



**UNIVERSITE PARIS DIDEROT (Paris 7)
SORBONNE PARIS CITE**

*Thèse pour obtenir le grade de
Docteur en Physique de l'Université Paris 7*

Présentée par **Guillaume CROSNIER**

**Nanodiodes laser hybrides InP sur Silicium
injectées électriquement**

JURY

M. Andrea FIORE	Technische Universiteit Eindhoven, Pays-Bas	Rapporteur
M. Éric TOURNIÉ	Université de Montpellier	Rapporteur
M. Laurent VIVIEN	Institut d'Électronique Fondamentale-CNRS	Membre du jury
M. Guang-Hua DUAN	III-V Lab	Membre du jury
M. Carlo SIRTORI	Université Paris Diderot	Membre du jury
Mme Rama RAJ	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures-CNRS	Directrice de thèse
M. Fabrice RAINERI	Université Paris Diderot	Encadrant
M. Frédéric BOEUF	STMicroelectronics	Encadrant

Résumé

Face au défi que représente l'*interconnect bottleneck*, l'industrie microélectronique se doit de mettre en place une nouvelle technologie pour le transfert de données aux échelles inter- et intra-puces. Sur la base des performances démontrées pour les grandes distances de propagation, les interconnexions optiques constituent aujourd'hui la solution la plus étudiée pour résoudre ce défi. Si le transport de l'information au travers d'interconnexions optiques peut profiter de la technologie développée autour des guides d'onde SOI, les fonctionnalités actives n'ont pas encore atteint le même niveau de maturité. Un des points critiques restant à développer est la source laser qui doit répondre à des critères de faible seuil, d'efficacité énergétique, de taille réduite et de bande passante élevée.

Au cours de cette thèse, nous avons proposé un nouveau design de nanolaser hybride InP sur SOI reposant sur une cavité *rib* à cristaux photoniques 1D. Cette nouvelle architecture permet d'injecter efficacement du courant électrique dans des cavités optiques de grands facteurs de qualité couplées à une circuiterie de guides d'onde en silicium. Dans ce travail, nous nous sommes d'abord intéressés à la conception des nanodiodes lasers en mettant en place les simulations électriques et optiques nécessaires. Ceci nous a permis de déterminer un design résolvant le problème du pompage électrique, jalon incontournable pour l'utilisation de tels dispositifs. Nous avons développé la technologie nécessaire à leur fabrication en s'imposant comme contrainte l'utilisation de procédés compatibles avec la technologie CMOS en matière de température. Ces études et ces développements ont abouti à la première démonstration de nanolasers pompés électriquement intégrés sur des guides d'ondes en silicium. Ces lasers émettent autour de $1.55\mu\text{m}$ et ont pu être opérés en régime continu avec des seuils de l'ordre de $100\ \mu\text{A}$ à $1\ \text{V}$ de tension.

Abstract

Confronted with the challenge of the interconnect bottleneck, microelectronics industry must develop a new technology for data transfer over inter- and intra-chip distances. Based on the demonstrated performance for long distances, optical interconnects are right now the most studied solution to take up to this challenge. If data transfer through optical interconnects can benefit from the developed technologies for silicon photonics, active components are still lacking maturity. One of the critical points that needs to be addressed is the development of an ultrasmall, low-power, energy-efficient laser source with high bandwidth.

During this PhD, we proposed a new design of hybrid InP on SOI nanolaser relying on a 1D rib Photonic Crystal (PhC) cavity. This new architecture allows us to efficiently inject electrical current in high quality factors optical cavities coupled to silicon waveguides circuitry. In this work, we first looked at the conception of nanolasers by carrying out the required electrical and optical simulations. This allowed us to define a design solving the problem of electrical injection, a necessary step for the use of that kind of components. We also developed the technology needed for their fabrication by limiting us to processes that are CMOS-compatible in terms of temperature. These developments led to the first demonstration of electrically-pumped nanolasers fully integrated on silicon waveguides. Those nanolasers emitting around $1.55\ \mu\text{m}$ were operated in continuous regime with threshold values of $100\ \mu\text{A}$ at a voltage of $1\ \text{V}$.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier M. Andrea FIORE et M. Éric TOURNIÉ d'avoir accepté d'être rapporteurs pour ce travail de thèse. Mes remerciements vont aussi tout naturellement à M. Laurent VIVIEN, M Guang-Hua DUAN et M. Carlo SIRTORI pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Mes remerciements les plus vifs vont à Rama RAJ et Fabrice RAINERI pour m'avoir encadré au cours de mes 4 ans passés au laboratoire. Cela a été un véritable plaisir de travailler avec des personnes aussi passionnées et motivées. À leurs côtés, j'ai non seulement beaucoup appris scientifiquement mais aussi humainement. Ils ont su créer une très bonne ambiance au sein de l'équipe grâce notamment à leur très grande accessibilité et aux nombreux repas et sorties sur Paris qui ont toujours été des moments très agréables. Je suis heureux de maintenant les compter parmi mes amis.

Je tiens aussi à remercier Frédéric BOEUF pour m'avoir offert la possibilité de réaliser cette thèse. Je n'ai pas pu travailler au quotidien avec lui mais nos échanges ont toujours été intéressants et enrichissants. Sa bonne humeur et sa motivation à chacune de nos réunions d'avancement de thèse étaient réellement communicatives. C'était toujours un réel plaisir de se rendre à Grenoble pour ces réunions malgré des réveils matinaux et de longs trajets en train.

Ma thèse n'aurait pas été la même sans Paul MONNIER alias "Monseigneur Paul MONNIER de Montbéliard". Pendant plus de 3 ans à partager son bureau, nos nombreuses discussions ont été l'occasion de franches rigolages mais m'ont aussi poussé à me poser toujours plus de questions. C'est lui qui m'a initié à la caractérisation optique et appris les bases de la programmation Python. Il a aussi accepté de relire entièrement cette thèse dans un temps relativement court, ce qui a permis de la rendre beaucoup plus fluide et agréable à lire. Je me suis aussi retrouvé dans son côté rigoureux, méthodique mais aussi un peu ronchon et ça a été un véritable plaisir de le côtoyer et de travailler avec lui durant cette thèse.

Les résultats de cette thèse n'aurait jamais pu être atteints sans le travail important réalisé précédemment par Yacine HALIOUA et Alexandre BAZIN durant leurs thèses respectives. Ils ont posé des bases extrêmement solides en matière d'intégration sur silicium, de confinement optique et de dispositifs expérimentaux de caractérisation optique qui m'ont permis de me concentrer pleinement sur l'injection électrique. Et c'est toujours un plaisir pour moi de les revoir.

Au cours de ces 4 ans, l'équipe a bien évidemment évolué au fur et à mesure des arrivées et des départs inhérents à une équipe de recherche. Je tiens ainsi à remercier Dorian SANCHEZ avec qui cela a été un véritable plaisir de travailler au cours de cette dernière année et qui nous a régalié tous les lundis avec ses analyses footballistiques. Je remercie aussi Aude MARTIN pour

Remerciements

son exubérance et ses découvertes culturelles aussi étonnantes que drôles. Je lui souhaite aussi toute la réussite qu'elle mérite pour la fin de sa thèse. Mes remerciements vont aussi à Neeti, Nhung VU, Vito ROPPO, Moustapha ABDEL HAFIZ et Xavier PALERMO. J'ai une pensée toute particulière pour Neeti qui nous a quitté beaucoup trop tôt.

Ce travail de thèse n'aurait pu voir le jour sans l'aide et l'expertise de l'ensemble des gens intervenant en salle blanche. Tout d'abord, je me dois de remercier très chaleureusement Sophie BOUCHOULE. Elle a toujours pris de son temps pour discuter avec Fabrice et moi sur de nombreux points au cours de ma thèse. Grâce à elle et à son savoir-faire en salle blanche, de nombreuses difficultés ont été surmontées et plusieurs échantillons, dont celui qui m'a permis d'obtenir le résultat final de cette thèse, ont été sauvés. Merci aussi à Isabelle SAGNES et Grégoire BEAUDOIN pour les nombreuses épitaxies toujours effectuées dans un temps record. Merci également à Isabelle d'avoir introduit Fabrice et Frédéric, ce qui a permis à cette thèse de voir le jour. Je remercie Laurent COURAUD pour m'avoir formé sur un des bûches de dépôt métallique ainsi que pour sa disponibilité. Je le remercie aussi aux côtés de Laetitia LEROY et de Christian ULYSSE pour tous les dépôts métalliques, et ils furent nombreux, que je ne pouvais pas réaliser moi-même. Mes remerciements vont aussi à Stéphane GUILLET pour m'avoir formé aux gravures RIE et IBE ainsi que pour sa bonne humeur constante. Merci à Edmond CAMBRIL pour les éclaircissements et l'aide apportée pour améliorer l'insolation par lithographie électronique. Je remercie aussi Xavier LAFOSSE de m'avoir formé sur le bâti de dépôt par pulvérisation et Alan DURNEZ pour la réalisation des dépôts par ALD. Merci aussi à Christophe ROBLIN de m'avoir formé sur le *bonder* et à Christophe DUPUIS pour la formation en lithographie optique et en microscopie électronique. Merci à Kamel MERGHEM pour les formations sur les fours de recuit et la station sous pointe. Enfin, je remercie Gilles PATRIARCHE pour les analyses réalisées au microscope électronique en transmission.

Je tiens aussi à remercier toutes les personnes du D2 que je côtoyais au quotidien. En premier lieu, il y a donc Christophe DAVID qui a partagé son bureau avec moi pendant ces 4 ans. Merci pour ta bonne humeur et ton entrain quotidien. Mes remerciements vont aussi à l'ensemble des membres du groupe NanoPhotonIQ. Merci tout d'abord à Rémy BRAIVE pour ses échanges réguliers vis-à-vis de la technologie en salle blanche mais aussi pour sa répartie cinglante qui m'aura fait goûter à l'humour piquant que j'ai fait subir à beaucoup tout au long de cette thèse. Merci à Foued SELMI et Victor TSVIRKUN, mes camarades de thèse. Merci pour ces très bons moments passés lors de nos pauses café qui m'ont permis de décompresser et où Foued a souvent fait les frais de notre esprit mal-placé qui lui prêtait des sous-entendus là où il n'y avait souvent que des paroles innocentes. Thank you to Avishek CHOWDHURY for the possibility of joking about everything, especially the worse of black humour. I also wish him the best of success for the end of his PhD. Merci à Vincenzo ARDIZZONE pour les mesures de temps de vie réalisées sur les couches non gravées mais aussi pour les quelques discussions que j'ai pu avoir avec lui à la fin de son post-doc et qui m'ont permis d'entreapercevoir la personne très sympathique qui est cachée par cette retenue naturelle. Merci à Sylvain BARBAY qui m'a permis d'aborder certains points de ma thèse sous un autre regard. Merci à Samir HADDADI pour les gros Q, Philippe HAMEL pour le Badminton et Ivens SABER pour son enthousiasme, membres successifs du bureau où Paul s'est exilé pour m'offrir les meilleures conditions de rédaction. Merci à Inah pour sa gentillesse naturelle et son vif intérêt pour la culture française. Merci également à Nadia BELABAS, Isabelle ROBERT-PHILIP, Kamel BENCHEIKH, Alejandro GIACOMOTTI, Ariel LEVENSON, Christophe MINOT et Jean-Marie MOISON.

Remerciements

Je me dois aussi de remercier Dominique MAILLY pour l'accueil au sein du laboratoire ainsi que toutes les personnes qui nous accompagnent au quotidien pour les tâches annexes à la recherche. Je pense évidemment à Marina FERREIRA, Joelle GUITTON et Agnès ROUX pour l'ensemble des tâches administratives mais aussi à l'ensemble du service informatique : Lorenzo BERNARDI, Medhi IDOUHAMD, Olivier ORIA et Alain PEAN. Un merci tout particulier à Lorenzo pour la gestion du serveur de calcul, sa grande réactivité même lorsqu'il n'était pas présent au laboratoire et pour sa patience face mes oublis répétés du renouvellement des licences.

J'oublie très certainement d'autres personnes au laboratoire qui mériteraient que je les remercie mais je sais qu'elle ne m'en tiendront pas rigueur.

Je souhaite aussi remercier Jon et Djeyda qui m'auront hébergé lors de mon arrivée à Paris. Ils m'ont ensuite introduit à de nouveaux amis : Moh, Amina, Natalie, Adrien, Amine, Lamouri. Cela m'a vraiment permis d'apprécier ces années parisiennes. Merci aussi à Romain que j'ai retrouvé à Paris et qui m'a permis de lâcher la pression lors de soirées complètement déjantées dans sa colloc'. Je tiens également à fortement remercier mes amis qui m'appelaient "Docteur Guigui" avant même que je décide de faire une thèse et que j'ai du quitter pour venir à Paris : Alex, Hermann, Auré, Marie, Thomas, Aurélien, Camille, Cathy, Mélanie, Bernard. Malgré la distance, ils ont toujours été là pour me soutenir et me proposer des WEs afin de se retrouver et de se détendre.

Pour finir, je tiens à remercier plus que tout ma famille qui m'a soutenu tout au long de cette thèse. Ils ont fait preuve de compréhension face à ma mauvaise humeur lorsque la pression se faisait ressentir alors qu'ils n'étaient pas là lors des meilleurs moments de cette thèse. Je leur suis extrêmement reconnaissant pour ce soutien. Merci donc à ma mère Marie-Annick, à mon père Gérard, à ma sœur Marion, à mon frère Simon ainsi qu'à mes belles-sœurs Céline et Edwige.

Sommaire

Chapitre I Introduction.....	17
1. Motivations de la thèse.....	17
1.1. Limites des interconnexions électriques.....	18
1.2. Interconnexions optiques.....	20
2. État de l'art sur les nanolasers.....	21
2.1. Nanolasers à cristaux photoniques.....	22
2.1.1. Pompage électrique de nanolasers à cristaux photoniques.....	23
2.1.2. Couplage à des circuits optiques de guides d'onde.....	26
2.1.3. Résumé sur les nanolasers à cristaux photoniques.....	27
2.2. Nanolasers à cavités métalliques.....	27
2.2.1. Nanolasers métalliques non-plasmoniques.....	28
2.2.2. Nanolasers métalliques plasmoniques.....	29
2.2.3. Avantages et inconvénients des nanolasers à cavités métalliques.....	31
2.3. Conclusion.....	32
3. Contexte et objectif de la thèse.....	33
4. Structure du manuscrit.....	33
Chapitre II Design de cavités à cristaux photoniques intégrées sur SOI.....	37
1. Introduction aux cavités à CP.....	37
1.1. Structure de bande photonique.....	37
1.2. Cas particulier des CP 1D/2D utilisant le phénomène de réflexion totale interne.....	39
1.3. État de l'art des cavités à CP.....	41
1.4. Problématique liée aux cavités à CP.....	43
2. Design optique de cavités à CP 1D à facteurs Q élevés.....	43
2.1. Principe du <i>gentle confinement</i>	44
2.2. Calcul de la structure de bande imaginaire.....	46
2.3. Variation de la période du cristal photonique.....	49

2.4. Construction du cristal photonique	49
2.5. Méthode résumée.....	53
3. Couplage de cavités sur guides d'ondes SOI	56
3.1. Couplage par ondes évanescentes.....	56
3.2. Efficacité de couplage	58
3.3. Contrôle du couplage	60
4. Conclusion.....	61
Chapitre III Design électrique pour l'injection des porteurs.....	63
1. Impact optique de contacts directement sur les cavités.....	64
2. Cavité <i>rib</i> pour déportation des contacts.....	65
2.1. Impact des contacts sur le facteur de qualité	67
2.2. Impact des contacts sur les recombinaisons radiatives	69
2.2.1. Structures simulées.....	69
2.2.2. Cavité <i>rib</i> sans trou.....	72
2.2.3. Impact des recombinaisons de surface.....	76
2.2.4. Variation de la longueur du contact P	79
2.2.5. Variation de la distance du contact	82
2.2.6. Impact des trous du cristal photonique.....	84
2.2.7. Conclusion sur l'injection électrique.....	86
3. Choix des contacts	86
4. Conclusion.....	87
Chapitre IV Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium	91
1. Structure hybride III-V/SOI.....	91
1.1. Couche passive : SOI.....	91
1.2. Couche active : III-V.....	93
2. Étapes de fabrication.....	94
2.1. Préparation des matériaux.....	94
2.2. Collage du III-V sur Silicium.....	95
2.3. Retrait de substrat	96
2.4. Gravure des cristaux photoniques	97
2.4.1. Ouverture des marques d'alignement.....	97
2.4.2. Lithographie électronique.....	98
2.4.2.1. Méthode de fracturation électronique.....	98
2.4.2.2. Marques d'alignement.....	100
2.4.2.3. Insolation de l'échantillon.....	101

2.4.3. Gravure ICP.....	102
2.5. Contacts électriques sur la cavité	102
2.5.1. Préparation de surface.....	103
2.5.2. Contact de type P.....	103
2.5.3. Contact de type N.....	104
2.6. Passivation	104
2.7. Encapsulation.....	105
2.8. Création des vias électriques.....	106
2.8.1. Gravure IBE	106
2.8.2. Dépôt des vias.....	107
3. Récapitulatif des étapes de fabrication.....	108
Chapitre V Caractérisation de nanolasers pompés électriquement	111
1. Caractérisation des propriétés optiques	111
1.1. Facteurs de qualité.....	111
1.1.1. Principe des mesures en transmission	111
1.1.2. Mesure de cavités <i>wire</i> à CP 1D.....	113
1.1.3. Mesures de cavités <i>rib</i> à CP 1D.....	117
1.2. Temps de vie des recombinaisons non-radiatives	119
1.2.1. Mesure pompe-sonde.....	120
1.2.2. Diminution des recombinaisons non-radiatives.....	121
2. Mesures TLM.....	123
2.1. Principe de la mesure	123
2.2. Résultats obtenus	125
2.2.1. Contact Ti/Pt/Au sur InP dopé N	125
2.2.2. Contact Pd/Au/Zn/Au/Ti/pt/Au sur InGaAsP dopé P.....	125
3. Caractérisation électro-optique de nanolasers	127
3.1. Pompage électrique dans une cavité à CP	127
3.2. Nanolaser à CP pompé électriquement sur substrat silicium.....	130
3.3. Nanolaser à CP pompé électriquement entièrement intégré sur guide d'ondes SOI	133
4. Conclusion.....	138
Chapitre VI Conclusion et perspectives	141
1. Conclusion.....	141
2. Perspectives	144
2.1. Amélioration du nanolaser.....	144

2.2. Démonstration de nouveaux composants.....	145
2.3. Interconnexion optique complète	146
Annexe A Résolution mathématique du positionnement des trous du CP 1D	149
3. Discriminant Δ positif.....	150
4. Discriminant Δ nul.....	151
5. Discriminant Δ négatif	153
Liste de figures.....	157
Liste de publications.....	167
Bibliographie.....	169

Chapitre I

Introduction

Au cours de ce chapitre, nous introduirons les motivations et le contexte de cette thèse dont le but est de réaliser des nanodiodes laser hybrides III-V pompées électriquement et intégrées sur guides d'ondes SOI (*Silicon-On-Insulator*).

Nous expliquerons dans un premier temps que cette thèse est motivée par un besoin d'interconnexions de plus en plus rapides. Du fait des limites des interconnexions électriques, nous verrons ainsi qu'un changement de technologie est nécessaire. La solution la plus étudiée actuellement repose sur les interconnexions optiques qui nécessitent de développer de nouveaux dispositifs optoélectroniques tels que des nanolasers. Dans un second temps, nous ferons un état de l'art sur les nanolasers à cristaux photoniques (CP) et sur les nanolasers à cavités métalliques qui sont les solutions actuellement étudiées dans ce contexte. Nous présenterons ensuite le cadre de cette thèse qui est une collaboration entre STMicroelectronics et le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) ainsi que l'objectif de cette thèse par rapport aux travaux précédemment réalisés au LPN. Enfin, nous décrirons le plan de ce manuscrit de thèse.

1. Motivations de la thèse

Il y a bientôt trente ans, le transfert d'information a commencé à abandonner les interconnexions électriques au profit des interconnexions optiques. Cette mutation a débutée aux plus grandes échelles et notamment à l'échelle intercontinentale avec TAT-8 qui fût en 1988 le premier câble sous-marins à fibres optiques reliant l'Europe à l'Amérique. Ce changement technologique a été possible grâce à deux avantages des interconnexions optiques sur les interconnexions électriques : une meilleure bande passante et une plus faible atténuation du signal sur de longues distances. Depuis, les interconnexions optiques ont supplanté leurs équivalents électriques à des échelles de plus en plus petites et sont désormais courantes pour des communications entre ordinateurs. Cependant, cette transition technologique n'est toujours pas atteinte aux échelles les plus petites et notamment aux échelles inter- et intra-puces où les communications se déroulent sur des distances submillimétriques à centimétriques. Mon travail de thèse se focalise sur le développement de nouveaux nanolasers, briques de base indispensable aux interconnexions optiques aux échelles inter- et intra-puces.

Une étude réalisée par Cisco sur l'évolution du trafic généré par les *data centers* [1] prévoit une multiplication par 2.8 de celui-ci entre 2013 et 2018. Une partie des chiffres prévus par cette étude sont disponibles sur la Figure I.1. L'analyse de la répartition de ce trafic en fonction du destinataire des données montre ainsi que les trois-quarts du trafic est généré au sein même des *data centers*. Cette densification du trafic de données se déroule à toutes les échelles aussi bien entre serveurs qu'à l'intérieur des puces. Grâce aux câbles optiques, le

passage aux interconnexions optiques a pu être réalisé pour les communications entre serveurs. Cependant, cela ne permet pas d'adresser le besoin de passer aux interconnexions optiques pour les échelles inter- et intra-puces. Il est donc nécessaire de proposer d'autres solutions pour ces échelles à mesure que ce trafic augmente et que l'on approche des limites des interconnexions électriques.

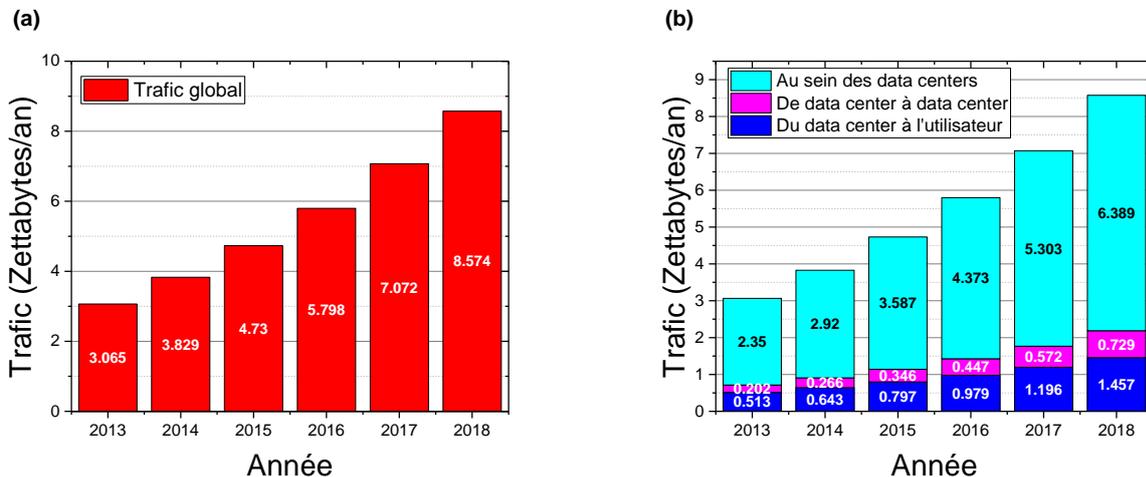


Figure I.1 – (a) Prévisions du trafic généré au niveau des *data centers* sur la période 2013-2018 et (b) répartition de ce trafic en fonction de la destination des données. (Chiffres tirés de [1])

1.1.Limites des interconnexions électriques

Si les interconnexions optiques ont naturellement supplanté les interconnexions électriques grâce à leurs qualités intrinsèques aux plus grandes échelles, les interconnexions électriques restent encore suffisamment performantes aux plus petites échelles. En effet, comme on peut le voir sur la Figure I.2, les performances des interconnexions électriques sont très fortement liées à leur longueur. Ainsi, elles présentent une limite pour le produit bande passante-longueur de $100 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}$ [2] qui se traduit donc par une augmentation du débit binaire atteignable lorsque l'on diminue la distance de l'interconnexion.

Or, on vient de voir que le débit de données est en constante augmentation, et ce, à toutes les échelles. Cela nécessite donc une amélioration des débits à tous les niveaux, du transistor aux communications longues distances. Jusqu'il y a peu, le taux de données transférées dépendait du nombre d'opérations que pouvaient réaliser les transistors d'un processeur et donc dépendait de la loi de Moore. Or nous atteignons actuellement le point où la limite du débit binaire n'est plus régie par la rapidité des transistors d'un circuit intégré mais par le taux de données que les interconnexions peuvent transférer. C'est ce que l'on appelle l'*interconnect bottleneck*. On peut voir sur la Figure I.2 que nous avons actuellement atteint un débit binaire de $10 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les communications de l'ordre de 10 m. Cela correspond donc à la limite de $100 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}$ et aux travaux de Miller et al. [3] qui a montré que les systèmes commenceraient à subir les limitations des interconnexions électriques à partir d'un débit binaire de $10 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}$. La transition vers les interconnexions optiques a donc actuellement lieu à ces distances et devrait permettre d'améliorer le taux de données. À l'avenir, cette limite de $100 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}$ sera cependant aussi atteinte pour des distances plus courtes à mesure que le débit binaire continue d'augmenter.

Introduction

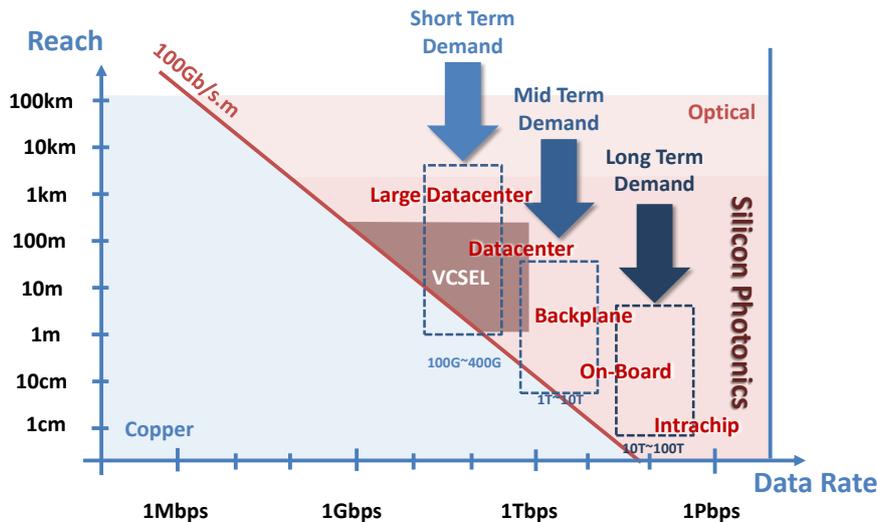


Figure 1.2 - Graphique de comparaison des performances des interconnexions électriques et optiques. Du fait de l'augmentation des débits de données à toutes les échelles, la limite de $100\text{Gb}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}$ [2] des interconnexions électriques est atteinte pour des distances de plus en plus petites. Cela nécessite donc la transition future aux interconnexions optiques. (Graphique tiré de [4])

Aux échelles les plus courtes, le besoin d'amélioration des interconnexions électriques est apparu dès 1994 dans le rapport de l'ITRS (*International Technology Roadmap for Semiconductors*) [5]. Depuis, leur amélioration a continué et elles sont aujourd'hui constituées de cuivre entouré d'un diélectrique *low- κ* (faible constante diélectrique). Avec la miniaturisation due à la loi de Moore, on rencontre cependant trois problèmes majeurs.

Le premier problème vient du fait que la distance qui sépare les différentes interconnexions électriques diminue. Cette distance devient si faible que l'on constate l'apparition de capacités parasites qui limitent la fréquence à laquelle ces interconnexions peuvent opérer.

Le deuxième problème vient du fait qu'avec la miniaturisation, les dimensions des interconnexions électriques sont maintenant de l'ordre du libre parcours moyen des électrons dans le cuivre. Cela se traduit par une forte augmentation de leur résistance. L'énergie nécessaire pour transférer de l'information s'en trouve alors augmentée. De plus, cette énergie étant dissipée par effet Joule, la production de chaleur se retrouve elle aussi augmentée. Cela nécessite de dépenser de l'énergie supplémentaire afin de pouvoir évacuer la chaleur produite et ainsi maintenir la puce à une température de bon fonctionnement. Cette demande de plus en plus importante en énergie présente un coût non-négligeable puisque le coût de fonctionnement est maintenant devenu plus élevé que le prix d'achat [6].

Récemment, le troisième problème lié à la reproductibilité de fabrication des interconnexions électriques est apparu. En effet, les interconnexions arrivent à des tailles où leur rugosité n'est plus négligeable. Cela entraîne une variation importante dans les résistances et capacités des lignes de plus petites dimensions.

Pour résoudre ces problèmes, des solutions sont actuellement mises en place. Le passage au cuivre à la fin des années 90 a permis d'améliorer la conductivité des lignes de transmission.

Introduction

L'introduction de nouveaux diélectriques depuis les années 2000 a permis de diminuer la constante diélectrique et donc les capacités parasites. On trouve aussi des solutions techniques telles que la coupure des lignes en segments plus petits et séparés par des amplificateurs répéteurs. Cela permet d'améliorer le débit binaire mais au prix d'un délai de transmission des données augmenté. Le dernier rapport de l'ITRS paru en 2013 [7] pointe ainsi le besoin important de développer de nouveaux matériaux pour remplacer le cuivre et les diélectriques actuels afin d'améliorer la conductivité des interconnexions et de diminuer encore plus la constante diélectrique du matériau les séparant.

L'application de la loi de Moore a donc poussé l'industrie microélectronique à trouver des solutions pour améliorer les interconnexions électriques. Cependant, les limites aux plus petites échelles se font de plus en plus ressentir à mesure que les besoins en bande passante augmentent et que la technologie actuelle peine à suivre. Il est donc important de trouver de nouvelles solutions qui permettront d'atteindre les objectifs de faible consommation d'énergie et de haut débit binaire.

1.2. Interconnexions optiques

Jusqu'à maintenant, les interconnexions optiques ont toujours été la solution adoptée lorsque les interconnexions électriques sont arrivées à la limite de 100 Gb.s⁻¹.m [2]. C'est donc tout naturellement que l'on se tourne de nouveau vers elles face à la difficulté amenée par l'*interconnect bottleneck*. Pour comprendre le défi que représente ce changement de technologie pour l'échelle inter- et intra-puce, il est tout d'abord important de comprendre que les interconnexions optiques sont composées de plusieurs éléments :

- le *circuit transmetteur* qui permet de transmettre le signal électrique à la source laser ou au modulateur optique.
- la *source laser* ou le *modulateur optique* qui permet de coder le signal optique à partir du signal électrique fourni par le circuit transmetteur.
- le *guide d'onde* ou l'*espace libre* pour transmettre le signal optique.
- le *photodétecteur* qui convertit le signal optique en signal électrique
- le *circuit receveur* qui transmet le signal fourni par le photodétecteur sous un format adapté au reste du circuit.

On peut dans un premier temps se rendre compte que deux solutions s'offrent à nous pour coder le signal optique. Ainsi, on peut soit utiliser une source laser qui module directement sa puissance optique émise, soit utiliser un modulateur qui s'occupe de moduler un signal optique continu fourni par une source laser. Chacune de ces solutions présente ses propres avantages. L'utilisation d'une source directement modulée permet de limiter l'encombrement tout en consommant moins d'énergie. L'utilisation d'un modulateur en complément d'une source laser continue permet quant à elle d'avoir deux composants spécialisés qui pourraient améliorer les performances.

Le fait de passer à des interconnexions optiques présenterait plusieurs avantages. Le premier est qu'il n'est pas nécessaire de charger le guide d'onde pour transférer l'information. Ainsi, l'énergie nécessaire pour injecter une impulsion optique dans un guide d'onde ne dépend pas de la longueur de celui-ci. Un deuxième avantage est que la propagation dans les guides

Introduction

d'onde est très bonne pour les interconnexions inter- et intra-puces où les distances ne dépassent pas quelques cm. En effet, celle-ci ne présente pas ou très peu de pertes. De plus, la dispersion chromatique est négligeable pour de si petites distances. Enfin, la modulation du signal optique n'a que très peu d'impact sur sa propagation ce qui nous permet de ne pas avoir de limite telle que celle des 100 Gb.s⁻¹.m pour les interconnexions électriques. Un autre avantage des interconnexions optiques est la possibilité de multiplexage en longueur d'onde ou WDM (*Wavelength Division Multiplexing*). Dans un même guide d'onde, on peut atteindre des débits extrêmement élevés grâce à la multiplication du nombre de longueurs d'onde utilisées pour encoder le signal. Enfin, ces interconnexions devraient permettre de limiter l'échauffement global. En effet, le transfert de données par guide d'onde ne produit pas de chaleur alors que l'effet Joule est observé dans les interconnexions électriques.

Pour pouvoir profiter de ces avantages, il est cependant nécessaire que les interconnexions optiques répondent à des contraintes fortes en matière de consommation d'énergie, de vitesse, de taille mais aussi de prix. En effet, les interconnexions électriques sont une solution très peu chère. Pour pouvoir les remplacer par des interconnexions optiques dont le prix sera très certainement plus élevé (du moins au début), il est nécessaire que le gain d'énergie et/ou de vitesse soit suffisamment important pour le justifier.

Différentes études [8,9] ont été menées sur le sujet. Elles permettent de définir des pré-requis pour que les interconnexions optiques puissent supplanter les interconnexions électriques :

- une compatibilité technologique avec les procédés de fabrication CMOS actuellement utilisés par l'industrie microélectronique.
- une consommation d'énergie totale autour de 100 fJ.bit⁻¹ pour offrir un gain substantiel d'énergie avec une consommation de quelques fJ.bit⁻¹ pour le photodétecteur et de 10 fJ.bit⁻¹ à quelques dizaines de fJ.bit⁻¹ pour la source laser et le modulateur s'il s'agit de la solution envisagée.
- une bande passante supérieure à 10 GHz
- une densité d'intégration élevée de l'ordre de 10⁴ à 10⁵ composants par mm², soit une surface des composants inférieure à 100 μm².

Pour pouvoir répondre à ces caractéristiques, un des points majeurs à développer est la source laser. En effet, la solution actuelle pour les interconnexions optiques repose principalement sur la technologie VCSEL (*Vertical Cavity Surface-emitting Lasers*). Cependant, cette technologie est limitée et ne permettra pas d'atteindre les objectifs de faible seuil, d'efficacité énergétique et de taille nécessaires à la mise en place d'interconnexions optiques inter- et intra-puces. Il est donc nécessaire de développer une nouvelle technologie pour répondre à ces besoins. C'est sur cette problématique de nanodiodes laser que cette thèse est centrée et c'est pourquoi la suite de ce manuscrit se focalisera sur ce point.

2.État de l'art sur les nanolasers

Comme on vient de le voir, la source laser est un des défis principaux pour les interconnexions optiques aux échelles inter- ou intra-puces. Pour pouvoir atteindre les objectifs

de faible seuil, d'efficacité énergétique, de taille et de bande passante fixés précédemment, deux solutions sont actuellement en compétition dans le monde de la recherche : les nanolasers à cristaux photoniques (CP) et les nanolasers à cavités métalliques. Nous allons donc présenter ici les avancées dans chacun de ces domaines et discuter de leurs avantages et inconvénients respectifs.

2.1. Nanolasers à cristaux photoniques

Les nanolasers à CP ont été théorisés à la suite des publications de Yablonovitch [10] et John [11] qui ont montré une ouverture de bande photonique interdite dans des structures photoniques 2D et 3D. Comme nous l'expliquerons dans le Chapitre II, l'idée est d'utiliser cette bande photonique interdite pour piéger la lumière dans des cavités avec un fort facteur de qualité et un volume modal très faible de l'ordre de $(\lambda/n)^3$. Ceci correspond typiquement à des volumes modaux de l'ordre de 0.01 à 0.1 μm^3 pour des cavités en matériaux III-V ($n \approx 3.5$) et aux résonances des télécommunications (1300-1550 nm). Les applications pour ce type de cavités sont nombreuses et la réalisation de nanolasers est l'une d'elle.

La première démonstration d'un nanolaser à cristal photonique a été faite par Painter et al. [12] en 1999. Ce nanolaser repose sur une cavité à cristal photonique 2D suspendu dont on peut voir une image MEB sur la Figure I.3. Le régime laser a pu être démontré en refroidissant l'échantillon à une température de 143 K et grâce à un pompage optique pulsé (10 ns toutes les 250 ns) à 830 nm. Le seuil laser a alors pu être mesuré pour une puissance injectée de 6.75 mW.

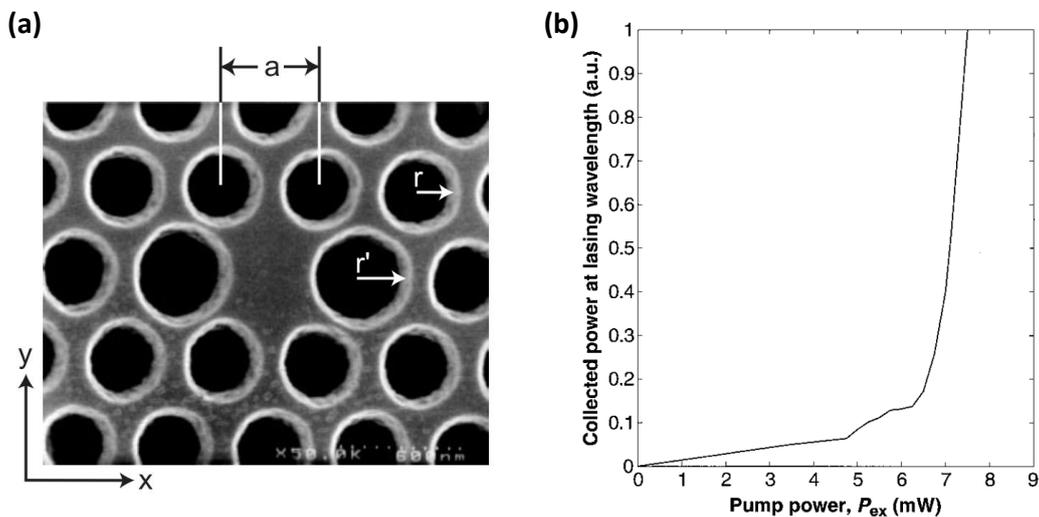


Figure I.3 - (a) Image MEB du premier nanolaser à cristal photonique pompé optiquement par Painter et al. [12] avec (b) sa courbe caractéristique P_{out} vs P_{in} montrant un seuil de l'ordre de 6.75 mW.

Depuis, de nombreuses études ont été menées pour explorer les propriétés particulières des nanolasers à CP et progresser sur les questions de faible seuil, d'efficacité énergétique, de taille ou encore de bande passante.

Les premières études avaient une portée plus fondamentale et cherchaient d'abord à mieux comprendre l'impact des cavités à CP sur les propriétés de l'émission. Cela a permis de montrer l'effet Purcell [13] qui consiste à inhiber ou accélérer les recombinaisons spontanées à

Introduction

certaines longueurs d'onde, dans ce type de cavités. On voit alors une augmentation importante du facteur d'émission spontanée β à la résonance de la cavité. Or, une augmentation de β permet de diminuer les seuils ainsi que d'augmenter la dynamique de ces nanolasers, ce qui conduit à une meilleure bande passante. Des travaux ont ainsi montré que lorsque β devient très proche de 1, la transition entre régime spontané et régime stimulé dans les nanolasers n'est plus visible et se déroule pour de très faibles valeurs de puissance de pompe. C'est ce que l'on appelle les lasers sans seuil [14].

C'est grâce à ces recherches fondamentales que l'utilisation des nanolasers à CP a pu être envisagée pour les interconnexions optiques inter- et intra-puces. Cela a amené de nouvelles équipes à travailler sur le sujet avec des visées plus technologiques dans le but d'atteindre les critères nécessaires à une intégration future.

Ainsi, l'amélioration des procédés de fabrication a été fortement étudiée dans le but de se rapprocher expérimentalement des valeurs théoriques très élevées des facteurs de qualité pour des volumes modaux de l'ordre de la longueur d'onde au cube. Grâce à l'amélioration de la fabrication des cristaux photoniques, il est alors possible d'abaisser les seuils des nanolasers [15] mais aussi d'envisager l'utilisation de cavités à CP présentant des facteurs de qualité plus faibles mais une taille plus réduite.

L'amélioration des procédés de fabrication porte aussi sur d'autres sujets et notamment la réduction des recombinaisons de surface. Elle permet de diminuer les seuils des nanolasers mais aussi d'utiliser le pompage continu à température ambiante, ce qui est un critère nécessaire pour envisager des sources avec des bandes passantes élevées. Les études explorent des pistes très variées telles qu'une gravure moins agressive laissant des surface plus propres [16], un traitement chimique nettoyant et passivant la surface abimée [17] ou encore l'utilisation d'un milieu actif moins sensible aux recombinaisons de surface grâce à sa géométrie (boîtes quantiques [18] ou fils quantiques [19]) ou sa composition chimique [20].

Parfois, l'amélioration des étapes de fabrication répond à un besoin amené par le design. Ainsi face à la sensibilité des nanolasers aux hausses de température, il a été proposé de dissiper la chaleur par le substrat où la conductivité thermique est supérieure à l'air [21] ou d'utiliser pour le nanolaser à CP un matériau offrant naturellement une meilleure conductivité thermique [22]. La meilleure dissipation de la chaleur permet alors le pompage continu à température ambiante.

Il ne s'agit ici que d'une partie des propriétés étudiées mais elles sont toutes intéressantes de par les performances qui en découlent en matière de consommation d'énergie, de vitesse et de taille pour des applications futures telles que les interconnexions optiques. Nous ne pouvons cependant pas entrer dans le détail de toutes ces propriétés tant celles-ci et les recherches menées sur elles sont nombreuses. Nous nous focaliserons maintenant sur la présentation des avancées concernant deux points très importants pour les interconnexions optiques : le pompage électrique et le couplage à des circuits optiques de guides d'onde.

2.1.1. Pompage électrique de nanolasers à cristaux photoniques

Une difficulté majeure des nanolasers à CP dans le cadre des interconnexions optiques réside dans l'injection électrique des porteurs. En effet, ce type de nanolasers repose sur

Introduction

l'utilisation de cavités avec des facteurs de qualité élevés pour atteindre le régime laser avec des volumes actifs très petits. L'ajout de contacts métalliques directement sur les cavités entraîne systématiquement une dégradation de ces facteurs de qualité empêchant l'obtention du régime laser. Avant le début de cette thèse, seules trois équipes dans le monde avaient réussi à obtenir le pompage électrique de nanolaser à CP en s'appuyant sur deux types de solutions pour contourner ce problème.

La première solution repose sur l'utilisation d'un pilier de semi-conducteur dopé P situé sous le centre de la cavité à CP suspendu. Grâce à une jonction p-i-n verticale et à la meilleure conductivité des couches dopées N par rapport aux couches dopées P, cela permet de localiser les recombinaisons au centre de la cavité. C'est grâce à cette technique que Park et al. [23] ont été les premiers à obtenir le régime laser à une résonance de 1520 nm sous pompage électrique dans des nanolasers InP (puits quantiques) à CP 2D. Un schéma représentatif du nanolaser en question est présenté sur la Figure I.4. La courbe tracée montre quant à elle la puissance émise en fonction du courant injecté. Le régime laser est obtenu à température ambiante pour une injection électrique pulsée (6 ns toutes les 2.5 μ s) à partir d'un courant seuil de 260 μ A.

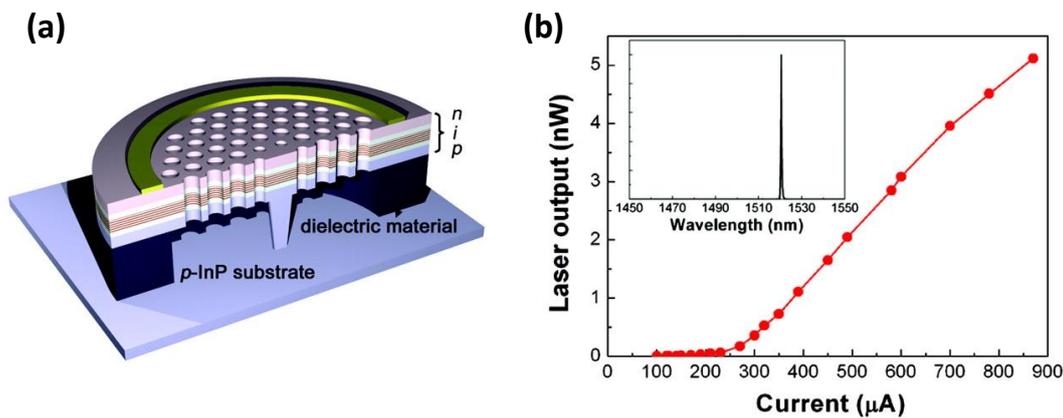


Figure I.4 - (a) Schéma représentatif du premier nanolaser à cristal photonique pompé électriquement avec (b) sa courbe caractéristique P(I) montrant un seuil de l'ordre de 260 μ A.

Cette même équipe a plus récemment [24] démontré le pompage électrique dans des cavités à CP 1D en InP émettant à 1578 nm grâce au même procédé consistant à placer un pilier dopé P directement sous le centre de la cavité. En utilisant un pompage électrique pulsé (10 ns toutes les 1 μ s), cette équipe obtient le régime laser à température ambiante pour un seuil de 5 μ A soit un rapport 50 par rapport à leur précédente démonstration.

La deuxième solution utilisée pour le pompage électrique de nanolasers à CP repose sur l'utilisation d'une jonction p-i-n latérale réalisée par implantation ionique de cavités à CP 2D suspendus. Ellis et al. [25] ont utilisé les premiers cette architecture pour démontrer le régime laser sous pompage électrique continu avec des seuils très faibles de 181 nA dans des cavités à base de GaAs (boîtes quantiques) émettant à 1174 nm. Cependant comme le montrent les courbes P(I) affichées sur la Figure I.5, l'échantillon nécessitait d'être refroidi à une température de 150 K pour permettre le régime laser.

Introduction

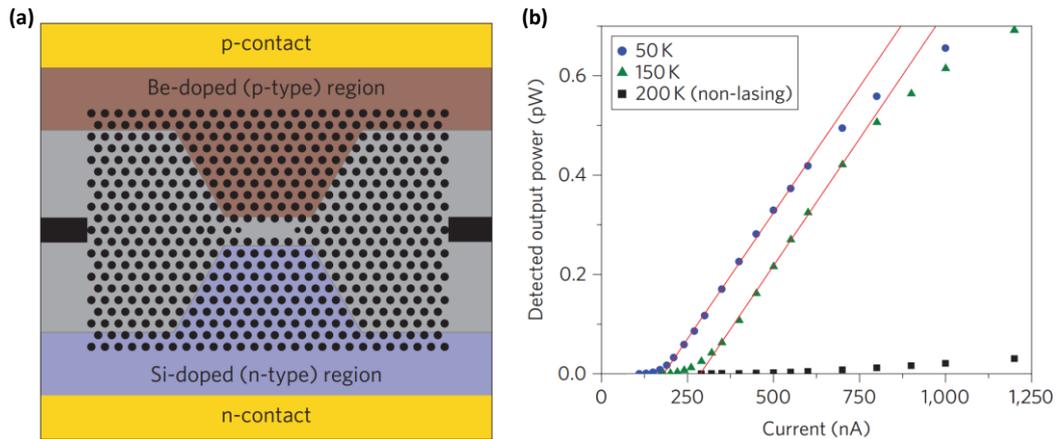


Figure 1.5 - (a) Schéma représentatif du nanolaser pompé électriquement par Ellis et al. [25] et courbes P(I) obtenues pour différentes températures (50, 150 et 200 K).

Depuis, Takeda et al. [26] ont aussi démontré le pompage électrique dans ce type de structures tout en améliorant les performances. Ils ont ainsi mis à profit leur savoir-faire technologique en reprise d'épitaxie pour localiser la région active uniquement au centre de la cavité en InP. Le design de confinement optique est lui aussi légèrement modifié comme on peut le voir sur la Figure 1.6. En effet, des tranchées sont ajoutées à chaque extrémité de la cavité pour limiter les courants de fuite rapportés dans [25]. Ils ont ainsi pu démontrer le pompage électrique en régime continu pour des températures montant jusqu'à 95 °C. Le seuil à température ambiante ainsi mesuré est de 4.8 μA pour une émission à 1549 nm. Ils ont aussi démontré la modulation électrique de leur nanolaser à un taux de 10 Gb.s⁻¹ pour une consommation de 4.4 fJ.bit⁻¹ et une puissance de sortie de 2.17 μW , ce qui rentre dans les spécifications (cf. I.1.2) des sources lasers dans le cadre d'interconnexions optiques à l'échelle intra-chip.

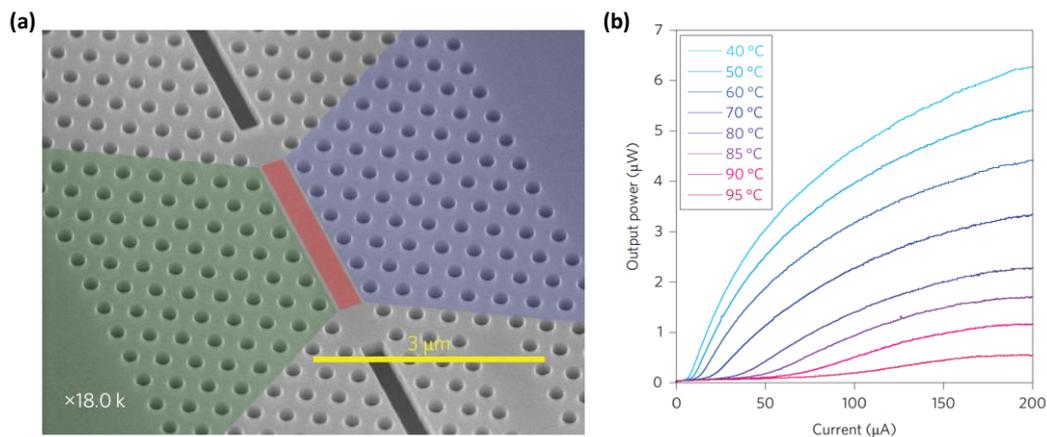


Figure 1.6 - (a) Image MEB de du premier nanolaser à cristal photonique pompé électriquement démontré par Takeda et al. [26] et (b) ses courbes caractéristiques P(I) pour différentes températures comprises entre 40 et 95 °C.

Les solutions proposées jusqu'ici pour l'injection électrique sont donc très prometteuses pour les interconnexions optiques. Il est cependant intéressant de noter qu'elles présentent encore des points à améliorer pour être implémentées dans le futur. Le premier point d'amélioration porte sur le fait que toutes ces solutions reposent sur des nanolasers à CP

Introduction

suspendus. Cela entraîne donc des complications pour la dissipation thermique du fait de la faible conductivité thermique de l'air. La durabilité thermique des nanolasers s'en retrouve diminuée. La suspension des nanolasers entraîne aussi une moins bonne durabilité mécanique qui peut être préjudiciable pour une utilisation industrielle.

Le deuxième point d'amélioration de ces nanolasers vient de la définition même des interconnexions optiques. En effet, ces sources lasers sont nécessaires pour transférer des données dans ou entre les puces. Or parmi toutes ses solutions, une seule [26] est pour le moment interfacée avec un circuit optique de guides d'onde permettant le transfert efficace de l'information. Cette solution n'est cependant pas compatible avec la technologie CMOS et notamment avec les températures des étapes de fabrication qui doivent être maintenues sous la valeur de 450°C. On peut aussi noter pour la première solution présentée une interrogation liée à l'utilisation du pilier. En effet, celui-ci est obtenu par sous-gravure chimique de la cavité. Cela peut donc amener des problèmes de reproductibilité dans le cas d'une exploitation industrielle.

2.1.2. Couplage à des circuits optiques de guides d'onde

Comme nous venons de le rappeler, les interconnexions optiques nécessitent que les sources lasers soient interfacées à des guides d'onde pour permettre le transfert de l'information.

De nombreuses solutions ont été proposées afin d'extraire la lumière de nanolasers à CP. On trouve ainsi des nanolasers à CP dont l'émission par la surface est optimisée afin de faciliter sa collection tout en maintenant des facteurs de qualité élevés [27]. À l'inverse, une autre solution propose de récupérer l'émission par la tranche de ce type de nanolasers en les plaçant à proximité du bord de la membrane [28]. L'utilisation de fibre optiques étirées et approchées de nanolasers à CP a aussi montré la possibilité de collecter l'émission laser [29].

Cependant, ce type de solutions ne permet pas une utilisation pour les interconnexions optiques aux plus petites échelles. Il est en effet nécessaire pour cette application que les sources lasers soient interfacées de manière compacte avec le circuit optique. Pour cela, une solution est de fabriquer les guides d'ondes et les nanolasers dans le même couche épitaxiée [30]. En localisant le matériau actif uniquement dans la cavité du nanolaser à CP grâce à des reprises d'épitaxie, il est alors possible de fabriquer des guides d'ondes sans matériau actif et donc avec des pertes optiques limitées.

L'autre solution possible aux plus petites échelles des interconnexions optiques repose sur l'utilisation de guides d'onde SOI. Celle-ci permet de profiter de la technologie microélectronique déjà développée pour le silicium et avec laquelle les interconnexions optiques devront cohabiter si elles souhaitent supplanter les interconnexions électriques. C'est cette solution qu'a étudié l'équipe que j'ai rejoint au LPN. Elle a ainsi montré le couplage par ondes évanescentes de nanolasers InP à CP 1D à des guides SOI [31] comme le montre la Figure I.7. Cela a permis de démontrer le régime laser à des longueurs d'onde comprises entre 1560 et 1600 nm sous pompage optique et de récupérer l'émission à travers le guide d'onde SOI auquel la cavité laser était couplée.

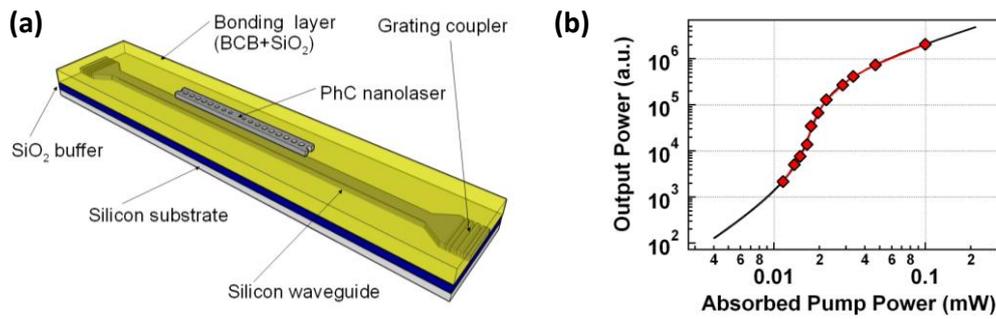


Figure 1.7 - (a) Schéma représentatif d'un nanolaser à cristal photonique 1D couplé par ondes évanescentes à un guide d'onde SOI. (b) La courbe P_{out} vs P_{in} d'un tel nanolaser montre une puissance seuil de $17 \mu W$.

Il est tout de même intéressant de remarquer que récemment, la question de l'intégration de nanolasers à des guides d'onde SOI a commencé à être étudiée par une des trois équipes dans le monde ayant réussi le pompage électrique de nanolasers à CP. Ainsi, Takeda et al. ont montré la réalisation de nanolasers à CP pompés électriquement et reportés sur un substrat de silicium [32].

2.1.3. Résumé sur les nanolasers à cristaux photoniques

Depuis bientôt 30 ans que le concept des CP a été introduit, l'étude de ceux-ci a fortement avancé. Dans le contexte des nanolasers CP, un gros travail théorique a été réalisé pour proposer des cavités avec des facteurs de qualité élevés supérieurs à 10^6 . Dans le même temps, la technologie permet maintenant de les mettre à profit. Nous en sommes maintenant à un point où tous les critères nécessaires aux interconnexions optiques ont été démontrés séparément par différentes équipes dans le monde : pompage électrique continu mais aussi avec des bandes passantes supérieures à 10 Gb.s^{-1} [26], consommation d'énergie inférieure à quelques dizaines de fJ.bit^{-1} [26], couplage à des circuits optiques de guides d'onde [31], taille inférieure à $100 \mu\text{m}^2$ [31,33]. Il est maintenant nécessaire de réunir toutes ces propriétés dans une seule et même structure pour offrir une solution crédible aux interconnexions optiques.

2.2. Nanolasers à cavités métalliques

Si les CP sont actuellement fortement étudiés pour fournir des sources lasers sub-micrométriques, il ne s'agit pas de la seule piste envisagée. En effet, l'utilisation de cavités métalliques pour fournir des sources lasers de petites tailles est de plus en plus étudiée. Contrairement aux nanolasers à CP, ce type de nanolasers ne repose pas sur des facteurs de qualité élevés pour augmenter le temps d'interaction des photons avec le milieu actif et ainsi obtenir le régime laser mais sur un fort facteur de confinement Γ pour avoir une taux de recouvrement élevé entre le mode optique et le milieu actif. On peut cependant distinguer deux catégories de nanolasers à cavités métalliques : les nanolasers métalliques plasmoniques dont les modes résonants sont des plasmons de surface et les nanolasers métalliques non-plasmoniques dont les modes résonants sont des modes transverses électriques ou hybrides électriques.

2.2.1. Nanolasers métalliques non-plasmoniques

Les nanolasers métalliques non-plasmoniques sont des structures utilisant un cœur de matériau actif recouvert d'une couche métallique pour confiner les modes transverses ou hybrides électriques au sein du matériau actif. On peut ainsi citer les travaux de Hill et al [34] qui ont démontré les premiers l'émission laser dans ce type de cavités. Comme on peut le voir sur la Figure 1.8, la structure possède un pilier central d'InP/InGaAs/InP avec une double hétérostructure, encapsulé d'abord dans une fine couche (10 nm) de SiN puis dans une couche d'or. Il leur est alors possible d'injecter un courant électrique dans le pilier entre le substrat servant de contact P et l'encapsulation d'or servant de contact N grâce à sa double hétérostructure. Le régime laser a ainsi été obtenu à une longueur d'onde de 1400 nm sous pompage électrique lorsque l'échantillon était refroidi à 77 K. Le faible facteur de qualité ($Q=180$) dû aux pertes engendrées par l'encapsulation d'or est compensé par un facteur de confinement élevé ($\Gamma=0.43$).

