sous gravure était propre. Au fil du temps, le rapport signal à bruit sur la même cavité et pour la même puissance a progressivement diminué pour n'atteindre que 2 dB. Dans ces conditions, la cavité ne pouvait plus être utilisable, tout comme l'ensemble des cavités présentes sur le même échantillon. Nous nous sommes donc résolu à regarder l'état des surfaces sous la membrane après près de six mois d'utilisation (Fig. 2.22 en haut à droite). Nous avons constaté que l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ s'est oxydé et s'est redéposé sur la face intérieure de la structure à cristal photonique. Ce redépôt détériore alors les qualités optiques des structures. Or aucune étape technologique ne permet de retirer cet oxyde : une fois l' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ oxydé, il n'est plus possible de le graver chimiquement avec de l'acidefluohydrique (Fig. 2.21).

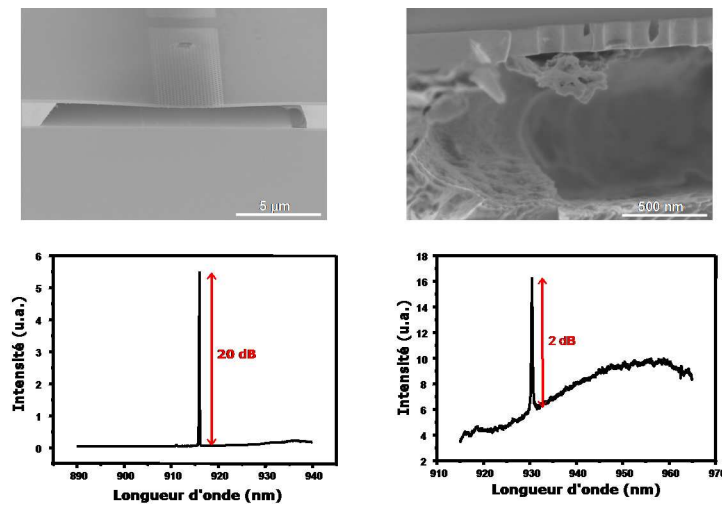


FIG. 2.22 – Réponse optique en fonction de la qualité de la sous-gravure.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différentes étapes de fabrication des cavités à cristaux photoniques bi-dimensionnels sur membrane en GaAs. Afin de préserver les propriétés optiques attendues des structures, nous avons développé un procédé de gravure par I.C.P.-R.I.E.. Notre étude montre qu'un plasma de Cl_2/N_2 sous forte pression, sous fort bias et sous forte puissance I.C.P. permet l'obtention de flancs lisses et droits dans les trous du cristal photonique. Ceci est confirmé par une observation du profil des trous par microscopie électronique en transmission. Pour évaluer les performances optiques des cavités, nous avons réalisé deux types de cavités : des cavités H1 et des cavités à double hétérostructure. Nous avons systématiquement fabriqué deux structures : l'une avec notre procédé I.C.P.-R.I.E. optimisé et l'autre avec le procédé C.C.P.-R.I.E. précédemment utilisé au laboratoire. Les études spectrales des cavités H1 montre que le taux de recouvrement des deux modes fondamentaux (théoriquement dégénérés) est bien plus élevée pour les cavités H1 réalisées par I.C.P.-R.I.E.. D'autre part, le seuil laser des cavités à double hétérostructure fabriquées par I.C.P.-R.I.E. est un ordre de grandeur plus faible que celui des ces mêmes cavités fabriquées par C.C.P.-R.I.E.. Ce procédé mis au point dans le cadre de cette thèse, nous permet donc de réaliser des cavités optiques présentant moins de pertes et un fort confinement spatial du champ. Ces résonateurs peuvent être utilisés pour mettre en oeuvre des effets important d'accélération de l'émission spontanée. Comme indiqué dans le chapitre précédent, un exemple d'application est le laser à émission spontanée contrôlée. Nous allons regarder plus en details dans le chapitre suivant les propriétés statiques des microcavités laser à double hétérostructure fabriquées suivant ce procédé I.C.P.-R.I.E..

Chapitre 3

Effet laser dans les cavités à fort couplage de l'émission spontanée

Nous avons indiqué dans le premier chapitre la nécessité de réaliser des microcavités de fort facteur de qualité et de faible volume modal afin d'accroître le couplage de l'émission spontanée à un mode préférentiel et fabriquer des lasers à forts β . Plusieurs dessins de cavités à cristaux photoniques ont été proposés pour confiner longtemps la lumière dans des volumes ultimes [48, 51, 93, 94]. L'un d'entre eux, celui que nous avons étudié, est la cavité à double hétérostructure proposée et réalisée par S. Noda *et al* [51]. Cette structure à cristal photonique présente l'avantage d'être modulable en augmentant la taille du défaut qui crée la cavité.

Dans le précédent chapitre, nous avons présenté le procédé de fabrication développé pour réaliser ce type de cavité. Nous présentons ici la caractérisation optique de la cavité en termes de modes. Nous mettrons en évidence l'effet laser dans un régime de grand β par des études sur les caractéristiques optiques de la cavité en fonction de la puissance de pompe (longueur d'onde, largeur de raie, intensité intégrée, fonction de corrélation de second ordre). Nous étudierons le comportement de cavités formées par différentes tailles de défaut. Cela nous permettra de mettre en évidence un comportement laser pour différents taux de couplage de l'émission spontanée (β) allant de 0,44 à 0,93 selon la géométrie de la cavité à double hétérostructure.

3.1 Caractérisation des modes par photoluminescence

3.1.1 Principe de la mesure

Pour sonder les propriétés spectrales d'une cavité optique, nous avons utilisé un banc de microphotoluminescence standard.

Nous avons donc employé cette méthode, aujourd'hui devenue usuelle, pour caractériser les cavités à cristaux photoniques bidimensionnels sur GaAs dont la fabrication a été décrite précédemment. Dans la pratique, les échantillons fabriqués sont refroidis à 4°K dans un cryostat à flux d'hélium liquide et sont excités optiquement par un laser Titane :Saphir. Notre laser Titane :Saphir opère en régime impulsif et délivre des impulsions à 81.7 MHz d'une largeur de l'ordre de 2 ps. Ce laser est accordable sur une large plage spectrale (de 710 nm à 980 nm). Dans un premier temps, la longueur d'onde d'excitation a été fixée à 800 nm qui correspond à une absorption dans la matrice de GaAs. Le faisceau laser est ensuite focalisé sur l'échantillon à travers un objectif de microscope ayant une distance de travail de 10 mm et une ouverture numérique de 0,4 donnant une

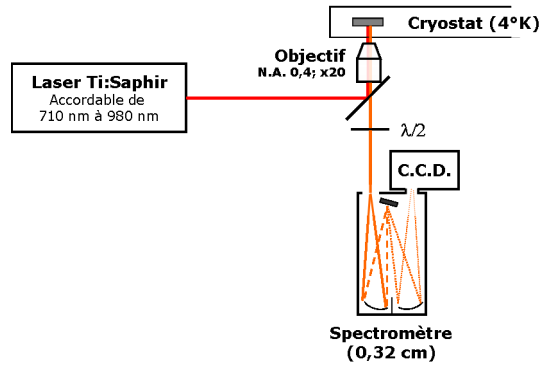


FIG. 3.1 – Schéma simplifié du montage micro-photoluminescence

taille de faisceau sur l'échantillon de $5\ \mu\text{m}$. Les boîtes quantiques sont donc excitées de manière non résonante et l'injection des porteurs s'effectue dans le GaAs. La luminescence est ensuite collectée par le même objectif de microscope puis envoyée dans un spectromètre de focale égale à 32 cm puis sur une caméra C.C.D. en silicium refroidie à l'azote liquide. Entre l'objectif de microscope et le spectromètre, est intercalée une lame $\frac{\lambda}{2}$ et un cube polariseur fixe par rapport au reste du montage de détection. Ceci permet d'analyser la luminescence en polarisation. Un système d'imagerie rend l'observation de l'échantillon à travers le microscope possible, ce qui nous permet de placer le spot laser d'excitation sur la cavité.

3.1.2 Réponse spectrale des cavités à double hétérostructure

Les cavités à double hétérostructure sont formées d'un guide W1 dans un cristal photonique parfait, dont la période des trous le long du guide est localement accrue sur une longueur de deux périodes. La cavité est localisée au sein du guide dans la zone de périodicité accrue (Fig. 3.3 droite). Nous avons ainsi réalisé deux types de structures :

- des guides W1 obtenus à partir d'un cristal parfait de pas a_1 égal à 230 nm. Le rayon r des trous est de $0,3a_1$.
- des cavités à double hétérostructure avec des défauts de périodicité le long du guide s'étalant sur deux périodes. Les défauts de période correspondent à un allongement de la période transverse de Δa égal à 10, 20 ou 30 nm ($a_2 = a_1 + \Delta a$).

Les cavités sont gravées sur une membrane suspendue d'une épaisseur de 180 nm. La figure 3.2 présente le spectre de luminescence d'une cavité de pas $a_1 = 230\ \text{nm}$, de rayon des trous $r = 0,3a_1$ et de défaut de périodicité $\Delta a = 10\ \text{nm}$. Les spectres des cavités à double hétérostructure présentent deux pics. Le pic à basse longueur d'onde peut être attribué au mode de Bloch lent du guide W1 et le pic à plus haute longueur d'onde au mode de Bloch de la cavité à double hétérostructure. Cette identification de chaque pic de luminescence est confirmée par l'examen des spectres en fonction de la variation du défaut de périodicité. L'un des pics, celui à basse longueur d'onde, change peu de longueur d'onde lorsque le défaut de périodicité augmente; il correspond vraisemblablement au mode de Bloch lent du guide W1. L'autre pic apparaît uniquement sur les structures présentant un défaut de périodicité. Sa variation de longueur d'onde est conforme au comportement attendu pour un mode de cavité d'une structure photonique : la longueur d'onde de résonance croît avec la taille du défaut. Cette tendance est confirmée par les simulations numériques réalisées par l'équipe de Philippe Lalanne au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique. On peut donc raisonnablement attribuer ce pic de luminescence au mode de cavité.

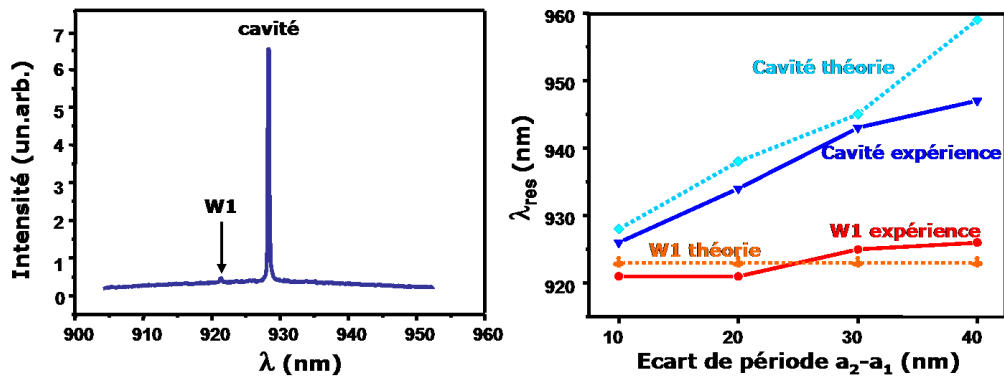


FIG. 3.2 – (A gauche) Spectre caractéristique de luminescence d'une cavité à double hétérostructure. (A droite) Evolution de la longueur d'onde des deux pics de luminescence en fonction de l'écart de période.

Les premiers essais de cavité à double hétérostructure ont été faits avec une gravure C.C.P.-R.I.E. (Fig. 3.2 gauche). Cela nous a permis de comprendre le spectre d'émission de telles cavités mais, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la gravure C.C.P.-R.I.E. ne permet pas l'obtention de structures présentant des flancs droits et lisses. Pour caractériser l'apport d'un passage à l'I.C.P.-R.I.E., on aurait pu réaliser une mesure de la largeur à mi-hauteur des modes de la cavité ; Cependant, celle-ci est déjà proche de la limite de résolution du monochromateur ($\approx 0,1 - 0,2$ nm). Il est possible de noter toutefois une amélioration en observant le rapport signal à bruit. Le bruit provient de la luminescence de boîtes quantiques hors résonance ; ce signal peut être collecté du fait de la diffusion de la lumière sur les défauts de surface et du mélange entre le mode TE et le mode TM de la structure lié à la non-verticalité des flancs. Le passage à la gravure I.C.P.-R.I.E. sur les cavités à double hétérostructure, en améliorant la verticalité et la rugosité des flancs, nous a permis de réduire ce bruit et d'améliorer de façon importante le rapport signal sur bruit ; ce rapport passe de 7,7 dB avec la gravure C.C.P.-R.I.E. à 20 dB avec la gravure I.C.P.-R.I.E. (Fig. 3.3).

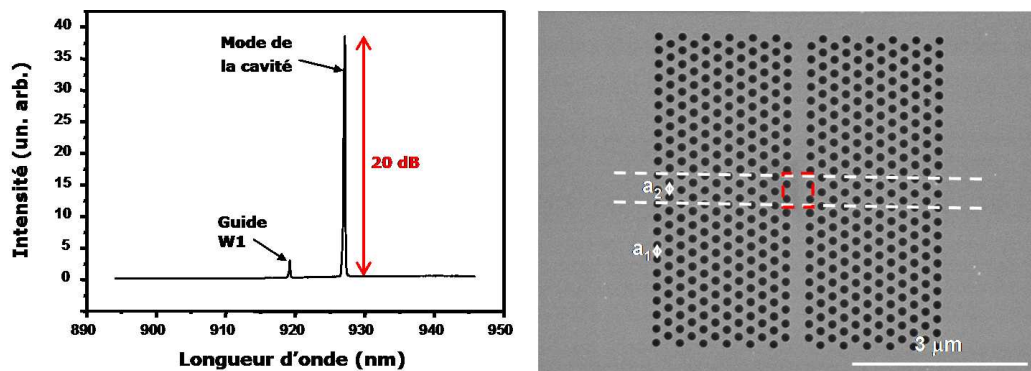


FIG. 3.3 – A gauche : Spectre de luminescence d'une cavité à double hétérostructure gravée par I.C.P.-R.I.E. ; A droite : Image au microscope électronique d'une cavité à double hétérostructure avec les frontières en traits pointillés blancs entre les zones avec des périodes différentes.

3.1.3 Longueur d'onde d'excitation et dissipation thermique

Le laser d'excitation est accordable sur une large gamme spectrale. Il est donc possible de choisir la longueur d'onde d'excitation du laser pour être sur une plage spectrale où l'absorption est la plus importante possible. On peut sélectionner deux zones d'absorption.

La première se situe autour de 800 nm pour laquelle on excite via le GaAs : les porteurs sont photocréés dans le GaAs et relaxent ensuite vers les transitions fondamentales des boîtes. Cependant, pendant le temps de diffusion et avant capture des porteurs de charges, les porteurs photocréés sont susceptibles de rencontrer des pièges non radiatifs (plus particulièrement les surfaces libres du GaAs dans notre cas). Ainsi, pour injecter au moins une paire électron-trou dans les boîtes, il est nécessaire de recourir à des puissances de pompe élevées, pour compenser le fort taux de recombinaisons non-radiatives dans le GaAs. Or la dissipation thermique d'une membrane de GaAs dans l'air est très faible. Pour des puissances de l'ordre de 5 mW, la cavité finit alors par fondre (Fig. 3.4).

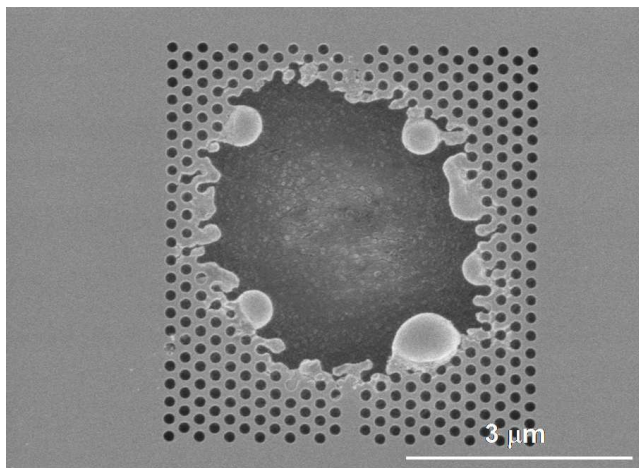


FIG. 3.4 – Image au microscope électronique d'une cavité après qu'elle ait été soumise à des puissances optiques de pompe trop élevées.

Des solutions technologiques peuvent être apportées, l'une pour améliorer l'évacuation thermique avec un report de la membrane de GaAs sur du SiO_2 et une autre pour limiter les recombinaisons non-radiatives aux niveaux des interfaces air-semiconducteur en insérant des barrières d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \sim 0,2$) entre le plan de boîtes quantiques et les surfaces libres planes de la membrane. Cependant, il subsistera toujours les surfaces libres créées par la gravure du cristal photonique. Ces deux solutions sont cependant difficiles à mettre en oeuvre. L'ajout de barrières d' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ dans la membrane de GaAs pose un problème principalement lors de la sous-gravure de la couche sacrificielle riche en aluminium. La solution de sous-gravure attaque sélectivement les couches présentant une forte concentration d'aluminium. Même si les barrières n'ont que 20 % d'aluminium, la solution utilisée jusqu'à présent va néanmoins attaquer latéralement les barrières. La symétrie des trous ne va donc plus être parfaitement cylindrique aux rugosités de gravure près d'où une dégradation du facteur de qualité des cavités. Dans ce cas, il devient indispensable de mettre au point une nouvelle solution chimique pour la gravure humide de la couche sacrificielle. Une autre solution serait de changer la composition de la couche sacrificielle en utilisant l' InGaP à l'accord de maille avec le GaAs. La gravure humide de ce matériau se fait avec HCl et laisserai intact les barrières d' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$. Cependant, cette solution n'est pas développée au laboratoire pour le moment. Si, maintenant, nous envisagons la

technique du report sur SiO_2 , la taille des échantillons reportés ne peut dépasser $0,5 \text{ cm}^2$. La zone utile est donc très limitée d'autant plus que l'étalement de la résine sensible aux électrons (P.M.M.A.) n'est pas homogène sur l'ensemble de l'échantillon du fait des effets de bords. Cela réduit encore plus la zone utile pour insoler des cavités. D'un point de vue plus physique, le fait d'utiliser une couche de SiO_2 sous la membrane de GaAs plutôt que de l'air réduit le confinement vertical de la structure. Le contraste d'indice optique entre SiO_2 et GaAs est plus faible qu'entre l'air et le GaAs. Par conséquent, le facteur de qualité de la cavité s'en trouve réduit.

Une autre plage d'excitation possible se situe vers 840 nm. Cette longueur d'onde nous permet de diminuer la thermalisation des porteurs en les injectant avec une énergie plus faible. On pompe alors dans la couche de mouillage des boîtes quantiques, en dessous du gap du GaAs. Le volume d'absorption est plus faible que dans le GaAs mais la fraction de porteurs photocréés qui relaxent vers les boîtes, est bien plus élevée. Pour s'éloigner de ce seuil de dommage ($\sim 5 \text{ mW}$) et par conséquent, nous donner plus de souplesse lors des études en puissance, la longueur d'onde du laser impulsif sera, pour la suite de l'étude, fixée à 840 nm pour pomper dans la couche de mouillage. Nous évitons par la même occasion des développements technologiques importants.

3.2 Caractérisation de l'effet laser

Une fois compris le spectre de luminescence d'une cavité à double hétérostructure, il est indispensable de savoir si l'émission de la cavité correspond à une émission laser. Une étude préliminaire consiste à déterminer les caractéristiques de la cavité en fonction de la puissance d'excitation. L'intensité de la réponse optique de la cavité, la longueur d'onde d'émission et la largeur à mi-hauteur du mode laser de la cavité sont autant de caractéristiques qui nous donnent des informations sur la cavité et la nature du signal rayonné. Nous allons tout d'abord nous intéresser à un exemple significatif pour pouvoir étudier en détail ces trois grandeurs. Nous nous attacherons à mesurer la fonction de corrélation de second ordre pour confirmer ces résultats. Nous verrons ensuite l'évolution de ces comportements en fonction de la géométrie de la structure.

3.2.1 Intensité intégrée en fonction de la puissance de pompe

Une des mesures les plus immédiates pour savoir si l'on a affaire à une cavité laser est d'étudier le comportement de la réponse optique de la cavité en fonction de la puissance d'excitation. En représentation logarithmique, les régimes d'émission spontanée et stimulée ont un comportement linéaire avec une pente unité. En revanche la transition de l'émission spontanée vers l'émission stimulée présente un comportement non-linéaire.

Un premier exemple de l'observation d'un laser à micro-cavité est présenté sur la figure 3.5. Nous pouvons facilement observer quatre régimes : l'émission spontanée à faible puissance ($< 4 \mu\text{W}$) avec un comportement linéaire, le passage du seuil qui s'étend sur une large gamme de puissance (une décade de $4 \mu\text{W}$ à environ $30 \mu\text{W}$) et enfin l'émission stimulée elle aussi linéaire ; A plus forte puissance, au delà de $180 \mu\text{W}$, on constate une saturation du milieu à gain. Les traits verticaux sur la figure 3.5, présentent les frontières entre les différents régimes. Bien évidemment, ces limites ne sont pas aussi précisément définies. Il s'agit uniquement de points de repère. Ces lignes seront reportées dans les figures suivantes pour pouvoir comparer le comportement des différents paramètres en fonction de la gamme de puissance. Il est difficile d'extraire à partir de ces courbes une valeur précise du seuil puisque nous venons de le voir qu'il s'étale sur près d'une décade. Néanmoins, nous constatons qu'une excitation accordée sur la couche de mouillage permet

de réduire d'environ un facteur 3 la plage de puissance correspondant au seuil par rapport à une excitation dans la matrice de GaAs, et ce malgré une absorption réduite.

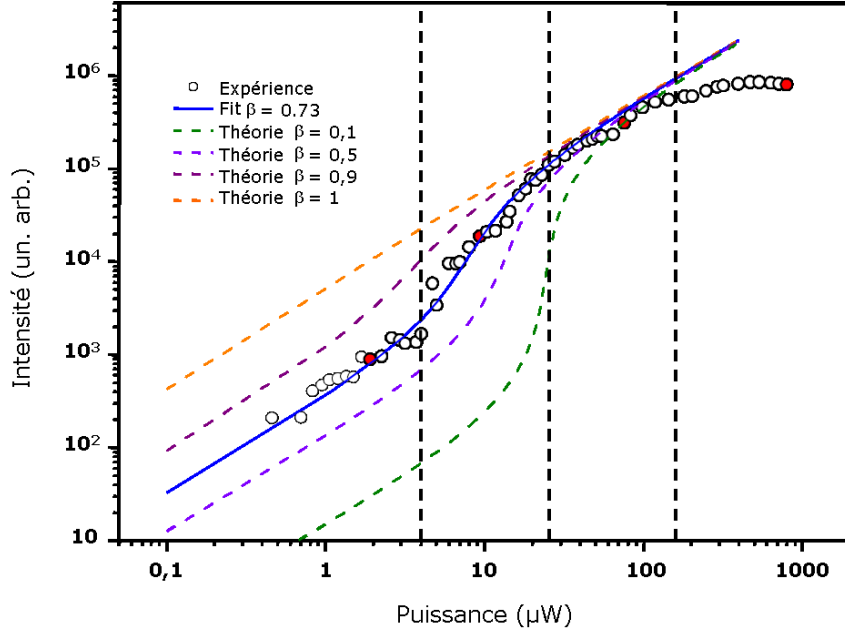


FIG. 3.5 – Evolution de l'intensité intégrée du signal véhiculé dans le mode de la cavité en fonction de la puissance de pompe pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord Δa de 10 nm. Les cercles correspondent aux valeurs expérimentales. Les traits pleins et pointillés correspondent à des ajustements pour différentes valeurs de β . Les puissances d'excitation indiquées correspondent aux puissances du laser de pompe mesurées en sortie de l'objectif du microscope.

Les spectres typiques obtenus pour chacun des différents régimes de puissance (émission spontanée, seuil, émission stimulée, saturation) sont représentés sur la figure 3.6. Nous avons indiqué pour chaque spectre le rapport signal à bruit correspondant. Ces spectres correspondent aux points rouges indiqués sur la figure 3.7. A faible puissance, la résonance se superpose sur le signal large émis par les boîtes quantiques. Lors du passage du seuil, on note une amélioration du rapport signal à bruit, pour atteindre 13,5 dB au dessus du seuil. A très forte puissance, le rapport signal à bruit se dégrade à nouveau, à cause de la saturation du milieu à gain. En effet, dans les boîtes quantiques, le nombre d'excitation électronique possible est limité. Or, plus on augmente la puissance d'excitation, plus il y aura de porteurs présents dans le système. Du fait du nombre limité de niveaux dans les boîtes quantiques, on assiste à partir d'une certaine puissance à une saturation de l'intensité émise par les boîtes dans la cavité. La valeur du rapport signal à bruit en fonction de la puissance d'excitation est présentée sur la figure 3.7. Elle atteint, en régime d'émission stimulée, hors saturation du milieu à gain, des valeurs de l'ordre de 13 dB.

La détermination du facteur β à partir des courbes d'intensité intégrée en fonction de la puissance de pompe, n'est pas immédiate. Des études théoriques [95] indiquent que les phénomènes de saturation peuvent induire une sur-estimation de la valeur de β . Se pose aussi la question des conditions d'excitation. Ces mêmes études théoriques indiquent qu'en absence de saturation, la valeur déduite à partir de la courbe représentant le signal émis en fonction de la puissance d'excitation, ne correspond à la valeur réelle de β que sous

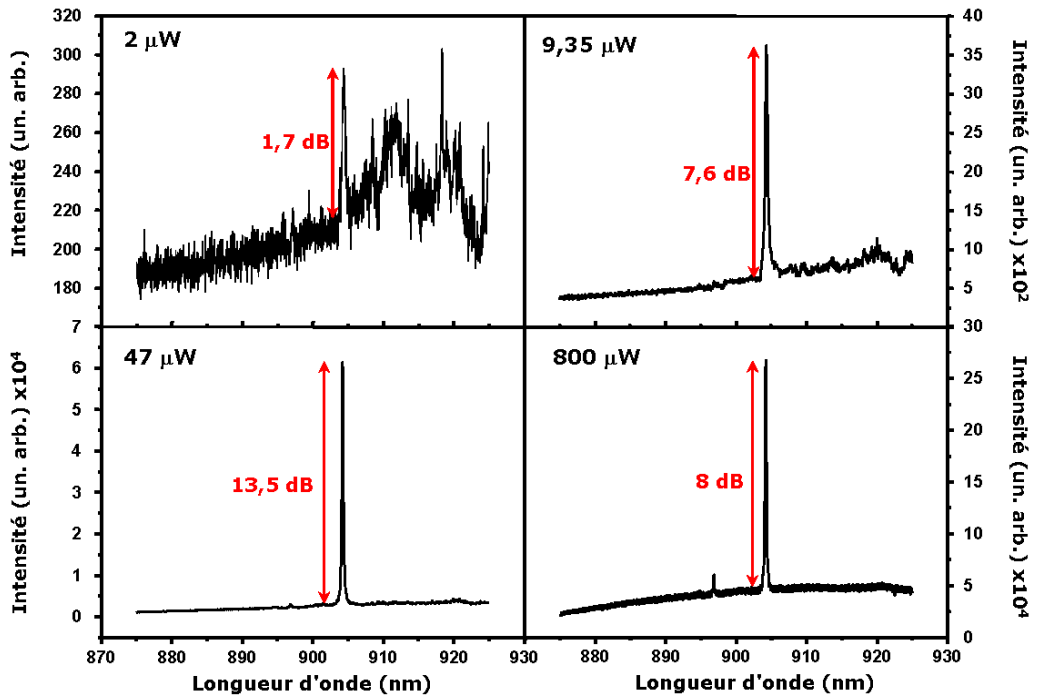


FIG. 3.6 – Spectres de luminescence d'une cavité à double hétérostructure pour différentes puissances d'excitation mesurées en sortie de l'objectif du microscope.

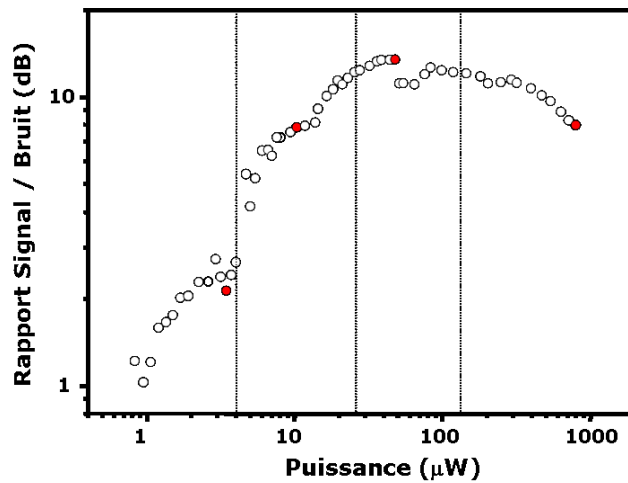


FIG. 3.7 – Evolution du rapport signal à bruit en fonction de la puissance d'excitation.

excitation continue ou sous excitation pulsée avec des durées d’impulsions plus courtes que la durée de vie des porteurs de charge. Ce dernier cas correspond à nos conditions expérimentales. Dans notre modèle, nous n’incluerons pas les phénomènes de saturation. D’après l’analyse présentée dans le chapitre 1, nous pouvons extraire une estimation de β en ajustant les résultats expérimentaux à partir des équations d’évolution des porteurs en régime stationnaire :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV_N} - \left(\frac{N}{\tau_{nr}} + \frac{N}{\tau_{sp}} \right) - R_{st} \quad (3.1)$$

$$\frac{dP}{dt} = \Gamma R_{st} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_{sp}} - \frac{P}{\tau_P} \quad (3.2)$$

$$g = a(N - N_{tr}) \quad (3.3)$$

où N et P sont la densité de porteurs de charge piégés sur les transitions optiques “utiles” et la densité de photons véhiculés dans le mode laser. $1/\tau_{nr}$ et $1/\tau_{sp}$ sont respectivement le taux de recombinaisons non-radiatives et le taux d’émission spontanée. τ_P est la durée de vie des photons dans la cavité. $\eta_i I/q$ est le nombre d’électrons injectés par seconde dans la zone active et V_N est le volume du milieu actif. R_{st} désigne le taux d’émission stimulée. Γ est le facteur de confinement. N_{tr} et a sont respectivement la densité de porteurs à la transparence et le gain différentiel.

Dans ce jeu d’équations, nous avons fixé certains paramètres et laissé certains autres ajustables. Parmi les paramètres fixés, à partir de données spécifiées dans la littérature et de mesures spectrales, le facteur de confinement Γ est fixé à 0.004, le temps de vie non-radiatif τ_{nr} à 10 ns, le gain différentiel a à 10^5 et le temps de vie des photons dans la cavité τ_p à 4 ps. A partir des simulations pour ajuster les courbes théoriques aux résultats expérimentaux, nous pouvons estimer que dans notre système, le taux d’émission spontanée τ_{sp} est de l’ordre de 100 ps et que la densité de porteurs à la transparence N_{tr} est de l’ordre de $5.10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Pour la cavité qui nous occupe pour le moment, on obtient un facteur β de 0,73. La figure 3.5 montre la correspondance entre la simulation et l’expérience pour ce facteur β . Les différentes lignes en pointillé représentent différentes valeurs de β pour le même jeu de paramètres.

3.2.2 Largeur spectrale de la résonance en fonction de la puissance de pompe

La figure 3.8 présente la variation typique de la largeur de raie en fonction de la puissance d’excitation. Pour de très faibles puissances d’excitation, nous nous trouvons en régime d’émission spontanée ; les mesures de la largeur à mi-hauteur sont alors difficiles à cause du faible rapport signal à bruit. C’est pourquoi il y a d’importantes fluctuations d’une puissance à l’autre. Par contre, pour des puissances d’excitation plus élevées, nous observons une nette réduction de la largeur de la résonance puis un petit élargissement aux très fortes puissances.

Lorsque nous augmentons la puissance d’excitation jusqu’à la puissance seuil, la réduction de la largeur de raie résulte du “blanchiment” de l’absorption du milieu à gain. Le taux de remplissage de chaque boîte augmente progressivement avec la puissance d’excitation. Tous les niveaux se peuplent de paires électrons-trous d’où une réduction de l’absorption. En régime d’émission stimulée, nous pourrions nous attendre à ce que la largeur de raie continue à décroître. En effet, dans un régime d’émission laser sous pompe continu, la largeur à mi-hauteur du mode laser est supposée varier inversement avec la densité de photons [96]. Toutefois, l’excitation optique est ici impulsionnelle. D’autre part, dans le cadre de l’émission stimulée par un laser à semiconducteur, la description

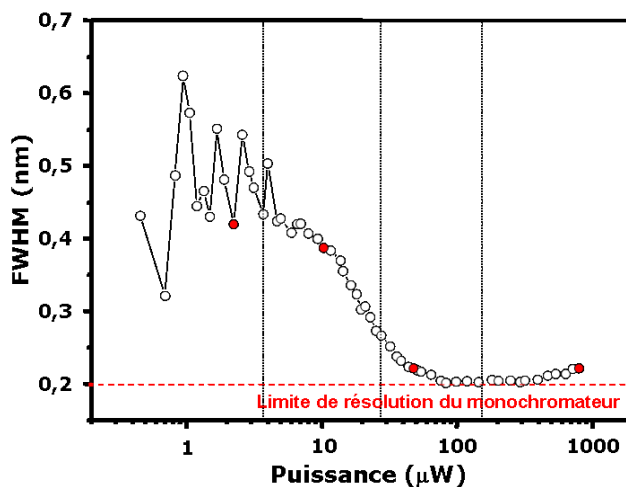


FIG. 3.8 – Evolution de la largeur à mi-hauteur de la résonance en fonction de la puissance de pompe pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de 10 nm.

de Schawlow-Townes nécessite l'ajout d'un terme supplémentaire dépendant du facteur de Henry ($\alpha_H \geq 1$) [39]. En effet, la relation de Schawlow-Townes considère uniquement le bruit dû à l'émission spontanée mais en aucun cas le bruit induit par les porteurs [97]. Or, dans les lasers à semiconducteur, il est indispensable de prendre en compte cet effet. La largeur Schawlow-Townes est alors augmentée d'un facteur $\frac{1+\alpha_H^2}{2}$. Le facteur α_H est appelé le facteur d'élargissement de la raie laser ou aussi facteur de Henry. Ainsi, dans nos expériences, nous observons en régime d'émission stimulée dans un premier temps une légère réduction de la largeur de raie, pour atteindre la limite de résolution spectrale de notre dispositif de mesure ($\simeq 0.2$ nm). A plus forte puissance, nous observons non pas une réduction mais un élargissement. Nous reviendrons sur ce point dans le prochain chapitre et y apporterons une interprétation.