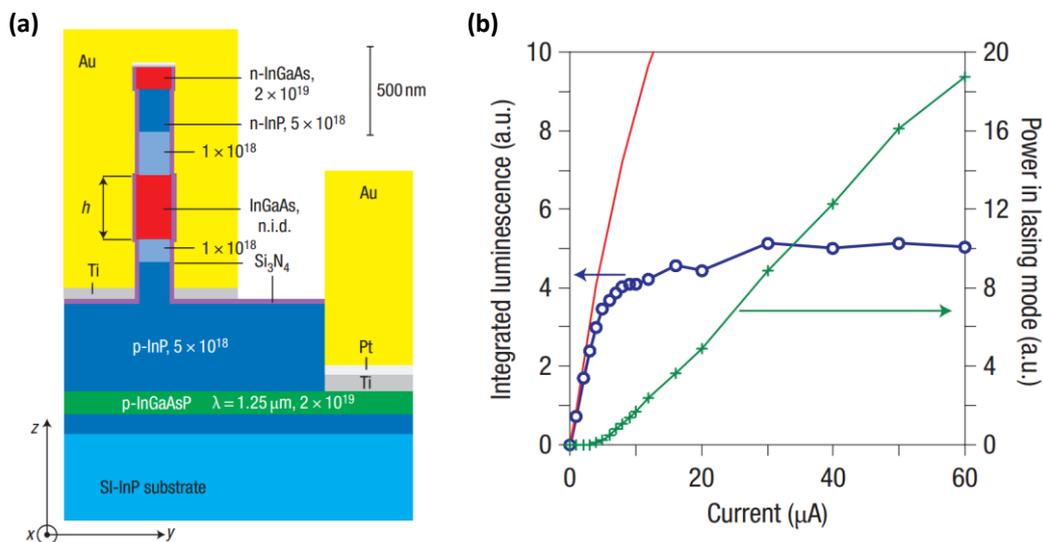


Figure 1.8 – (a) Schéma représentatif du premier nanolaser métallique non-plasmonique pompé électriquement et (b) courbes caractéristiques d'émission à 77 K d'un de ces nanolasers ayant un diamètre de matériau actif de 210 nm.

Une évolution de leurs travaux a consisté à modifier la forme de leur structure et à passer d'un pilier cylindrique à un pilier rectangulaire [35]. Cette nouvelle structure leur a permis d'atteindre le régime laser à température ambiante et sous pompage électrique continu. Ils ont ainsi mesuré un seuil de 1.1 mA pour une émission à 1591 nm.

Des travaux ont été réalisés par Nezhad et al. [36] afin d'améliorer le seuil de ce type de structures. Comme on le voit sur la Figure 1.9, ils ont montré qu'il existe une épaisseur optimale pour le diélectrique déposé autour du matériau actif qui minimise le gain seuil (i.e. le gain du matériau actif nécessaire à l'établissement du régime laser). Pour des épaisseurs plus faibles de diélectrique, le gain seuil augmente à cause des pertes accrues dues à l'encapsulation métallique tandis que pour des épaisseurs plus élevées la diminution du facteur de confinement Γ s'accompagne d'une augmentation du gain seuil. Avec une structure optimisée en InP, ils ont ainsi montré le régime laser à température ambiante pour une résonance de 1430 nm avec un pompage optique pulsé.

Introduction

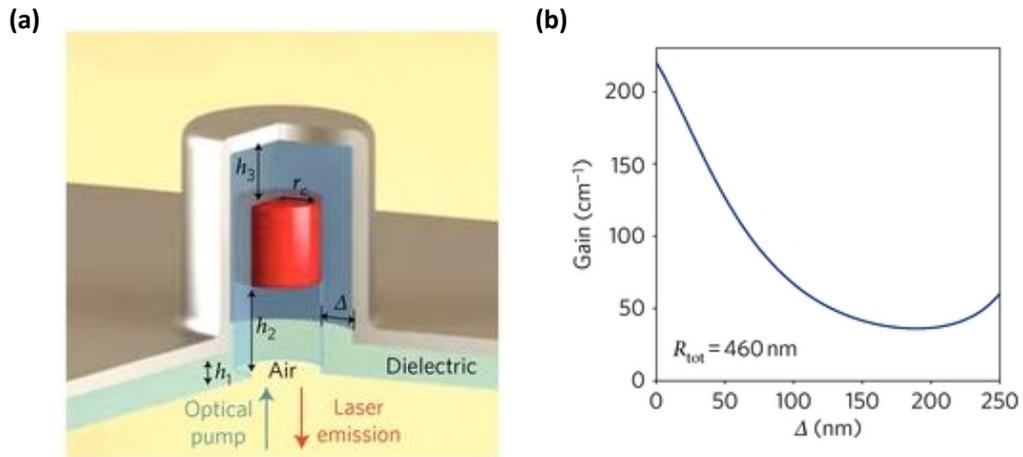


Figure 1.9 - (a) Schéma représentatif des nanolasers étudiés par Nezhad et al. [36] et (b) Courbe du gain seuil en fonction de l'épaisseur de la couche diélectrique montrant un minimum de $\Delta \approx 200$ nm pour un $r_c + \Delta = 460$ nm.

Des variantes de ces structures ont aussi été proposées. On trouve ainsi les travaux de Yu et al. [37] dans lesquels le matériau actif en InGaAsP n'est pas entièrement encapsulé mais est seulement pris en sandwich entre deux couches métalliques. Le régime laser de leur structure se déroule ainsi à des longueurs d'onde comprises entre 1300 et 1420 nm à l'aide d'un pompage optique pulsé et à une température de 78 K. On peut aussi présenter les travaux de Lu et al. [38] qui utilisent des miroirs de Bragg de manière similaire aux VCSEL pour réaliser des nanolasers avec une cavité de Fabry-Perot en GaAs encapsulée dans du métal au niveau des puits quantiques et du miroir de Bragg inférieur. Grâce à cette architecture ils ont pu montrer le régime laser à température ambiante sous pompage électrique avec un seuil de 4.1 mA pour une émission de l'ordre de 870 nm.

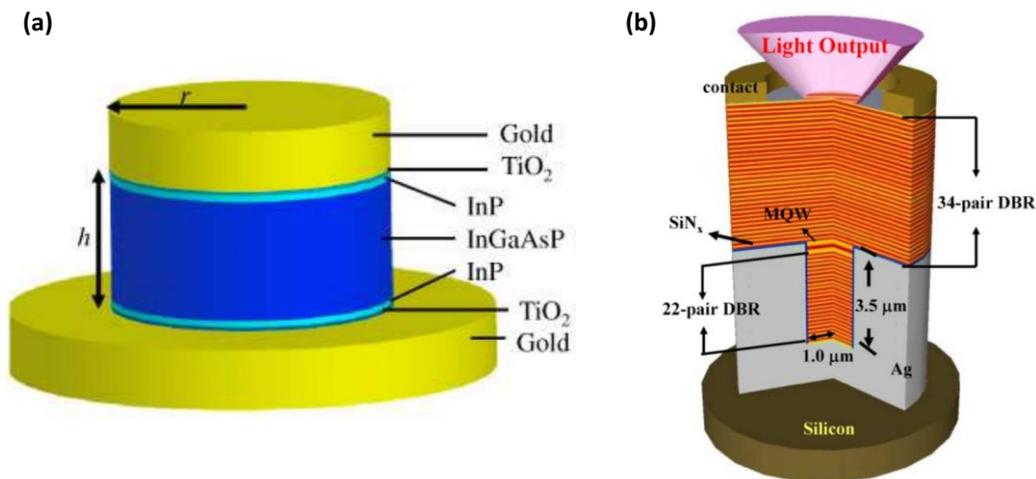


Figure 1.10 - Schémas représentatif d'architectures alternatives de nanolasers métalliques proposées par (a) Yu et al. [37] et (b) Lu et al. [38]

2.2.2. Nanolasers métalliques plasmoniques

Les nanolasers métalliques plasmoniques utilisent les modes plasmoniques de cavités métalliques pour atteindre le régime laser. Grâce aux propriétés de ce type de modes, il est alors

Introduction

possible de descendre sous la limite de diffraction comme l'ont montré deux équipes différentes pour la première fois en 2009. Des schémas de chacune des structures proposées sont disponibles sur la Figure I.11.

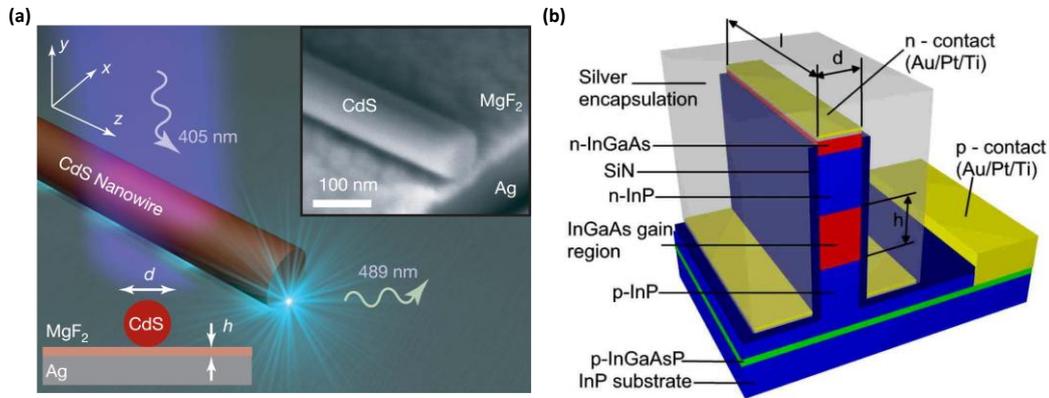


Figure I.11 - Schémas représentatifs des premiers nanolaser métalliques plasmoniques démontrés par (a) Oulton et al. [39] et (b) Hill et al. [40].

Oulton et al. [39] ont ainsi observé l'apparition du régime laser dans une structure composée d'un nanofil de CdS posé sur une fine couche (5 nm) de MgF_2 recouvrant une couche d'argent. L'échantillon était refroidi à une température inférieure à 10 K et pompé optiquement en régime pulsé, le mode plasmonique de la cavité *lasant* à une longueur d'onde de 490 nm à partir d'un seuil de 10 MW/cm^2 .

Hill et al. [40] ont eux constaté l'émission laser dans un guide d'onde MIM (Métal-Isolant-Métal) à base d'InP et d'argent. En maintenant l'échantillon à une température de 78 K, ils ont atteint le régime laser pour une émission autour de 1500 nm avec un pompage électrique continu et un seuil de $40 \mu\text{A}$. La structure atteignait aussi le régime laser à température ambiante mais le pompage électrique nécessitait d'être pulsé. Le seuil s'en trouvait alors augmenté à une valeur de $100 \mu\text{A}$.

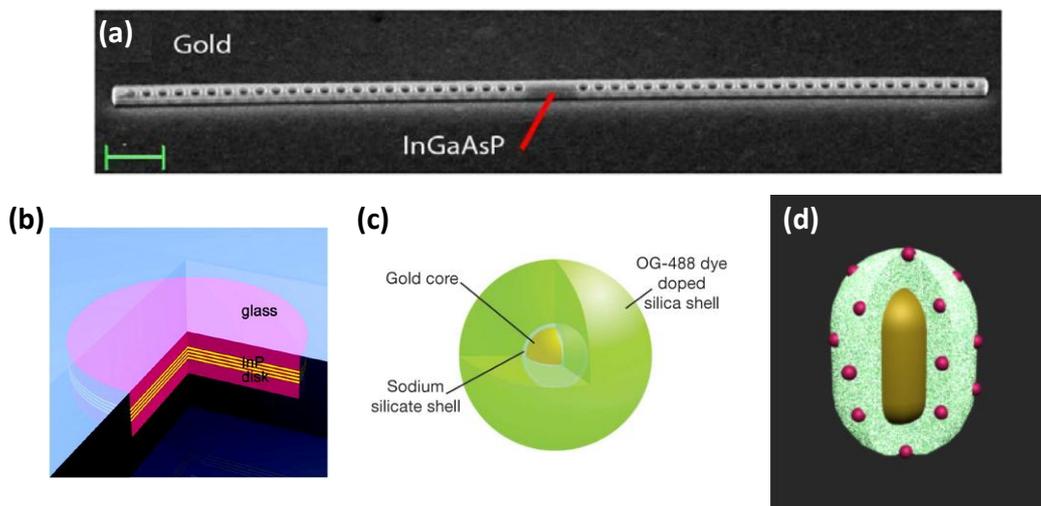


Figure I.12 - (a) Image MEB et (b-d) schémas représentatifs de nanolasers métalliques plasmoniques proposés par (a) Lakhani et al. [41], (b) Kwon et al. [42], (c) Noginov et al. [43] et Meng et al. [44].

Introduction

Il s'agit cependant d'un sujet d'étude encore récent et aucune architecture ne s'est vraiment imposée. Ainsi, de nombreuses structures différentes ont depuis été proposées et nous allons ici en décrire quelques unes dont vous pouvez retrouver les schémas représentatifs sur la Figure I.12.

On trouve ainsi une structure composée d'un cristal plasmonique 1D formé par un barreau d'InGaAsP percé de trous et posé sur une couche d'or, piégeant ainsi le mode plasmonique de manière analogue à ce qui a lieu dans les cristaux photoniques 1D [41]. En maintenant l'échantillon à une température de 77 K, le régime laser a lieu pour un seuil de 100 kW/cm² et pour une fréquence d'émission de 224 THz sous pompage optique pulsé.

Kwon et al. [42] ont quant à eux proposé d'utiliser un microdisque d'InP contacté sur une de ses faces et sur son pourtour circulaire par de l'argent. Ils montrent alors qu'en maintenant la structure à 8 K, celle-ci atteint le régime laser au dessus d'un seuil de 120 kW/cm² pour une émission à 1308 nm.

Enfin, on trouve des propositions pour pousser encore plus loin la diminution en taille de ces sources laser grâce à l'utilisation de nanoparticules d'or encapsulées dans des coquilles de silice dans lesquelles des composés organiques colorants sont ajoutés pour avoir du gain optique [43,44]. Le régime laser a été démontré à température ambiante pour ce type de structure en utilisant un pompage optique pulsé. Comme le milieu à gain est du à des composés organique colorants, l'émission a lieu dans le visible avec des longueurs d'onde comprises entre 530 et 627 nm. Du fait de leur très petite taille et de l'absence de maîtrise dans la position de ces nanoparticules encapsulées, le pompage ne peut être ciblé sur une seule nanoparticule. Les largeurs de raies obtenues sont donc très larges (~5 nm) à cause des variations d'émission entre chaque nanoparticule. Cela a cependant permis d'établir un seuil moyen par particule de l'ordre de 10⁻¹³ J avec des pulses de 5 à 25 ns.

2.2.3. Avantages et inconvénients des nanolasers à cavités métalliques

Comme on peut le voir, l'étude des nanolasers métalliques évolue rapidement et propose des avantages pour une possible application future dans le domaine des interconnexions optiques. La présence d'une encapsulation métallique offre une possibilité simple et naturelle pour l'injection électrique de ce type de cavités. Cette encapsulation métallique offre aussi un avantage pour la dissipation thermique grâce à sa bonne conductivité thermique. Un autre avantage apporté par les nanolasers métalliques est leur faible taille permettant une densité d'intégration élevée. Même si les cavités métalliques non-plasmoniques sont susceptibles à la limite de diffraction, elles l'atteignent pour des dimensions de cavités du même ordre de grandeur tandis que les cavités métalliques plasmoniques peuvent descendre sous cette limite.

Cependant, ce type de nanolasers présentent encore des inconvénients majeurs qu'il leur sera nécessaire de surmonter pour s'imposer comme la solution pour les interconnexions optiques. La première est que le couplage à des circuits de guides d'onde n'a pas encore été démontré même si ce point commence à être étudié théoriquement [45]. Le deuxième point concerne les seuils mesurés. Même si l'émission laser en régime de pompage électrique à température ambiante a été démontrée, les valeurs de courant seuil mesurées sont de l'ordre du mA. Une diminution drastique de ces seuils devra être réalisée pour envisager ces nanolasers comme sources dans des interconnexions optiques où de faibles puissances de fonctionnement

sont nécessaires. Enfin, ce type de nanolasers présente encore aujourd'hui des durées de vie limitées qu'il sera nécessaire d'allonger pour une application à grande échelle.

2.3. Conclusion

Lorsque l'on essaie de comparer les nanolasers à CP avec les nanolasers métalliques, on remarque ainsi que chacun offre des avantages vis-à-vis de l'autre. Les nanolasers à CP offrent l'avantage d'une meilleure maîtrise technologique mais aussi d'avoir démontré toutes les fonctionnalités exigées de sources laser pour les interconnexions optiques. De leur côté, les nanolasers métalliques offrent l'avantage de proposer une taille encore plus réduite et de naturellement offrir des solutions pour la dissipation de la chaleur. Cependant, ces derniers présentent encore des points importants à surmonter pour s'imposer comme la solution pour les interconnexions optiques. Il leur est nécessaire de proposer des courants de seuils beaucoup plus bas et d'offrir une solution pour coupler l'émission dans des guides d'onde. Les nanolasers à CP semblent donc pour le moment une solution plus adaptée et plus mature que les nanolasers métalliques qui sont un sujet de recherche encore récent. Nous avons réalisé le Tableau I.1 pour faire un récapitulatif de certains nanolasers représentatifs de chacune de ces technologies.

Ref.	Type de nanolaser	Taille (μm^3)	Volume modal	$\lambda_{\text{Emission}}$	Température	Type de pompage	Seuil	Bande passante	Couplage
[12]	CP 2D	8×8×0.22	$0.03 \mu\text{m}^3$ $2.5 \times (\lambda/2n)^3$	1509 nm	143 K	Optique pulsé (10 ns/250 ns)	6.5 mW (Incident)	-	Non
[23]	CP 2D	13×13×1.3	$0.059 \mu\text{m}^3$ $0.684 \times (\lambda/n)^3$	1520 nm	298 K	Électrique pulsé (6 ns/2.5 μs)	260 μA	-	Non
[24]	CP 1D	4.6×0.61×0.28	$0.35 \times (\lambda/n)^3$	1556 nm	298 K	Électrique pulsé (10 ns/1 μs)	65 μA	-	Non
[24]	CP 1D	8.7×0.61×0.28	-	1578 nm	298 K	Électrique pulsé (10 ns/1 μs)	5 μA	-	Non
[26]	CP 2D	16×7×0.23	-	1549 nm	368 K	Électrique continu	4.8 μA (298 K)	10 Gb.s ⁻¹	Guide d'onde III-V
[31]	CP 1D	8.6×0.55×0.26	-	1560 nm	298 K	Optique pulsé (40 ns/3.3 μs)	17 μW (Absorbé)	-	Guide d'onde SOI
[35]	MNP	1.39×1.15×1.7	$10.29 \times (\lambda/2n)^3$	1591 nm	298 K	Électrique continu	1 mA	-	Non
[39]	MP	20×0.13×0.14	$0.1 \times \lambda^3$ $(0.0025 \times \lambda^2)^1$	489 nm	<10 K	Optique pulsé (100 fs/12.5 ns)	10 MW.cm ⁻² (Incident)	-	Non
[40]	MP	3×0.13×1	-	1490 nm	298 K	Électrique pulsé (28 ns/ 1 μs)	100 μA	-	Non
[43]	MP	$(0.014)^3$	-	520 nm	-	Optique pulsé (5 ns)	10^{-13} J (Absorbé par particule)	-	Non

Tableau I.1 – Tableau récapitulatif des performances atteintes pour différents nanolasers à cristaux photoniques ou métalliques représentatifs. Les acronymes utilisés pour le type de nanolaser sont : CP 1D (Cristal Photonique Unidimensionnel), CP 2D (Cristal Photonique Bidimensionnel), MNP (Métallique Non-Plasmonique) et MP (Métallique Plasmonique).

¹ Seule la « section » modale transverse est fournie dans la publication. Le volume modal est estimé en prenant une longueur du mode égale à la longueur du nanofil (20 μm) et la longueur d'onde donnée (489 nm).

3. Contexte et objectif de la thèse

Cette thèse s'inscrit dans une collaboration entre STMicroelectronics à Crolles et le LPN (Laboratoire de Photonique et de Nanostructures) à Marcoussis. D'un côté, STMicroelectronics est un fabricant mondial de semi-conducteurs spécialisé dans les domaines des capteurs et de la microélectronique de puissance et qui depuis quelques années a commencé à commercialiser des produits en photonique silicium. La résolution de l'*interconnect bottleneck* par l'utilisation d'interconnexions optiques est donc naturellement une piste de recherche étudiée avec intérêt. Le financement de cette thèse est pour STMicroelectronics un moyen d'étudier la solution des nanolasers à CP dans cet objectif. L'équipe concernée à STMicroelectronics s'est donc associée avec l'équipe du LPN qui a une solide expérience dans le sujet. En effet, cette équipe a démontré avant le début de cette thèse le design, la fabrication et la caractérisation de nanolasers à CP pompés optiquement et entièrement intégrés sur une circuiterie SOI. Le pompage électrique étant l'étape suivante, la collaboration avec STMicroelectronics permet de travailler avec un partenaire spécialisé sur les considérations électriques mais aussi sur les besoins de l'industrie.

Cette thèse se place donc dans la continuité des travaux précédemment réalisés au LPN. En partant des nanolasers à CP 1D pompés optiquement et entièrement intégrés sur guides d'onde SOI, l'objectif est de travailler à l'injection électrique de ce type de structures. Il est pour cela possible de s'appuyer sur l'expérience du laboratoire concernant :

- le design optique : l'équipe a développé un design de cavités à CP 1D reposant sur une variation progressive de la période du CP pour obtenir un *gentle confinement* permettant d'atteindre des facteurs de qualité supérieur à 10^6 [46].
- la fabrication : l'équipe a mis au point une technologie de fabrication pour ses échantillons qui lui permet d'intégrer des nanolasers à CP 1D sur des circuiteries optiques de guides d'onde SOI [31]. Le laboratoire dispose aussi d'une salle blanche très complète qui permet une grande flexibilité grâce aux nombreuses technologies disponibles.
- la caractérisation optique : l'équipe est composée de personnes avec une solide formation en optique. Il y a donc une véritable expertise dans la mise en place de mesures optiques.

Cette thèse a donc pour but d'approfondir ces trois domaines de compétences en développant les simulations électriques, de nouveaux procédés de fabrication et de nouvelles mesures de caractérisation permettant le pompage électrique.

4. Structure du manuscrit

En comptant ce chapitre d'introduction, ce manuscrit est organisé en 6 chapitres dont voici le détail.

Le Chapitre II présentera brièvement le domaine des CP avant de se focaliser sur l'utilisation de leurs propriétés optiques afin de réaliser des cavités à fort facteur de qualité. Nous décrirons ainsi un design utilisant le *gentle confinement* et qui permet d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à 10^6 et des volumes modaux de l'ordre de $(\lambda/n)^3$ dans des cavités

Introduction

à cristaux photonique 1D. Ce chapitre sera aussi l'occasion de présenter le couplage par ondes évanescentes utilisé et les moyens pour contrôler sa force.

Le Chapitre III sera quant à lui centré sur la présentation d'un nouveau design permettant l'injection électrique dans des cavités *rib* à CP 1D. Ce design sera ensuite analysé théoriquement par simulations optiques et simulations électriques afin de confirmer l'injection du courant au centre de la cavité tout en limitant les dégradations optiques induites par l'ajout de contacts électriques sur la cavité. Ces simulations permettront aussi de définir les dimensions des contacts électriques permettant le meilleur compromis injection électrique/facteurs de qualité élevé.

Dans le Chapitre IV, nous décrirons les étapes de fabrication de nos nanolasers *rib* à CP 1D pompés électriquement et intégrés sur guide d'onde SOI. Un travail d'amélioration a été réalisé au niveau de l'insolation par lithographie électronique et de la gravure ICP afin d'améliorer les facteurs de qualité de nos cavités. L'ajout du pompage électrique a aussi nécessité le développement de nouvelles étapes de fabrication notamment pour déterminer les contacts électriques et l'ouverture de l'encapsulation pour la création de *vias*.

Le Chapitre V sera consacré à la présentation des résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse. La première partie traitera des études complémentaires réalisées dans le but d'améliorer les propriétés optiques et de définir les contacts électriques pour nos cavités. Nous établirons ainsi un nouveau record de facteurs de qualité pour des cavités à CP en InP et montrerons la dégradation du facteur de qualité des cavités lorsque celles-ci sont fortement couplées aux guides d'onde SOI. Une étude du temps de vie des recombinaisons de surface sera aussi présentée pour mettre en évidence l'amélioration apportée par l'étape de passivation de nos cavités. Enfin, la dernière étude complémentaire traitera des mesures TLM réalisées au cours de cette thèse pour déterminer les contacts électriques. La deuxième partie de ce chapitre présentera la démonstration du premier nanolaser à CP non-suspendu, pompé électriquement en régime continu et entièrement intégré sur un guide d'onde SOI. Nous présenterons ainsi trois échantillons différents afin de montrer l'évolution chronologique et les étapes principales que nous avons du franchir pour atteindre notre objectif.

Enfin, le Chapitre VI permettra de conclure et d'offrir des perspectives pour la suite de ce travail de thèse.

Chapitre II

Design de cavités à cristaux photoniques intégrées sur SOI

Au cours de ce chapitre, je présenterai le travail de design réalisé afin d'améliorer le confinement optique au sein de cavités à cristal photonique (CP) unidimensionnel (1D) intégrées sur guides d'ondes SOI. Il s'agit en effet d'un point important si l'on souhaite atteindre le régime laser avec des nanolasers utilisant ce type de cavités.

Pour cela, j'introduirai brièvement le domaine des CP et notamment leur utilisation pour concevoir des cavités. Puis, je décrirai la méthode utilisée afin d'atteindre des facteurs de qualité élevés dans des cavités à CP 1D. Enfin, je terminerai en présentant le couplage évanescent utilisé afin d'intégrer ces cavités aux guides d'ondes SOI.

1.Introduction aux cavités à CP

Analogie optique des cristaux atomiques, les CP sont des structures ordonnées dont l'indice de réfraction présente une variation périodique forte à l'échelle de la longueur d'onde. Réalisables à une (1D), deux (2D) ou trois (3D) dimensions, ces structures offrent la possibilité, en choisissant correctement les paramètres, d'obtenir une bande interdite photonique. Cela signifie qu'il est possible d'interdire la propagation d'ondes électromagnétiques sur une certaine plage de fréquences offrant ainsi un contrôle sur la propagation de la lumière. Il est ainsi possible de localiser et de confiner fortement le champ électromagnétique où on le souhaite.

Bien que le cas des cristaux photoniques 1D soit connu et étudié depuis la fin du XIXème siècle avec les miroirs de Bragg, le terme « cristal photonique » n'est apparu que plus tard après les publications parallèles de deux articles fondateurs par Eli Yablonovitch [10] et Sajeev John [11] en 1987. Ces deux articles présentent l'apparition d'une bande interdite photonique dans des structures organisées bi- et tridimensionnellement dans le contexte du contrôle de l'émission spontanée d'émetteurs.

1.1.Structure de bande photonique

Pour tout cristal photonique, il est possible de tracer la fréquence (f) ou la pulsation ($\omega=2\pi f$) de ses modes optiques en fonction du vecteur d'onde (k). C'est ce que l'on appelle la structure de bande photonique. Celle-ci nous permet d'expliquer la majeure partie des propriétés optiques de ces structures [47]. Pour cela, il est possible de résoudre les équations de Maxwell en appliquant le théorème de Bloch afin d'en trouver les valeurs propres [48]. Les fréquences qui présentent un vecteur d'onde réel correspondent alors aux modes propagatifs du cristal photonique. Ce sont ces fréquences et leurs vecteurs d'onde associés qui permettent de

tracer la structure de bande. Et en utilisant la périodicité du cristal photonique, on la trace en se limitant à la première zone de Brillouin qui correspond aux valeurs de k telles que $0 < |k| < \pi/a$. En revanche lorsque les vecteurs d'onde associés aux fréquences ont une partie imaginaire non-nulle, cela correspond à des modes qui décroissent exponentiellement en se propageant. L'ouverture d'une bande interdite photonique correspond alors à une gamme de fréquences dont les vecteurs d'onde associés sont imaginaires et ce quelle que soit la direction de propagation. Un exemple de structure de bande est donné sur la Figure II.1 pour les Yablonovites, un exemple de CP 3D.

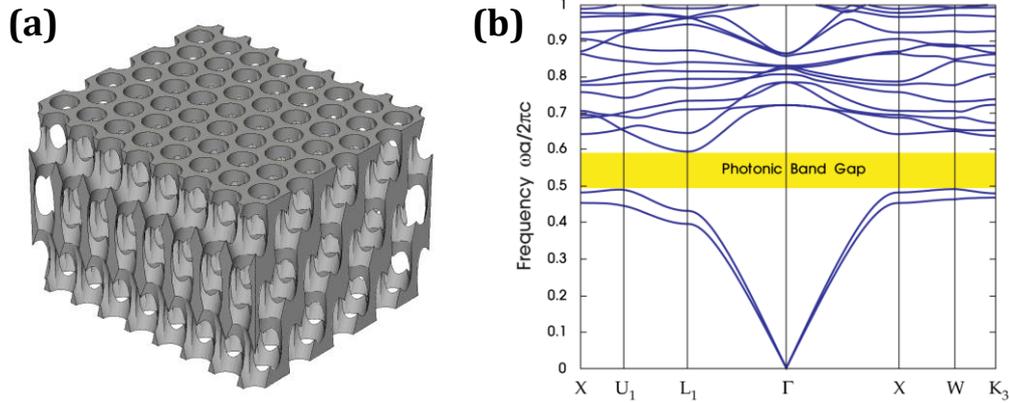


Figure II.1 - (a) Représentation 3D et (b) structure de bande photonique d'un Yablonovite. Il s'agit du premier cristal photonique présentant une bande interdite photonique démontré expérimentalement [49]. (Structure de bande tirée de [47])

Pour comprendre de manière simplifiée l'origine de la structure de bande photonique et l'ouverture de la bande interdite photonique, il est nécessaire de rappeler d'abord le lien entre la pulsation d'un mode dans un milieu homogène et son vecteur d'onde associé :

$$\omega(k) = \frac{c|k|}{n} \quad (\text{II.1})$$

Où c est la vitesse la lumière et n l'indice de réfraction du milieu considéré.

Ce qui se passe dans les cristaux photoniques, c'est que l'on a une variation périodique de l'indice de réfraction induite par une structuration du matériau à l'échelle de la longueur d'onde. Pour une variation de période a , l'application du théorème de Bloch entraîne l'apparition d'une zone de Brillouin dans l'espace réciproque où les solutions aux vecteurs d'onde $k+2m\pi/a$ sont les mêmes que les solutions du vecteur d'onde k pour m entier. Soit :

$$\omega\left(k + \frac{2m\pi}{a}\right) = \omega(k) \quad (\text{II.2})$$

Comme on peut le voir sur la Figure II.2 lorsque l'on trace (II.1) en tenant compte de la périodicité de (II.2), on observe que pour un même vecteur d'onde k , on a une multiplication des modes optiques ainsi que des points de croisements pour $k = (2m - 1)\pi/a$ avec m un entier. Grâce à cette périodicité, on peut aussi se contenter de ne tracer que la première zone de Brillouin en reliant les solutions.

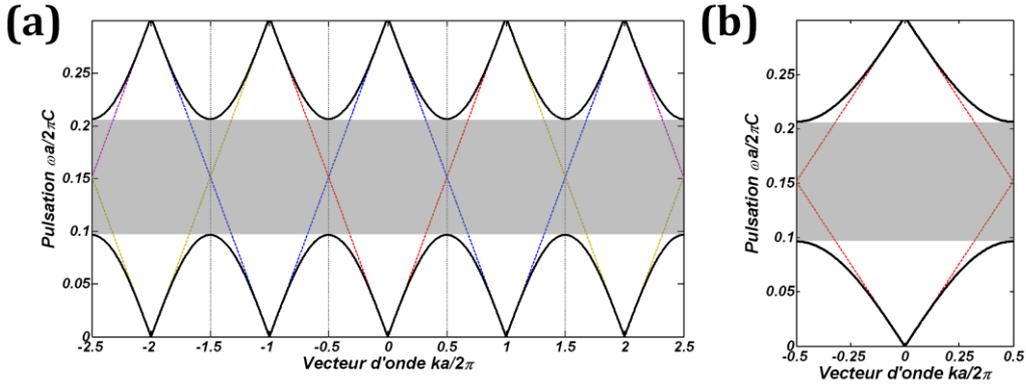


Figure II.2 – (a) Pulsation en fonction du vecteur d’onde lorsque l’on ajoute une périodicité de période a . Les lignes pointillées représentent le cas d’un milieu homogène tandis que la ligne noire pleine montre l’ouverture de bande interdite (en gris) due à la variation périodique de l’indice optique dans un CP de période a . On observe donc une périodicité de période $2\pi/a$ dans l’espace réciproque des k qui nous permet de nous limiter à (b) la première zone de Brillouin pour k compris entre $-\pi/a$ dans et π/a .

Pour comprendre l’ouverture du *bandgap* photonique, intéressons nous aux points de croisements en bord de zone de Brillouin ($k = \pm \pi/a$). En ces points particuliers, la distribution spatiale des modes possède une période qui est exactement le double de celle du CP. De plus, ces solutions sont symétriques par rapport au centre de la cellule élémentaire du CP. Ceci implique une distribution spatiale particulière, à savoir que les nœuds du champ se trouvent au centre soit du matériau de bas indice soit au centre du matériau de haut indice. Ces deux configurations ne peuvent pas correspondre à des modes de même énergie. Le mode qui concentre ses nœuds du champ dans le matériau de bas indice (i.e. maximum d’intensité dans le matériau de haut indice) doit en effet correspondre à une fréquence plus faible que celle des modes dont les nœuds se trouvent dans le matériau de haut indice (i.e. maximum d’intensité dans le matériau de bas indice). Cette séparation en fréquence de ces modes est à l’origine de l’ouverture de *bandgap* photonique en bord de zone de Brillouin.

1.2.Cas particulier des CP 1D/2D utilisant le phénomène de réflexion totale interne

Pour des questions de facilité de fabrication, les études actuelles portent principalement sur les cristaux photoniques 1D et 2D. Il est alors intéressant de combiner les propriétés optiques conférées par la structure de bande photonique du cristal au phénomène de réflexion totale interne dans la ou les dimensions restantes en les réalisant dans des guides d’onde.

Le phénomène de réflexion totale interne, qui s’explique par la loi de Snell-Descartes $n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2)$, nous indique qu’un faisceau à une interface depuis un milieu d’indice élevé vers un milieu d’indice faible est entièrement réfléchi lorsque l’angle d’incidence par rapport à la normale est supérieur à l’angle critique $\theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$. Si on se place maintenant dans l’espace réciproque, le faisceau incident et le faisceau transmis peuvent chacun être définis par un vecteur d’onde k dont $k_{\parallel} = |k| \sin(\theta_i)$ et $k_{\perp} = |k| \cos(\theta_i)$ sont respectivement ses composantes parallèle et perpendiculaire à l’interface. Et pour une question de continuité du champ électrique \mathbf{E} à l’interface, la composante parallèle k_{\parallel} est égale de chaque côté de l’interface ($k_{\parallel}^{incident} = k_{\parallel}^{transmis}$). En se plaçant à l’angle critique θ_c , on est alors dans la

situation où la composante perpendiculaire du mode transmis est nulle ($k_{\perp}^{transmis} = 0$) et qui revient à écrire :

$$\omega = \frac{c|k^{transmis}|}{n_2} = \frac{ck_{\parallel}}{n_2} \quad (II.3)$$

En reportant cette équation sur la structure de bande photonique d'un CP, on trace alors ce que l'on appelle la ligne de lumière qui permet de délimiter quand le phénomène de réflexion totale interne entre en jeu. Ainsi, seuls les modes sous la ligne de lumière ($\omega < c \cdot k_{\parallel}/n_2$) seront confinés grâce au phénomène de réflexion totale interne puisque l'on a :

$$k_{\perp}^{transmis} = \pm i \sqrt{k_{\parallel}^2 - \omega^2/c^2} \in \mathbb{C} \quad (II.4)$$

En revanche pour les modes au dessus de la ligne de lumière ($\omega > c \cdot k_{\parallel}/n_2$), le confinement n'a pas lieu.

$$k_{\perp}^{transmis} = \sqrt{k_{\parallel}^2 - \omega^2/c^2} \in \mathbb{R} \quad (II.5)$$

Cette zone au-dessus de la ligne de lumière est alors appelée le cône de lumière et tous les modes du cristal photonique y appartenant sont intrinsèquement des modes à fuites. Comme on peut le voir en Figure II.3, il est habituel de tracer ce cône de lumière et de ne garder que les modes guidés du cristal photonique dans la structure de bandes photonique.

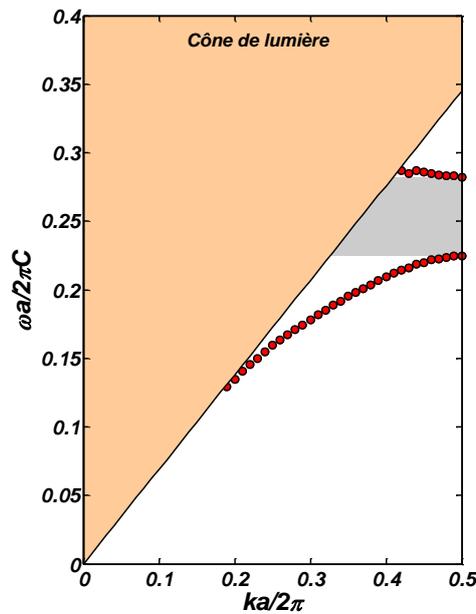


Figure II.3 - Structure de bande photonique d'un cristal photonique 1D de type *nanowire* encapsulé dans du SiO₂. La ligne noire correspond à la ligne de lumière qui marque la limite entre les modes TE confinés du cristal photonique (en rouge) et le cône de lumière (zone orange). On observe la présence d'une bande photonique interdite (zone grise).

1.3.État de l'art des cavités à CP

Actuellement lorsque l'on s'intéresse aux cavités à CP, on distingue deux grandes catégories : les microcavités verticales et les microcavités réalisées dans des guides d'onde.

Proposées dès 1979 [50], les microcavités verticales consistent en un système de deux miroirs de Bragg disposés de part et d'autre d'une ou plusieurs couches le plus souvent actives. Cet ensemble de couches est ensuite partiellement ou entièrement gravé. Et grâce à la très haute réflectivité des miroirs de Bragg, cela donne une cavité orientée verticalement. Parmi les dispositifs utilisant des microcavités verticales, on trouve ainsi les micropiliers ou encore les VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*). Pour ce type de microcavités, on arrive typiquement à confiner la lumière dans des volumes modaux de l'ordre de $\sim 5 (\lambda/n)^3$ pour un facteur de qualité de 5000 [51].

Les microcavités guidées sont quant à elles des cavités réalisées dans des guides d'onde (technologie planaire) et sont le résultat direct des publications de Yablonovitch [10] et John [11]. En effet, dès la publication des premiers résultats sur les CP, il a été envisagé d'utiliser l'ouverture de bande photonique interdite afin de pouvoir contrôler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde et notamment fabriquer des cavités. Si les premiers résultats ont été obtenus avec des CP 3D [49,52], la recherche s'est très vite orientée sur les CP 2D puis 1D où structure de bande photonique et réflexion totale interne sont utilisées de concert, offrant ainsi une taille réduite et une plus grande facilité de fabrication. Les microcavités guidées sont les cavités réalisées à partir de ce type de CP 1D ou 2D. C'est ce type de cavités qui est couramment appelé cavité à CP et auquel nous ferons référence à partir de maintenant dans ce manuscrit.

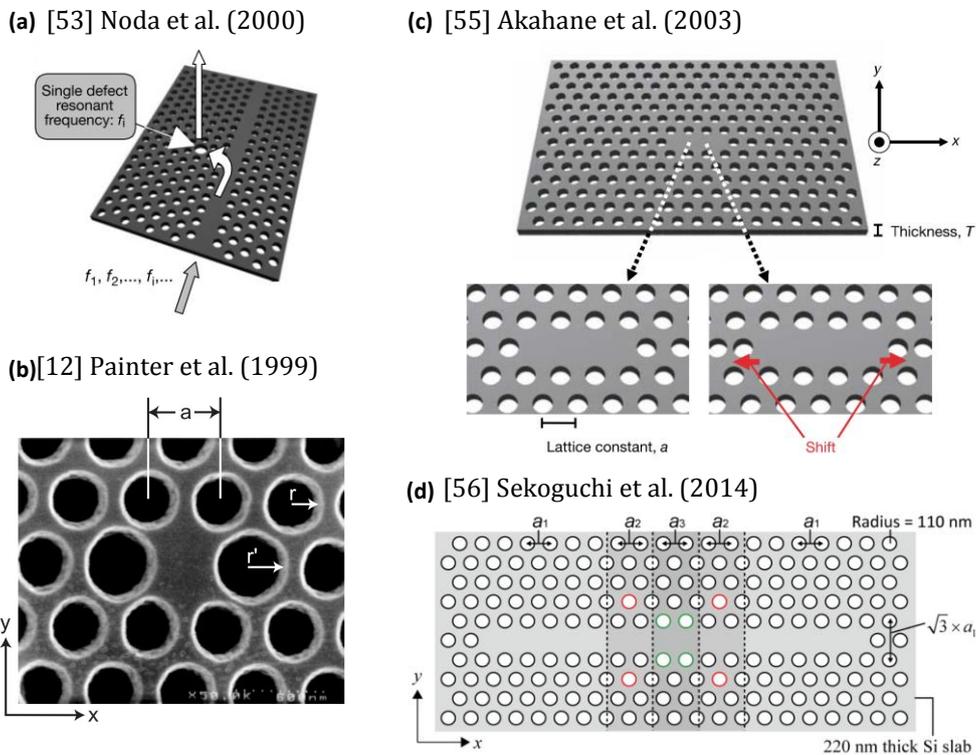


Figure II.4 – Exemples de microcavités à CP 2D. On trouve ainsi (a) une cavité pour piéger la lumière le long d'un guide d'onde, (b) une cavité H1, (c) une cavité L3 et (d) une cavité L17.

Si l'on s'intéresse maintenant un peu plus aux microcavités guidées, la première proposition a été ce que l'on appelle la cavité H1. Cette cavité consiste à enlever un trou dans un CP 2D formé d'une membrane percée de trous organisés en maille carrée ou triangulaire, créant ainsi un défaut ponctuel où la lumière est piégée. Théorisé rapidement, ce type de cavité a ensuite été expérimentalement fabriqué pour réaliser un nanolaser [12] ou extraire et piéger de la lumière le long d'un guide d'onde [53]. Depuis, de nombreuses propositions ont été faites pour améliorer ces premiers résultats. Elles reposent principalement sur des cavités H1 [54] ou L3 [55] modifiées où les trous entourant le défaut sont déplacés et/ou voient leurs rayons modifiés. Récemment, des cavités à CP 2D fabriquées en silicium ont démontré un confinement très élevé de la lumière avec des facteurs de qualité atteignant la barre des 9×10^6 [56]. La Figure II.4 permet de voir une partie de la variété existant pour les microcavités à CP 2D.

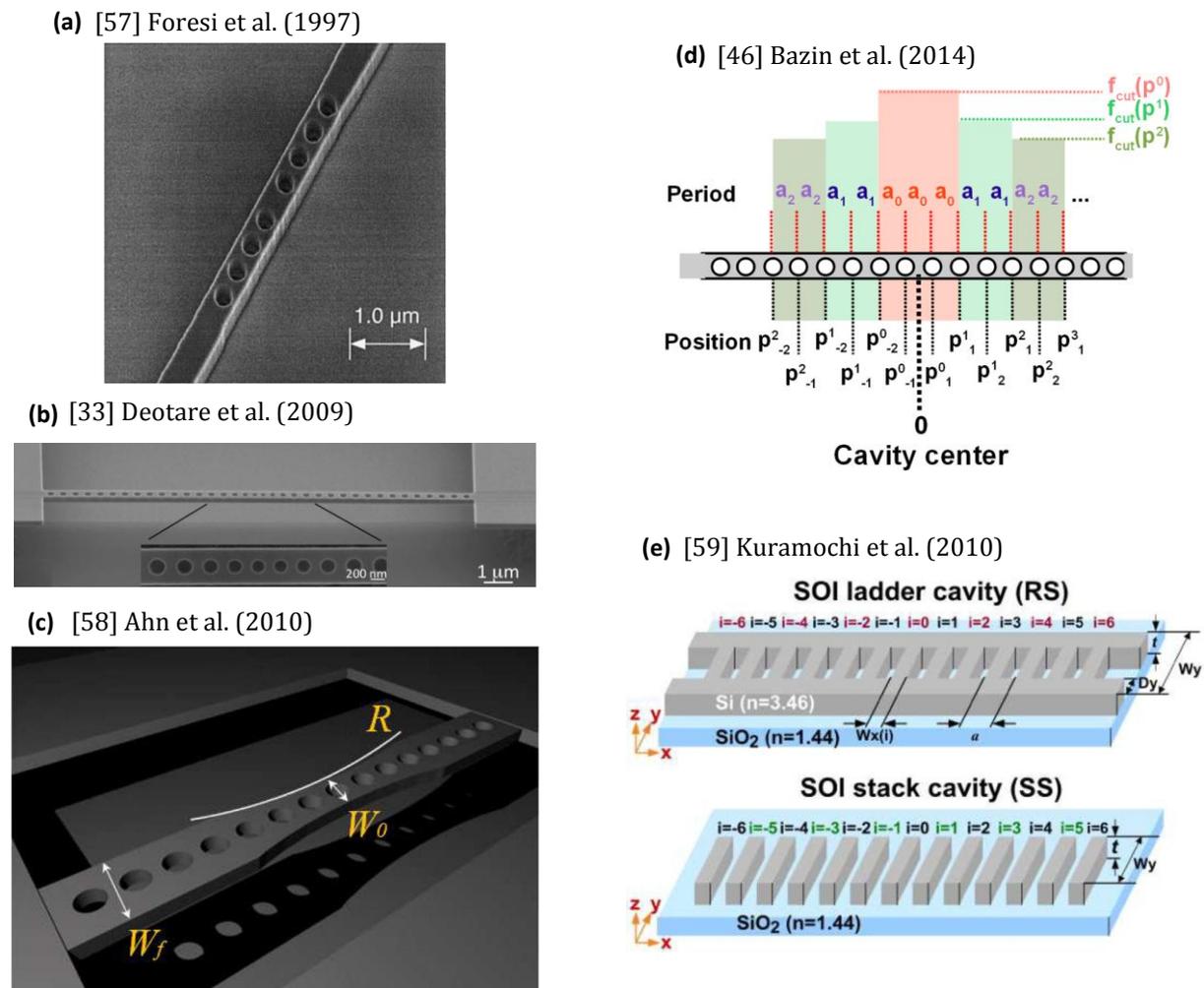


Figure II.5 - Exemples de microcavités à CP 1D. On trouve ainsi (a) une cavité de type Fabry-Perot utilisant des CP 1D pour miroirs, des cavités avec variation progressive (b) du rayon des trous, (c) de la largeur ou (d) de la période du CP, (e) une *ladder cavity* et une *stack cavity*.

Les cavités à CP 1D ne sont pas en reste puisque la première démonstration a été réalisée dès 1997 [57]. Depuis, de nombreux designs basés sur le *gentle confinement* ont été proposés. Beaucoup d'entre eux reposent sur des guides d'ondes percés de trous circulaires où le confinement est obtenu en variant le rayon des trous [33], la largeur du guide [58] ou la période du cristal photonique [46]. Mais il est aussi possible d'utiliser autre chose que des trous

circulaires comme l'a montré Kuramochi et al. avec des cavités utilisant des trous rectangulaire (*ladder cavities*) ou obtenues avec une suite de barreaux non-connectés (*stack cavity*) [59]. Des images de ces différentes cavités sont affichées sur la Figure II.5.

1.4.Problématique liée aux cavités à CP

L'idée derrière l'utilisation de cavités à CP est de rechercher à confiner au mieux la lumière dans l'espace et le temps. Cela se traduit donc au niveau des cavités par :

- un faible volume modal V défini par :

$$V = \frac{\iiint \varepsilon(\vec{r}) |\mathbf{E}(\vec{r})|^2 d^3\mathbf{r}}{\max(\varepsilon(\vec{r}) |\mathbf{E}(\vec{r})|^2)} \quad (\text{II.6})$$

- un facteur de qualité Q élevé :

$$Q = \frac{\omega_0 \tau}{2} \quad (\text{II.7})$$

Où ε est la permittivité et \mathbf{E} le champ électrique à la position \vec{r} de l'espace tandis que ω_0 est la pulsation du mode de la cavité et τ le temps de décroissance du champ électromagnétique dans la cavité, égal à $2\tau_{ph}$ le temps de vie d'un photon dans la cavité.

Grâce au contrôle de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde permis par les CP, il est possible d'atteindre des volumes modaux de l'ordre la longueur d'onde dans le matériau au cube ($\sim(\lambda/n)^3$). Malgré la tendance naturelle des facteurs Q à diminuer avec la diminution du volume modal, de nombreux travaux ont été effectués afin de proposer des designs proposant de faibles volumes modaux tout en maintenant des facteurs Q élevés.

Contrairement à la majorité des travaux sur les cavités à CP, nous travaillons durant cette thèse avec des cavités non-suspendues et encapsulées dans le SiO_2 . Ce choix se place dans l'objectif de l'intégration où une bonne durabilité mécanique et une bonne dissipation thermique sont importantes. Par conséquent, nous travaillons avec des variations d'indice optique moins marquées et une ligne de lumière plus basse et donc avec des CP avec plus de modes à fuites. Cela accroît donc la difficulté d'obtenir des cavités à fort facteur Q .

2.Design optique de cavités à CP 1D à facteurs Q élevés

Dans le cadre des interconnexions optiques aux plus petites échelles, il est nécessaire pour les nanolasers de présenter une compacité élevée ainsi qu'une technique d'extraction efficace de la lumière. C'est ce que permettent de faire les cavités à CP guidées grâce :

- au couplage évanescent pour l'extraction de la lumière (cf. Section 3. de ce chapitre)
- à la possibilité d'obtenir des cavités présentant un faible volume modal ainsi que des facteurs Q élevés.

Ce dernier point est particulièrement important si l'on souhaite atteindre le régime laser. En effet, du fait du faible volume modal de ce type de cavités, il est nécessaire que le temps de vie des photons dans la cavité soit suffisamment grand pour permettre l'émission stimulée. Un travail a donc été fait sur le design des cavités à CP pour atteindre des facteurs Q élevés.

2.1.Principe du *gentle confinement*

Dans notre recherche de compacité élevée, nous avons décidé d'utiliser des cavités à cristaux photonique 1D de types *nanowire* ou *nanorib*. Une présentation schématique de ces structures est donnée sur la Figure II.6. Nous y avons aussi indiqué à quoi correspondent la hauteur h , la largeur w pour chacune ainsi que la hauteur de la base h_{base} et la largeur de la base w_{base} pour la structure *rib*. L'utilisation de guides d'ondes de types *nanowire* ou *nanorib* permet d'obtenir le confinement transversal de la lumière tandis que la gravure des trous du cristal photonique le long du guide permet quant à elle de réaliser le confinement longitudinal.

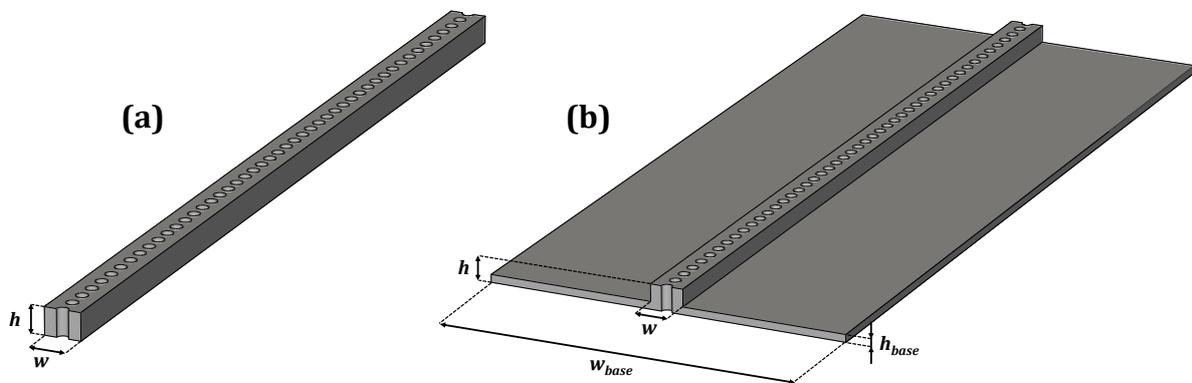


Figure II.6 - Exemple de cavités à cristal photonique 1D de type (a) *nanowire* et (b) *nanorib* avec les différentes dimensions représentatives de ces structures.

Pour réaliser des cristaux photoniques 1D présentant des facteurs de qualité d'une valeur supérieure à 10^6 , nous nous sommes initialement basés sur les travaux de Tanaka et al. [60] que nous avons par la suite adaptés et améliorés [46]. Cette technique repose sur le *gentle confinement* du champ électromagnétique qui consiste à augmenter progressivement la réflectivité des miroirs à mesure que l'on s'éloigne du centre de la cavité. Ceci permet de façonner le profil du champ électromagnétique dans une forme qui permet de diminuer les pertes radiatives. Ces pertes peuvent être appréciées en analysant la distribution du champ électromagnétique dans l'espace réciproque. On peut montrer que leur importance dépend de l'amplitude du champ à l'intérieur du cône de lumière.

La Figure II.7 montre l'analyse de deux cavités présentant un profil de champ différent. Comme on peut le voir dans le cas d'une cavité formée par deux miroirs abrupts, le profil du mode résonant possède une enveloppe rectangulaire. Ceci entraîne dans l'espace réciproque une distribution de ses composantes tangentielles (obtenue par transformée de Fourier) ayant une amplitude non-négligeable dans le cône de lumière (zone grise appelée *leaky region*). En modifiant la cavité afin d'obtenir une enveloppe gaussienne du champ, l'amplitude de la distribution des composantes tangentielles située dans le cône de lumière diminue drastiquement. Cela est bien sûr directement lié au fait que la transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne, c'est-à-dire une distribution qui diminue rapidement lorsque l'on s'éloigne de son maximum. Dans [55], les auteurs ont montré une multiplication par 6 du

facteur Q d'une cavité L3 en modifiant leur cavité pour obtenir une enveloppe gaussienne du champ.

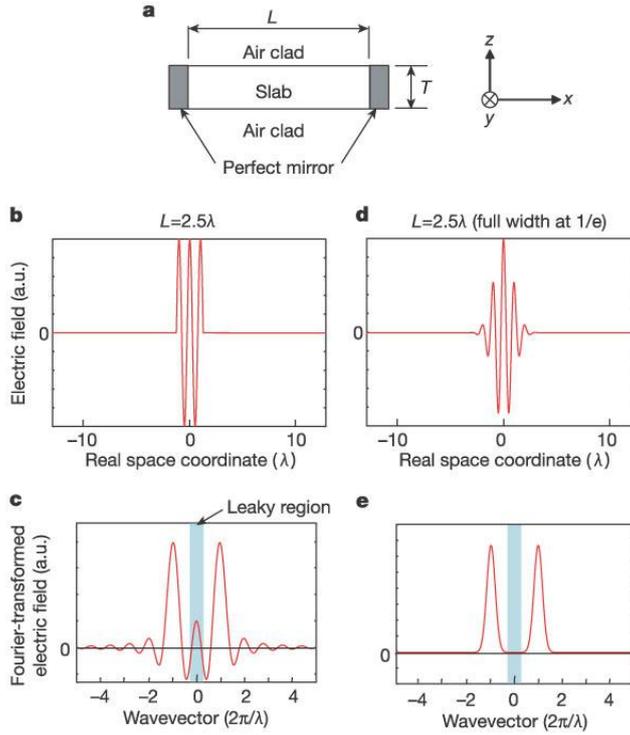


Figure II.7 - Analyse (a) d'un modèle simplifié de cavité dans le cas d'un profil de champ électrique (b) rectangulaire et (c) gaussien. Leurs transformées de Fourier respectives (d) et (e) montrent l'intérêt d'utiliser un profil gaussien afin de limiter les pertes dues aux miroirs. (Image tirée de [55])

Dans notre étude, l'idée est donc de confiner la lumière grâce à un CP 1D présentant un confinement longitudinal offrant une enveloppe gaussienne du champ électromagnétique. On peut pour cela utiliser le fait que les vecteurs d'onde au sein de la bande interdite photonique possèdent une partie imaginaire non-nulle q variant en fonction de la pulsation ω . A l'intérieur du *gap* photonique, cela se traduit donc par une décroissance exponentielle de l'amplitude du champ E le long du cristal photonique de la forme : e^{-qx} . Or, un profil gaussien se caractérise par une enveloppe d'équation : e^{-Bx^2} . On voit donc que si l'on souhaite utiliser la décroissance du champ électromagnétique dans la bande interdite pour obtenir un profil gaussien du champ, il faut que q varie linéairement en s'éloignant du centre de la cavité.

$$q(x) = Bx \quad (\text{II.8})$$

Afin de fabriquer une cavité présentant une telle variation de q , il est nécessaire de passer par plusieurs étapes :

1. Calculer q en fonction de la fréquence f (i.e. calculer la structure de bande imaginaire) pour différentes périodes du CP.
2. Calculer le lien entre une modification de la période du CP et la modification de la structure de bande imaginaire.
3. Calculer la variation de période nécessaire pour avoir une variation linéaire de q et donc un profil de champ gaussien.

2.2. Calcul de la structure de bande imaginaire

Comme l'on vient de le voir, il est nécessaire de faire varier q linéairement en s'éloignant du centre de la cavité. Pour cela, on peut jouer sur l'ensemble des paramètres du cristal photonique tels que la période, la largeur [58] ou bien encore le rayon des trous [33] afin de faire progressivement varier q . Dans notre cas, nous considérons la variation de la période a comme la meilleure option, non pas d'un point de vue théorique mais d'un point de vue technologique. En effet, le contrôle du rayon est plus difficile à obtenir à cause des effets de proximité et de la dose d'exposition durant l'étape de lithographie électronique mais aussi à cause des vitesses de gravure variant avec le rayon des trous lors de l'étape de gravure ICP. Un choix de variation de la largeur amène quant à elle la cavité à devenir multi-mode lorsque la largeur augmente.

Nous voulons dans un premier temps trouver le lien entre q et a . Nous commençons donc d'abord par calculer la structure de bande photonique imaginaire de cristaux photoniques 1D pour lesquels seule la valeur de la période change. Pour cela, nous utilisons le logiciel de simulation *Lumerical FDTD Solutions* [61]. La Figure II.8 présente un exemple de structure simulée ainsi que le champ que l'on extrait des simulations pour lier q et a . La première image (a) montre que nous créons d'abord un guide d'onde de type *nanowire* ou *nanorib* gravé sur toute son épaisseur par des trous circulaires pour former un cristal photonique 1D. Ce CP est prolongé par une partie non structurée de ce même guide d'onde. Cette partie non-structurée nous permet d'injecter un mode guidé associé dans le CP et représenté par la flèche rose sur l'image. Nous plaçons aussi un moniteur afin d'enregistrer le champ électromagnétique le long de la structure complète sur une gamme complète de fréquence. C'est ce champ que l'on a ensuite tracé sur la deuxième image (b). La zone claire indique clairement la présence d'une bande photonique interdite où l'amplitude du champ décroît rapidement.

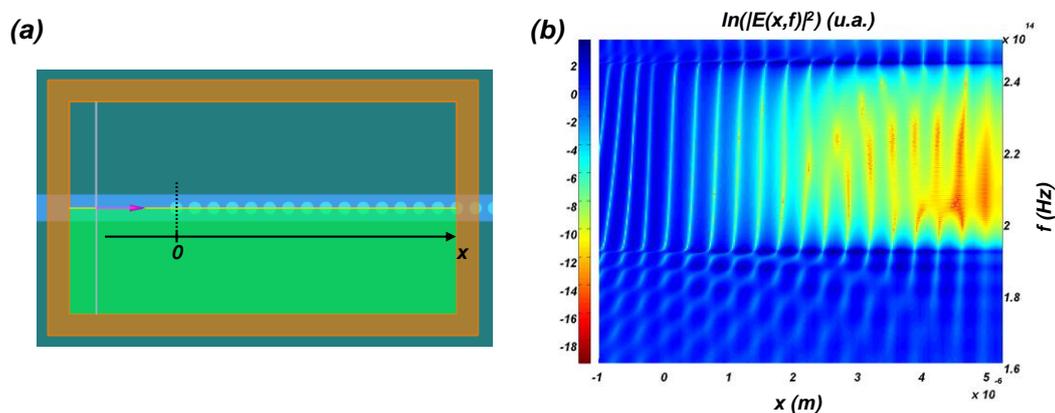


Figure II.8 - (a) Image vue de dessus d'un cristal photonique 1D *nanowire* ($a=350$ nm, $r=120$ nm, $w=505$ nm, $h=285$ nm). Le mode guidé injecté est représenté par la flèche rose. Un moniteur linéaire est placé le long du guide d'onde afin d'enregistrer le champ électrique sur une plage de fréquence comprenant la bande photonique interdite. (b) Le champ ainsi mesuré peut être représenté en fonction de sa fréquence et de sa position le long du guide. On observe facilement la bande photonique interdite qui apparaît en clair et dans laquelle on observe une décroissance rapide du champ.

Si l'on s'intéresse au champ se propageant dans le CP 1D, il est possible de montrer la relation suivante :

$$\mathbf{E} \propto e^{i\frac{\pi}{a}x} e^{-qx} \quad (\text{II.9})$$

On peut donc extraire q du champ électrique enregistré en fittant \mathbf{E} par une fonction composée d'un cosinus ($e^{i\frac{\pi}{a}x}$) et d'une exponentielle décroissante (e^{-qx}), et ce pour chacune des longueurs d'onde. On peut ainsi tracer q en fonction de la longueur d'onde ou de la fréquence, ce qui correspond à tracer la structure de bande imaginaire du cristal photonique. C'est ce qui a été fait sur la Figure II.9 où l'on a tracé la structure de bande imaginaire pour des CP 1D de type *nanowire* et *nanorib*. Pour la structure *wire*, on observe une augmentation de q à mesure que l'on s'éloigne du bord de bande diélectrique (cercle bleu) dans la bande interdite jusqu'à atteindre le maximum q_{max} . q diminue ensuite pour redescendre à 0 lorsqu'il atteint le bord de bande d'air. Dans le cas des structures *rib*, la variation de q est plus complexe et présente des maxima et minima locaux supplémentaires par rapport à la structure *wire*.

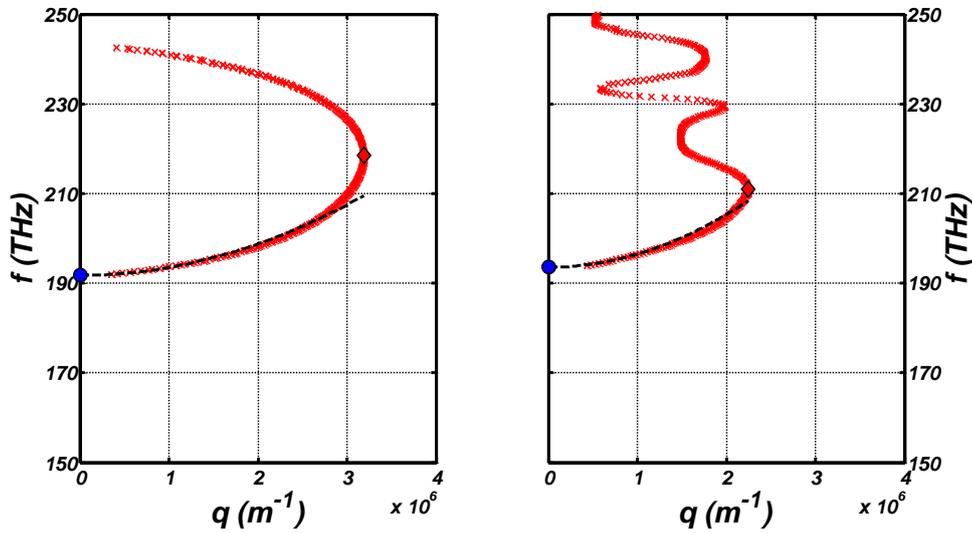


Figure II.9 - Structures de bandes imaginaires calculées pour (a) un cristal photonique 1D de type *nanowire* ($a=350$ nm, $r=120$ nm, $w=505$ nm, $h=285$ nm) et (b) un cristal photonique 1D de type *nanorib* ($a=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm). Les cercles bleus indiquent le bord de bande diélectrique et les losanges rouges la valeur maximale de q dans la bande photonique interdite. La ligne pointillée noire correspond au fit en bord de bande diélectrique obtenu.

En répétant cette méthode à des cristaux photoniques de périodes différentes, il est possible de tracer la structure de bande imaginaire pour chacune de ces périodes. On observe que la bande interdite se décale vers les basses fréquences lorsque l'on augmente la période d'un cristal photonique. Compte tenu de la propriété d'un CP à être adapté à d'autres longueurs d'ondes en appliquant un facteur multiplicatif à toutes ses dimensions, il est possible d'approximer que la fréquence de bord de bande diélectrique f_a^{cut} est inversement proportionnelle à la période a . On peut ainsi exprimer f_a^{cut} avec :

$$f_a^{cut} = \frac{K}{a} + \tilde{f} \quad (\text{II.10})$$

Et comme \tilde{f} est une constante ne dépendant pas de a , il est possible de l'écrire sous la forme :

$$f_a^{cut} = K \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a_0} \right) + f_{a_0}^{cut} \quad (\text{II.11})$$

où a_0 est une période fixée et $f_{a_0}^{cut}$ la fréquence de bord de bande diélectrique associée.

Si on appelle q_{max} la valeur maximale de q dans le *bandgap* photonique, on peut de la même manière exprimer f_a^{ext} la fréquence de q_{max} dans la bande interdite photonique en fonction de la période a du cristal, d'une période centrale a_0 et de $f_{a_0}^{ext}$, sa fréquence de q_{max} associée :

$$f_a^{ext} = K^{ext} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a_0} \right) + f_{a_0}^{ext} \quad (\text{II.12})$$

La Figure II.10 montre bien cette linéarité entre ces fréquences et l'inverse de la période d'un CP.

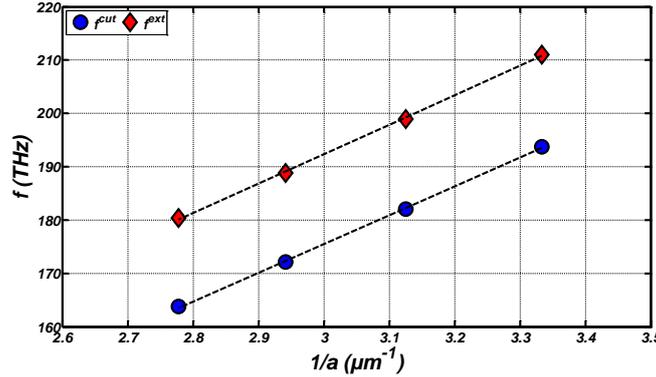


Figure II.10 - Fréquences de bord de bande diélectrique et de maximum de bande photonique interdite en fonction de l'inverse de la période du cristal photonique. Ces valeurs sont obtenues avec un cristal photonique 1D de type *nanorib* ($r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm).

Maintenant, on cherche à fitter q en fonction de la fréquence f . Une manière classique, comme en physique du solide, consiste à approximer $f(q, a)$ près du bord de bande par un polynôme d'ordre 2 :

$$f(q, a) = f_a^{cut} + A_a \cdot q^2 \quad (\text{II.13})$$

ce qui revient alors à approximer $q(f, a)$ par :

$$q(f, a) = \sqrt{\frac{f - f_a^{cut}}{A_a}} \quad (\text{II.14})$$

On remarque que l'on a ici un nouveau paramètre A_a qui varie en principe peu avec la période a . Il a été démontré [62] qu'il est possible de le considérer constant et de l'approximer par A_0 la valeur trouvée pour une période fixée a_0 . Et en incluant cette dernière information aux équations (II.11) et (II.14), on peut écrire :

$$q(f, a) = \sqrt{\frac{f - K \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a_0} \right) - f_{a_0}^{cut}}{A_0}} \quad (\text{II.15})$$

2.3. Variation de la période du cristal photonique

On a pu voir que l'on peut exprimer l'extinction q en fonction de la fréquence f et de la période a . Or, ce que l'on souhaite c'est faire varier la période du cristal photonique le long de la cavité pour avoir une extinction variant linéairement (II.8). On a donc besoin de définir la variation de la période a en fonction de x la distance au centre de la cavité.

Tout d'abord, il a été démontré par Quan et al. [63] que f_{cav} , la fréquence de résonance d'une cavité avec un confinement gaussien, tendait vers la fréquence de bord de bande diélectrique f_a^{cut} de la période au centre de la cavité. On peut donc sélectionner cette période grâce à (II.10) et choisir de la dénommer a_0 . La fréquence de la cavité f_{cav} est donc $f_{a_0}^{cut}$. On peut alors récrire (II.15) sous la forme :

$$q(f_{cav}, x) = \sqrt{\frac{K \left(\frac{1}{a_0} - \frac{1}{a(x)} \right)}{A_0}} \quad (\text{II.16})$$

Cela nous permet donc en combinant avec (II.8) d'obtenir :

$$a(x) = \frac{a_0}{1 - \frac{A_0 \cdot B^2 \cdot x^2 \cdot a_0}{K}} \quad (\text{II.17})$$

2.4. Construction du cristal photonique

La Figure II.11 permet de visualiser comment l'on souhaite construire le cristal photonique pour obtenir une augmentation linéaire de q et ainsi une enveloppe gaussienne du champ. Ainsi, nous choisissons dans un premier temps de placer le centre de notre cavité ($x = 0$) entre deux trous. C'est un choix arbitraire puisqu'il est tout à fait possible de construire le cristal photonique en le plaçant sur un trou.

Après avoir placé une première période centrale a_0 , on ajoute ensuite de nouvelles périodes a_i dont la valeur augmentera à chaque ajout d'un trou. L'idée est de calculer chaque valeur de la période a_i de manière à ce que la position x_i dont elle dépend tombe en son centre. Cela revient alors à exprimer x_i comme :

$$x_i = p_i + \frac{a_i(x_i)}{2} \quad (\text{II.18})$$

avec p_i la distance entre le début de la $i^{\text{ème}}$ période et le centre de la cavité, en considérant le bloc central comme le $0^{\text{ème}}$ bloc.

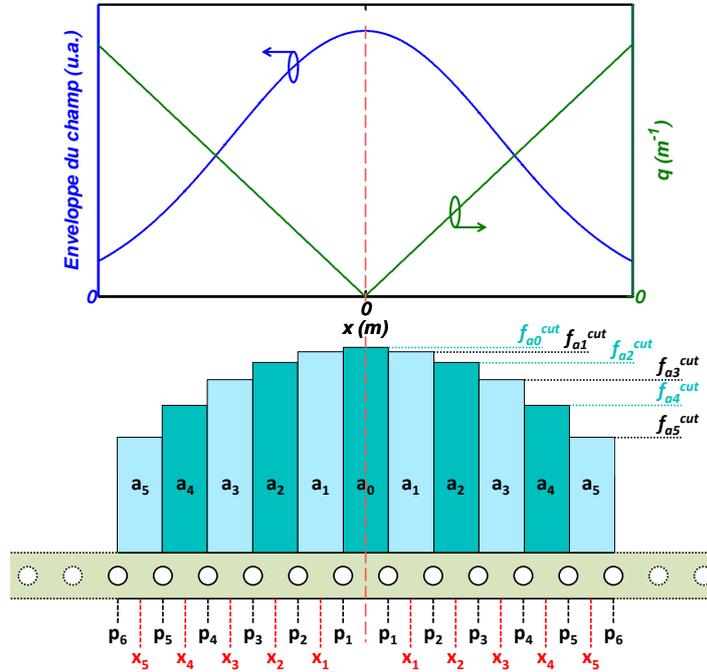


Figure II.11 - Schéma de la construction du cristal photonique. Pour avoir un profil de champ gaussien, q doit augmenter linéairement avec x . À cause de la courbure du bord de la bande photonique interdite, cela implique que f^{cut} doit augmenter quadratiquement avec x .

La Figure II.11 fait aussi apparaître que pour avoir une variation linéaire de q , il est nécessaire d'avoir une variation quadratique de f_a^{cut} . Cela vient de la courbure du bord de la bande photonique interdite comme on peut le voir sur la Figure II.9.

Ainsi en combinant les formules (II.17) et (II.18), on peut écrire :

$$x_i = p_i + \frac{a_0}{2 \left(1 - \frac{A_0 \cdot B^2 \cdot x_i^2 \cdot a_0}{K} \right)} \quad (\text{II.19})$$

que l'on peut simplifier en posant $X = -\frac{A_0 \cdot B^2 \cdot a_0}{K}$ par :

$$x_i = p_i + \frac{a_0}{2(1 + X \cdot x_i^2)} \quad (\text{II.20})$$

D'un point de vue graphique, cela revient à trouver la ou les intersections entre la courbe $y=x$ et la deuxième partie de l'équation (II.20) dont on peut voir une représentation sur la Figure II.12.

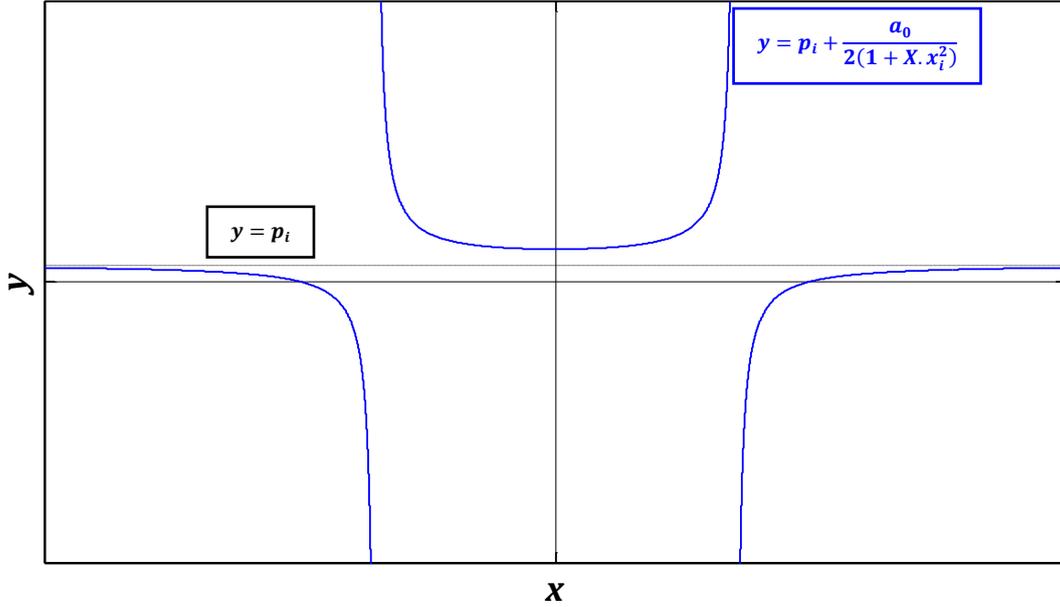


Figure II.12 - Représentation de la courbe de la deuxième partie de l'équation (II.20)

Avant de continuer, il est maintenant intéressant de poser les bornes de x_i qui nous intéressent.

Dans un premier temps, on veut que x_i soit plus grand que p_i puisqu'ils représentent les distances entre le centre de la cavité et respectivement le milieu et le début de la $i^{\text{ème}}$ période. Cela nous donne donc p_i comme la borne inférieure pour la valeur de x_i .

Dans un second temps, on souhaite que la variation de la période s'arrête au delà d'une certaine distance. Pour cela, on utilise le fait que l'on cherche à obtenir une enveloppe gaussienne du champ électromagnétique. On veut donc que l'extinction q augmente toujours avec l'éloignement au centre de la cavité. Or, l'extinction ne peut plus augmenter une fois que l'on a atteint q_{max} dans la bande interdite photonique. Dans certains cas (voir Figure II.9), la structure de bande imaginaire peut présenter plusieurs maxima locaux. Dans ces cas là, on choisit d'utiliser le maximum d'extinction le plus proche du bord de bande diélectrique qui peut être ou non le maximum global. Cela est dû à notre besoin d'avoir une augmentation constante de q . Et cela ne serait pas possible si l'on continuait au delà de ce maximum local. Ainsi, en utilisant (II.12) et en posant $f_{a_{max}}^{ext} = f_{a_0}^{cut}$, on peut écrire :

$$a_{max} = \frac{1}{\frac{1}{a_0} + \frac{f_{a_0}^{cut} - f_{a_0}^{ext}}{K^{abs}}} \quad (\text{II.21})$$

où a_{max} est la période de plus grande valeur de a que l'on peut atteindre sans que l'extinction ne diminue. On en déduit alors la borne supérieure de x_i dont on peut se servir pour écrire :

$$x_i \in \left[p_i, \frac{1}{B} \sqrt{\frac{K \left(\frac{1}{a_0} - \frac{1}{a_{max}} \right)}{A_0}} \right] \quad (\text{II.22})$$

Maintenant que l'on connaît les bornes de x_i qui ont un sens physique, cela revient alors à résoudre le polynôme d'ordre 3 suivant :

$$x_i^3 - p_i \cdot x_i^2 + \frac{x_i}{X} - \frac{2 \cdot p_i + a_0}{2 \cdot X} = 0 \quad (\text{II.23})$$

Par soucis de clarté, la méthode exacte de calcul de ces valeurs de x_i ne sera pas décrite dans ce chapitre mais dans l'Annexe A. Seuls les résultats seront ici présentés.

Ainsi, il est possible de montrer que les valeurs de x_i , solutions de (II.23) dépendent du signe du discriminant :

$$\Delta = \frac{16 + (32 \cdot p_i^2 + 72 \cdot p_i \cdot a_0 + 27 \cdot a_0^2) \cdot X + (16 \cdot p_i^4 + 8 \cdot p_i^3 \cdot a_0) \cdot X^2}{108 \cdot X^3} \quad (\text{II.24})$$

Dans le cas d'un discriminant Δ positif, l'équation (II.23) ne présente aucune solution réelle avec un sens physique.

Dans le cas d'un discriminant Δ nul, l'équation (II.23) présente une solution réelle pouvant appartenir aux bornes définies en (II.22) :

$$x_{i,2}^{\Delta=0} = \frac{48 \cdot p_i + 27 \cdot a_0}{36 - 12 \cdot X \cdot p_i} \quad (\text{II.25})$$

Dans le cas d'un discriminant Δ négatif, l'équation (II.23) présente deux solutions réelles pouvant appartenir aux bornes définie en (II.22) :

$$x_{i,k}^{\Delta < 0} = \frac{p_i}{3} + 2 \cdot \sqrt{\frac{-\alpha}{3}} \cdot \cos \left(\frac{1}{3} \cdot \cos^{-1} \left(\frac{-\beta}{2} \cdot \sqrt{\frac{27}{-\alpha^3}} \right) + \frac{2 \cdot k \cdot \pi}{3} \right) \text{ avec } k \in \{0; 2\} \quad (\text{II.26})$$

avec :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{3 - X \cdot p_i^2}{3 \cdot X} \\ \beta = -\frac{4 \cdot X \cdot p_i^3 + 36 \cdot p_i + 27 \cdot a_0}{54 \cdot X} \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

Il est cependant nécessaire dans ces deux cas, de vérifier la validité des ces solutions en les comparant aux bornes données dans (II.22). Dans le cas du discriminant négatif, on peut se retrouver avec deux solutions valides. Dans ce cas, le choix entre les deux se porte sur la valeur la plus petite afin d'avoir une variation de la période la plus progressive possible.

2.5.Méthode résumée

Nous allons ici résumer le déroulement de la construction du cristal photonique à partir de ce que nous avons montré dans les parties précédentes. Pour ce faire, nous prendrons en exemple la construction d'une cavité à CP 1D *rib* pour une longueur d'onde proche de 1550nm.

La première étape consiste à initialiser le problème mathématique. Pour cela, on cherche les paramètres géométriques du CP qui permettent d'avoir le bord de bande diélectrique à la fréquence de cavité voulue f_{cav} . Dans notre exemple, nous cherchons à créer une cavité pour une longueur d'onde proche de 1550 nm. Ainsi en choisissant les paramètres $a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μm et $h_{base}=100$ nm, on obtient la structure bande imaginaire que l'on avait tracée sur la Figure II.9 et pour laquelle la fréquence de bord de bande diélectrique trouvée est de 193.5 THz, soit une longueur d'onde de 1549.3 nm. A partir de cette structure de bande, on extrait aussi que $A_0=2.942$ m².s⁻¹ en utilisant l'équation (II.13).

On a aussi calculé la structure de bande pour d'autres valeurs de a_0 . Cela nous a permis de tracer f_a^{cut} et f_a^{ext} en fonction de $1/a$ sur la Figure II.10. On extrait alors $K=5.389 \times 10^7$ m.s⁻¹ et $a_{max}=330$ nm.

Ensuite, nous choisissons une largeur à mi-hauteur de 2.5 μm pour l'enveloppe gaussienne du champ. Cela correspond donc à avoir $B=4.436 \times 10^{11}$ m⁻².

Enfin, on peut alors calculer X à partir de (II.20). On obtient ainsi $X=-3.223 \times 10^9$ m⁻².

Maintenant que l'initialisation du problème est terminée, nous pouvons commencer à construire le cristal photonique. La seconde étape correspond alors tout simplement à construire la période centrale a_0 .

La troisième étape consiste à déterminer la valeur p_1 qui marque le début de la période a_1 . On trouve ainsi $p_1=150$ nm grâce à la formule :

$$p_1 = \frac{a_0}{2} \quad (\text{II.28})$$

La quatrième étape demande de calculer le discriminant Δ pour la première période avec (II.24). On obtient avec les valeurs obtenues pour notre CP un discriminant $\Delta=-4.419 \times 10^{-30}$ m⁶.

L'étape suivante nécessite de regarder le signe de celui-ci. Comme il est négatif, on calcule $x_{1,0}$ et $x_{1,2}$ à partir de (II.26) et on trouve respectivement les valeurs de 17.54 μm et 300,044 nm. Il convient alors de vérifier leur validité par rapport aux bornes]150 nm,5.311 μm [obtenues avec (II.22). Comme seul $x_{1,2}=300.044$ nm appartient aux bornes, on construit donc une période $a_1=300.087$ nm de chaque côté de la période centrale a_0 et dont la valeur est obtenue à partir de l'équation (II.17). Si les deux valeurs calculées avaient appartenu aux bornes, on aurait aussi choisi $x_{1,2}$ mais pour le fait qu'il s'agissait de la valeur la plus petite des deux. Et si aucune n'avait correspondu aux bornes, on aurait fixé la période a_1 à la valeur de a_{max} et

construit un bloc de m périodes pour finir la cavité avec un miroir avec le plus fort coefficient d'extinction possible.

Si l'on revient un tout petit peu en arrière et que l'on considère le cas où Δ est positif, on aurait alors fixé la période a_1 à la valeur de a_{max} et on aurait construit un dernier bloc de m périodes. S'il avait été nul, on aurait comparé la valeur de x_1 donnée par (II.25) à ses bornes (II.22). Si la valeur de x_1 avait été en dehors de ces bornes, on aurait fixé la période a_1 à la valeur de a_{max} et on aurait construit un dernier bloc de m périodes. Si la valeur de x_i avait appartenu à ces bornes, on aurait calculé la période associée a_1 grâce à (II.17) et on aurait construit une période a_1 de chaque côté de la période centrale a_0 .

Comme on a pu calculer une période a_1 différente de a_{max} , on peut alors calculer p_2 la distance du début de la seconde période a_2 au centre de la cavité grâce à la formule :

$$p_{i+1} = p_i + a_i \quad (II.29)$$

Et on peut alors recommencer à la quatrième étape du calcul du discriminant et calculer la nouvelle période a_2 . On peut alors calculer de nouvelles périodes a_i tant que la valeur obtenue est différente de a_{max} . On a ainsi tracé sur la Figure II.13 toutes les périodes calculées pour construire une cavité à partir des paramètres définis au départ ($a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μm et $h_{base}=100$ nm).

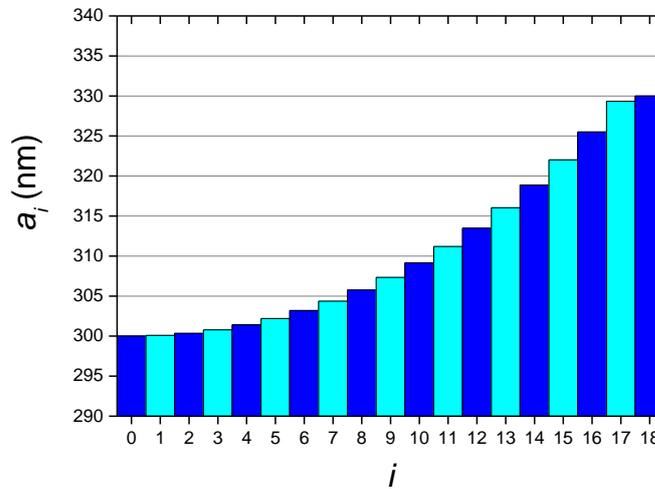


Figure II.13 - Valeurs des périodes a_i calculées pour construire une cavité à CP *rib* en partant d'une période centrale ayant les paramètres géométriques suivants : $a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μm et $h_{base}=100$ nm.

A partir de ces paramètres géométriques et des valeurs de périodes calculées, nous avons donc simulé par FDTD une cavité terminée par des miroirs longs de 5 périodes a_{max} . La simulation nous donne alors un facteur de qualité de 1088430 ± 11 à la longueur d'onde de 1557.4 nm.

Même si nous présenterons les étapes de fabrication plus tard dans le Chapitre IV, il peut être intéressant de comparer les valeurs calculées pour la construction de la cavité avec la

précision atteignable par la technologie. Comme on a pu le voir, la variation de la période peut être très faible (0.087 nm entre a_0 et a_1 par exemple). Or, la précision de la lithographie électronique est de 0.5 nm. On voit donc que les variations calculées peuvent être inférieures à la précision de la technologie. Mais comme les variations calculées s'additionnent avec la construction de la cavité, elles ne restent pas négligeables vis-à-vis de la précision très longtemps. Cependant, cette différence a nécessairement un impact sur les cavités fabriquées avec une diminution du facteur de qualité par rapport à la valeur obtenue expérimentalement.

La Figure II.14 ci-dessous, est un schéma récapitulatif des différentes étapes afin de calculer les différentes périodes a_i nécessaires à la construction d'une cavité à CP 1D.

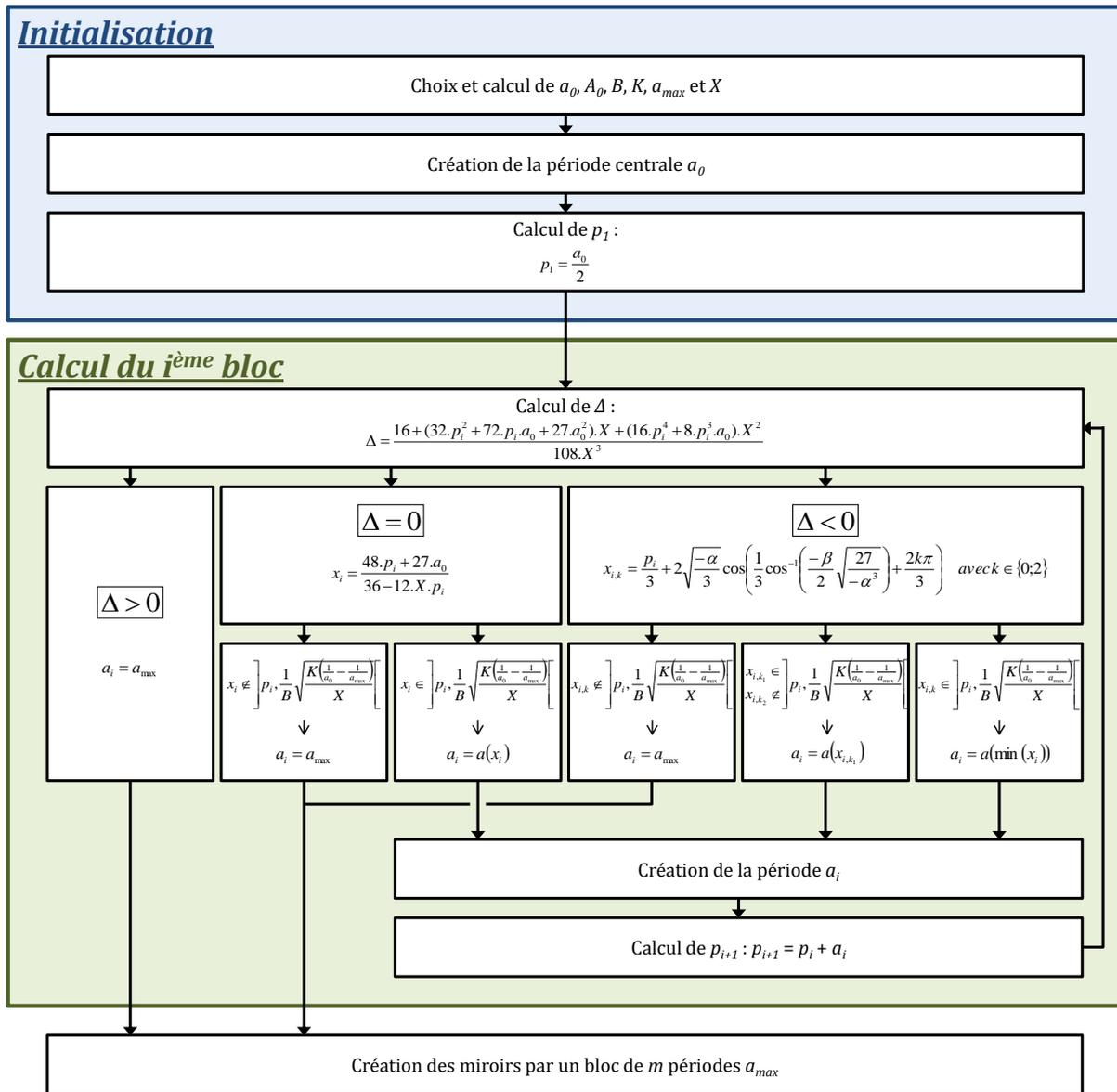


Figure II.14 - Schéma récapitulatif de construction du cristal photonique.

3. Couplage de cavités sur guides d'ondes SOI

Maintenant que l'on a vu comment *designer* une cavité à CP alliant fort facteur Q et faible volume modal, il est important de mettre en place une méthode pour correctement l'interfacier avec le monde extérieur puisque l'objectif est de réaliser des nanolasers pour les interconnexions optiques. À cause de la forte absorption des matériaux III-V utilisés pour fabriquer les nanolasers, il n'est pas possible de les utiliser pour guider la lumière de manière efficace. On est obligé pour cela de passer par une plateforme adéquate telle que des guides d'onde en SOI (*Silicon-On-Insulator*) avec laquelle il est nécessaire de coupler les nanolasers.

3.1. Couplage par ondes évanescentes

Afin de réaliser le couplage entre les nanolasers III-V et les guides d'ondes SOI, nous avons choisi d'utiliser un couplage par ondes évanescentes.

Ce type de couplage tire son nom du fait que l'on utilise la queue évanescente du mode d'un guide pour le coupler à un autre guide. En effet, comme on l'a vu avec l'équation (II.4) pour les modes guidés des cavités à CP, le vecteur d'onde présente une composante perpendiculaire imaginaire dans le milieu environnant, responsable d'une décroissance exponentielle du champ dans celui-ci. Or, lorsque deux guides d'onde sont suffisamment proches, on a alors un recouvrement entre ces modes qui permet un couplage entre les deux guides. C'est ce que l'on a représenté sur la Figure II.15 dans le cas d'une cavité à CP 1D et un guide d'onde SOI où l'on peut voir le recouvrement en le mode de la cavité en rouge avec le mode du guide en pointillés noirs.

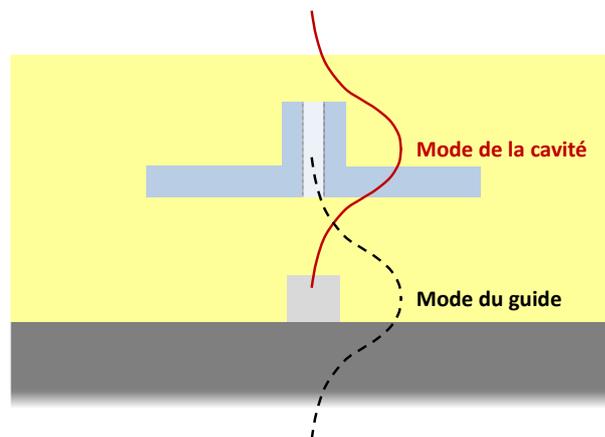


Figure II.15 - Schéma en coupe transversale montrant le recouvrement entre le profil du mode de la cavité et le mode du guide.

On peut donc définir le coefficient de couplage κ représentatif de la force du couplage. Il est alors possible de montrer que κ est proportionnel au taux de recouvrement entre les modes.

Un deuxième paramètre entre en ligne de compte dans le couplage. Celui-ci est lié au recouvrement de la constante de propagation β du guide d'onde avec la distribution dans l'espace réciproque du mode de la cavité. Afin d'analyser l'impact de ce paramètre, nous allons détailler le cas bien connu qu'est celui du couplage entre 2 guides d'onde, qui décrit une

situation où les constantes de propagation des guides ont des valeurs discrètes ce qui n'est pas le cas d'une cavité. Les constantes de propagation se définissent suivant l'équation :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \quad (\text{II.30})$$

Où λ est la longueur d'onde du mode et n_{eff} son indice de réfraction effectif associé dans le guide d'onde en question.

Pour chaque guide d'onde, on peut définir a_i l'onde le parcourant et β_i sa constante de propagation associée. Si les guides d'onde sont suffisamment proches pour permettre le couplage, on peut alors montrer [64] que l'on peut exprimer l'évolution spatiale de l'onde le long de chacun des guides comme suit :

$$a_1(z) = \left[a_1(0) \left(\cos(\beta_0 z) + j \frac{\beta_1 - \beta_2}{2\beta_0} \sin(\beta_0 z) \right) + \frac{\kappa}{\beta_0} a_2(0) \sin(\beta_0 z) \right] e^{-j(\beta_1 + \beta_2)z/2} \quad (\text{II.31})$$

$$a_2(z) = \left[a_2(0) \left(\cos(\beta_0 z) + j \frac{\beta_2 - \beta_1}{2\beta_0} \sin(\beta_0 z) \right) + \frac{\kappa}{\beta_0} a_1(0) \sin(\beta_0 z) \right] e^{-j(\beta_1 + \beta_2)z/2} \quad (\text{II.32})$$

Avec :

$$\beta_0 = \sqrt{\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right)^2 + |\kappa|^2} \quad (\text{II.33})$$

Si l'on prend maintenant le cas où il n'y a pas d'onde en $z=0$ dans le second guide d'onde ($a_2(0) = 0$), cela simplifie ces expressions sous la forme :

$$a_1(z) = a_1(0) \left(\cos(\beta_0 z) + j \frac{\beta_1 - \beta_2}{2\beta_0} \sin(\beta_0 z) \right) e^{-j(\beta_1 + \beta_2)z/2} \quad (\text{II.34})$$

$$a_2(z) = \frac{\kappa}{\beta_0} a_1(0) \sin(\beta_0 z) e^{-j(\beta_1 + \beta_2)z/2} \quad (\text{II.35})$$

On peut alors en déduire l'intensité du champ des modes dans chacun des guides :

$$|a_1(z)|^2 = a_1(0)^2 \left[\cos^2(\beta_0 z) + \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2\beta_0} \right)^2 \sin^2(\beta_0 z) \right] \quad (\text{II.36})$$

$$|a_2(z)|^2 = \frac{\kappa^2}{\beta_0^2} a_1(0)^2 \sin^2(\beta_0 z) \quad (\text{II.37})$$

En analysant ces deux expressions, on peut montrer que plus on souhaite coupler le mode du premier guide dans le second, plus la différence entre les constantes de propagation des guides doit être faible. Et lorsque l'on a égalité entre les deux constantes de propagation ($\beta_1 = \beta_2$), on peut entièrement transférer l'onde depuis le premier guide dans le second. Il nous est aussi possible de montrer que pour des valeurs de β_1 et β_2 fixées, le maximum d'intensité couplée sera atteint d'autant plus rapidement (i.e. pour une plus faible valeur de z) que le coefficient de couplage κ sera fort.

Dans le cas du couplage à une cavité, le champ électromagnétique possède une distribution particulière dans l'espace réciproque. Dans notre cas, nos cavités entraînent une distribution gaussienne du champ dans l'espace réciproque autour des vecteurs d'onde $k = \pm \pi/a_0$. On comprend ainsi que plus la constante de propagation du guide d'onde de SOI se rapprochera de π/a_0 plus le transfert d'énergie de la cavité vers le guide d'onde sera efficace.

Notre géométrie de structure hybride nous permet de jouer sur les deux paramètres déterminant le couplage. En effet, en modifiant la distance entre le nanolaser et le guide d'onde, on modifie le taux de recouvrement entre les modes de chacun et donc κ . Et en modifiant la largeur du guide d'onde SOI, on peut adapter plus ou moins son indice effectif et donc sa constante de propagation par rapport à la distribution du champ dans l'espace réciproque du nanolaser.

3.2.Efficacité de couplage

Comme l'on vient de le voir, le couplage évanescent nous permet d'interfacer des nanolasers à une circuiterie de guides d'onde SOI. Il est cependant important de pouvoir contrôler ce couplage. En effet si le couplage est trop faible, la puissance récupérée ne sera pas assez importante tandis que si le couplage est trop fort on augmente de manière importante les pertes optiques de la cavité et donc le seuil du nanolaser.

Afin de caractériser la qualité du couplage, on peut introduire le coefficient d'efficacité de couplage η . Celui correspond au rapport entre le taux des pertes optiques de la cavité dans le guide d'onde et le taux des pertes optiques totales. Il peut être calculé en utilisant la formule :

$$\eta = \frac{Q_0}{Q_0 + Q_c} \quad (\text{II.38})$$

Avec Q_0 le facteur de qualité intrinsèque d'une cavité non couplée et Q_c le facteur de qualité du couplage de la cavité au guide d'onde.

Design de cavités à cristaux photoniques intégrées sur SOI

Ainsi, plus la valeur de η sera proche de 1, plus la part des photons émis par la cavité dans le guide d'onde est importante. Il pourrait donc sembler que l'on souhaite un η le plus proche possible de 1. Cependant, le fait d'avoir η proche de 1 signifie augmenter les pertes de la cavité et donc rendre le régime laser plus difficile à atteindre. Il peut être montré que dans le cas d'un laser couplé à un guide d'onde, le maximum d'intensité lumineuse couplée dans le guide d'onde est atteint dans le cas du couplage critique correspondant à :

$$Q_0 = Q_c \tag{II.39}$$

En pratique, nos cavités sont *designées* et fabriquées pour obtenir un facteur Q_0 le plus grand possible. On définit alors Q_t , le facteur de qualité total de la cavité couplée au guide d'onde grâce à la formule :

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_c} \tag{II.40}$$

Le seuil du nanolaser est bien sûr lié à ce dernier. Il est donc souhaitable que Q_t soit suffisamment élevé pour maintenir un seuil bas pour les nanolasers. Nous avons fixé cette limite autour de 10^4 . On a tracé Q_t et η sur la Figure II.16 en fonction du rapport Q_0/Q_c pour trois valeurs de Q_0 . Pour obtenir Q_t égal à 10^4 , plusieurs possibilités s'offrent à nous en jouant sur le couple Q_0, Q_c . On voit que plus Q_0 est grand, plus le rapport Q_0/Q_c est élevé pour avoir $Q_t=10^4$. Cela correspond alors à des valeurs de η qui se rapprochent de 1. Ainsi pour des valeurs de Q_0 égales à 2×10^4 , 10^5 et 5×10^5 , les valeurs respectives de η sont alors 0.5, 0.9 et 0.98.

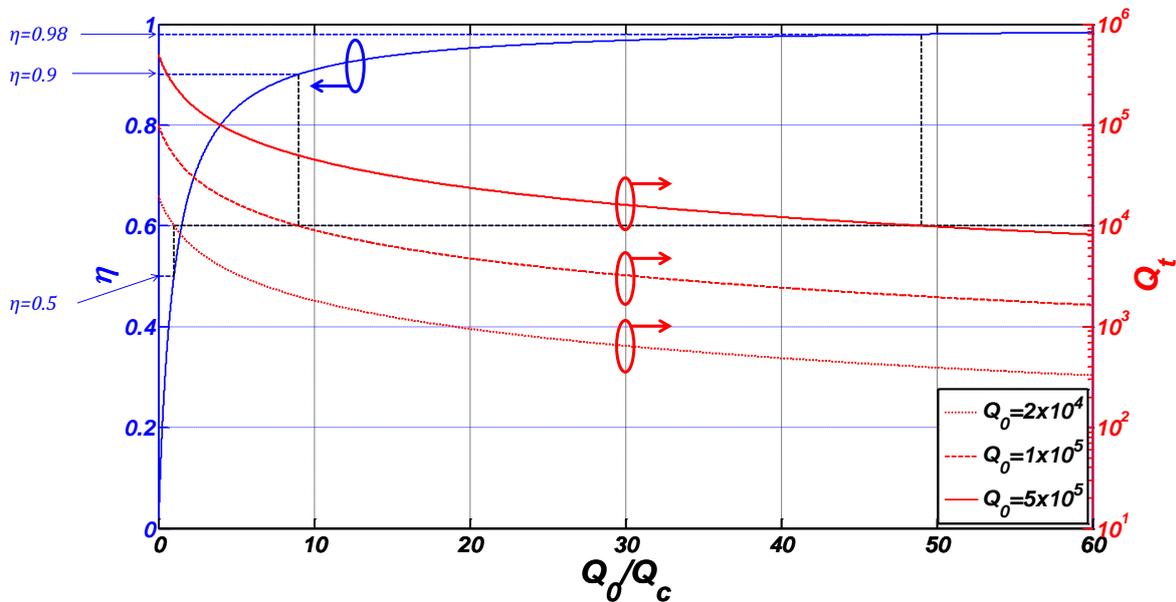


Figure II.16 - Coefficient d'efficacité de couplage η et facteur de qualité total Q_t en fonction de Q_0/Q_c et pour différentes valeurs de Q_0 .

3.3. Contrôle du couplage

Afin de pouvoir contrôler le couplage de nos cavités avec le guide d'onde, la technique la plus simple est de jouer sur la distance de séparation entre les deux. Il est alors possible de réaliser des simulations à l'aide de *Lumerical FDTD Solutions* pour déterminer la meilleure distance possible. Pour cela, nous sommes partis de la cavité dont nous avons décrit la construction dans la partie 2.5 ($a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μm et $h_{base}=100$ nm). Nous avons alors trouvé une valeur de $Q_0=1088430\pm 11$. On peut simuler cette même cavité à différentes distances d'un guide d'onde et obtenir la valeur de Q_t associée.

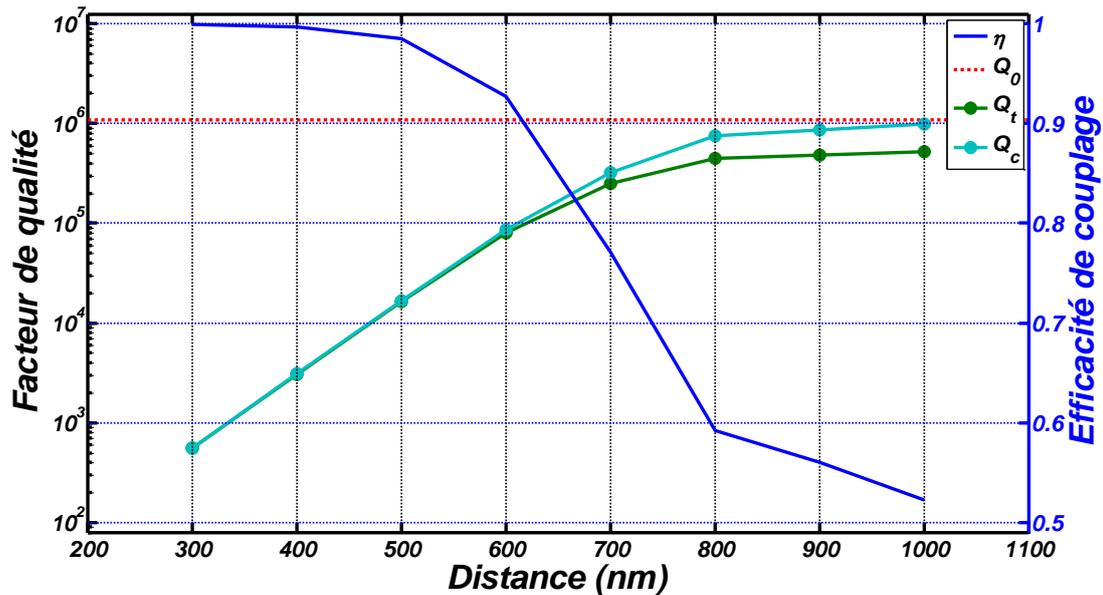


Figure II.17 - Facteurs de qualité Q_t et Q_c ainsi que coefficient d'efficacité de couplage η en fonction de la distance entre une cavité *nanorib* ($a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm) et un guide d'onde SOI de largeur $w=550$ nm

Sur la Figure II.17, nous avons tracé l'efficacité de couplage η ainsi que les facteurs de qualité Q_t et Q_c en fonction de la distance séparant la cavité du guide d'onde SOI. On voit clairement que plus cette distance diminue, plus Q_c diminue et donc plus η augmente. Cela se comprend aisément si l'on se rappelle que la force du couplage augmente d'autant plus que le recouvrement des queues évanescentes est important.

Pour les échantillons que nous fabriquons, nous utilisons des guides d'ondes SOI fournis par ePIXfab [65]. Comme décrit plus en détails dans le Chapitre IV, ces échantillons possèdent des guides d'ondes de largeurs différentes allant de 250 nm à 550 nm. Il est donc intéressant de regarder l'impact de ce paramètre sur le couplage.

Comme on peut le voir sur la Figure II.18, la largeur du guide a un impact important. On observe ainsi un creux dans la courbe de Q_t en fonction de la largeur du guide avec un minimum pour un guide de 550 nm. On observe en parallèle que le coefficient d'efficacité de couplage présente une forme en cloche avec un maximum atteint pour une largeur de guide de 550 nm. Pour l'expliquer, on peut se rappeler que l'on optimise le couplage lorsque la constante de propagation du guide est proche du maximum de la distribution du champ dans l'espace réciproque de la cavité. On observe aussi que η reste très proche de 1 pour de faibles distances de

séparation malgré le désaccord entre β_g et la distribution du champ dans l'espace réciproque de la cavité. Cela s'explique par le fait que lorsque κ devient très grand, on peut coupler presque entièrement la lumière depuis le nanolaser dans le guide en compensant le désaccord entre β_g et la distribution du champ dans l'espace réciproque de la cavité.

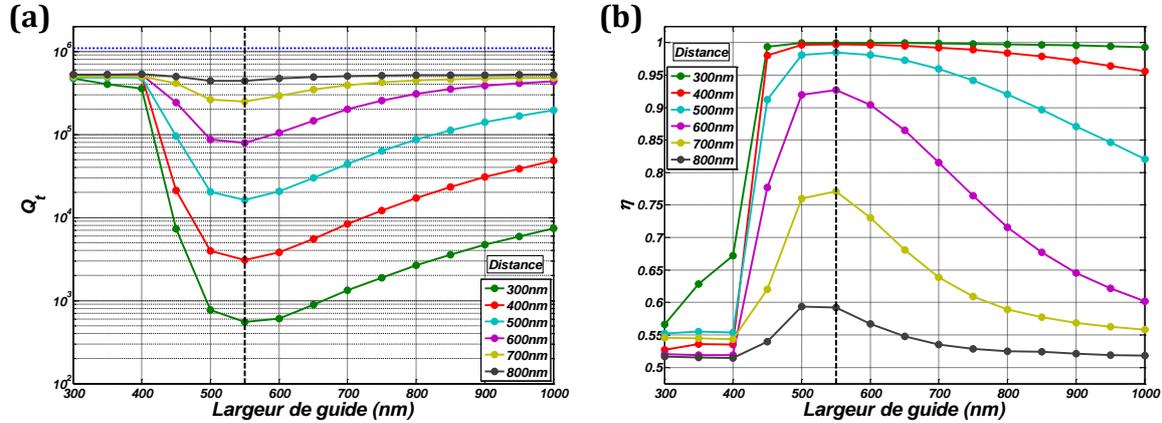


Figure II.18 - Facteurs de qualité Q_t ainsi que coefficient d'efficacité de couplage η en fonction de la largeur du guide et pour différentes distances de couplage.

De plus si on étudie la variation de la constante de propagation du guide β_g en fonction de la largeur du guide d'onde, il est possible de montrer que celle-ci n'est pas linéaire [62]. En effet, plus la largeur du guide augmente, moins β_g augmente. Cela explique la forme asymétrique du couplage où η diminue très rapidement pour des largeurs de guide inférieures à 550nm tandis que la diminution est plus lente pour les guides dont la largeur augmente au-delà de 550nm.

4.Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques offertes par les cristaux photoniques et plus particulièrement à leur utilisation afin de réaliser des cavités à CP 1D à fort facteur de qualité. Nous avons ainsi décrit un design mettant à profit la technique de *gentle confinement*. Par une variation progressive de la période de notre CP, nous sommes capables de modéliser les modes de la cavité pour avoir une enveloppe gaussienne et ainsi atteindre des facteurs de qualité supérieurs à 10^6 pour des volumes modaux de l'ordre de $(\lambda/n)^3$.

La question du couplage de ce type de cavité avec des guides d'onde silicium a aussi été traitée. Nous avons ainsi mis en évidence la possibilité de contrôler celui-ci en jouant sur deux paramètres : la largeur du guide d'onde et la distance de séparation entre la cavité et le guide d'onde. La largeur du guide d'onde permet de contrôler la différence de constante de propagation ($\beta_1 - \beta_2$) entre la cavité et le guide d'onde tandis que la distance de séparation permet de contrôler le taux de recouvrement entre les modes et donc le coefficient de couplage κ .

Chapitre III

Design électrique pour l'injection des porteurs

Nous avons vu précédemment comment *designer* des cavités à CP permettant d'atteindre des facteurs de qualité élevés pour des volumes de confinement du champ très petits de l'ordre de $(\lambda/n)^3$. Si le pompage optique de nanolasers construits à partir de ce type de cavité est facile à mettre en place, ce n'est pas le cas du pompage électrique. En effet, il est nécessaire dès la conception du nanolaser de réfléchir au placement des contacts électriques afin d'injecter efficacement le courant dans le faible volume au centre de la cavité. Et comme les contacts le plus souvent utilisés sont à base de métaux, ceux-ci peuvent entraîner une absorption importante de la lumière dégradant ainsi les propriétés optiques de la cavité à CP.

Il est donc nécessaire de mettre en place une architecture du nanolaser qui permet de faire cohabiter les deux contraintes contradictoires que sont :

- Limiter la dégradation des propriétés optiques de la cavité à CP.
- Optimiser l'injection des porteurs de charges dans la région active de la cavité.

Actuellement, deux types de technique dont on peut voir des exemples sur la Figure III.1 ont été utilisés pour injecter électriquement des CP. Comme on peut le voir, la première technique repose sur l'utilisation d'un nanopilier dopé P situé juste en dessous du centre d'une cavité à CP gravée dans une membrane épitaxiée de manière à avoir une jonction p-i-n verticale. La deuxième repose sur l'utilisation d'une jonction p-i-n latérale obtenue par implantation ionique. A chaque fois, l'idée est de déporter les contacts loin du champ électromagnétique de la cavité et de concentrer le courant dans la couche active au centre de la cavité en utilisant la géométrie et/ou les résistivités des couches.

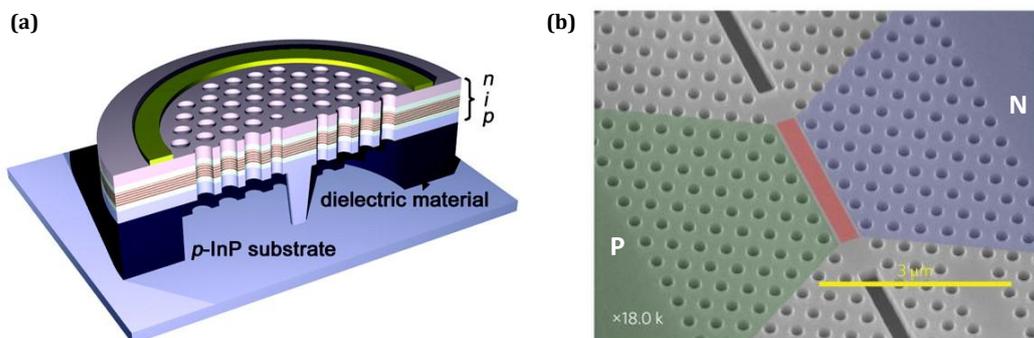


Figure III.1 - Exemples des deux types de solution existant actuellement pour l'injection électrique dans des cavités à CP. (a) La première repose sur l'utilisation d'un nanopilier dopé P et d'une jonction p-i-n vertical[23]. (b) La seconde utilise une jonction p-i-n latérale obtenue par implantation ionique[26].

Au cours de ce chapitre, j'expliquerai dans un premier temps l'impact de l'ajout de contacts métalliques directement sur une cavité à CP au design optique décrit dans le chapitre précédent. Je proposerai ensuite un design de cavité *rib* avec des contacts électriques déportés permettant de surmonter la difficulté de l'injection électrique. Je présenterai ainsi comment choisir les paramètres géométriques des contacts de type P pour conserver un facteur Q de la cavité élevé tout en maximisant l'injection électrique dans le centre de la cavité.

1.Impact optique de contacts directement sur les cavités

La première solution étudiée pour réaliser l'injection électrique dans la zone active du nanolaser a été de positionner les contacts électriques directement sur la cavité. L'idée est alors de chercher à placer les contacts dans les minima de l'intensité du champ électrique pour limiter les pertes par absorption dues aux contacts. Pour vérifier la faisabilité de cette solution, nous avons commencé par évaluer l'impact que la présence de contacts directement déposés sur la cavité aurait sur le facteur de qualité des cavités.

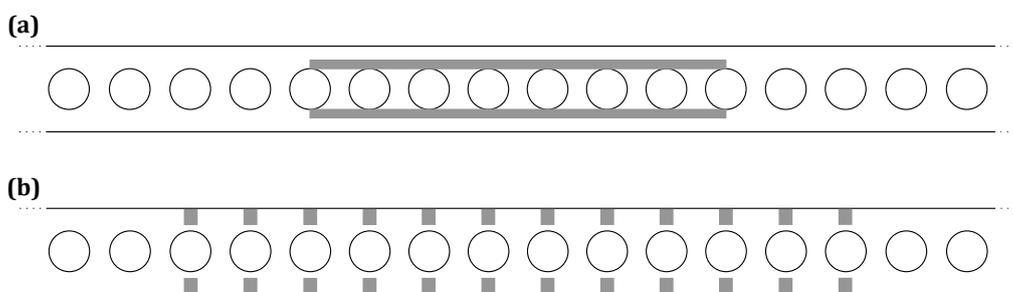


Figure III.2 - Exemples de cavités simulées avec des contacts placés directement sur le CP.

Le point de départ a été de placer des contacts sur une cavité possédant un facteur de qualité élevé. Trois types de contact différents ont été testés : un contact métallique absorbant en Ti/Au (20/200 nm) et deux contacts en oxydes conducteurs ZnO et ITO (*Indium tin oxide*). La Figure III.2 montre deux exemples de géométries qui ont été testées parmi de nombreuses autres pour chacun de ces types de contacts. Nous avons ainsi pu simuler le facteur de qualité de la cavité pour chacune d'entre elles. Il est important de noter que les simulations ne concernent pas des cavités suspendues mais des cavités encapsulées dans du SiO₂.

Sachant que la cavité sans contact présente un facteur de qualité proche de 500000, on observe que l'ajout de contacts électriques fait chuter le facteur de qualité. Les valeurs obtenues avec contacts sont au mieux proches de 10000 mais le plus souvent de l'ordre de quelques milliers. Cela va dans le sens des travaux de [66] où l'action combinée de cavités non-suspendues et de contacts métalliques directement positionnés sur la cavité fait fortement chuter le facteur Q d'une cavité à CP 1D.

On observe ainsi dans nos simulations que les contacts en ZnO sont ceux présentant le plus faible impact optique devant les contacts en ITO et très loin devant ceux en Ti/Au. Les facteurs de qualité ainsi mesurés avec des contacts en ZnO sont trois fois plus grands que ceux mesurés avec ITO et jusqu'à cent fois plus grands que ceux mesurés en Ti/Au. Cette différence entre les différents types de contacts s'explique facilement par les différences de la partie imaginaire k de l'indice optique. En effet, cette valeur représentative de l'absorption d'un

matériau est beaucoup plus élevée dans le cas des contacts Ti/Au ($k_{Ti}=4.618$, $k_{Au}=10.75$) que dans le cas des contacts ITO ($k_{ITO}=0.338$) et surtout ZnO ($k_{ZnO}=0.17$).

Des facteurs de qualité de l'ordre de 10000 sont tout à fait suffisants pour fabriquer des nanolasers à cristaux photoniques. Cependant, deux problèmes très importants sont à prendre en compte. Le premier est qu'il ne s'agit que de valeurs théoriques. La fabrication de telles cavités apporterait nécessairement une baisse entre le facteur de qualité théorique et le facteur de qualité réel. Le deuxième problème est un problème électrique. En effet, les meilleurs facteurs de qualité sont obtenus pour des contacts électriques aux dimensions très petites. Or, en considérant la meilleure résistivité de contact mesurée au cours de cette thèse pour des contacts électrique ($\rho_c = 7.1 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$) ainsi qu'une valeur optimiste de la surface des contacts déposés sur la cavité ($0.5 \mu\text{m}^2$), on trouve une résistance de contact de 14.2 k Ω . Bien que l'on ait considéré un cas très optimiste, on aboutit tout de même à une résistance de contact très élevée.

L'utilisation de contacts électriques directement au dessus de la cavité à cristal photonique n'est donc pas viable pour l'injection de porteurs dans la zone active.

2.Cavité *rib* pour déportation des contacts

Face à l'impossibilité de déposer des contacts électriques directement sur les cavités, il a été nécessaire d'imaginer une façon de contourner le problème. Notre idée a alors consisté à concevoir une cavité *rib* à CP 1D et à utiliser sa base élargie couplée à la différence de conductivité électrique entre les semi-conducteurs dopés P et N pour maximiser les recombinaisons radiatives au centre de la cavité.