Indiquons que cette étude de la largeur à mi-hauteur ne nous permet pas de revenir au facteur de qualité de la cavité froide, car l'expérience est effectuée sous excitation impulsionnelle et non continue. En régime impulsionnel, toutes les transitions excitées produisent un photon par impulsion (avec des durées de vie variables) et l'efficacité d'extraction des photons sera favorisée pour les boîtes couplées au mode de la cavité. Ainsi, le spectre de luminescence observé est directement relié à β la fraction d'émission spontanée couplée dans le mode et non à Q son facteur de qualité. En revanche, sous excitation continue, le spectre est relié non pas à β mais à $F\beta$ où F est l'accélération de la dynamique d'émission spontanée. Sous fort effet Purcell, ce produit $F\beta$ est directement proportionnel à Q .

3.2.3 Longueur d'onde de la résonance laser en fonction de la puissance de pompe

L'étude de la longueur d'onde de résonance de la cavité en fonction de la puissance d'excitation nous renseigne sur l'évolution du nombre de porteurs et surtout sur le "clamping" de ce nombre de porteurs au delà de la puissance seuil. Un exemple typique est présenté sur la figure 3.9. Alors que nous introduisons des porteurs dans le système, la longueur d'onde diminue rapidement. En effet, en augmentant la densité de porteurs, l'indice optique du matériau est sensiblement modifié, ce qui induit un décalage vers le bleu

de la longueur d'onde de résonance. Si, pour toute la gamme de puissance étudiée, il n'y avait que cet effet qui entrerait en ligne de compte, alors la longueur d'onde ne ferait que diminuer. Il se trouve que progressivement, on s'écarte de ce comportement monotone jusqu'à atteindre une longueur d'onde quasi constante avec la puissance. Un autre processus ayant comme conséquence un décalage vers le rouge joue un rôle important aux fortes puissances. Il est à noter que ce processus devient visible à forte puissance, quand le régime de saturation apparaît.

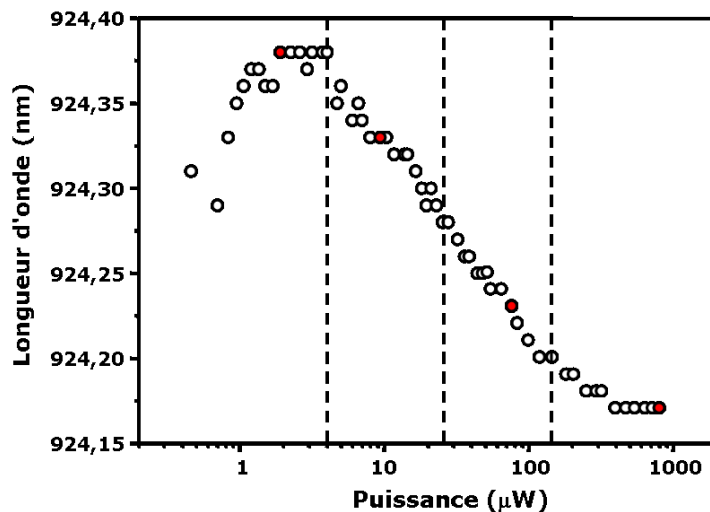


FIG. 3.9 – Evolution de la longueur d'onde de résonance de la cavité en fonction de la puissance de pompe pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de 10 nm

Cette faible variation de la longueur d'onde en régime laser et ce faible décalage vers les plus grandes longueurs d'onde peuvent être expliqués par deux effets : un effet thermique et un effet électrostatique. En effet, l'effet d'indice lié aux porteurs qui induit un décalage vers le bleu ne tient plus au delà du seuil. Lorsque le seuil laser est atteint, le nombre de porteurs dans le milieu à gain est fixé et ne varie plus lorsque la puissance de pompe augmente [98, 99]. Dans ce cas, nous nous attendons à un décalage vers le bleu lorsque l'intensité de pompe augmente jusqu'à ce que le seuil soit atteint. Au delà du seuil, la longueur d'onde ne varie pratiquement pas. Néanmoins, un faible effet d'indice pourrait être induit dans les barrières. L'autre effet est relié à l'échauffement de la structure. En effet, à forte puissance, l'échauffement de la membrane induirait un décalage vers le rouge qui pourrait compenser exactement le décalage vers le bleu. A de plus forte puissance, nous devrions assister à une remontée de la longueur d'onde. Néanmoins, nous n'avons pas tenté d'atteindre un tel régime sur cette cavité car à de trop fortes puissances, la mauvaise évacuation thermique de la membrane de GaAs dans l'air endommagerait irrémédiablement la cavité (Fig. 3.4).

3.2.4 Fonction de corrélation de second ordre en fonction de la puissance de pompe

Une façon de s'assurer que l'on a bien affaire à un effet laser est d'étudier le bruit de l'émission spontanée au passage du seuil laser. Une méthode pour étudier le bruit de photons au passage du seuil est l'étude de la fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\tau)$. Cette fonction peut être mesurée en utilisant, entre autres, les deux sorties d'un

cube 50/50. On réalise alors l'histogramme des coïncidences entre deux détecteurs placés respectivement sur les deux ports de sortie du cube. Dans notre étude, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux coïncidences simultanées et donc à la fonction de corrélation de second ordre à délai nul $g^{(2)}(0)$. Dans le cas d'une source de lumière thermique, $g^{(2)}(0)$ vaut 2 : les photons arrivent par paquets [100]. Dans le cas d'une source laser, $g^{(2)}(0)$ vaut 1.

Une étude des corrélations du second ordre des photons émis par le mode de la cavité en fonction de la puissance d'excitation doit faire apparaître le passage de photons "thermiques" au niveau du seuil à des photons cohérents pour des puissances très nettement au dessus du seuil (puissance de l'ordre de 4 fois supérieure à celle du seuil). Pour un laser conventionnel avec un très faible facteur β , on doit observer une variation de $g^{(2)}(0)$ en fonction de la puissance de pompe en marche d'escalier : $g^{(2)}(0)$ vaut 2 en dessous de la puissance du seuil et 1 au delà. Lorsque le facteur β augmente, le maximum de la fonction de corrélation doit se rapprocher de 1 [101, 102, 103]. L'augmentation du facteur β peut aussi être vu comme une réduction du bruit au niveau du passage du seuil.

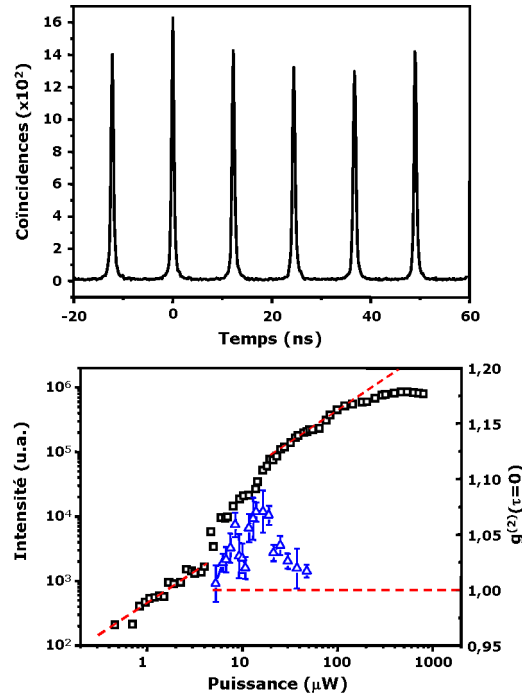


FIG. 3.10 – (Haut) Histogramme des coïncidences observées à partir du signal émis par la cavité présentant un β de 0,73 pour une puissance de pompe de 16,5 μ W (Temps d'intégration : 246 secondes, Nombre de coups sur la photodiode A : 57 10⁶, Nombre de coups sur la photodiode B : 44 10⁶). (Bas) Evolution de la fonction de corrélation $g^{(2)}(\tau = 0)$ en fonction de la puissance de pompe avec en parallèle la réponse de la cavité déjà observée figure 3.5.

Pour mesurer la fonction de corrélation de second ordre, nous envoyons le signal de photoluminescence collecté via l'objectif de microscope sur un cube 50/50. Sur les ports de sortie du cube, sont placés deux spectromètres simples de focale de 32 cm. Le signal en sortie des spectromètres est détecté par des photodiodes à comptage de photons. La détection d'un photon sur une des diodes déclenche la mesure sur un compteur d'intervalle de temps et la détection d'un photon sur l'autre diode arrête la mesure sur le compteur

d'intervalle de temps. En réitérant un grand nombre de fois la mesure, nous construisons l'histogramme des coïncidences entre les deux voies de sortie du cube 50/50. La figure 3.10 du haut montre un de ces histogrammes. Nous avons aussi reporté sur la figure 3.10 du bas la valeur mesurée de la fonction de corrélation de second ordre au passage du seuil (avec des puissances d'excitation variant de 5 à $50 \mu W$), pour la cavité avec un facteur β de 0,73 (Fig. 3.5). Pour une puissance de $16,5 \mu W$ (correspondant approximativement à la puissance du seuil laser), on obtient l'histogramme des coïncidences présenté sur la figure 3.10 en haut. On observe que le pic à $\tau = 0$ est légèrement plus intense que ces voisins. De façon plus précise, il est nécessaire de calculer l'aire de chacun des six pics présentés sur la figure 3.10 du haut pour en déduire la valeur de $g^{(2)}(0)$. Lorsque la mesure est répétée sur toute la gamme de puissance correspondant au passage du seuil, nous observons une augmentation de l'ordre de 7 % de la fonction $g^{(2)}(0)$ par rapport à sa valeur limite inférieure de l'ordre de 1. Par la suite, pour les fortes puissances, la fonction se rapproche de 1 comme attendu. Il est intéressant de noter que pour les puissances en dessous ou proche du début du passage du seuil, la fonction $g^{(2)}(0)$ est proche de 1. Selon Gies *et al* [104], la valeur du $g^{(2)}(0)$ en dessous du seuil dépend entre autres des pertes de la cavité et du nombre de boîtes quantiques couplées au mode. D'après leurs études, dans le cas qui nous concerne, c'est à dire un faible nombre de dipôles optiques couplés au mode et un facteur de qualité relativement fort (supérieur à 5 000), le $g^{(2)}(0)$ doit tendre vers 1 en dessous du seuil. C'est bien ce que nous observons.

3.3 Conditions d'observation de l'effet laser

3.3.1 Position spectrale relative entre le milieu à gain et la résonance

Une première et très importante remarque concerne le nombre de boîtes quantiques en résonance avec le mode laser de la cavité. Dans toutes les études qui suivront, les échantillons sont composés d'un plan de boîtes quantiques avec une densité de l'ordre de $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Le faible volume modal de la cavité à cristal photonique (théoriquement environ $(\lambda/n)^3$) correspond à un nombre très faible de boîtes spatialement dans le mode optique de la cavité. Si on prend une taille de $0,16 \mu m^2$ (carré avec des tirets rouges de la fig. 3.3), ce qui est légèrement surestimé, il n'y a que 65 boîtes quantiques spatialement présentes dans la cavité. [105]. Ce calcul a été fait pour une cavité avec un désaccord (Δa) de 10 nm mais pour Δa de 20 nm, le nombre de boîtes présentes dans la cavité est approximativement deux fois plus important. Pour un guide W1, le nombre de boîtes le long du guide est de l'ordre de 1200. Sur ces sous-ensembles de boîtes quantiques spatialement dans le mode optique, la cavité opère un filtrage spectral. Il n'y a donc plus que quelques boîtes en résonance avec le mode de la cavité. Cependant, on ne sait pas combien de dipôles optiques émettent dans le mode. Parmi les 65 boîtes physiquement dans le mode pour une cavité avec un Δa de 10 nm, certaines ont une longueur d'onde d'émission différentes de celle du mode, ce qui réduit le nombre effectif de boîtes quantiques couplées au mode de la cavité. Néanmoins, d'autres dipôles optiques que celui associé à la transition fondamentale des boîtes sont susceptibles de se coupler, tels que les états excités de boîtes dont le fondamental est à plus haute longueur d'onde par rapport à la résonance.

Ainsi, la position de la résonance de la cavité par rapport au maximum de la distribution de boîtes quantiques est important. Dans l'article de Z. G. Xie *et al* [64] présentant l'effet laser sur les microdisques de GaAs, un autre point important était soulevé : il est indispensable que la résonance soit dans la partie basse longueur d'onde de la distribution des boîtes quantiques pour obtenir l'effet laser ou tout du moins que les résonances

soient à plus basse longueur d'onde que le maximum de la distribution de boîtes. Dans ce contexte, le nombre de dipôles optiques susceptibles de nourrir le mode de la cavité est plus élevé, puisqu'ils incluent à la fois les transitions fondamentales de certaines boîtes mais aussi les transitions excitées des boîtes dont la transition fondamentale est à plus grande longueur d'onde. C'est dans cette région que nous avons pu observer l'effet laser. Cela ne veut pas pour autant dire qu'il est impossible de voir l'effet laser à des longueurs d'onde supérieures à celle du maximum mais seulement qu'il est plus aisément observable.

La possibilité d'avoir deux paramètres, la taille des réseaux et le diamètre des trous, pour positionner la longueur d'onde de résonance rend les cristaux photoniques avantageux. Puisqu'il est nécessaire d'avoir des modes de cavité à faible longueur d'onde, il faut modifier l'un des deux paramètres. Une des façons les plus simples est de changer le diamètre des trous en jouant sur la dose d'insolation (voir le chapitre 2). Pour atteindre de plus basses longueurs d'onde, on peut augmenter le diamètre des trous en augmentant la quantité d'électrons lors de la lithographie. Pour observer une variation notable de la longueur d'onde de l'ordre de 10 nm, un changement de $250 \mu C/cm^2$ est nécessaire. En moyenne, une dose de $3000 \mu C/cm^2$ doit être utilisée sur le masqueur électronique pour obtenir une cavité présentant un effet laser.

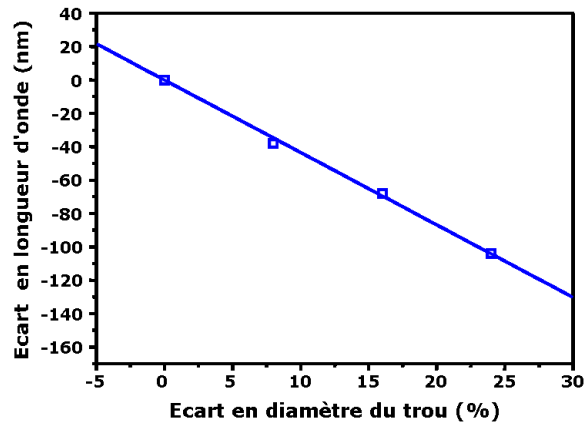


FIG. 3.11 – Evolution par FDTD-3D de la longueur d'onde en fonction de la variation du diamètre des trous d'une cavité à cristal photonique .

Même une légère modification dans le processus technologique peut entraîner d'importants changements sur l'émission. D'après les simulations (Fig. 3.11) faites par FDTD-3D (Finite-difference time-domain), un écart de +5% sur le diamètre des trous d'une cavité à cristal photonique réduit la longueur d'onde d'émission de 20 nm. Etant donné que le comportement est linéaire (Fig. 3.11) et puisque les différentes étapes de fabrication ont plutôt tendance à réduire la taille des trous, on s'attend à une augmentation de la longueur d'onde. Nous sommes donc obligé de scanner une large gamme de dose pour avoir le plus de chance d'obtenir des cavités présentant un effet laser.

3.3.2 De la nécessité d'un confinement spatial et temporel

Il est possible de reproduire les mêmes expériences sur différents dessins de cavité. Nous avons à notre disposition des cavités à double hétérostructure dont l'écart de période varie par pas de 10 nm de 0 à 30 nm. Cependant, l'effet laser n'a pu être observé sur l'ensemble de ces structures. Il n'a notamment jamais été observé sur des cavités avec $\Delta a = 0$ ou 30 nm.

En effet, l'étude de l'évolution de la réponse optique du guide W1 présente un comportement totalement différent de celui que nous avons pu observer jusqu'à présent. Nous ne retrouvons pas les quatre régimes présentés au paragraphe précédent mais nous assistons à un régime de saturation de la cavité sans atteindre l'émission stimulée. Nous pouvons observer une augmentation de la réponse optique de la cavité avec une inflexion aux environs de $552 \mu W$ sans pour autant voir le passage du seuil laser (Fig. 3.12 en bas).

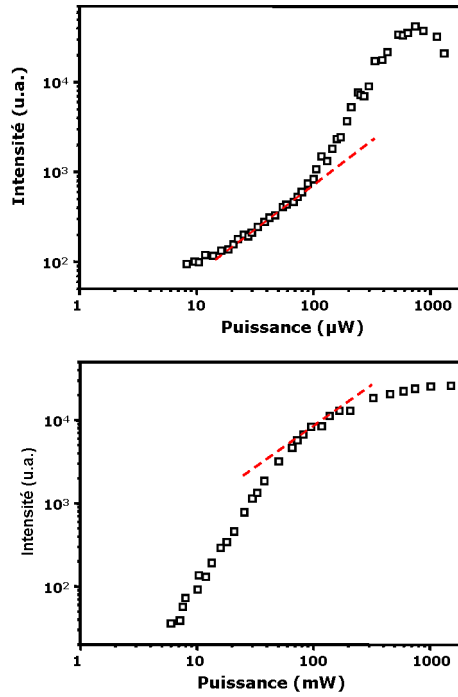


FIG. 3.12 – Intensité intégrée de la résonance de la cavité en fonction de la puissance de pompe pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de 30 nm (en haut) et de 0 nm (en bas).

Pour une cavité avec une différence de période de 30 nm, la transparence est atteinte pour la même puissance que celle que nous avons déterminée pour la cavité précédente, c'est à dire de l'ordre de $200 \mu W$ (voir Fig. 3.13 haut). Par contre l'étude de la réponse optique laisse apparaître un passage du seuil très tardif et il n'est pas possible d'atteindre le régime d'émission stimulée du fait de la saturation des boîtes. Nous avons donc affaire à une cavité avec un facteur β faible. Nous nous rapprochons alors d'un seuil laser classique où le gain doit compenser exactement les pertes. Etant donné que nous sommes limités par la saturation des boîtes quantiques, ce point de fonctionnement ne peut pas être atteint. En revanche, pour la largeur à mi-hauteur du mode laser et la longueur d'onde d'émission, nous retrouvons les mêmes comportements asymptotiques dont les pentes ont, approximativement, les mêmes ordres de grandeurs (voir Fig. 3.13).

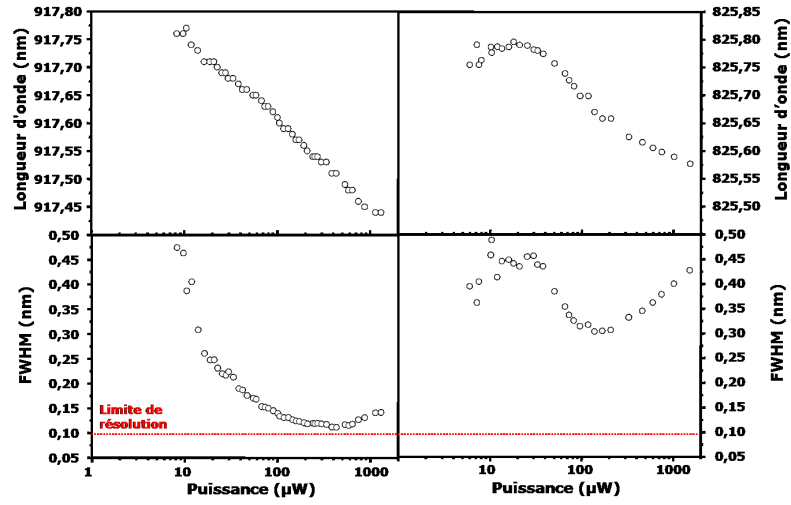


FIG. 3.13 – Evolution de la largeur à mi-hauteur (en bas) et de la longueur d'onde de résonance (en haut) de la cavité en fonction de la puissance de pompe pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de 30 nm (à gauche) et de 0 nm (à droite).

3.4 Evolution des caractéristiques laser en fonction de β

En réduisant le désaccord de période entre le guide W1 et la cavité Δa de 20 à 10 nm, il est possible de progressivement augmenter le facteur de qualité de la cavité et donc d'obtenir des facteurs β très importants. Ainsi, nous avons pu obtenir des lasers présentant des facteurs β de 0,44 pour un désaccord de 20 nm (Fig. 3.14 haut) et 0,93 pour un désaccord de 10 nm (Fig. 3.14 bas).

La réduction de la largeur à mi-hauteur que nous avons pu observer sur la figure 3.8, est de nouveau observée pour ces deux cavités (Fig.3.15) avec la même évolution de $10^{-2} \text{ nm}/\mu\text{W}$. Les minima de ces deux courbes sont limités par la résolution du monochromateur qui est, dans le cas présent, de 0,11 nm. Cette différence de résolution entre cette étude et la précédente est due à des améliorations apportées au cours de thèse sur le montage optique.

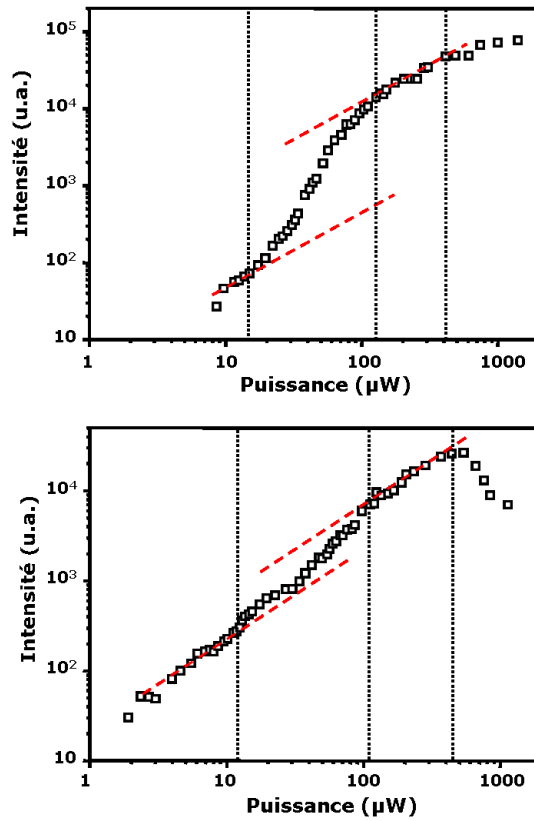


FIG. 3.14 – Intensité intégrée du mode optique de la cavité en fonction de la puissance de pompe pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de 20 nm (en haut) et de 10 nm (en bas).

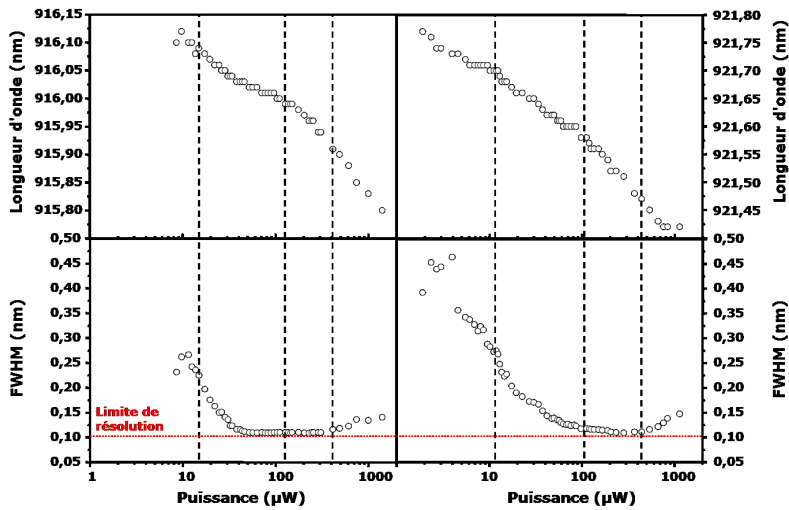


FIG. 3.15 – Evolution de la largeur à mi-hauteur (en bas) et de la longueur d'onde de résonance (en haut) de la cavité en fonction de la puissance de pompe pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de 20 nm (à gauche) et de 10 nm (à droite).

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons précisé les conditions d'observation de l'effet laser dans des cavités à double hétérostructure, notamment en termes de position relative de la résonance par rapport au milieu à gain et en termes de confinement optique. Une étude systématique des propriétés optiques de la cavité en fonction de la puissance d'excitation a été menée. Elle comprend une étude, en fonction de la puissance de pompe, de l'intensité intégrée du signal à résonance, de la largeur de raie, de la longueur d'onde et enfin de la fonction de cohérence de second ordre. En étudiant des cavités à double hétérostructure présentant un défaut de périodicité accrus, nous avons pu observer l'effet laser sur ces cavités avec des facteurs β variant de 0,93 ($\Delta a = 10 \text{ nm}$) à 0,44 ($\Delta a = 20 \text{ nm}$) : une transition progressive de l'émission spontanée vers l'émission stimulée sur une plage étendue de puissance de pompe est observée ; avec néanmoins, une puissance du seuil qui augmente lorsque β diminue. Au delà d'une différence de période de 20 nm, l'émission stimulée n'est pas atteinte. Par la suite, nous allons nous attacher à l'étude des propriétés dynamiques de ces structures présentant un effet laser avec un fort facteur de couplage.

Chapitre 4

Dynamique d'un nanolaser à cristal photonique

Le contrôle de l'émission spontanée consiste en la modification de la dynamique d'émission spontanée d'un émetteur en l'isolant dans une microcavité optique appropriée. On peut alors induire une accélération ou bien une inhibition de la dynamique d'émission spontanée. Ce processus d'inhibition a motivé entre autres, en 1987, l'invention des cristaux photoniques [1]. Cependant, la mise en évidence expérimentale d'un contrôle de l'émission spontanée dans les cavités à cristaux photoniques n'est que très récentes [8, 9] et ce n'est qu'en 2005 qu'une accélération d'un facteur > 10 et une inhibition d'un facteur 5 ont pu être mesurées, en isolant un plan de boîtes quantiques dans une cavité H1 suspendue. Auparavant néanmoins, les cristaux photoniques ont été utilisés pour réaliser des nanolasers à puits quantiques, et ce dès 1999 [106]. Depuis, de nombreuses études, basées sur différents dessins de cavité, sur des membranes suspendues ou reportées et à différentes longueurs d'onde, ont été réalisées. Récemment, de tels lasers à puits quantiques ont démontré leur potentialité en termes de modulation directe, avec des vitesses de modulation atteignant 100 GHz [32]. L'utilisation de boîtes quantiques en tant que milieu à gain dans telles structures a été démontré en 2002, en utilisant des cavités H1 couplées [107]. Depuis, des lasers à cristaux photoniques et boîtes quantiques présentant de forts β ont été réalisées [101, 108, 102]. L'étude approfondie de la dynamique de telles structures a fait depuis l'objet de peu d'études. Citons, pour exemples, une étude théorique [95] et quelques études expérimentales sur leurs potentialités en termes de modulation directe [109] ou sur leur cohérence temporelle [110]. Ce travail sera l'objet de ce chapitre.

Dans un premier temps, nous reviendrons sur les performances des lasers à boîtes quantiques en termes de vitesse de modulation. Nous rappellerons ensuite l'impact du contrôle de l'émission spontanée sur la bande passante de modulation et présenterons notre étude expérimentale du comportement dynamique de ces composants, par des études de taux de déclin de photoluminescence en régime d'émission spontanée et stimulée. Nous étudierons la réponse de la cavité à une modulation directe et déduirons l'amplitude du chirp dans ces structures.

4.1 Bande passante de modulation directe et microcavité

Les microcavités optiques offrent la possibilité d'accélérer [7] ou d'inhiber l'émission spontanée [8, 9] et donc de contrôler le temps de vie radiatif. L'introduction de défaut

dans une structure à cristal photonique permet de confiner les photons au sein de la cavité ainsi définie. Beaucoup d'attention a donc été apporté à la réalisation de cavités avec, à la fois un faible volume modal et un fort facteur de qualité [48, 51, 93, 94], pour mettre en oeuvre de tels effets. Un des applications potentielles serait la réalisation de nanolasers de grande bande passante de modulation directe [32, 109].

4.1.1 Modulation indirecte et directe

Dans le cadre de communications optiques à courte distance (quelques dizaines de kilomètres) dans des réseaux métropolitains ("Metropolitan Area Network", M.A.N.) ou bien locaux ("Local Area Network", L.A.N.), la vitesse de transfert des données peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10 Gb.s^{-1} [111]. Il est donc indispensable de pouvoir disposer de sources de lumière laser présentant des vitesses de modulation importantes pour atteindre ces caractéristiques. Différentes méthodes sont envisageables pour réaliser de tels dispositifs. La plus directe et la plus simple à mettre en oeuvre est de prendre un laser continu et un modulateur d'amplitude externe. Cette première méthode présente quelques inconvénients majeurs. Tout d'abord, la lumière laser en dehors des intervalles "utiles" est perdue. L'efficacité énergétique de ce système est donc faible. Le second point sur lequel il est important de revenir concerne la puissance de sortie d'un tel système qui ne pourra pas dépasser la puissance de sortie du laser continu. A cela s'ajoute la complexité accrue du dispositif qui nécessite l'intégration de deux composants : un laser et un modulateur externe en sortie du laser continu. Un schéma de principe plus efficace et plus simple en vue d'obtenir une telle source est basé sur l'utilisation d'un processus de modulation interne au sein de la source de lumière laser. Le "gain switching" et le "Q-switching" sont deux des méthodes habituellement utilisées pour mettre en oeuvre des modulations internes de la lumière laser. Dans le premier cas, on module le gain tandis que dans le second ce sont les pertes qui sont modulées. Le "mode locking" est une autre méthode pour obtenir un laser impulsif mais ne fonctionne pas sur le même principe que les deux précédentes. Le régime impulsif est atteint lorsque les différents modes du laser sont en phase. Une fois en phase, ces modes se comportent comme des fonctions périodiques dont les composantes de Fourier forment alors un train d'impulsion périodique. Dans notre étude, nous utiliserons la méthode de "gain switching" puisque c'est cette méthode directe qui peut être le plus facilement mise en place dans notre cas. Cette méthode consiste à exciter le milieu à gain par des impulsions courtes et d'observer la réponse du laser. La plupart des lasers à semiconducteurs fonctionnent sur ce principe [31, 37, 38, 32].

4.1.2 Vitesse maximale de modulation d'un laser à boîtes quantiques

Un des facteurs de mérite d'un laser est sa vitesse maximale de modulation. Il existe deux types de mesures pour déterminer la vitesse de modulation d'un laser : les modulations aux grands signaux ("large signal modulation") et les modulations aux petits signaux ("small signal modulation"). Comme leurs noms l'indiquent, la différence réside dans l'amplitude du signal de modulation. Pour les modulations aux petits signaux, il s'agit de petites modulations autour d'une puissance moyenne au dessus du seuil. Par contre pour les modulations directes aux grands signaux, on attend la remise à zéro du système pour envoyer l'impulsion suivante d'une puissance supérieure à celle du seuil. Dans les deux cas, on observe la réponse temporelle du laser en fonction des modulations de l'excitation.

Dans les lasers à boîtes quantiques, le maximum de modulation peut être limité par deux phénomènes, le temps de capture des porteurs par les boîtes quantiques ou le temps

de relaxation, selon lequel des deux est le plus long [111]. Pour les lasers conventionnels à faible puissance d'excitation, le temps de relaxation est nettement plus faible que le temps de capture des porteurs par les boîtes quantiques. Les premières études indiquaient des bandes passantes de modulation limitées autour de 5-7 GHz [112]. Cette limitation a alors été imputée à la dynamique des niveaux excités et de la couche de mouillage, plus lentes que celle du niveau fondamental. Ces deux niveaux servant de réservoir de porteurs pour la transition fondamentale, leur relative lenteur pénalise le bon fonctionnement dynamique du laser. Deux évolutions majeures de la structure ont été envisagées. La première consiste en un dopage p de la structure [38]. Ce dopage crée un surplus de trous en haut de la bande de valence et augmente ainsi la probabilité de recombinaisons des électrons disponibles en bas de la bande de conduction et ce, même sous faible injection. Les calculs mettent en évidence une augmentation de la fréquence de modulation de plus d'un facteur 10. La seconde évolution consiste à réaliser un couplage par effet tunnel entre le bas de la bande de conduction d'un puits quantique se situant légèrement au dessus de l'énergie du niveau fondamental d'une boîte. Plusieurs réalisations dont le travail de P. Bhattacharya *et al* [37] ont permis de mesurer des fréquences de modulation de l'ordre de 20 GHz. Dans ce cas, le temps de capture via injection tunnel (< 5 ps) est alors inférieur au temps de relaxation (> 30 ps). Cependant ces fréquences de modulation augmentent avec la puissance de pompe de sorte que la vitesse de modulation peut être accrue en augmentant la puissance d'excitation. Cette technique a été utilisée pour démontrer ces modulations aux petits signaux d'une dizaine de gigahertz en recourant à de relativement larges puissances d'excitation [111]. En modulation directe aux grands signaux, les vitesses de modulation de ces lasers deviennent limitées par le temps d'allumage du laser, délai entre l'excitation et la réponse de la cavité laser. Ce temps est de l'ordre de la nanoseconde. Par conséquent, la fréquence de modulation ("large signal modulation") est réduite d'un facteur 10 par rapport à la fréquence obtenue pour des modulations aux petits signaux.

D'autre part, il ne suffit pas, pour pouvoir utiliser de telles sources dans les réseaux de communication, de pouvoir moduler rapidement le signal laser. Il est aussi nécessaire que ces impulsions optiques présentent un faible élargissement spectral. Une impulsion composée de différentes composantes spectrales subit la dispersion chromatique des fibres optiques. Ceci induit une différence de vitesses de propagation entre les différentes composantes de l'impulsion et provoque un élargissement temporel supplémentaire de l'impulsion. Ainsi, plus l'élargissement spectral de la raie laser sera important, plus la distance de propagation de celle-ci sans chevauchement avec une impulsion voisine sera limitée par des effets de dispersion chromatique. Une fibre standard présente une dispersion chromatique de $17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$; en prenant le cas d'une impulsion laser de 30 ps avec un élargissement de la raie de 0,1 nm, la distance maximale que peut parcourir cette impulsion avant d'être dégradée est de l'ordre de 17 km.

4.1.3 Vitesse maximale de modulation d'un laser et microcavité

Au cours du premier chapitre, nous avons montré que la bande passante de modulation aux petits signaux d'un laser peut être accrue par l'utilisation d'effets de cavité. Rappelons l'expression de la fréquence de modulation introduite dans ce premier chapitre, en présence d'un contrôle de l'émission spontanée :

$$\omega_R^2 = \frac{\beta}{\tau_{sp}\tau_P}PV_P + \frac{\beta}{\tau_{sp}\tau_P} + \frac{\Gamma\beta}{\tau_s P^2} \frac{N}{P} \left(1 + \frac{\tau_{sp}}{\tau_{nr}} - \beta\right) \quad (4.1)$$

Dans cette expression, v_g est la vitesse de groupe et a le gain différentiel. P et N sont la densité de photons dans la cavité et la densité de porteurs de charge piégés sur les transitions optiques "utiles". τ_P est la durée de vie des photons dans la cavité. τ_{nr} et τ_{sp}

désignent respectivement le taux de recombinaisons non-radiatives et le taux d'émission spontanée. Γ est le facteur de confinement et V_P le volume modal de la cavité. Enfin, β est la fraction d'émission spontanée émise dans le mode "utile".