Le confinement optique repose alors sur un guide de type *rib* percé de part en part de trous circulaires. En utilisant la technique précédemment expliquée au Chapitre II, il est possible de donner un profil gaussien au champ électromagnétique dans la cavité grâce à la variation progressive de la période du cristal photonique et ainsi d'obtenir des facteurs de qualité théoriques aussi élevés que 10^6 .

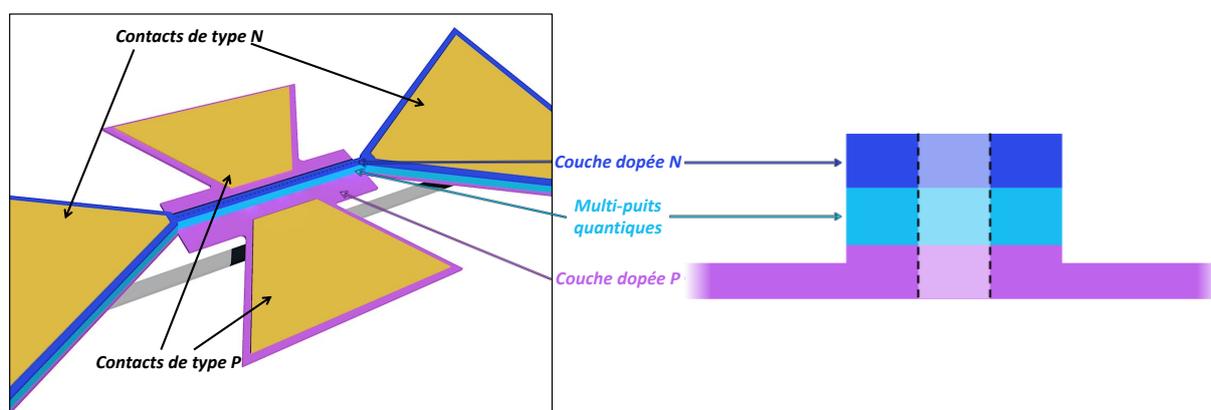


Figure III.3 - Schéma en 3D représentant un nanolaser *rib* à CP 1D avec ses contacts électriques permettant le pompage et coupe de la structure *rib* montrant les différentes couches utilisées.

Design électrique pour l'injection des porteurs

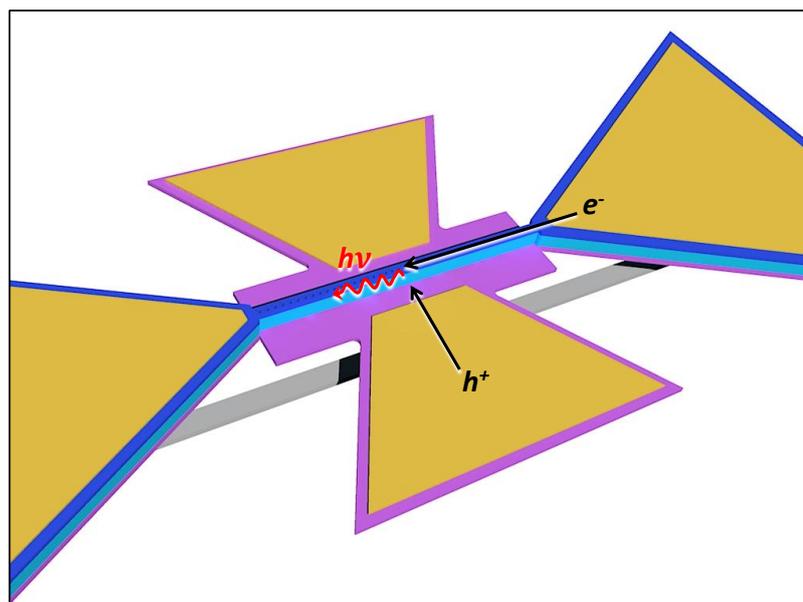


Figure III.4 - Schéma montrant le principe de fonctionnement du pompage électrique. La meilleure conduction des électrons dans la couche dopée N favorise leur déplacement le long du cristal photonique pour recombinaison avec les trous au centre de la cavité en face du contact de type P.

Comme le montre la Figure III.3, nous choisissons l'épitaxie de manière à avoir une couche inférieure dopée P dans la base de la structure *rib* et une couche supérieure dopée N. Nous plaçons ensuite des contacts sur la base élargie de la structure *rib* de part et d'autre du centre la cavité optique pour contacter sur la couche dopée P ainsi qu'à chaque extrémité de la cavité pour contacter la couche dopée N. Cela nous permet d'avoir des contacts de type P à une courte distance ($\sim 1\mu\text{m}$) de la zone active du nanolaser. Du fait de la plus grande résistivité des semi-conducteurs de type P par rapport au semi-conducteurs de type N, on peut ainsi limiter la résistance totale du nanolaser et maximiser les recombinaisons radiatives au centre de la cavité. C'est ce que montre la Figure III.4 où l'on peut voir comment les électrons et les trous injectés dans la cavité se déplacent et recombinent.

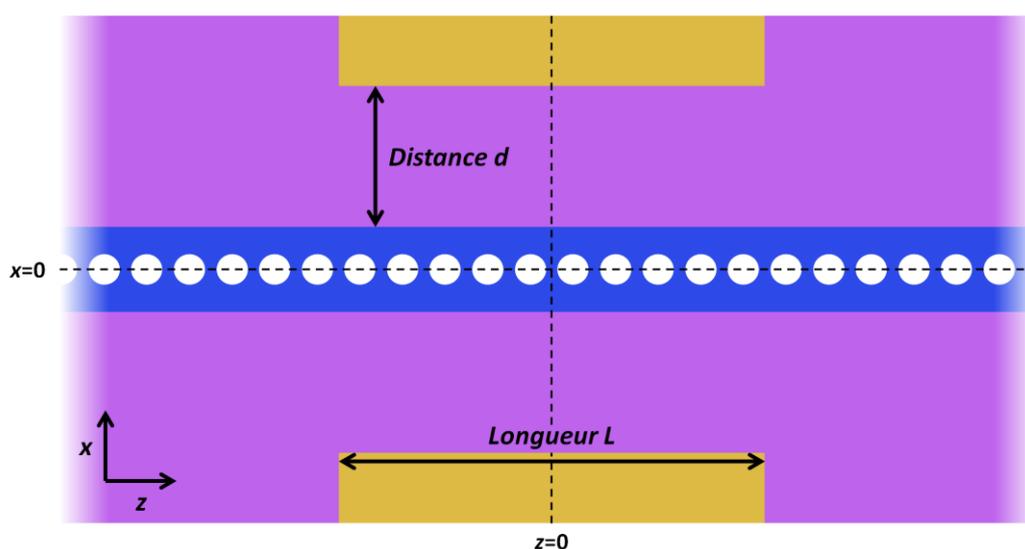


Figure III.5 - Schéma représentatif des contacts P utilisés pour les simulations optiques et électriques avec les deux paramètres que nous feront varier.

Un point important de cette proposition est le positionnement des contacts P. En effet, comme on va pouvoir le constater par la suite, la longueur des contacts P ainsi que la distance les séparant de la cavité ont un impact important aussi bien sur le facteur de qualité de la cavité que sur la répartition spatiale des recombinaisons radiatives. Afin de simplifier les simulations optiques et électriques, les contacts P seront donc simulés suivant le schéma de la Figure III.5 et nous regarderons comment la longueur L du contact ainsi que la distance d le séparant du bord de la cavité impactent la cavité.

2.1. Impact des contacts sur le facteur de qualité

Comme nous l'avons vu précédemment, l'ajout de contacts métalliques sur un cristal photonique peut grandement dégrader les propriétés optiques de celui-ci. Nous avons donc réalisé une étude à base de simulations FDTD pour comprendre comment les paramètres géométriques des contacts P modifiaient le facteur Q de la cavité.

Pour étudier l'impact qu'ont L et d sur le facteur Q, nous avons réalisé des simulations FDTD. Dans celles-ci, nous avons simulé une cavité *rib* ($a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μm , $h_{base}=100$ nm) présentant un facteur Q supérieur à 10^6 grâce au design décrit dans le chapitre précédent. Cette cavité est composée de trois couches d'indices de réfraction différents pour prendre en compte les différences de composition de chaque couche. On trouve ainsi une couche inférieure de 150 nm d'épaisseur et d'indice $n=3.3$ pour la couche dopée P, une couche intermédiaire de 160 nm d'épaisseur et d'indice $n=3.35$ pour la couche intrinsèque et une couche supérieure de 150 nm d'épaisseur et d'indice $n=3.17$ pour la couche dopée N. L'absorption due aux dopages dans les couches est cependant négligée. Des couches de type Ti/Au (20/200 nm) sont ensuite placés sur la base de la cavité *rib* pour simuler des contacts P. On peut alors réaliser des simulations de mesure de facteur Q pour différentes valeurs de L et d afin de comprendre comment ceux-ci impactent le facteur de qualité de la cavité.

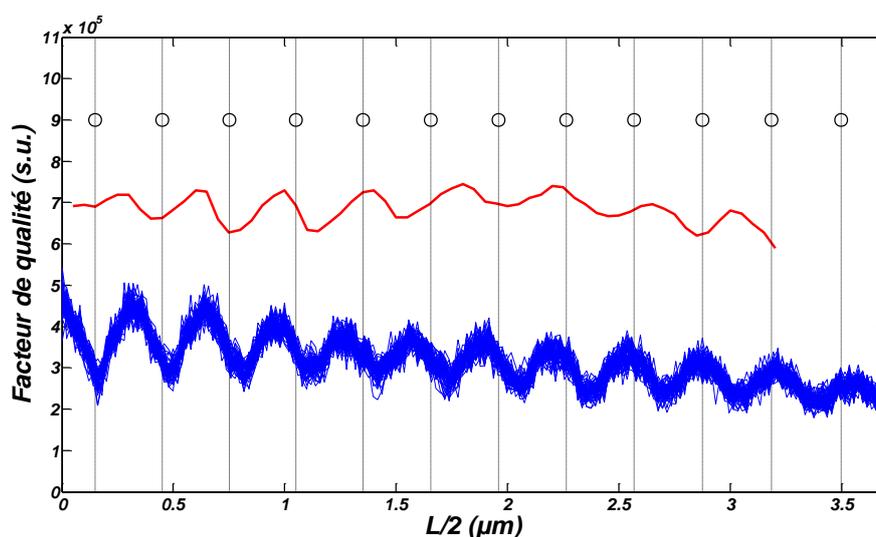


Figure III.6 – Facteur de qualité (en rouge) en fonction de $L/2$, la demi-longueur du contact P et pour $d=1$ μm . La cavité est construite à partir des paramètres : $a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μm , $h_{base}=100$ nm. La position des trous le long de la cavité est indiquée par les cercles et lignes verticales noirs tandis que les lignes bleues superposées représentent l'intensité du champ électrique mesurée le long de la cavité pour toutes les valeurs de L calculées en $x=1.3$ μm .

Comme on peut l'observer sur la Figure III.6, on observe une oscillation du facteur de qualité en fonction de la demi-longueur du contact qui est égale à la position de fin du contact P suivant z . Pour des contacts distants de $1 \mu\text{m}$ de la cavité ($d=1 \mu\text{m}$), les oscillations présentent une valeur moyenne comprise entre 6.5×10^5 et 7×10^5 pour une amplitude de l'ordre de 1.5×10^5 . Les oscillations semblent d'ailleurs suivre dans un premier temps la périodicité du CP mais présentent en réalité une période plus grande que celle du cristal. Nous avons aussi tracé sur cette figure, l'intensité du champ électrique le long de la cavité en $x=1.3 \mu\text{m}$, et ce pour toutes les longueurs L de contact P simulées. Là aussi on observe une périodicité légèrement supérieure à celle du CP mais tout de même inférieure à celle observé pour le facteur de qualité. Cela est intéressant car cela rappelle que l'intensité du champ présente une périodicité qui augmente lorsque l'on s'éloigne du centre de la cavité suivant l'axe x . C'est ce que l'on peut voir avec la Figure III.7 où nous avons tracé le logarithme de l'intensité du champ électrique dans la base de la cavité *rib*. Et si l'on regarde où s'arrêtent les contacts lorsque le facteur Q mesuré est à un maximum ou à un minimum, on peut remarquer une corrélation avec les extrema de l'intensité du champ. Ainsi, les maxima de facteurs Q correspondent à des contacts qui s'arrêtent principalement dans un minimum de l'intensité du champ tandis que les minima de facteurs Q correspondent à des contacts qui s'arrêtent principalement dans un maximum de l'intensité du champ.

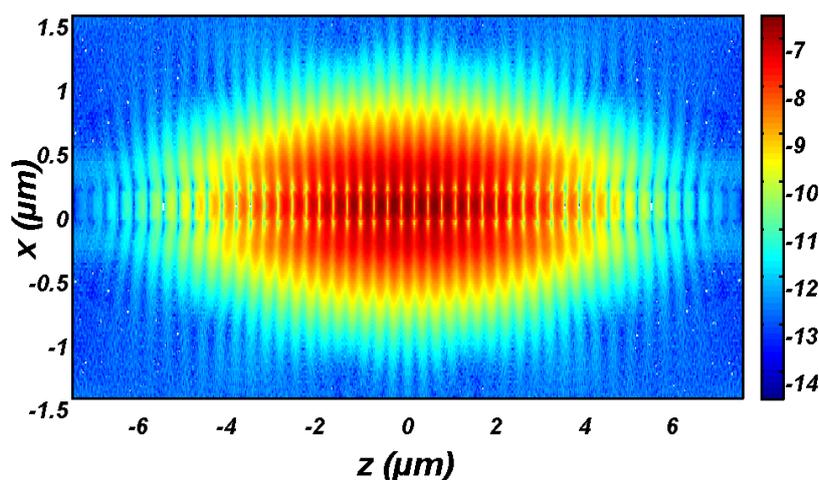


Figure III.7 - Répartition spatiale du logarithme de l'intensité du champ électrique dans la base de la cavité *rib* sans contact.

L'impact de d sur le facteur de qualité a aussi été étudié. Pour $L=1 \mu\text{m}$, on a ainsi tracé sur la Figure III.8 le facteur Q et la longueur d'onde de résonance de la cavité *rib* pour différentes valeurs de d . On observe ainsi que plus le contact P est proche de la cavité, plus le facteur Q mesuré diminue. Cela s'explique naturellement par le fait que plus on approche le contact de la cavité, plus il recouvre le champ électrique de la cavité. Cela est de plus accentué par le fait que l'intensité du champ augmente en approchant de la cavité. Le rapprochement des contacts entraîne alors une augmentation rapide du nombre de pertes par absorption, diminuant ainsi le facteur de qualité comme on peut clairement le voir sur la Figure III.8. Cette figure nous montre aussi qu'en dessous d'une distance de $0.375 \mu\text{m}$, la présence du contact commence à perturber le mode optique de la cavité. Cela entraîne un décalage de sa résonance vers les hautes longueurs d'onde. De plus, lorsque l'on rapproche les contacts, les oscillations observées avec la variation de L s'accroissent.

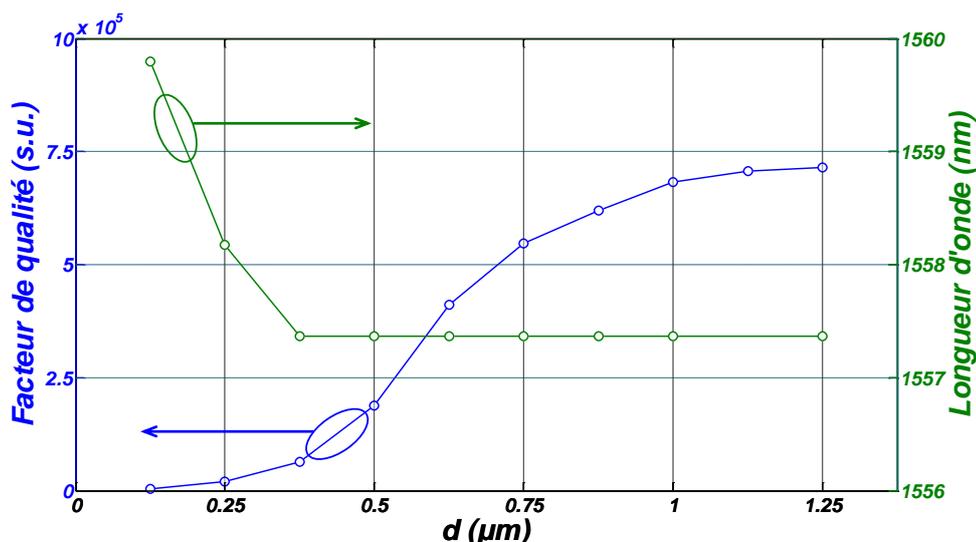


Figure III.8 – Facteur de qualité et longueur d'onde de résonance d'une cavité pour laquelle on fait varier la distance d du contact P long de $1 \mu\text{m}$.

À la suite de ces simulations, on confirme donc l'impact très important de la distance d du contact P vis-à-vis du facteur de qualité des cavités. Il est nécessaire de choisir une distance d minimale de $0,5 \mu\text{m}$ pour maintenir un facteur Q élevé mais aussi pour ne pas modifier la longueur d'onde de résonance de la cavité. La longueur L du contact présente un impact non attendu initialement puisque l'on n'observe pas de diminution du facteur de qualité avec l'allongement du contact mais juste une oscillation. Un long contact n'est donc pas forcément préjudiciable comme attendu au départ mais il est intéressant de privilégier une longueur permettant au contact de se terminer dans un minimum d'intensité du champ. Cela est d'autant plus important que l'on rapproche le contact de la cavité puisque l'on observe une augmentation de l'amplitude des oscillations.

2.2. Impact des contacts sur les recombinaisons radiatives

2.2.1. Structures simulées

Un point important de l'injection électrique est de chercher à maximiser les recombinaisons radiatives au centre de la cavité. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel de simulations électriques *Synopsys Sentaurus TCAD* afin de simuler une cavité simplifiée. Ce logiciel permet de simuler les caractéristiques électriques de composants semi-conducteurs par la méthode des éléments finis. Développé initialement pour les composants à base de silicium, il permet maintenant de simuler des composants à base de semi-conducteurs III-V. Cependant, cela a nécessité un investissement en temps important du fait de paramètres et modèles physiques moins approfondis que pour le silicium. De plus, la librairie de composants optoélectroniques pour l'émission reste encore assez pauvre et nécessite de commencer quasiment de zéro.

La Figure III.9 est une représentation 3D du type de simulations réalisées au cours de cette thèse. Ainsi, chaque cavité est simulée par un guide d'onde de type *nanorib* formé d'un empilement d'une couche inférieure de 150 nm d'InP dopé P à $2,5 \times 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$, d'une couche

intermédiaire de 160 nm d'InGaAsP intrinsèque et d'une couche supérieure de 150 nm d'InP dopée N à 2.5×10^{18} at.cm⁻³.

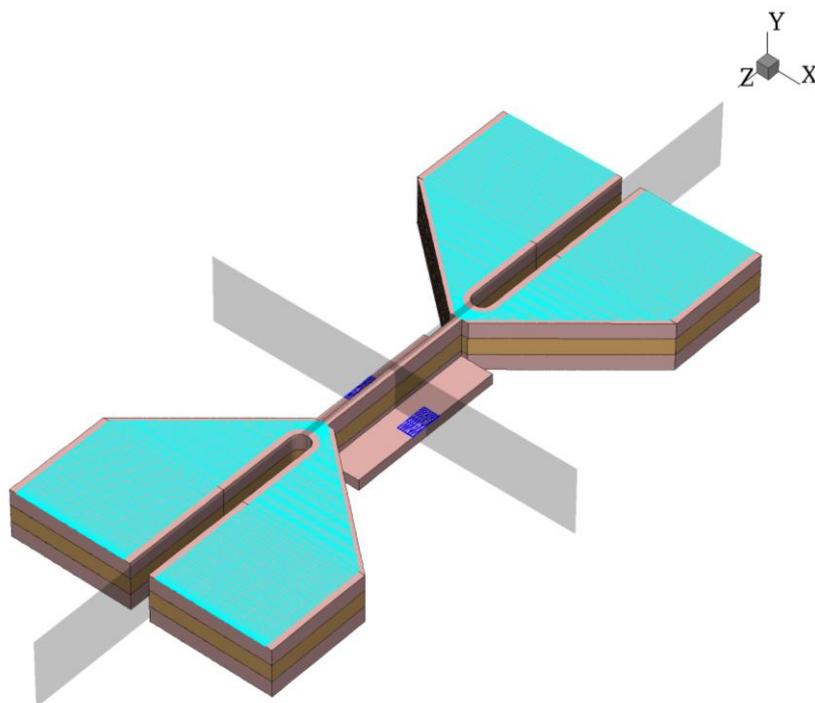


Figure III.9 – Représentation 3D de la simulation réalisée avec les deux plans de symétrie en $x=0$ et $z=0$. Les contacts P sont représentés en bleu foncé et les contacts N en bleu clair. Le rapport des tailles utilisé pour l’affichage est 1 :10 :1.

Comme on peut le voir et contrairement à la structure réelle fabriquée, nous n’intégrons pas dans la structure simulée des puits quantiques mais une zone active sans confinement électronique. Nous avons fait ce choix par rapport aux difficultés rencontrées lorsque nous avons essayé de prendre en compte des puits quantiques dans les simulations. De plus, comme on s’intéresse principalement à la répartition des recombinaisons le long de la cavité (axe z) et pas aux valeurs exactes de celles-ci, on peut considérer qu’utiliser une zone active *bulk* permet de simuler plus simplement cette répartition suivant la direction z tout en restant proche de la réalité.

La structure *rib* simulée présente donc une base épaisse de 100 nm et est par ailleurs prolongée à chaque extrémité par une structure trapézoïdale. Ce prolongement permet de placer le contact N tandis que la base de la structure *rib* permet de placer des contacts P de part et d’autre du centre de la cavité. Le choix d’une forme trapézoïdale par rapport à une forme rectangulaire a pour but d’empêcher qu’une partie du courant ne longe la cavité pour recombiner sous le contact N comme cela a pu être observé expérimentalement (cf. Chapitre V.3).

Les contacts sont considérés comme parfaits dans la simulation avec une résistivité de contact nulle ($\rho_c = 0 \Omega \cdot \text{cm}^2$). De plus, les simulations permettent de considérer différents types de recombinaisons et de calculer leurs répartitions dans la structure. Ainsi, les recombinaisons Schokley-Read-Hall (SRH) et Auger sont prises en compte dans l’ensemble des matériaux tandis que des recombinaisons radiatives et de surface sont seulement considérées dans la zone active

Design électrique pour l'injection des porteurs

formée par la couche d'InGaAsP intrinsèque. Les équations utilisées pour simuler ces recombinaisons sont :

$$R^{SRH} = \frac{np - n_{i,eff}^2}{\tau_{SRH}(n + p + 2n_{i,eff})} \quad (III.41)$$

$$R^{Auger} = C(n + p)(np - n_{i,eff}^2) \quad (III.42)$$

$$R^{Rad} = B(np - n_{i,eff}^2) \quad (III.43)$$

$$R^{Surface} = \frac{v_s(np - n_{i,eff}^2)}{(n + p + 2n_{i,eff})} \quad (III.44)$$

Où n et p sont respectivement les densités des électrons et des trous, $n_{i,eff}$ est la densité de porteurs intrinsèque effective, τ_{SRH} est le temps de recombinaison SRH, C est le coefficient Auger, B est le coefficient des recombinaisons radiatives spontanées et v_s est la vitesse de recombinaison de surface.

Les valeurs prises en compte sont disponibles dans le Tableau III.1 où l'on a pris des valeurs de la littérature pour les recombinaisons SRH et Auger et des valeurs expérimentales pour les recombinaisons radiatives et de surface. Enfin, pour accélérer le temps de calcul, deux plans de symétrie sont utilisés comme le montre la Figure III.9. Cela revient alors à ne simuler qu'un quart de la structure.

Type de recombinaisons	InP dopé P	InGaAsP intrinsèque	InP dopé N
SRH (τ_{SRH})	100 ns [67]	20 ns [67]	100 ns [67]
Auger (C)	$5 \times 10^{-29} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$ [67,68]	$5 \times 10^{-29} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$ [67,68]	$5 \times 10^{-29} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$ [67,68]
Radiatives (B)	-	$3 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	-
Surface (v_s)	-	$2.3 \times 10^3 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ (passivé) $7.1 \times 10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ (non-passivé)	-

Tableau III.1 - Valeurs des taux de recombinaisons utilisés dans les simulations pour les différents matériaux.

Avec cette structure, nous pouvons alors étudier plusieurs situations différentes. Ainsi je présenterai ici l'impact sur les recombinaisons radiatives qu'ont d et L , mais aussi l'impact des recombinaisons de surface de la zone active et celui des trous du cristal photonique. Pour cela, on s'intéressera au profil spatial des recombinaisons radiatives le long de la cavité (axe z). Cela permettra de discuter du mérite de chaque situation par rapport à notre recherche d'un maximum de recombinaisons concentrées au centre de la cavité. Pour cela, on étudiera notamment le maximum et la largeur à mi-hauteur de ce profil spatial dans la direction z . Le maximum permet ainsi de quantifier la quantité des recombinaisons radiatives au centre de la cavité tandis que la largeur à mi-hauteur permet de mesurer l'efficacité de l'injection des porteurs de charge au centre de la cavité.

Avant de passer à l'analyse des simulations, il est important de préciser que les simulations résolvent le système de manière quasi-stationnaire en partant d'une tension initiale nulle qui est ensuite augmentée progressivement. Chaque tension U est alors calculée en prenant comme point de départ la solution obtenue pour la tension précédente. Il est donc possible de tracer une courbe $I(U)$ (caractéristique courant/tension) pour chacune de ces simulations. Cependant, nous ne pouvons pas nous permettre d'étudier l'impact des différents paramètres sur les recombinaisons dans la cavité pour l'ensemble des tensions appliquées. Pour l'ensemble des analyses, nous considérerons donc le cas d'une tension de 1.2 V.

2.2.2. Cavité *rib* sans trou

Avant de commencer à étudier l'impact des différents paramètres précédemment décrits, il est intéressant d'analyser comment les recombinaisons radiatives se répartissent dans la zone active pour une cavité la plus simple possible. Pour cela, nous considérons ici une cavité sans trou, avec $L=3 \mu\text{m}$ et $d=1.5 \mu\text{m}$ de la cavité. Les recombinaisons de surface sont quant à elles ignorées.

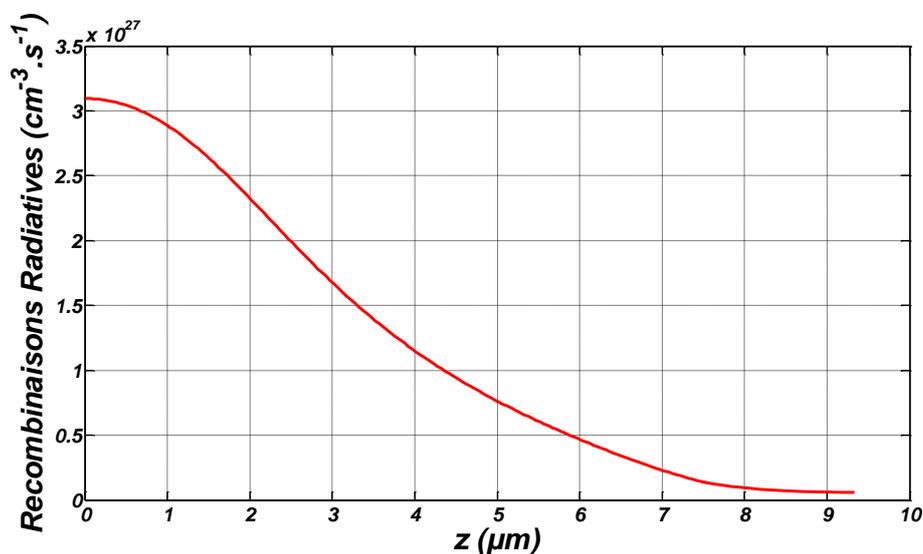


Figure III.10 – Profil spatial des recombinaisons radiatives au centre de la zone active ($x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$) d'une cavité sans trous, sans recombinaisons de surface et dont le contact P fait $3 \mu\text{m}$ de long et est placé à $1.5 \mu\text{m}$.

La Figure III.10 représente le profil spatial des recombinaisons radiatives au centre de la zone active de cette cavité en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$. On remarque donc premièrement que l'on a un profil proche d'une gaussienne avec un maximum au centre de la cavité. De plus, il est possible de montrer que l'on obtient ce type de profil pour différents positionnements (i.e. différentes valeurs de x et y) dans la zone active. Il peut cependant être intéressant d'étudier comment le positionnement au sein de la zone active impacte le profil de recombinaisons radiatives. Pour cela, on va donc examiner comment varient les valeurs du maximum de recombinaison et de la largeur à mi-hauteur du profil en fonction de leur position au sein de la zone active.

Sur la Figure III.11, nous avons affiché le maximum du profil de recombinaisons ($z=0 \mu\text{m}$) en fonction de la position au sein de la zone active. Nous avons aussi ajouté deux coupes en $x=0 \mu\text{m}$ et en $y=0.23 \mu\text{m}$ pour avoir une meilleure idée de son évolution en fonction de x et y . On

observe alors qu'au sein de la zone active le maximum de recombinaison est plus grand au bord de la cavité ($x=0.3 \mu\text{m}$) qu'en son milieu ($x=0 \mu\text{m}$). On peut aussi observer que ce maximum diminue lorsque l'on monte dans la zone active, c'est-à-dire que l'on s'éloigne de la couche dopée P pour s'approcher de la couche dopée N (direction y). Pour expliquer cela, il faut se rappeler que les recombinaisons radiatives sont proportionnelles au produit np entre la densité d'électrons n et la densité de trous p . Or, on peut les exprimer avec :

$$n, p = \frac{J_{n,p}}{q v_d^{n,p}} \quad (\text{III.1})$$

Où J_n (J_p) est la densité de courant des électrons (trous), v_d^n (v_d^p) la vitesse de dérive des électrons (trous) et q la charge électrique élémentaire.

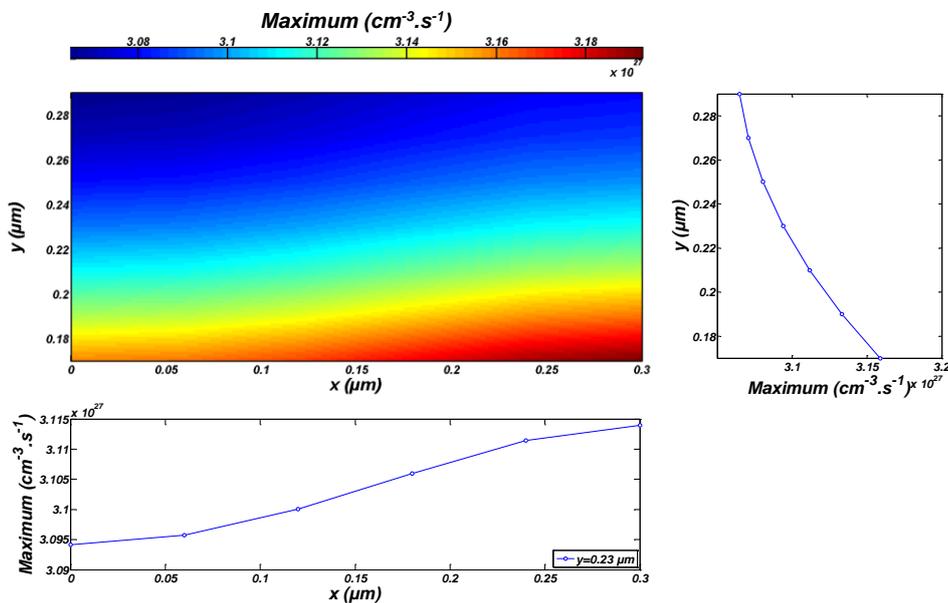


Figure III.11 - Maximum du profil spatial de recombinaisons radiatives en fonction de la position au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y .

Lorsque l'on trace les densités de courant respectives des électrons et des trous en fonction de la position dans la largeur de la zone active (cf. Figure III.12), on observe que celles-ci augmentent en s'éloignant du centre et particulièrement dans le cas des trous. Cela s'explique facilement par la géométrie de la structure. En effet, les trous injectés dans la zone active viennent du contact P situé à $1.5 \mu\text{m}$ du bord ($d=1.5 \mu\text{m}$). Or, pour atteindre le centre de la cavité, les trous doivent parcourir une distance supplémentaire de $0.3 \mu\text{m}$ soit une augmentation de la distance de 20 %. Cela entraîne donc une augmentation du même ordre de grandeur de la résistance pour accéder au centre de la cavité, amenant ainsi à la diminution de J_p au centre. Dans le cas de J_n , le raisonnement est le même mais comme le contact est situé à une plus grande distance, l'impact est moins grand. Les vitesses de dérive varient quant à elles très peu sur la largeur de la zone active (axe x). On peut alors expliquer la variation de maximum de recombinaison grâce aux variations de densités de courant.

Design électrique pour l'injection des porteurs

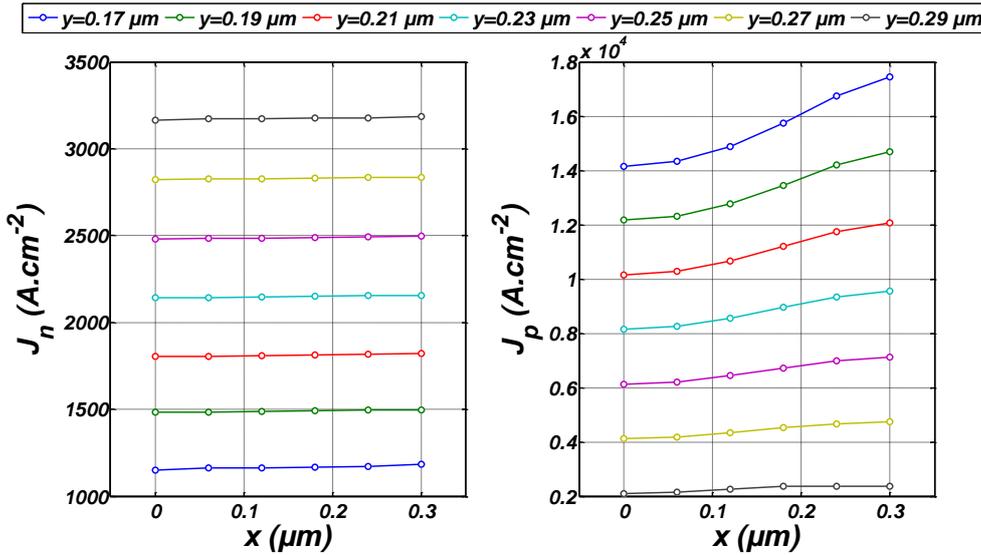


Figure III.12 – Densités de courant J_n et J_p pour chaque maximum des profils de recombinaisons radiatives dans la zone active.

La diminution du maximum lorsque y augmente dans la zone active s'explique quant à elle par la plus grande mobilité des électrons par rapport aux trous ($\mu_e \approx 70\mu_{h+}$). Cela permet aux électrons de se déplacer plus facilement dans la zone active et ainsi d'avoir plus de recombinaisons proches de la couche dopée P.

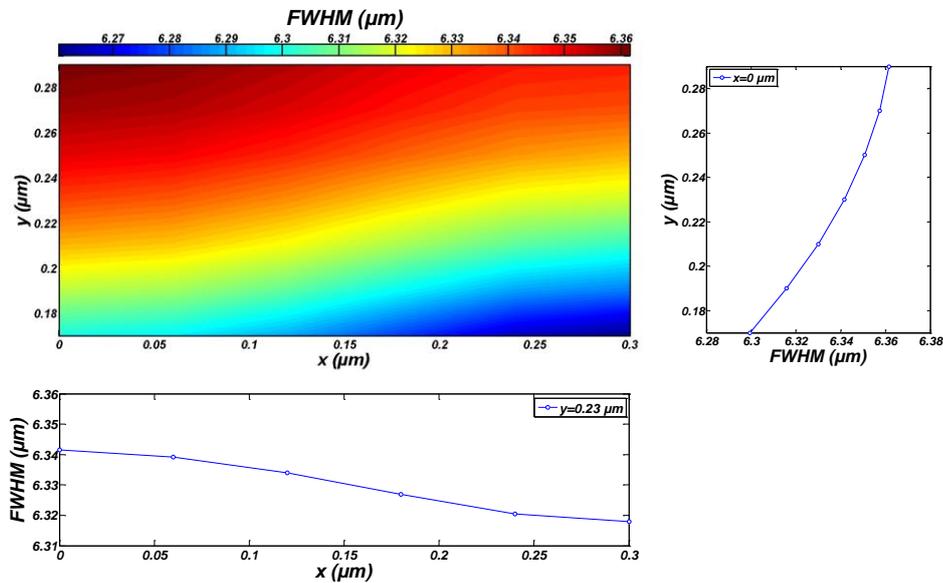


Figure III.13 – Largeur à mi-hauteur du profil spatial des recombinaisons radiatives en fonction de la position au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y .

Maintenant, si on regarde la Figure III.13 où nous avons tracé la largeur à mi-hauteur des profils de recombinaisons radiatives en fonction de leur position dans la zone active ainsi que deux coupes en $x=0 \mu\text{m}$ et en $y=0.23 \mu\text{m}$, on peut voir que celle-ci augmente en approchant du centre de la cavité ($x=0 \mu\text{m}$) et en montant dans la zone active ($y=0.29 \mu\text{m}$). Pour comprendre ce phénomène, on peut s'intéresser aux composantes verticale J_y et longitudinale J_z de la densité de courant au niveau du maximum de recombinaisons radiatives ($z=0 \mu\text{m}$). Ainsi lorsqu'on les normalise respectivement par rapport à la densité totale sur la Figure III.14 et la Figure III.15, on

Design électrique pour l'injection des porteurs

observe que l'augmentation de la largeur à mi-hauteur a lieu lorsque la part de la composante verticale J_y diminue au profit de la composante longitudinale J_z . Ainsi, plus la part de la composante longitudinale J_z augmente, plus la densité des porteurs est répartie le long de la cavité.

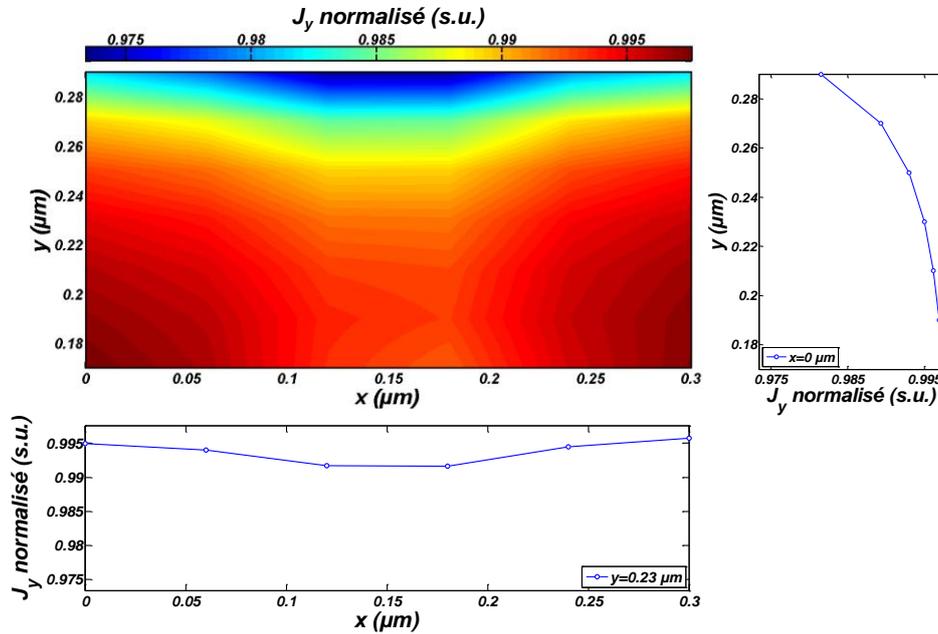


Figure III.14 - Densité de courant J_y normalisée par rapport à la densité de courant total au centre de la cavité ($z=0$ μm) au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y .

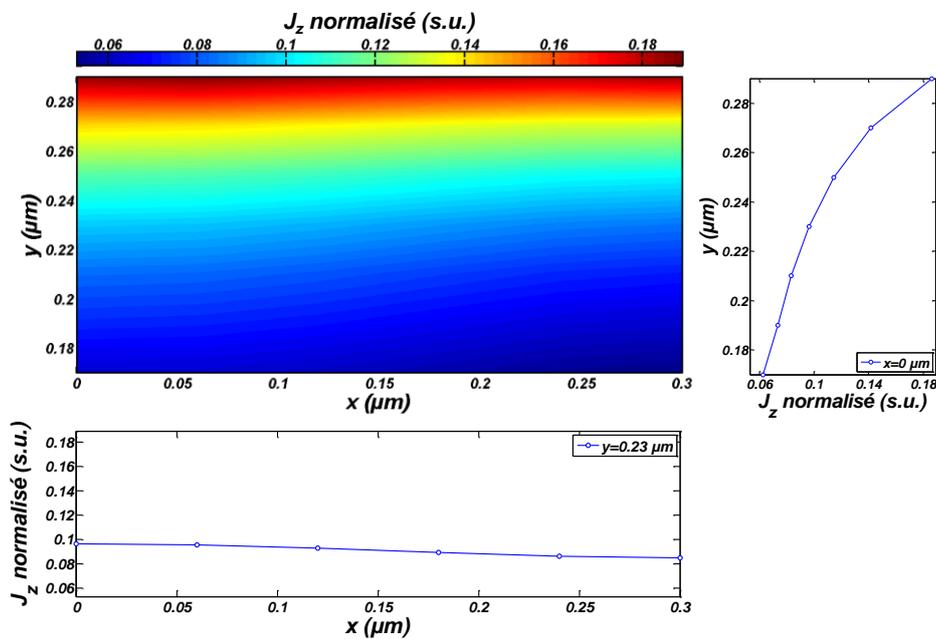


Figure III.15 - Densité de courant J_z normalisée par rapport à la densité de courant total au centre de la cavité ($z=0$ μm) au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y .

Nous avons tracé la courbe $I(U)$ obtenue en simulation pour cette cavité sur la Figure III.16. On observe ici clairement une courbe caractéristique d'une diode. Cette courbe nous

permettra par la suite d'avoir un point de comparaison pour voir comment les paramètres étudiés impactent le courant. De plus, même si cette courbe est obtenue pour une cavité simplifiée, cela permet d'avoir une idée de l'ordre de grandeur attendu pour la cavité réelle. Il est cependant important de multiplier par un facteur 4 les valeurs de courant obtenues ici en simulation du fait des symétries utilisées, pour pouvoir les comparer à des valeurs expérimentales.

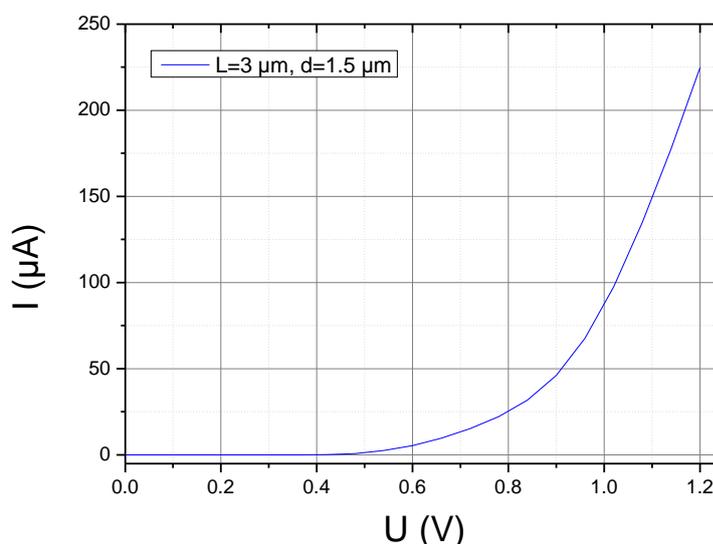


Figure III.16 - Courbe I(U) de la cavité simulée (L=3 μm, d=1.5 μm)

On a pu voir que les recombinaisons radiatives présentent un profil variant très peu à l'intérieur de la zone active. Les petites variations observées sur la valeur du maximum ou sur la largeur à mi-hauteur du profil peuvent cependant s'expliquer par la géométrie de la cavité et en analysant les composantes des densités de courant. Cette homogénéité des valeurs trouvées permet cependant pour la suite des simulations de ne pas forcément s'intéresser à toutes ces valeurs dans l'ensemble de la zone active mais de n'étudier qu'en un seul point ou d'en faire une moyenne.

2.2.3. Impact des recombinaisons de surface

Lors de l'étape de gravure ICP du cristal photonique, les surfaces obtenues présentent un grand nombre de défauts à cause de la création de nombreuses liaisons pendantes. Il été montré que cela pouvait dégrader la conduction électrique dans les CP à cause d'une déplétion en surface due à l'état chargé de celle-ci [69]. Cela favorise aussi grandement les recombinaisons de surface dans la zone active du nanolaser. Si la déplétion de surface ne sera pas prise en compte dans ces simulations, il est possible de considérer que la baisse de la conduction électrique sera corrélée au taux de recombinaisons radiatives puisqu'entraînées par les mêmes causes.

Nous analyserons donc d'abord l'impact des recombinaisons de surface dans le cas de cavités sans traitement de surface et dans le cas de cavités passivées. Nous montrerons ainsi que celles-ci ont un impact léger sur les recombinaisons radiatives pour des cavités passivées mais que ce n'est pas le cas pour des cavités non passivées.

Design électrique pour l'injection des porteurs

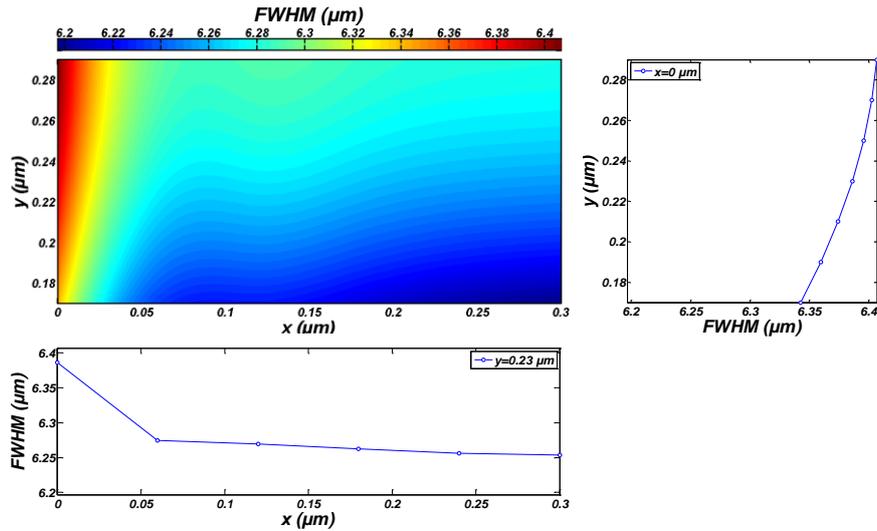


Figure III.17 - Largeur à mi-hauteur du profil de recombinaisons radiatives au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y lorsque l'on prend en compte les recombinaisons de surface après passivation ($v_s=2.3 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$).

On a tracé sur la Figure III.17 la largeur à mi-hauteur du profil de recombinaisons radiatives au sein de la zone active dans le cas d'une cavité ayant subi une étape de passivation à base de $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (1:8:5000) et de $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ à 10% dont le but est de limiter les recombinaisons de surface (cf. Chapitre IV.2.6). La vitesse de recombinaison $v_s=2.3 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$ ainsi considérée est tirée de mesures expérimentales (cf. Chapitre V.1.2). Comme on peut le voir, la variation de largeur à mi-hauteur est très faible et reste dans des valeurs très proches de ce que l'on observe sans prendre en compte les recombinaisons de surface. Celles-ci ont principalement pour effet d'augmenter les variations de largeur à mi-hauteur au sein d'une même zone active. Ainsi comme le confirme la coupe en $y=0.23 \mu\text{m}$, on observe une diminution de la largeur à mi-hauteur en bord de cavité ($x=0.3 \mu\text{m}$) mais une augmentation au centre de celle-ci ($x=0 \mu\text{m}$). Cependant, ces variations de la largeur à mi-hauteur dues aux recombinaisons de surface restent faibles puisque les variations maximales sont inférieures à 2%.

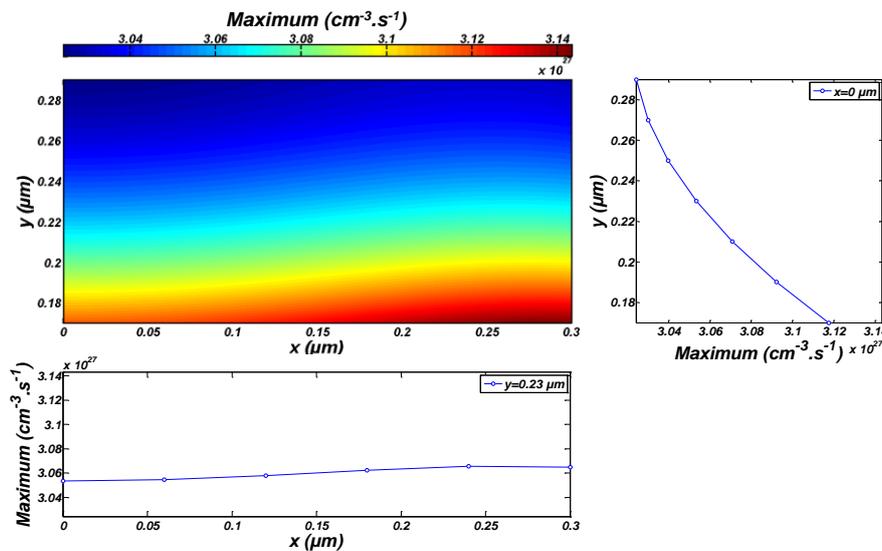


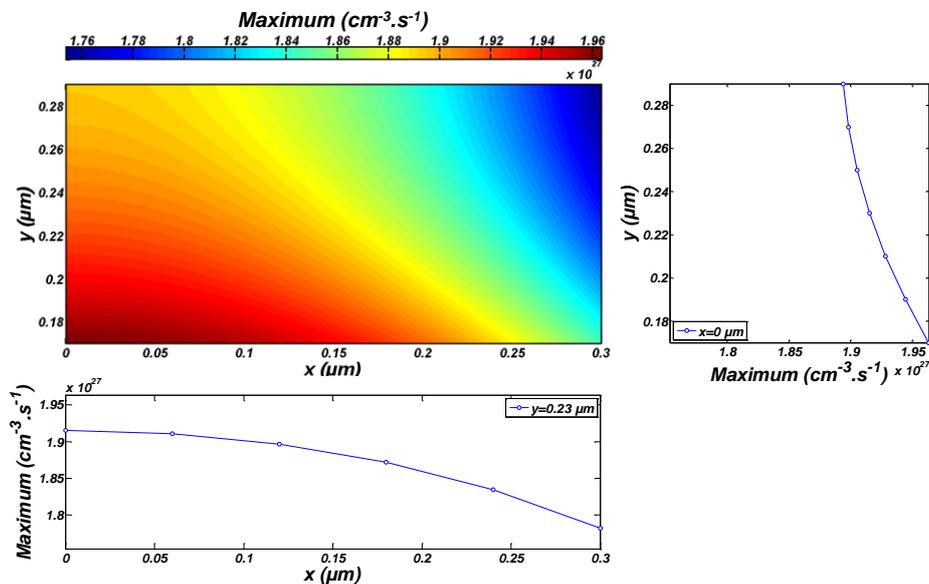
Figure III.18 - Maximum de recombinaisons radiatives au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y lorsque l'on prend en compte les recombinaisons de surface après passivation ($v_s=2.3 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$).

Design électrique pour l'injection des porteurs

La Figure III.18 nous montre quant à elle la différence sur le maximum de recombinaisons radiatives lorsque l'on ajoute les recombinaisons de surface. On observe logiquement une diminution de ce maximum avec l'ajout des recombinaisons de surface. Cependant, cette diminution est faible puisque là aussi inférieure à 2%.

Nous avons ensuite réalisé les mêmes simulations en considérant une vitesse de recombinaisons de surface ($v_s=7.1 \times 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$) telle que mesurée pour une cavité non passivée(cf. Chapitre V.1.2). Lorsque l'on regarde le maximum de recombinaisons radiatives en fonction de la position dans la zone active sur la Figure III.19, on observe une baisse importante, de l'ordre de 40% par rapport à une cavité où l'on néglige les recombinaisons de surface. Ceci a un impact important sur la répartition des recombinaisons au sein de la zone active. Ainsi, là où l'on observait une légère augmentation des recombinaisons entre le centre ($x=0 \text{ }\mu\text{m}$) et le bord ($x=0.3 \text{ }\mu\text{m}$) de la cavité, on peut maintenant voir une inversion du phénomène avec une baisse importante des recombinaisons radiatives en s'approchant du bord de la cavité ($x=0.3 \text{ }\mu\text{m}$). Cela s'explique par la nature même des recombinaisons de surface qui vont être le moyen de recombinaison privilégié des porteurs près de la surface du fait de la grande vitesse des recombinaisons de surface.

Nous voyons donc ici que la différence des résultats obtenus entre cavités passivées et non passivées est très importante. Malgré la simplification du modèle qui ne prend pas en compte de la déplétion de surface, cela montre clairement l'impact que peut avoir les recombinaisons de surface sur le comportement du nanolaser si rien n'est fait pour les limiter.



Sur la Figure III.20, nous avons tracé la courbe $I(U)$ pour les deux vitesses de recombinaison de surface étudiées ainsi que pour le cas on l'on néglige les recombinaisons de surface. On observe ainsi que la prise en compte des recombinaisons de surface a un impact très faible sur la courbe $I(U)$ de la cavité. On remarque juste une augmentation du courant autour de la tension de coude de la diode lorsque l'on ajoute les recombinaisons de surface avec une grande vitesse de recombinaison ($v_s=7.1 \times 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$). Cependant, le courant retrouve des valeurs très similaires à celles observées sans recombinaisons de surface pour des tensions inférieures et supérieures à cette tension de coude.

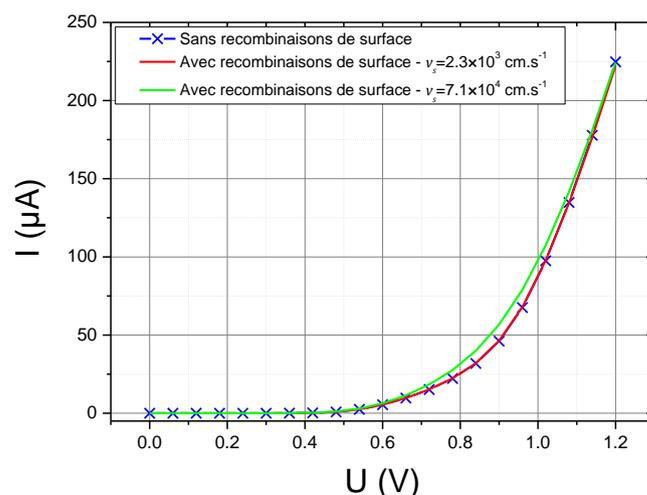


Figure III.20 - Courbes $I(U)$ pour différentes vitesses de recombinaisons de surface. La courbe $I(U)$ d'une cavité sans recombinaisons de surface est aussi tracée à titre de comparaison.

Les valeurs de vitesse de recombinaison de surface obtenues expérimentalement après passivation montrent grâce à ses simulations que l'étape de passivation diminue grandement leur impact et permet de retrouver un comportement très proche d'une cavité sans recombinaisons de surface. Comme nous nous intéressons à des cavités passivées et que l'intérêt de ces simulations est qualitatif plutôt que quantitatif, nous négligerons pour la suite ces recombinaisons de surface. Cela nous permettra un gain en temps de simulation non-négligeable. Cela n'est cependant pas le cas si l'on souhaite simuler des cavités n'ayant pas subi d'étape de passivation.

2.2.4. Variation de la longueur du contact P

La longueur du contact P est un des deux paramètres géométriques sur lequel nous avons le contrôle pour modifier la répartition des recombinaisons radiatives. Pour une cavité dont les contacts P sont situés à $1.5 \mu\text{m}$ ($d=1.5 \mu\text{m}$), nous avons fait varier L entre 1 et $15 \mu\text{m}$. La Figure III.21 montre les profils des recombinaisons radiatives suivant l'axe z au centre de la cavité en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$.

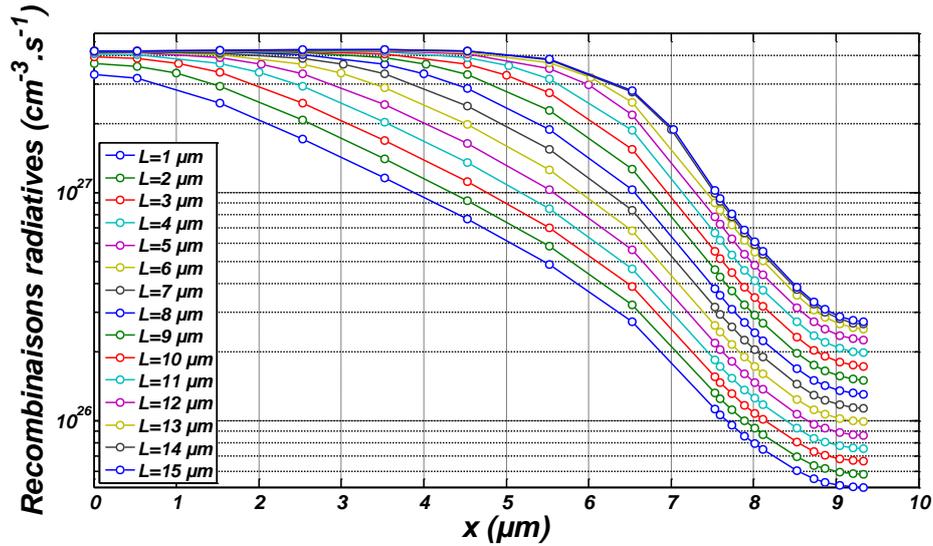


Figure III.21 - Répartition des recombinaisons radiatives le long de la cavité pour différentes valeurs de L et avec $d=1.5 \mu\text{m}$. Les profils sont mesurés en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$.

Il nous a alors été possible de tracer la largeur à mi-hauteur et le maximum de recombinaisons radiatives en fonction de la longueur du contact P (cf. Figure III.22). On observe ainsi clairement que la largeur à mi-hauteur augmente avec L . Cela est logique puisque des contacts plus longs fournissent une injection des porteurs de charges plus répartie le long de la cavité.