Dans les lasers conventionnels, la fraction d'émission spontanée qui se couple au mode laser de la cavité est faible ($\sim 10^{-5}$). Il n'y a donc que le premier terme de l'expression de ω_R^2 qui soit à considérer. Comme indiqué dans le précédent paragraphe, une manière d'améliorer la fréquence de modulation est d'augmenter la densité de photon (P) par une augmentation de la puissance de pompe. Une autre manière d'améliorer cette fréquence de modulation est de réaliser des lasers à microcavités induisant une accélération importante de la dynamique d'émission spontanée. Ceci a pour effet d'accroître β et réduire τ_{sp} . Dès lors, les deux autres termes dans l'expression de ω_R^2 ne sont plus négligeables. Parallèlement à cet accroissement de la fréquence de relaxation, la présence de la cavité permet de réduire le temps d'allumage du laser, délai entre l'impulsion laser de pompe et la réponse de la cavité. Ce temps d'allumage peut limiter la fréquence de modulation directe de la cavité laser. Ce délai est réduit si l'émission spontanée, nécessaire pour déclencher l'émission stimulée, est principalement véhiculée dans le mode laser. Ainsi, dans les lasers à microcavités et fort β , on doit simultanément assister à une augmentation de la fréquence de relaxation et une réduction du temps d'allumage du laser.

Dans les paragraphes suivants, nous allons mettre en évidence un tel effet, en réalisant une microcavité laser à cristal photonique pouvant atteindre un taux de modulation directe de 10 GHz avec un élargissement dynamique de la raie laser raisonnable de l'ordre de 0,1 nm. Pour cela, nous présenterons tout d'abord la réponse temporelle des cavités à double hétérostructures avec une différence de paramètre de maille de 10 et 20 nm. La cavité avec une différence de maille plus faible présente un effet laser avec un facteur β de l'ordre de 0,7. Cette première étude nous permettra de mettre en évidence des comportements différents selon la taille des défauts. A partir de cette étude et en vue d'atteindre des modulations de 10 GHz, nous étudierons la réponse de la cavité à une seconde impulsion d'excitation, en fonction du délai entre les deux impulsions. Ceci nous permettra de déterminer le temps de vie des porteurs dans notre système et par la même occasion d'identifier quelques limitations de la cavité à des modulations directes plus rapides. Nous étudierons enfin le chirp dynamique du laser qui constitue lui-aussi une limitation pour l'utilisation du laser pour des communications optiques dans des fibres.

4.2 Réponse temporelle à une excitation impulsionnelle

Nous avons vu dans le chapitre précédent que seules les cavités à double hétérostructure avec une différence de paramètres de maille de 10 et 20 nm et en résonance avec la queue haute énergie de la distribution spectrale des boîtes quantiques présentaient un effet laser. Nous allons donc nous intéresser à ces deux géométries pour pouvoir faire une étude plus précise des propriétés dynamiques de ces nano-cavités laser présentant de forts facteurs β . Pour des raisons techniques, les mesures présentées dans la suite n'ont pas été réalisées sur les mêmes cavités que celles qui ont servi à mettre en évidence le passage du seuil laser présenté dans le chapitre précédent. Néanmoins, les structures utilisées par la suite sont en tout point identiques aux précédentes cavités.

4.2.1 Dispositif expérimental de mesure

Le schéma de principe du banc de mesure est similaire à celui utilisé pour l'étude en puissance des cavités. Un laser Ti :Sapphire pulsé de pompe délivrant des impulsions laser à 840 nm avec un taux de répétition de 80 MHz et d'une largeur temporelle de

l'ordre de 2 picosecondes, excite en incidence normale la cavité placée dans un cryostat à la température de 4°K, via un objectif de microscope d'ouverture numérique 0.4. Le signal de photoluminescence est collecté via le même objectif de microscope et spectralement filtré par un monochromateur. Ce spectromètre présente deux sorties. Sur l'une d'entre elle, est placée la caméra C.C.D. Si refroidie. Et sur l'autre sortie, est montée une caméra à balayage de fentes ("caméra Streak"; Hamamatsu C5680). Un miroir mobile au sein du monochromateur permet de faire basculer simplement le signal vers la sortie menant à la caméra C.C.D. pour résoudre spectralement la réponse de la cavité ou bien de faire passer le signal par la sortie vers la caméra streak pour des mesures temporelles (Fig. 4.1). Ce dispositif permet de faire une étude en puissance à la fois sur la caméra C.C.D. et une étude résolue en temps sur la caméra streak pour s'assurer du comportement laser de la cavité. La résolution de la caméra à balayage de fentes est de l'ordre de 3 à 4 ps.

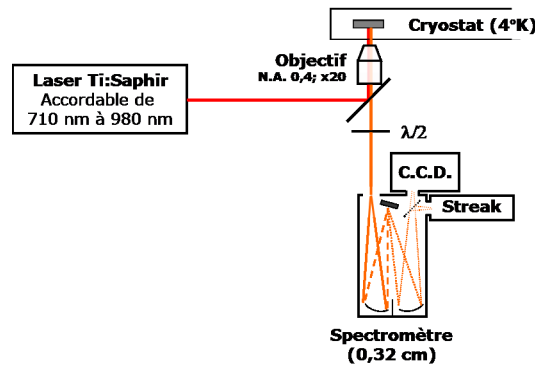


FIG. 4.1 – Schéma du montage optique pour faire des mesures résolues spectralement et temporellement de la réponse de la cavité en fonction de la puissance d'excitation.

Cependant, dans notre montage expérimental, le réseau du monochromateur limite la résolution de la caméra streak, de sorte que notre résolution temporelle est de 9 ps (résolution mesurée à partir du laser d'excitation). Pour pouvoir conserver la résolution que nous avons sur les mesures faites sur la caméra C.C.D., le réseau de diffraction du monochromateur doit avoir 1 200 traits par centimètre. La nécessité de mener en parallèle une étude sur le nombre de photons émis par la cavité et le comportement temporel, nous empêche d'améliorer la résolution temporelle sur la caméra streak en réduisant le nombre de traits du réseau. La résolution spectrale ($\Delta\nu_{CCD}$) et temporelle ($\Delta\tau_{streak}$) sont reliées, pour des profils gaussiens, par la relation $\Delta\nu_{CCD}\Delta\tau_{streak} = \frac{2\ln 2}{\pi}$. Avec le monochromateur de 32 cm et un réseau de 1200 traits, la résolution spectrale est de 0,11 nm. Avec cette configuration, il n'est possible d'atteindre que 10 ps de résolution sur la caméra à balayage de fente. Dans le cas contraire, si l'on veut obtenir une résolution temporelle de 4 ps, la résolution avec la caméra C.C.D. ne sera que de 0,26 nm. Cette dernière configuration rend impossible les études de la longueur d'onde et de la largeur à mi-hauteur sur la caméra C.C.D. en fonction de la puissance d'excitation.

4.2.2 Accélération de l'émission spontanée

Nous avons mis en évidence dans le chapitre précédent de l'importance du désaccord relatif entre la distribution des boîtes quantiques et le mode de la cavité. Pour observer un effet laser, il est nécessaire que le mode soit résonnant dans la queue haute énergie de la distribution des boîtes. Lorsque le mode est résonnant avec la queue basse énergie, nous observons une saturation du signal émis au delà d'une certaine puissance d'excitation,

avant déclenchement de l'émission laser. Cet effet est confirmé par des études dynamiques sur de telles cavités.

La cavité à double hétérostructure ici présentée est une cavité formée par un allongement de la période longitudinale de 10 nm. Sa résonance est située au maximum de la distribution des boîtes quantiques. Une telle cavité ne présente donc pas de régime laser. Nous avons étudié sa réponse temporelle en mesurant le déclin de photoluminescence en fonction de la puissance d'excitation mesurée sur la surface de l'échantillon. Les puissances d'excitation reportées sur les différents graphes présentés par la suite seront les puissances moyennes.

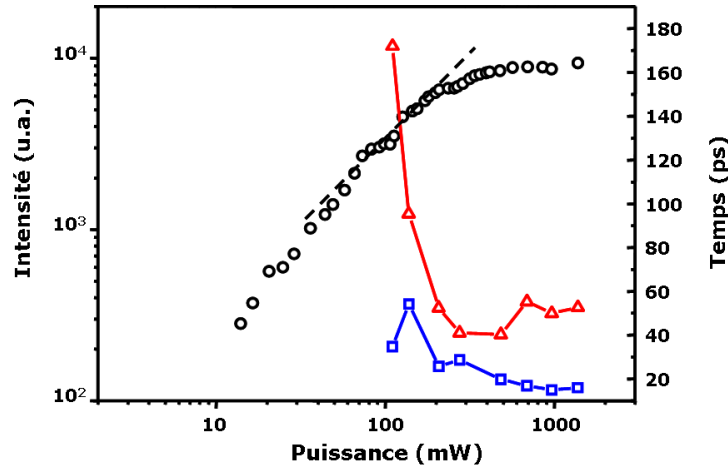


FIG. 4.2 – Intensité intégrée rayonnée par le mode de la cavité en fonction de la puissance d'excitation (cercles). Sont aussi reportés à différentes puissances les temps de montée (carrés) et les temps de descente (triangles) de l'impulsion optique émise par la cavité.

Le comportement en puissance de l'intensité rayonnée par la cavité à la résonance est présentée sur la figure 4.2. Quelques courbes typiques de déclin de luminescence observés sur la caméra à balayage de fente sont présentées sur la figure 4.3 et 4.4. Pour chacune des puissances d'excitation, nous avons mesuré l'intensité intégrée du signal émis par le mode (sur la caméra C.C.D.) ainsi que le temps de montée et le temps de descente de l'impulsion délivrée par la cavité optique (sur la caméra à balayage de fentes). Ces temps de montée et de descente sont déduits d'ajustements par des exponentielles croissantes et décroissantes de la réponse temporelle de la cavité à l'impulsion optique d'excitation. Sur la figure 4.2, et pour des puissances d'excitation inférieures à environ $10^3 \mu\text{W}$, on constate une augmentation importante de l'intensité rayonnée qui s'accompagne d'une diminution du temps de descente de la cavité, d'environ 110 ps à 50 ps. Cette diminution peut être attribuée à une augmentation du facteur de qualité de la cavité, due au blanchiment de l'absorption des boîtes lorsque l'on augmente la puissance d'excitation. Au delà de cette puissance d'excitation de $10^3 \mu\text{W}$, on observe toujours une augmentation du signal de luminescence, avec cependant une pente plus faible : on commence à atteindre un régime de saturation des dipôles optiques couplés au mode optique. Ceci se répercute de même sur le temps de descente qui sature autour de 50 ps. En revanche, quelque soit la puissance d'excitation, le temps de montée reste constant, de l'ordre de 20 ps. Cette valeur correspond au temps de capture des porteurs de charge dans les boîtes quantiques. Etant donné que l'étude en puissance de cette cavité présente un régime de saturation, le régime d'émission stimulée n'est pas atteint.

A partir de cette étude, il est possible de déterminer le facteur d'accélération du temps de vie des boîtes quantiques dans le mode de la cavité par rapport à celles se trouvant

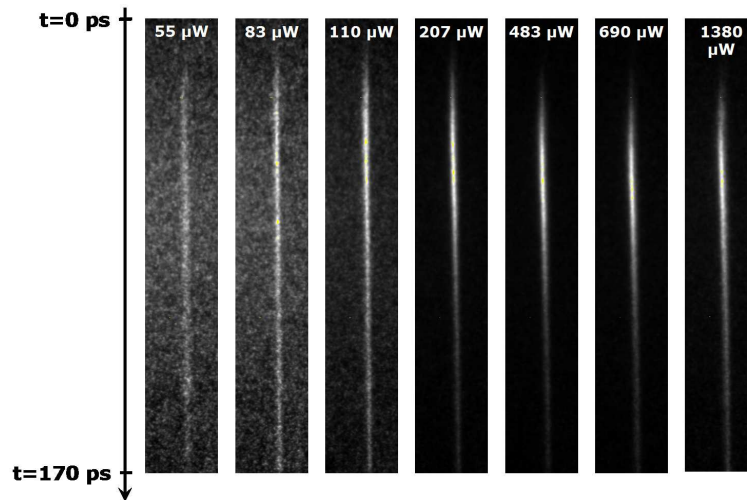


FIG. 4.3 – Images obtenues sur la caméra à balayage de fente pour différentes puissances d'excitation pour une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de paramètre de maille de 10 nm et en résonance avec le maximum de la distribution spectrale des boîtes quantiques. L'échelle horizontale sur les images streak est centrée autour de 920 nm et s'étend sur 3 nm.

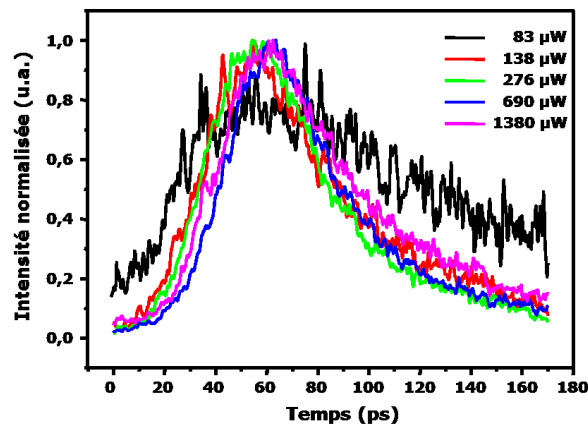


FIG. 4.4 – Déclins de luminescence extraits des images obtenues sur la caméra à balayage de fente pour différentes puissances d'excitation et présentées sur la figure 4.3. Ces déclins sont obtenus en intégrant le signal sur une fenêtre spectrale de 0,6 nm centrée autour de la résonance de la cavité. L'excitation optique a lieu à l'origine des temps. La cavité est une cavité à double hétérostructure avec un désaccord de paramètre de maille de 10 nm et en résonance avec le maximum de la distribution spectrale des boîtes quantiques.

hors du cristal photonique. En dehors de la cavité, le temps de vie observé résulte de la contribution des temps de vie non-radiatif τ_{nr} et radiatif τ_r comme suit : $\frac{1}{\tau_{out}} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{1}{\tau_r}$. Pour les boîtes en résonance, l'expression précédente est modifiée. Il est nécessaire d'introduire le facteur d'accélération F_p de la dynamique d'émission spontanée par la cavité. Le taux d'émission spontanée mesuré à la résonance s'écrit alors : $\frac{1}{\tau_{cav}} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{F_p}{\tau_r}$. Le temps de vie non-radiatif à basse température est généralement bien plus long que le temps de vie radiatif. D'autre part, le coefficient d'absorption des boîtes quantiques est très faible et la durée de vie apparente mesurée est alors égale à la durée de vie du dipole émetteur oscillant : les effets de recyclage de photons (un photon émis est réabsorbé par le plan de boîtes) sont négligeables. Dans ce contexte, le ratio $\frac{\tau_{cav}}{\tau_{out}}$ entre le temps de décroissance de l'émission spontanée mesurés sur des boîtes en résonance et en dehors du cristal donne le facteur F_p d'accélération de l'émission spontanée. D'après nos mesures à l'aide de la caméra à balayage de fentes, le temps de vie des boîtes quantiques en résonance avec le mode de la cavité peut être estimé à 50 ps tandis que celui des boîtes quantiques hors du cristal est proche de 1,5 ns. Ainsi, le facteur F_p est de l'ordre de 30 sur l'ensemble de boîtes quantiques. Cette valeur est largement inférieure à la valeur maximale accessible pour dipole unique dans un telle cavité de facteur de qualité Q de quelques dizaines de milliers et de volume modal V proche de $(\frac{\lambda}{n})^3$. Le facteur maximal est alors en effet de l'ordre de quelques centaines $F_p = 1/3 \times 3/(4\pi^2) \times Q/V$. L'effet mesuré est en effet moyenné sur un ensemble de boîtes qui présentent un désaccord spectral et spatial relatif par rapport au maximum spatial et spectral du champ.

4.2.3 Dynamique au passage du seuil

La résonance de la cavité précédente était située au maximum de la distribution spectrale des boîtes quantiques vers 950 nm et ne permettait donc pas d'atteindre le régime d'émission stimulée avant saturation du milieu à gain. En revanche, si la résonance de la cavité est déplacée vers les plus basses longueurs d'onde, nous observons un passage depuis l'émission spontanée vers l'émission laser. Comme dans le chapitre précédent, nous avons étudié le comportement dynamique au passage du seuil sur deux types de cavités : une cavité à double hétérostructure avec un allongement de période longitudinale de 10 nm (résonnante à 920 nm) et une autre avec un allongement de période longitudinale de 20 nm (résonnante à 930 nm).

Les figures 4.5 et 4.6 présentent quelques déclin de luminescence typiques obtenues sur la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et en résonance vers 920 nm dans la queue basse longueur d'onde de la distribution spectrale des boîtes quantiques (dont le maximum est vers 950 nm). L'intensité intégrée du signal de luminescence, ainsi que les temps de montée et de descente en fonction de la puissance d'excitation sont présentés sur la figure 4.7. On peut ainsi se rendre compte de l'évolution de la dynamique en fonction du régime d'émission (spontanée, seuil ou stimulée).

Comme dans le chapitre précédent, on peut distinguer quatre régimes de fonctionnement en fonction de la puissance d'excitation : émission spontanée (jusqu'à environ 30 μW), passage du seuil (de 30 μW à 100 μW), émission stimulée (de 100 μW à environ 300 μW) et émission stimulée avec saturation du milieu à gain (au delà de 300 μW). Au passage du seuil, on observe à la fois une réduction du temps de montée et du temps de descente. Cependant, le temps de montée ne décroît que d'un facteur environ 2, alors que le temps de descente chute d'un facteur supérieur à 4. La réduction du temps de descente pourrait résulter de deux effets : un blanchiment de l'absorption puisqu'on approche la transparence et donc une réduction de la durée de vie d'émission spontanée, associée au déclenchement de l'émission stimulée dont le temps caractéristique est de l'ordre de 15 ps. Ce passage se fait progressivement pour des puissances de pompe s'étalant de de 30 μW

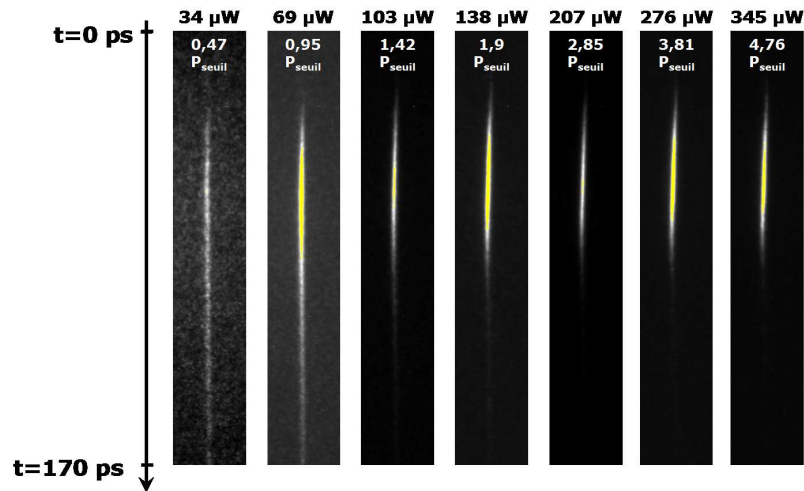


FIG. 4.5 – Images obtenues sur la caméra à balayage de fente pour différentes puissances d'excitation pour la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et en résonance dans la queue basse longueur d'onde de la distribution spectrale des boîtes quantiques. L'échelle horizontale sur les images streak est centrée autour de 920 nm et s'étend sur 3 nm.

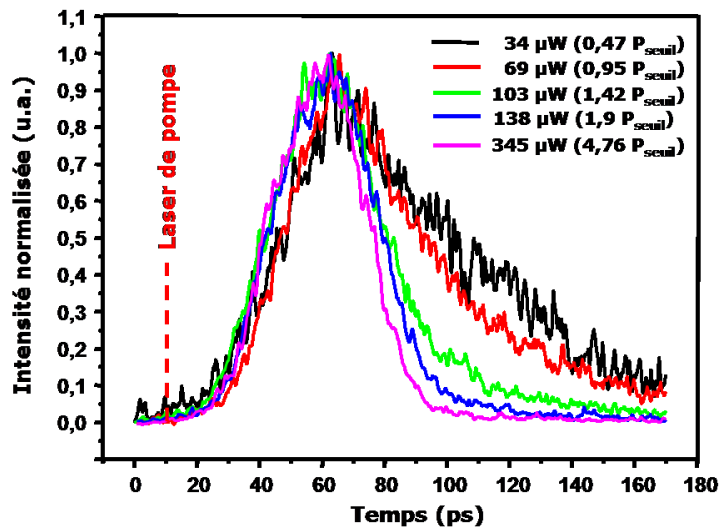


FIG. 4.6 – Déclins de luminescence pour différentes puissances d'excitation et extraits des images présentées sur la figure 4.5. Ces déclins sont obtenus en intégrant le signal sur une fenêtre spectrale de 0,6 nm centrée autour de la résonance de la cavité. La cavité est une cavité à double hétérostructure présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et en résonance dans la queue basse longueur d'onde de la distribution spectrale des boîtes quantiques.

à $100 \mu\text{W}$. En revanche, en régime d'émission stimulée, le temps de montée et le temps de descente sont tous deux égaux, environ 15 ps. Ceci résulte de l'effet de saturation du milieu à gain. Ce temps caractéristique pourrait correspondre à la fois au temps de capture des porteurs ou bien au temps de vie des photons dans la cavité (ce qui correspond à un facteur Q d'environ 30000).

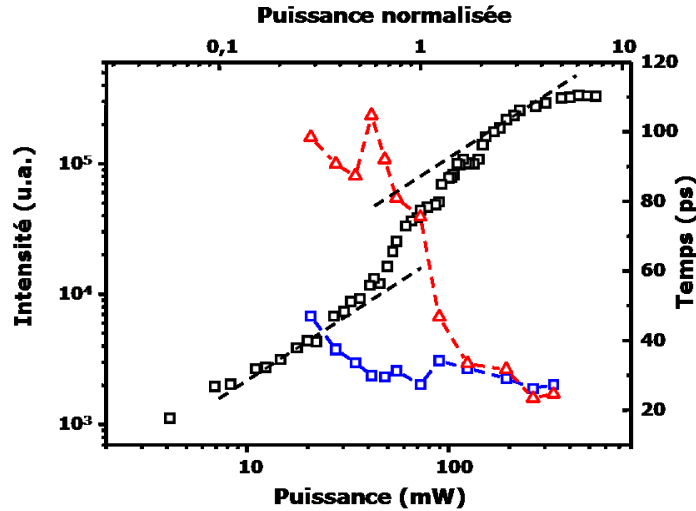


FIG. 4.7 – Evolution de la réponse de la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et en résonance vers 920 nm. Nous avons reporté l'intensité intégrée du signal à résonance (cercles), le temps de montée (carrés) et le temps de descente (triangles) en fonction de la puissance d'excitation.

Nous avons réitéré ces expériences sur une cavité à double hétérostructure présentant un allongement de période longitudinale de 20 nm et en résonance vers 930 nm dans la queue basse longueur d'onde de la distribution spectrale des boîtes quantiques. Les figures 4.8 et 4.9 présentent quelques déclins de luminescence typiques obtenus pour différentes puissances d'excitation. Le premier point que l'on peut souligner est l'allongement du temps d'allumage du laser dans une telle structure (environ 90 ps, contre 60 ps précédemment). Cet allongement du temps d'allumage pourrait indiquer un facteur β plus faible comme attendu sur cette cavité. D'autre part, comme pour la cavité précédente, nous constatons qu'au passage du seuil et en régime d'émission stimulée, le temps de montée de l'impulsion délivrée par la cavité est égal à son temps de descente (voir Fig. 4.10). En revanche, nous constatons une forte décroissance de ce temps, au passage du seuil. Notons que ce temps de montée est largement supérieur au début du passage du seuil que le temps typique de capture des porteurs dans la boîte, de l'ordre de 15-30 ps. Cet effet est encore inexpliqué.

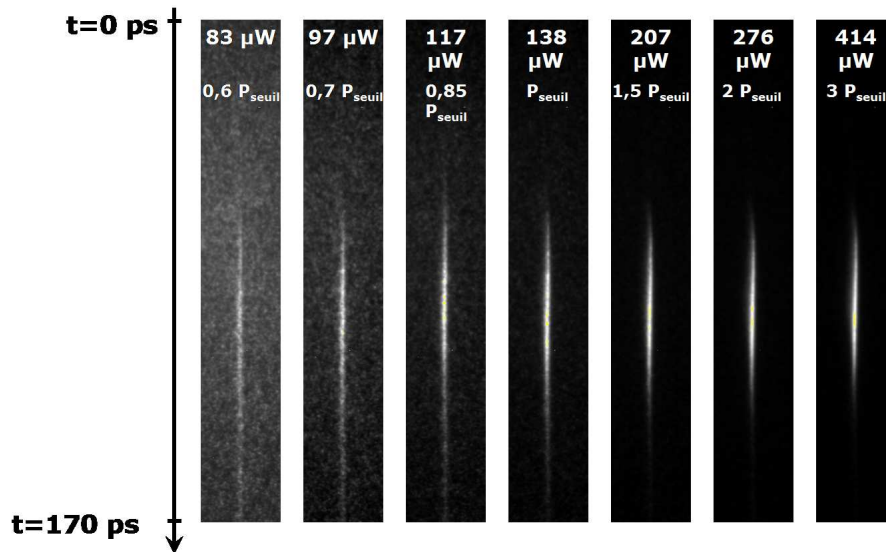


FIG. 4.8 – Images obtenues sur la caméra à balayage de fente pour différentes puissances d'excitation pour la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 20 nm et en résonance dans la queue basse longueur d'onde de la distribution spectrale des boîtes quantiques. L'échelle horizontale sur les images streak est centrée autour de 930 nm et s'étend sur 3 nm.

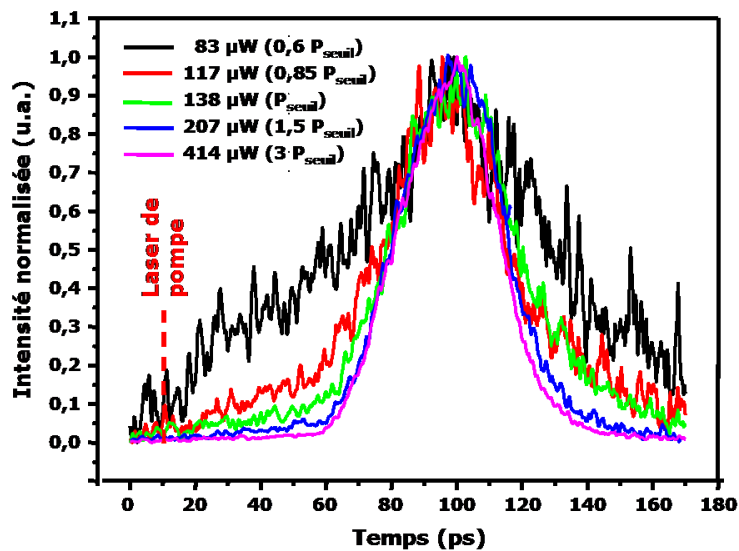


FIG. 4.9 – Déclins de luminescence pour différentes puissances d'excitation et extraits des images présentées sur la figure 4.8. Ces déclins sont obtenus en intégrant le signal sur une fenêtre spectrale de 0,6 nm centrée autour de la résonance de la cavité. La cavité est une cavité à double hétérostructure présentant un allongement de période longitudinale de 20 nm et en résonance dans la queue basse longueur d'onde de la distribution spectrale des boîtes quantiques.

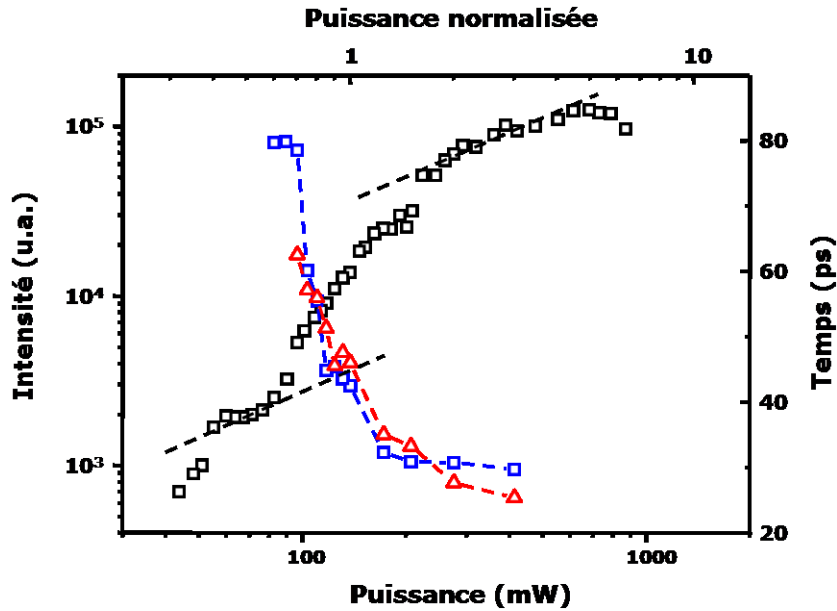


FIG. 4.10 – Evolution de la réponse de la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 20 nm et en résonance vers 930 nm. Nous avons reporté l'intensité intégrée du signal à résonance (cercles), le temps de montée (carrés) et le temps de descente (triangles) en fonction de la puissance d'excitation.

4.2.4 Modulation directe de la cavité

4.2.4.1 Réponse à une double excitation

Dans toutes les expériences présentées dans le paragraphe précédent, le taux de répétition de l'excitation était celui du laser de pompe, soit 12,5 ns (80 MHz). Dans ce cas, les charges résiduelles créées par une première impulsion d'excitation ne sont plus présentes 12,5 ns plus tard lorsqu'une seconde impulsion excite à nouveau la cavité. En effet, la période d'excitation est bien plus longue que les temps caractéristiques du système (au plus 100 ps). Afin d'évaluer l'impact sur la réponse temporelle d'une excitation avec un taux de répétition plus élevée, nous avons légèrement modifié le montage précédent en insérant sur le chemin optique du laser d'excitation un interféromètre déséquilibré avec un bras mobile (voir Fig. 4.11). On crée ainsi deux impulsions d'excitation de même amplitude avec un délai temporel variant de 100 ps à 1 ns, et ce toutes les 12,5 ns. On peut alors faire les mêmes mesures résolues en temps sur cette cavité lorsque celle-ci est excitée par deux impulsions proches et non une simple excitation, en fonction du délai entre ces deux impulsions et en fonction de la puissance d'excitation. Ces expériences vont nous permettre d'estimer la bande passante de modulation directe de la cavité mais aussi de sonder l'évolution des charges dans le système. Pour ces mesures, nous avons utilisé la cavité à double hétérostructure présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et en résonance dans la queue basse longueur d'onde de la distribution spectrale des boîtes quantiques.

Sur les figures 4.12, 4.13 et 4.14 sont représentés les images obtenues sur la caméra à balayage de fentes et les déclins associés lorsque la cavité est excitée par la première impulsion uniquement, la seconde impulsion uniquement et les deux impulsions successi-

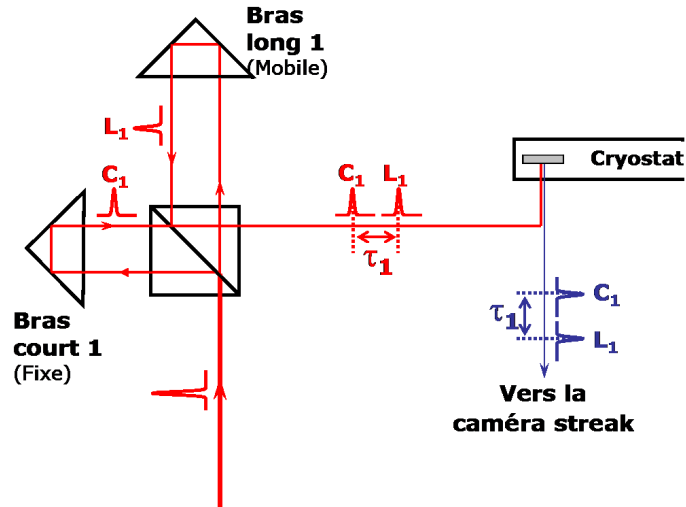


FIG. 4.11 – Schéma de principe des expériences de double excitation avec des temps variables

vement. Ces mesures ont été faites pour différentes puissances d'excitation et différents délais entre les impulsions.

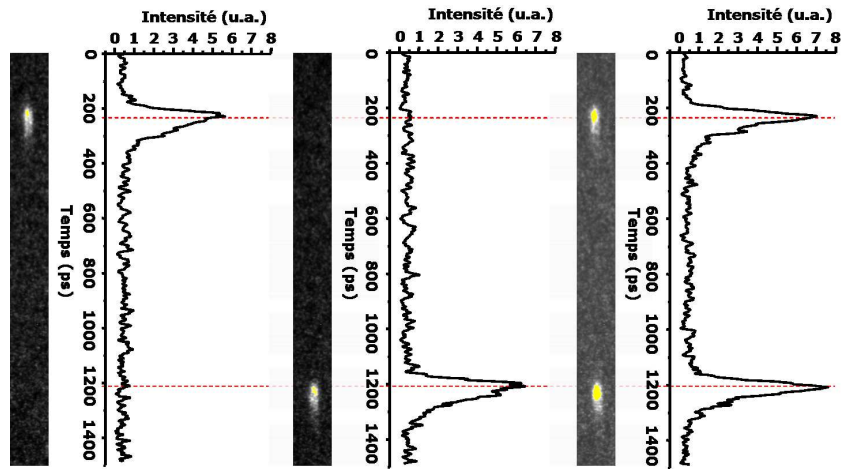


FIG. 4.12 – Images obtenues sur la caméra streak et les déclinés de photoluminescence extraits pour une puissance de $69 \mu W$ ($0,95 P_{seuil}$) avec un délai τ_1 de $1000 ps$. Ces déclinés sont obtenus en intégrant le signal sur une fenêtre spectrale de $0,6 nm$ centrée autour de la résonance de la cavité. À gauche, la cavité est excitée par la première impulsion uniquement, au centre la seconde impulsion uniquement et à droite les deux impulsions successivement. L'échelle horizontale sur les images streak est centrée autour de $920 nm$ et s'étend sur $3 nm$.

Intéressons nous tout d'abord au cas où la puissance de chaque impulsion d'excitation est de $69 \mu W$ ($0,95 P_{seuil}$), c'est à dire au niveau du passage du seuil (Fig. 4.7). Lorsque le délai entre les impulsions est bien plus long que les temps caractéristiques du système (Fig. 4.12), la réponse de la cavité à une double excitation est formée de deux impulsions

identiques bien séparées dans le temps, de même intensité et de même temps de descente. En revanche, si le délai entre les impulsions d'excitation s'approche de la centaine de ps (ici 150 ps), on remarque que l'amplitude de la seconde impulsion est bien plus grande que la réponse de la cavité à une simple excitation (Fig. 4.13).

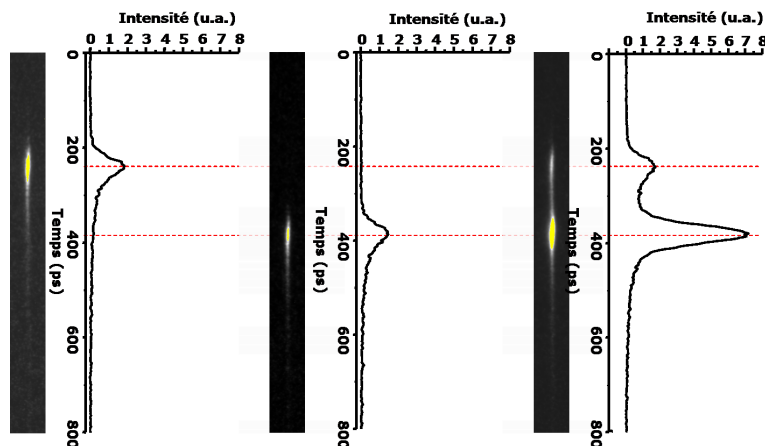


FIG. 4.13 – Images obtenues sur la caméra streak et les déclins de photoluminescence extraits pour une puissance de $69 \mu W$ ($0,95 P_{seuil}$) avec un délai τ_1 de 150 ps. Ces déclins sont obtenus en intégrant le signal sur une fenêtre spectrale de 0,6 nm centrée autour de la résonance de la cavité. À gauche, la cavité est excitée par la première impulsion uniquement, au centre la seconde impulsion uniquement et à droite les deux impulsions successivement. L'échelle horizontale sur les images streak est centrée autour de 920 nm et s'étend sur 3 nm.

De même, on remarque que le temps de montée est réduit d'un facteur environ 2. En effet, lorsque le délai entre les impulsions est bien plus grand que les temps caractéristiques de la source, les charges créées lors de la première impulsion ont toutes relaxées et les photons créés se sont tous échappés de la cavité, lorsque la cavité est excitée par la seconde impulsion. En revanche, pour des délais plus courts, les charges résiduelles créées lors de la première impulsion vont contribuer en sus à nourrir le mode lors de l'excitation par la seconde impulsion. On peut estimer une puissance d'excitation équivalente, en se reportant à la figure 4.7. En extrayant la puissance nécessaire pour rayonner, en réponse à une simple excitation, l'intensité rayonnée lors de la seconde impulsion d'excitation, on peut estimer que dans notre mesure, la puissance équivalente d'excitation lors de la seconde impulsion correspond à puissance de $120 \mu W$ ($1,66 P_{seuil}$) en régime d'excitation simple. Cette puissance correspond au début du régime de l'émission stimulée. En revanche, lorsque les puissances de chacune des deux excitations dépassent la puissance de seuil (Fig. 4.14), le maximum d'intensité de la réponse de la cavité à la seconde impulsion se rapproche du comportement que l'on peut observer pour une simple excitation.

L'évolution du comportement de la cavité soumise à une double excitation en fonction de la puissance d'excitation et du délai entre les impulsions est résumé sur la figure 4.15. On constate que pour de fortes puissances d'excitation, en régime de saturation, le temps de descente et l'intensité intégrée de la seconde impulsion émise varie peu quelque soit le délai. En effet, dans ce régime de fortes puissances, le milieu à gain est saturé. À plus faible puissance, lorsqu'on se rapproche du seuil, on constate comme attendu que l'intensité intégrée de la seconde impulsion décroît en fonction du délai et croît avec la puissance d'excitation. De même, le temps de descente croît avec le délai entre les impulsions de

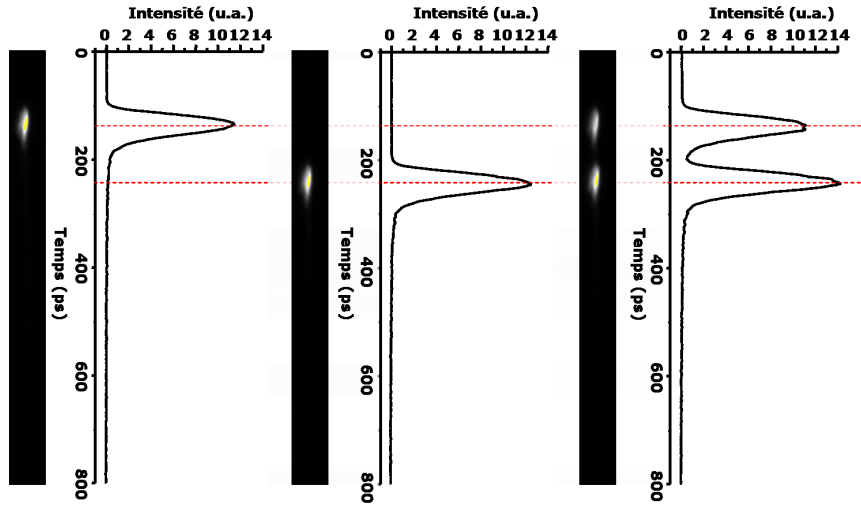


FIG. 4.14 – Images obtenues sur la caméra streak et les déclin de photoluminescence extraits pour une puissance de $483 \mu W$ ($6,67 P_{seuil}$) avec un délai τ_1 de 100 ps. Ces déclin sont obtenus en intégrant le signal sur une fenêtre spectrale de 0,6 nm centrée autour de la résonance de la cavité. A gauche, la cavité est excitée par la première impulsion uniquement, au centre la seconde impulsion uniquement et à droite les deux impulsions successivement. L'échelle horizontale sur les images streak est centrée autour de 920 nm et s'étend sur 3 nm.

pompe et la puissance d'excitation. On peut à partir de ces courbes estimer le temps caractéristiques des porteurs de charge dans le réservoir (ici la couche de mouillage). A partir de l'intensité intégrée de la seconde impulsion et de la puissance de l'impulsion d'excitation, on peut revenir à la puissance effective d'excitation (reliée à la densité effective de porteurs) et donc à la puissance "additionnelle" dues au porteurs de charges résiduels. En ajustant la décroissance cette puissance "additionnelle" en fonction du délai entre les deux impulsions par une exponentielle décroissante, on peut estimer la durée de vie des porteurs de charge dans le réservoir, ici environ 100 ps.

Il est aussi possible de soumettre la cavité à une double excitation, avec des puissances déséquilibrées. Par exemple, la puissance de la première impulsion d'excitation est au dessus de la puissance seuil et la puissance de la seconde en dessous. Cette situation est présentée sur la figure 4.16. En régime d'excitation simple, la réponse de la cavité à la première impulsion correspond à de l'émission stimulée alors que la réponse à la seconde correspond à de l'émission spontanée. En revanche, lorsque l'on passe à un régime de double excitation, la réponse à la seconde impulsion bascule en régime laser, grâce à la présence de charges résiduelles dans le réservoir. En effet, en comparant l'intensité intégrée et le temps de montée de la seconde impulsion à la réponse de la cavité sous simple excitation (Fig. 4.7), nous constatons en effet que la puissance "effective" d'excitation (reliée à la densité effective de porteurs) est bien au dessus de la puissance seuil.

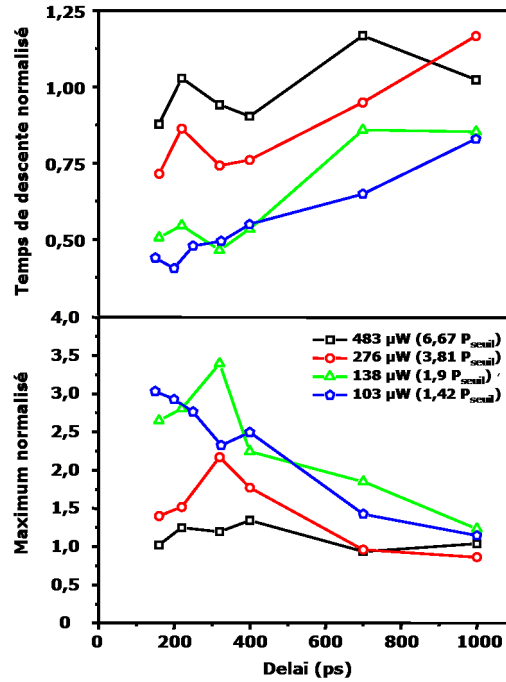


FIG. 4.15 – Evolution du temps de descente et de l'intensité émise par la cavité normalisée à l'intensité émise en réponse à une simple excitation, en fonction du délai pour différentes puissances d'excitation.

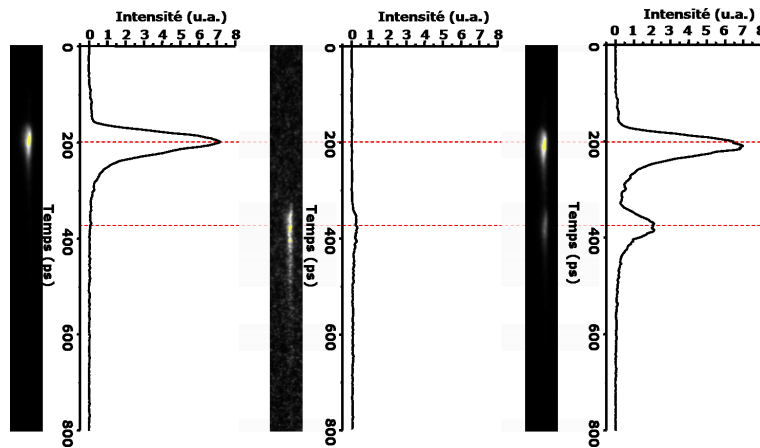


FIG. 4.16 – Images obtenues sur la caméra streak et les déclins de photoluminescence extraits pour une double excitation. Ces déclins sont obtenus en intégrant le signal sur une fenêtre spectrale de $0,6\text{ nm}$ centrée autour de la résonance de la cavité. La puissance de la première impulsion est de $483\text{ }\mu\text{W}$ ($6,67 P_{\text{seuil}}$) tandis que la puissance de la seconde est de $34\text{ }\mu\text{W}$ ($0,47 P_{\text{seuil}}$). Le délai τ_1 entre les deux impulsions est de 150 ps . A gauche, la cavité est excitée par la première impulsion uniquement, au centre la seconde impulsion uniquement et à droite les deux impulsions successivement. L'échelle horizontale sur les images streak est centrée autour de 920 nm et s'étend sur 3 nm .

4.2.4.2 Bande passante de modulation directe

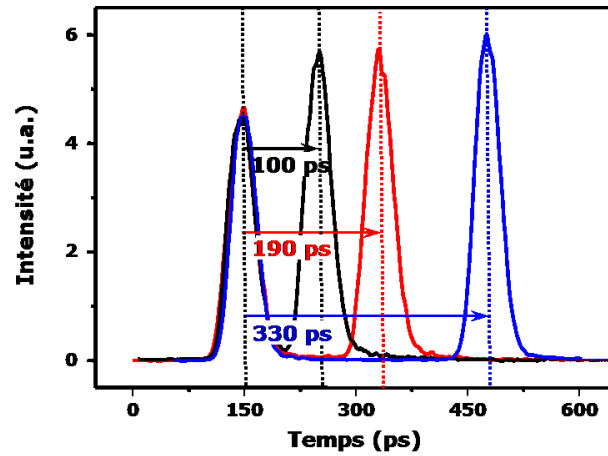


FIG. 4.17 – Réponse temporelle de la cavité mesurée sur la caméra à balayage de fentes après une double excitation avec une puissance de $483 \mu W$ ($6,67 P_{seuil}$) pour différents délais entre les deux impulsions de pompe (de 100 ps en noir, de 190 ps en rouge et de 330 ps en noir).

Une façon simple et souvent utilisée dans les télécommunications pour estimer la bande passante de modulation directe est la mesure de la fréquence maximale de modulation telle que le taux d'extinction de l'intensité émise modulée soit au moins de 13 dB. Dans nos expériences, nous avons tenté d'approcher cette fréquence de modulation en regardant le taux d'extinction en fonction du délai entre deux impulsions d'excitation équilibrées en puissance. Pour une puissance de $483 \mu W$ ($6,67 P_{seuil}$), la réponse de la cavité à une simple excitation présente un profil gaussien. On retrouve ce même profil gaussien avec la même amplitude quelque soit le retard introduit (voir Fig. 4.15). La figure 4.17 présente la réponse temporelle de la cavité suite à une double excitation dont le délai varie de 100 ps à 330 ps. La puissance d'excitation de chaque impulsion de pompe est fixée à $483 \mu W$. La figure 4.18 présente plus en détails la réponse temporelle de la cavité lorsque le délai est fixé à 100 ps.

Dans ces dernières expériences, nous observons que le critère de le critère des 13 dB de taux d'extinction est largement atteint pour des fréquence de modulation de l'ordre de 10 GHz. Cette valeur constitue une borne inférieure à la bande de modulation directe dans nos structures.

4.3 Réponse spectrale à une excitation impulsionnelle

S'il est important de pouvoir moduler rapidement un laser, il est aussi nécessaire que l'étalement spectral de l'impulsion optique délivrée soit faible. Ce point est relié au chirp du laser. Il sera l'objet d'étude dans ce paragraphe.

4.3.1 Largeur de raie et facteur de Henry

Lorsqu'on module un laser par la méthode du "gain switching", nous modulons aussi la densité de porteurs dans le matériau à gain. Or cette modulation de la densité de porteurs modifie aussi l'indice de réfraction de la zone active. En effet, l'absorption ou

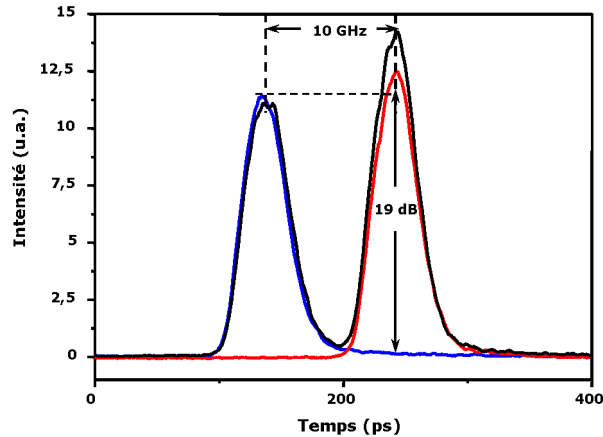


FIG. 4.18 – Réponse temporelle de la cavité mesurée sur la caméra à balayage de fentes après une double excitation avec une puissance de $483\mu\text{W}$ ($6,67P_{\text{seuil}}$). En bleu est représentée la réponse à une simple excitation (première impulsion de pompe uniquement); en rouge est représentée la réponse à une simple excitation (seconde impulsion de pompe uniquement); et en noir est représentée la réponse à une double excitation, les deux impulsions de pompe étant séparées de 100 ps.

gain du matériau est lié à la partie imaginaire n_i de l'indice de réfraction et via les relations de Kramers-Kronig, toute variation de cette partie imaginaire impacte la partie réelle n de l'indice. Or, la partie réelle de l'indice correspond à l'indice optique du milieu et donc affecte la longueur d'onde de résonance de la cavité optique. Ainsi, lorsqu'on module l'intensité du laser par une modulation du gain, on modifie aussi au cours des impulsions modulées la fréquence d'émission laser. Cette dérive de la fréquence, appelé chirp, se traduit alors par un étalement spectral de la raie laser qui entrave l'efficacité des communication par fibres optiques.

Le déplacement de la fréquence de résonance du laser en réponse aux changements de la densité de porteurs peut s'exprimer comme :

$$\Delta\nu = \frac{\alpha_H}{4\pi} \Gamma v_g a \Delta N. \quad (4.2)$$

avec Γ le facteur de confinement, α_H le facteur de Henry et a le gain différentiel. Le chirp est donc proportionnel au facteur d'augmentation de la largeur :

$$\alpha_H = \frac{\partial n / \partial N}{\partial n_i / \partial N} = -\frac{4\pi}{\lambda a} \frac{dn}{dN} \quad (4.3)$$

Pour les lasers à boîtes quantiques; des modèles simples prévoient des facteurs de Henry proche de 0 du fait de la discrétisation de la densité d'états. Cependant, les expériences montrent des valeurs de facteur de Henry très variées, variant de valeurs proches de 0 [113, 114] jusqu'à quelques dizaines [115], en passant par celles typiquement observées dans les matériaux massifs ou les puits quantiques (environ 1,5-3) [116, 117]. En fait, ce facteur est dépendant notamment de la puissance d'excitation à laquelle on le mesure [118] et de nombreuses études rapportant de faibles facteurs de Henry ont été menées en dessous du seuil laser.

Rappelons que la largeur temporelle Δt et spectrale $\Delta\nu$ d'une impulsion lumineuse ayant une forme gaussienne (de la forme $\exp(-(t/2\Delta t)^2)$) sont régies, en l'absence de chirp, par la relation :

$$\Delta\nu\Delta t = \frac{1}{2\pi} \quad (4.4)$$

Cette impulsion est dite limitée par transformée de Fourier. En présence de chirp, le produit $\Delta\nu\Delta t$ d'une impulsion gaussienne émise par un laser à semi-conducteur est augmenté d'un facteur $\sqrt{1 + \alpha_H^2}$ selon [39] :

$$\Delta\nu\Delta t = \frac{1}{2\pi} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (4.5)$$

Les mesures de largeur à mi-hauteur spectrale obtenues à partir de l'étude en puissance sur la caméra C.C.D. ainsi que les largeurs temporelles déduites des mesures à la caméra streak permettent de calculer l'évolution du produit $\Delta\nu\Delta t$ en fonction de la puissance d'excitation. Il est donc possible de déterminer le facteur de Henry pour les deux types de cavités étudiées jusqu'à présent dans ce chapitre à partir de la dernière formule. La valeur du facteur de Henry et son comportement en fonction de la puissance d'excitation est très similaire. La figure 4.19 présente l'évolution du facteur de Henry en fonction de la puissance d'excitation au dessus du seuil. Nous observons une valeur minimale de 2,6 pour le facteur de Henry, qui augmente progressivement lorsque la puissance d'excitation croît. Cette augmentation est d'autant plus importante que le milieu à gain est proche de la saturation [118]. Néanmoins, le facteur de Henry reste relativement faible par rapport aux mesures réalisées sur des lasers à boîtes opérant au dessus du seuil et atteint des valeurs du même ordre de grandeur que celles mesurées sur des puits quantiques par exemple.

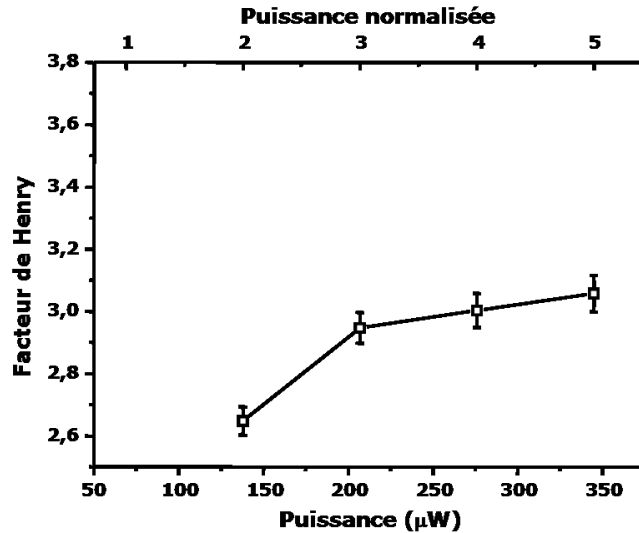


FIG. 4.19 – Evolution du facteur de Henry α_H en fonction de la puissance d'excitation pour la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et résonnante à 920 nm.

4.3.2 Dérive dynamique de la fréquence laser - Chirp

La modulation de la densité de porteurs au cours du temps induit une dérive dynamique de la longueur d'onde de la raie laser. Cette dérive dynamique de la fréquence en modulation peut s'exprimer comme suit [119] :

$$\Delta\nu(t) = \frac{\alpha_H}{2} \left(\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} - \frac{\beta N_{th}}{\tau_{sp} P} \right) \quad (4.6)$$

où P est la densité de photons véhiculés dans le mode laser, N_{th} la densité de porteurs utiles au seuil, β le facteur de couplage de l'émission spontanée au mode laser et τ_{sp} la

durée de vie des porteurs de charge. Cette expression fait apparaître deux composantes, à savoir une variation de fréquence transitoire (“transient chirp” dans la littérature anglo-saxonne) et une variation de fréquence adiabatique (“adiabatic chirp”).

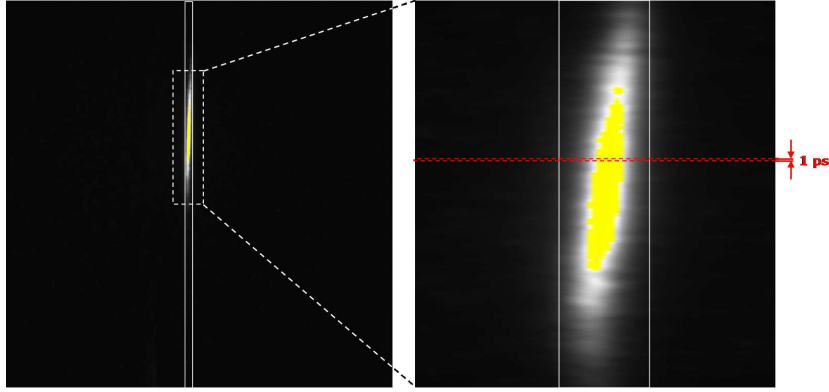


FIG. 4.20 – Image obtenue à la caméra à balayage de fentes complète (à gauche). A droite, zoom sur la partie en pointillé de l’image de gauche. Sur la figure de droite, la zone encadrée par le rectangle blanc correspond à une fenêtre d’intégration de 20 pixels et le rectangle en pointillé rouge correspond à une fenêtre d’intégration de 2 pixel.

Regardons un peu plus en détails les images obtenues à la caméra streak (voir Fig. 4.20). Nous nous étions concentrées jusqu’à présent que sur l’évolution temporelle du signal intégré sur la largeur de la raie laser. Regardons un peu plus en détail son comportement spectral en fonction du temps. Supposons maintenant que l’on découpe chaque image en une série d’étroites fenêtres d’intégration d’une largeur temporelle de 1 ps (telles que le rectangle pointillé rouge sur la figure 4.20 de droite) dans la direction horizontale et non plus en isolant le signal sur une unique et large fenêtre verticale (20 pixels, correspondant au rectangle plein blanc sur la figure 4.20 de droite) comme nous avons fait jusqu’à présent. On peut alors déterminer la longueur d’onde de la réponse de la cavité en fonction du temps, au cours de l’impulsion optique émise. Ceci revient à étudier la longueur d’onde de résonance en fonction du temps et donc en fonction de sa position dans l’impulsion laser. Sur la figure 4.21 est reporté en noir, à gauche, le spectre obtenu sur la caméra C.C.D. avec une intégration sur tout les temps. Nous avons donc arbitrairement placé le zéro au maximum du spectre obtenu avec cette unique fenêtre d’intégration. A droite, toujours en noir, est représenté le déclin de luminescence de la cavité en fonction du temps sur l’ensemble du spectre de la cavité (Fig. 4.20 de gauche). Les spectres en couleur sont quelques exemples de courbes obtenues à partir de coupes transversales de l’image streak sur des intervalles temporels de 1 ps, suivant la méthode présentée sur figure 4.20 de droite. La projection de ces spectres sur l’axe des temps permet de distinguer la position temporelle de chacune de ces intégrations. Et la projection de ces courbes sur l’axe des longueurs d’onde permet de cerner l’évolution spectrale dans le temps du signal. On observe d’ailleurs une modification de la longueur d’onde en fonction de la position temporelle au cours de l’impulsion. Cette modification est indiquée sur la figure 4.22. Pour les faibles puissances d’excitation, le déplacement de la longueur d’onde est faible et reste inférieur à $0,3 \text{ \AA}$ sur tout le temps d’émission spontanée de la cavité. Par contre, pour une puissance cinq fois au dessus du seuil (Fig. 4.22), la valeur mesurée du “chirp” correspond à un décalage vers le rouge de $\Delta\lambda_{shift} = 0,16 \text{ nm}$ pendant une période de temps de $\Delta\tau = 29,5 \text{ ps}$ à mi-hauteur. Ce chirp reste relativement faible. Notons d’autre part

que le chirp augmente linéairement au cours de l'impulsion. D'après l'équation 4.6, ceci n'est possible que dans le cas où le "chirp" adiabatique est négligeable devant le "chirp" transitoire. Cette condition est satisfaite notamment si la durée de vie des photons dans la cavité laser est grande, c'est-à-dire lorsque la cavité laser présente un fort facteur de qualité.

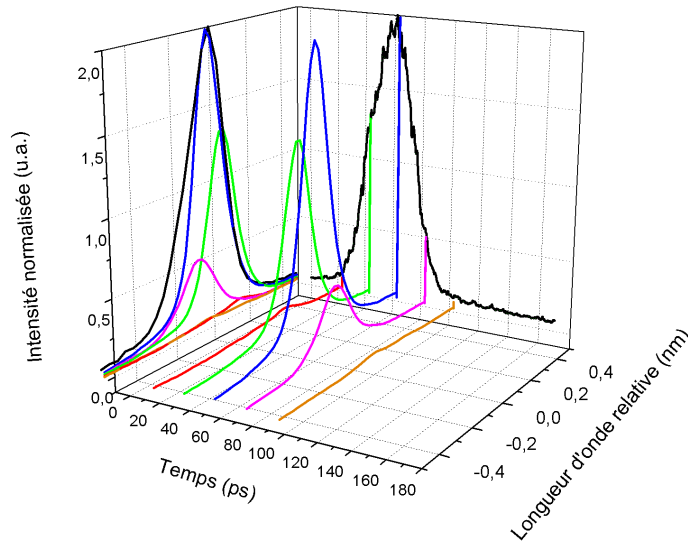


FIG. 4.21 – Evolution la longueur d'onde en fonction du temps de réponse de la cavité pour une puissance de $345 \mu W$ pour la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et résonnante à 920 nm . La courbe noire de droite correspond à une intégration de l'image streak sur une fenêtre de 20 pixels. Tous les autres spectres d'évolution en fonction de la longueur d'onde ont été faits avec des fenêtres d'intégration de 6 pixels à différents temps.

Bien que le "chirp" lors d'une excitation simple nous renseigne sur le comportement du laser, il est important que cette variation en longueur d'onde soit similaire pour toutes les impulsions générées lorsque le laser est modulé. Nous avons vérifié cela en extrayant, à partir des images obtenues sur la caméra streak, la variation de longueur d'onde en fonction du temps, lorsque la cavité est soumise à une double excitation, avec deux impulsions de pompe séparées de 100 ps (Fig. 4.18). La variation de longueur d'onde de la raie laser de chacune des deux impulsions a été mesurée indépendamment et présente le même comportement que celui que nous avons observé sur la figure 4.22 du bas. Comme précédemment, le zéro de la longueur d'onde a été choisie pour coïncider avec le maximum d'intensité de la première impulsion. Lorsque l'on excite la cavité avec un taux de répétition de 10 GHz , le décalage de la longueur d'onde se superpose presque exactement à ceux observés pour une simple excitation. Le "chirp" de la cavité laser à cristal photonique est donc faible et de l'ordre de grandeur des meilleurs lasers à boîtes quantiques. Les caractéristiques du "chirp" sont aussi indépendantes du taux de modulation du laser au moins jusqu'à 10 GHz . Ceci confirme que le système est revenu à son état d'équilibre après la première impulsion.

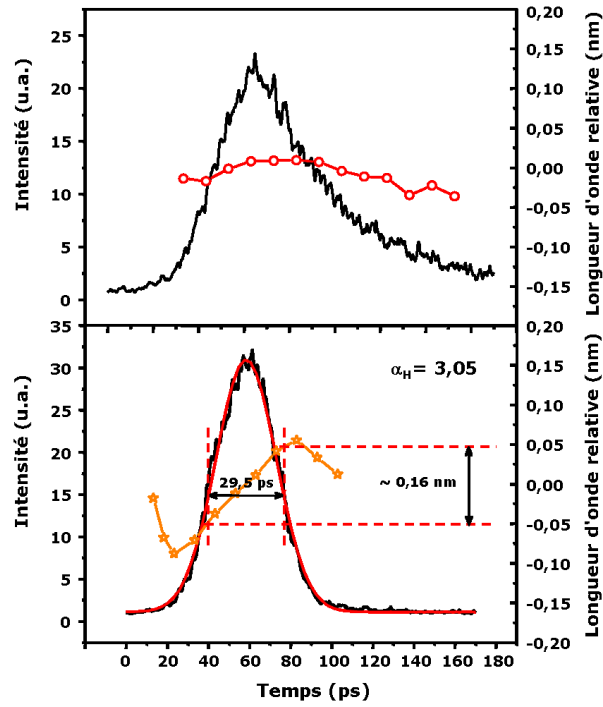


FIG. 4.22 – Evolution de la longueur d'onde de résonance en fonction du temps la cavité présentant un allongement de période longitudinale de 10 nm et résonante à 920 nm. La mesure est indiquée pour des puissances d'excitation en dessous du seuil ($69 \mu W$) en haut et au dessus du seuil ($345 \mu W$) en bas.

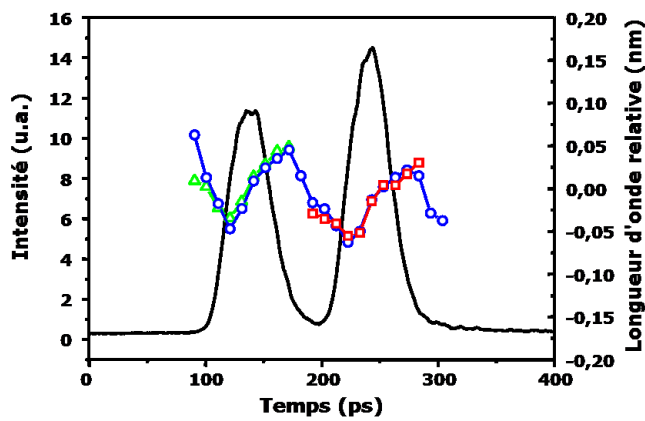


FIG. 4.23 – Evolution de la longueur d'onde en fonction du temps pour une double excitation avec deux impulsions de pompe séparées de 100 ps et de $345 \mu W$.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude de la réponse temporelle et spectrale des cavités optiques à une excitation impulsionnelle. En régime d'émission spontanée, nous avons observé une accélération d'un facteur 30 de la dynamique d'émission spontanée des boîtes quantiques. L'étude de la dynamique au passage du seuil indique une décroissance du temps de déclin, pour former, en régime d'émission stimulée, une impulsion temporelle symétrique en temps et d'une largeur d'environ 35 ps. Parallèlement, par l'étude de cavités de différents facteurs β , nous avons pu observer un raccourcissement du temps d'allumage du laser lorsque β augmente. Cependant, les différences observées sur ces cavités demeurent, pour certaines, encore incomprises. Les mesures temporelles en régime de double excitation de la cavité par deux impulsions de pompe proches en temps, nous indiquent que la bande de modulation directe en grands signaux de ces lasers est au moins égale à 10 GHz. Une analyse détaillée de la dépendance spectrale du signal au cours de l'impulsion met en évidence un chirp transitoire relativement faible de 0,1 nm environ pour des impulsions de 35 ps, et ce même sous modulation directe à une vitesse de 10 GHz.

Chapitre 5

Contrôle de l'émission spontanée de boîtes quantiques en cavité à cristal photonique - Quelques perspectives

Pour conclure ce manuscrit, nous donnons quelques unes des pistes de prolongement de ces travaux, à la lueur des difficultés et succès rencontrés lors de ce travail de thèse. Nous nous concentrerons sur simplement deux types d'applications, à savoir les sources d'états quantiques de la lumière pour l'information quantique et les sources lasers pour l'optoélectronique. Concernant les sources d'états quantiques, nous nous limiterons au cas du régime de couplage faible entre la boîte quantique et le mode optique de la cavité et évoquerons la possibilité d'utiliser l'accélération de la dynamique d'émission spontanée pour produire des états à un photon avec une efficacité de collection élevée ou bien des états intriqués. Concernant les sources pour l'optoélectronique, notre démonstration de l'effet laser en présence d'un contrôle à l'émission spontanée a été obtenue à des températures cryogéniques et à 920 nm. Nous présenterons des pistes de travail pour la réalisation d'un tel composant opérant à température ambiante et aux longueurs d'onde des télécommunications sur fibre. L'ensemble du chapitre sera illustré par quelques travaux initiés pendant cette thèse pour atteindre ces objectifs.

5.1 Sources pour l'information quantique

L'intérêt du développement de nanosources capables de générer efficacement des états quantiques de la lumière est double : les progrès des techniques intervenus dans la manipulation de systèmes quantiques élémentaires et isolés permettent, non seulement d'un point de vue fondamental, de mettre en oeuvre une grande partie du florilège d'*expériences de pensée* proposées en mécanique quantique mais aussi, d'un point de vue plus prospectif, d'envisager des applications au traitement de l'information quantique. En effet, ces sources lumineuses sont des outils indispensables pour passer des expériences de pensée en optique quantique aux expériences réelles ; pour la plupart, celles-ci reposent sur la manipulation de photons uniques ou en nombre contrôlé. Au delà de ces aspects fondamentaux, le champ de la physique des états quantiques de la lumière s'est considérablement élargi pour passer, cette fois, des expériences réelles de mécanique quantique aux

”applications” dans le domaine de l’information quantique. La cryptographie quantique est actuellement l’exemple le plus abouti en la matière. Elle tire parti de l’unicité des photons ou des corrélations entre photons intriqués pour assurer la confidentialité absolue de la communication. Une application plus prospective exploite les corrélations subtiles entre états indiscernables ou intriqués pour réaliser un ordinateur exponentiellement plus efficace qu’un ordinateur classique pour la résolution de certains problèmes, comme la factorisation en nombres premiers. Les sources lumineuses ayant des propriétés d’émission contrôlées au niveau quantique constituent donc un élément clé des futurs dispositifs tout-optique de communication et de logique quantiques.

5.1.1 États à un photon

Pour pouvoir émettre des états à un photon, il faut pouvoir disposer d’un centre émetteur unique, tel qu’une boîte quantique à semiconducteur à basse température (< 10 K) [120, 19]. Ce type d’émetteur est en particulier capable d’émettre un état à un photon à la demande. Pour cela, il suffit d’isoler spatialement et spectralement une transition optique du centre émetteur et de collecter son signal de luminescence suite à une excitation (optique ou électrique) impulsionnelle.