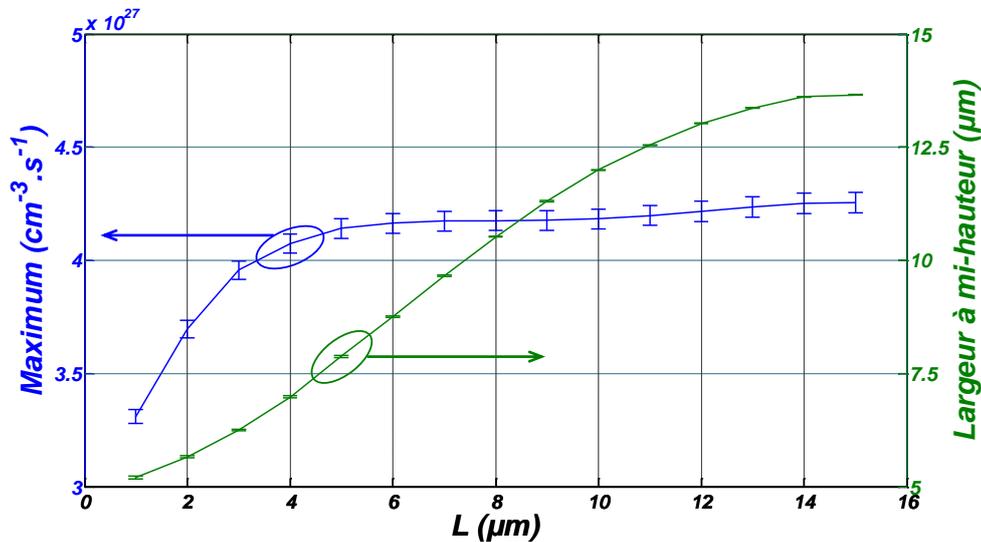


Figure III.22 - Maximum et largeur à mi-hauteur des recombinaisons radiatives pour différentes longueurs de contact P situés à $1.5 \mu\text{m}$.

On observe aussi que le maximum de recombinaisons radiatives augmente avec la longueur des contacts avant de se stabiliser. Cela correspond au moment où le profil commence à changer d'une quasi-gaussienne à un plateau. Bien que non visible sur la Figure III.21 à cause de l'échelle logarithmique utilisée, on observe aussi un déplacement du maximum qui semble suivre le bord du contact. La valeur du maximum est cependant très proche de la valeur du reste du plateau du profil.

Pour expliquer cette modification du profil, on peut s'intéresser aux composantes verticale et longitudinale de la densité de courant. On a ainsi tracé le profil de chacune de ces composantes le long de la cavité pour plusieurs longueurs de contacts en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$.

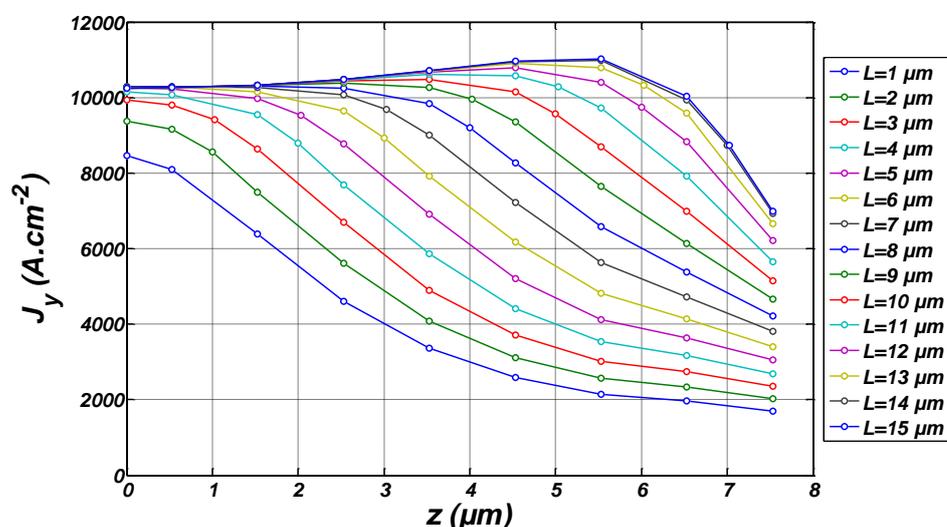


Figure III.23 - Profil de densité de courant J_y le long de la cavité pour différentes longueurs de contact P. Les profils sont mesurés en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$.

On peut ainsi voir que la composante J_y présente elle aussi un profil proche d'un gaussienne pour des contacts P petits, avant d'évoluer vers un profil présentant un plateau le long des grands contacts (cf. Figure III.23). Or dans la zone active, J_y représente principalement la part du courant qui est due aux trous. Cela signifie donc que l'injection de trous dans la zone active est répartie le long du contact. On peut aussi remarquer que la diminution de J_y commence un peu avant l'extrémité du contact. Cela est dû au fait que les trous injectés depuis l'extrémité du contact sont aussi répartis dans la partie de la zone active située sur les côtés du contact P et non pas seulement directement en face de celui-ci. C'est la raison du profil quasi-gaussien de J_y pour les contacts courts. En effet lorsque le contact est court, toute sa longueur est utilisée pour injecter des trous dans la zone active située sur les côtés du contact P. Au delà d'une certaine longueur ($\sim 5 \mu\text{m}$), seule l'extrémité du contact joue ce rôle. La partie centrale du contact injecte alors des trous quasiment exclusivement dans la zone active située directement en face.

La composante J_z présente quant à elle un profil très différent d'une gaussienne (cf. Figure III.24). On peut voir que la densité de courant augmente linéairement le long du contact avant de voir cette augmentation diminuer et finalement se stabiliser. Or, il est important de comprendre que J_z est une densité de courant principalement due au transport des électrons dans la zone active. Cette pente linéaire de J_z le long du contact signifie que le nombre d'électrons transportés le long de la cavité diminue linéairement le long du contact. Et cela est dû aux recombinaisons dans la zone active. Ainsi, l'injection d'électrons pour les recombinaisons est constante le long des contacts. Et comme cette pente diminue vers la fin du contact, cela signifie que le nombre d'électrons injectés pour les recombinaisons diminue lui aussi. On voit donc qu'il est possible d'expliquer la forme des profils de recombinaisons par l'injection constante de porteurs de charges au centre des contacts P et par une diminution progressive de leur injection à partir de l'extrémité.

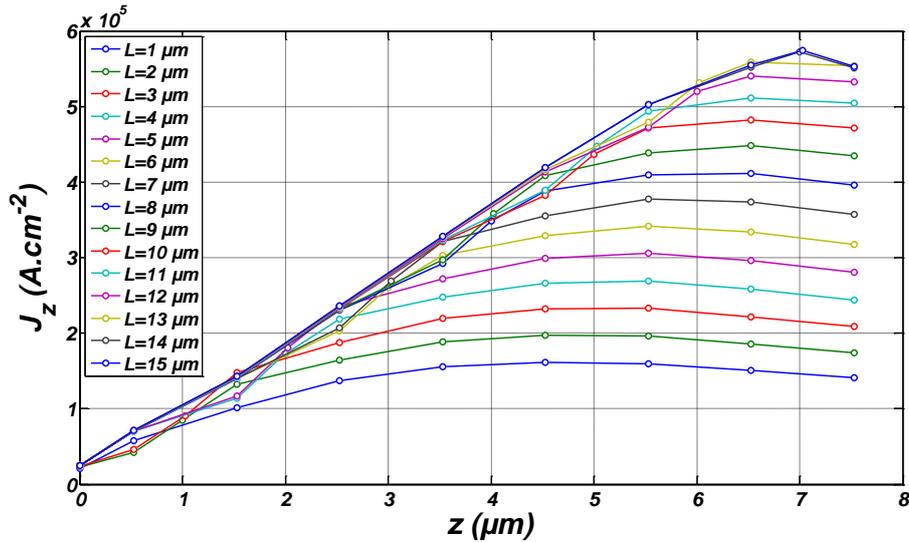


Figure III.24 - Profil de densité de courant J_z le long de la cavité pour différentes longueurs de contact P.

Nous avons aussi tracé les courbes $I(U)$ pour différentes longueurs de contacts sur la Figure III.25. On peut clairement voir que l'augmentation de L entraîne une augmentation du courant injecté dans la cavité. Cela s'explique par le fait qu'en augmentant L , on injecte le courant sur une aire plus grande. La section de la base de la structure *rib* par laquelle le courant est injecté est elle aussi augmentée. On diminue ainsi la résistance totale de la cavité ce qui entraîne l'augmentation du courant injecté.

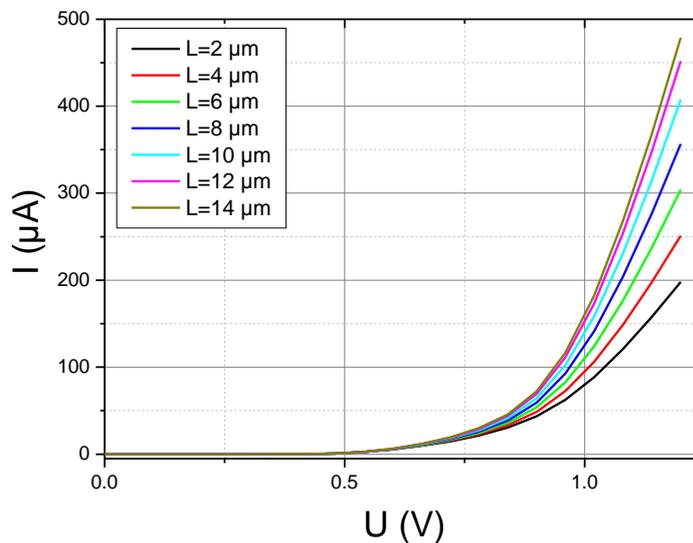


Figure III.25 - Courbes $I(U)$ pour différentes valeurs de L .

2.2.5. Variation de la distance du contact

Le deuxième paramètre géométrique sur lequel on peut jouer est la distance d séparant le contact P et la cavité (cf. Figure III.5). Nous avons ainsi simulé une cavité dans le cas $L=3 \mu\text{m}$ pour différentes valeurs de d allant de $0 \mu\text{m}$ à $1.5 \mu\text{m}$.

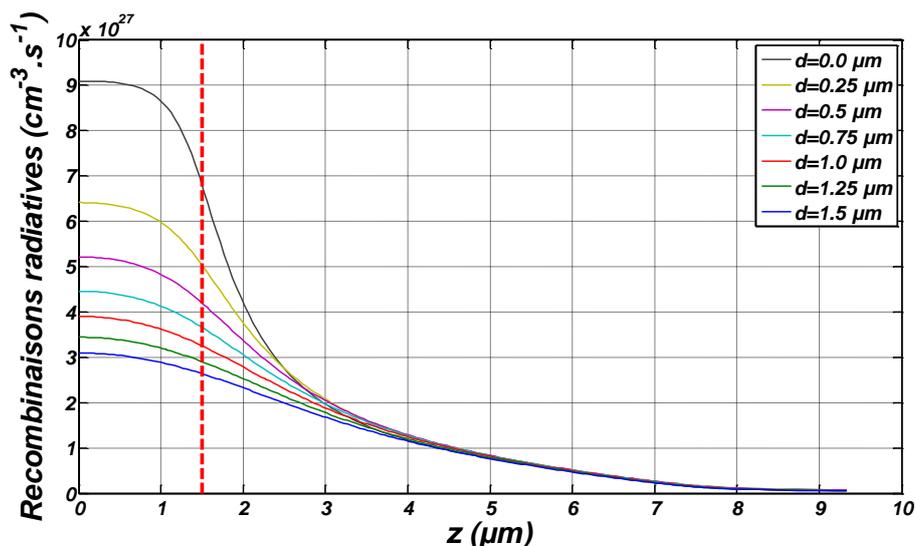


Figure III.26 - Répartition des recombinaisons radiatives le long de la cavité pour différentes distances entre la cavité et le contact P. La ligne pointillée rouge indique la fin du contact le long de la direction z ($L=3\mu\text{m}$).

La Figure III.26 représente le profil de recombinaisons radiatives le long de la cavité en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$ pour différentes distances de séparation du contact P. Ce qui apparaît le plus clairement est l'augmentation rapide des recombinaisons avec la diminution de d dans la zone active en face des contacts tandis que les recombinaisons radiatives conservent une valeur quasiment inchangée dans la zone active sur les côtés du contact, et ce malgré la diminution de d . Cela se confirme lorsque l'on trace sur la Figure III.27 le maximum et la largeur à mi-hauteur de ces profils en fonction de la distance.

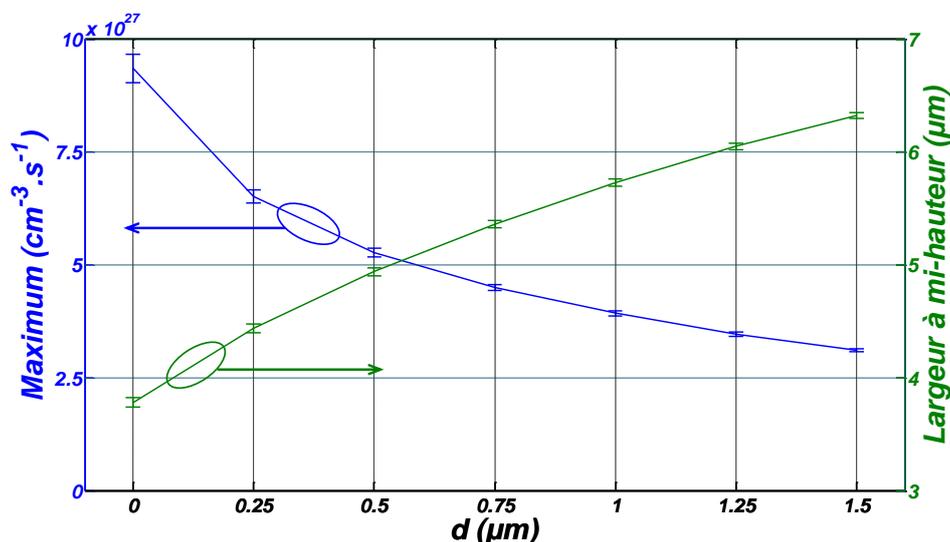


Figure III.27 - Maximum et largeur à mi-hauteur des profils spatiaux des recombinaisons radiatives suivant l'axe z pour différentes distances entre la cavité et le contact P ($L=3 \mu\text{m}$).

Pour expliquer cela, nous avons vu dans l'équation (III.1) que la densité de porteurs est proportionnelle à la densité de courant. Or, la densité de courant est elle-même inversement proportionnelle à la résistance de la structure. Et comme l'on diminue grandement la résistance lorsque l'on raccourcit la distance entre le contact et la cavité, on observe cette augmentation

rapide du maximum de recombinaisons. En revanche, la résistance entre le contact P et la zone active sur les côtés de celui-ci ne diminue quant à elle presque pas. C'est pourquoi les recombinaisons radiatives y ont à peu près les mêmes valeurs malgré la variation de distance. C'est cette combinaison de très fortes variations de résistance au centre de la cavité et de très faibles variations de résistance en bout de cavité qui est à l'origine de la diminution de la largeur à mi-hauteur et du passage d'un profil proche d'une gaussienne à un plateau lorsque d diminue. En effet, plus l'écart de résistance entre ces deux régions de la zone active est grand et moins la densité de courant a tendance à s'étaler sur la longueur de la couche.

Nous avons aussi tracé les courbes $I(U)$ pour différentes distances du contact P sur la Figure III.28. Comme on peut le voir, la diminution de d s'accompagne d'une augmentation du courant injecté dans la cavité. Cela est une conséquence directe de la diminution de résistance amenée par la diminution de d .

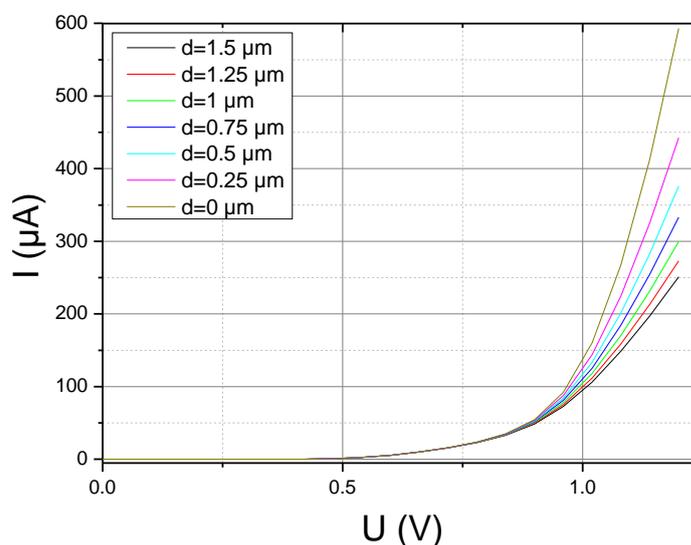


Figure III.28 - Courbes $I(U)$ pour différentes valeurs de d .

2.2.6. Impact des trous du cristal photonique

Il est aussi important de s'intéresser à l'impact des trous du cristal photonique. A cette fin, des simulations ont été réalisées en ajoutant les trous du CP. Dans ces simulations, la longueur L du contact P ainsi que sa distance d à la cavité varient.

Sur la Figure III.29, nous avons tracé le maximum et la largeur à mi-hauteur des profils de recombinaisons en fonction de L et d dans le cas de cavités avec ou sans trous. La présence des trous du cristal photonique se fait surtout sentir sur le maximum de recombinaisons radiatives qui augmente avec l'ajout des trous. Cette augmentation peut atteindre jusqu'à 15%. Cependant, elle s'explique simplement par une diminution de la section de la zone active par laquelle le courant passe. Même si la Figure III.30 montre une diminution du courant total traversant la cavité lorsque l'on ajoute les trous, celle-ci ne compense pas toujours la diminution

de la section du matériau à traverser. Cela entraîne donc l'augmentation des densités de courant dans la zone active et ainsi les recombinaisons radiatives.

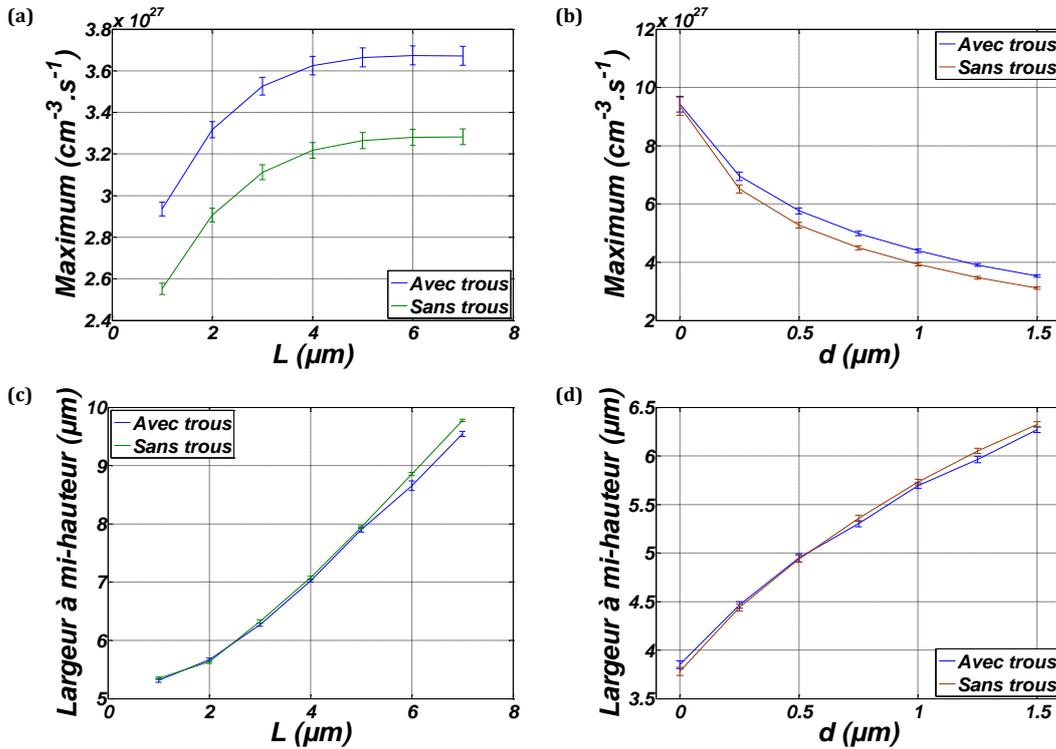


Figure III.29 - Variation du maximum et de la largeur à mi-hauteur du profil de recombinaisons radiatives pour différentes longueurs de contact P (a,c) et pour différentes distances avec la cavité (b,d) dans le cas de cavité avec (bleu) ou sans (vert) trous.

La largeur à mi-hauteur est quant à elle très peu impactée par la présence des trous. On observe que la variation de largeur à mi-hauteur reste inférieure à $0.2 \mu\text{m}$. Cela reste donc très faible par rapport aux valeurs de largeur à mi-hauteur calculées qui sont supérieures à $3 \mu\text{m}$.

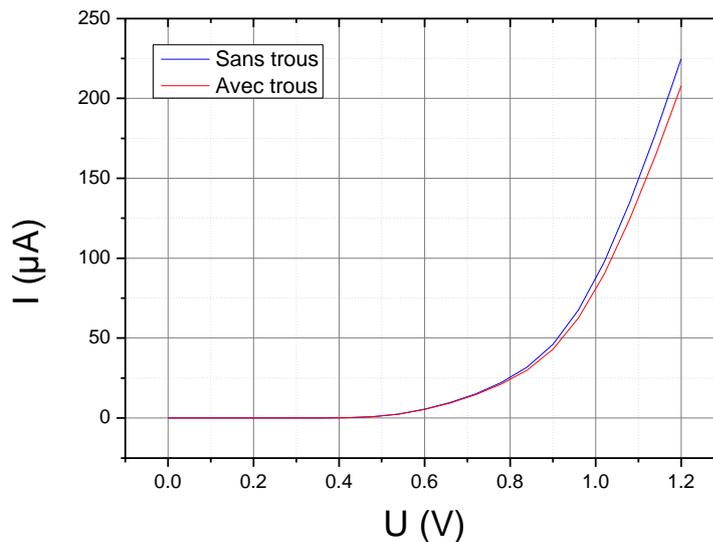


Figure III.30 - Courbes $I(U)$ pour une cavité avec ou sans trous.

Comme ces simulations ont un intérêt plus qualitatif que quantitatif, on peut donc se contenter de cavités sans trous pour déterminer le meilleur design pour l'injection électrique.

2.2.7. Conclusion sur l'injection électrique.

L'ensemble de ces simulations permettent de valider le design proposé afin d'injecter les porteurs de charges au centre de la cavité. En effet, on a confirmé que l'on obtient bien un maximum de recombinaisons radiatives au centre de la cavité et ce pour toutes les configurations simulées.

Cela a aussi permis de mieux comprendre l'impact de chaque paramètre sur les recombinaisons. Ainsi, l'ajout des recombinaisons de surface induit naturellement une diminution des recombinaisons radiatives mais n'a pas de réel impact sur le profil si le cas de cavités passivées est considéré. A l'inverse, la présence des trous du cristal photonique entraîne une augmentation des recombinaisons radiative mais en ayant là aussi un impact limité sur le profil. Les paramètres géométriques du contact P sont ceux qui ont le plus d'impact sur la répartition des recombinaisons radiatives. Ainsi, plus le contact P se situera à une distance d proche de la cavité, plus le profil de recombinaisons sera concentré au centre de la cavité et plus le nombre de recombinaisons radiatives augmente. Et en ce qui concerne la longueur L du contact P, on observe qu'il existe une longueur minimale nécessaire pour atteindre le maximum de recombinaisons possibles au centre de la cavité. Et plus la distance du contact augmente, plus cette longueur augmente.

Comme on pouvait s'y attendre, on voit qu'il est préférable d'avoir un contact P le plus proche possible de la cavité pour favoriser les recombinaisons radiatives. On observe aussi cependant qu'il existe une longueur minimale de ce contact pour permettre un maximum de recombinaisons au centre de la cavité.

3. Choix des contacts

Au cours de ce chapitre, nous avons proposé une nouvelle architecture de nanolaser à CP *rib* 1D. Nous avons confirmé celle-ci à l'aide de simulations optiques d'une part, et électriques d'autre part. Nous avons pu mieux comprendre l'impact du contact P vis-à-vis du maintien d'un facteur de qualité élevé mais aussi vis-à-vis de l'injection des porteurs de charge. Nous avons ainsi pu calculer qu'il était nécessaire de garder les contacts P à une distance minimale de $0.5 \mu\text{m}$ pour garder un facteur Q suffisamment élevé. Et pour favoriser l'injection électrique au centre de la cavité, nous avons d'une part confirmé l'intérêt d'avoir un contact le plus proche possible de la cavité, et d'autre part découvert qu'il existait une longueur de contact minimale.

Malgré l'opposition entre maintien d'un facteur Q élevé et injection efficace du courant, on voit qu'il est possible de trouver un compromis. Ainsi en plaçant un contact P de 3 à $6 \mu\text{m}$ de long à une distance de 0.5 à $1 \mu\text{m}$ de la cavité, il est possible de favoriser l'injection électrique au centre de la cavité tout en gardant les dégradations des qualités optiques de la cavité à un niveau correct.

L'efficacité avec laquelle l'injection électrique est réalisée dans la cavité peut s'exprimer grâce au taux de recouvrement entre le profil spatial des recombinaisons radiatives et

l'enveloppe de l'intensité du champ dans la cavité. Ceux-ci sont tracés suivant la direction z sur la Figure III.31 où l'on peut voir leur proximité avec un taux de recouvrement de plus de 93% pour un contact P long de $3 \mu\text{m}$ et placé à $0.5 \mu\text{m}$ de la cavité. Les taux de recouvrement ainsi calculés pour la gamme de contacts P envisagés ($L=3-6 \mu\text{m}$, $d=0.5-1 \mu\text{m}$ de la cavité) sont supérieurs à 64%.

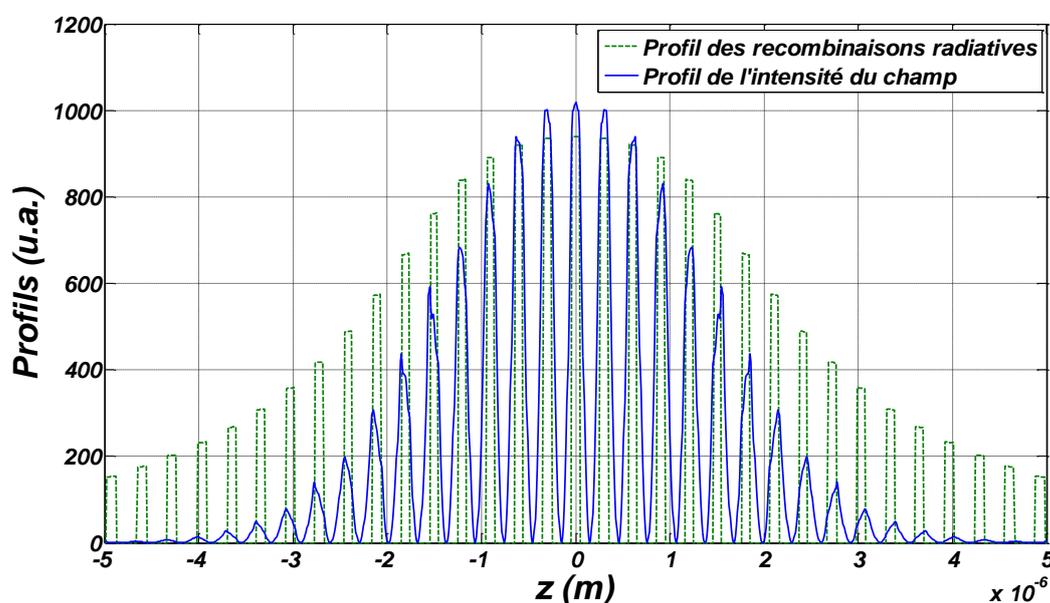


Figure III.31 – Profil de l'enveloppe gaussienne du champ dans la cavité obtenu par simulation optique (bleu) et profil spatial des recombinaisons radiatives (vert) le long de la cavité pour un contact P long de $3 \mu\text{m}$ placé à $0.5 \mu\text{m}$ de la cavité ($x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$).

Le choix de contacts P long de 3 à $6 \mu\text{m}$ et distants de 0.5 à $1 \mu\text{m}$ de la cavité permet donc une injection électrique efficace avec un taux de recouvrement élevé entre le profil spatial des recombinaisons radiatives et l'enveloppe du champ dans la direction longitudinale de la cavité (axe z) pour laquelle ce design a été imaginé.

4.Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons proposé un design afin de réaliser le pompage électrique dans des cavités *rib* à CP 1D. Celui-ci consiste à placer les contacts de type P sur la base élargie de la structure *rib* de part et d'autre du centre la cavité optique et les contacts de type N à chaque extrémité de la cavité. En mettant à profit la différence de conductivité entre les couches dopées N et les couches dopées P, ce design permet d'injecter des porteurs au centre de la cavité tout en limitant la dégradation des propriétés optiques de la cavité à CP.

A l'aide de simulations FDTD, nous avons dans un premier temps étudié l'impact des paramètres géométriques des contacts P sur le facteur de qualité des cavités. Nous avons ainsi montré la possibilité de maintenir des facteurs de qualité élevés malgré le positionnement de contacts P à de courtes distances ($d < 1 \mu\text{m}$) du centre de la cavité.

Nous avons ensuite détaillé les simulations TCAD réalisées afin de valider le design. Celles-ci ont aussi permis d'étudier l'impact de plusieurs paramètres tels que les dimensions du

Design électrique pour l'injection des porteurs

contact P, les recombinaisons de surface et la présence des trous du cristal photonique. Nous avons ainsi confirmé la bonne injection des porteurs au centre de la cavité et lié les différents paramètres étudiés aux profils de recombinaisons radiatives.

Enfin, en utilisant ces résultats de simulations FDTD et TCAD, nous avons pu définir une gamme de dimensions pour les contacts P ($L=3-6 \mu\text{m}$ et $d=0.5-1 \mu\text{m}$) pour laquelle une injection efficace des porteurs dans la cavité est obtenue tout en maintenant des facteurs de qualité élevés. Les taux de recouvrement calculés entre l'intensité du champ dans la cavité et le profil des recombinaisons radiatives sont ainsi supérieurs à 78% pour l'ensemble de la gamme de contacts P définie.

Chapitre IV

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

On a vu au cours des chapitres précédents comment *designer* un nanolaser à cristal photonique 1D pompé électriquement qui présente un facteur de qualité élevé et comment le coupler à un guide d'onde en silicium pour l'interfacer avec le monde extérieur.

Je vais donc maintenant m'intéresser aux technologies que nous utilisons afin de fabriquer des échantillons suivant les designs établis précédemment. Pour cela, je vais d'abord présenter les deux matériaux nécessaires à la fabrication de la structure hybride. Puis je présenterai les différentes étapes de fabrication et leurs technologies associées.

1. Structure hybride III-V/SOI

Afin de réaliser des sources lumineuses intégrées pour les interconnexions optiques aux échelles inter- et intra-puces, nous avons vu qu'il est nécessaire de faire appel à des solutions hybrides qui combinent deux matériaux différents. Le premier est nécessaire pour réaliser les structures de transport de lumière et le deuxième pour fabriquer les nanolasers. À cette fin, nous avons décidé d'utiliser des guides d'onde en SOI pour le niveau passif de transport de lumière et de fabriquer les nanolasers dans une couche de semi-conducteurs III-V.

1.1. Couche passive : SOI

Pour réaliser le niveau passif, on décide donc d'utiliser une structure SOI qui est constituée d'une fine couche de silicium sur une couche de SiO_2 . Épaisse de 220 nm, la couche de silicium est gravée pour former des guides d'onde *ridge* d'une largeur allant jusqu'à 550 nm. Le silicium et le SiO_2 sont tous les deux transparents aux longueurs d'ondes télécoms de 1.3 μm et 1.5 μm . On peut confiner la lumière dans des guides d'ondes extrêmement compacts grâce à la différence d'indice optique importante entre le silicium ($n_{\text{Si}}=3.46$) et le SiO_2 ($n_{\text{SiO}_2}=1.45$). La couche de SiO_2 aussi appelée *BOx* (*Burried Oxide Layer*) est choisie avec une épaisseur de 2 μm afin d'empêcher les pertes par ondes évanescentes dans le substrat de silicium.

Comme on peut le voir sur la Figure IV.1, deux types de guide sont réalisés sur chaque SOI : des guides droits et des guides courbes. Quel que soit leur type, ils ont une largeur centrale allant de 250 nm à 550 nm par pas de 50 nm. À 500 μm de leur centre, ceux-ci s'élargissent progressivement jusqu'à une largeur de 10 μm . Longs d'à peu près 8 mm, ils sont terminés par des réseaux de couplage gravé sur une profondeur de 70 nm[70]. Grâce à ces réseaux, il est possible de coupler la lumière des guides d'onde à des fibres optiques monomodes clivées avec

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

une efficacité de couplage de -5.1 dB [70]. On peut aussi noter que les guides d'onde montrent des pertes optiques de 2.4 dB/cm à cause des imperfections de fabrication [71].

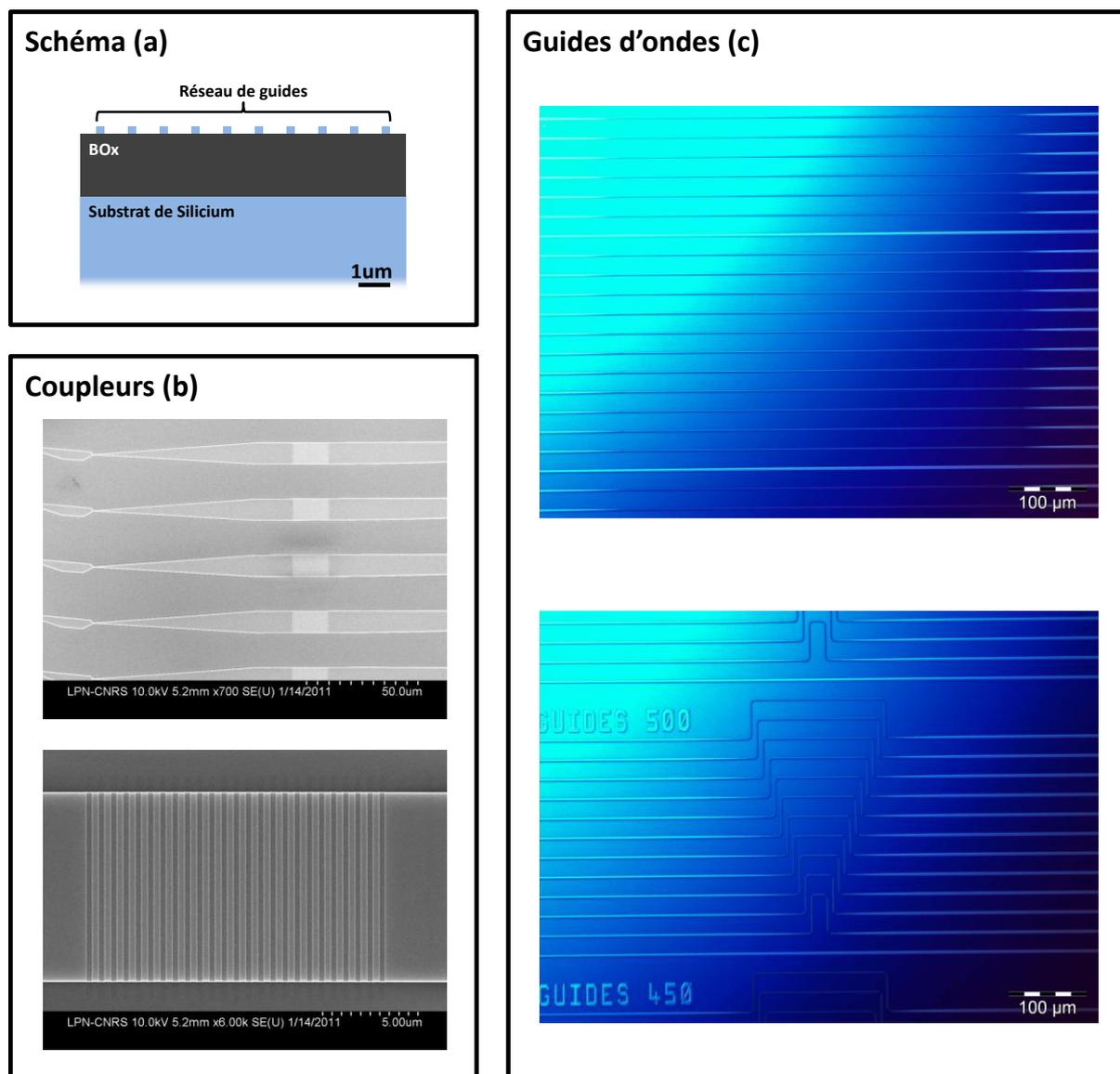


Figure IV.1 - (a) Schéma des couches constituant le SOI et images (b) MEB des réseaux de couplage et (c) au microscope des guides droits et courbes

En plus de ces structures de guidage de la lumière, un système de marques d'alignement est réalisé afin de permettre l'alignement lors de la lithographie électronique. Ce système consiste en deux lignes de 11 marques répétées tous les 250 μm et situées de part et d'autre des structures photoniques. Les marques sont formées de piliers carrés de 100 μm de côté avec un trou carré central de 10 μm de côté.

La fabrication de cette couche n'est pas réalisée au laboratoire mais par le réseau européen ePIXfab [65] dont le but est de développer la photonique sur silicium en Europe à partir d'un modèle *fabless* qui tire parti du savoir-faire des laboratoires et fondeurs commerciaux européens. Ce consortium de sept partenaires confie la fabrication de cette couche SOI soit à l'IMEC situé à Louvain en Belgique soit au CEA-LETI situé à Grenoble en France.

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

La première étape de fabrication repose sur la technologie Smart Cut développée au milieu des années 1990 au CEA-LETI [72,73]. Celle-ci consiste en premier lieu à oxyder un *wafer* de silicium pour former la couche BOx. Des ions hydrogène sont ensuite implantés sous cette couche oxydée. Après retournement, ce *wafer* oxydé est collé sur un autre *wafer* de silicium. Un recuit à 1000 °C fragilise alors la couche reportée le long du plan d'implantation ionique. Cela permet de cliver le *wafer* en ne gardant qu'une couche de silicium de faible épaisseur qui est ensuite polie par planarisation mécano-chimique ou CMP (*Chemical Mechanical Polishing*).

La deuxième étape consiste à graver les structures photoniques et d'alignement dans la couche supérieure du SOI. Pour cela, la lithographie DUV (*Deep UltraViolet*) est utilisée. Une couche de SiO₂ (CEA-LETI) ou de Si₃N₄ (IMEC) est déposée sur le SOI pour réaliser le masque dur. Deux autres couches sont ensuite déposées : une couche antireflet BARC (*Bottom Anti-Reflective Coatings*) suivie d'une couche de résine photosensible. Après un recuit, la résine est insolée par photolithographie *Deep UV* à une longueur d'onde de 193 nm. C'est lors de cette lithographie que la couche BARC est utile puisqu'elle limite les réflexions UV sur la couche SOI. Après développement de la résine, le motif est transféré dans le masque dur par gravure RIE (*Reactive-Ion Etching*). La couche antireflet est ensuite retirée chimiquement grâce à une solution chimique Br/F. Une gravure RIE utilisant un mélange Cl₂/HBr permet alors de graver les structures photoniques à travers le masque dur.

1.2.Couche active : III-V

Au cours de ma thèse, plusieurs couches actives en semi-conducteurs III-V ont été utilisées. Epitaxiées directement au laboratoire ou commandées auprès de III-V Lab, toutes les couches actives utilisées reposent sur un même principe. À partir d'un substrat d'InP, une première couche de 300 nm d'InGaAs est déposée afin d'avoir une couche d'arrêt lors du retrait de substrat par gravure chimique. Viennent ensuite les couches utilisées pour la fabrication du nanolaser. En premier, on trouve une couche d'InP dopée N à $\sim 2-3 \cdot 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$. Les couches suivantes consistent en une alternance de barrières en InGaAsP intrinsèque et de puits quantiques en InGaAs. La dernière couche épitaxiée consiste en une couche d'InP ou d'InGaAsP dopée P à $\sim 1-2 \cdot 10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$.

L'épaisseur des couches dopées P ou N est typiquement comprise entre 100 et 150 nm. Les puits quantiques les plus souvent utilisés possèdent quant à eux une épaisseur de 8 nm et sont espacés entre eux par des barrières de 15 nm. Cet empilement alterné de barrières et de puits quantiques a une épaisseur totale comprise entre 150 et 250 nm. Cette épaisseur nous permet de faire varier le nombre de puits quantiques (4 puits généralement) ainsi que la position de ceux-ci dans l'empilement (centrés ou rapprochés d'une des couches dopées). L'ensemble des couches utilisées pour le nanolaser a une épaisseur totale visée de ~ 450 nm. Cette épaisseur a été définie par simulation optique lors du design des cavités. Un exemple de couche active III-V avec sa structure de bande associée est présenté en Figure IV.2.

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

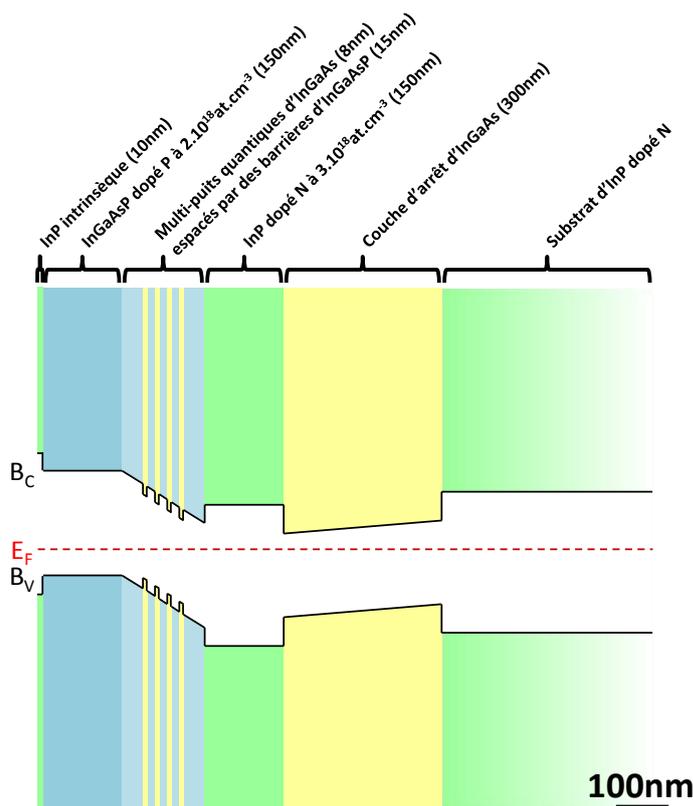


Figure IV.2 - Exemple de couche active III-V et de sa structure de bande électronique associée

2.Étapes de fabrication

2.1.Préparation des matériaux

Avant de pouvoir coller les deux couches, il est nécessaire de préparer celles-ci afin d'obtenir le meilleur collage possible.

La couche SOI est tout d'abord nettoyée dans deux bains à ultrasons d'acétone successifs de 5 minutes chacun. Elle est ensuite rincée à l'isopropanol (IPA) avant d'être sécher sous flux d'azote. On la soumet alors à un plasma oxygène pendant 30 secondes afin de terminer le nettoyage de la surface. Ce traitement forme aussi une fine couche d'oxyde de silicium qui offre une meilleure adhésion lors du collage par benzocyclobutène (BCB).

Dans un premier temps, la couche active de III-V est elle aussi nettoyée avec un bain à ultrasons d'acétone avant d'être rincée à l'IPA puis séchée sous flux d'azote. On dépose alors dessus une couche de SiO_2 par pulvérisation cathodique. Ce dépôt a plusieurs intérêts. Le premier est d'améliorer l'adhésion lors du collage BCB. En effet, le mouillage du BCB est meilleur sur une couche de SiO_2 que sur une couche d'InP. Le second intérêt est d'offrir un meilleur contrôle de la distance séparant la couche active de III-V de la couche passive de SOI. L'épaisseur du dépôt est précisément connue et facilement modifiable contrairement à l'épaisseur de la couche de BCB. Il est alors possible d'utiliser les mêmes paramètres à chaque collage pour avoir une couche de BCB toujours identique et de jouer sur la couche de SiO_2 pour choisir la distance séparant la couche active de la couche passive. Enfin, le dernier intérêt est que le SiO_2 présente

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

une conductivité thermique presque 5 fois plus grande que celle du BCB. Cela permet donc une meilleure dissipation thermique et donc une meilleure durée de vie des nanolasers [74].

Une fois ce dépôt de SiO₂ fait, la couche de III-V est ensuite clivée en vignettes de 1cm² afin de recouvrir entièrement un circuit complet du SOI. Ils sont ensuite de nouveau nettoyés avec l'enchaînement bain à ultrasons d'acétone/rinçage IPA/séchage azote.

2.2.Collage du III-V sur Silicium

Maintenant que les surfaces des deux couches sont nettoyées et correctement préparées, il est possible de passer à l'étape de collage. Pour cela, nous utilisons une solution à base de BCB dilué dans du mésitylène et commercialisée par Dow Chemicals sous l'appellation CYCLOTENE 3022-35. Ce choix se justifie par ses propriétés de planarisation et de thermodurcissage mais aussi par sa transparence autour de 1.55µm [75].

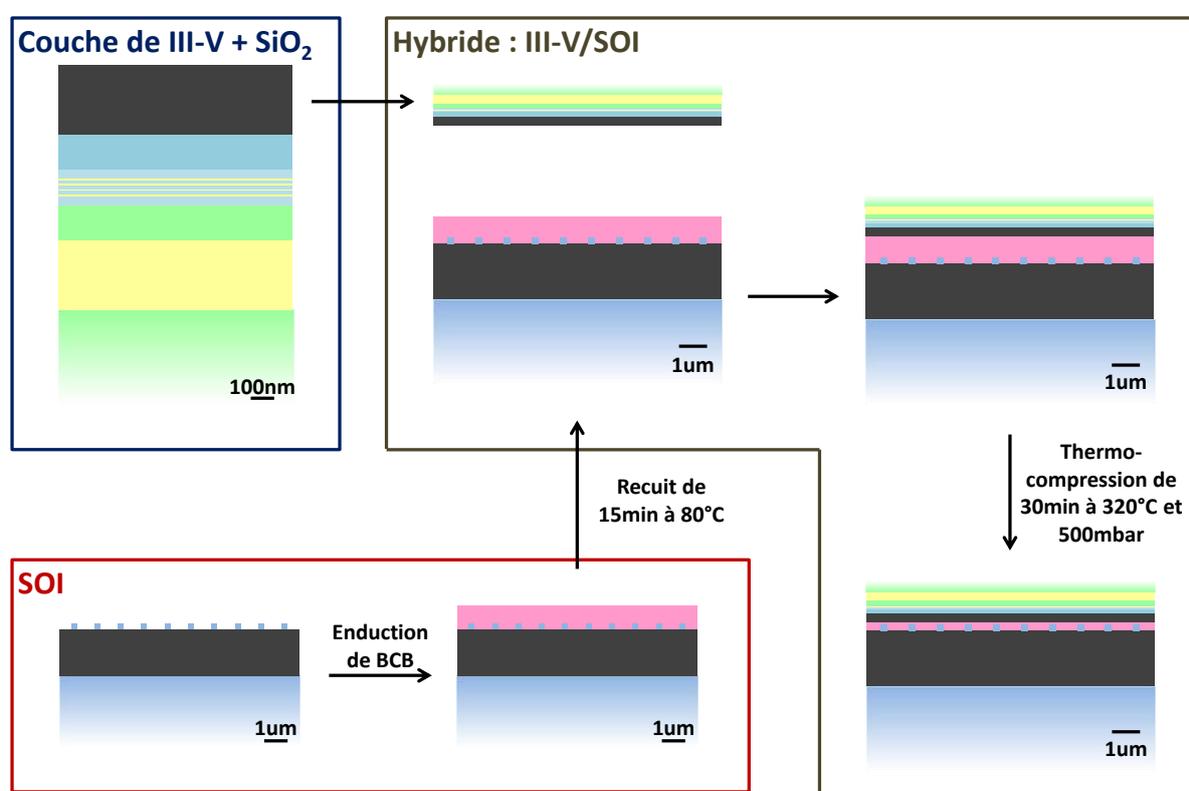


Figure IV.3 - Étapes du collage de la couche III-V sur le SOI.

Cette solution est ensuite elle-même diluée dans du mésitylène aux proportions 2 :1.5 (BCB :mésitylène). Cette solution diluée est alors déposée sur le SOI par *spin-coating* à une vitesse de 5000 tr/min pendant 30 s avec une accélération initiale de 2000 tr/min/s. Le fait d'avoir dilué la solution permet de diminuer l'épaisseur de la couche de polymère déposée et donc l'épaisseur de la couche finale de collage.

Juste après l'enduction, l'échantillon subit un recuit à 80 °C pendant 15 min. Cela a pour objectif de faire dégazer la couche de BCB déposée et ainsi obtenir le collage avec les meilleures planéité et reproductibilité possibles.

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

Après avoir déposé la couche de III-V sur le SOI enduit de BCB, on peut réaliser le collage à l'aide du *bonder* SB6e de SUSS MicroTec. Cet équipement offre un environnement sous vide pour réaliser plusieurs types de collages. Nous l'utilisons en configuration thermo-compression grâce aux plateaux de la presse dont on peut contrôler la température afin d'appliquer une pression de 500 mbar pendant 30 min à 320 °C.

L'ensemble de ces étapes est résumée en Figure IV.3 et un exemple du résultat obtenu avec ce type de collage est présenté en Figure IV.4 où l'on peut voir une image MEB en coupe d'une couche semi-conductrice III-V collée sur un substrat SOI.

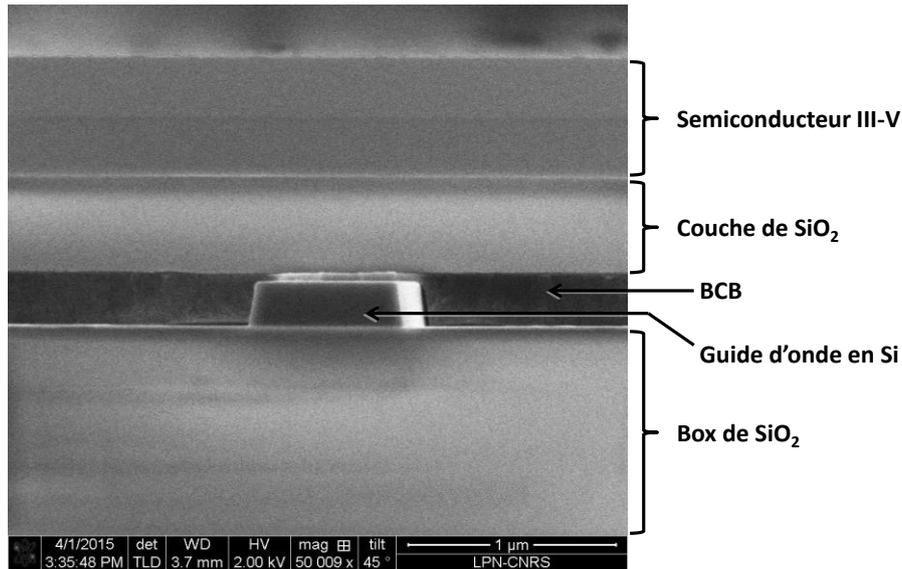


Figure IV.4 - Image MEB en coupe d'une couche de semi-conducteur III-V reportée sur un substrat SOI comportant des guides d'onde

2.3.Retrait de substrat

Une fois le collage réalisé, il est nécessaire de retirer le substrat de la couche III-V, qui se trouve maintenant sur le dessus de l'échantillon, pour ne garder que la couche active. Pour cela, nous utilisons deux solutions chimiques. La première est une solution H₂SO₄ :H₂O₂ :H₂O dans les proportions 3 :1 :1 qui permet de graver l'InGaAs de manière sélective par rapport à l'InP. La deuxième solution est une solution d'acide chlorhydrique pur qui grave l'InP de manière sélective vis-à-vis de l'InGaAs.

Ainsi, on commence par mettre l'échantillon dans la solution d'acide sulfurique pendant 30 s. Cela permet de nettoyer la surface des traces d'InGaAs qui se sont déposées lors de la croissance des couches actives sur le substrat. On peut alors retirer le substrat en le trempant dans la solution de HCl pendant 1 h [76]. La gravure s'arrête sur la couche d'arrêt de 300 nm d'InGaAs grâce à la sélectivité de la gravure. On enlève alors cette couche d'arrêt en la plaçant dans la solution d'acide sulfurique pendant 10 s.

Comme on peut le voir en Figure IV.5, cela nous permet de retirer une grande épaisseur de substrat rapidement et proprement.

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

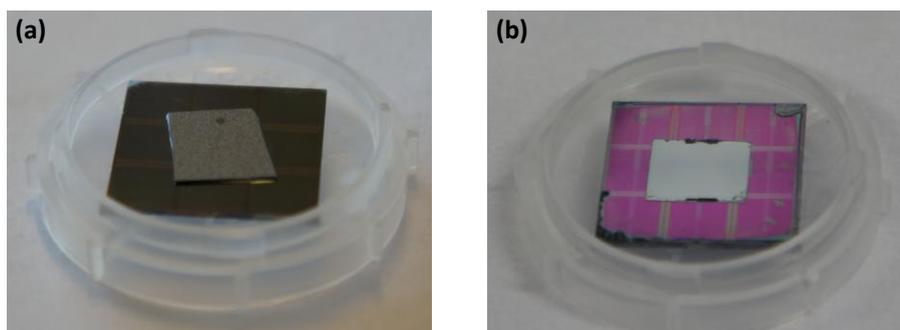


Figure IV.5 - Échantillon hybride III-V sur SOI avant (a) et après (b) le retrait de substrat.

2.4. Gravure des cristaux photoniques

L'étape suivante de la fabrication consiste à graver les cavités à CP alignées sur les guides d'ondes. Cela nécessite tout d'abord d'ouvrir les marques d'alignement présentes sur la couche de SOI. Celles-ci servent à s'assurer du bon positionnement des masques de HSQ (*Hydrogen SilsesQuioxane*) vis-à-vis des guides d'onde SOI lors de la lithographie électronique. Les motifs des masques sont ensuite transférés dans le matériau III-V par gravure ICP (*Inductively Coupled Plasma*) pour former les cavités *rib*.

2.4.1. Ouverture des marques d'alignement

Pour aligner correctement les structures de chacune des couches, nous avons besoin des marques présentes à cet effet sur le SOI. Cependant, elles se trouvent recouvertes par plusieurs couches qu'il convient de retirer pour les détecter correctement lors de la lithographie électronique.

Pour commencer, nous réalisons une lithographie optique en utilisant la résine photosensible positive AZ-9260 afin de n'ouvrir que des rubans le long des marques d'alignement. La résine est enduite sur l'échantillon avant d'être recuite pendant 7 min 30 s à 110 °C. Une insolation UV de 2 min puis un développement de 3min dans une solution AZ-400K :H₂O à 1 :3 permet de révéler des tranchées le long des marques d'alignement seulement.

Ensuite, on commence à libérer les marques en gravant chimiquement la couche active de III-V qui les recouvre. Pour cela, on utilise en alternance les solutions d'acide sulfurique et d'acide chlorhydrique vues en III.2.3. Par la suite, l'échantillon est trempé dans une solution de fluorure d'ammonium qui va permettre d'enlever la couche de SiO₂ déposée lors de la préparation de la couche III-V. Le BCB ainsi mis à nu est alors gravé par RIE avec un plasma composé d'un mélange d'hexafluorure de soufre et de dioxygène (SF₆/O₂).

Les marques d'alignement sont maintenant débarrassées des couches qui les recouvraient. Afin d'avoir le meilleur contraste possible à la lithographie électronique, l'échantillon est plongé dans une solution de AF pendant 30min. Cela grave le BOx du SOI jusqu'au substrat de Si, transférant ainsi le motif des marque dans le BOx.

2.4.2.Lithographie électronique

A la différence de la lithographie optique qui permet d'insoler tout un échantillon à la fois à travers un masque, la lithographie électronique repose sur l'utilisation d'un faisceau d'électrons focalisé. En balayant ce faisceau sur l'échantillon, on insole alors localement une résine électrosensible. Cette technique offre une précision subnanométrique et une très grande versatilité grâce à l'absence de masque lors de l'insolation. Cela se fait cependant au prix d'un temps d'insolation plus long.

2.4.2.1.Méthode de fracturation électronique

Avant toute insolation électronique, il est important de préparer correctement la fracturation électronique qui correspond au trajet effectué par le faisceau d'électrons sur l'échantillon afin d'insoler la résine. Pour définir ce trajet, nous créons d'abord des fichiers GDS-II qui contiennent les motifs voulus grâce à des scripts python utilisant la librairie IPKISS. Nous utilisons ensuite le logiciel Layout BEAMER de GenISys [77]. Ce logiciel fait appel à des méthodes de fracturation sur ces fichiers afin de transformer tous les motifs en un trajet pour le faisceau d'électrons. Nous avons travaillé durant ma thèse à l'amélioration de cette étape de fracturation en s'intéressant aux méthodes utilisées afin de réduire les défauts dans la résine électrosensible observés après révélation. En effet, tout défaut présent dans le motif au niveau de la résine sera ensuite transféré durant la gravure à la cavité du nanolaser.

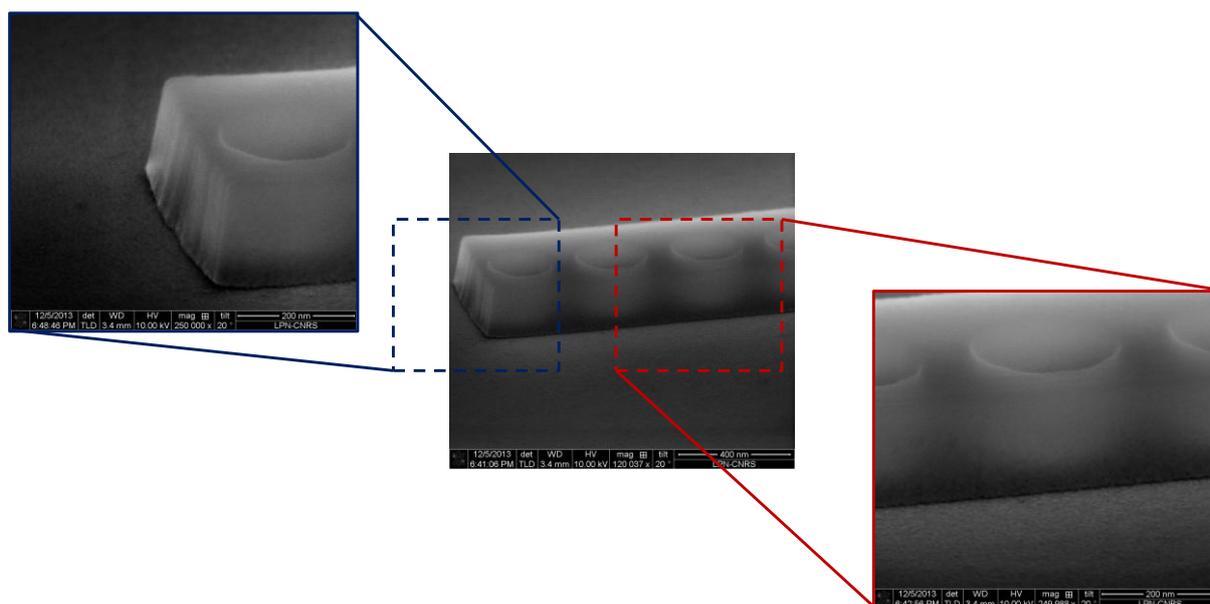


Figure IV.6 - Images MEB d'un masque de HSQ dont la fracturation a été privilégiée parallèlement au cristal photonique. Les zooms montrent la différence de rugosité lorsque le faisceau d'électron réalise des déplacements orthogonaux (en bleu) ou parallèles (en rouge) par rapport aux flancs.