Un des avantages de ces nanostructures à semiconducteur à basse température est leur efficacité quantique proche de l’unité. Néanmoins, l’omnidirectionnalité de l’émission des boîtes quantiques associée aux mécanismes de réflexion interne totale de la lumière à l’interface semiconducteur–air, limite à quelques pour-cent seulement l’efficacité d’extraction des photons émis depuis le semiconducteur vers l’espace libre. Pour améliorer la fraction de photons uniques collectés, une approche consiste à placer les boîtes quantiques à l’intérieur d’une microcavité [121]. Ceci permet d’orienter l’émission du dipôle vers des directions privilégiées, dans lesquelles les photons émis pourront être canalisés afin d’être ensuite efficacement collectés. On met en jeu ici des effets de forts couplages de l’émission spontanée au mode utile collecté et donc une exaltation du facteur β par des effets de cavité. Deux types de cavité ont principalement été proposées pour ce type d’application jusqu’à présent : les cavités micropiliers et les cavités à cristaux photoniques. Malgré des perspectives encourageantes, peu d’études théoriques et peu d’études expérimentales précises ont été conduites dans cet objectif. Les travaux théoriques de G. Lecamp *et al* néanmoins indiquent que des efficacités de collection supérieures 80 % à travers un objectif de microscope d’ouverture numérique 0.5 pourraient être atteintes en utilisant des micropiliers de géométrie appropriée [122]. Des calculs numériques réalisés au sein de notre équipe indique que l’efficacité de collection dans des cavités H1 modifiée suspendue à travers ce même objectif de microscope pourrait atteindre jusqu’à 25 %. Ce pourcentage pourrait être accru en plaçant sous la membrane un miroir de Bragg à une distance appropriée.

5.1.2 États intriqués

La première violation des inégalités de Bell a été obtenue dès 1981, en utilisant des atomes de calcium comme sources de paires de photons intriqués en polarisation [123, 124, 125]. L’utilisation des cristaux paramétriques a permis également de réaliser des sources de photons intriqués, et d’augmenter la rapidité et l’intervalle de confiance associé à ces mesures. Le principal enjeu actuel autour de ces inégalités est de réaliser de nouvelles sources permettant une réalisation de ces tests pour des applications telles que la téléportation.

Les boîtes quantiques en cavité ne sont pas à l’heure actuelle un système permettant une réalisation plus simple et plus rapide de ces tests. Néanmoins, elles offrent une pers-

pective intéressante d'implémentation. Les limitations pour violer les inégalités de Bell proviennent principalement des différents temps de cohérence du système et des durées de vie radiative des états. Sans modification de l'environnement électromagnétique de la boîte quantique, la mise en place de tests de violation des inégalités de Bell est vaine. Par contre, le fait de placer une boîte dans une microcavité permet de modifier les différents temps de vie du système. Dans ces conditions, il devient envisageable de faire des mesures pour tester les inégalités de Bell. Parmi les différents schémas possibles pour produire des états intriqués à partir de boîtes quantiques en cavité, nous nous concentrerons sur deux d'entre eux en spécifiant le cahier des charges à remplir à la fois sur la boîte quantique et sur la cavité pour obtenir des photons intriqués :

- l'intrication en temps-position à partir de photons uniques indiscernables
- l'intrication en polarisation à partir de la cascade exciton - biexciton ;

5.1.2.1 Etats intriqués en temps-position

Les photons intriqués en temps-position sont usuellement générés aujourd'hui par des processus paramétriques spontanés. Les premiers tests de ce type d'intrication en 1992 et 1993 validant la proposition théorique de J.D. Franson utilisaient ce type de sources [126, 127]. Depuis, la constante amélioration de l'efficacité des sources paramétriques utilisées a permis de considérablement augmenter les distances de tests, passant de quelques mètres en laboratoire à plusieurs kilomètres hors du laboratoire [128]. Cependant, ces sources fonctionnent sur le principe de la conversion paramétrique qui suit une statistique Poissonnienne d'émission ; elles ont donc une probabilité non négligeable d'émettre des paires de photons, ce qui dégrade la visibilité de l'intrication [129]. Pour annuler cette probabilité, une possibilité serait de recourir à un émetteur unique, tel qu'une boîte quantique, produisant des photons uniques indiscernables.

Le schéma de principe est le suivant : l'émetteur ponctuel produit deux photons séquentiels indiscernables. Ces deux photons sont envoyés sur une lame séparatrice 50/50 et on sélectionne alors les situations dans lesquelles les deux photons prennent deux ports de sortie différents après la lame. Sur chaque bras de sortie, sont placés deux interféromètres déséquilibrés tels que la différence de marche entre les deux bras compense le retard entre les deux photons. Des détecteurs sont placés sur les ports de sortie des interféromètres. Il existe alors deux situations indiscernables dans les événements de photodétection simultanée : (1) le premier photon prend le bras long d'un des interféromètres (interféromètre *A*) et le second photon prend le bras court de l'autre interféromètre (interféromètre *B*) et (2) le premier photon prend le bras long de l'interféromètre *B* et le second photon prend le bras court de l'autre interféromètre *A*. Il y a alors intrication en temps-position. Ce schéma n'est valable que si les photons émis sont indiscernables [130]. La visibilité de l'intrication est en effet égale à $T_2/2T_1$ où T_1 est le temps de vie radiatif du dipôle émetteur et T_2 le temps de cohérence. Pour violer les inégalités de Bell, il faut que cette visibilité doit être supérieure à $\frac{1}{\sqrt{2}}$.

Or, dans les boîtes quantiques dans les semiconducteurs massifs, ce ratio est très faible. La durée de vie est de l'ordre de 1 ns et le temps de cohérence varie de quelques dizaines de picosecondes à quelques centaines de ps. Les mécanismes de déphasage induisant une perte de cohérence résultent de l'interaction avec les phonons, l'interaction électrostatique avec des charges fluctuantes piégées à proximité de la boîte... Afin de restaurer l'indiscernabilité entre photons émis, on peut réduire l'impact des mécanismes déphasants par une excitation quasi-résonante au sein de la boîte mais ceci reste insuffisant : $T_2/2T_1$ n'est au plus que de 0,3. Une solution consiste à utiliser une excitation quasi-résonante et à raccourcir T_1 par des effets de cavité. Cette approche a permis de produire des photons indiscernables avec des ratios $T_2/2T_1 \simeq 0.8$, en isolant la boîte quantique dans un micropilier [131, 25]

ou dans une cavité à cristal photonique [26]. Dans ces expériences, la durée de vie du dipôle émetteur est réduite à la centaine de picosecondes, grâce à la présence de la cavité. En tenant compte des imperfections expérimentales (gigue dans le temps d'émission entre les deux photons et équilibre entre les deux interféromètres), on peut montrer que le seul critère pour violer les inégalités de Bell avec ce type de sources est de mettre en oeuvre des effets d'accélération de la durée de vie d'environ 30 [130].

5.1.2.2 Etats intriqués en polarisation

Les premières démonstrations d'intrication en polarisation utilisaient un processus de cascade radiative au sein d'un émetteur unique (alors un atome). Depuis, il a été proposé [132] et démontré [133, 134] qu'on peut aussi utiliser la cascade radiative depuis le biexciton au sein d'une boîte quantique unique. Un biexciton est formé de deux paires électron-trou piégées dans la boîte quantique avec un moment angulaire opposé. L'origine de l'intrication en polarisation réside dans le fait que le biexciton peut se désexciter radiativement selon deux chemins avec des polarisations différentes. La boîte peut être décrite, en première approximation, comme un système à trois niveaux formé par :

- le niveau biexcitonique XX à deux paires électron-trou et de moment angulaire nul.
- le niveau intermédiaire excitonique X à une paire électron-trou doublement dégénéré, les deux états correspondant à un moment angulaire égal à ± 1
- le niveau fondamental de la boîte, vide, de moment angulaire égal à 0

Comme ces trois niveaux possèdent des moments angulaires (spin) bien déterminés, l'intrication des photons émis résulte de la règle de conservation du moment angulaire lors d'une transition optique. La recombinaison des porteurs dans la boîte produit une cascade radiative : l'émission d'un photon XX de polarisation circulaire (σ_+ ou σ_- de spin ± 1) à l'énergie biexcitonique projette la boîte dans l'état excitonique de moment angulaire opposé ; la boîte se désexcite ensuite vers le niveau fondamental en émettant un deuxième photon X de polarisation circulaire inverse (σ_- ou σ_+). En effet, de part les règles de conservation du moment angulaire, on peut montrer que l'état de polarisation de la paire émise est :

$$|\Psi_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\sigma_+^{XX}; \sigma_-^X\rangle + |\sigma_-^{XX}; \sigma_+^X\rangle)$$

Ceci est un état intriqué qui conduit au même type de corrélations que les paires de photons émises dans les cascades atomiques d'atomes de calcium utilisées dans les premières expériences montrant la violation des inégalités de Bell.

Cependant un tel schéma suppose que les deux chemins de désexcitation depuis le biexciton soient indiscernables, sans échanges incohérents de population entre les deux niveaux relais excitoniques. Or, plusieurs mécanismes peuvent réduire la visibilité de l'intrication voire détruire l'intrication. Citons par exemple :

- La levée de dégénérescence entre les deux niveaux excitoniques, séparés en énergie d'environ quelques dizaines de μeV . Ceci induit des battements entre les deux niveaux. La période des battements quantiques est alors de l'ordre de quelques centaines de ps.
- la relaxation du spin des porteurs de charges dans la boîte, qui peut induire un échange incohérent de population entre les deux niveaux relais, et ce avec des temps de déclin de l'ordre de la dizaine de ns.
- la perte de cohérence relative entre les deux niveaux relais, sur des échelles de temps de plusieurs ns. Notons que ce temps de décohérence est différent de T_2 puisqu'il met en jeu des mécanismes de déphasages dépendant du spin.

La plupart des travaux expérimentaux menés jusqu'à présent se sont concentrés sur le premier effet, visant à annuler l'écart en énergie des niveaux excitoniques. Ces études utilisent

(1) le recours à une post-sélection spectrale ou temporelle [133, 135], (2) l’alignement des niveaux excitoniques par une action extérieure (un champ magnétique dans le plan des boîtes [136], un champ électrique [137] ou d’une contrainte uni-axiale [138]) ou bien (3) le contrôle des conditions de croissance [139, 140]. Néanmoins toutes ces approches ne permettent pas de compenser les autres effets. Or, ces derniers dégradent la visibilité de l’intrication [141]. Une solution serait d’isoler l’émetteur dans une cavité optique appropriée accélérant l’émission depuis le niveau excitonique de sorte que le photon excitonique soit émis sur des échelles de temps bien inférieures à la période de battement quantique, le temps d’échange incohérent de population par relaxation de spin et le temps de déphasage relatif. Ainsi, pour pouvoir violer les inégalités de Bell, il suffirait d’accélérer la dynamique d’émission spontanée d’environ un facteur 10 sur des transitions présentant un écart en énergie inférieur à quelques μeV [141].

Une géométrie de cavité susceptible d’être utilisée pour restaurer l’intrication en polarisation dans la cascade biexciton-exciton doit satisfaire cependant aux exigences suivantes :

- Le facteur de qualité de la cavité doit être au plus de 1000 pour pouvoir collecter à la fois le photon issu de la relaxation du biexciton et le photon issu de la relaxation de l’exciton dont les énergies sont séparées d’environ 2 meV ;
- Le facteur de Purcell doit être supérieur à 10. Étant donné que $Q < 1000$, le volume modal doit donc être inférieur à quelques $(\frac{\lambda}{n})^3$;
- La cavité doit posséder deux modes de même énergie, de même valeur maximale du champ électrique à la position de la boîte quantique et de polarisation orthogonale. Si ce n’est pas le cas, l’effet Purcell vu par chaque exciton sera d’amplitude différente. Par conséquent l’intrication en serait réduite. Plus grave encore lorsque les modes sont non-dégénérés, la cavité effectuerait alors une pré-mesure de la polarisation des photons.

5.1.3 Limites actuelles

Toutes les discussions précédentes ne prennent pas en compte le désaccord spatial et spectral de la boîte quantique par rapport au mode de résonance de la cavité. Nous avons toujours sous-entendu dans ces discussions que la boîte quantique était au maximum du champ du mode de la cavité et exactement à la même longueur d’onde. Cependant cette configuration idéale est très rare. Pour pouvoir s’approcher ou satisfaire ces conditions, il existe deux solutions :

- soit on s’accommode de cette localisation spatiale et spectrale aléatoire et l’on teste un grand nombre de cavités pour s’approcher la situation optimale. En général, avec cette technique, elle n’est que très rarement atteinte et on se contente de s’en approcher.
- soit on utilise des techniques de localisation spatiale de la boîte couplée à une technique de contrôle de l’accord spectral entre le dipôle émetteur et le mode de la cavité.

La première solution n’est pas viable. Par exemple, si l’on cherche à remplir tous les critères pour l’intrication en polarisation (modes dégénérés en énergie de polarisation orthogonale, accord spatial au maximum du champ à quelques dizaines de nm près, faible écart énergétique des niveaux excitoniques, F_p supérieur à 10, Q modéré...), le grand nombre de paramètres mis en jeu réduit de façon draconienne la probabilité de trouver une cavité optique couplée à une boîte pouvant produire des photons intriqués en polarisation. Il est donc indispensable de recourir à la deuxième solution. A ce jour, il n’est pas possible de remplir tous les critères à la fois mais différentes pistes pour satisfaire l’accord spatial et/ou spectral sont poursuivies de manière conjointe. Par la suite, nous allons nous attarder sur quelques unes des méthodes aujourd’hui étudiées.

L'accord spectral entre la résonance du mode et la longueur d'onde d'émission de la boîte ne peut se faire, pour le moment, qu'a posteriori. C'est à dire que tout le processus de fabrication doit être fait pour pouvoir par la suite faire correspondre les longueurs d'onde d'émission. Par contre, l'accord spatial est intégré dans les étapes de fabrication compliquant la procédure.

Accord spatial entre la boîte quantique et le mode optique de la cavité

Deux approches sont à ce jour poursuivies. La première consiste à repérer la boîte quantique aléatoirement positionnée dans des échantillons de faible densité de boîtes quantiques et imprimer autour la cavité optique. La seconde repose sur une localisation du site de nucléation.

Les premières études de repérage du site aléatoire de nucléation des boîtes quantiques reposent sur un repérage par A.F.M. du site de nucléation d'une boîte quantique, en réalisant un empilement vertical de boîtes quantiques [142]. Le premier plan de boîtes émet à la longueur d'onde souhaitée. Les plans supérieurs émettent à des longueurs d'onde plus élevées. Les boîtes des plans supérieurs nucléant naturellement au dessus de celles situées sur le premier plan de boîtes, on peut repérer par A.F.M. la déformation induite par la boîte du plan supérieur et donc confirmer la présence d'une boîte en dessous sur le premier plan. Par la suite, cette même équipe a pu s'affranchir du recours à un empilement de plans de boîtes quantiques en repérant simplement par A.F.M. la déformation induite à la surface du plan de boîtes quantiques "utiles". D'autres approches de repérage utilisent non pas des techniques d'AFM mais de microphotoluminescence [143].

Une autre approche consiste à localiser le site de nucléation des boîtes quantiques. Les travaux pionniers de l'équipe d'E. Kapon *et al* utilisent la croissance au sein de pyramides inversées gravées dans le substrat de croissance [144]. Cette technique présentent quelques limitations, notamment la difficulté d'intégrer ces boîtes dans des microcavités. Depuis, de nombreuses équipes développent différentes approches qui permettraient de coupler les boîtes localisées dans des résonateurs optiques. Par exemple en épitaxiant les boîtes dans des ouvertures réalisées dans un substrat corrugué [145] ou bien dans des couches de diélectriques [146]. Les propriétés de luminescence de ces boîtes restent cependant encore dégradées par rapport aux boîtes auto-assemblées, avec des efficacités quantiques réduites même à basse température.

Accord spectral entre la boîte quantique et le mode optique de la cavité

La longueur d'onde exacte d'émission des boîtes quantiques ne peut être contrôlée au cours de l'épitaxie, tout du moins sur simplement des plages de quelques dizaines de nanomètres. Pour assurer l'accord spectral entre la boîte quantique et le mode de la cavité, deux approches ont été jusqu'à présent utilisées : déplacement de la résonance de la cavité post-fabrication ou bien déplacement de la longueur d'onde d'émission de la boîte quantique.

La longueur d'onde de résonance d'une cavité est déterminée par les paramètres de maille du dessin initial. Cependant les aléas de la fabrication ne permettent pas de contrôle de façon précise cette longueur d'onde et déplacent la résonance de la cavité de quelques nanomètres. Dès lors, l'accord spectral entre le mode et la boîte est difficile à atteindre. On peut cependant, post-fabrication, déplacer la longueur d'onde d'une cavité à cristal photonique sur membrane par des techniques de gravure humide contrôlée. Ainsi, un cycle d'oxydation et de gravure contrôlées ($\text{H}_2\text{O}_2/\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$) [147, 58] permet de diminuer la longueur d'onde de résonance de la cavité d'environ 10 nm. Ce déplacement est lié à une oxydation partielle en surface de l'échantillon, oxyde ensuite retiré par une gravure humide sélective. Il est possible de réduire ce déplacement de la longueur d'onde en utilisant

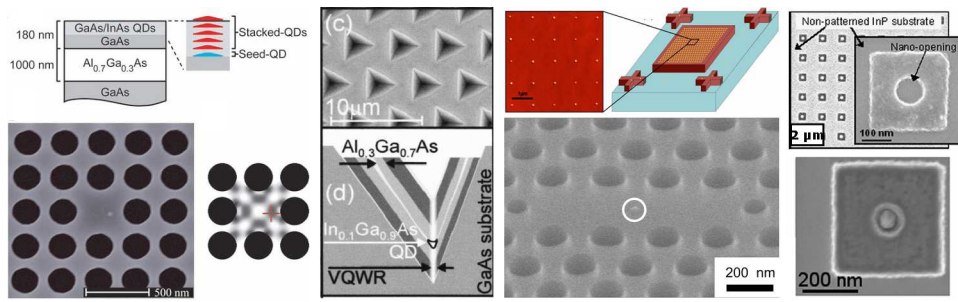


FIG. 5.1 – Quelques exemples de réalisations expérimentales de la localisation spatiale des boîtes quantiques semiconductrices. A l'extrême gauche : repérage de boîtes quantiques uniques dans des échantillons dilués de boîtes quantiques et impression de la cavité autour de la position aléatoire des boîtes [142]. De gauche à droite : croissance localisées de boîtes (En haut, images issues de [144] illustrant des boîtes localisées au sommet de pyramides réalisées par structuration du substrat de croissance ; au centre, images issues de [145] illustrant des boîtes localisées ; en bas, images réalisées au CNRS-LPN [146] illustrant des boîtes localisées épitaxiées dans des ouvertures nanométriques réalisées dans un masque de diélectrique.

une oxydation à l'air libre puis un retrait de l'oxyde en solution de $C_6H_8O_7$. Dans ces conditions, le déplacement de la résonance vers le bleu est d'environ 3 nm .

Une autre approche consiste à déplacer la longueur d'onde d'émission de la boîte quantique, en augmentant la température de l'échantillon. La boîte est plus sensible que la cavité à cette augmentation de la température. Ainsi, si la boîte quantique se trouve dans la queue haute énergie du mode à basse température, on peut accroître la température et trouver une température à laquelle le mode de la cavité et la boîte quantique sont en résonance spectrale. Pour ce, on peut soit chauffer l'ensemble de l'échantillon avec une résistance chauffante dans le cryostat, ou bien chauffer localement la structure par un faisceau laser à proximité de la cavité. La conductivité thermique du matériau permet à la chaleur d'atteindre la cavité optique contenant la boîte quantique et donc de modifier leurs longueurs d'onde respectives plus finement [148].

Reproductibilité et contrôle des paramètres de fabrication

Un autre problème aussi se pose : le contrôle des paramètres optiques des cavités fabriquées. Pour illustrer ce point, prenons l'exemple de la cavité H1. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, la cavité H1 présente un mode fondamental doublement dégénéré. Dans la pratique, on observe une levée de dégénérescence de ce mode induite par les imperfections de fabrication. Une méthode pour réduire cette levée de dégénérescence utilise une oxydation localisée par A.F.M. [149]. Cependant, l'écart en énergie entre les deux modes est aléatoire sur l'ensemble de l'échantillon et cette technique est délicate à mettre en oeuvre, le motif étant différent pour chaque cavité.

L'accumulation des étapes technologiques pour la fabrication des cristaux photonics peut être une des causes de cette levée de dégénérescence, et ce avec une dispersion importante. Dans ces conditions, une solution est de simplifier la fabrication en réduisant le nombre d'étapes. Une des étapes qui pourrait être simplifiée est la réalisation du masque de gravure, qui s'effectue dans nos travaux en deux étapes : réalisation d'un premier masque par lithographie électronique (en P.M.M.A.) puis transfert du masque dans une couche de nitrure. On pourrait donc envisager de réaliser le masque de gravure du semiconducteur, directement lors de l'étape de lithographie. Ceci n'est pas possible avec notre procédé de

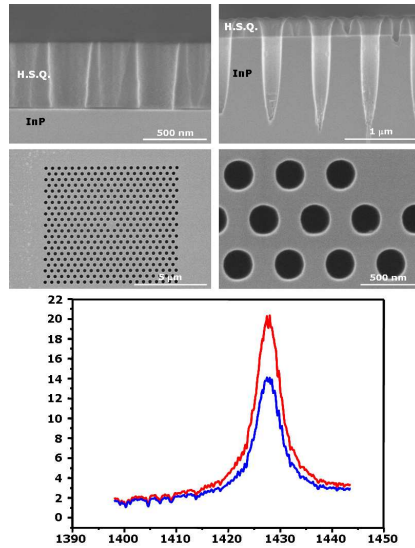


FIG. 5.2 – En haut : Images au microscope électronique d’une section du masque de gravure H.S.Q. et du semiconducteur gravé avec le masque en H.S.Q. Au centre, Images au microscope électronique en vue de dessus de cavités H1 sur InP. En bas : spectre de luminescence type d’une cavité H1 réalisée avec un masque de H.S.Q. sur InP.

gravure en utilisant le P.M.M.A., car le P.M.M.A. ne résiste pas à la gravure chlorée. En revanche, la résine Hydrogen SilsesQuioxane (H.S.Q.) peut convenir [150]. Elle peut potentiellement permettre de faire à la fois l’insolation et la gravure des cavités sur GaAs et InP. Au préalable, il est nécessaire de s’assurer de la sélectivité des plasmas utilisés pour graver respectivement le GaAs et l’InP avec un masque de H.S.Q.. C’est ce que nous avons fait. Après un recuit à 150°C de 15 minutes, l’épaisseur de résine H.S.Q. enduite est de 550 nm . Avec le procédé pour la gravure de l’InP, la profondeur des trous est de $1,2\ \mu\text{m}$ alors que seulement 310 nm de masque sont gravés (Fig. 5.2). Le masque de H.S.Q. ne semble pas dégrader la qualité de surface de gravure du semiconducteur par rapport à une gravure avec un masque de nitrure (Fig. 5.4). La composition du plasma pour la gravure de l’InP est à base de chlore tout comme celui utilisé pour le GaAs. Les résultats de gravure pour les trous de GaAs ne sont pas présentés ici, mais sont identiques à ce que nous avons pu obtenir avec un masque de Si_3N_4 . La réalisation de cavités H1 avec cette résine a été faite sur InP et GaAs. Les images M.E.B. de la figure 5.2 ont été réalisées sur un échantillon InP. Cependant, il n’a pas encore été possible de d’observer les modes des cavités H1 sur GaAs. Cette difficulté à observer des modes peut provenir :

- des paramètres géométriques du cristal photonique inadaptés pour l’émission dans la gamme spectrale déterminée par la distribution de boîtes quantiques ;
- ou bien du fait du changement de composition de la résine H.S.Q. après le recuit. Elle devient alors un composé SiO_x [151, 152, 153]. L’oxygène du masque peut se déposer aux niveaux des différentes interfaces GaAs/air et piéger très efficacement les porteurs.

Par conséquent, les seules mesures disponibles avec un masque de H.S.Q. ont été réalisées sur InP.

La distribution des taux de recouvrement des modes de la cavité H1 en fonction de la résolution de la lithographie électronique sur GaAs est rappelée sur la figure 5.3. Il s’agit des mêmes valeurs que celles présentées dans le chapitre 2. Par contre nous apportons ici

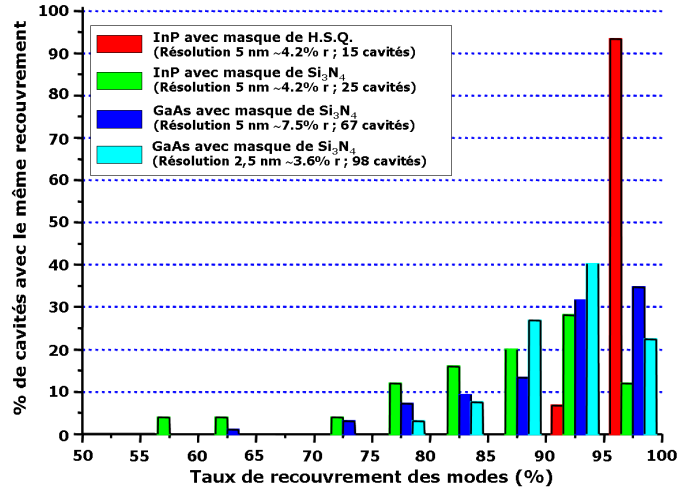


FIG. 5.3 – Etude comparative préliminaire sur le splitting des cavités H1 sur GaAs et InP en fonction du masque de gravure (Si_3N_4 et H.S.Q.)

un complément avec la distribution du taux de recouvrement sur InP, avec deux résines différentes. Il ne s'agit que d'une étude préliminaire puisque le nombre de cavité observée n'est pas suffisant pour avoir une statistique significative. Dans ce cas, la résolution de la lithographie électronique sur InP est fixée à 5 nm. Les diamètres des trous sur InP et sur GaAs étant différents (235 nm sur InP contre 140 nm pour des cavité GaAs), une même résolution d'insolation modifie l'incertitude sur la définition des trous. Une incertitude de l'ordre de 4 % est atteinte avec une résolution de 2,5 nm sur GaAs et 5 nm sur InP. C'est pourquoi la résolution du masqueur électronique n'est pas réduite à 2,5 nm lorsque l'on travail sur InP. Pour des résolutions équivalentes et en utilisant les masques de niture, on constate que la dispersion du taux de recouvrement est approximativement la même entre InP et GaAs. En revanche, un changement notable s'opère lorsque l'on utilise un masque de H.S.Q. : le taux de recouvrement est alors proche de 100 %. Ceci n'est qu'une étude préliminaire et reste à confirmer par des mesures supplémentaires.

5.2 Nanosources pour l'optoélectronique

Parmi les différentes sources de lumière utilisées en optoélectronique, citons les diodes électroluminescentes et les lasers.

Une question que l'on pourrait se poser concernant les diodes électroluminescentes est la suivante : est-il raisonnable de mettre en jeu des effets d'accélération de l'émission spontanée pour accroître les performances des diodes électroluminescentes à cristaux photoniques ? En effet, une des solutions pour mieux extraire la lumière serait d'accroître la fraction β d'émission dans un mode utile qui peut être efficacement collecté, par le biais d'une accélération de la dynamique d'émission. Nous avons déjà mentionné précédemment qu'au mieux on peut espérer collecter environ 50 % de la lumière en utilisant une cavité H1 modifiée placée au dessus d'un miroir de Bragg. Or, simplement en modifiant la géométrie de la diode et en formant des structures de type pyramide inversée tronquée, il est possible d'atteindre des efficacités d'extraction proche de 60 % [154], au prix néanmoins d'une émission dans l'air libre essentiellement isotrope. D'autres approches utilisant des cristaux photoniques de type pavage d'Archimède sans effets de cavité ont aussi été réali-

sées et s'avèrent prometteuses [155]. Ainsi, nous constatons qu'il est possible d'atteindre des coefficients d'extraction élevés, sans pour autant s'appuyer des effets de cavité. Dans les diodes électroluminescentes à microcavité, l'impact de l'accélération de la dynamique reste très limité et c'est essentiellement les effets "classiques" de redistribution angulaire de l'émission spontanée qui améliorent la brillance des diodes.

En revanche, dans les lasers à fort β , nous avons montré dans ce manuscrit que l'accélération de la dynamique d'émission spontanée joue un rôle primordial. Toutefois, toutes les réalisations expérimentales présentées dans ce manuscrit ont été réalisées à 4 K et autour de 950 nm. Pour envisager l'utilisation de telles sources laser dans des applications télécoms par fibres, il est indispensable de travailler à des longueurs d'onde proches de 1550 nm. Le système boîtes quantiques InAs dans une matrice de GaAs ne peut atteindre tout au plus que des longueurs d'onde proche de $1,3\mu\text{m}$ qui correspond à un minimum local d'atténuation dans les fibres. Pour atteindre $1,55\mu\text{m}$, il est nécessaire de changer de matériau semiconducteur. Au laboratoire, il a été développé des boîtes quantiques InAsP dans une matrice d'InP par croissance M.O.V.P.E. ("Metal Organic Vapor Phase Epitaxy") [156]. Ces boîtes quantiques émettant à $1,55\mu\text{m}$ peuvent être placées dans un cristal photonique pour observer le mode de la cavité et essayer d'obtenir l'effet laser observé sur les cavités GaAs. Pour cela, nous avons utilisé le même dessin de cavité, à savoir la cavité à double hétérostructure [51] (Fig. 5.4 de gauche). Il est cependant nécessaire d'ajuster le paramètre de maille et la taille des trous pour obtenir la résonance sur la bonne plage spectrale. Au cours du chapitre sur la fabrication des cavités sur GaAs, il a été démontré l'importance de la gravure et la nécessité d'avoir à la fois des flancs de gravure les plus verticaux possible et une faible rugosité. La gravure des cristaux photoniques sur InP ne déroge pas à ces exigences et un procédé a été développé dans ce sens au laboratoire par K-H Lee [157]. Les images M.E.B. de droite de la figure 5.4 montrent les résultats obtenus. Etant donné que nous nous intéressons à des structures de type membrane, nos critères de gravure ne portent que sur les 270 premiers nanomètres des trous. Au delà de cette profondeur, la sous gravure annulera tous les défauts potentiels. Sur cette zone, la gravure des trous du cristal photonique répond aux critères énoncés, faible rugosité et verticalité (Fig. 5.4 à droite).

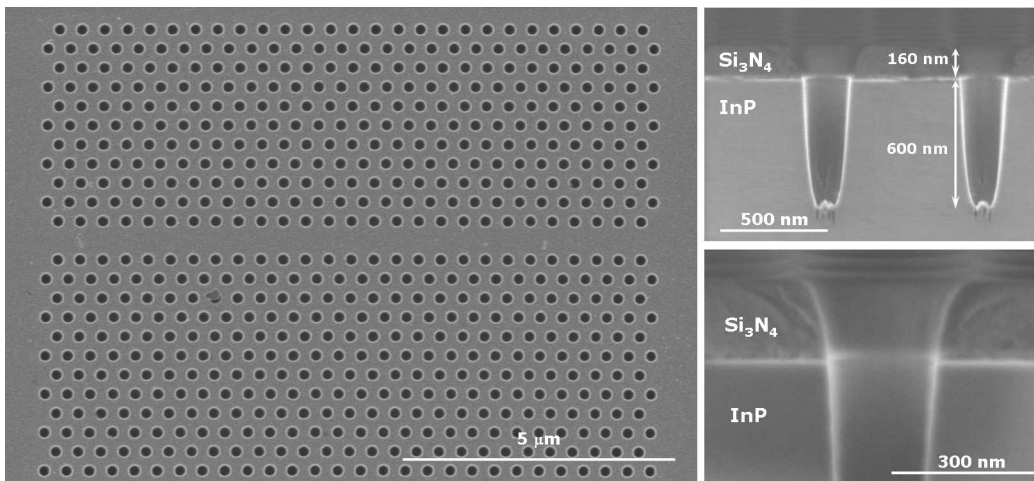


FIG. 5.4 – *Au gauche : Image au microscope électronique de la cavité à double hétérostructure sur InP. A droite : profils de gravure des trous du cristal photonique (Images issues de la thèse de K-H Lee).*

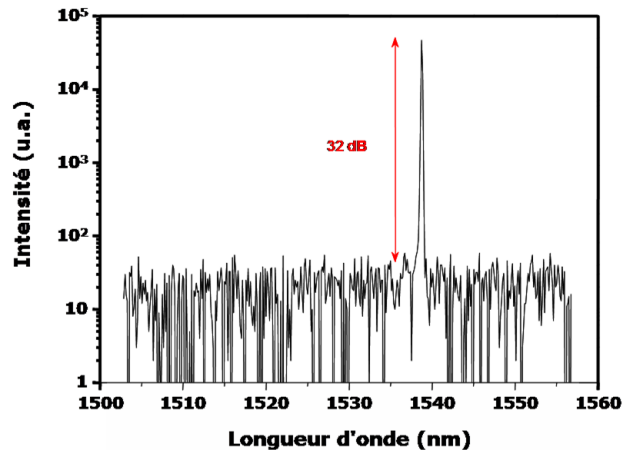


FIG. 5.5 – Spectre caractéristique d’une cavité à double hétérostructure présentée figure 5.4 sous pompage continu à 532 nm et une puissance d’excitation de $6 \mu\text{W}$.

Une première étude optique de ces cavités en pompage continu à 532 nm et à température ambiante montre une résonance dans la gamme spectrale qui nous intéresse avec un rapport signal à bruit de 32 dB et une largeur à mi-hauteur limitée par la résolution du monochromateur (Fig. 5.5). Le dispositif expérimental est identique à celui présenté dans les précédents chapitres. L’unique différence est le dispositif de détection : une barrette de photodiodes InGaAs refroidie à l’azote, en remplacement de la caméra C.C.D. Silicium. Comme cela a été fait pour les cavités GaAs, nous nous sommes assurés que le mode de la cavité se déplaçait en fonction de la taille du défaut. Ces caractéristiques permettent d’envisager une observation de l’effet laser à température ambiante. Nous avons donc étudié le comportement de ces cavités en fonction de la puissance de pompe en régime continu et en régime impulsionnel. Dans toute la suite, nous utiliserons la même cavité dont on peut voir un spectre typique sur la figure 5.5.