Premièrement, nous avons pu observer que le bord de la résine pouvait aussi bien être parfaitement lisse qu'être très rugueux. L'analyse de la méthode de fracturation nous a permis de comprendre que cela était dû à des coups de faisceau. En effet lorsque le faisceau arrive perpendiculairement à un bord de motif, cela va laisser une marque sur ce bord de motif dans la résine comme on peut le voir sur la Figure IV.6. En revanche, lorsque le faisceau a un trajet parallèle au bord du motif, la résine présente une absence de rugosité. Cela nous mène donc à

mettre en place une méthode de fracturation qui favorise la direction des cavités pour limiter au mieux la rugosité de leurs flancs.

Deuxièmement, nous avons remarqué que sans méthode particulière les trous du cristal photonique n'étaient ni tout à fait circulaires, ni tout à fait identiques. Toujours en analysant la méthode de fracturation, nous nous sommes rendu compte que celle-ci n'était pas optimisée pour réaliser des trous circulaires. Cependant, elle est optimisée pour les disques et GenISys a proposé un algorithme se servant de transformations pour améliorer la fracturation des trous [78]. L'algorithme ainsi utilisé – dont on peut voir le schéma en Figure IV.7 – commence en réalisant le négatif du fichier GDS-II dans le logiciel de fracturation. Les trous circulaires sont donc maintenant des disques que le logiciel de fracturation peut reconnaître. On peut alors demander au logiciel de fracturer ces disques mais aussi de fracturer des disques de rayons légèrement plus grands. On peut alors réaliser une soustraction des plus petits disques aux plus grands. On obtient alors des anneaux dont le rayon intérieur est celui des trous et dont la fracturation est optimisée. Il ne reste alors plus qu'à combiner la fracturation de ces anneaux avec la fracturation du reste des motifs. On obtient finalement une fracturation plus précise des trous. De plus, cette méthode de fracturation apporte l'avantage d'être identique pour tous les trous de rayon identique du cristal photonique.

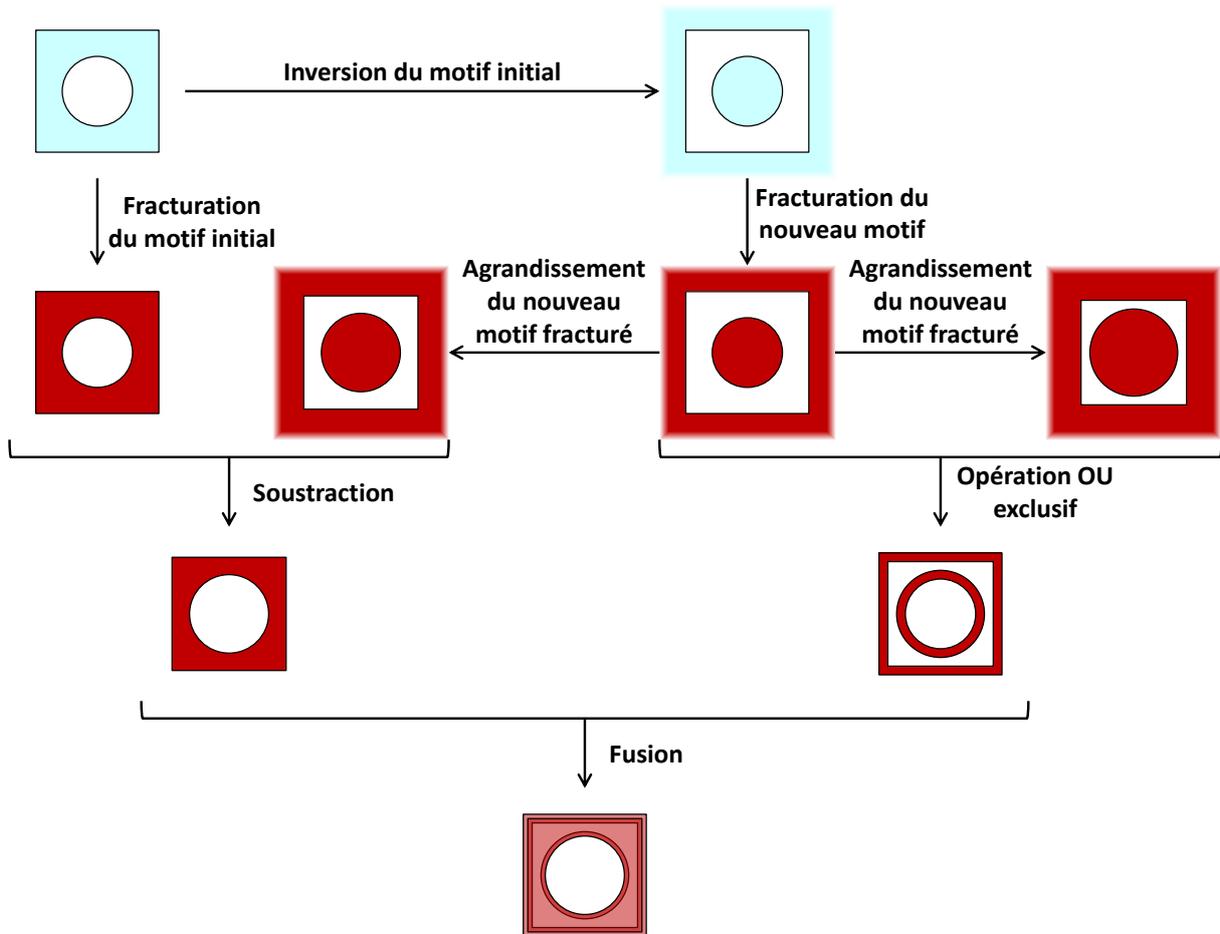


Figure IV.7 - Algorithme de fracturation des trous

Troisièmement, il est possible de mettre en place le multi-passage [79]. Cette technique consiste à insoler le motif avec plusieurs passages. Ainsi, l'exposition multiple permet d'améliorer les raccords entre les différents champs d'insolation mais surtout de moyenner le

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

bruit existant lors de l'insolation et donc de diminuer la rugosité du masque. La mise en place du multi-passage se déroule lors de la fracturation électronique. Pour cela, une fois toutes les étapes précédentes réalisées, la fracturation obtenue est répétée autant de fois que le nombre de passages voulus. On peut ainsi voir sur la Figure IV.8 ci-dessous l'amélioration obtenue sur la gravure des trous grâce à l'utilisation du multi-passage.

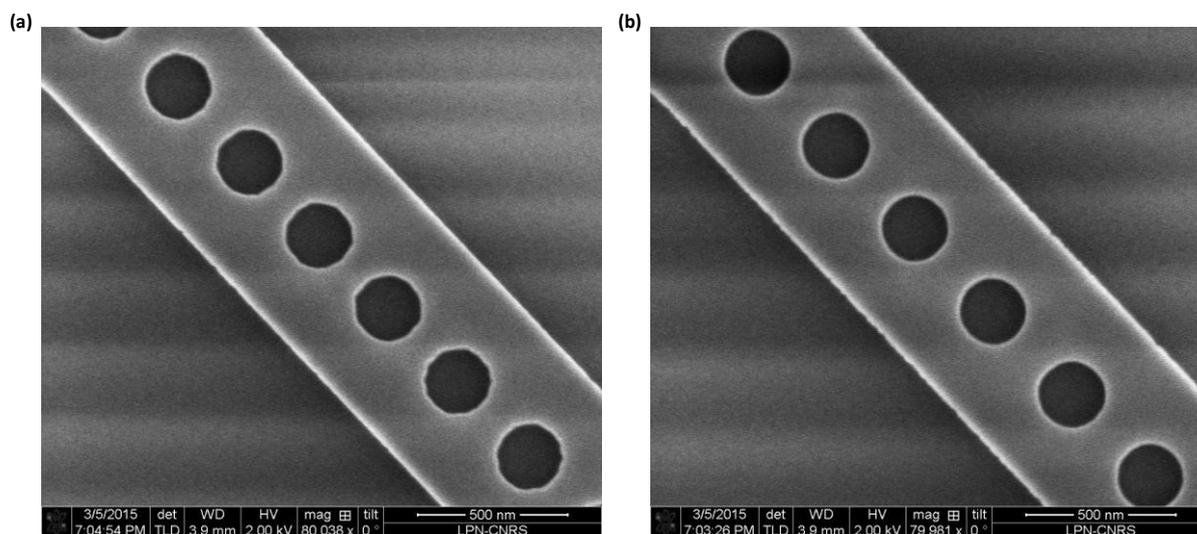


Figure IV.8 - Images MEB d'un cristal photonique à 1D gravé après une insolation électronique (a) sans multi-passage et (b) avec multi-passage

On donc pu améliorer la rugosité des bords des motifs dans la résine en s'intéressant à la méthode de fracturation utilisée par notre masqueur électronique.

2.4.2.2. Marques d'alignement

Afin d'obtenir des niveaux d'insolation qui soient correctement alignés sur le niveau passif en SOI mais aussi entre eux, il est nécessaire d'utiliser des marques d'alignement. Ces marques consistent en un motif ayant un contraste important avec son environnement direct. Après avoir donné leurs positions approximatives au masqueur électronique, celui-ci peut alors les repérer grâce au faisceau d'électrons. Dans notre cas, nous utilisons des marques de forme carrée.

Parmi les marques d'alignement, on peut faire la différence entre deux types : les marques globales et les marques locales.

Les marques globales sont des marques qui nous permettent d'aligner les différents niveaux les uns par rapport aux autres. Un alignement sur ce type de marques est toujours réalisé au début de l'insolation. Dans le cas où l'insolation dure longtemps, cet alignement peut être répété afin de corriger la dérive qui apparaît avec le temps durant une insolation.

Les marques locales sont des marques qui sont créées autour d'un motif précis pour qu'un alignement sur ce motif particulier soit fait. Ce type de marques est nécessaire lorsque l'alignement recherché est critique et que la correction obtenue grâce aux marques globales n'est pas suffisante comme on peut le voir sur la Figure IV.9. Ces marques locales tirent parti du mode d'écriture du masqueur électronique. En effet, celui insole un échantillon par champs d'écriture. Tous les motifs à l'intérieur d'un champ d'écriture sont insolés avant de se déplacer et

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

de passer à la fenêtre d'écriture suivante. Ainsi dans un même champ d'écriture, la dérive est minime. De plus si on crée des marques, celles-ci sont parfaitement positionnées vis-à-vis des autres motifs de la fenêtre d'écriture. On peut donc demander lors des étapes d'insolation suivantes de s'aligner sur ces marques locales pour avoir un alignement plus précis.

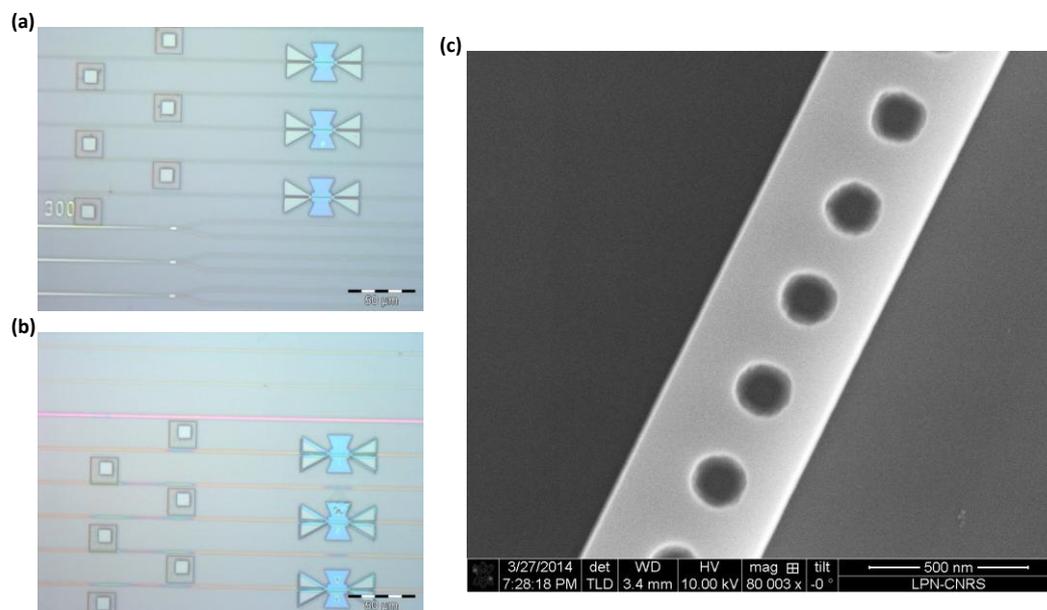


Figure IV.9 - Exemples de dérive du faisceau d'électron lors de l'insolation électronique. Lors d'une insolation sans alignement local, on peut voir sur le même échantillon (a) un alignement réussi en début d'insolation et (b) le désalignement important en fin d'insolation dû à la dérive du faisceau d'électrons. (c) L'image MEB montre un désalignement léger qui ne peut être observé en microscopie optique et qui nécessite un alignement local.

2.4.2.3. Insolation de l'échantillon

Maintenant que nous avons vu comment optimiser la fracturation électronique et à quel point les marques d'alignement sont nécessaires, nous pouvons réaliser l'insolation de l'échantillon.

Tout d'abord, nous préparons la surface de l'échantillon en lui faisant subir un plasma O_2 pendant 2 min. Ensuite nous trempions l'échantillon dans le promoteur d'adhésion SurPass 3000 de DisChem pendant 1 min avant de le rincer dans de l'eau déionisée durant 30 s puis de le sécher. Ces étapes ont pour objectif d'améliorer l'adhésion de la résine HSQ. Afin de profiter au mieux de cette amélioration d'adhésion, on réalise l'enduction de la résine HSQ ($v = 600$ tr/min, $a = 3000$ tr/min/s, $t = 60$ s) le plus rapidement possible après séchage. L'échantillon enduit est ensuite recuit pendant 40 min à 90 °C.

L'insolation de la résine peut alors être réalisée. Afin de s'assurer du bon alignement, le masqueur se sert des marques d'alignement libérées précédemment. Un pré-alignement manuel est nécessaire mais le reste de l'insolation est automatique et compense la dérive durant les longues insolutions en se réalignant de temps en temps sur celles-ci. Lorsque la précision demandée est plus importante sur l'insolation, on peut se servir de marques locales qui ont été définies durant une étape précédente. On peut alors demander au masqueur de s'aligner sur ce type de marques avant l'insolation de certains motifs pour assurer l'alignement le plus précis possible.

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

Le développement de la résine HSQ est ensuite fait grâce à une solution d'AZ-400K diluée dans l'eau au ratio 1 :4 pendant 1 minute.

2.4.3.Gravure ICP

L'étape suivante consiste à graver la cavité. Pour cela, nous avons développé une recette de gravure à base de HBr/O₂/He. En effet, nous utilisons jusqu'ici une recette à base de Cl₂/H₂. Cependant, cette recette présentait de nombreux défauts : flancs non-verticaux, rugosité des flancs, front de gravure non-horizontale, phénomène de *trenching*. En changeant de recette, nous avons pu grandement améliorer l'état des flancs de gravures.

Pour graver les cavités *rib*, la gravure ne peut se faire en une seule fois mais nécessite deux étapes. En effet, nous devons à la fois graver les trous du cristal photonique sur l'ensemble de la couche III-V tout en ne la gravant que partiellement pour obtenir la base large caractéristique d'une cavité *rib*. Nous réalisons donc une première gravure pour graver les trous du cristal photonique ainsi que les limites maximales de la cavité. Une deuxième gravure permet alors de ne graver que la partie supérieure de la couche III-V pour obtenir la structure *rib*. Cela est rendu possible grâce à un suivi laser in-situ et la vitesse de gravure lente (~200 nm/min). La Figure IV.10 ci-dessous montre l'échantillon après chacune de ces gravures ICP.

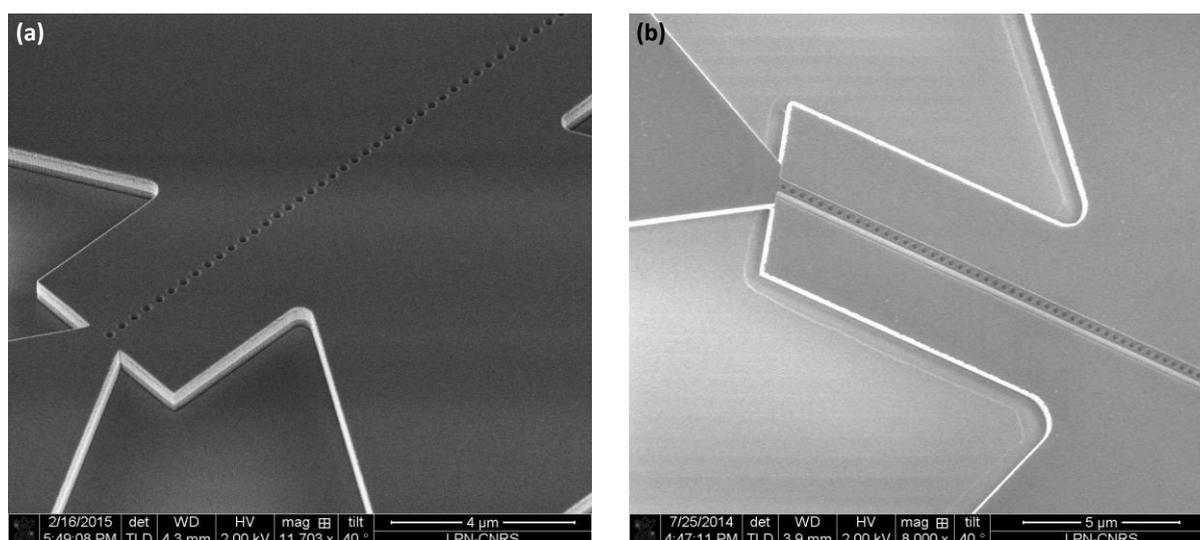


Figure IV.10 - Images MEB de (a) la première gravure ICP des trous et des dimensions maximales du cristal photonique et de (b) la deuxième gravure ICP de part et d'autre des trous pour obtenir la base amincie du cristal photonique *rib*.

2.5.Contacts électriques sur la cavité

Une fois les cavités gravées, nous devons ensuite passer à l'étape de dépôt des contacts électriques sur celle-ci. Afin d'avoir la meilleure injection du courant possible, il est important de chercher à obtenir des contacts ohmiques présentant une résistivité de contact la plus faible possible.

On utilise pour cela la technique de *lift-off* avec le PMMA comme résine positive. L'insolation est réalisée par lithographie électronique tandis que le lift-off est réalisé en faisant subir à l'échantillon un bain de Trichloréthylène chauffé à 90 °C pendant au moins 5 minutes. L'intérêt de la lithographie électronique est surtout d'avoir un alignement précis des contacts

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

sur les cavités en utilisant des marques d'alignement locales. La précision de l'insolation voulue n'est ici que de plusieurs nanomètres et est facilement atteinte grâce à lithographie électronique sans opération particulière sur la fracturation.

2.5.1. Préparation de surface

Avant tout dépôt de contact, il est nécessaire de correctement préparer la surface pour avoir le meilleur contact possible. Pour cela, nous utilisons la recette présentée dans [80]. Elle consiste dans l'utilisation de deux solutions chimiques. La première est une solution de $H_3PO_4 : H_2O$ aux proportions 1 :10 dont le but est de nettoyer la surface de ses impuretés et de son oxyde natif. La seconde solution est une solution d'acide fluoridrique (HF) diluée à 1% dans laquelle on ne trempe l'échantillon que brièvement. On ne cherche ici qu'à modifier l'état de surface pour une meilleure interface métal/semi-conducteur.

2.5.2. Contact de type P

Dans un premier temps, nous déposons le contact de type P. Après avoir essayé plusieurs contacts de type P, nous avons décidé d'utiliser un contact Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au (10/20/20/10/20/20/100 nm). Ce type de contact se base sur le contact Pd/Zn/Pt/Au [81] que nous avons du adapter aux équipements de dépôts métalliques présents au laboratoire. Ainsi, ce contact est réalisé en plusieurs étapes de métallisation en évaporation par canon à électron et par effet Joule. Après l'étape de *lift-off*, l'échantillon subit un recuit de 4 minutes à 400°C.

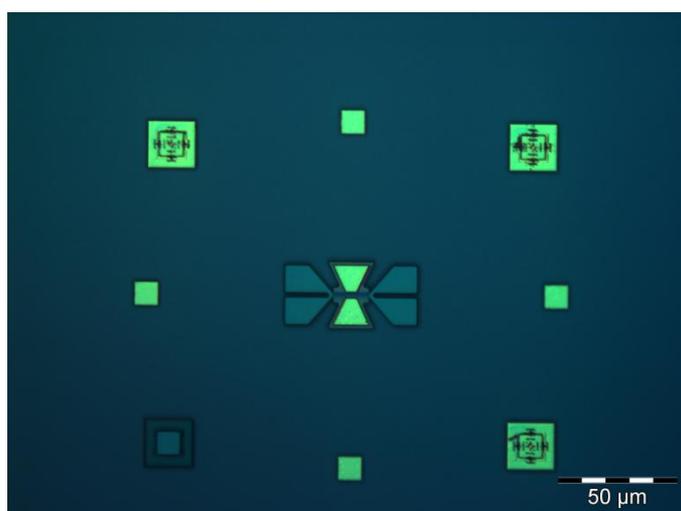


Figure IV.11 - Image optique après dépôt du contact de type P

Comme expliqué dans [81], l'utilisation de la couche de palladium assure une interface propre et homogène entre le contact et la couche d'InP dopée P. De plus, une migration du Zn vers la couche dopée P de III-V a lieu. Cela permet aussi d'empêcher la diffusion des dopants Zn hors de la couche dopée P d'InP. Il en résulte alors une augmentation du dopage en surface de la couche et une baisse de la résistivité de contact. La couche de platine est ici présente pour empêcher l'inter-diffusion entre la couche de zinc et la couche épaisse d'or. Cependant à cause de l'impossibilité de réaliser au laboratoire ce type de dépôt dans un seul équipement, nous avons du insérer de fines couche d'or de part et d'autre de la couche de zinc afin d'éviter l'oxydation des couches de palladium et de zinc lors des remises à l'air. Cela entraîne un peu

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

d'inter-diffusion entre Zn et Au lors du recuit. La couche de Ti que nous avons rajoutée permet quant à elle une meilleure accroche lors du dernier dépôt.

Avec ce type de contact, nous avons obtenu des résistivités de contacts aussi basses que $7 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Ce sont aussi lors de nos études sur le contact de type P que nous avons décidé d'utiliser une couche d'InGaAsP dopée P. En effet, nous avons trouvé une amélioration des résistivités de contact d'un ordre de grandeur en passant de l'InP dopé P à l'InGaAsP dopé P. Plus de détails sur le choix de ces contacts sont disponibles dans la partie 2 du Chapitre V.

2.5.3. Contact de type N

Le contact de type N est ensuite déposé. Nous utilisons pour ce type de contact un dépôt Ti/Pt/Au (20/20/100 nm). La couche de titane permet une bonne accroche sur la couche d'InP dopée N tandis que la couche de platine est là pour empêcher la migration de l'or lors d'étapes à hautes températures ou sous polarisation électrique [82]. Nous réalisons aussi un recuit rapide de 30 secondes à 400 °C pour activer le contact. On mesure alors une résistivité de contact aussi basse que $1.9 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$. La partie 2 du Chapitre V donne plus de détails sur le choix de ces contacts.

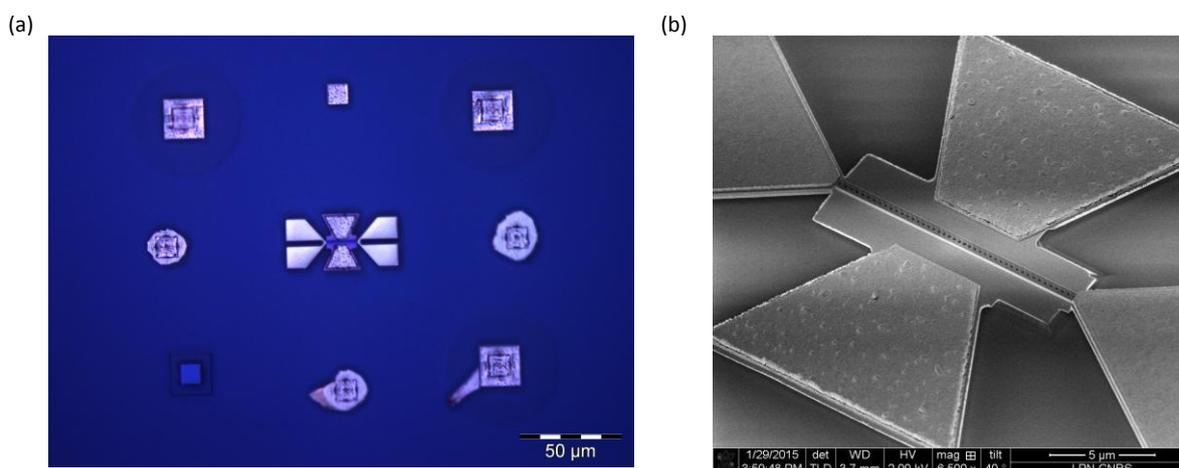


Figure IV.12 - Image (a) optique et (b) MEB après dépôt du contact de type N.

2.6. Passivation

Nous réalisons ensuite une étape de passivation sur nos échantillons afin de limiter les recombinaisons non-radiatives. Celles-ci peuvent avoir plusieurs origines : les recombinaisons Auger, les recombinaisons Schokley-Read-Hall et les recombinaisons de surface. Les deux premiers types sont cependant très minoritaires face aux recombinaisons de surface. En effet, l'utilisation de cristaux photoniques implique un ratio surface/volume élevé qui favorise ce type de recombinaisons. De plus, ce ratio élevé est couplé au fait que les cavités sont gravées par ICP et que cela apporte énormément de défauts en surface.

L'étape de passivation consiste à utiliser deux solutions chimiques [83]. La première est une solution de $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$ aux proportions 1 : 8 : 5000. Elle permet d'enlever les défauts de surface. La deuxième solution est une solution de sulfure d'ammonium ($(\text{NH}_4)_2\text{S}$) à 10%. Celle-ci a un double emploi. Tout d'abord, elle grave légèrement les matériaux III-V ce qui permet de finir de nettoyer la surface des cavités. Elle crée aussi une surface soufrée de

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

protection sur l'ensemble de la cavité. Cela permet de bloquer la réapparition de défauts de surface qui aurait lieu si le III-V était simplement remis à l'air.

Cette étape nous permet de fortement diminuer les recombinaisons non-radiatives. Ainsi, nous avons pu mesurer la durée de vie moyenne de leurs porteurs à la valeur de 2.2 ns. Cela correspond à une amélioration d'un ordre de grandeur par rapport à une cavité sans passivation.

2.7. Encapsulation

Juste après la passivation, nous réalisons une étape d'encapsulation. L'objectif est ici double. Le premier est de fixer la passivation tout juste réalisée et ainsi de protéger le nanolaser de l'environnement. Le second est d'améliorer l'extraction de la chaleur des nanolasers. Comme l'indique la Figure IV.13, les différents dépôts diélectriques disponibles au laboratoire présentent tous des avantages mais aussi des inconvénients. Ainsi, nous décidons de réaliser l'encapsulation en plusieurs étapes de dépôt pour tirer pleinement profit des avantages de chacun de ces dépôts.

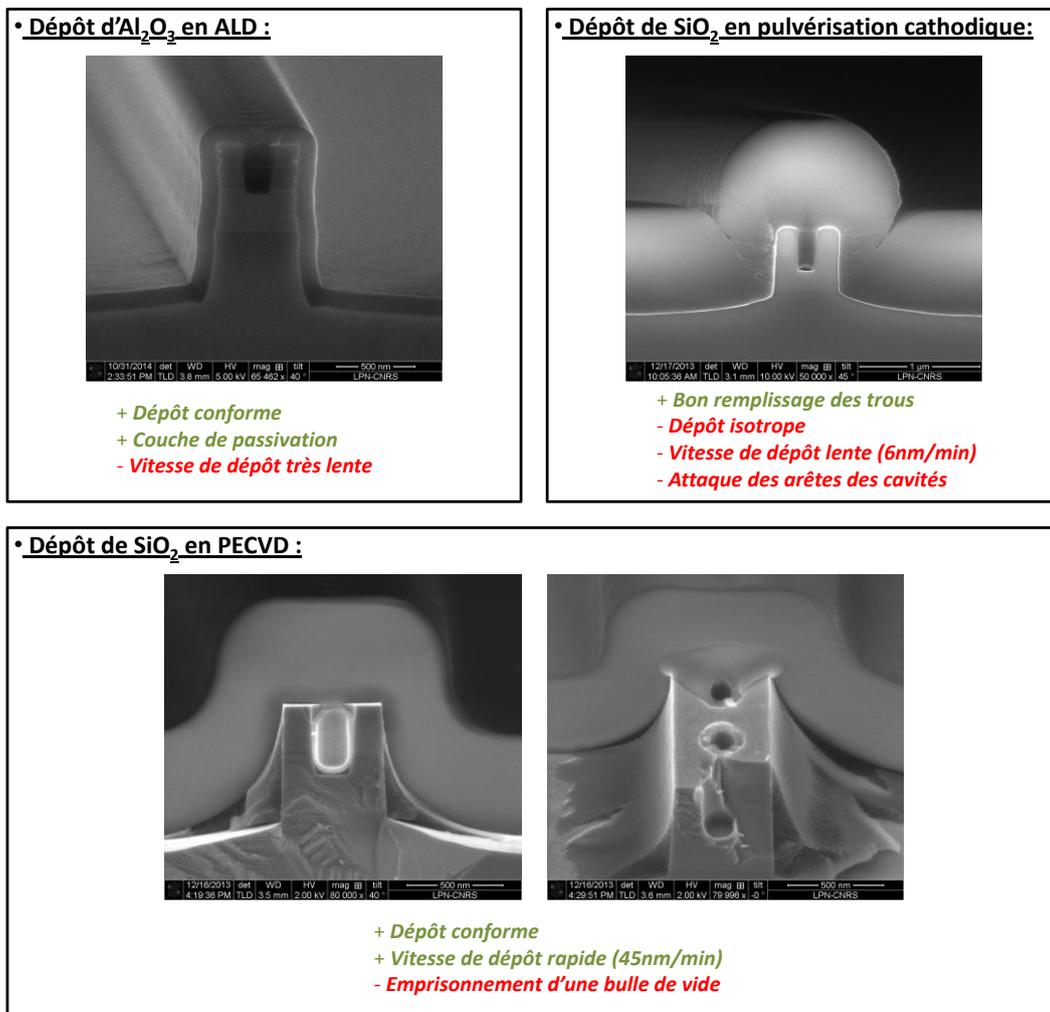


Figure IV.13 - Méthodes de dépôts de diélectrique disponibles avec leurs avantages et inconvénients

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

Tout d'abord, un dépôt de 5 nm d' Al_2O_3 est réalisé en ALD (*Atomic Layer Deposition*). Ce type de dépôt possède une vitesse très lente mais donne des couches très conformes. On peut donc parfaitement recouvrir l'intérieur des trous de notre cristal photonique. Le choix de l' Al_2O_3 a été fait pour son indice optique ($n=1,75$) proche de celui du SiO_2 ainsi que pour ses propriétés de passivation de la surface.

L'étape suivante est alors de déposer une couche de 20 nm de SiO_2 en PECVD. Cette méthode permet de continuer de bien remplir les coins des trous du cristal photonique. Ce type de dépôt est lui aussi de type conforme mais présente surtout l'avantage d'avoir une vitesse de dépôt élevée (~ 45 nm/min). Cependant, on ne peut pas l'utiliser pour parfaitement remplir les trous du cristal photonique. En effet, la vitesse de dépôt n'est pas uniforme partout dans les trous. Ainsi dans la partie supérieure des trous, la vitesse de croissance latérale est plus élevée que dans la partie inférieure. Si on faisait un dépôt plus épais, il ne serait pas possible de parfaitement remplir les trous de SiO_2 . On se retrouverait alors avec des poches de vide coincées dans les trous, ce qui ne permettrait pas une bonne extraction de la chaleur.

On en arrive donc à l'étape suivante qui est un dépôt de SiO_2 de 500 nm en pulvérisation. Ce type de dépôt isotrope permet d'entièrement remplir les trous du cristal photonique. Cependant, il s'agit d'un dépôt lent (6 nm/min) qui prend donc du temps et qui attaque les arêtes. Enfin, un nouveau dépôt de 500 nm en PECVD est réalisé. Cela nous permet d'arriver à une épaisseur totale d'encapsulation proche de 1 μm qui nous fournit une bonne évacuation de la chaleur et une distance assez grande pour que les vias électriques n'impactent pas les propriétés optiques des nanolasers.

2.8.Création des vias électriques

Une fois l'encapsulation réalisée, il est nécessaire de fabriquer des vias électriques afin de relier des pads de contact jusqu'aux contacts électriques déposés précédemment sur les cavités. A cette fin, il d'abord nécessaire de graver la couche de silice recouvrant les cavités pour atteindre les contacts électriques avant de déposer les vias métalliques par *lift-off*.

2.8.1.Gravure IBE

Afin d'ouvrir l'encapsulation de SiO_2 , nous avons décidé d'utiliser la gravure sèche IBE (*Ion Beam Etching*). Il s'agit d'un type de gravure RIE où l'on utilise un gaz neutre (Argon) avec de haute énergies d'accélération pour obtenir des gravures purement physiques. Ce choix de gravure est dû à l'épaisseur de la couche de l'encapsulation. En effet, on ne peut pas utiliser une gravure donnant des flancs verticaux puisque cela donnerait une marche trop importante pour faire un dépôt métallique continu. Or la gravure IBE étant purement physique, les échantillons sont penchés afin d'évacuer le matériau gravé. L'équipement disponible au laboratoire offre la possibilité de contrôler l'angle avec lequel l'échantillon est penché — et donc l'angle d'incidence du plasma sur l'échantillon — mais aussi d'y ajouter une rotation.

Dans notre situation, nous avons décidé d'utiliser la gravure IBE avec un angle d'incidence de 40° et sans rotation. On utilise pour cela un masque de PMMA insolé par lithographie électronique et qui consiste en des ouvertures carrées de 10 μm de côté. On peut observer sur la Figure IV.14 que cela nous permet d'obtenir une gravure avec des flancs en pentes douces pour sur les deux arêtes transverses au plasma accéléré. La première pente douce s'explique simplement par l'incidence du plasma (images (c) et (d)). La pente douce opposée

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

(images (a) et (b)) est moins évidente à expliquer puisqu'elle va à contre-sens de l'incidence du plasma. L'explication vient du matériau utilisé pour le masque. En effet lorsque le masque de PMMA subit l'action du plasma, il subit un phénomène de durcissement. Un des flancs dans l'ouverture du masque le subit lui aussi. Comme l'image (b) de la Figure IV.14 le montre, le flanc de PMMA ainsi durci réfléchit une partie du plasma qui est responsable de la gravure de la deuxième pente douce.

Grâce à cette gravure IBE, on peut réaliser des ouvertures dans la silice avec des pentes douces au dessus de chaque contact électrique réalisé sur les cavités.

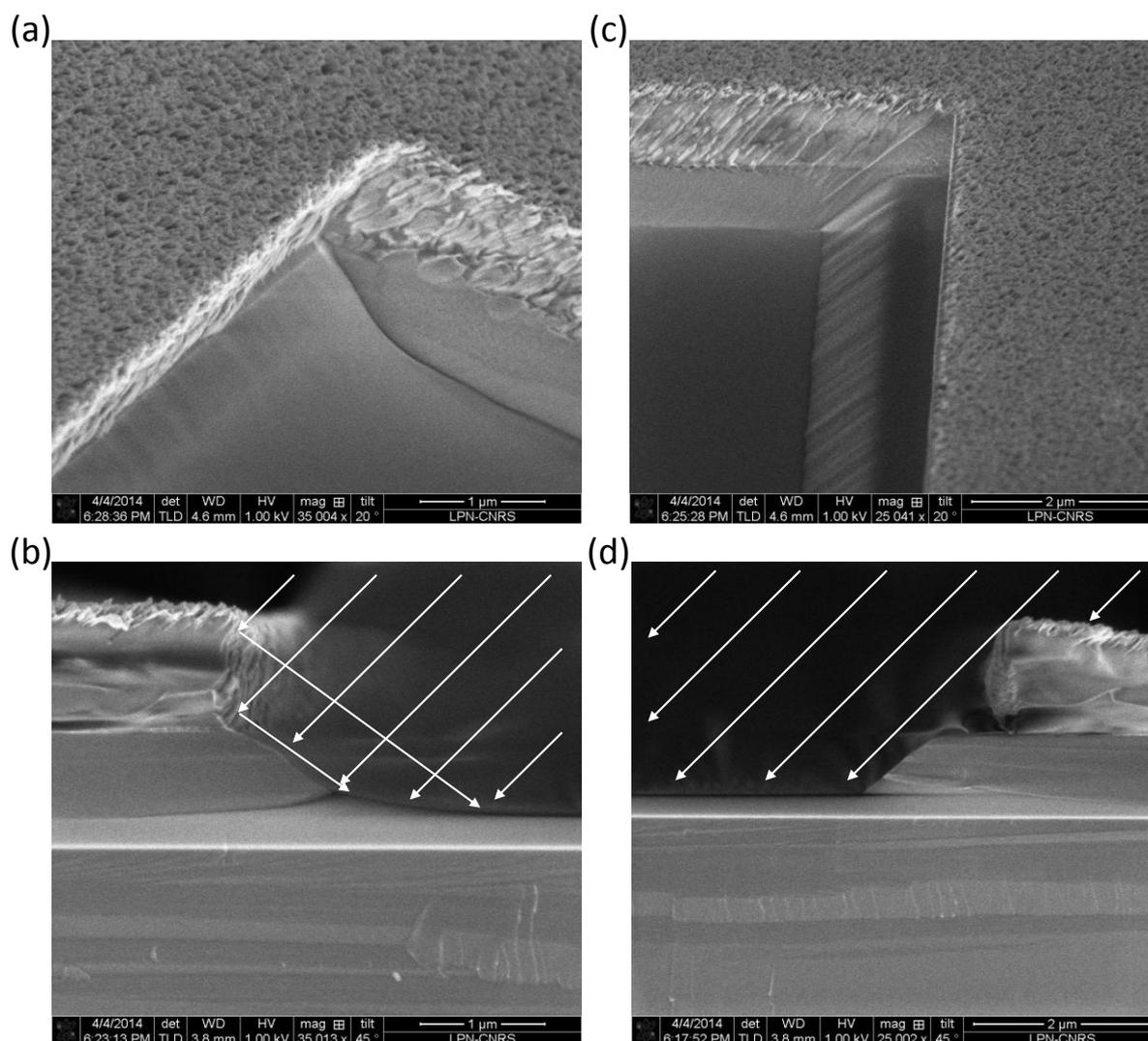


Figure IV.14 - Images MEB d'une gravure de SiO₂ par IBE sous angle de 40° et sans rotation. La pente obtenue s'explique par la réflexion de ions Ar⁺ à cause du durcissement du masque de PMMA pour (a) et (b) et par l'angle d'incidence des ions pour (c) et (d). Le flux de plasma est indiqué par des flèches blanches sur (b) et (d) pour mieux comprendre les pentes obtenues.

2.8.2. Dépôt des vias

La dernière étape de fabrication est le dépôt de vias en Ti/Au (20/200 nm) par une étape de *lift-off*. Toujours en utilisant la lithographie électronique, on insole une couche de résine de PMMA. Comme le montre la Figure IV.15, les motifs réalisés sont faits de façon à relier tous les contacts de même type entre eux et en prenant soin de ne pas avoir de métal déposé sur le

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

cristal photonique. Chaque type de contact est aussi relié à un pad de contact carré de 100 μm de côté afin de pouvoir polariser les nanolasers à l'aide d'une station sous pointes.

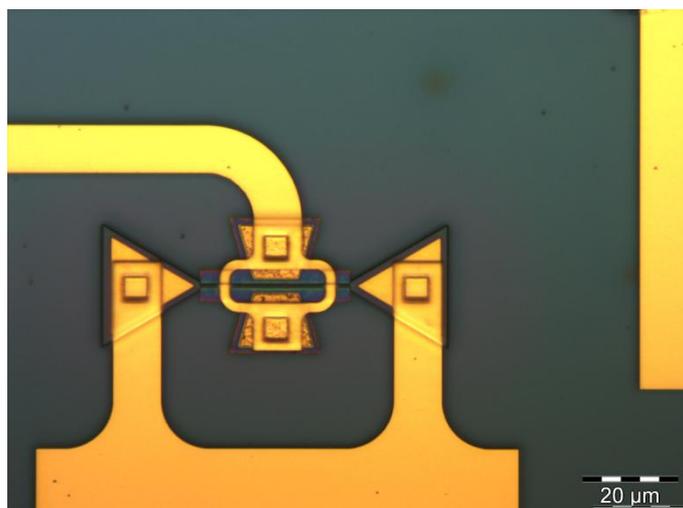


Figure IV.15 - Image optique d'un échantillon après dépôt des vias et pads de contact électriques.

3.Récapitulatif des étapes de fabrication

Comme on peut le voir dans ce chapitre, la fabrication d'un de nos échantillons demande beaucoup d'étapes et permet de mettre à profit de nombreuses technologies disponibles au laboratoire.

Nous commençons donc la fabrication de nos échantillons par préparer la surface de notre couche de semi-conducteur III-V ainsi que de nos guides d'ondes SOI. Cela nous permet de réaliser le collage BCB dans les meilleures conditions possibles. Après avoir ouvert les marques d'alignement présentes sur le substrat SOI, nous les utilisons pour aligner la gravure ICP du cristal photonique sur les guides d'onde. Nous procédons alors aux dépôts et recuits successifs nécessaires à la création des contacts électriques sur la cavité. Après une étape de passivation de la surface de la structure, l'ensemble est ensuite encapsulé dans une fine couche d' Al_2O_3 puis dans 1 μm de SiO_2 pour protéger l'état de surface et améliorer l'extraction de la chaleur. Nous gravons alors des ouvertures dans cette encapsulation afin de déposer des vias reliant les contacts électriques déposés sur la cavité et des pads de contact électrique.

Nous récapitulons notre *process-flow* et ses étapes principales sur la Figure IV.16 ci-dessous.

Fabrication de nanolasers hybrides III-V sur silicium

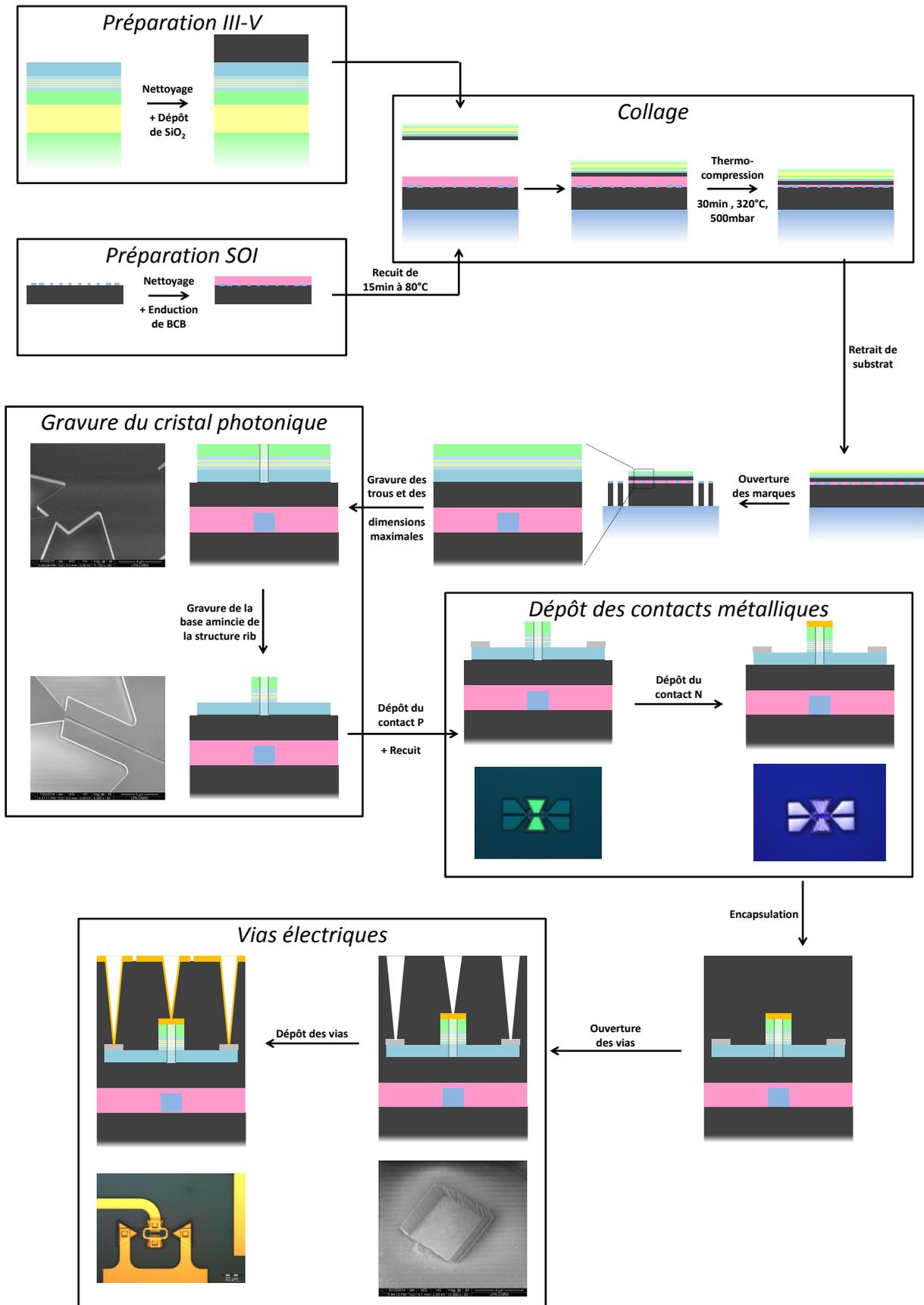


Figure IV.16 - Schéma récapitulatif du process-flow complet nécessaire à la fabrication d'un échantillon

Chapitre V

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

Nous avons vu au cours des chapitres précédents le design optique et électrique de nanolasers *rib* à CP 1D ainsi que la technologie mise en place pour fabriquer de telles structures. Nous allons donc présenter dans ce chapitre les études expérimentales menées dans la recherche de la démonstration de l'émission laser sous pompage électrique d'un nanolaser à CP non suspendu entièrement intégré à des guides d'ondes SOI.

Je présenterai donc ici dans un premier temps les études menées pour améliorer les propriétés optiques de nos nanolasers telles que le facteur de qualité et le temps de vie des recombinaisons de surface. Puis dans un second temps, je décrirai les résultats de l'étude réalisée afin de définir les contacts électriques de type N et P. Enfin, je présenterai 3 échantillons de cavités à CP 1D pompés électriquement pour illustrer les étapes importantes qui nous ont permis de démontrer le premier nanolaser à CP non suspendu pompé électriquement en régime continu et entièrement intégré à des guides d'ondes SOI.

1. Caractérisation des propriétés optiques

1.1. Facteurs de qualité

Un des paramètres importants des nanolasers à cristaux photoniques est le facteur de qualité de la cavité les constituant. Si les résultats de simulation FDTD nous prédisent des valeurs dépassant le million, il est important de connaître la valeur réelle du facteur de qualité de nos échantillons. Afin de mesurer les facteurs de qualité des cavités, nous choisissons d'utiliser des mesures de transmission optique.

1.1.1. Principe des mesures en transmission

La technique de mesure en transmission consiste à injecter une puissance d'entrée connue provenant d'une source laser continue accordable dans le guide d'onde couplé à la cavité étudiée et à mesurer la puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde injectée. Pour ce type de mesure, nous choisissons d'utiliser des cavités sans puits quantiques et donc optiquement passives puisque la présence de puits quantiques dans la cavité ajouterait de nombreuses pertes par absorption.

Comme le montre le schéma de notre montage expérimental en Figure V.1, nous réalisons une détection synchrone. Pour cela, nous modulons d'abord le signal du laser à l'aide d'un modulateur acousto-optique avant son injection dans le guide. Le couplage du signal en

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

entrée et en sortie du guide d'onde SOI est obtenu en plaçant une fibre clivée monomode à chacune de ses extrémités au dessus des réseaux de couplage. Nous détectons ensuite le signal en sortie avec un photodétecteur en InGaAs qui est branché sur un amplificateur à détection synchrone pour amplifier le signal et l'extraire du bruit. L'utilisation de l'amplificateur en sortie s'explique par la nécessité de n'injecter que des faibles signaux lasers dans le guide d'onde afin de limiter au maximum les effets non-linéaires tels que l'absorption à deux photons.

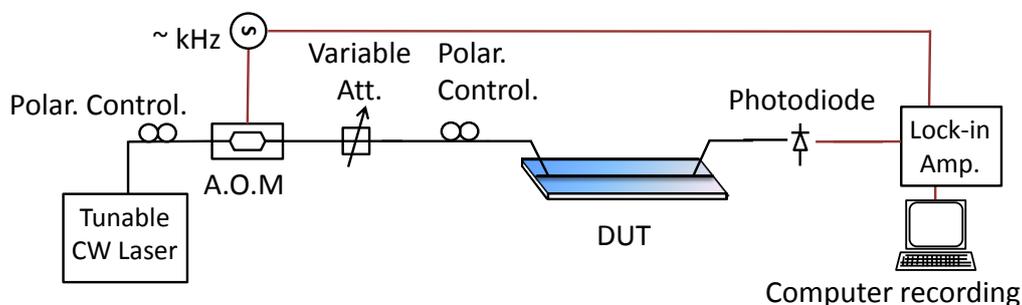


Figure V.1 - Schéma d'une mesure en transmission

Un exemple de spectres de transmission obtenus à l'aide de ce type de mesure est visible en Figure V.2. On peut y voir la présence d'un creux qui se situe à une des longueurs d'onde de résonance de la cavité étudiée, λ_0 .

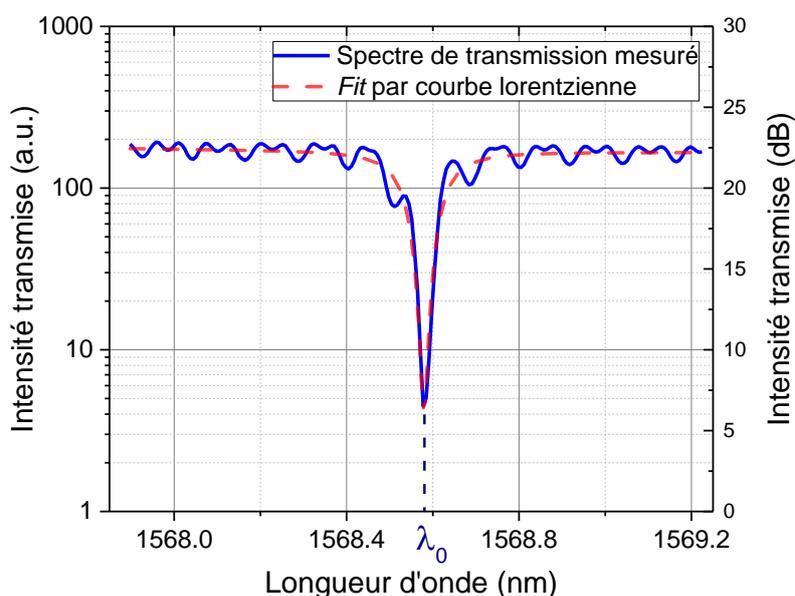


Figure V.2 - Exemple de spectre obtenu par mesure en transmission avec le fit lorentzien correspondant

Pour cette résonance, on peut extraire le facteur de qualité intrinsèque de la cavité (Q_0) – qui est le facteur de qualité de la cavité non-couplée au guide – et le facteur de qualité du couplage (Q_c). Comme on peut le voir sur la Figure V.2, il est possible grâce à la théorie des modes couplés [84] de *fitter* ces spectres de transmission après normalisation avec l'équation qui suit :

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

$$T(\lambda) = \left| -1 + \frac{\frac{1}{Q_c}}{2j * \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0}\right) + \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_c}} \right|^2 \quad (\text{V.1})$$

On définit alors Q_t comme étant le facteur de qualité total de la structure hybride par la formule :

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_c} \quad (\text{V.2})$$

Il nous est alors possible de montrer les égalités suivantes :

$$Q_t = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (\text{V.3})$$

$$Q_0 = \frac{Q_t}{\sqrt{T(\lambda_0)}} \quad (\text{V.4})$$

$$Q_c = \frac{Q_t}{1 - \sqrt{T(\lambda_0)}} \quad (\text{V.5})$$

Où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de la résonance observée dans le spectre.

1.1.2. Mesure de cavités *wire* à CP 1D

Cette technique de mesure est alors utilisée pour mesurer les facteurs de qualité de cavités fabriquées à l'aide des procédés décrits lors du Chapitre IV et dont on peut voir une image MEB sur la Figure V.3. L'idée est d'estimer la qualité de nos étapes de fabrication et plus particulièrement de la gravure ICP et de la stratégie de fracturation des masques en lithographie électronique. L'utilisation d'une cavité *wire* par rapport à une cavité *rib* nous offre l'avantage d'une fabrication simplifiée puisqu'elle ne nécessite qu'une seule étape de gravure ICP. Toujours dans l'intérêt de la simplification de la fabrication, seules les étapes de passivation et d'encapsulation sont réalisées après la gravure.

L'épitaxie utilisée pour ces cavités consiste en une couche de 235 nm d'InGaAsP avec une couche de 24 nm d'InP de part et d'autre. L'ensemble de la structure est constitué de matériau intrinsèque. Là encore, le but est de s'affranchir au maximum des pertes qui ne sont pas dues aux procédés de fabrication.

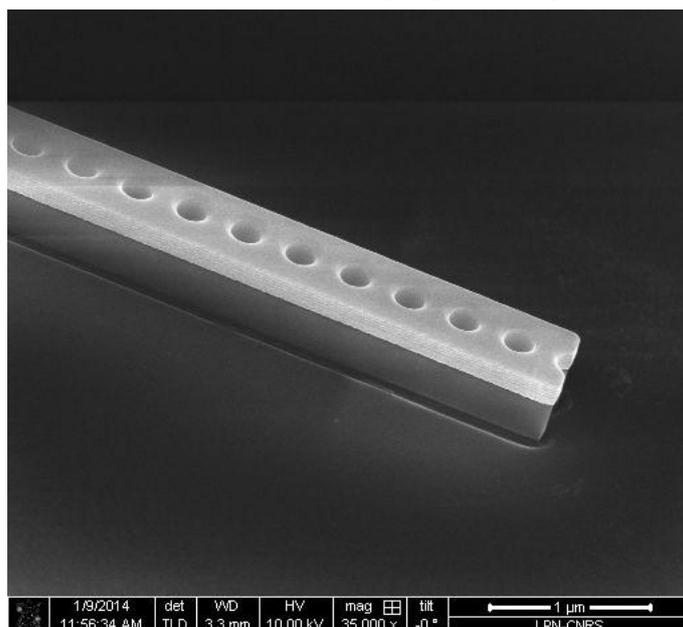


Figure V.3 - Exemple de cavité *wire* à cristal photonique 1D avant passivation et encapsulation

Nous avons ainsi fabriqué un échantillon comportant des cavités dont le rayon des trous et la largeur à mi-hauteur du confinement gaussien du champ électromagnétique varient. De plus, ces cavités ont été répétées sur des guides d'onde de largeurs différentes afin de caractériser l'impact du changement de largeur sur les propriétés optiques. C'est ce que l'on peut voir sur la Figure V.4 où nous avons tracé Q_t et $T(\lambda_0)$ sur la première courbe ainsi que les valeurs de Q_c et Q_0 sur la deuxième courbe.

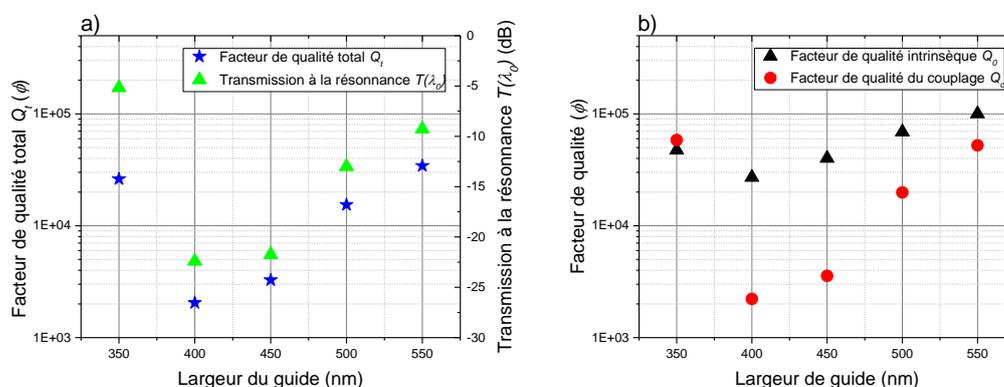


Figure V.4 - (a) Facteur de qualité total (Q_t) et transmission à la résonance ($T(\lambda_0)$) en fonction de la largeur du guide d'onde et (b) facteurs de qualité intrinsèque (Q_0) et du couplage (Q_c) en fonction de la largeur du guide d'onde.

Comme on peut le voir, Q_t varie entre 2050 et 34392 avec la largeur du guide d'onde tandis que $T(\lambda_0)$ montre des valeurs de transmission allant de -5dB jusqu'à -22dB. De son côté, Q_c varie de 2218 à 58322 avec un minimum atteint pour une largeur de guide de 400 nm. Cela est en accord avec une étude précédente réalisée dans notre équipe au LPN [31] où il a été démontré que la force du couplage est directement proportionnelle au recouvrement entre le vecteur d'onde du mode du guide d'onde et la distribution du champ du mode de cavité dans l'espace réciproque. Enfin, on mesure une valeur maximale pour Q_0 de 100160. Cela constitue à notre connaissance le record pour un facteur de qualité dans des cavités InP à CP. Ce résultat est

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

d'autant plus intéressant qu'il a été obtenu pour des cavités encapsulées dans du SiO₂ alors que la plupart des études sont réalisées pour des cavités suspendues.

Il est cependant intéressant de voir que Q_o semble dépendre de la force du couplage entre la cavité et le guide d'onde pour des cavités identiques. Ainsi, il varie entre 30000 quand le couplage est fort et plus de 100000 quand le couplage est faible. L'augmentation du couplage semble donc entraîner des pertes optiques supplémentaires qu'il est nécessaire de prendre en compte. On peut exprimer Q_t le facteur de qualité total de l'ensemble de la structure et prenant en compte des pertes sous la forme :

$$\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_{o,nc}} + \frac{1}{Q_p} \quad (V.6)$$

Où Q_c est le facteur Q de couplage, $Q_{o,nc}$ le facteur Q de la cavité non couplée et Q_p le facteur Q des pertes du système induites par le couplage.