5.2.1 Effet laser dans la bande C des télécommunications en régime continu et à température ambiante

Pour l’étude en régime continu de la réponse de la cavité, on utilise un laser Milénia émettant à 532 nm. Si l’on s’attarde tout d’abord sur la réponse de la cavité à la puissance de pompe incidente (voir Fig. 5.6 bas), on observe exactement le même comportement que ce que nous avons pu observer sur les cavités GaAs. A savoir, une augmentation linéaire de l’intensité émise avec une pente unité à basse puissance. Par la suite, lorsque l’on augmente la puissance d’excitation, on observe une montée rapide de l’intensité intégrée au passage du seuil pour retrouver ensuite un comportement linéaire toujours avec une pente de 1. On observe donc bien trois régimes : émission spontanée, passage du seuil puis émission stimulée. Pour les fortes puissances (supérieures à $100 \mu\text{W}$), l’intensité chute brutalement du fait d’effets thermiques importants. Si l’on désire déterminer de manière plus précise le facteur de qualité, il est nécessaire de réaliser des mesures par interférométrie à transformée de Fourier. On peut alors tracer le ratio entre la longueur d’onde d’émission et la largeur de raie (facteur de qualité Q) en fonction de la puissance d’excitation (voir Fig. 5.6 haut). A basse puissance, on observe tout d’abord une augmentation du facteur de qualité, à cause du blanchiment de l’absorption des boîtes. Au seuil, ce facteur de qualité atteint son maximum, environ 50000. C’est le facteur de qualité de la cavité froide. A très forte

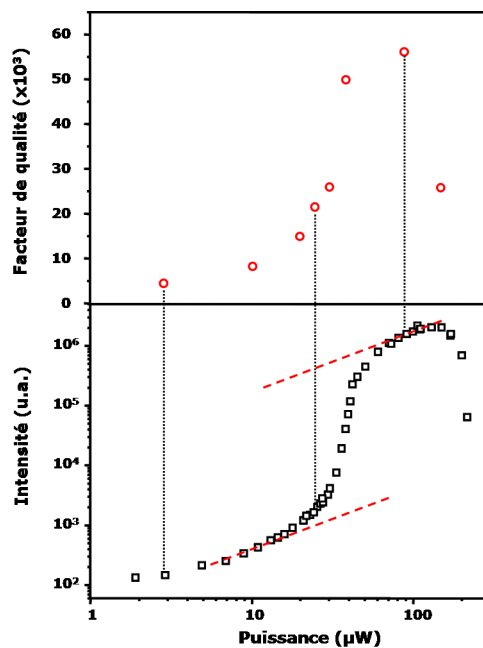


FIG. 5.6 – Evolution de l'intensité émise par la cavité en fonction de la puissance de pompe mesurée sur la surface de l'échantillon (en bas) et évolution du facteur de qualité de la cavité obtenu par interférométrie à transformée de Fourier sur la même gamme de puissance (en haut). Les mesures sont faites sous excitation continue à 532 nm et à température ambiante.

puissance, le facteur de qualité chute à cause des effets thermiques mis en jeu. L'impact des effets thermiques est confirmée par l'étude de la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de la puissance d'excitation (voir 5.7) . On observe un décalage important de la longueur d'onde vers le rouge au delà du seuil d'émission stimulée.

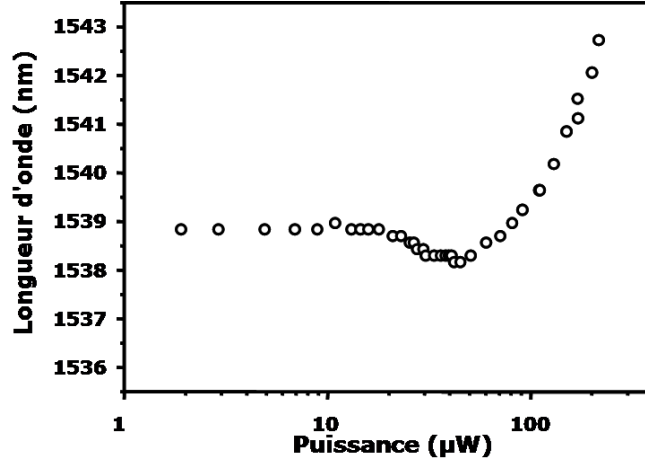


FIG. 5.7 – Evolution de la longueur d'onde de la résonance en fonction de la puissance de pompe.

5.2.2 Effet laser dans la bande C des télécommunications en régime impulsionnel et à température ambiante

L'étude du comportement de la même cavité mais en régime impulsionnel (avec le même laser Ti :Sapphire que celui utilisé pour les mesures sur GaAs, accordé à 840 nm et délivrant des impulsions de 2 ps à taux de répétition de 180 MHz) permet d'observer un comportement similaire à celui que nous avons observé sur des cavités émettant à 920 nm. La figure 5.8 bas présente la variation de l'intensité intégrée en fonction de la puissance d'excitation où nous retrouvons les quatre régimes vus sur les cavités GaAs sous excitation impulsionnelle : émission spontanée, passage du seuil, émission stimulée et saturation du milieu à gain. Le passage du seuil s'effectue sur une plage de puissance d'environ une décade, avec une augmentation de l'intensité émise d'environ 3 décades. Le seuil est donc relativement marqué, par rapport aux cavités étudiées dans les précédents chapitres.

Pour des seuils aussi marqués, la fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(\tau = 0)$ doit prendre des valeurs bien supérieures à 1 au niveau du seuil. Pour vérifier cela, nous avons réalisé des mesures d'autocorrélation du signal émis par la cavité. Le signal de photoluminescence est envoyé sur un cube séparateur. Sur chaque port de sortie du séparateur 50/50, sont placés des détecteurs supraconducteurs (S.S.P.D.) avec une efficacité quantique de $\sim 4\%$ à 1500 nm et une résolution temporelle globale de l'ordre de 100 ps. On mesure l'histogramme des coïncidences entre les événements de photodétection sur les deux détecteurs (voir Fig. 5.9). On remarque déjà sur ces histogrammes de coïncidences qu'en régime d'émission stimulée au dessus du seuil, l'amplitude du pic de coïncidences qu'en régime d'émission stimulée au dessus du seuil, l'amplitude du pic de coïncidences à délai nul est à peu près égale à celles des pics adjacents à $\pm nT$, avec n entier non nul et T période de répétition du laser de pompe (voir Fig. 5.9 gauche). En revanche, au passage du seuil (voir Fig. 5.9 droite), l'amplitude de ce pic est bien plus importante. De façon plus quantitative, on peut approcher la valeur de $g^{(2)}(0)$ à partir de cet histogramme en normalisant et mesurant l'aire des pics de coïncidences. Les valeurs de la fonction de cor-

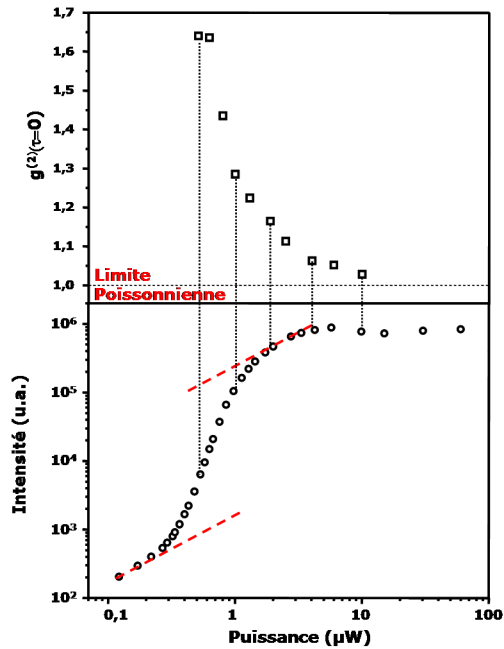


FIG. 5.8 – Evolution de l'intensité intégrée émise par le mode de la cavité en fonction de la puissance de pompe (en bas) et évolution de la fonction de corrélation $g^{(2)}(\tau = 0)$ du signal émis sur la même gamme de puissance (en haut).

relation de second ordre à délai nul en fonction de la puissance de pompe sont présentées sur la figure 5.8 haut. Au niveau du seuil, la fonction de corrélation est proche de 1,7 et décroît lorsque la puissance augmente pour atteindre 1 à plus de dix fois la puissance du seuil. En dessous du seuil, les mesures sont délicates du fait de l'efficacité réduite des détecteurs et du faible nombre de photons émis par la cavité.

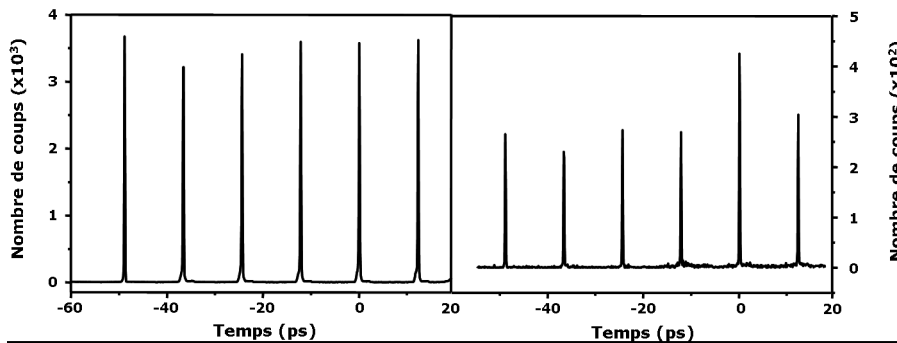


FIG. 5.9 – Histogramme des coïncidences pour deux puissances de pompe : au dessus du seuil à $6 \mu W$ (à gauche) et au seuil à $0,6 \mu W$ (à droite).

Un déplacement de la longueur d'onde de résonance de la cavité en impulsionnel est aussi visible (voir Fig. 5.10). Cependant, il ne s'agit que d'un décalage vers le bleu avec un changement de pente à $2 \mu W$. Ce comportement a déjà été observé sur les cavités GaAs avec un déplacement plus important dans le cas présent.

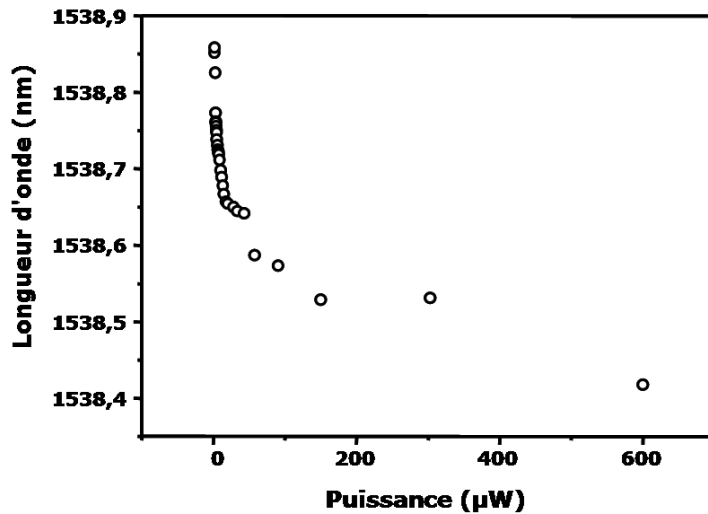


FIG. 5.10 – Evolution de la longueur d'onde de la résonance en fonction de la puissance de pompe.

5.2.3 Vers un pompage électrique et une efficacité accrue de collection

Nous avons donc pu mettre en évidence un effet laser à température ambiante dans les microcavités à cristal photonique sur InP avec des boîtes quantiques d'InAsP que ce soit sous excitation continue ou pulsée. Néanmoins, il subsiste deux écueils majeurs à la réalisation de lasers à cristal photonique avec des boîtes quantiques intégrables. Le premier concerne le pompage qui a, jusqu'à très récemment, été exclusivement un pompage optique limitant les potentialités d'intégration. La seconde difficulté concerne la puissance émise collectée qui est faible. Pour ces deux obstacles, des solutions à plus ou moins long terme ont été proposées.

Vers un pompage électrique

Les cristaux photoniques membranaires ont été largement utilisés comme composants de base en vue d'une intégration dans un circuit photonique. Cependant, ceci suppose la mise en place d'un pompage électrique du milieu à gain efficace et maîtrisé. Or, jusqu'à maintenant, la grande majorité des réalisations expérimentales de lasers à cristal photonique ont été faite en pompage optique. Plusieurs structures à cristal photonique appropriées pour le pompage électrique ont été suggérées [158, 159, 160, 161]. Parmi celles-ci, les lasers à cristaux photoniques à bord de bande ont été les premiers à être fabriqués du fait de leur relativement large volume modal. Le pompage électrique avec ces structures présentent, néanmoins, de forts courants de seuil [162, 163, 164, 165]. Malheureusement, le pompage électrique de cavités à cristal photonique exige de répondre à certains problèmes : l'injection électrique efficace dans un petit volume sans dégradation du confinement optique de la cavité ainsi que l'obtention de structures viables dans le temps. Des solutions technologiques lourdes ont récemment été apportées [166, 167]. Elles ne sont cependant pas évidentes à mettre en oeuvre.

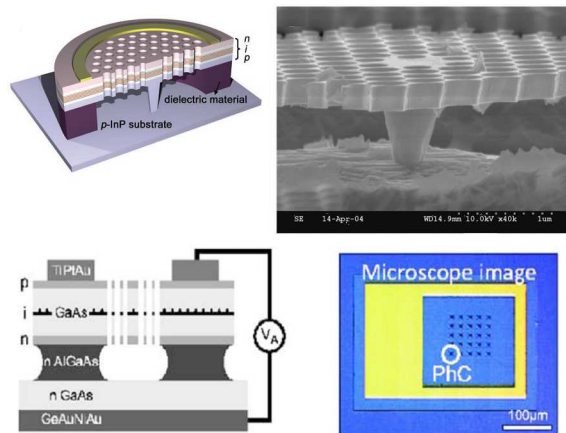


FIG. 5.11 – Schéma de principe pour le pompage électrique de cavité à cristaux photoniques. En haut avec un substrat d'InP, la solution du pompage électrique par un pilier centrale a été adoptée [167]. En bas, le pompage se fait par les bords de la cavité [166].

Vers une collection efficace de la lumière laser

Les nanolasers à cristal photonique avec des très petits volumes modaux peuvent potentiellement être utilisés en tant que source de lumière dans des circuits photoniques intégrés. Bien que jusqu'à présent cela n'est pas encore été évalué quantitativement, on s'attend à ce que le nombre de photons collectés soit très nettement inférieurs au nombre de photons émis par la cavité. Des simulations récentes montrent qu'il est possible d'améliorer sensiblement le diagramme de rayonnement de cavité à cristal photonique en déplaçant judicieusement les trous autour de la cavité et en changeant leurs diamètres [168]. Pour cela, il est nécessaire de mettre en place des calculs FDTD-3D en modifiant les différents paramètres du cristal photonique. Il se trouve que la gamme de paramètres pour obtenir un diagramme de rayonnement adapté est étroite. Comme nous l'avons vu avec les cavités H1, la reproductibilité et le contrôle du processus de fabrication peut amener à une cavité avec des paramètres légèrement différents de ceux souhaités au départ. Par conséquent le diagramme de rayonnement de la structure peut s'avérer être complètement différent de celui envisagé au départ.

D'autres travaux se concentrent plus sur l'extraction des photons émis par la cavité, via un guide placé à proximité de la cavité par couplage évanescent et non dans l'espace libre. Quelques groupes ont proposés et pour certains ont déjà mis en place des dispositifs pour améliorer l'extraction de la lumière émise par la cavité. On peut distinguer ces solutions proposées en vue d'une meilleure extraction en deux familles : l'extraction vers un système externe (couplage évanescent par fibre optique, ...) [169, 170] et de l'autre intégration dans un circuit photonique [171, 172].

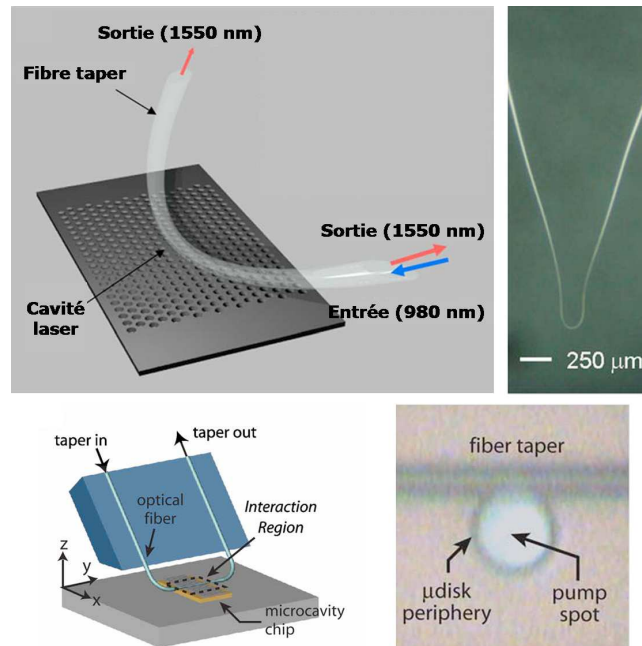


FIG. 5.12 – Couplage à une fibre optique étirée. En haut à gauche : principe de fonctionnement du couplage à une fibre optique courbée (en haut à droite)[170]. En bas à gauche : schéma de principe développé pour collecter les photons émis par le microdisque (en bas à droite) [169]

Une façon d'améliorer la collection est d'approcher une fibre optique étirée à proximité de la cavité pour absorber la lumière émise par cette dernière par couplage évanescent. Ces fibres ont la particularité d'avoir un diamètre très petit au niveau de la partie étirée. Des premiers essais sur des microdisques de GaAs avec des boîtes quantiques en leur sein ont permis de faire de la spectroscopie de boîte unique en microcavité avec une efficacité de collection de 0,1 % [173]. Les modes du microdisques se trouvent être dans le plan. Cela présente l'avantage de pouvoir exciter les boîtes quantiques de manière conventionnelle par le dessus du disque et de pouvoir collecter les photons émis via la fibre (Fig. 5.12 en bas à droite). L'excitation et la collection n'empruntent donc pas le même chemin. Cette technique peut aussi être mise en oeuvre avec des cavités à cristaux photoniques. Le schéma de principe est présenté sur la figure 5.12 en haut à gauche. Il est alors possible d'atteindre un taux de collection de 70 % des photons émis dans un demi-espace. Pour pouvoir approcher aisément la fibre de la cavité, il est nécessaire d'utiliser des fibres avec un fort rayon de courbure de l'ordre de $50 \mu\text{m}$ (Fig. 5.12 en haut à droite).

Afin de collecter efficacement la lumière laser, on peut aussi imaginer l'ajout d'un guide d'onde auquel les photons de la cavité peuvent se coupler pour sortir de la cavité. De fait, la compréhension des mécanismes et les géométries de couplage cavité - guide d'onde deviennent un enjeu important pour les circuits optique à base de cristaux photoniques. L'intégration avec un guide à cristal photonique dans le plan de la cavité présente des avantages en vue de la réalisation d'un circuit photonique. Cependant cette technique nécessite de mettre en place un procédé de fabrication relativement lourd. Si le guide d'extraction se trouve dans une zone contenant un milieu à gain, alors l'absorption nuira à la collection efficace des photons stimulés. Pour éviter cela, il est nécessaire de faire croître par deux épitaxies successives sur le même niveau une zone avec et une autre sans milieu actif. Lors de la lithographie, il faudra placer la cavité dans la zone avec le milieu

actif et le guide dans la partie passive.

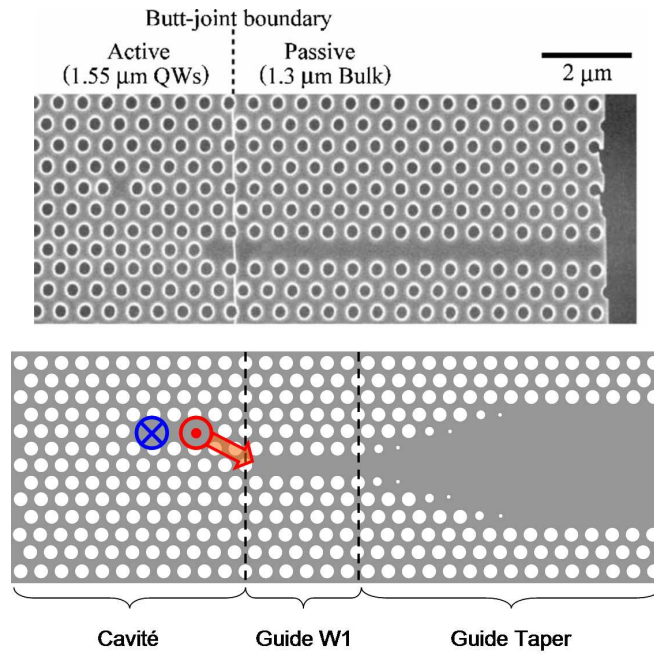


FIG. 5.13 – Couplage à un guide W1. Plusieurs solutions ont été envisagées, l'une d'entre elles est de placer une cavité dans une zone avec un milieu à gain et de coupler les photons émis par cette dernière dans un guide W1 pour une meilleur extraction [171].

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé quelques pistes de prolongement de ces travaux de thèse mettant en jeu des effets d'accélération de la dynamique d'émission spontanée. Nous avons choisi de distinguer deux domaines d'application. Pour les nanosources pour l'information quantique, nous avons souligné la nécessité de développer des techniques de contrôle de l'accord spectral et spatial entre la boîte quantique et le mode de cavité. Nous avons aussi indiqué la nécessité de mieux contrôler différentes étapes de fabrication pour conserver les propriétés optiques attendues des cavités. Nos travaux sur la simplification des étapes de fabrication lors de la réalisation du masque de gravure sont encourageants dans ce sens. Concernant les nanosources pour la photonique, nous avons réalisé des premiers tests sur d'effet laser dans la bande C des télécommunications, en réalisant des cavités sur InP contenant des boîtes quantiques InAsP. Nos travaux démontrent un effet laser à émission spontanée contrôlée à température ambiante à une longueur d'onde proche de $1,55 \mu\text{m}$. Des mesures de corrélation de photon confirment le passage progressif du seuil en fonction de la puissance d'excitation. Ces travaux sont encourageants pour la réalisation de lasers rapides et faible seuil intégrables dans des circuits photoniques.

Conclusion

L'objectif de ce travail de thèse était l'étude des potentialités du contrôle de l'émission spontanée de boîtes quantiques en cristal photonique pour la réalisation de laser à fort facteur de couplage de l'émission spontanée. La première étape est la réalisation de telle structure par gravure sèche. Nous avons donc mis en place un nouveau procédé de gravure I.C.P.-R.I.E. permettant la gravure de cristaux photoniques dans une membrane de GaAs, en garantissant une bonne verticalité des flancs et une faible rugosité. Grâce à cette nouvelle méthode de gravure des cristaux photoniques sur GaAs, la puissance du seuil laser pour des cavités à double hétérostructure a été réduite d'un facteur 20 par rapport au précédent procédé utilisé au laboratoire utilisant une gravure C.C.P.-R.I.E.

L'étude en puissance de la réponse de ces cavités, nous a permis d'observer un effet laser avec une fraction de l'émission spontanée (β) dans le mode laser proche de 1 pour des cavités à cristal photonique à boîtes quantiques. Expérimentalement, le facteur β s'échelonne de 0,44 à 0,93 selon la période longitudinale de la zone formant la cavité. D'autres caractéristiques, comme la largeur à mi-hauteur et la longueur d'onde d'émission, nous ont permis de comprendre le comportement et l'impact des porteurs dans ce système. Avec des effets d'Electrodynamique Quantique en Cavité indispensable pour atteindre des fractions d'émission spontanée importante, le temps d'allumage du laser est réduit et la durée de l'impulsion émise par le laser sous excitation impulsionnelle est de l'ordre de 20 ps. Ceci permet d'obtenir de larges bandes de modulation directe grands signaux sur ce composant, avec des valeurs au moins égales à 10 GHz pour un laser à cristal photonique à fort $\beta \sim 0,65$. L'élargissement dynamique de la largeur de raie de ce laser présente un comportement linéaire en fonction du temps avec une valeur de l'ordre de celles obtenues avec des lasers type ridge (0,1 nm sur 34 ps). Le chirp observé est non seulement linéaire mais est aussi identique pour toutes les impulsions émises par le laser à cristal photonique, et ce même sous modulation directe à 10 GHz. Etant donné que le chirp est linéaire au cours de l'impulsion, des techniques de compensation simples sont donc envisageables pour réduire la largeur temporelle de l'impulsion à 10 ps.

Cette étude a aussi permis d'avoir une vue d'ensemble de l'utilisation des cristaux photoniques dans le cadre de l'information quantique et de l'optoélectronique. Pour ce dernier, nos premiers travaux sur des cavités émettant dans la bande C des télécommunications ont permis d'observer un effet laser en présence d'un contrôle de l'émission spontanée, et ce à température ambiante. De nombreux développements sont encore à effectuer pour augmenter le taux de collection et améliorer le niveau d'intégration des cristaux photoniques dans des circuits plus sophistiqués. Cependant, des solutions sont envisageables et certaines sont en train d'être expérimentées. Par contre, l'utilisation des cristaux photoniques pour l'information quantique requiert de remplir un cahier des charges très strict qui est pour le moment difficile à atteindre.

Annexe A: Gravure profonde du GaAs en I.C.P.

Jusqu'à présent, la gravure profonde du GaAs se faisait dans un bâti R.I.E. Nextral NE-100 à base de tétrachlorosilane (SiCl_4) et d'une augmentation progressive de la concentration de dioxygène au cours de la gravure. Ce procédé a permis d'obtenir des micropiliers (cavité de GaAs encadrée par une alternance d'AlAs et de GaAs formant des miroirs de Bragg de part et d'autre de la cavité) utilisables plusieurs mois après leur fabrication (Fig. 5.14) [174, 175]. L'inconvénient de cette technique de gravure réside dans sa relativement faible vitesse de gravure. Pour avoir un ordre d'idée, un micro-pilier formé par des miroirs de Bragg de 16 paires et 24 paires (environ $7 \mu\text{m}$), respectivement au dessus et en dessous de la cavité est gravé en 45 minutes. En cela, la technique I.C.P.-R.I.E. est beaucoup plus rapide et donc plus avantageuse que la simple R.I.E.. Cette étape de gravure du semiconducteur intervient néanmoins en dernier pour la fabrication des micro-piliers. Il a fallu préalablement déposer une couche de nitrure puis une couche de P.M.M.A. pour pouvoir définir le masque de gravure. En effet, le P.M.M.A. étant une résine positive, des trous du diamètre des micropiliers sont insolés. Puis un dépôt métallique suivi d'un retrait de la résine sont réalisés. Cette étape, appelée lift-off, fait apparaître des plots de métal qui serviront de masque pour la gravure du nitrure qui lui-même servira pour la gravure des piliers (Fig. 5.15).

Le transfert de technologie, de la R.I.E. vers l' I.C.P., sera considéré comme effectif lorsque l'intégralité de la structure pourra être gravée et lorsque l'intégrité de cette dernière sera respectée pendant plusieurs jours. Le premier challenge impose de pouvoir graver assez profond pour atteindre le pied de la structure sans pour autant détériorer le sommet. Pour cela, le masque utilisé doit résister au plasma de gravure du semiconducteur. Le second critère nécessite de former une couche protectrice autour de la structure pour que les couches riches en aluminium qui forment les miroirs de Bragg ne s'oxydent pas une fois à l'air. Lorsque ces deux critères sont obtenus, il est alors possible d'augmenter la périodicité des structures à graver. Toutes les gravures présentées dans ce qui suit sont réalisées à partir d'échantillons E.P.V.O.M. (Epitaxie en Phase Vapeur aux OrganoMétalliques) sauf remarques exceptionnelles. En ce qui concerne la passivation des flancs de gravure, cette technique épitaxiale est plus contraignante que l'épitaxie par jets moléculaires à cause de l'hydrogène utilisé lors de l'épitaxie E.P.V.O.M. qui reste présent dans les couches épitaxiées. L'oxydation des couches riches en aluminium s'en trouve accélérée.

5.4 Passivation des couches riches en aluminium

Lors de cette étude de la passivation des structures contenant des couches riches en aluminium, les échantillons utilisés ne présentent pas le même empilement que pour les micropiliers. Du fait du temps relativement long d'épitaxie pour un empilement complet en vue

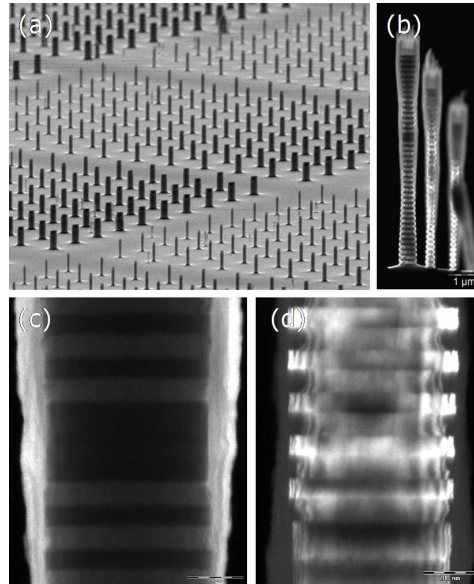


Figure 5.14: Images M.E.B. (en haut à gauche) et T.E.M. de la gravure des micro-piliers par gravure R.I.E.

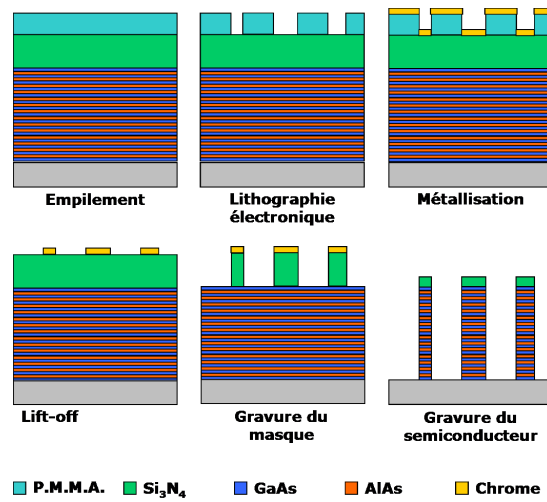


Figure 5.15: Etapes successives de la fabrication des micro-piliers GaAs/AlAs

de faire des micro-piliers optiquement actifs, les échantillons pour cette étude ne présentent que quelques couches d'AlAs. Pour les premiers essais de gravure des micro-piliers, nous avons débuté avec un masque de $2\ \mu\text{m}$ de nitrure et 100 nm de chrome. Nous verrons par la suite une évolution de ce masque de gravure pour éliminer les imperfections dues au "lift-off" et à la gravure des $2\ \mu\text{m}$ de nitrure.

5.4.1 Chimie Cl_2/N_2

Le procédé de gravure développé pour les cristaux photoniques (voir chapitre II) nous a permis de graver droit des structures avec une très faible périodicité et avec des ouvertures de très petites tailles. Les conditions étant moins critiques dans le cas des micro-piliers où les espaces à graver sont très importants (il ne doit rester que le pilier et rien autour) et la périodicité est très grande (espacement entre piliers de $15\ \mu\text{m}$), ce procédé doit fonctionner pour les micro-piliers. La seule question qui reste concerne le comportement de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec une telle chimie. Dans le cas des cristaux photoniques, la couche riche en aluminium (80 %) est retirée immédiatement après la gravure. Si ce n'est pas le cas, une couche d'oxyde se forme (Chapitre II, Fig. 23) autour des trous du cristal.

La transposition *in extenso* du procédé de gravure pour les cristaux photoniques permet d'avoir une profondeur de gravure intéressante (supérieur à $9\ \mu\text{m}$ en 2 minutes avec encore du masque) mais par contre on peut voir se former une couche autour du pilier tout de suite après la gravure (Fig. 5.16 de gauche). Une nouvelle observation au microscope électronique à balayage, 5 jours après la gravure, montre que les couches riches en aluminium (100 %) qui se trouvaient au centre de la structure se sont oxydées et cette dernière est donc complètement détruite (Fig. 5.16 du centre). Dans le cas des cristaux photoniques, il est indispensable de ne pas trop attendre pour réaliser la sous gravure de la membrane. Pour les micropiliers, le gravure Cl_2/N_2 (32/4 sccm) ne permet pas de conserver les piliers intacts quelques jours.

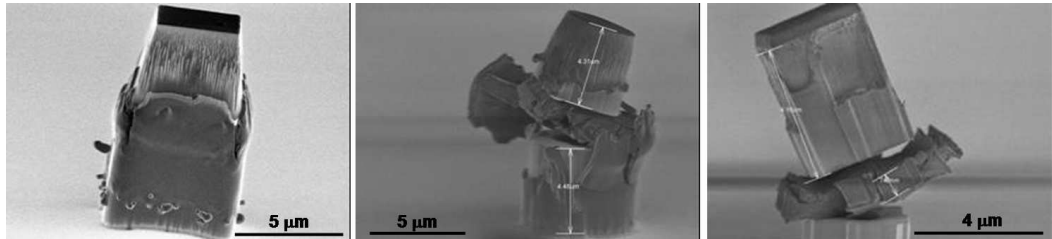


Figure 5.16: De gauche à droite: Image M.E.B. de la gravure avec le procédé développé pour les cristaux photoniques juste après la gravure, image M.E.B. du même échantillon 5 jours plus tard, image M.E.B. de la gravure sans N_2 5 jours après la gravure.

Les évolutions de la composition chimique du plasma à partir de celle utilisée pour les cristaux photoniques ne permettent pas d'améliorer le temps de vie des piliers. Une gravure purement chlorée ne permet pas non plus de conserver les couches d'AlAs stable dans le temps (Fig. 5.16 de droite). Il est donc indispensable de changer la composition chimique des gaz de gravure.

5.4.2 Chimie à base de HBr

Dans les technologies silicium, les gaz HBr, Cl_2 , O_2 sont généralement utilisés. En effet, c'est une composition chimique de plasma qui permet de préserver l'intégrité de l'oxyde de

grille pour les transistors. Le chlore grave le silicium (plus lentement que les gaz fluorés) mais il y a une très forte sélectivité par rapport au SiO_2 lorsque le Cl_2 est mélangé aux HBr et O_2 .

Tout au long de ce paragraphe, le plasma de gravure est identique. Il est constitué uniquement de 20 sccm de HBr , le taux de dissociation des espèces présentes est contrôlé par la puissance I.C.P. qui est à son maximum (1000 W). Pour le moment, la tension d'accélération et la pression sont respectivement fixées à -200 V et 5 mTorr. Il semble qu'avec la gravure HBr , la formation de l'oxyde d'aluminium friable soit plus lente qu'avec le plasma à base de dichlore. Les résultats de gravure présentés figure 5.17 sont un bon point de départ pour des tentatives de passivation (gravure profonde de $3,6 \mu\text{m}$, début de passivation et flancs droits en 140 secondes).

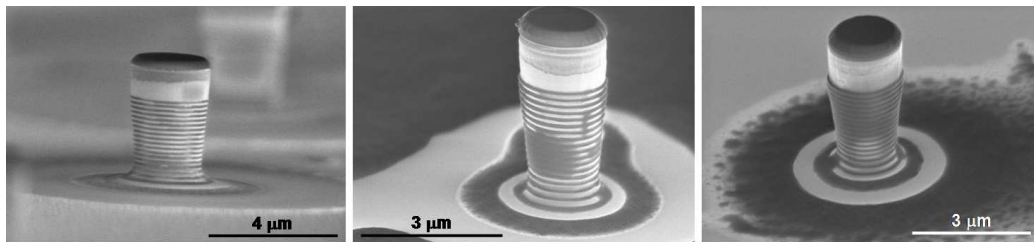


Figure 5.17: *Evolution du comportement des micro-piliers en fonction du temps. De gauche à droite: Image M.E.B. le jour même de la gravure, 5 jours après et 15 jours après.*

Une première étude en microscopie électronique en transmission nous permet d'avoir une idée sur l'importance de l'indentation lors de la gravure, la composition chimique des couches formées ainsi que leur évolution au cours du temps. Juste après la gravure, on observe une différence de diamètre entre deux couches successives de GaAs (partie foncée sur les photos) et d'AlAs (partie plus claire). Cette différence est de l'ordre de 80 nm en défaveur de l'AlAs (Fig 5.18-b). Cette caractéristique était aussi présente sur les micro-piliers gravés en R.I.E. avec le même ordre de grandeur (Fig. 5.14-d) [176]. Il s'avère que cette indentation s'accroît fortement avec le temps puisque quinze jours plus tard, la différence est de 500 nm. La fine couche que l'on peut voir à la surface du pilier (Fig. 5.18 b et c) ralentit l'oxydation des couches riches en aluminium mais n'est pas complètement imperméable à l'oxygène de l'air. La gravure HBr permet de ralentir la dégradation des micro-piliers mais n'assure en aucun cas une conservation à long terme.