Nous avons réalisé des simulations pour des guides d'onde ayant une largeur comprise entre 300 et 600 nm. Nous avons aussi ajouté des pertes par absorption dans la cavité III-V afin de diminuer les valeurs $Q_{o,nc}$ des cavités simulées et de se rapprocher des cavités fabriquées. On a ainsi réalisé les simulations pour des valeurs de pertes optiques comprises entre 0 et 3 cm⁻¹. On peut alors exprimer Q_c à l'aide de la formule suivante :

$$\frac{1}{Q_c} = C(\lambda_o) * \left(\frac{1}{Q_t} - \frac{1}{Q_{o,nc}} \right) \quad (V.7)$$

Où $C(\lambda_o)$ est le rapport de l'intégrale de l'intensité du champ transmis dans le guide d'onde sur l'intégrale de l'intensité de l'ensemble du champ irradiant de la cavité.

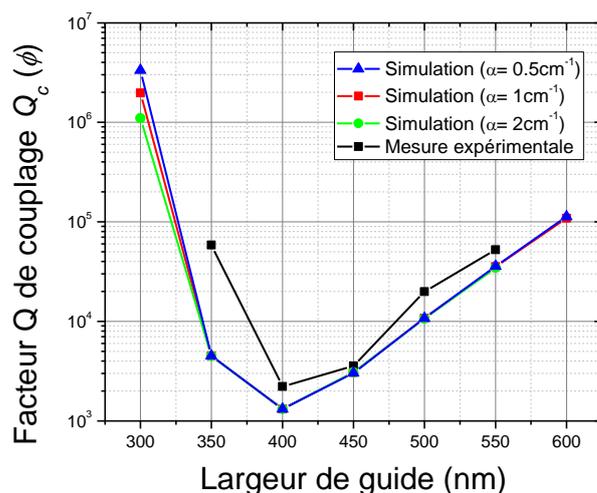


Figure V.5 – Facteurs Q de couplage Q_c en fonction de la largeur du guide d'onde. Les valeurs de Q_c pour les courbes des simulations sont obtenues en utilisant l'équation (V.7). Les valeurs de Q_c pour la courbe des mesures expérimentales ont été calculées en utilisant l'équation (V.5).

On a alors tracé Q_c pour différentes valeurs de l'absorption α au sein de la cavité comme on peut le voir sur la Figure V.5. On remarque dans un premier temps la bonne correspondance

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

entre les valeurs de Q_c simulées et celles obtenues par des mesures expérimentales. De plus, on observe que la variation de α n'entraîne quasiment pas de variations sur les valeurs de Q_c . Cela s'explique naturellement par le fait que le couplage n'est que très peu lié à l'absorption dans la cavité. En effet, même si l'ajout de l'absorption peut légèrement modifier le profil du champ dans la cavité, cela n'est pas suffisamment important pour modifier de façon notable le recouvrement avec le mode du guide d'onde.

Il est ensuite possible de calculer Q_0 le facteur de qualité d'une cavité couplée à l'aide de la formule :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{0,nc}} + \frac{1}{Q_p} = \frac{C(\lambda_0)}{Q_{0,nc}} + \frac{1 - C(\lambda_0)}{Q_t} \quad (V.8)$$

On peut alors utiliser cette formule pour extraire Q_0 des simulations réalisées et les comparer aux valeurs obtenues expérimentalement (cf. Figure V.6). Comme on peut le voir, on a une bonne correspondance entre les simulations et les résultats expérimentaux. Ainsi, on observe bien une diminution de Q_0 avec l'augmentation du couplage. De plus, les simulations nous permettent de voir que lorsque l'on s'éloigne du maximum de couplage, les valeurs de Q_0 augmentent jusqu'à saturer à la valeur de $Q_{0,nc}$. Compte tenu de la définition de Q_0 (V.8), cela se traduit par une augmentation des pertes optiques de la cavité quand le couplage augmente. Cela signifie donc que l'on ne se situe pas dans une situation de couplage faible qui n'impacte pas le comportement optique de la cavité mais dans une situation de couplage fort. La présence du guide d'onde sous la cavité perturbe donc le champ dans celle-ci, augmentant ses pertes.

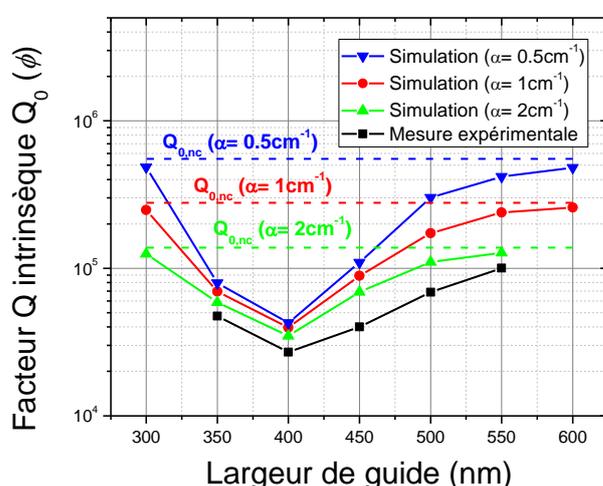


Figure V.6 - Facteurs de qualité Q_0 en fonction de la largeur du guide d'onde. Les valeurs de simulations sont extraites grâce à l'équation (V.8) tandis que les valeurs expérimentales sont calculées à partir de l'équation (V.4). Les valeurs de $Q_{0,nc}$ pour les différentes valeurs d'absorptions sont aussi tracées en pointillée.

On peut analyser les résultats expérimentaux et prendre en compte cette modification du facteur de qualité de la cavité avec le couplage. On voit ainsi que notre technologie de fabrication nous permet d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à 100000. Il peut donc être intéressant d'approfondir le design optique afin de prendre en compte le couplage et ainsi limiter l'impact de celui-ci sur le facteur Q de la cavité.

1.1.3. Mesures de cavités *rib* à CP 1D

Nous avons aussi réalisé des mesures en transmission sur des cavités *rib* à CP 1D. L'idée est ainsi d'estimer le facteur de qualité que l'on peut atteindre pour ce type de cavité avec notre technologie de fabrication.

Nous avons ainsi fabriqué un échantillon de cavités *rib* à CP 1D à partir d'une épitaxie similaire à celle utilisée pour fabriquer des nanolasers *rib* à CP 1D à la seule différence qu'elle ne possède pas de puits quantiques. L'idée est alors de considérer toutes les pertes à l'exception de celles dues au milieu à gain. L'épitaxie consiste en une première couche de 20 nm d'InP intrinsèque suivie par une couche d'InGaAsP de 120 nm dopé P à 2×10^{18} at.cm⁻³. On trouve ensuite une couche d'InGaAsP intrinsèque de 155 nm en lieu et place des habituels multi-puits quantiques. Enfin, l'épitaxie se termine par une couche de 150 nm d'InP dopé N à 3×10^{18} at.cm⁻³.

Les cavités ont été caractérisées à l'aide de mesures en transmission. Bien que réalisées sur le même type de guides d'onde SOI dont la largeur varie entre 250 nm et 550 nm, seules les cavités sur les guides d'onde de 550 nm étaient suffisamment couplées pour pouvoir mesurer les facteurs de qualité. Nous avons ainsi tracé les facteurs de qualité intrinsèque Q_0 et du couplage Q_c en fonction du rayon des trous du CP pour les cavités couplées sur les guides d'onde de 550 nm de large (cf. Figure V.7).

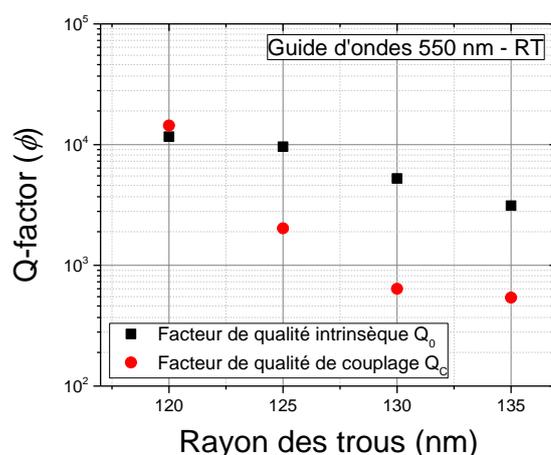


Figure V.7 – Facteurs Q intrinsèques (noir) et de couplage (rouge) en fonction du rayon des trous de cavités *rib* à CP 1D couplées à un guide d'onde large de 550 nm.

On observe que les cavités ainsi mesurées présentent un facteur de qualité intrinsèque Q_0 compris entre 3122 et 11648 et que le couplage présente des facteurs de qualité Q_c compris entre 541 et 14402. Pour comprendre les différences entre ces valeurs et celles obtenues pour des cavités *wire*, il faut se rappeler que dans le cas des cavités *wire* on étudiait le facteur de qualité en fonction de la largeur du guide et qu'ici on l'étudie en fonction du rayon des trous du CP. Or, le choix du rayon est un paramètre important du design optique et la modification de celui-ci sans modifier de manière adéquate la variation des périodes a un impact important sur le facteur de qualité de la cavité. Les facteurs Q présentés pour les cavités *wire* correspondent donc aux cavités pour lequel le rayon est le plus adapté à la variation des périodes et donc aux facteurs de qualité Q_0 les meilleurs. Toutes les valeurs de facteurs de qualité données pour les cavités *rib* sont dans le cas de guides d'ondes de 550 nm de large. Or, on a vu dans les

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

simulations du Chapitre II que cela correspondait à la largeur de guide pour laquelle nous avons le maximum de couplage pour des cavités *rib*. La comparaison entre les deux types de cavités ne peut donc se faire que pour des cavités au maximum de couplage et au rayon le plus adapté à la variation périodique utilisée. Dans ce cas comparable, les cavités *rib* montrent donc des facteurs Q_o de 11648 et Q_c de 14403 contre 27046 (Q_o) et 2219 (Q_c) pour les cavités *wire*.

On observe donc que le facteur de qualité intrinsèque Q_o des cavités mesuré est ~ 2.3 fois meilleur dans le cas des cavités *wire* par rapport aux cavités *rib*. Cela peut s'expliquer par le fait que les cavités *rib* possèdent des couches dopées au contraire des cavités *wire* où toute la structure est formée de semi-conducteurs intrinsèques. Les dopages utilisés étant de l'ordre de 10^{18} at.cm⁻³, cela entraîne naturellement des pertes supplémentaires non négligeables qui font diminuer le facteur Q_o des cavités.

Au cours de ces mesures en transmission, nous avons aussi observé que l'on pouvait avoir un problème de couplage de la lumière depuis le guide d'onde vers les extensions en bout de cavités qui nous permettent de positionner les contacts N. La Figure V.8 montre ainsi les zones de la structure n'appartenant pas à la cavité mais qui ont couplé avec le guide d'onde au cours de cette mesure. Cela a sûrement perturbé un peu les mesures mais on peut considérer que les valeurs obtenues sont de l'ordre de grandeur de ce que l'on aurait obtenu sans ces couplages parasites. Il sera cependant intéressant de prendre ce phénomène en compte dans les designs futurs en élargissant la tranchée présente afin de supprimer ces couplages parasites.

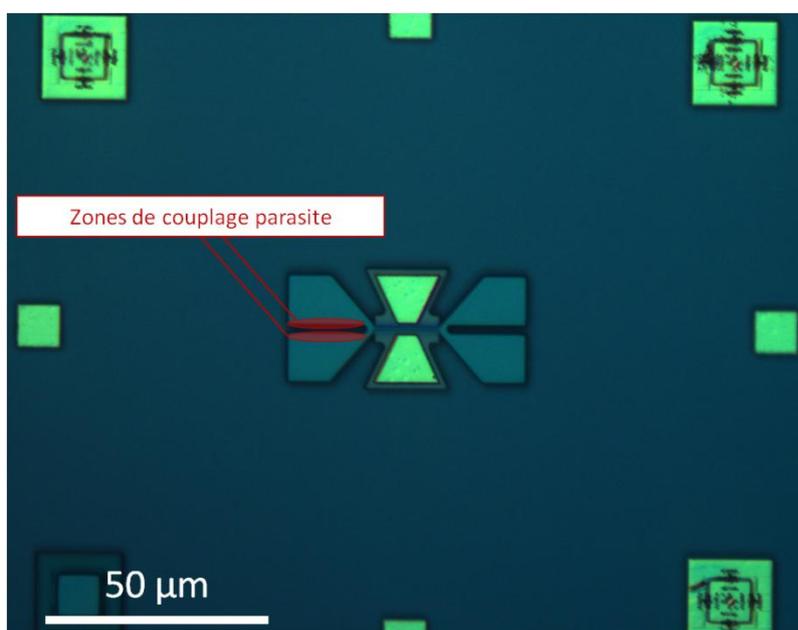


Figure V.8 - Image montrant les zones de couplage parasite sur des cavités *rib* à CP 1D similaires à celles utilisées lors des mesures. Les cavités réellement mesurées ne possédaient pas de contacts métalliques et étaient couplées à des guides d'onde SOI.

Nous avons grâce à ces mesures en transmission pu obtenir des facteurs de qualité de cavité intrinsèque pour des cavités *rib* à CP 1D d'un ordre de grandeur proche de ceux obtenus pour des cavités *wire*. La baisse des valeurs observées peut s'expliquer par la présence de dopants dans certaines couches des cavités *rib*. De plus, nous confirmons le décalage du couplage des cavités vers des guides d'onde plus larges lorsque l'on passe à des cavités *rib*. Il sera donc intéressant dans l'avenir de réfléchir à passer à des guides d'onde SOI ayant des

largeurs plus élevées pour pouvoir profiter pleinement des cavités *rib*. Enfin, nous avons pu observer des couplages parasites dans les extensions permettant le contact de type N. Il sera donc utile d'élargir la tranchée parcourant ces extensions au dessus des guides d'onde afin de limiter au maximum ces couplages parasites.

1.2. Temps de vie des recombinaisons non-radiatives

Pour le bon fonctionnement d'un laser, il est important de limiter au maximum les recombinaisons non-radiatives. Dans le cas des lasers à semi-conducteurs III-V, cela est d'autant plus vrai que ces recombinaisons sont responsables d'une part importante de la production de chaleur. Et lorsqu'elles sont trop importantes, elles empêchent le fonctionnement en régime continu des lasers et sont responsables d'une augmentation du seuil. Ce type de recombinaisons trouve son origine dans trois processus différents : les recombinaisons Auger, les recombinaisons Shockley-Read-Hall (SRH) et les recombinaisons de surface.

Les recombinaisons Auger sont des recombinaisons mettant en jeu une paire électron-trou et un troisième porteur. Lorsque la paire électron-trou recombine, l'énergie est transmise au troisième porteur qui est alors excité très haut dans la bande de conduction (si le porteur est un électron) ou très profondément dans la bande valence (si le porteur est un trou). La relaxation du porteur ainsi excité s'effectue alors par la création de phonons thermiques. Comme ce phénomène met en jeu trois porteurs, son taux de recombinaison peut s'écrire sous la forme :

$$R_{Auger} = CN^3 \quad (V.9)$$

Où N est la densité de porteurs et C est le coefficient Auger. Pour des structures à multi-puits quantiques InGaAs/InGaAsP/ InP, les valeurs observées de C varient entre $10^{-29} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$ [68] et $10^{-28} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$ [67]. Cela correspond pour une densité de porteurs à la transparence de 10^{18} cm^{-3} à un temps de recombinaison Auger $\tau_{Auger}(N_{tr}) = (CN_{tr}^2)^{-1}$ supérieur à 10 ns.

Les recombinaisons de type Shockley-Read-Hall (SRH) sont des recombinaisons résultant des défauts au sein de la structure cristalline du semi-conducteur. Ces défauts créent des niveaux profonds dans la bande interdite du semi-conducteur qui peuvent alors piéger des porteurs. L'énergie ainsi libérée l'est sous forme de phonons thermiques. Dans ce type de recombinaisons, un seul porteur est nécessaire. On peut alors écrire son taux de recombinaison sous la forme :

$$R_{SRH} = \frac{N}{\tau_{SRH}} \quad (V.10)$$

Où τ_{SRH} est le temps de recombinaison SRH. Dans le cas de structures à multi-puits quantiques InGaAs/InGaAsP/ InP, des valeurs de 20 ns pour les puits quantiques et de 100 ns pour le reste des couches sont couramment admises [67].

Les recombinaisons de surface sont engendrées par la présence de liaisons pendantes sur les atomes en surface du semi-conducteur. Ces liaisons pendantes agissent comme des pièges de manière similaire aux défauts cristallins pour les recombinaisons SRH. Et tout comme avec les recombinaisons SRH, l'énergie est libérée sous la forme de phonons thermiques. N'ayant lieu qu'à la surface du semi-conducteur, le rapport surface/volume joue un rôle très important

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

dans le taux de recombinaison. Comme un seul porteur est nécessaire à ce type de phénomène, on peut écrire son taux de recombinaison sous la forme :

$$R_{Surface} = \frac{A_s}{V_s} v_s N \quad (V.11)$$

Avec A_s l'aire de la surface du semi-conducteur, V_s son volume et v_s la vitesse de recombinaison de surface. Le fait d'utiliser un cristal photonique pour le confinement optique de nos nanolasers entraîne une hausse du rapport surface/volume. Bien que moins importante que pour les cristaux photoniques à deux dimensions, cette hausse du rapport surface/volume est communément de l'ordre de 100% à 200% par rapport au rapport surface/volume d'un guide de mêmes dimensions sans trous. De plus, les dimensions de nos structures sont typiquement de l'ordre de la centaine de nanomètres. Or, la mobilité dans des puits quantiques en InGaAs intrinsèque est élevée ($\mu_e=9000-14000 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ et $\mu_h=200-300 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$). On peut utiliser ces valeurs de mobilité pour calculer les coefficients de diffusion D_e (D_h) des électrons (trous) ainsi que la longueur de diffusion L_e (L_h) associée à l'aide des formules suivantes :

$$D_{e(h)} = \mu_{e(h)} \frac{kT}{q} \quad (V.12)$$

$$L_{e(h)} = \sqrt{D_{e(h)} \tau_{Porteurs}} \quad (V.13)$$

Avec k la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin, q la charge élémentaire et $\tau_{Porteurs}$ le temps de vie des porteurs. Pour un temps de vie des porteurs de 5 ns, on obtient des longueurs de diffusion supérieures au micron ($L_e=10.8 \text{ } \mu\text{m}$ et $L_h=1.6 \text{ } \mu\text{m}$). Cela est donc largement supérieur à la distance que les porteurs de charge ont à parcourir pour atteindre les surfaces gravées.

On peut alors écrire le taux de recombinaisons non radiatives en fonction des taux de recombinaisons respectifs de ces trois processus différents :

$$R_{NR} = R_{Auger} + R_{SRH} + R_{Surface} \quad (V.14)$$

Ce qui donne l'expression suivante pour les temps de vie associés :

$$\frac{1}{\tau_{NR}} = \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Surface}} \quad (V.15)$$

1.2.1. Mesure pompe-sonde

Pour mesurer le temps de vie des recombinaisons non-radiatives, nous utilisons une mesure de type pompe-sonde sur des nanolasers couplés par ondes évanescentes à un guide d'onde en silicium. Un schéma de notre montage expérimental est représenté sur la Figure V.9.

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

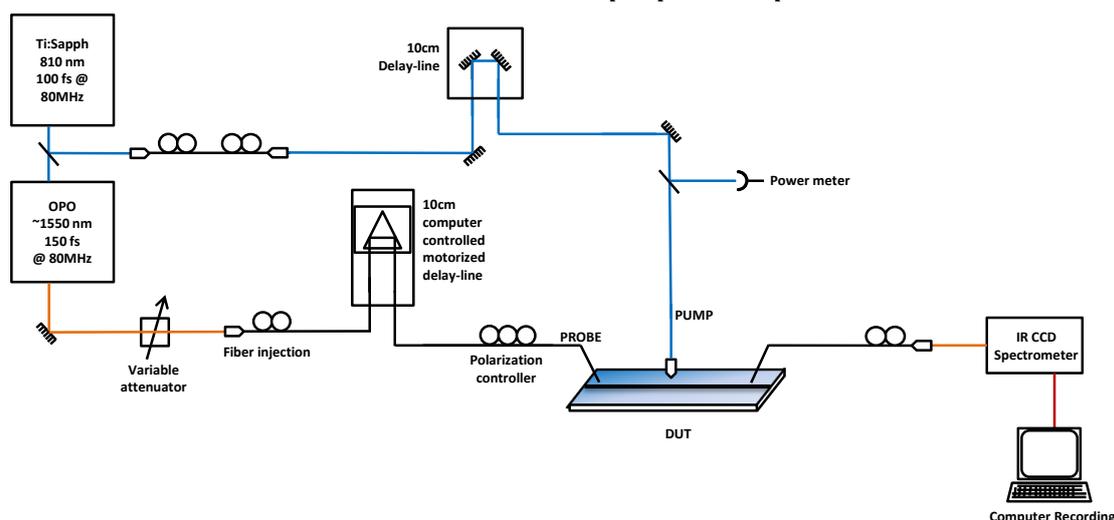


Figure V.9 - Schéma d'une mesure pompe-sonde.

La pompe utilisée est un laser *Titane-Sapphire* focalisé à la surface de la nanocavité et émettant des impulsions de 100 fs à 800 nm. La sonde est un laser pulsé synchronisé avec la pompe (OPO), accordable autour de la longueur d'onde du nanolaser et couplé dans le guide d'onde en silicium grâce aux réseaux de couplage. En injectant des impulsions de la sonde longues de 150 fs, on peut réaliser un spectre de transmission autour de la résonance du nanolaser (cf. IV.1.1.1). Comme on l'a vu pour les mesures de facteur de qualité, un creux apparaît à la résonance du nanolaser. Or lorsque l'échantillon est pompé, des porteurs sont créés, amenant un changement d'indice optique et donc une modification de la résonance λ_0 de la cavité. Après le passage de la pompe, les porteurs recombinent de sorte que l'indice optique retrouve sa valeur d'origine sur la durée du temps de vie des porteurs. Ainsi, en suivant le décalage de la longueur d'onde de résonance dans les spectres de transmission en fonction du délai entre la pompe et la sonde, la dynamique des porteurs peut être tracée.

Nos échantillons étant des nanolasers, les porteurs peuvent aussi recombiner radiativement. Le temps de vie des porteurs dépend alors du temps de vie des recombinaisons radiatives τ_{Rad} et du temps de vie des recombinaisons non radiatives τ_{NR} .

$$\frac{1}{\tau_{Porteurs}} = \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{NR}} \quad (V.16)$$

1.2.2. Diminution des recombinaisons non-radiatives

Dans un premier temps, nous avons réalisé une mesure résolue en temps de la luminescence des puits quantiques pompés en régime pulsé, à l'aide d'un détecteur SSPD (*Superconducting Single-Photon Detector*) sur une couche de semi-conducteur III-V non-gravée et reportée sur un substrat de silicium.

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

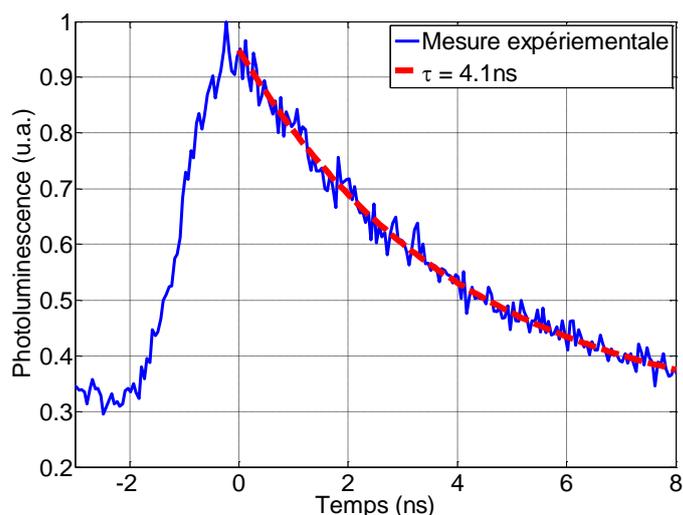


Figure V.10 - Photoluminescence (bleu) des puits quantiques résolue en temps pour une couche III-V non-gravée. La ligne pointillée (rouge) correspond au fit par exponentielle décroissante dont le temps de décroissance est de 4.1 ns.

Nous avons tracé sur la Figure V.10 le résultat expérimental ainsi obtenu et nous l'avons *fitté* avec une exponentielle décroissante. On trouve alors un temps de décroissance, correspondant à la durée de vie des porteurs, égal à 4.1 ns. Et comme cette mesure est obtenue avec une couche non-gravée, aucune recombinaison de surface ne peut avoir lieu. Le temps de vie mesuré ne dépend donc que des recombinaisons radiatives, des recombinaisons Auger et des recombinaisons SRH.

$$\frac{1}{\tau_{Bulk}} = \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{SRH}} \quad (V.17)$$

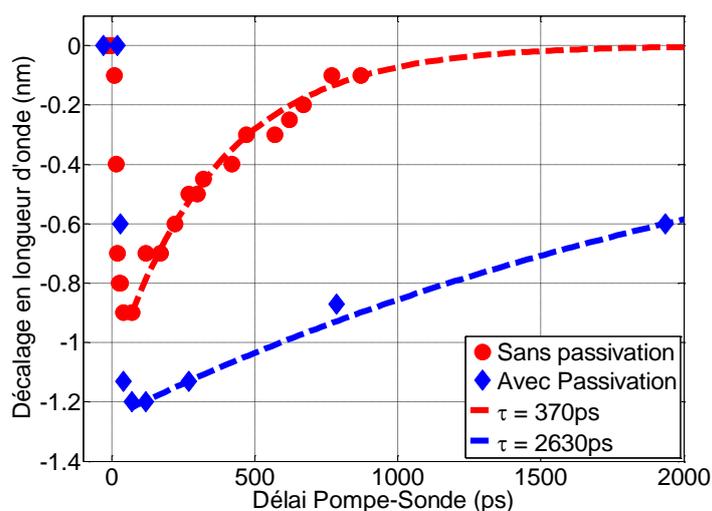


Figure V.11 - Mesure pompe-sonde du décalage de la résonance de la cavité pour une cavité avant (cercles rouges) et après (losanges bleus) passivation. Les courbes pointillées correspondent aux fits par des exponentielles décroissantes avec des temps de décroissance respectifs de 370 ps et 2630 ps pour une même cavité avant (rouge) et après passivation.

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

Nous utilisons alors la mesure pompe-sonde décrite précédemment pour mesurer l'impact de la passivation (cf. III.2.6) sur le temps de vie des porteurs dans la cavité. Pour ce faire, nous réalisons une mesure pompe-sonde sur un même échantillon avant et après passivation. Les mesures ainsi obtenues sont tracées sur la Figure V.11. On observe clairement une augmentation du temps de vie des porteurs dans la cavité lorsque l'échantillon subit l'étape de passivation. Nous avons *fitté* ces résultats à l'aide d'exponentielles décroissantes pour extraire le temps de vie des porteurs. On gagne presque un ordre de grandeur entre une cavité non-traitée ($\tau_{Porteurs}=370$ ps) et la même cavité passivée ($\tau_{Porteurs}=2630$ ps).

Il est possible d'extraire le temps des recombinaisons de surface de ces temps de vie de porteurs grâce à la mesure de photoluminescence de la couche avec la formule :

$$\frac{1}{\tau_{Surface}} = \frac{1}{\tau_{Porteurs}} - \frac{1}{\tau_{Bulk}} \quad (V.18)$$

On trouve alors des temps de recombinaisons de surface de 410 ps et de 7.3 ns respectivement pour une cavité non-passivée et une cavité passivée. On remarque donc que grâce à l'étape de passivation, on passe d'une situation où les recombinaisons de surface prédominent complètement à une situation où les recombinaisons sont dominées par les autres types de recombinaisons. En étudiant la littérature, on peut considérer des temps de recombinaisons de 20 ns pour les recombinaisons SRH [67] et de 100 ns pour les recombinaisons Auger [68] puisque les mesures ont lieu bien en dessous du seuil. Cela donne donc un temps de vie des recombinaisons radiatives de 5.4 ns. On passe donc grâce à la passivation d'un régime aux recombinaisons de surface prédominantes à un régime dominé principalement par les recombinaisons radiatives.

Il peut être intéressant de noter que lors de l'étape de passivation, on observe une diminution de 15 nm des longueurs d'onde de résonance des cavités. Cela s'explique par le processus de passivation. En effet, l'étape de passivation a deux rôles. Le premier rôle est de graver légèrement la surface pour laisser une nouvelle surface propre. Le deuxième rôle est de combler les liaisons pendantes en surface avec des atomes de soufre. Cependant, la gravure a aussi lieu dans les trous du cristal photonique, ce qui entraîne leur agrandissement. Et c'est cette augmentation du diamètre des trous qui est responsable du décalage en longueur d'onde de la résonance de nos nanolasers.

On voit donc clairement l'amélioration due à la passivation puisque les recombinaisons au sein de la cavité passent d'un régime presque entièrement dominé par les recombinaisons de surface à un régime où les recombinaisons sont à peu près équitablement réparties entre recombinaisons radiatives et recombinaisons de surface. Cette amélioration est d'autant plus importante qu'elle nous permet de faire fonctionner nos nanolasers en régime continu.

2. Mesures TLM

2.1. Principe de la mesure

Une mesure de type TLM (*Transmission Line Measurement*) est une technique qui permet d'obtenir la résistivité d'un semi-conducteur mais aussi et surtout la résistivité de contact entre

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

un métal et ce même semi-conducteur. Pour cela, on dispose sur la couche semi-conductrice des contacts dont la distance de séparation varie. Il est alors possible de mesurer la résistance entre chaque paire de contact. Or comme on peut le voir sur la partie (a) de la Figure V.12, la résistance mesurée est composée de la résistance de chacun des contacts métal/semi-conducteur ainsi que de la résistance de la couche située entre les deux contacts. En mesurant la résistance pour différents espacements de contacts, on peut alors tracer une courbe telle que celle présentée en partie (b).

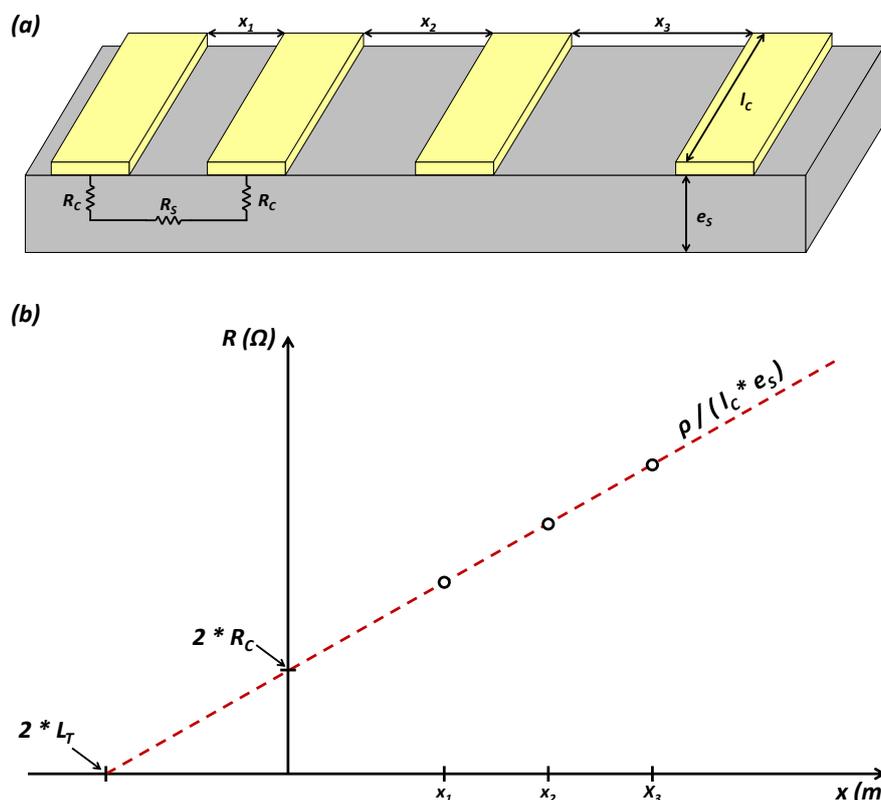


Figure V.12 - (a) Exemple de disposition de contacts pour une mesure de type TLM ainsi que (b) la courbe caractéristique obtenue lors de ce type de mesure

En utilisant des contacts aux dimensions identiques pour toutes les mesures, on peut extraire la résistance d'un contact (R_C) grâce à l'ordonnée à l'origine. On peut aussi trouver la longueur de transfert (L_T) de ce type de contact grâce à l'intersection de la droite avec l'axe des abscisses. On en déduit alors la résistivité de contact ρ_C comme :

$$\rho_C = R_C \cdot L_T \cdot l_C \quad (\text{V.19})$$

Avec l_C la largeur du contact en question.

Une autre caractéristique que l'on peut extraire de ce type de courbe est la résistivité ρ de la couche semi-conductrice. En effet, la pente de la courbe est égale à :

$$\frac{\rho}{l_C \cdot e_S} \quad (\text{V.20})$$

où e_s est l'épaisseur de la couche semi-conductrice.

2.2.Résultats obtenus

À l'aide de mesures TLM, plusieurs configurations de contacts ont pu être testées. Cela nous a permis de définir les contacts de type P et N choisis et décrits dans le Chapitre III.

2.2.1.Contact Ti/Pt/Au sur InP dopé N

Le choix du contact de type N a été le premier réalisé. En effet, les métallisations de type Ti/Pt/Au sont courantes et faciles à mettre en place pour contacter sur des couches d'InP dopées N. Nous avons ainsi réalisé des mesures TLM pour ce type de contact afin de déterminer leur qualité. Ces mesures ont montré des valeurs de résistivité de contact ρ_c aussi basses que $1.9 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour une valeur médiane de $4.7 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$.

Des mesures ont aussi été réalisées avec des contacts de type Ni/Ge/Au (30/50/10 nm) recuits 15 s à 400°C [85]. Cependant, les résultats n'ont pas été concluants puisque la meilleure valeur de ρ_c obtenue est de $4.7 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour une valeur médiane de $7.1 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Nous avons tracé sur la Figure V.13 des courbes de TLM pour chacun des types de contact. On observe bien la plus faible résistance de contact pour le contact de type Ti/Pt/Au par rapport au contact de type Ni/Ge/Au. De plus comme il s'agissait d'un contact diffusant, ce type de contact présentait le risque de court-circuiter la jonction $p-i-n$ en la traversant. Les contacts de type Ti/Pt/Au ont donc été gardés pour les contacts de type N.

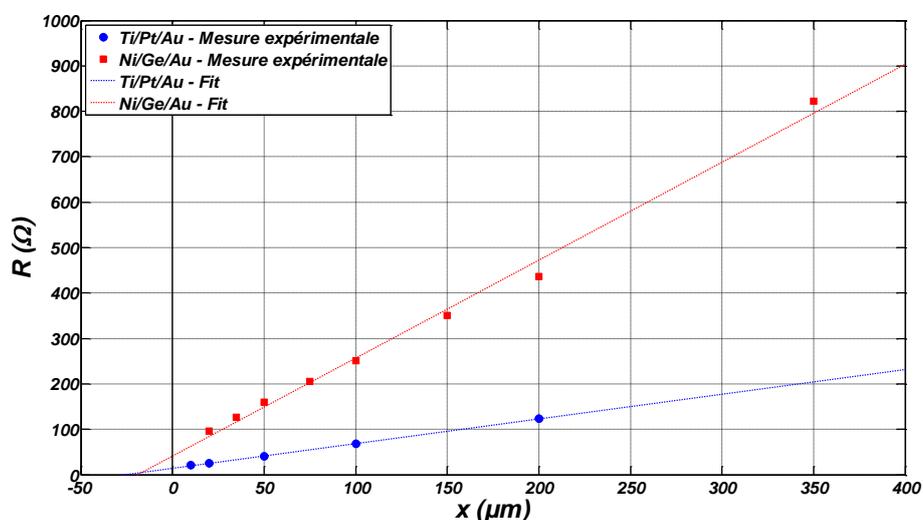


Figure V.13 - Courbes de mesures TLM obtenues pour des contacts Ti/Pt/Au (bleu) et Ni/Ge/Au (rouge) sur InP dopé N.

2.2.2.Contact Pd/Au/Zn/Au/Ti/pt/Au sur InGaAsP dopé P

Le choix du contact de type P a demandé plus de travail afin d'obtenir des résistivités de contact correctes.

Le premier type de contact étudié a été un contact de type Au/Zn/Au (20/70/20 nm) avec un recuit de 30 min à 350°C [86]. Nous avons testé ce contact sur des couches d'InP dopé P et des couches d'InGaAsP dopé P. Ainsi, nous avons trouvé que ce contact est jusqu'à deux ordres

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

de grandeur meilleur avec $\text{In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}_{0.38}\text{P}_{0.63}$ ($E_g=1.179$ eV) dopé P par rapport à InP dopé P. En effet, la résistivité de contact ρ_c est au mieux de $5.3 \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour InP dopé P alors qu'elle descend jusqu'à $1.8 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ avec InGaAsP dopé P. Ceci a donc motivé le choix d'une couche d'InGaAsP dopée P pour la base de notre structure *rib*. On observe clairement l'intérêt de passer à une couche d'InGaAsP dopé P à la place de l'InP dopé P lorsque l'on regarde la Figure V.14 où l'on a tracé les courbes TLM pour ce type de contact sur chacune de ces couches.

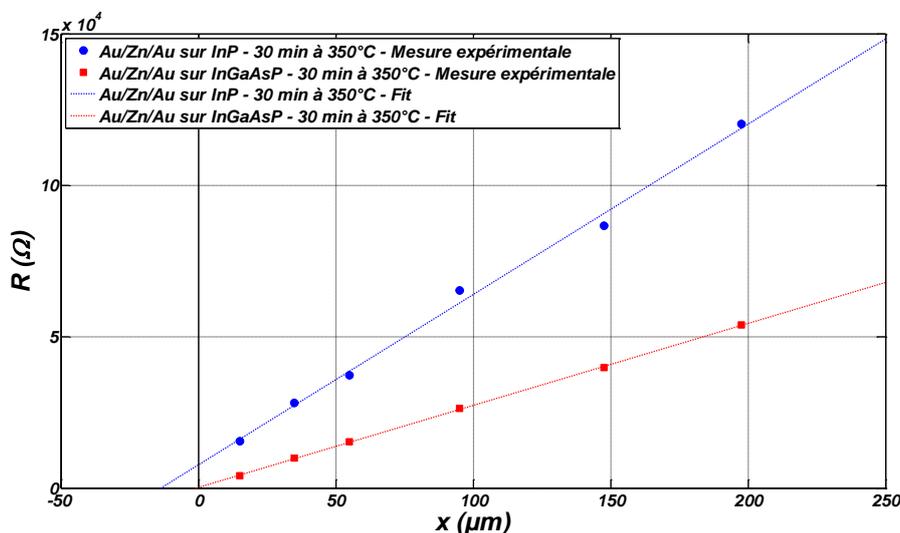


Figure V.14 - Courbes de mesures TLM obtenues pour des contacts Au/Zn/Au recuit 30 min à 350°C sur InP (bleu) et InGaAsP (rouge) dopés P.

D'après [86], il est possible de diminuer drastiquement le temps de recuit de ce type de contact en le réalisant à une température de 450°C. Ainsi, le temps de recuit n'est plus que de 2 min tout en maintenant des résistivités de contacts similaires. Cependant, à cause du report par BCB de notre couche III-V sur silicium, 450°C est une température à laquelle nous observons l'apparition de cloques. Une température de recuit de 420°C a donc été choisie et des mesures TLM ont été réalisées. Une résistivité de contact ρ_c de $2.4 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ a pu être atteinte. On observe donc que le recuit plus long semble donner une résistivité de contact ρ_c minimale meilleure. Cependant, en regardant la médiane des résistivités de contact mesurées dans les deux cas, c'est le temps de recuit le plus court qui donne les meilleurs résultats avec une valeur médiane de ρ_c de $9.0 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ contre de $2.6 \times 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour le temps de recuit plus long. Afin de faciliter la fabrication des échantillons et pour obtenir une meilleure résistivité de contact globale, c'est le recuit de 420°C pendant 2 min qui a été principalement utilisé au cours de ma thèse.

Vers la fin de ma thèse, un dernier type de contact a été testé. Permettant d'obtenir des contacts plus stables sous polarisation électrique, il est basé sur le contact décrit dans [81] que nous avons par la suite adapté aux moyens disponibles au laboratoire pour arriver à l'empilement Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au (10/20/20/10/20/20/100 nm) recuit pendant 4 min à 400°C. Comme le montre la Figure V.15 où l'on a tracé les courbes TLM pour les contacts de type Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au et Au/Zn/Au, le contact de type Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au nous permet de descendre la valeur de ρ_c jusqu'à $7.1 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ pour une valeur médiane de $4.7 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Ce contact a donc tout naturellement remplacé le contact Au/Zn/Au pour la fin de ma thèse.

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

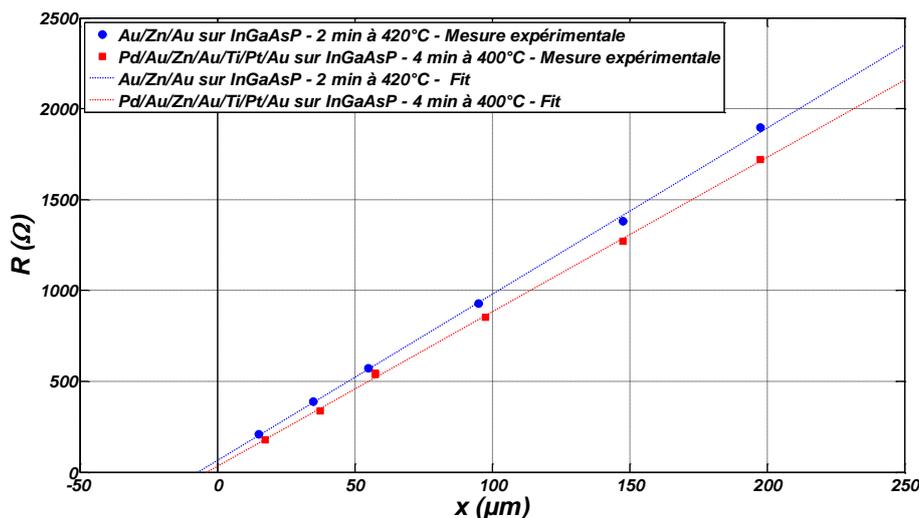


Figure V.15 - Courbes de mesures TLM obtenues pour des contacts Au/Zn/Au recuit 2 min à 420°C (bleu) et Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au recuit 4 min à 400°C (rouge) sur InGaAsP dopé P.

Le tableau suivant est un tableau récapitulatif des types de contact P étudiés au cours de cette thèse et leurs valeurs de ρ_c respectives.

Type de contact	Matériau	Meilleure résistivité de contact ρ_c mesurée	Médiane résistivité de contact ρ_c mesurée
Au/Zn/Au - 30 min à 350°C	p-InP	$5.3 \times 10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}^2$	$2.6 \times 10^{-1} \Omega \cdot \text{cm}^2$
Au/Zn/Au - 30 min à 350°C	p-InGaAsP	$1.8 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$	$2.6 \times 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}^2$
Au/Zn/Au - 2 min à 420°C	p-InGaAsP	$2.4 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$	$9.0 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$
Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au - 4 min à 400°C	p-InGaAsP	$7.1 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$	$4.7 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$

Tableau V.1 - Tableau récapitulatif des types de contact P étudiés et de leurs résistivités de contacts respectives

3. Caractérisation électro-optique de nanolasers

Dans cette partie, je vais maintenant présenter les résultats concernant les caractérisations électro-optiques de nanolasers pompés électriquement. Nous choisissons ici de faire une présentation chronologique de trois structures fabriquées au cours de ma thèse et représentatives des étapes importantes pour l'obtention d'un nanolaser à CP pompé électriquement.

Je présenterai donc dans un premier temps un premier échantillon d'une cavité à CP reportée sur un substrat silicium et pompé électriquement sans atteindre le régime laser. Puis, je montrerai la démonstration d'une cavité à CP reportée sur silicium au design modifié pour atteindre le régime laser par pompage électrique en régime pulsé. Enfin, je présenterai un nanolaser pompé électriquement en régime continu entièrement intégré sur un guide d'ondes SOI.

3.1. Pompage électrique dans une cavité à CP

Le premier échantillon que je vais décrire ici est la première cavité à CP 1D pour laquelle nous avons réussi à injecter du courant. Comme on peut le voir sur la Figure V.16, le design pour l'injection électrique est un peu différent de celui que l'on a décrit au cours du Chapitre III. En

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

effet, il n'y a pas de séparation entre la base élargie du *rib* et la partie prolongeant la cavité et qui permet de positionner les contacts N. En revanche, on retrouve l'architecture principale basée sur une cavité *rib* à CP 1D où l'injection est obtenue à l'aide de contacts P déposés sur la base élargie de la structure *rib*, et de contacts N déposés à chaque extrémité.

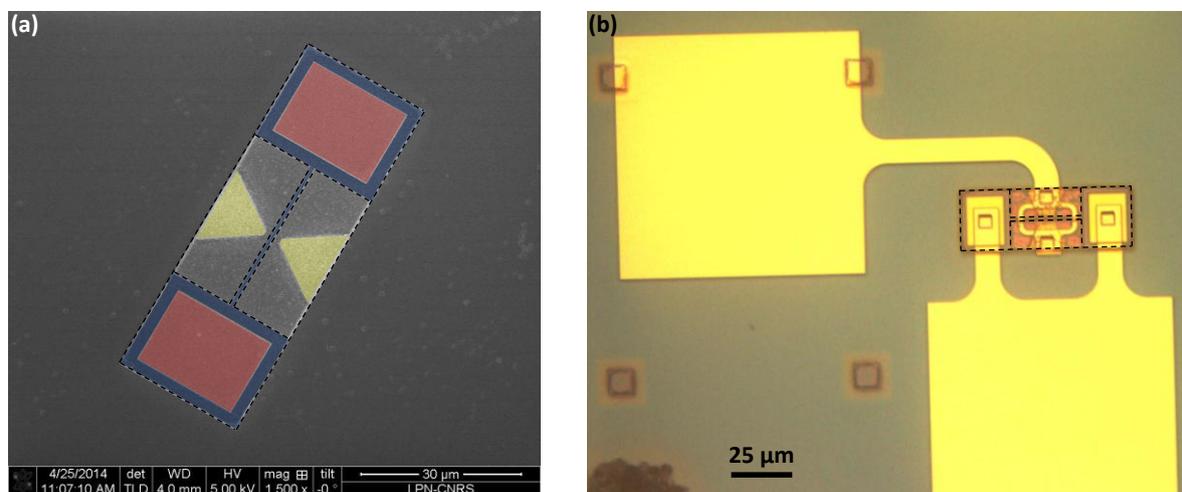


Figure V.16 - (a) Image MEB de notre première cavité à CP 1D pour le pompage électrique après le dépôt des contacts N. Les contacts P (jaune), les contacts N (rouge) ainsi que la couche supérieure dopée N (bleu) sont colorés pour améliorer la compréhension de la structure. (b) Image au microscope optique d'une cavité similaire à la fin de la fabrication. On a tracé en pointillé les mêmes limites que celles tracées sur l'image MEB.

Lors de la caractérisation de cet échantillon, nous avons pu confirmer la faisabilité de l'injection électrique de notre structure et valider ce premier design. Un schéma du dispositif expérimental utilisé est représenté sur la Figure V.17. On peut y voir que nous utilisons une SMU (*Source Measurement Unit*) nous permettant d'imposer un courant et de mesurer la tension appliquée en même temps. L'émission de la cavité est quant à elle collectée par un objectif placé à la normale de l'échantillon avant d'être envoyé sur le spectrographe.

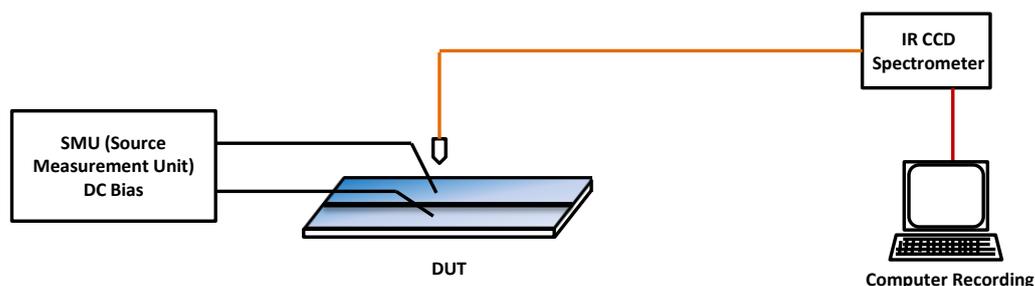


Figure V.17 - Schéma du dispositif expérimental de caractérisation.

Nous avons dans un premier temps étudié la distribution des recombinaisons dans la structure. Comme on peut le voir sur la Figure V.18, c'est un design qui présente énormément de pertes électriques. En effet, on peut remarquer qu'il y a un très grand nombre de recombinaisons radiatives sous les contacts N. Cela s'explique naturellement par le fait que le prolongement de la cavité utilisé pour les contacts N est connecté à la base élargie de la cavité *rib*. Comme la distance séparant les contacts P de ces prolongements est compensée par la largeur de la base, la résistance n'est pas assez grande pour limiter le passage du courant.

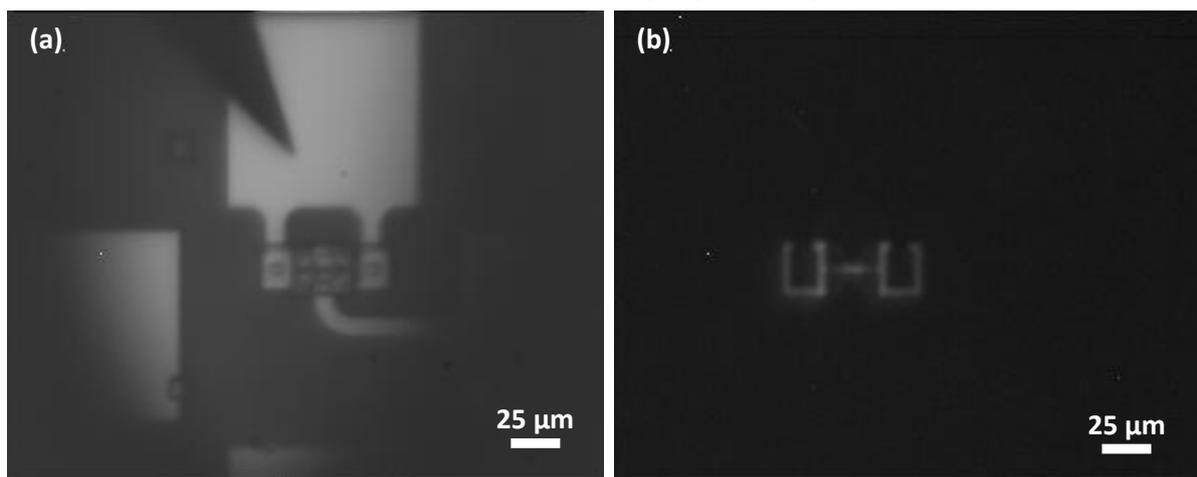


Figure V.18 - Images de l'échantillon obtenues lors des mesures de caractérisation. La première image (a) montre une cavité sans courant d'alimentation. La seconde image (b) montre la même cavité sans illumination et pompée avec un courant de 30 μA .

Si on ne s'intéresse qu'à la cavité en elle-même et qu'on laisse de côté les recombinaisons sous les contacts N, on observe que l'on a un maximum de recombinaisons au centre de la cavité. La première explication possible est que la géométrie de la structure et les différences de mobilités entre trous et électrons permettent de localiser les recombinaisons au centre comme on a pu le voir dans le Chapitre III. La deuxième explication possible est que la lumière émise subit une absorption. En effet, comme on peut l'observer sur la Figure V.16, nous relierons les deux contacts P par un anneau au dessus de la cavité. Et comme on constate que la présence des contacts N suffit à absorber la lumière recombinant en dessous, on peut supposer que la présence de l'anneau passant au dessus la cavité a le même impact. Cette localisation du maximum de recombinaisons radiatives au centre de la cavité peut donc s'expliquer aussi bien par le design électrique, par la présence de l'anneau ou par une combinaison des deux.

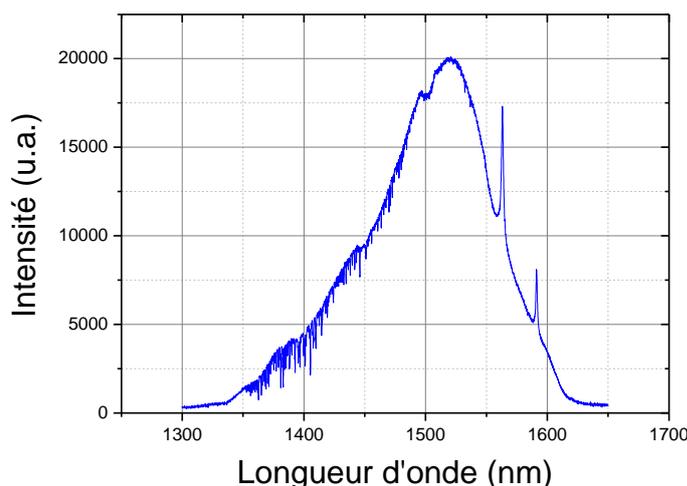


Figure V.19 - Spectre d'électroluminescence d'une cavité à CP 1D pompée sous un courant maximal de 400 μA avant dégradation des propriétés électro-optiques.

Nous avons ensuite essayé d'atteindre le régime laser avec cet échantillon en augmentant le courant. Cependant, nous n'avons pas été en mesure de l'atteindre. La Figure V.19

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

est un spectre caractéristique de ceux obtenus lors de la caractérisation. Comme on peut le voir, les modes optiques de la cavité peuvent être observés mais ils restent très largement minoritaires vis-à-vis du spectre de photoluminescence des puits quantiques. Cela s'explique assez aisément par l'observation faite précédemment sur les très nombreuses recombinaisons observées sous les contacts N.

Lorsque nous avons augmenté le courant, nous avons observé une légère augmentation de l'intensité d'émission des modes par rapport à la photoluminescence des puits quantiques. Cependant, l'augmentation du courant dégradait les cavités avant de permettre l'obtention du régime laser. Nous pouvons naturellement expliquer cela par les nombreuses pertes observées sous les contacts N. Mais nous pouvons aussi l'expliquer par des défauts remarqués lors de la fabrication. Ainsi, nous avons pu observer un léger décentrage des trous du cristal photonique. De plus, nous suspectons que la gravure de ces trous est incomplète et qu'une partie de la couche dopée P n'est pas percée par les trous ou que le diamètre de ceux-ci est plus petit. Enfin, la couche épitaxiée de III-V a été collée sur la couche de silicium avec une épaisseur faible de SiO₂. Cela entraîne donc des pertes optiques par ondes évanescentes de la cavité dans le substrat de silicium. Ces différentes erreurs lors de la fabrication sont donc responsables d'une diminution du facteur de qualité des cavités compliquant ainsi l'obtention du régime laser.

Ce premier échantillon a donc été une première étape importante pour la suite. S'il a permis de démontrer la possibilité de l'injection électrique dans la cavité, il a surtout permis de démontrer les limites du premier design, responsable d'une quantité très importante de recombinaisons dans une région non-voulue de la structure et de l'importance de bien maîtriser les différentes étapes de fabrication.

3.2. Nanolaser à CP pompé électriquement sur substrat silicium

À la suite des observations faites sur l'échantillon précédent, nous avons donc décidé de modifier en partie le design pour s'affranchir des recombinaisons radiatives observées sous les contacts de type N.

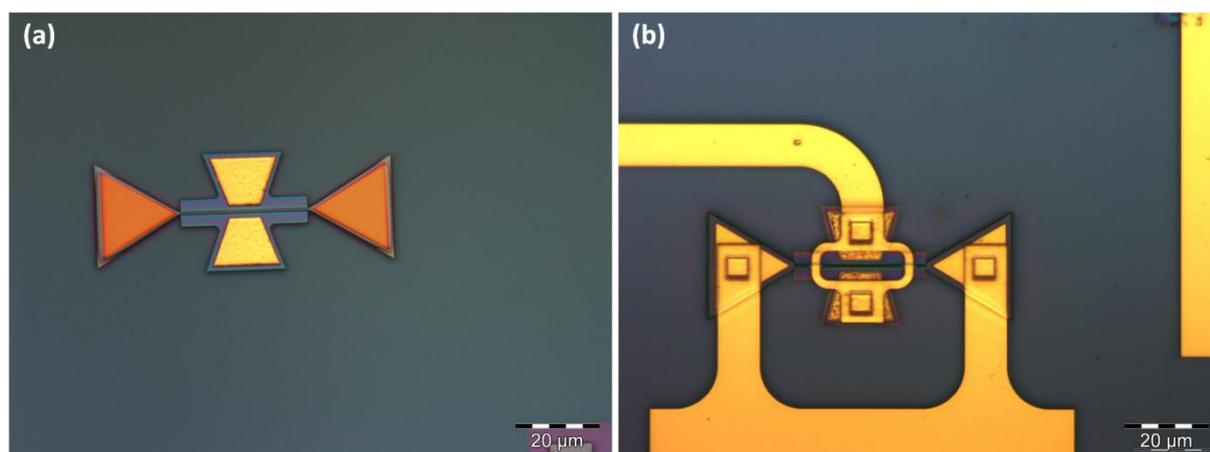


Figure V.20 - Images au microscope optique d'un nanolaser *rib* à CP 1D (a) avant et (b) après encapsulation et dépôt des pads de contact métalliques. On peut voir sur la première image (a) que l'on retrouve la structure de base avec les contacts P (jaune) de part et d'autre du centre de la cavité et les contacts N (couleur modifiée en orange) à chaque extrémité de la cavité.

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

Comme on peut le voir sur la Figure V.20, deux modifications principales ont été apportées dans ce sens. La première a été de modifier les prolongements à chaque extrémité de la cavité pour passer d'une forme initiale rectangulaire à une forme trapézoïdale quasiment triangulaire. L'idée est de limiter au maximum la section d'accès à ces extensions à la section supérieure du CP et non pas à sa base. La seconde modification a été de raccourcir la distance jusqu'à laquelle la base du CP *rib* s'étend lorsqu'il n'y a pas de contact P. L'objectif est ainsi de concentrer vers le centre de la cavité la part du courant provenant de la partie du contact P la plus éloignée de la cavité et de limiter au maximum l'étalement du courant dans la base.

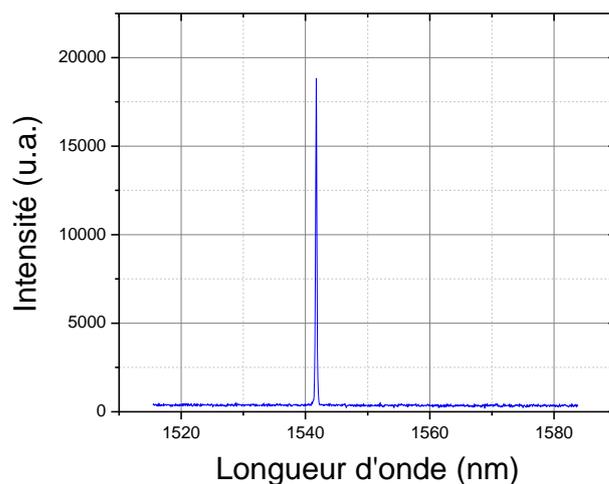


Figure V.21 - Spectre d'émission d'un nanolaser *rib* à CP 1D reporté sur un substrat de silicium pompé sous un courant estimé de 1.45 mA.