Essai de passivation *a posteriori*

Afin de pouvoir conserver l'intégrité des micro-piliers plus d'une quinzaine de jours, il nous faut former une couche de protection autour des micro-piliers puisque celle formée lors de la gravure du semiconducteur n'est pas efficace. Cette pellicule qui passive les couches riches en aluminium doit les empêcher de s'oxyder à l'air pour former un oxyde d'aluminium friable (Fig 5.16). Lors de la gravure de ces mêmes micro-piliers en R.I.E., la couche de passivation formée en même temps que la gravure était formée d'un oxyde de silicium d'une centaine de nanomètre d'épaisseur (Fig 5.14-c) [176]. Il provenait essentiellement de la dissociation du gaz SiCl_4 lors de la gravure. Les composés chlorés servaient à la gravure tandis que les composés silicieux permettent, avec l'adjonction de dioxygène, de former une couche de passivation (SiO_x).

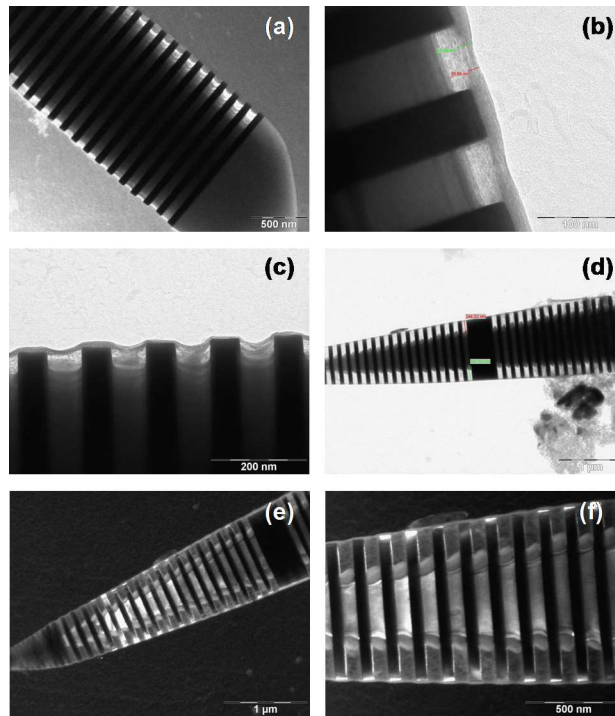


Figure 5.18: *Etude T.E.M. de la passivation des micro-piliers sans aucune passivation après une gravure composé uniquement d'HBr. De l'image a à c: photos T.E.M. faites juste après la gravure. De l'image d à f: photos T.E.M. du même échantillon mais 15 jours plus tard (G. Patriarche)*

Aucun gaz utilisable dans l'enceinte du bâti I.C.P. ne contient de composé de silicium. Il a donc fallu trouver une autre façon d'avoir cette espèce chimique dans le bâti. Une première solution a été de créer un plasma après avoir gravés les micro-piliers. L'idée est de placer l'échantillon à graver sur une cathode en silicium et d'utiliser un plasma susceptible de graver cette dernière sans détériorer les micro-piliers. On espère ainsi qu'une partie du silicium gravé se déposera sur les flancs des micro-piliers préalablement gravés. En microélectronique, les plasmas composés de SF_6/O_2 sont intensément utilisés pour la gravure du silicium. Le SF_6 aurait pour fonction de graver la cathode et ainsi de former les composés siliconés et le dioxygène permettrait la formation de la couche de passivation SiO_x . L'autre solution envisagée a été d'envelopper les micro-piliers d'une couche protectrice après la sortie du bâti de gravure [177].

Passivation par plasma

Nous avons donc opté pour un plasma SF_6/O_2 (20 sccm/ 2 sccm) avec une puissance I.C.P. maximum (1000 W) pour obtenir une meilleure dissociation des espèces. Par contre, on n'impose pas de tension entre les deux électrodes pour éviter la gravure mécanique des piliers en espérant que la gravure chimique de la cathode sera suffisante. La pression est quant à elle réglée à 40 mTorr de telle façon que le temps d'interaction entre les espèces ionisées du plasma et les structures semiconductrices soit important.

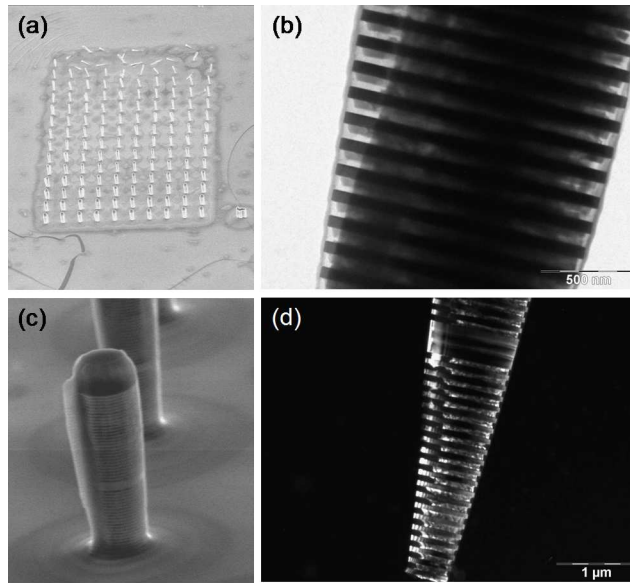


Figure 5.19: photos M.E.B. (à gauche) et T.E.M. (à droite) de micro-piliers à la sortie du bâti de gravure avec la procédure de passivation SF_6/O_2

Le premier constat que l'on puisse faire concerne le comportement des piliers. Jusqu'à des diamètres de l'ordre de $1\ \mu m$ (côte du masque), les piliers ne sont pas endommagés par le plasma de conditionnement. On considère la gravure présentée sur la figure 5.19 du point de vue du nombre de piliers encore observables au M.E.B. comme étant la référence puisque le plasma SF_6/O_2 ne détériore pas les piliers. Sur la figure 5.19-a, seule la gravure HBr limite le nombre de piliers encore debout. Les images T.E.M. montrent après gravure une attaque importante des couches d'AlAs principalement à cause du fluor. La moindre trace de fluor dans le bâti se fait directement ressentir sur la composition chimique des parois des piliers. La composition chimique obtenue au T.E.M. pour un échantillon gravé avec le même procédé que celui de la figure 5.19 mais sans le plasma SF_6/O_2 juste après fait tout de même apparaître des traces de fluor non négligeables. Le besoin que nous avons de graver le silicium de la cathode par un plasma fluoré dégrade encore plus rapidement le temps de vie des piliers à l'air puisque la présence de fluor accélère l'oxydation des couche d'AlAs.

Il est néanmoins possible de faire des mesures sur ces micro-piliers pour connaître leur comportement en fonction du diamètre. Ces mesures sont faites en plaçant l'échantillon dans un cryostat pompé juste après gravure. Les micro-piliers étudiés ici sont formés de deux miroirs de Bragg épitaxiés en M.B.E.. Les miroirs supérieur et inférieur sont respectivement constitués de 32 et 24 paires de GaAs et d'AlAs. La zone active est quant à elle constituée d'un plan de boîtes quantiques. Le facteur de qualité de l'empilement non structuré est de 10 000. Cette étude préliminaire nous permet de comparer les propriétés optiques obtenues avec celles de la gravure par R.I.E. sur le même échantillon. La même gravure a été effectuée avec des boîtes quantiques et des puits quantiques comme zone active. Dans le cas des puits quantiques, les modes des micro-piliers gravés par I.C.P. ne sont observables que pour des diamètres supérieurs ou égaux à $1,2\ \mu m$ (cote du masque) alors que les images M.E.B. nous permettent de distinguer des piliers avec des diamètres bien inférieurs à cette valeur ($\sim 900\ nm$, côte du masque). En dessous de $1,2\ \mu m$, les recombinaisons non-radiatives à la surface des piliers sont trop importantes pour pouvoir observer des modes optiques. Avec les boîtes quantiques, une comparaison des facteurs

de qualité des modes des micro-piliers en fonction de leur longueur d'onde de résonance permet de se rendre compte de la très forte ressemblance entre les deux types de gravure (Fig 5.20).

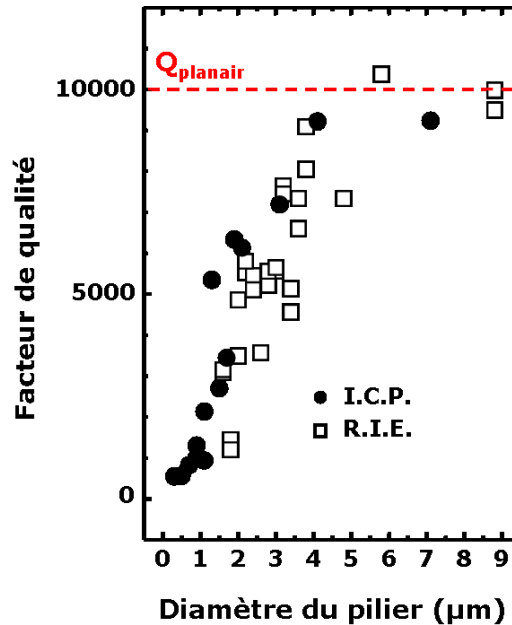


Figure 5.20: Résultats optiques de la gravure I.C.P. après passivation avec un plasma SF_6/O_2 et la comparaison avec la gravure R.I.E. avec des boîtes quantiques (P. Senelart)

Le passage de la R.I.E. vers l'I.C.P. améliore légèrement les propriétés optiques avec notamment des modes pour des piliers plus petits. Cependant, il n'est toujours pas possible de conserver ces piliers plus de quinze jours, il est indispensable d'utiliser une autre technique de conservation ou de passivation.

Passivation par "enduction"

L'utilisation d'un matériau qui puisse enduire l'échantillon sur lequel se trouve les micro-piliers gravés implique certaines contraintes. Bien évidemment, cette technique ne doit pas dégrader mécaniquement les micro-piliers mais elle doit aussi, au minimum, conserver les propriétés optiques vues précédemment.

On enduit l'échantillon de H.S.Q. que l'on recuit à 300°C pour faire évaporer les solvants, d'où certaines craquelures visibles sur les images M.E.B. de la figure 5.21. Du point de vue de l'intégrité physique des micro-piliers, le dépôt de H.S.Q. puis le recuit n'endommage que très peu les micro-piliers. Sur la figure 5.21-a, la neuvième rangée (à partir de la droite) de piliers est encore debout. Sur la figure 5.19-a, ce n'est qu'après la onzième rangée (à partir du bas) que les piliers sont au sol. Le fait de déposer de la H.S.Q. ne détruit donc que deux rangées. Or ces piliers sont déjà trop petits pour avoir un mode optique. Cette résine une fois recuite (300°C pendant 10 min) devient du SiO_x [151, 152, 153] avec un indice optique proche de 1,5. La différence d'indice entre le GaAs de la cavité et la H.S.Q. recuite est suffisamment importante pour qu'il y ait encore un confinement horizontal par réflexion totale interne.

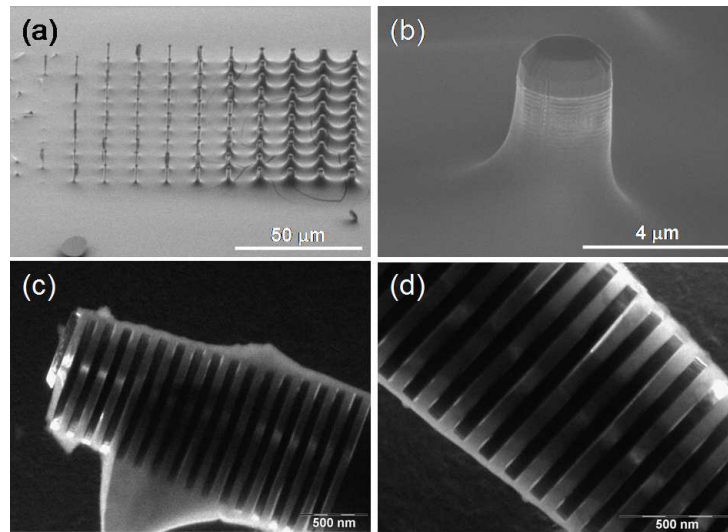


Figure 5.21: *photos M.E.B. (en haut) et T.E.M. (en bas) de micro-piliers après dépôt de H.S.Q. recuite*

Des mesures optiques ont été faites sur ces piliers après un mois passé à l'air. Nous constatons qu'avec l'échantillon contenant un puit quantique, les modes optiques ne sont plus observables pour des diamètres inférieurs à $1,2 \mu\text{m}$. Avec la H.S.Q., nous retrouvons les résultats optiques obtenus après les essais de passivation SF_6/O_2 mais cette fois un mois plus tard après leur réalisation à comparer au jour même pour les essais de conditionnement par plasma.

5.5 Gravure profonde

5.5.1 Une question de masque

Jusqu'à présent le masque de gravure utilisé pour l'étude de la passivation avait une épaisseur de 2 microns de Si_3N_4 avec 100 nm de chrome au dessus. Cette structure oblige à graver 2 microns de nitrure droit et de la manière la moins rugueuse possible pour ne pas transférer cette rugosité lors de la gravure des micro-piliers. Les piliers sur les photos M.E.B. présentées précédemment ont été gravés avec le masque de la figure 5.22 de gauche.

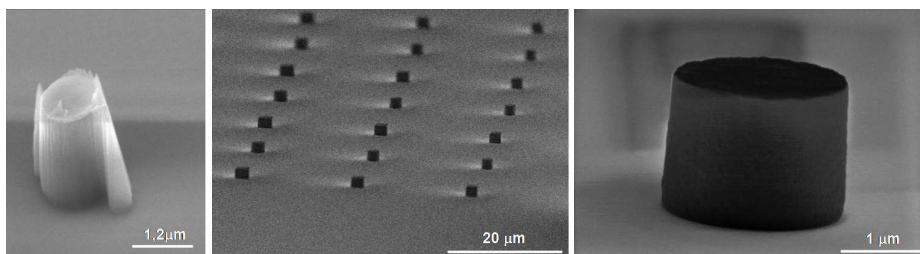


Figure 5.22: *Photo M.E.B. du masque de gravure du nitrure (à gauche) et la révélation de la résine H.S.Q. après la lithographie électronique (à droite)*

Nous observons tout d'abord des protubérances de nitrure sur les bords de ce qui

devait être la forme initiale. En plus de ces problèmes de définition du masque, nous distinguons une rugosité importante qui pour de petites structures est critique. De plus le chrome sur la partie supérieure du plot présente des irrégularités de surface. Lors de la métallisation, une partie du chrome déposé au fond des trous de P.M.M.A. se colle sur les parois verticales de ce dernier. Après le retrait du P.M.M.A., le chrome déposé sur les flancs des trous reste, ce qui donne ensuite ces collerettes sur les bords du plot.

Puisque toutes ces irrégularités vont être par la suite transférées lors de la gravure des micro-piliers, une autre solution doit être trouvée pour obtenir un masque avec des flancs bien définis et verticaux. Une des solutions a été d'utiliser les propriétés de sensibilité aux électrons de la résine Hydrogen SilsesQuioxane (H.S.Q.). En effet cette résine peut être utilisée pour la lithographie électronique en tant que résine négative [150]. Trois cycles de dépôt et de recuit à 300°C permettent d'obtenir une épaisseur de 1,6 μm . Dans le cas de la H.S.Q., le même dessin pour la lithographie qui a servi pour obtenir le masque de nitrure peut être réutilisé. Etant donnée que la H.S.Q. est une résine négative, les zones insolées ne seront pas solubles dans la solution chimique utilisée pour la révélation. Nous obtenons donc un masque bien plus propre que celui que nous avons avec le nitrure (Fig 5.22), reste à savoir si la sélectivité est identique à celle du nitrure par rapport au semiconducteur.

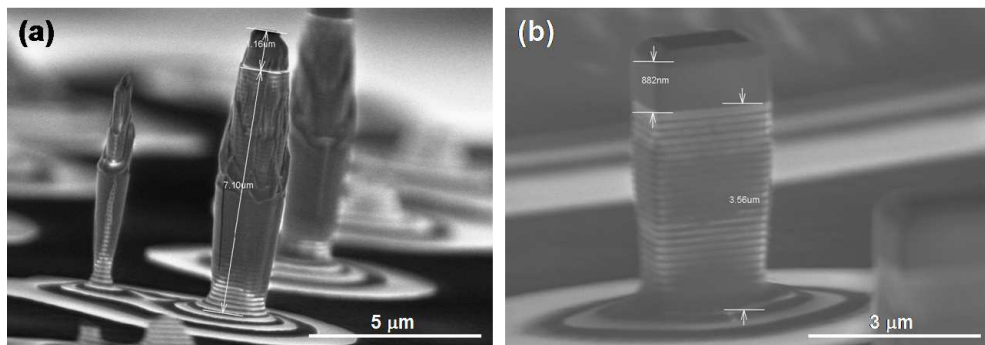


Figure 5.23: Images M.E.B. de la gravure de micro-piliers avec un masque de nitrure pendant 210 secondes (à gauche) et de H.S.Q. pendant 120 secondes (à droite)

Dans les deux cas la sélectivité est de l'ordre de 2,5 mais le masque de H.S.Q. présente l'avantage d'avoir des flancs de gravure plus propre (Fig 5.22). Un autre avantage potentiel concerne la passivation, en effet, la composition de la H.S.Q. recuite se rapproche de celle du SiO_x . Lors de la gravure du masque, il est possible que les composées à base de silicium servent pour la passivation des couches riches en aluminium.

5.5.2 Optimisation des paramètres plasma: gravure profonde de micro-piliers

A partir de maintenant seuls deux paramètres pour le contrôle de la gravure des micro-piliers GaAs / AlAs peuvent être ajustées : la pression dans l'enceinte et la tension d'accélération des espèces chargés. La puissance I.C.P. est quant à elle fixée à 1000 W pour le reste de cette étude.

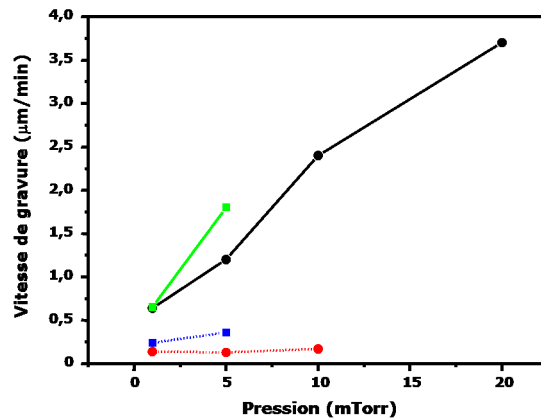


Figure 5.24: Graphe représentant l'évolution de la vitesse de gravure en fonction de la pression et de la tension d'accélération (les carrés représentent un "bias" de -200 V et les ronds un "bias" de -100 V). La vitesse de gravure du semiconducteur est en trait plein et celle de la H.S.Q. en pointillé

La pression influence presque exclusivement la vitesse de gravure du semiconducteur (Fig 5.24). L'augmentation de la pression permet d'obtenir une gravure très profonde, proche de $30 \mu m$, avec une pression de 20 mTorr. La gravure très profonde à très forte pression s'accompagne d'une gravure juste sous le masque. Nous pouvons le voir sur la figure 5.25-d où le masque (partie sombre) n'est pas plan. Ce phénomène est plus visible sur la figure 5.26 du fait de l'utilisation d'un motif plus large dans, au moins, une des directions. On comprend bien que si il s'agit d'un motif de quelques microns dans les deux directions du plan, le masque de H.S.Q. va avoir des difficultés à rester horizontal. Pour des motifs avec des tailles de quelques microns, l'utilisation d'une trop forte pression n'est pas souhaitable.

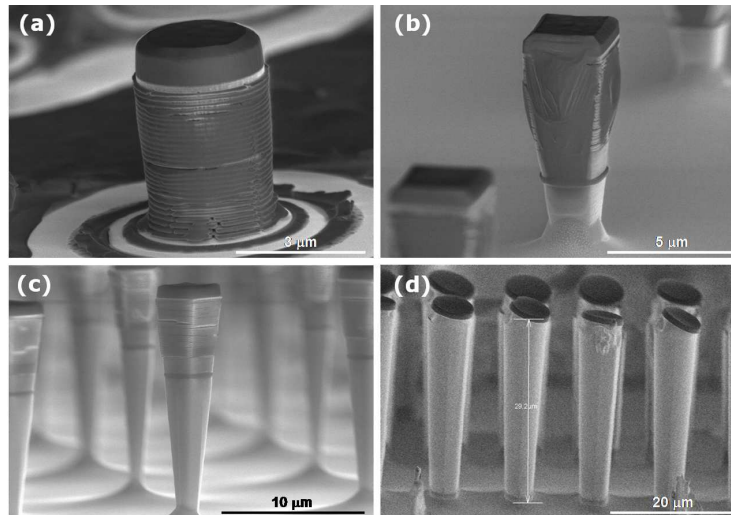


Figure 5.25: Evolution de la gravure en fonction de la pression dans l'enceinte: (de gauche à droite et de bas en haut) 1 mTorr, 5 mTorr, 10 mTorr et 20 mTorr. Tous les autres paramètres étant fixés (Puissance I.C.P. = 1000W, "Bias" = -100 V, Flux de HBr = 20 sccm et le temps de gravure de 6 minutes)

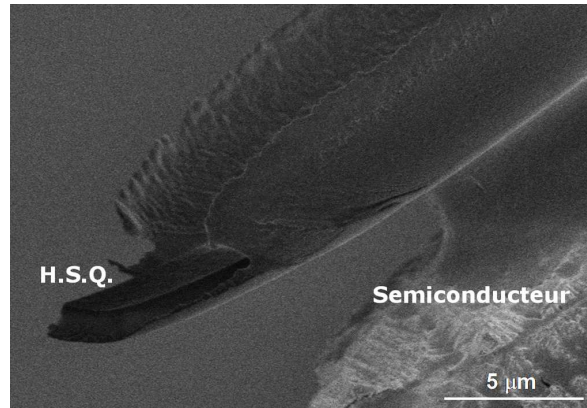


Figure 5.26: Images M.E.B. de la sous gravure du masque de H.S.Q. à forte pression (20 mTorr) sur un ridge

Si l'on s'intéresse maintenant à l'évolution de la vitesse de gravure en fonction de la tension d'accélération des espèces chargées dans l'enceinte, nous nous rendons compte qu'avec un "bias" de -200 V, la gravure s'effectue plus rapidement à la fois pour le semi-conducteur et pour le masque que dans le cas d'un bias deux fois plus faible (Fig 5.24). L'augmentation de la tension d'accélération se traduit par une augmentation de l'énergie des espèces ioniques frappant la surface de l'échantillon. Il y a donc plus de matière retirée avec un fort "bias", tous les autres paramètres restant inchangés. Il se trouve que la sélectivité de la gravure est bien meilleure pour une tension d'accélération de -100V.

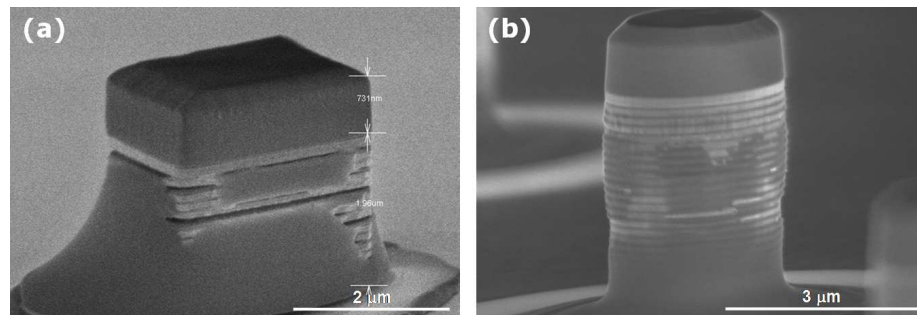


Figure 5.27: Images M.E.B. de la gravure de piliers avec une tension d'accélération de -200V avec une pression de 1mTorr pendant 3 minutes (à gauche) et de 5 mTorr pendant 2 minutes (à droite). Tous les autres paramètres sont identiques à ceux de la figure 5.25.

Du fait de l'augmentation de la tension d'accélération, nous pourrions penser que les piliers auraient eu des flancs de gravure bien plus verticaux, mais la différence entre le profil de gravure à -200V et -100V est minime. Sur les gravures très profondes pour lesquelles la mesure de l'angle est la plus fiable (Fig 5.25-d), l'angle que forme le flanc du pilier avec la verticale n'est que de 5°. Il n'y a donc pas d'intérêt particulier à utiliser une tension d'accélération de -200V, à part un temps de gravure plus rapide au détriment d'un contrôle moins important sur la profondeur de gravure. Cet angle peut être gommé par l'ajout de dioxygène en faible quantité (Fig. 5.28).

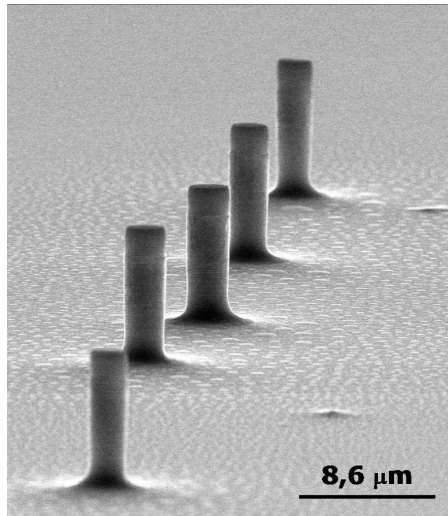


Figure 5.28: Image M.E.B. de la gravure de piliers avec une tension d'accélération de $-200V$, une pression de 10 mTorr et une composition chimique du plasma $HBr / O_2(20\text{sccm} / 0,3\text{ sccm})$. (A. Dousse)

5.5.3 Optimisation des paramètres plasma: structures périodiques profondes

Dans les paragraphes précédents nous avons réussi à avoir une gravure très profonde de micro-piliers de GaAs en adaptant les paramètres de gravure que sont la pression et la tension d'accélération. Dans ce paragraphe, les critères sont un peu différents. Il s'agit de graver un réseau périodique de lignes de 500 nm de large répétées tous les 500 nm (Fig 5.29-a) de la manière la plus droite possible dans la direction de gravure. On se rapproche alors des critères requis pour les cristaux photoniques.

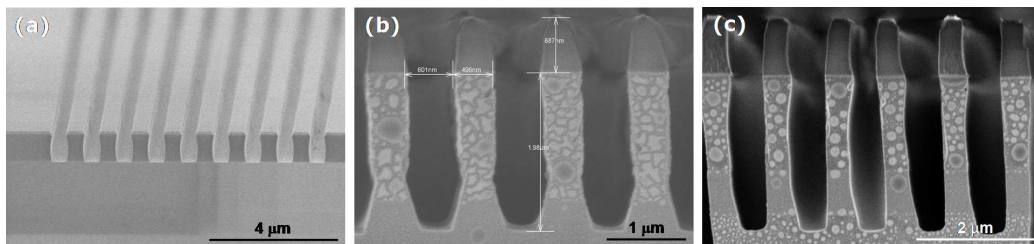


Figure 5.29: De gauche à droite: Images M.E.B. de la gravure du masque de Si_3N_4 ; à partir de ce masque, gravure du semiconducteur avec 5 mTorr et $-200V$ (3 minutes) et 10 mTorr et $-200V$ (3 minutes)

Si nous prenons comme point de départ le premier procédé utilisé pour les micro-piliers (Fig 5.17), nous observons des flancs de gravure légèrement dirigés vers l'extérieur des trous mais surtout un changement de pente très marqué au fond des tranchées. Ceci n'est pas dû à un changement de matériaux gravés puisque pour des procédés de gravure identiques mais avec des durées différentes, cette modification de profil intervient à différentes profondeurs. Ce changement de pente est dû aux ions qui ne peuvent pas s'échapper des tranchées et qui rebondissent avant de sortir sur les parois [80, 81]. Avec l'expérience de la

gravure des cristaux photoniques, pour obtenir des flancs plus verticaux, deux possibilités s'offrent à nous. Soit nous augmentons la tension d'accélération pour avoir une plus grande directionalité des ions mais le masque de gravure se détériore très rapidement, soit nous augmentons la pression (Fig 5.29-c). Comme pour la gravure profonde, l'augmentation de la pression s'accompagne d'une augmentation de la sélectivité (passant de 1,51 à 5 mTorr à 2,63 à 10 mTorr). Dans ces conditions, il est alors possible d'augmenter le bias pour s'affranchir des irrégularités du masque au détriment de la sélectivité. Il n'y a cependant pas une amélioration notable du profil de gravure.

Bibliography

- [1] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Phys. Rev. Lett.* **58**, pp. 2059–2062, May 1987.
- [2] S. Haroche, *Cavity Quantum Electrodynamics, Course 13 in Fundamental systems in Quantum Optics*, Elsevier Science Publisher, New York, 1990.
- [3] C. Kammerer, C. Voisin, G. Cassabois, C. Delalande, P. Roussignol, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and J. M. Gérard, “Line narrowing in single semiconductor quantum dots: Toward the control of environment effects,” *Phys. Rev. B* **66**, p. 041306, Jul 2002.
- [4] B. Gayral. PhD thesis.
- [5] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche, “Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission,” *Phys. Rev. Lett.* **50**, pp. 1903–1906, Jun 1983.
- [6] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, and D. Kleppner, “Inhibited spontaneous emission by a rydberg atom,” *Phys. Rev. Lett.* **55**, pp. 2137–2140, Nov 1985.
- [7] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, “Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity,” *Phys. Rev. Lett.* **81**, pp. 1110–1113, Aug 1998.
- [8] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and J. Vučković, “Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal,” *Physical Review Letters* **95**(1), p. 013904, 2005.
- [9] A. Kress, F. Hofbauer, N. Reinelt, M. Kaniber, H. J. Krenner, R. Meyer, G. Böhm, and J. J. Finley, “Manipulation of the spontaneous emission dynamics of quantum dots in two-dimensional photonic crystals,” *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **71**(24), p. 241304, 2005.
- [10] H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, “Photon antibunching in resonance fluorescence,” *Phys. Rev. Lett.* **39**, pp. 691–695, Sep 1977.
- [11] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect, “Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon,” *Europhys Lett.* **1**, p. 173, 1986.
- [12] F. Diedrich and H. Walther, “Nonclassical radiation of a single stored ion,” *Phys. Rev. Lett.* **58**, pp. 203–206, Jan 1987.

- [13] T. Basché, W. E. Moerner, M. Orrit, and H. Talon, “Photon antibunching in the fluorescence of a single dye molecule trapped in a solid,” *Phys. Rev. Lett.* **69**, pp. 1516–1519, Sep 1992.
- [14] L. Fleury, J.-M. Segura, G. Zumofen, B. Hecht, and U. P. Wild, “Nonclassical photon statistics in single-molecule fluorescence at room temperature,” *Phys. Rev. Lett.* **84**, pp. 1148–1151, Feb 2000.
- [15] B. Lounis and W. E. Moerner, “Single photons on demand from a single molecule at room temperature,” *Nature* **407**, pp. 491–493, Sep 2000.
- [16] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, J.-P. Poizat, and P. Grangier, “Nonclassical radiation from diamond nanocrystals,” *Phys. Rev. A* **64**, p. 061802, Nov 2001.
- [17] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, A. Villing, J.-P. Poizat, and P. Grangier, “Single photon quantum cryptography,” *Phys. Rev. Lett.* **89**, p. 187901, Oct 2002.
- [18] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter, “Stable solid-state source of single photons,” *Phys. Rev. Lett.* **85**, pp. 290–293, Jul 2000.
- [19] C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale, and Y. Yamamoto, “Triggered single photons from a quantum dot,” *Phys. Rev. Lett.* **86**, pp. 1502–1505, Feb 2001.
- [20] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg, “Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities,” *Applied Physics Letters* **79**(18), pp. 2865–2867, 2001.
- [21] R. M. S. A. J. S. C. J. L. K. C. N. S. B. D. A. R. M. P. Elhiliang Yuan, Beata E. Kardynal, “Electrically driven single-photon source,” *Science* **407**, pp. 102–105, 2001.
- [22] C. Kammerer, G. Cassabois, C. Voisin, C. Delalande, P. Roussignol, A. Lemaître, and J. M. Gérard, “Efficient acoustic phonon broadening in single self-assembled InAs/GaAs quantum dots,” *Phys. Rev. B* **65**, p. 033313, Dec 2001.
- [23] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang, and D. Bimberg, “Ultralong dephasing time in InGaAs quantum dots,” *Phys. Rev. Lett.* **87**, p. 157401, Sep 2001.
- [24] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto, “Indistinguishable photons from a single-photon device,” *Nature* **419**, p. 594, Oct 2002.
- [25] S. Varoutsis, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram, “Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot,” *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **72**(4), p. 041303, 2005.
- [26] S. Laurent, S. Varoutsis, L. L. Gratiet, A. Lemaître, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip, and I. Abram, “Indistinguishable single photons from a single-quantum dot in a two-dimensional photonic crystal cavity,” *Applied Physics Letters* **87**(16), p. 163107, 2005.
- [27] G. Bjork, A. Karlsson, and Y. Yamamoto, “Definition of a laser threshold,” *Phys. Rev. A* **50**, pp. 1675–1680, Aug 1994.
- [28] P. R. Rice and H. J. Carmichael, “Photon statistics of a cavity-qed laser: A comment on the laser–phase-transition analogy,” *Phys. Rev. A* **50**, pp. 4318–4329, Nov 1994.

- [29] L. Coldren and C. S.W., *Diode Laser and Photonic Integrated Circuit*, Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, New York, 1995.
- [30] F. De Martini, M. Marrocco, and D. Murra, “Transverse quantum correlations in the active microscopic cavity,” *Phys. Rev. Lett.* **65**, pp. 1853–1856, Oct 1990.
- [31] P. Bhattacharya, S. Ghosh, S. Pradhan, J. Singh, Z.-K. Wu, J. Urayama, K. Kim, and T. Norris, “Carrier dynamics and high-speed modulation properties of tunnel injection InGaAs-GaAs quantum-dot lasers,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **39**, pp. 952 – 962, Aug 2003.
- [32] H. Altug, D. Englund, and J. Vuckovic, “Ultrafast photonic crystal nanocavity laser,” *Nature Photonics* **2**, pp. 484–488, July 2006.
- [33] G. Lecamp, P. Lalanne, and J. P. Hugonin, “Very large spontaneous-emission beta factors in photonic-crystal waveguides,” *Physical Review Letters* **99**(2), p. 023902, 2007.
- [34] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Z. I. Alferov, P. S. Kop’ev, and V. M. Ustinov, “InGaAs-GaAs quantum-dot lasers,” *Sel. Top. Quantum Electron., IEEE Journal of* **3**, pp. 196 – 205, Apr 1997.
- [35] N. N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, M. V. Maximov, Z. I. Alferov, and J. A. Lott, “Quantum-dots heterostructure lasers,” *Sel. Top. Quantum Electron., IEEE Journal of* **6**, pp. 439 – 451, May 2000.
- [36] L. Asryan and S. Luryi, “Tunneling-injection quantum-dot laser: ultrahigh temperature stability,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **37**, pp. 905 – 910, Jul 2001.
- [37] P. Bhattacharya and S. Ghosh, “Tunnel injection in $0.4\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot lasers with 15 GHz modulation bandwidth at room temperature,” *Applied Physics Letters* **80**(19), pp. 3482–3484, 2002.
- [38] D. Deppe, H. Huang, and O. Shchekin, “Modulation characteristics of quantum-dot lasers: the influence of p-type doping and the electronic density of states on obtaining high speed,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **38**, pp. 1587 – 1593, Dec 2002.
- [39] C. H. Henry, “Theory of the linewidth of semiconductor laser,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **QE-18**, pp. 258 – 264, Feb 1982.
- [40] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaître, J. Hours, J. M. Gérard, and J. Bloch, “Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity,” *Physical Review Letters* **95**(6), p. 067401, 2005.
- [41] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel, “Strong coupling in a single quantum dot semiconductor microcavity system,” *Nature* **432**, pp. 197–200, Nov 2004.
- [42] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, “Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity,” *Nature* **432**, pp. 200–203, Nov 2004.

- [43] B. Gayral, J. M. Gérard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin, and J. L. Pelouard, “High-q wet-etched gaas microdisks containing inas quantum boxes,” *Applied Physics Letters* **75**(13), pp. 1908–1910, 1999.
- [44] K. Srinivasan, M. Borselli, T. J. Johnson, P. E. Barclay, O. Painter, A. Stintz, and S. Krishna, “Optical loss and lasing characteristics of high-quality-factor algaas microdisk resonators with embedded quantum dots,” *Applied Physics Letters* **86**(15), p. 151106, 2005.
- [45] G. Lecamp, J. P. Hugonin, P. Lalanne, R. Braive, S. Varoutsis, S. Laurent, A. Lemaître, I. Sagnes, G. Patriarche, I. Robert-Philip, and I. Abram, “Submicron-diameter semiconductor pillar microcavities with very high quality factors,” *Applied Physics Letters* **90**(9), p. 091120, 2007.
- [46] S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, C. Hofmann, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, J. P. Reithmaier, V. D. Kulakovskii, and A. Forchel, “Lasing in high-q quantum-dot micropillar cavities,” *Applied Physics Letters* **89**(5), p. 051107, 2006.
- [47] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, “Existence of a photonic band gap in two dimensions,” *Applied Physics Letters* **61**(4), pp. 495–497, 1992.
- [48] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, “High-q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal,” *Nature* **425**, pp. 944–947, Sep 2003.
- [49] C. Sauvan, P. Lalanne, and J.-P. Hugonin, “Photonics: Tuning holes in photonic-crystal nanocavities,” *Nature* **429**, p. 0, May 2004.
- [50] C. Sauvan, P. Lalanne, and J. P. Hugonin, “Slow-wave effect and mode-profile matching in photonic crystal microcavities,” *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **71**(16), p. 165118, 2005.
- [51] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature Material* **4**, pp. 207–210, Mar 2005.
- [52] R. Herrmann, T. Sünner, T. Hein, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel, “Ultrahigh-quality photonic crystal cavity in gaas,” *Opt. Lett.* **31**(9), pp. 1229–1231, 2006.
- [53] E. Weidner, S. Combrié, N.-V.-Q. Tran, A. D. Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, and H. Benisty, “Achievement of ultrahigh quality factors in gaas photonic crystal membrane nanocavity,” *Applied Physics Letters* **89**(22), p. 221104, 2006.
- [54] E. Peter, I. Sagnes, G. Guirleo, S. Varoutsis, J. Bloch, A. Lemaître, and P. Senellart, “High-q whispering-gallery modes in gaas/alox microdisks,” *Applied Physics Letters* **86**(2), p. 021103, 2005.
- [55] A. Kiraz, P. Michler, C. Becher, B. Gayral, A. Imamoglu, L. Zhang, E. Hu, W. V. Schoenfeld, and P. M. Petroff, “Cavity-quantum electrodynamics using a single inas quantum dot in a microdisk structure,” *Applied Physics Letters* **78**(25), pp. 3932–3934, 2001.
- [56] P. Lalanne, J. P. Hugonin, and J. M. Gérard, “Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit,” *Applied Physics Letters* **84**(23), pp. 4726–4728, 2004.

- [57] S. Strauf, K. Hennessy, M. T. Rakher, Y.-S. Choi, A. Badolato, L. C. Andreani, E. L. Hu, P. M. Petroff, and D. Bouwmeester, “Self-tuned quantum dot gain in photonic crystal lasers,” *Physical Review Letters* **96**(12), p. 127404, 2006.
- [58] K. Hennessy, A. Badolato, A. Tamboli, P. M. Petroff, E. Hu, M. Atatüre, J. Dreiser, and A. Imamoglu, “Tuning photonic crystal nanocavity modes by wet chemical digital etching,” *Applied Physics Letters* **87**(2), p. 021108, 2005.
- [59] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, and R. A. Logan, “Whispering-gallery mode microdisk lasers,” *Applied Physics Letters* **60**(3), pp. 289–291, 1992.
- [60] A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. L. McCall, S. J. Pearton, and W. S. Hobson, “Room-temperature lasing action in $\text{In}_{0.51}\text{Ga}_{0.49}\text{P}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ microcylinder laser diodes,” *Applied Physics Letters* **62**(17), pp. 2021–2023, 1993.
- [61] U. Mohideen, W. S. Hobson, S. J. Pearton, F. Ren, and R. E. Slusher, “GaAs/AlGaAs microdisk lasers,” *Applied Physics Letters* **64**(15), pp. 1911–1913, 1994.
- [62] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, D. K. Armani, and K. J. Vahala, “Fabrication and coupling to planar high-q silica disk microcavities,” *Applied Physics Letters* **83**(4), pp. 797–799, 2003.
- [63] A. Polman, B. Min, J. Kalkman, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, “Ultralow-threshold erbium-implanted toroidal microlaser on silicon,” *Applied Physics Letters* **84**(7), pp. 1037–1039, 2004.
- [64] Z. G. Xie, S. Götzinger, W. Fang, H. Cao, and G. S. Solomon, “Influence of a single quantum dot state on the characteristics of a microdisk laser,” *Physical Review Letters* **98**(11), p. 117401, 2007.
- [65] S. M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, and P. Michler, “Photon statistics of semiconductor microcavity lasers,” *Physical Review Letters* **98**(4), p. 043906, 2007.
- [66] R. K. Lee, O. J. Painter, B. D’Urso, A. Scherer, and A. Yariv, “Measurement of spontaneous emission from a two-dimensional photonic band gap defined microcavity at near-infrared wavelengths,” *Applied Physics Letters* **74**(11), pp. 1522–1524, 1999.
- [67] B. B. Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. D. Cioccio, and J.-M. Fedeli, “Room-temperature InAs/InP quantum dots laser operation based on heterogeneous “2.5 d” photonic crystal,” *Opt. Express* **14**(20), pp. 9269–9276, 2006.
- [68] G. Vecchi, F. Raineri, I. Sagnes, A. Yacomotti, P. Monnier, T. J. Karle, K.-H. Lee, R. Braive, L. L. Gratiet, S. Guilet, G. Beaudoin, A. Taneau, S. Bouchoule, A. Levenson, and R. Raj, “Continuous-wave operation of photonic band-edge laser near 1.55 microns on silicon wafer,” *Opt. Express* **15**(12), pp. 7551–7556, 2007.
- [69] S. Gardin, F. Bordas, X. Letartre, C. Seassal, A. Rahmani, R. Bozio, and P. Viktorovitch, “Microlasers based on effective index confined slow light modes in photonic crystal waveguides,” *Opt. Express* **16**(9), pp. 6331–6339, 2008.
- [70] M. A. Herman and H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*, Springer Series in Materials Science, Berlin, 1999.

- [71] D. Leonard, K. Pond, and P. M. Petroff, "Critical layer thickness for self-assembled inas islands on gaas," *Phys. Rev. B* **50**, pp. 11687–11692, Oct 1994.
- [72] T. L. F., W. C. G., and B. M. J., *Introduction to Microlithography*, Wiley-VCH, Berlin, 1995.
- [73] E. A. and D. J. C. ;, "Résines pour microlithographie," *Revue technique - Thomson-CSF* **19**(1), p. 95, 1987.
- [74] L. Stevens, R. Jonckheere, E. Froyen, S. Decoutere, and D. Lanneer, "Determination of the proximity parameters in electron beam lithography using doughnut-structures," *Microelectronic Engineering* **5**(1-4), pp. 141–150, 1986.
- [75] S. Dubonos, B. Gaifullin, H. Raith, A. Svintsov, and S. Zaitsev, "Evaluation, verification and error determination of proximity parameters /alpha, /beta and /nu in electron beam lithography," *Microelectronic Engineering* **21**(1-4), pp. 293–296, 1993.
- [76] R. Wüest, P. Strasser, M. Jungo, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel, "An efficient proximity-effect correction method for electron-beam patterning of photonic-crystal devices," *Microelectronic Engineering* **67-68**, pp. 182–188, 2003.
- [77] A. Rhallabi, M. Gaillard, L. Elmonser, G. Marcos, A. Talneau, F. Pommereau, P. Pagnod-Rossiaux, J. P. Landesman, and N. Bouadma, "Chemically assisted ion beam etching of gaas by argon and chlorine gases: Experimental and simulation," *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**(5), p. 1984, 2005.
- [78] M. Gaillard, A. Rhallabi, L. Elmonser, A. Talneau, F. Pommereau, P. Pagnod-Rossiaux, and N. Bouadma, "Development of chemically assisted etching method for gaas-based optoelectronic devices," *J. Vac. Sci. Technol. A* **23**(2), p. 256, 2005.
- [79] S. Combrié, S. Bansropun, M. Lecomte, O. Parillaud, S. Cassette, H. Benisty, , and J. Nagle, "Optimization of an inductively coupled plasma etching process of gainp/gaas based material for photonic band gap applications," *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**(4), p. 1521, 2005.
- [80] R. Gottscho, C. Jurgensen, and D. Vitkavage, "Microscopic uniformity in plasma etching," *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**(5), p. 2133, 2005.
- [81] J. M. F. Zachariasse and A. N. Broers, "The dependence of nanostructure etch rates on feature size," *Microelectronic Engineering* **30**, pp. 349–352, 1996.
- [82] J. W. Coburn and H. F. Winters, "Ion- and electron-assisted gas-surface chemistry—an important effect in plasma etching," *Journal of Applied Physics* **50**(5), pp. 3189–3196, 1979.
- [83] H.-Y. Ryu, J.-K. Hwang, and Y.-H. Lee, "Effect of size nonuniformities on the band gap of two-dimensional photonic crystals," *Phys. Rev. B* **59**, pp. 5463–5469, Feb 1999.
- [84] A. Chutinan and S. Noda, "Effects of structural fluctuations on the photonic bandgap during fabrication of a photonic crystal," *J. Opt. Soc. Am. B* **16**(2), pp. 240–244, 1999.
- [85] R. Ferrini, R. Houdré, H. Benisty, M. Qiu, and J. Moosburger, "Radiation losses in planar photonic crystals: two-dimensional representation of hole depth and shape by an imaginary dielectric constant," *J. Opt. Soc. Am. B* **20**(3), pp. 469–478, 2003.

- [86] Y. Tanaka, T. Asano, Y. Akahane, B.-S. Song, and S. Noda, "Theoretical investigation of a two-dimensional photonic crystal slab with truncated cone air holes," *Applied Physics Letters* **82**(11), pp. 1661–1663, 2003.
- [87] M. Balloch, D. Olander, and W. Siekhaus, "The thermal and ion-assisted reactions of GaAs (001) with molecular chlorine," *J. Vac. Sci. Technol. B* **4**(4), p. 794, 1986.
- [88] J. Lu, X. Meng, A. J. SpringThorpe, F. R. Shepherd, and M. Poirier, "Inductively coupled plasma etching of GaAs low loss waveguides for a traveling waveguide polarization converter, using chlorine chemistry," *J. Vac. Sci. Technol. A* **22**(3), p. 1058, 2004.
- [89] C. C. Cheng and A. Scherer, "Fabrication of photonic band-gap crystals," *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**(6), p. 2696, 1995.
- [90] S. Golka, S. Scharfner, W. Schrenk, and G. Strasser, "Low bias reactive ion etching of GaAs with a SiCl₄/N₂/O₂ time-multiplexed process," *J. Vac. Sci. Technol. B* **25**(3), p. 839, 2007.
- [91] R. J. Shul, G. B. McClellan, R. D. Briggs, D. J. Rieger, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, J. W. Lee, C. Constantine, and C. Barratt, "High-density plasma etching of compound semiconductor," *J. Vac. Sci. Technol. A* **15**(6), p. 633, 1997.
- [92] D. Englund, H. Altug, and J. Vuckovic, "Low-threshold surface-passivated photonic crystal nanocavity laser," *Applied Physics Letters* **91**(7), p. 071124, 2007.
- [93] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, "Ultrahigh-q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect," *Applied Physics Letters* **88**(4), p. 041112, 2006.
- [94] S.-H. Kwon, T. Sünner, M. Kamp, and A. Forchel, "Ultrahigh-q photonic crystal cavity created by modulating air hole radius of a waveguide," *Opt. Express* **16**(7), pp. 4605–4614, 2008.
- [95] C. Gies, J. Wiersig, and F. Jahnke, "Output characteristics of pulsed and continuous-wave-excited quantum-dot microcavity lasers," *Physical Review Letters* **101**(6), p. 067401, 2008.
- [96] A. L. Schawlow and C. H. Townes, "Infrared and optical masers," *Phys. Rev.* **112**, pp. 1940–1949, Dec 1958.
- [97] G. Björk, A. Karlsson, and Y. Yamamoto, "On the linewidth of microcavity lasers," *Applied Physics Letters* **60**(3), pp. 304–306, 1992.
- [98] W. W. Chow, S. W. Koch, and S. Murray III, *Semiconductor-Laser Physics*, Springer, 1994.
- [99] U. Mohideen, R. E. Slusher, F. Jahnke, and S. W. Koch, "Semiconductor microlaser linewidths," *Phys. Rev. Lett.* **73**, pp. 1785–1788, Sep 1994.
- [100] R. Loudon, *The quantum Theory of Light*, Oxford Science Publications, 1973.
- [101] S. Strauf, K. Hennessy, M. T. Rakher, Y.-S. Choi, A. Badolato, L. C. Andreani, E. L. Hu, P. M. Petroff, and D. Bouwmeester, "Self-tuned quantum dot gain in photonic crystal lasers," *Physical Review Letters* **96**(12), p. 127404, 2006.

- [102] Y.-S. Choi, M. T. Rakher, K. Hennessy, S. Strauf, A. Badolato, P. M. Petroff, D. Bouwmeester, and E. L. Hu, “Evolution of the onset of coherence in a family of photonic crystal nanolasers,” *Applied Physics Letters* **91**(3), p. 031108, 2007.
- [103] S. M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke, and P. Michler, “Photon statistics of semiconductor microcavity lasers,” *Physical Review Letters* **98**(4), p. 043906, 2007.
- [104] C. Gies, J. Wiersig, M. Lorke, and F. Jahnke, “Semiconductor model for quantum-dot-based microcavity lasers,” *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **75**(1), p. 013803, 2007.
- [105] S. Mujumdar, A. F. Koenderink, T. Sünner, B. C. Buchler, M. Kamp, A. Forchel, and V. Sandoghdar, “Near-field imaging and frequency tuning of a high-q photonic crystal membrane microcavity,” *Opt. Express* **15**(25), pp. 17214–17220, 2007.
- [106] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus, and I. Kim, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,” *Science* **284**, p. 1819, June 1999.
- [107] T. Yoshie, O. Shchekin, H. Chen, D. Deppe, and A. Scherer, “Quantum dot photonic crystal lasers,” *Electron. Lett.* **38**, p. 967, 2002.
- [108] K. Nozaki and T. Baba, “Laser characteristics with ultimate-small modal volume in photonic crystal slab point-shift nanolasers,” *Applied Physics Letters* **88**(21), p. 211101, 2006.
- [109] B. Ellis, I. Fushman, D. Englund, B. Zhang, Y. Yamamoto, and J. Vučković, “Dynamics of quantum dot photonic crystal lasers,” *Applied Physics Letters* **90**(15), p. 151102, 2007.
- [110] M. Nomura, S. Iwamoto, N. Kumagai, and Y. Arakawa, “Temporal coherence of a photonic crystal nanocavity laser with high spontaneous emission coupling factor,” *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **75**(19), p. 195313, 2007.
- [111] S. Fathpour, Z. Mi, and P. Bhattacharya, “High-speed quantum dot lasers,” *J. Phys. D: Appl Phys.* **38**, p. 2103, 2005.
- [112] K. Kamath, J. Phillips, H. Jiang, J. Singh, and P. Bhattacharya, “Small-signal modulation and differential gain of single-mode self-organized In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs quantum dot lasers,” *Applied Physics Letters* **70**(22), pp. 2952–2953, 1997.
- [113] Z. Mi, P. Bhattacharya, and S. Fathpour, “High-speed 1.3 μm tunnel injection quantum-dot lasers,” *Applied Physics Letters* **86**(15), p. 153109, 2005.
- [114] T. Newell, D. Bossert, A. Stintz, B. Fuchs, K. Malloy, and L. Lester, “Gain and linewidth enhancement factor in InAs quantum-dot laser diodes,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **11**(12), pp. 1527 – 1529, 1999.
- [115] B. Dagens, A. Markus, J. Chen, J.-G. Provost, D. Make, O. L. Gouezigou, J. Landreau, A. Fiore, and B. Thedrez, “Giant linewidth enhancement factor and purely frequency modulated emission from quantum dot laser,” *Electronics Letters* **41**(6), pp. 323–324, 2005.

- [116] J. Muszalski, J. Houlihan, G. Huyet, and B. Corbett, “Measurement of linewidth enhancement factor in self-assembled quantum dot semiconductor lasers emitting at 1310[emsp4 1/4-em space]nm,” *Electronics Letters* **40**(7), pp. 428–430, 2004.
- [117] A. A. Ukhanov, A. Stintz, P. G. Eliseev, and K. J. Malloy, “Comparison of the carrier induced refractive index, gain, and linewidth enhancement factor in quantum dot and quantum well lasers,” *Applied Physics Letters* **84**(7), pp. 1058–1060, 2004.
- [118] S. Melnik, G. Huyet, and A. Uskov, “The linewidth enhancement factor α of quantum dot semiconductor lasers,” *Opt. Express* **14**(7), pp. 2950–2955, 2006.
- [119] F. Koyoma and Y. Suematsu, “Analysis of dynamic spectral width of dynamic-single mode lasers and related transmission bandwidth of single mode fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-21**, p. 292, 1985.
- [120] J.-M. Gerard and B. Gayral, “Strong Purcell effect for InAs quantum boxes in three-dimensional solid-state microcavities,” *J. Lightwave Technol.* **17**(11), p. 2089, 1999.
- [121] W. Barnes, G. Björk, J. Gérard, P. Jonsson, J. Wasey, P. Worthing, and V. Zwiller, “Solid-state single photon sources: light collection strategies,” *Eur. Phys. J. D* **18**, pp. 197–210, 2002.
- [122] G. Lecamp. PhD thesis.
- [123] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, “Experimental tests of realistic local theories via Bell’s theorem,” *Phys. Rev. Lett.* **47**, pp. 460–463, Aug 1981.
- [124] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, “Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A new violation of Bell’s inequalities,” *Phys. Rev. Lett.* **49**, pp. 91–94, Jul 1982.
- [125] A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, “Experimental test of Bell’s inequalities using time-varying analyzers,” *Phys. Rev. Lett.* **49**, pp. 1804–1807, Dec 1982.
- [126] J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, and H. Zbinden, “Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication,” *Phys. Rev. Lett.* **82**, pp. 2594–2597, Mar 1999.
- [127] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, and R. Y. Chiao, “High-visibility interference in a Bell-inequality experiment for energy and time,” *Phys. Rev. A* **47**, pp. R2472–R2475, Apr 1993.
- [128] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, “Violation of Bell inequalities by photons more than 10 km apart,” *Phys. Rev. Lett.* **81**, pp. 3563–3566, Oct 1998.
- [129] V. Scarani, H. de Riedmatten, I. Marcikic, H. Zbinden, and N. Gisin, “Four-photon correction in two-photon Bell experiments,” *The European Physical Journal D* **32**, pp. 119–125, 2005.
- [130] A. B. M. Larqué and I. Robert-Philip, “Entangling single photons on a beamsplitter,” *Eur. Phys. J. D* **47**, pp. 119–125, Oct 2008.
- [131] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto, “Indistinguishable photons from a single-photon device,” *Nature* **419**, p. 594, 2002.
- [132] O. Benson, C. Santori, M. Pelton, and Y. Yamamoto, “Regulated and entangled photons from a single quantum dot,” *Phys. Rev. Lett.* **84**, pp. 2513–2516, Mar 2000.

- [133] N. Akopian, N. H. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, D. Gershoni, B. D. Gerardot, and P. M. Petroff, “Entangled photon pairs from semiconductor quantum dots,” *Physical Review Letters* **96**(13), p. 130501, 2006.
- [134] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, D. A. R. K. Cooper, and A. J. Shields, “A semiconductor source of triggered entangled photon pairs,” *Nature* **439**, p. 179, 2006.
- [135] R. J. Young, R. M. Stevenson, A. J. Hudson, C. A. Nicoll, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, “Bell-inequality violation with a triggered photon-pair source.”
- [136] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. See, D. G. Gevaux, K. Cooper, P. Atkinson, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, “Magnetic-field-induced reduction of the exciton polarization splitting in inas quantum dots,” *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **73**(3), p. 033306, 2006.
- [137] K. Kowalik, O. Krebs, A. Lemaître, S. Laurent, P. Senellart, P. Voisin, and J. A. Gaj, “Influence of an in-plane electric field on exciton fine structure in inas-gaas self-assembled quantum dots,” *Applied Physics Letters* **86**(4), p. 041907, 2005.
- [138] S. Seidl, M. Kroner, A. Högele, K. Karrai, R. J. Warburton, A. Badolato, and P. M. Petroff, “Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot,” *Applied Physics Letters* **88**(20), p. 203113, 2006.
- [139] R. J. Young, R. M. Stevenson, A. J. Shields, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, K. M. Groom, A. I. Tartakovskii, and M. S. Skolnick, “Inversion of exciton level splitting in quantum dots,” *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **72**(11), p. 113305, 2005.
- [140] R. Seguin, A. Schliwa, S. Rodt, K. Pötschke, U. W. Pohl, and D. Bimberg, “Size-dependent fine-structure splitting in self-organized inas/gaas quantum dots,” *Physical Review Letters* **95**(25), p. 257402, 2005.
- [141] M. Larqué, I. Robert-Philip, and A. Beveratos, “Bell inequalities and density matrix for polarization-entangled photons out of a two-photon cascade in a single quantum dot,” *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **77**(4), p. 042118, 2008.
- [142] A. Badolato, K. Hennessy, M. Atatüre, J. Dreiser, E. Hu, P. M. Petroff, and A. Imamoglu, “Deterministic coupling of single quantum dots to single nanocavity modes,” *Science* **308**, pp. 1158–1161, May 2005.
- [143] A. Dousse, L. Lanco, J. Suffczynski, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch, and P. Senellart, “Nano-positioning single quantum dots in a resonant microcavity through far field optical lithography.”
- [144] M. H. Baier, S. Watanabe, E. Pelucchi, and E. Kapon, “High uniformity of site-controlled pyramidal quantum dots grown on prepatterned substrates,” *Applied Physics Letters* **84**(11), pp. 1943–1945, 2004.
- [145] C. Schneider, M. Strauß, T. Sünner, A. Huggenberger, D. Wiener, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, and A. Forchel, “Lithographic alignment to site-controlled quantum dots for device integration,” *Applied Physics Letters* **92**(18), p. 183101, 2008.

- [146] N. Gogneau, L. L. Gratiot, E. Cambril, G. Beaudoin, G. Patriarche, A. Beveratos, R. Hostein, I. Robert-Philip, J. Marzin, and I. Sagnes, "One-step nano-selective area growth (nano-sag) of localized inas/inp quantum dots: First step towards single-photon source applications," *Journal of Crystal Growth* **310**(15), pp. 3413–3415, 2008.
- [147] e. a. G.C. DeSalvo, "Wet chemical digital etching of gaas at room temperature," *J. Electrochem. Soc.* **143**(11), p. 3652, 1996.
- [148] A. Faraon, D. Englund, I. Fushman, J. Vučković, N. Stoltz, and P. Petroff, "Local quantum dot tuning on photonic crystal chips," *Applied Physics Letters* **90**(21), p. 213110, 2007.
- [149] K. Hennessy, C. Högerle, E. Hu, A. Badolato, and A. Imamoğlu, "Tuning photonic nanocavities by atomic force microscope nano-oxidation," *Applied Physics Letters* **89**(4), p. 041118, 2006.
- [150] F. Fruleux-Cornu, J. Penaud, E. Dubois, M. François, and M. Muller, "Optimisation of hsq e-beam lithography for the patterning of finfet transistors," *Microelectronic Engineering* **83**(4-9), p. 776, 2006.
- [151] W. Henschel, Y. M. Georgiev, and H. Kurz, "Study of a high contrast process for hydrogen silsesquioxane as a negative tone electron beam resist," *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**(5), p. 2018, 2003.
- [152] J.-H. Zhao, I. Malik, T. Ryan, E. T. Ogawa, P. S. Ho, W.-Y. Shih, A. J. McKerrow, and K. J. Taylor, "Thermomechanical properties and moisture uptake characteristics of hydrogen silsesquioxane submicron films," *Applied Physics Letters* **74**(7), pp. 944–946, 1999.
- [153] T. NAKAMURA, A. K. Motoshi SASAKI, K. SAWA, and K. MINE, "Oxidative curing of hydrogen silsesquioxane resin films by electron beam irradiation without additional heatings and characterization of the cured films," *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**(11), p. 6187, 2001.
- [154] M. R. Krames, M. Ochiai-Holcomb, G. E. Höfler, C. Carter-Coman, E. I. Chen, I.-H. Tan, P. Grillot, N. F. Gardner, H. C. Chui, J.-W. Huang, S. A. Stockman, F. A. Kish, M. G. Craford, T. S. Tan, C. P. Kocot, M. Hueschen, J. Posselt, B. Loh, G. Sasser, and D. Collins, "High-power truncated-inverted-pyramid (al_xga_{1-x})_{0.5}in_{0.5}p/gap light-emitting diodes exhibiting [greater-than] 50% efficiency," *Applied Physics Letters* **75**(16), pp. 2365–2367, 1999.
- [155] A. DAVID. PhD thesis.
- [156] A. M. de Saint Germain. PhD thesis.
- [157] K.-H. Lee. PhD thesis.
- [158] W. D. Zhou, J. Sabarinathan, P. Bhattacharya, B. Kochman, E. Berg, P.-C. Yu, and S. Pang, "Characteristics of a photonic bandgap single defect microcavity electroluminescent device," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **37**(9), pp. 1153 – 1160, 2001.
- [159] J. Topol'ancik, S. Pradhan, P.-C. Yu, S. Ghosh, and P. Bhattacharya, "Electrically injected photonic crystal edge-emitting quantum-dot light source," *Photonics Technology Letters, IEEE* **16**(4), pp. 960–962, 2004.

- [160] T. D. Happ, M. Kamp, A. Forchel, J.-L. Gentner, and L. Goldstein, “Two-dimensional photonic crystal coupled-defect laser diode,” *Applied Physics Letters* **82**(1), pp. 4–6, 2003.
- [161] L. Zhu, X. Sun, G. A. DeRose, A. Scherer, and A. Yariv, “Continuous-wave operation of electrically pumped, single-mode, edge-emitting photonic crystal bragg lasers,” *Applied Physics Letters* **90**(26), p. 261116, 2007.
- [162] M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, T. Tokuda, M. Murata, and G. Sasaki, “Coherent two-dimensional lasing action in surface-emitting laser with triangular-lattice photonic crystal structure,” *Applied Physics Letters* **75**(3), pp. 316–318, 1999.
- [163] S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan, and M. Mochizuki, “Polarization mode control of two-dimensional photonic crystal laser by unit cell structure design,” *Science* **293**, pp. 1123–1125, 2004.
- [164] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. F. Gmachl, D. M. Tennant, A. M. Sergent, D. L. Sivco, A. Y. Cho, and F. Capasso, “Quantum cascade surface-emitting photonic crystal laser,” *Science* **302**, pp. 1374–1377, 2003.
- [165] K. Srinivasan, O. Painter, R. Colombelli, C. Gmachl, D. M. Tennant, A. M. Sergent, D. L. Sivco, A. Y. Cho, M. Troccoli, and F. Capasso, “Lasing mode pattern of a quantum cascade photonic crystal surface-emitting microcavity laser,” *Applied Physics Letters* **84**(21), pp. 4164–4166, 2004.
- [166] F. Hofbauer, S. Grimminger, J. Angele, G. Böhm, R. Meyer, M. C. Amann, and J. J. Finley, “Electrically probing photonic bandgap phenomena in contacted defect nanocavities,” *Applied Physics Letters* **91**(20), p. 201111, 2007.
- [167] H.-G. Park, S.-H. Kim, S.-H. Kwon, Y.-G. Ju, J.-K. Yang, J.-H. Baek, S.-B. Kim, and Y.-H. Lee, “Electrically driven single-cell photonic crystal laser,” *Science* **305**, pp. 1444–1447, 2004.
- [168] F. Römer and B. Witzigmann, “Spectral and spatial properties of the spontaneous emission enhancement in photonic crystal cavities,” *J. Opt. Soc. Am. B* **25**(1), pp. 31–39, 2008.
- [169] K. Srinivasan, P. E. Barclay, M. Borselli, and O. Painter, “Optical-fiber-based measurement of an ultrasmall volume high- q photonic crystal microcavity,” *Phys. Rev. B* **70**, p. 081306, Aug 2004.
- [170] I.-K. Hwang, S.-K. Kim, J.-K. Yang, S.-H. Kim, S. H. Lee, and Y.-H. Lee, “Curved-microfiber photon coupling for photonic crystal light emitter,” *Applied Physics Letters* **87**(13), p. 131107, 2005.
- [171] K. Nozaki, H. Watanabe, and T. Baba, “Photonic crystal nanolaser monolithically integrated with passive waveguide for effective light extraction,” *Applied Physics Letters* **92**(2), p. 021108, 2008.
- [172] A. Faraon, E. Waks, D. Englund, I. Fushman, and J. Vučković, “Efficient photonic crystal cavity-waveguide couplers,” *Applied Physics Letters* **90**(7), p. 073102, 2007.
- [173] K. Srinivasan, O. Painter, A. Stintz, and S. Krishna, “Single quantum dot spectroscopy using a fiber taper waveguide near-field optic,” *Applied Physics Letters* **91**(9), p. 091102, 2007.

- [174] S. Varoutsis, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaître, L. Ferlazzo, C. Mériadec, G. Patriarche, I. Robert-Philip, and I. Abram, “Reactive-ion etching of high-q and submicron-diameter gas/air micropillar cavities,” *Journal of Vacuum Science Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **23**(6), pp. 2499–2503, 2005.
- [175] S. Varoutsis, *Génération de photons uniques indiscernables par une boîte quantique semiconductrice dans un microcavité optique*. PhD thesis, Paris XI, 2005.
- [176] G. Lecamp, J. P. Hugonin, P. Lalanne, R. Braive, S. Varoutsis, S. Laurent, A. Lemaître, I. Sagnes, G. Patriarche, I. Robert-Philip, and I. Abram, “Submicron-diameter semiconductor pillar microcavities with very high quality factors,” *Applied Physics Letters* **90**(9), p. 091120, 2007.
- [177] C. Böckler, S. Reitzenstein, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Höfling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon, and J. M. Gérard, “Electrically driven high-q quantum dot-micropillar cavities,” *Applied Physics Letters* **92**(9), p. 091107, 2008.

Résumé

On appelle laser à émission spontanée contrôlée, un laser dont la fraction β d'émission spontanée dans le mode laser s'approche de 1. De tels composants présentant une redistribution spatiale et une exaltation de la dynamique d'émission spontanée, doivent présenter des seuils laser réduits et des bandes de modulation directe accrue. Ceci requiert néanmoins le recours à des cavités de fort facteur de qualité et de faible volume modal. Les cavités à cristaux photoniques sur membrane peuvent satisfaire ces critères. Outre un dessin de cavité adapté, l'obtention de forts facteurs de qualité requiert des profils de gravure parfaitement verticaux des trous formant le cristal photonique. Pour cela, j'ai développé un nouveau procédé de gravure de la membrane de GaAs avec la technique d'"Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching". Nos cavités en GaAs, comprenant un plan de boîtes quantiques InAs comme milieu à gain, présentent des facteurs de qualité supérieurs à 15 000. En fonction du dessin de la cavité, un effet laser a été mis en évidence à 4 K avec des fractions β allant de 0,44 à 0,94. L'étude dynamique résolue spectralement des lasers à fort β ($\simeq 0,67$) révèle la génération d'impulsions laser gaussiennes d'une durée de 35 ps, avec une évolution spectrale linéaire de la résonance laser durant l'impulsion. En imprimant une modulation optique directe à 10 GHz sur le composant, le chirp linéaire observé sur chaque impulsion délivrée reste identique à celui mesuré en réponse à une seule impulsion d'excitation. Ceci permet d'envisager des techniques de compensation du chirp simple et indépendant du motif de modulation.

Mots clés: Cristal photonique; Laser "sans seuil"; Modulations directes; Boîtes quantiques; Elargissement de raie laser; Semiconducteur;

Abstract

Lasers with controlled spontaneous emission are lasers in which the fraction of spontaneous emission in the laser mode (β -factor) is close to 1. Such components, displaying a spatial redistribution and an enhancement of the spontaneous emission, should display lower lasing threshold and higher direct modulation bandwidths. In order to implement such effects, the laser cavities must support high quality factor and small volume single modes. Photonic crystal slab cavities can allow to reach these features. Besides adequate geometries, the achievement of high quality factors require the fabrication of photonic crystals with smooth and vertical sidewalls. I developed a new etching procedure of GaAs photonic crystal membrane based on Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching (I.C.P.-R.I.E.) techniques. The processed cavities, embedding an array of InAs quantum dots as active material, display quality factors as high as 15 000. Depending on the cavity design, lasing has been observed at 4 K in a regime of spontaneous emission control, with β values ranging from 0.44 to 0.94. The spectrally resolved dynamical study of the cavity laser reveals that our cavity laser with a β factor of 0.67 delivers 35-ps gaussian pulses, with a linear chirp during the pulse emission. When applying a direct modulation to the laser at 10 GHz, the linear chirp measured on each delivered pulses is identical to the one observed in response to a single pulse excitation. This feature allows to easily compensate this chirp for every pulse whatever the modulation pattern.

Key word: Photonic crystal; Thresholdless laser; Direct modulation; Quantum dots; Laser linewidth broadening; Semiconductor;