Comme on peut le voir avec le spectre d'émission d'un nanolaser affiché sur la Figure V.21, on obtient clairement ici une émission monomode correspondant au mode de la cavité. Le régime laser est obtenu à température ambiante en pompant un nanolaser ($r = 125$ nm, $a_0 = 320$ nm, $w_{CP} = 500$ nm, $w_{Base} = 6.5$ μ m) à l'aide d'une source de tension pulsée avec des impulsions de 20 ns toutes les 2 μ s comme le montre la Figure V.22 du schéma du dispositif expérimental. On a alors pu tracer la courbe tension/courant ainsi que la puissance de sortie du laser en fonction du courant sur la Figure V.23. Comme on peut le voir on observe clairement l'apparition du régime laser autour de 800 μ A. De plus, on observe un changement de pente à partir 1.15 mA qui s'explique par l'apparition d'une second mode limitant l'émission du premier mode.

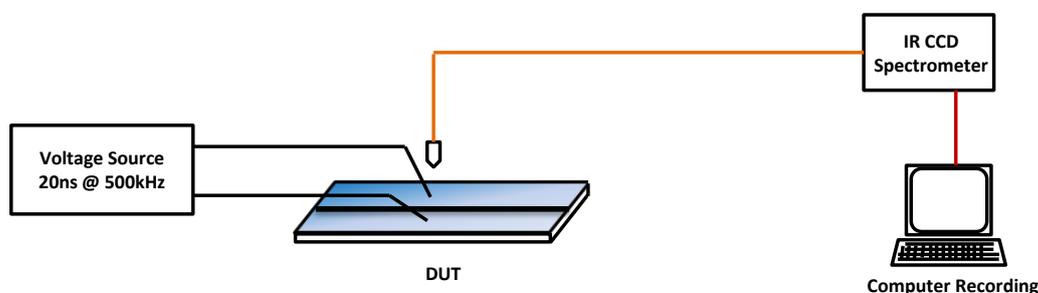


Figure V.22 - Schéma du dispositif expérimental de caractérisation.

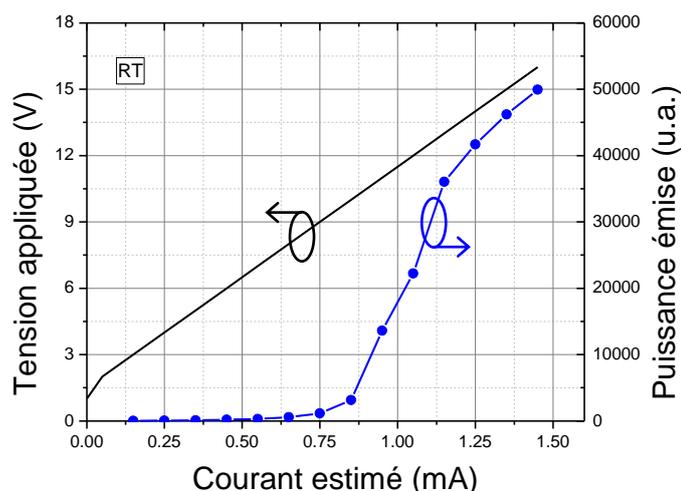


Figure V.23 - Tension appliquée au nanolaser et puissance émise par celui-ci en fonction du courant estimé le traversant.

Nous avons aussi tracé la longueur d'onde d'émission du nanolaser en fonction du courant injecté sur la Figure V.24. Comme on peut le voir, seul le décalage des longueurs d'onde vers le bleu du à l'augmentation des porteurs dans la cavité peut être observé. Puisque l'on n'observe pas de décalage vers le rouge des longueurs d'onde après le seuil, on en conclut que le nanolaser ne subit pas d'échauffement à cause du pompage. Cela s'explique d'une part par le fait d'utiliser un pompage pulsé et d'autre part par le fait que nos nanolasers sont encapsulés dans du SiO_2 qui permet de favoriser la dissipation thermique.

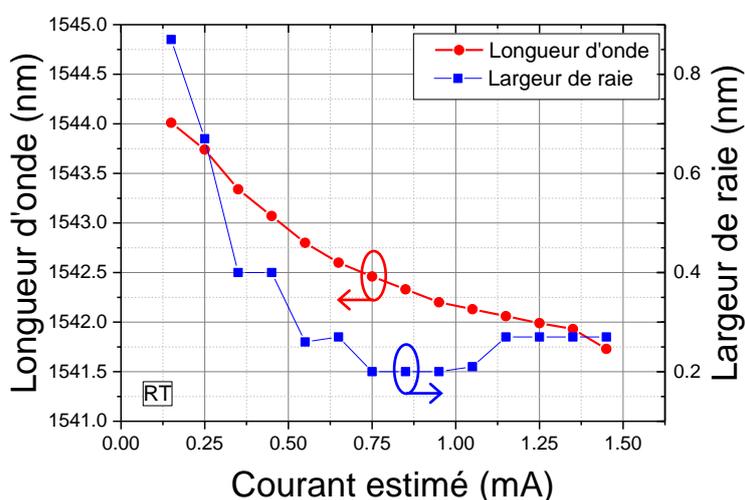


Figure V.24 - Longueur d'onde et largeur de raie du nanolaser en fonction du courant injecté.

Des tests supplémentaires sur cet échantillon n'ont pas permis d'atteindre le régime laser sous pompage continu. En effet, le pompage sous courant continu a entraîné une dégradation irréversible du nanolaser. Des analyses au TEM (*Transmission Electron Microscopy*) de la couche épitaxiée de III-V ont permis d'expliquer cette impossibilité à pomper les cavités sous courant continu sans dégradation. En effet, nous nous sommes rendus compte que les puits quantiques n'étaient pas en InGaAs mais possédaient une part importante de phosphore. Les

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

mesures EDX (*Energy-Dispersive X-ray spectroscopy*) ont ainsi révélés deux problèmes. Tout d'abord, les puits quantiques avaient une épaisseur de 4.7 nm au lieu des 8nm visés. Cela a donc modifié les niveaux d'énergie dans les puits et les a rapprochés des bandes de conduction et de valence des barrières. De plus, la composition des puits quantiques montrait une proportion de phosphore atteignant 23% alors que nous cherchions à avoir des puits composés d'InGaAs. Cette composition altérée des puits a entraîné une modification de la structure de bande, avec des puits quantiques dont la bande de conduction ne se situe qu'à une énergie de l'ordre de 60 meV en dessous de la bande de conduction des barrières. Avec la discrétisation des états et l'énergie thermique à température ambiante (26 meV), on compense facilement cette faible hauteur de barrière et les électrons ne sont pas confinés dans les puits. On ne peut donc pas profiter de l'augmentation attendue de la densité des porteurs au sein des puits et cela impacte négativement le courant de seuil tout en élargissant la largeur de l'électroluminescence. Cela se voit clairement sur la Figure V.25 où l'on a tracé les spectres d'électroluminescence de cavités sous le seuil pour cet échantillon et pour l'échantillon précédent.

Avec cet échantillon, nous avons pu démontrer la première réalisation d'un nanolaser à CP non-suspendu pompé électriquement et reporté sur un substrat de silicium. De plus, une étude des couches épitaxiées a permis d'expliquer la valeur élevée de courant seuil et donne une piste d'amélioration supplémentaire pour la suite des expériences.

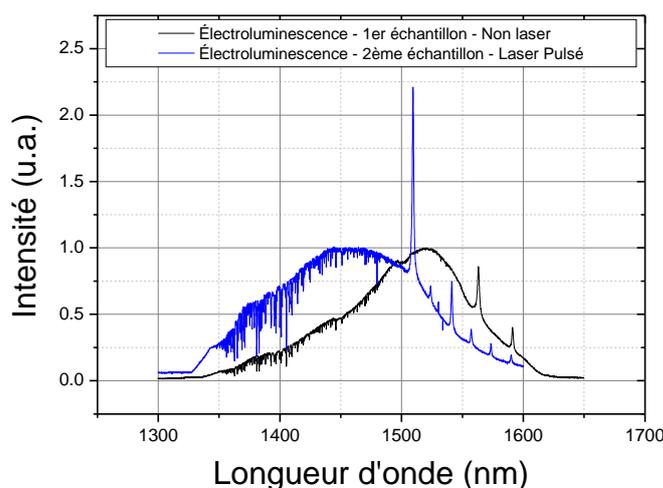


Figure V.25 – Spectres normalisés d'électroluminescence sous le seuil pour des cavités de l'échantillon en question (bleu) ainsi que de l'échantillon précédent (noir). On observe clairement un spectre plus large et décalé vers de plus basses longueurs d'onde avec le nouvel échantillon.

3.3. Nanolaser à CP pompé électriquement entièrement intégré sur guide d'ondes SOI

Pour passer d'une intégration sur substrat silicium à une intégration sur guide d'onde SOI, le design de la cavité est resté quasiment inchangé. En effet comme on peut le voir sur la Figure V.26 montrant des images au microscope optique de nos nanolasers intégrés sur guides d'onde SOI, seuls les prolongements en bout de cavité ont été modifiés. Nous avons en effet gravé une tranchée dans ceux-ci le long du guide d'onde afin de limiter les pertes qu'un couplage

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

entre eux entrainerait irrémédiablement. Cela nous a aussi obligé à élargir un peu celui-ci pour permettre deux ouvertures dans le SiO₂ pour les vias électriques.

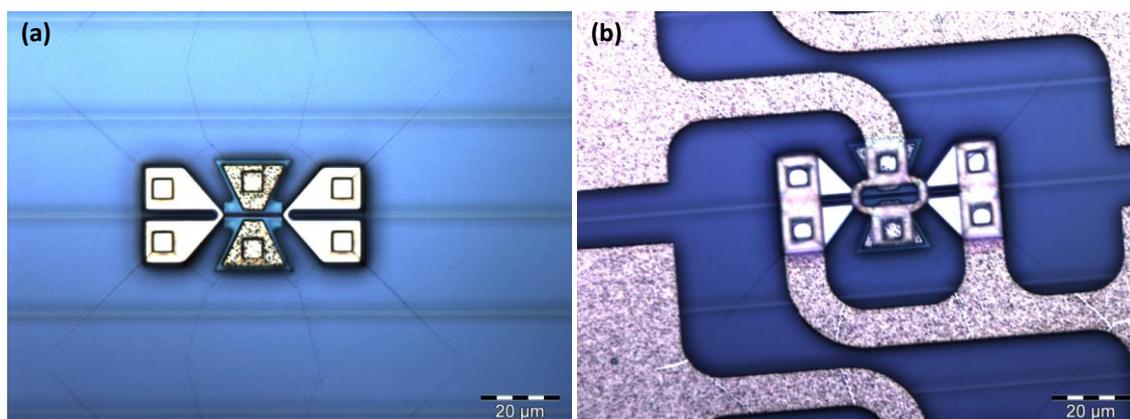


Figure V.26 - Images au microscope optique d'un nanolaser *rib* à CP 1D reporté sur des guides d'ondes SOI (a) avant et (b) après dépôt des pads de contact métalliques. Une tranchée a été ajoutée dans les prolongements de la cavité utilisés pour les contacts N afin de limiter le couplage et donc les pertes optiques entre le guide d'onde et ces prolongements.

Pour cet échantillon, nous avons aussi corrigé l'épitaxie de la couche semi-conductrice III-V. La zone active est maintenant constituée de 5 puits quantiques contraints en In_{0.84}Ga_{0.16}As_{0.76}P_{0.24} larges de 6.5 nm séparés par des barrières d'In_{0.84}Ga_{0.16}As_{0.48}P_{0.52} larges de 15 nm. La Figure V.27 nous permet de comparer le spectre normalisé d'électroluminescence sous le seuil d'une cavité fabriquée avec cette nouvelle épitaxie avec des spectres similaires obtenus pour les deux échantillons précédents. On observe un spectre plus fin et centré vers de grandes longueurs d'onde par rapport à l'échantillon précédent. Cela confirme donc bien que cette nouvelle épitaxie permet de corriger les erreurs de composition et d'épaisseur des puits quantiques.

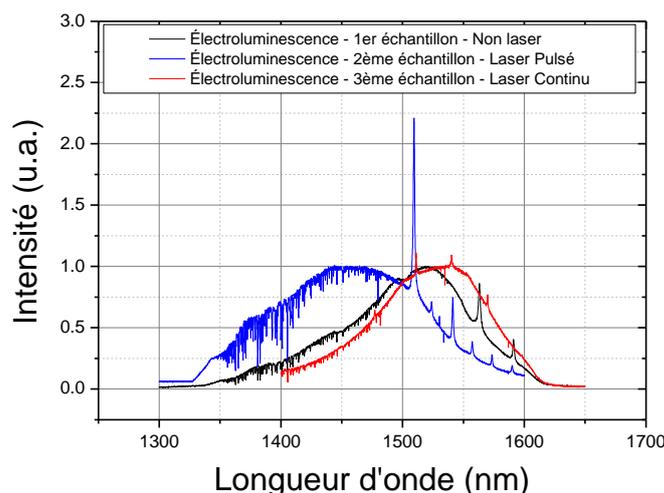


Figure V.27 - Spectres normalisés d'électroluminescence sous le seuil pour des cavités fabriquées avec la nouvelle épitaxie (rouge) ainsi que pour des cavités fabriquées avec les deux épitaxies précédentes (noir et bleu). On observe clairement que l'on retrouve avec cette nouvelle épitaxie un spectre plus fin et proche du spectre obtenu avec le premier échantillon ne permettant pas l'émission laser.

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

Comme on peut l'observer sur la Figure V.29, il nous a été possible d'atteindre le régime laser à température ambiante et sous courant continu pour un nanolaser de largeur 600 nm (partie supérieur du *rib*) et 6.6 μm (base inférieure du *rib*), de rayon 90 nm, de période centrale 300nm. Les contacts P déposés sur la cavité étaient situés à 1 μm du bord du CP pour une largeur minimale de 4.725 μm . Sur la Figure V.28, nous pouvons voir un schéma du dispositif expérimental utilisé. Le pompage est donc réalisé avec une SMU nous permettant d'imposer un courant et de mesurer la tension appliquée en même temps. Le nanolaser étant couplé à un guide d'onde large de 550 nm, la lumière émise a été collectée au niveau des coupleurs de sortie avec des fibres monomodes clivées. Nous avons ainsi pu réaliser les spectres d'émission et, grâce à des mesures complémentaires des pertes dues aux fibres, au guide d'onde SOI et aux couplages, remonter à la puissance émise par le nanolaser dans le guide d'onde.

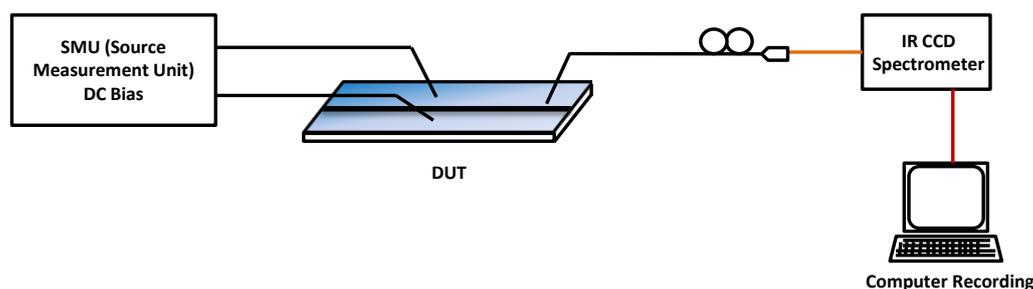


Figure V.28 - Schéma du dispositif expérimental de caractérisation.

On observe ainsi le seuil laser à un courant de 100 μA pour une tension de 1V et une diminution de la pente à partir d'un courant de 300 μA . Sur la région linéaire de l'émission laser avant le changement de pente, on trouve une pente P/I de 0.1408 W.A⁻¹. Enfin, le nanolaser montre une puissance émise dans le guide maximale estimée à 95 μW . au-delà de ce point, nous avons observé une dégradation du nanolaser.

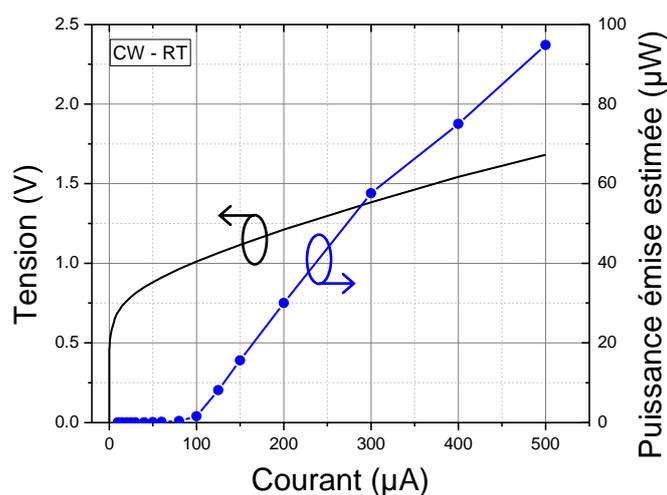


Figure V.29 - Tension appliquée au nanolaser et puissance émise estimée par celui-ci en fonction du courant le traversant.

Lorsque l'on s'intéresse à la répartition spatiale des recombinaisons dans la structure, on observe clairement que la modification de design apportée précédemment porte ses fruits. En effet, la première image de la Figure V.30 montre distinctement que les recombinaisons n'ont

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

bien lieu qu'au sein de la cavité et non plus sous les contacts N. Le spectre d'émission du nanolaser au-dessus du seuil ($I = 150 \mu\text{A}$) est tracé sur la Figure V.30. Il montre un mode unique à 1560 nm correspondant au mode de la cavité.

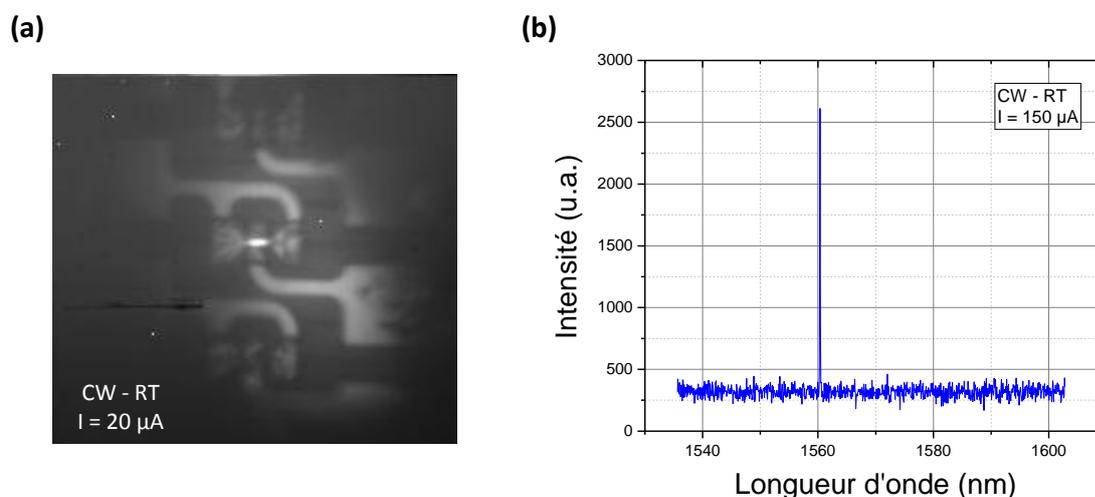


Figure V.30 - (a) Image infrarouge d'un nanolaser pompé en continu à température ambiante en dessous du seuil ($20 \mu\text{A}$) et (b) spectre d'émission du même nanolaser pompé en continu à température ambiante au dessus du seuil ($150 \mu\text{A}$).

La Figure V.31 montre ce même spectre en échelle logarithmique et nous permet de mesurer le coefficient de suppression des modes latéraux ou SMSR (« *Side Mode Suppression Ration* ») de notre nanolaser. On observe alors que l'émission n'est pas strictement monomode et qu'un second pic d'émission apparaît à 1591 nm. Le SMSR ainsi mesuré vaut 18 dB.

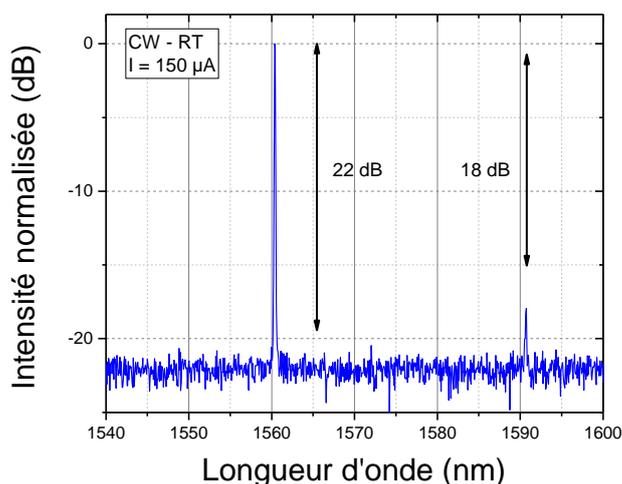


Figure V.31 - Spectre d'émission du nanolaser pompé électriquement exprimé en dB. On observe un SMSR supérieur à 20 dB et atteignant au moins 25dB par au bruit de fond de l'émission du laser.

L'apparition de ce mode s'explique par le fait que les puits quantiques ne sont pas parfaitement optimisés à la cavité. En effet, ces puits quantiques présentent un gain maximal pour une longueur d'onde de 1570 nm. Cela permet donc au mode à 1590 nm d'exister. C'est aussi à cause de ce mode que l'on observe un changement de pente à $300 \mu\text{A}$. En effet, ce mode

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

commence à devenir important à partir de ce courant, limitant alors l'augmentation de la puissance émise par le premier mode. À l'avenir, en modifiant les puits quantiques pour avoir un gain maximal pour une longueur d'onde plus basse correspondant à la longueur d'onde de la cavité, on devrait pouvoir limiter l'apparition de ce second mode. Cela permettrait donc d'améliorer le SMSR et ne plus avoir ce changement de pente dans la courbe de la puissance émise.

On peut aussi observer que le coefficient de suppression du bruit de fond de l'émission du laser est mesuré à 22 dB. Cette valeur est cependant une valeur minimale. En effet, le spectrographe utilisé lors de ces mesures présente toujours un bruit de fond sur les mesures. La mesure de 22 dB correspond donc à la suppression du bruit de fond du spectrographe et non pas à la suppression du bruit de fond d'émission du laser.

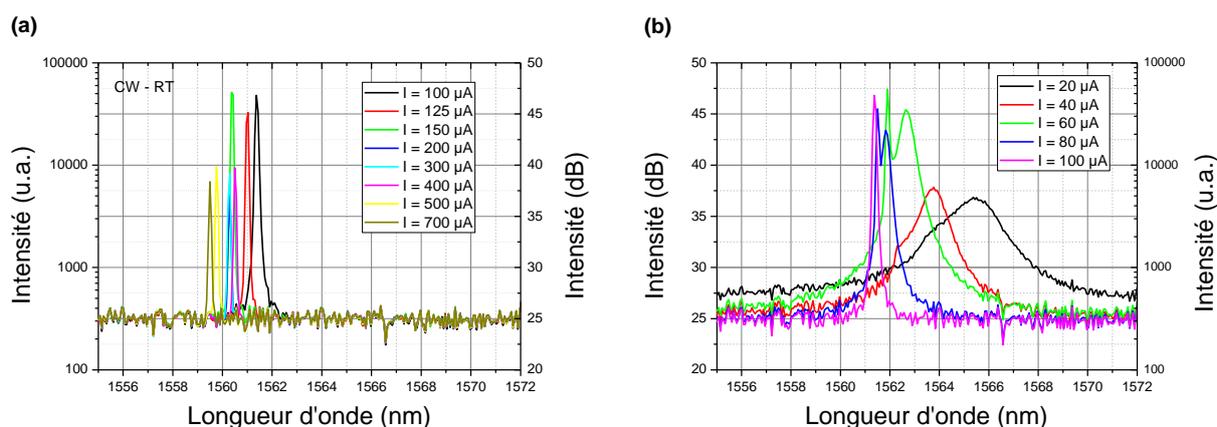


Figure V.32 – Spectres d'émission du nanolaser pour différentes valeurs de courant d'injection (a) au-dessus et (b) en dessous du seuil. L'intensité des spectres n'est pas comparable du fait de paramètres d'acquisition différents pour les différents courants d'injection.

Nous avons tracé sur la Figure V.32 plusieurs spectres d'émission du nanolaser au-dessus et en dessous du seuil. On observe un décalage vers le bleu du mode de la cavité avec l'augmentation du courant injecté. Cela est d'ailleurs confirmé avec la Figure V.33 où l'on a simplement tracé la longueur d'onde du mode du nanolaser en fonction de courant injecté. Comme pour l'échantillon précédent, aucun décalage vers le rouge ne peut être observé après le seuil. Cela signifie donc qu'ici aussi le nanolaser ne subit pas d'échauffement à cause du pompage. Cependant, le pompage est ici continu et non pas pulsé. On peut donc en conclure que l'encapsulation du nanolaser dans le SiO_2 remplit bien son rôle de dissipateur thermique. On peut néanmoins remarquer que l'on assiste à un changement de pente marqué entre le régime d'émission spontanée et le régime laser de nos cavités correspondant au *clamping* de la densité de porteurs au seuil.

Avec ce dernier échantillon, nous avons démontré le premier nanolaser à CP non-suspendu pompé électriquement et intégré sur un guide d'onde SOI. De plus, cette performance est obtenue pour un pompage continu et à température ambiante. Cependant, une seule cavité de l'échantillon a montré le régime laser tout en étant couplé à un guide d'onde. Ainsi aucune autre cavité sur les guides d'ondes les plus larges (550 nm et 550 nm) n'a montré le régime laser. Nous avons cependant pu observer ce régime pour plusieurs cavités au-dessus de guides moins larges mais pour lesquels le couplage ne peut avoir pas lieu. La caractérisation de ces nanolasers a donc été réalisée en collectant l'émission par la surface avec un objectif de

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

microscope et non pas à l'aide des guides d'onde. Les seuils mesurés sont alors de l'ordre de 400 à 500 μA .

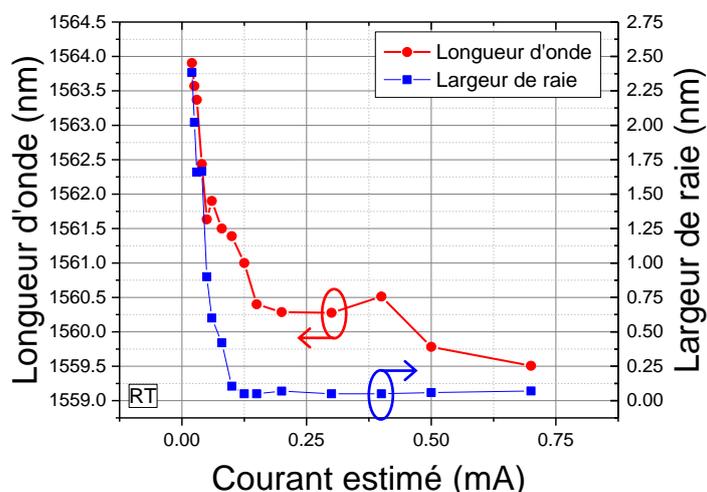


Figure V.33 - Longueur d'émission du nanolaser en fonction du courant injecté.

Ces seuils se sont révélés plus élevés car cette caractérisation est intervenue un mois après la fin de la fabrication contrairement aux caractérisations initiales. On suspecte donc que l'état de surface des cavités s'est dégradé avec le temps et que l'effet de la passivation s'est dissipé avec le temps. En effet, à cause de l'indisponibilité du bâti de dépôt ALD, nous n'avons pas pu faire le dépôt d' Al_2O_3 comme prévu et avons dû le remplacer par un fin dépôt de BCB dilué et recuit. L'échantillon n'a donc pas pu profiter des propriétés de passivation de l' Al_2O_3 qui auraient permis de caractériser les cavités dans un état similaire avec un mois d'écart.

4. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les différents résultats expérimentaux obtenus durant cette thèse. J'ai présenté dans la première partie de ce chapitre les études complémentaires réalisées dans l'optique d'améliorer les propriétés optiques et de définir les contacts électriques pour nos cavités avant de présenter dans la deuxième partie trois échantillons différents permettant de décrire l'évolution chronologique nous ayant permis de fabriquer le premier nanolaser à CP 1D non-suspendu pompé électriquement en continu et entièrement intégré sur guide d'onde SOI.

L'étude des facteurs de qualité de nos cavités nous a permis d'établir un nouveau record de 100160 pour des cavités à CP réalisées en InP. Ceci a été possible grâce à une amélioration des étapes de lithographie électronique et de gravure ICP. Cela est d'autant plus intéressant que ce résultat a été obtenu pour des cavités non-suspendues contrairement aux résultats habituellement présentés. Cette étude nous a aussi permis de mettre en évidence que le couplage de la cavité au guide d'onde SOI impactait le facteur de qualité des cavités. Nous avons donc montré par des simulations que la présence du guide perturbait le champ dans la cavité apportant ainsi des pertes supplémentaires qui diminuaient le facteur de qualité des cavités.

Caractérisation de nanolasers pompés électriquement

Nous avons réalisé une étude sur les temps de recombinaison de surface de nos cavités pour mettre en évidence l'amélioration des surfaces induite par l'étape de passivation. Nous avons ainsi pu montrer que celle-ci permet de d'augmenter le temps des recombinaisons de surface de plus d'un ordre de grandeur en les faisant passer d'une valeur de 410 ps à 7.3 ns. Cela permet de retrouver une cavité où les recombinaisons radiatives dominent par rapport aux recombinaisons non-radiatives.

Nous avons également présenté les résultats des études TLM réalisées pour la définition des contacts électriques. Nous avons montré que parmi les différents contacts testés les meilleurs dans notre cas étaient des contacts de type Ti/Pt/Au (20/20/100 nm) avec un recuit de 30s à 400°C pour les contacts N et des contacts Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au (10/20/20/10/20/20/100 nm) avec un recuit de 4 min à 400°C pour les contacts P.

Enfin, nous avons présenté trois échantillons montrant l'évolution chronologique et les étapes principales que nous avons du atteindre pour obtenir le premier nanolaser à CP 1D non-suspendu pompé électriquement en continu et entièrement intégré sur guide d'onde SOI. Le premier échantillon nous a permis de confirmer la faisabilité du pompage électrique dans une cavité *rib* à CP 1D. Il nous a également permis de pointer des défauts du design responsables de pertes électriques importantes. Grâce à une modification du design, le deuxième échantillon a permis de démontrer le régime laser dans une cavité *rib* à CP 1D reportée sur un substrat de silicium et pompée électriquement en régime pulsé. Une étude TEM de la couche de semi-conducteur III-V a mis en évidence des écarts entre la composition et l'épaisseur voulue pour nos puits quantiques. Cela permet d'expliquer les difficultés observées pour atteindre le régime laser avec cet échantillon. Enfin, le troisième échantillon a permis de démontrer la fabrication du premier nanolaser à CP 1D non-suspendu pompé électriquement en continu et entièrement intégré sur guide d'onde SOI. Du fait d'une caractérisation réalisée en deux fois avec un mois d'écart entre chaque campagne de mesure, une seule cavité couplée aux guides d'onde SOI a montré le régime laser en pompage électrique. Nous avons aussi observé en étudiant leur émission par la surface que d'autres cavités atteignaient le régime laser sous pompage électrique continu. Cependant, elles présentaient un seuil plus élevé du fait d'états de surface s'étant dégradés au cours du mois séparant la fin de la fabrication et leur caractérisation. Ces dégradations s'expliquent par la non-disponibilité de certaines technologies lors de la fabrication de cet échantillon.

Chapitre VI

Conclusion et perspectives

1. Conclusion

Face au défi que représente l'*interconnect bottleneck*, l'industrie microélectronique se doit de mettre en place une nouvelle technologie pour le transfert de données aux échelles inter- et intra-puces. Sur la base des performances démontrées pour les grandes distances de propagation, les interconnexions optiques constituent aujourd'hui la solution la plus étudiée pour résoudre ce défi. Si le transport de l'information au travers d'interconnexions optiques peut profiter de la technologie développée autour des guides d'onde SOI, les fonctionnalités actives n'ont pas encore atteint le même niveau de maturité. Un des points critiques restant à développer est la source laser qui se doit de répondre à des critères de faible seuil, d'efficacité énergétique, de taille réduite et de bande passante élevée.

Au cours de cette thèse, nous avons proposé un nouveau design de nanolaser hybride InP sur SOI reposant sur une cavité *rib* à CP 1D. Cette nouvelle architecture capitalise sur l'expertise du LPN en matière de design optique de nanocavités, de fabrication avec notamment l'intégration sur silicium et de caractérisation optique. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement au problème du pompage électrique des nanolasers à CP, jalon incontournable pour envisager leur utilisation.

Le Chapitre II a porté sur les propriétés optiques des nanolasers à CP 1D intégrés sur guides d'onde SOI. Une part importante de ce chapitre décrit le design optique des cavités à CP 1D. Celui-ci utilise la technique du *gentle confinement* afin d'obtenir des facteurs de qualité supérieurs à 10^6 tout en maintenant des volumes modaux de l'ordre de $(\lambda/n)^3$. La méthode mise au point repose sur la variation progressive de la période du CP pour donner une enveloppe gaussienne aux modes électromagnétiques de la cavité et ainsi limiter les pertes. Dans ce chapitre, nous avons traité la question du couplage entre ce type de cavités et des guides d'onde en silicium. En choisissant un couplage de type évanescent, nous avons montré qu'il était possible de contrôler la force du couplage en jouant sur deux paramètres : la largeur du guide d'onde, qui agit sur le désaccord entre la constante de propagation β_g du guide d'onde et la distribution du champ électromagnétique dans l'espace réciproque de la cavité, et la distance de séparation entre la cavité et le guide d'onde, qui modifie le coefficient de couplage κ en changeant le taux de recouvrement entre les modes de la cavité et du guide d'onde.

Au cours du Chapitre III, nous avons étudié l'injection électrique dans les cavités à CP 1D. Cela a permis d'aboutir à une nouvelle architecture basée sur une cavité *rib* à CP 1D où l'injection électrique est réalisée à l'aide de contacts de type P déposés sur la base élargie de la structure *rib* de part et d'autre du centre de la cavité optique et de contacts de type N placés à chaque extrémité de la cavité. Nous avons étudié ce design aussi bien par simulation optique que

Conclusion et perspectives

par simulation électrique pour comprendre l'impact des contacts de type P sur le facteur de qualité des cavités et sur la répartition des recombinaisons radiatives en leur sein. Cela nous a permis de définir les dimensions des contacts électriques offrant le meilleur compromis injection électrique/facteurs de qualité élevés. La gamme de contacts ainsi choisie montre des facteurs de qualité supérieurs à 10^5 pour des taux de recouvrement entre l'intensité du champ dans la cavité et le profil des recombinaisons radiative supérieurs à 78%.

Le Chapitre IV a présenté les étapes de fabrication développées pour les cavités à CP 1D pompées électriquement en accord avec les designs décrits dans les deux chapitres précédents. Ce chapitre a notamment montré le travail réalisé sur la lithographie électronique et sur la gravure ICP pour améliorer les facteurs de qualité. Dans ce chapitre, nous avons également décrit les nouvelles étapes de fabrication mise en place pour réaliser l'injection électrique de ce type de nanolasers.

Le dernier chapitre est focalisé sur la présentation des résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse. La première partie de ce chapitre décrit les études préliminaires menées dans le cadre de l'amélioration des procédés de fabrication. Nous avons ainsi établi un nouveau record de 100160 pour le facteur de qualité de cavités à CP réalisées en InP. Cela permet de valider les améliorations apportées lors de la lithographie électronique et de la gravure ICP, d'autant plus que ce record est obtenu pour des CP non-suspendus. Nous avons aussi mis en évidence que le couplage de la cavité avec le guide d'onde SOI perturbait le champ dans la cavité, dégradant de cette manière son facteur Q. Nous avons également étudié l'impact de l'étape de passivation sur les recombinaisons de surface en démontrant que cette étape les diminue drastiquement en augmentant leur temps de recombinaison de plus d'un ordre de grandeur en passant de 410 ps à 7.3 ns. La dernière étude préliminaire réalisée a porté sur la mise au point des contacts électriques. Les mesures TLM que nous avons conduites nous ont permis d'optimiser des contacts de type Ti/Pt/Au (20/20/100 nm) avec un recuit de 30s à 400°C pour les contacts N et des contacts Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au (10/20/20/10/20/20/100 nm) avec un recuit de 4 min à 400°C pour les contacts P et dont les résistivités de contact médianes sont respectivement $6.1 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et $4.7 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$.

Ces différentes études préliminaires nous ont permis de confirmer les améliorations et le développement satisfaisant des étapes de fabrication réalisées au cours de cette thèse. Elles ont été mises à profit pour démontrer la première émission laser de cavités *rib* à CP 1D non-suspendues pompées électriquement en continu et intégrées sur des guides d'ondes SOI. Le nanolaser ainsi fabriqué opère à température ambiante et présente un seuil de 100 μA pour une émission à la longueur d'onde 1560 nm. Un tableau comparatif (cf. Tableau VI.1) résume les caractéristiques de ce nanolaser ainsi que celles des deux autres nanolasers de la littérature où l'émission laser sous pompage électrique continu à température ambiante a été démontrée.

Lorsque l'on analyse les performances de notre nanolaser et qu'on les compare à l'état de l'art, il ne s'agit que de la troisième démonstration de l'émission laser dans des nanolasers pompé électriquement en continu et à température ambiante. Ding et al. [35] ont obtenu ce résultat avec une cavité métallique non-plasmonique. Leur résultat présente cependant les caractéristiques typiques de ce type de cavités avec un seuil élevé (1 mA) et l'absence de couplage. Notre nanolaser présente en comparaison un seuil un ordre de grandeur inférieur (100 μA) et l'avantage d'être couplé à une circuiterie de guides d'onde SOI.

Ref.	Type de nanolaser	Taille (μm^3)	Volume modal	$\lambda_{\text{émission}}$	Température	Seuil	Puissance émise	Efficacité électro-optique	Bande passante	Couplage
[26]	CP 2D	16×7×0.23	$\sim(\lambda/n)^3$	1549 nm	368 K	4.8 μA (298 K)	8.5 μW (200 μA)	1.42 % (200 μA)	10 Gb.s ⁻¹	Guide d'onde III-V
[35]	MNP	1.39×1.15×1.7	$1.29 \times (\lambda/n)^3$	1591 nm	298 K	1 mA	-	-	-	Non
-	CP 1D	15×6.6×0.46	$1.10 \times (\lambda/n)^3$	1560 nm	298 K	100 μA	95 μW (500 μA)	11.27 % (500 μA)	-	Guide d'onde SOI

Tableau VI.1 – Tableau comparatif des nanolasers ayant démontré de l'émission laser sous pompage électrique continu à température ambiante. Le nanolaser *rib* à CP 1D pompé électriquement en continu et intégré sur un guide d'onde SOI obtenu au cours de cette thèse a été ajouté en dernière ligne pour comparaison. Les acronymes utilisés pour le type de nanolaser sont : CP 1D (Cristal Photonique Unidimensionnel), CP 2D (Cristal Photonique Bidimensionnel) et MNP (Métallique Non-Plasmonique).

La comparaison de notre résultat avec le résultat obtenu par Takeda et al. [26] est cependant beaucoup plus intéressante. En effet, leur nanolaser repose lui aussi sur une cavité à CP même si dans leur cas il s'agit d'un CP 2D. Si la surface occupée est sensiblement la même pour les deux études, il apparaît que leur nanolaser présente un seuil 20 fois plus petit à température ambiante. Il convient tout de même de mettre ceci en perspective avec la puissance émise. Ainsi, notre nanolaser atteint une puissance maximale d'émission de 95 μW contre 8.5 μW pour Takeda et al. Si l'on s'intéresse à l'efficacité électro-optique définie ici comme le rapport de la puissance optique émise par le nanolaser sur la puissance électrique injectée, nous remarquons que plus de 11% de la puissance électrique est convertie en signal optique dans notre nanolaser contre moins de 1.5 % dans la solution proposée par Takeda et al. Un volume actif plus grand dans notre cas pourrait expliquer la différence d'ordre de grandeur observée pour les seuils et les puissances d'émission. En effet, notre nanolaser incorpore 5 puits quantiques. En passant à un seul puits quantique, nous pouvons prévoir une diminution du seuil proche d'un facteur 5. Ceci s'explique par le fait que pour ces lasers à puits quantiques, la densité de porteurs de charge au seuil dans le matériau actif est proche de celle à la transparence étant donné le fort facteur Q des nanocavités les composant. Les valeurs seraient alors d'un ordre de grandeur assez similaire aux résultats de Takeda et al.

Il est à noter que les structures développées à NTT reposent sur la croissance localisée du matériau actif ainsi que sur le dopage par implantation. Cette technologie très sophistiquée et complexe, que NTT est parmi les seuls à maîtriser, permet à la fois d'intégrer ces lasers à des guides d'ondes passifs et de minimiser les pertes optiques liées à l'absorption dans les zones dopées. Il est important de remarquer que la fabrication de nos structures repose quant à elle sur des étapes technologiques simples et éprouvées qui sont déjà mises en place à l'échelle industrielle.

Le dernier point de comparaison du tableau montre ainsi que les deux nanolasers sont couplés à des guides d'ondes. Cependant, notre solution présente l'avantage d'être intégrée sur une plateforme de guides d'onde SOI. Cela permet déjà de répondre à la question de l'intégration

Conclusion et perspectives

sur silicium mais aussi de profiter de la technologie CMOS, qui est aujourd'hui beaucoup plus mature, pour réaliser des circuiteries de guides d'onde.

Du fait de la dégradation de notre échantillon, il ne nous a pas été possible d'étudier ni le comportement en fonction de la température, ni la bande passante des lasers. Nous ne pouvons donc pas conclure par rapport à Takeda et al. sur ces deux points où ils ont démontré une bande passante de 10 Gb.s^{-1} à température ambiante ainsi que l'émission laser en continu pour des températures aussi élevées que 95°C .

Un autre point n'est pas ici intégré au tableau : l'encapsulation que seul notre nanolaser présente. Cela se traduit par une meilleure durabilité mécanique mais aussi une faible résistance thermique grâce à une dissipation la chaleur accrue. Si cela n'est pas une réelle difficulté pour les cavités métalliques, c'est un point important à mettre en place pour les cavités à CP. En effet, l'encapsulation sera de mon point de vue nécessaire pour permettre une intégration industrielle de ce type de nanolaser.

Le nanolaser *rib* à CP 1D obtenu au cours de cette thèse présente donc des caractéristiques proches de ce qui existe actuellement dans l'état de l'art tout en proposant un design plus facilement industrialisable. De plus, nous avons réussi à démontrer deux nouvelles caractéristiques : l'intégration sur silicium permettant le couplage à des guides d'onde SOI et l'encapsulation des cavités qui offre une meilleure durabilité mécanique et thermique.

2.Perspectives

Ce travail de thèse permet de faire un nouveau pas dans le développement des interconnexions optiques aux échelles inter- et intra-puces. Bien sûr, l'amélioration des caractéristiques optoélectroniques de nos composants constitue une première direction de recherche pour le groupe autour de cette thématique. Cependant grâce à cette nouvelle approche permettant l'injection électrique, de nouvelles perspectives s'ouvrent, au premier rang desquelles se trouve le développement de nouveaux composants afin de démontrer à terme un lien photonique complet.

2.1.Amélioration du nanolaser

Ce travail de thèse à permis de démontrer l'émission laser dans des nanolasers à CP 1D intégrés sur guides d'onde SOI. Cependant, il ne s'agit que d'une première démonstration qui laisse de la place à l'amélioration.

A court terme, il est tout d'abord nécessaire de finir la caractérisation de ce type de nanolasers avec les étapes de fabrications optimisées présentées ici et notamment l'encapsulation d' Al_2O_3 par dépôt ALD que nous n'avons pas pu réaliser avec notre dernier échantillon. L'utilisation du *process-flow* optimisé devrait nous permettre de mesurer la bande passante de notre nanolaser mais aussi d'étudier son comportement à des températures plus élevées.

Des améliorations sont aussi prévues à partir des résultats d'études faites ou en cours. Ainsi, les mesures TLM réalisées ont montré des longueurs de transfert qui sont plus courtes que les dimensions de nos contacts. Il devrait donc être possible de diminuer la taille de nos contacts

Conclusion et perspectives

électriques, et donc de nos nanolasers, sans pour autant augmenter la résistance totale de la structure. De plus, nous étudions actuellement l'hydrogénation partielle de nos nanolasers. En effet, l'hydrogénation de couches dopées P est connue pour annuler le dopage sans dégrader le dopage des couches N [87]. Cela nous permettrait de diminuer le dopage aux extrémités de la couche inférieure dopée P de nos nanolasers pour concentrer encore plus le courant au centre de nos cavités, diminuant ainsi les seuils de nos nanolasers.

Ce travail ouvre aussi de nouvelles perspectives théorique. Ainsi, il va être nécessaire de modéliser ces nanolasers afin d'analyser plus en profondeur les résultats. Le développement d'un modèle du type *rate equations* devrait aussi permettre d'étudier l'impact des paramètres géométriques ainsi que des matériaux sur le fonctionnement. Cela nous offrirait aussi la possibilité de réaliser des études amont plus rapides et de limiter le besoin en simulations FDTD et TCAD.

À moyen terme, il pourrait être intéressant de chercher à encore améliorer le taux de recouvrement entre le profil des recombinaisons radiatives et le champ dans la cavité. On pourrait pour cela choisir un confinement du champ dans la cavité utilisant une enveloppe gaussienne plus large pour mieux correspondre au profil des recombinaisons. Il pourrait aussi être intéressant d'essayer d'avoir un profil des recombinaisons radiatives plus proche d'une gaussienne. Cela passerait nécessairement par une analyse plus poussée de la relation entre les dimensions du contact P et le profil de recombinaison dans la cavité.

Des modifications technologiques de notre nanolaser pourraient se montrer bénéfiques en matière de performances. Ainsi, il serait intéressant dans un avenir proche de chercher à avoir des guides d'ondes et des cavités mieux adaptés les uns aux autres. En effet, nous avons pu voir dans le Chapitre II que le maximum de couplage est obtenu avec des guides d'onde larges de 550 nm. Cela entraîne que nos nanolasers ne peuvent coupler qu'avec 3 guides d'onde sur 7 sur le substrat SOI. Il serait donc intéressant, pour continuer à pleinement étudier ces nanolasers, de modifier la couche SOI utilisée pour avoir des guides d'onde plus larges. Cela permettrait de pouvoir pleinement profiter de la plateforme SOI pour analyser nos nanolasers.

Il est aussi tout à fait envisageable d'utiliser le design développé ici en modifiant le milieu à gain ou les matériaux utilisés. Comme nous l'avons remarqué précédemment, il est par exemple possible de fabriquer le même type de nanolasers avec un seul puits quantique pour diminuer le seuil laser. Cela ne se ferait évidemment qu'au détriment de la puissance optique émise. On peut aussi imaginer utiliser ce design avec des boîtes quantiques ou des fils quantiques pour limiter les recombinaisons de surface mais aussi diminuer les seuils. Le passage de puits quantiques InGaAsP/InGaAsP à des puits quantiques InGaAlAs/InGaAlAs pourrait aussi offrir de meilleures performances en matière de gain et donc de seuil mais aussi permettre une température d'opération plus élevée comme l'ont observé Takeda et al. [26].

2.2.Démonstration de nouveaux composants

Grâce à la démonstration de ce nanolaser, nous pouvons aussi envisager la démonstration de nouveaux composants pour les interconnexions optiques tels qu'un modulateur, une mémoire optique ou encore un amplificateur.

La démonstration d'un modulateur peut assez facilement être obtenue grâce aux travaux réalisés sur les nanolasers. En effet en les polarisant en inverse, il est possible de bénéficier de

Conclusion et perspectives

l'effet Starck quantique pour modifier l'indice optique et/ou l'absorption du matériau les composant. Ce type de modulateur opérerait sur des bandes passantes en longueurs d'onde étroites ($\sim 1\text{nm}$) pour des coûts énergétiques très faible de l'ordre du fJ. D'autres types de modulateurs peuvent profiter de la technologie développée au cours de cette thèse tels que les modulateurs basés sur la lumière lente. Ceux-ci reposent sur l'utilisation de la diminution de la vitesse de groupe de la lumière pouvant se produire dans des guides à CP 2D afin d'obtenir une forte absorption de la lumière dans des structures courtes. Ce type de modulateur permettrait quant à lui de moduler la lumière sur des plages de longueurs d'onde plus larges ($\sim 10\text{nm}$) au prix d'une consommation énergétique plus élevés de l'ordre de la dizaine de fJ.

La démonstration de mémoires optiques contrôlées électriquement peut aussi profiter de ces travaux. En effet, l'équipe du LPN a précédemment démontré de la bistabilité optique dans des nanolasers à CP 1D pompés optiquement en régime d'injection. Ceci peut être utilisé pour réaliser des mémoires ou bien des bascules *flip-flop*. L'intérêt de ces composants réside dans leur faible consommation d'énergie ainsi que dans leur rapidité de bascule. L'utilisation de dispositifs pompés électriquement constituerait une première dans ce domaine et faciliterait considérablement leur utilisation en tant que RAM (*Random Access Memory*).

Cette technologie sera aussi utilisée dans le groupe pour réaliser des amplificateurs optiques à semi-conducteur de faible bruit. L'objectif sera d'intégrer ces amplificateurs juste devant des photodétecteurs afin de rehausser le niveau du signal afin qu'il puisse être détecté sans pénalité.

2.3. Interconnexion optique complète

Enfin, l'objectif de ce travail de thèse a été de proposer une nouvelle source laser pour les interconnexions optiques aux échelles inter- et intra-puces. Un objectif naturel qui en découle est la réalisation d'un lien photonique complet comprenant ce nanolaser, avec ou sans modulateur, et un détecteur, intégrés à un guide d'onde SOI. Un exemple d'un tel lien se trouve en Figure VI.1. Cependant, ceci amènera des difficultés nouvelles au niveau de l'intégration. En effet, les solutions existant aujourd'hui ne reposent pas forcément sur les mêmes matériaux ou technologies de fabrication. Il est donc nécessaire d'étudier la mise au point de tous ces composants à partir d'une même épitaxie et/ou l'intégration de matériaux différents sur une même circuiterie de guides d'onde SOI.

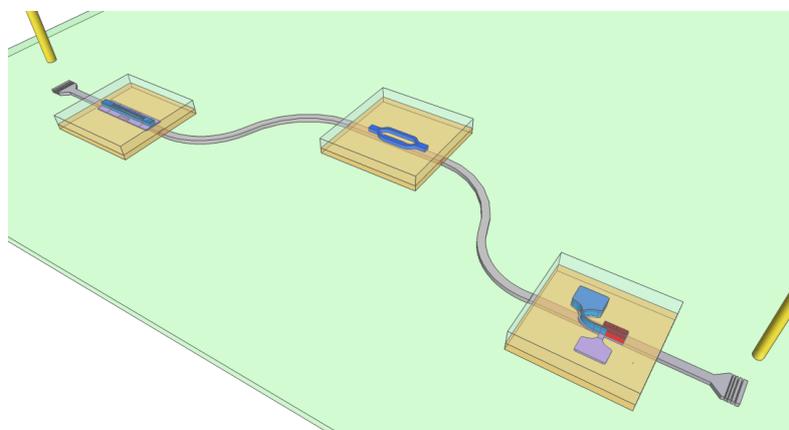


Figure VI.1 - Exemple de lien photonique complet formé d'un nanolaser, d'un modulateur et d'un détecteur intégrés sur un seul et même guide d'onde SOI.

Conclusion et perspectives

La réalisation de cette étape constituera une preuve de concept pour les interconnexions optiques inter- et intra-puces. Il sera alors possible de réfléchir à l'intégration industrielle et d'étudier la complexification de ce lien photonique par l'ajout de nouvelles fonctionnalités de traitement du signal ou la multiplication du nombre de longueurs d'ondes utilisées.

Annexe A

Résolution mathématique du positionnement des trous du CP 1D

Nous allons présenter ici la résolution mathématique de l'équation (II.23) en prenant en compte la validité des solutions par rapport aux bornes définies en (II.22).

Pour cela, nous commençons par appliquer le changement de variable $x_i = z_i + \frac{p_i}{3}$ ce qui simplifie (II. 23) en :

$$z_i^3 + \alpha \cdot z_i + \beta = 0 \quad (\text{A.1})$$

avec :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{3 - X \cdot p_i^2}{3 \cdot X} \\ \beta = -\frac{4 \cdot X \cdot p_i^3 + 36 \cdot p_i + 27 \cdot a_0}{54 \cdot X} \end{cases} \quad (\text{A. 2})$$

Cela nous permet alors d'utiliser la méthode de Cardan pour résoudre cette équation. On peut alors définir Δ le discriminant de cette équation par la formule :

$$\Delta = \beta^2 + \frac{4}{27} \alpha^3 \quad (\text{A. 3})$$

ce qui revient à :

$$\Delta = \frac{16 + (32 \cdot p_i^2 + 72 \cdot p_i \cdot a_0 + 27 \cdot a_0^2) \cdot X + (16 \cdot p_i^4 + 8 \cdot p_i^3 \cdot a_0) \cdot X^2}{108 \cdot X^3} \quad (\text{A. 4})$$

L'étape suivante de cette méthode nécessite de connaître le signe du discriminant Δ . On peut montrer assez facilement, selon leurs définitions, que X est négatif tandis que p_i et a_0 sont positifs. Cependant, cela ne suffit pas pour trouver aisément le signe de Δ .

3. Discriminant Δ positif

Lorsque le discriminant Δ est positif, l'équation (A.1) ne possède qu'une solution réelle $z_i^{\Delta>0}$:

$$z_i^{\Delta>0} = \sqrt[3]{\frac{-\beta + \sqrt{\Delta}}{2}} + \sqrt[3]{\frac{-\beta - \sqrt{\Delta}}{2}} \quad (\text{A. 5})$$

Il est possible de montrer que le signe de $z_i^{\Delta>0}$ est l'inverse du signe de β . Et d'après la définition de β , cela revient à :

$$\begin{cases} z_i^{\Delta>0} < 0 \text{ si } X > \frac{-36.p_i - 27.a_0}{4.p_i^3} \\ z_i^{\Delta>0} > 0 \text{ si } X < \frac{-36.p_i - 27.a_0}{4.p_i^3} \end{cases} \quad (\text{A. 6})$$

Or, on sait que X est négatif tandis que Δ est positif. Le numérateur du discriminant est alors négatif :

$$16 + (32.p_i^2 + 72.p_i.a_0 + 27.a_0^2).X + (16.p_i^4 + 8.p_i^3.a_0).X^2 < 0 \quad (\text{A. 7})$$

On a alors un polynôme du second degré avec des coefficients strictement positifs et dont le discriminant δ est :

$$\delta = 729.a_0^4 + 3888.p_i.a_0^3 + 6912.p_i^2.a_0^2 + 4096.p_i^3.a_0 > 0 \quad (\text{A. 8})$$

Et pour satisfaire (A.7), il faut donc que X ait une valeur comprise entre les deux racines de ce polynôme du second degré :

$$X^- < X < X^+ \quad (\text{A. 9})$$

avec :

$$\begin{cases} X^- = \frac{-(32.p_i^2 + 72.p_i.a_0 + 27.a_0^2) - \sqrt{\delta}}{4.p_i^3.(8.p_i + 4.a_0)} \\ X^+ = \frac{-(32.p_i^2 + 72.p_i.a_0 + 27.a_0^2) + \sqrt{\delta}}{4.p_i^3.(8.p_i + 4.a_0)} \end{cases} \quad (\text{A. 10})$$

Il est alors possible de montrer que :

$$X > X^- > \frac{-32.p_i^2 - 72.p_i.a_0 - 27.a_0^2}{4.p_i^3.(4.p_i + 2.a_0)} > \frac{-36.p_i - 27.a_0}{4.p_i^3} \quad (\text{A. 11})$$

Et donc la solution réelle $z_i^{\Delta>0}$ est négative. Cela nous donne alors la solution réelle $x_i^{\Delta>0}$ de (II. 23) :

$$x_i^{\Delta>0} = \frac{p_i}{3} + \sqrt[3]{\frac{-\beta + \sqrt{\Delta}}{2}} + \sqrt[3]{\frac{-\beta - \sqrt{\Delta}}{2}} < \frac{p_i}{3} \quad (\text{A. 12})$$

Or cela va à l'encontre de la définition même de x_i qui veut qu'elle soit plus grande que p_i . Dans le cas où le discriminant est positif, on remarque donc qu'il n'est pas possible de construire le cristal photonique puisqu'il n'existe pas de solution physique au problème. Cela est confirmé par la résolution graphique donnée par la Figure A.1 ci-dessous.

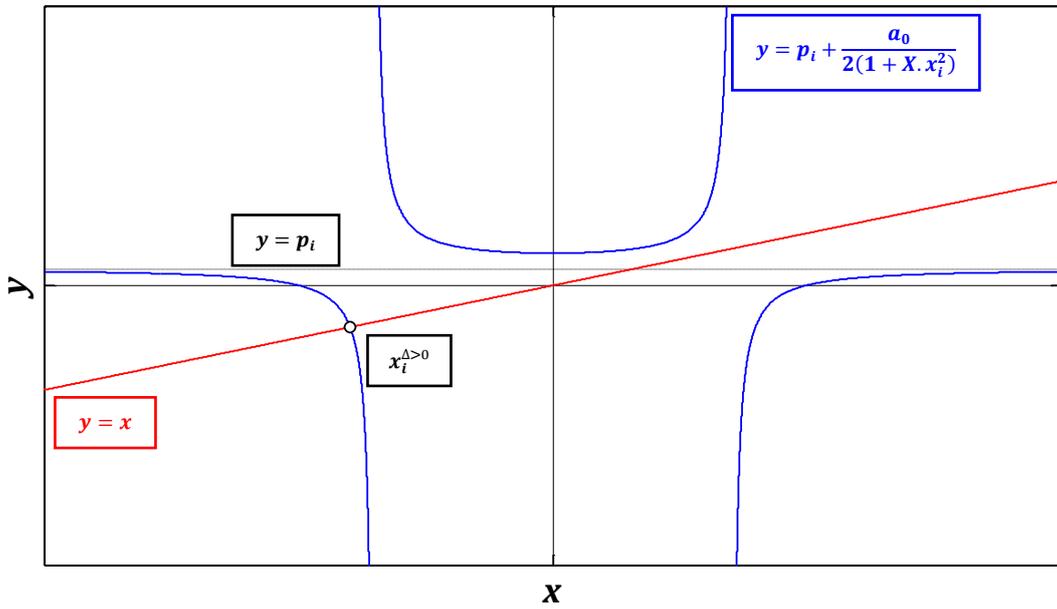


Figure A.1 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta > 0$

4. Discriminant Δ nul

Lorsque le discriminant Δ est nul, l'équation (A.1) possède une solution réelle simple $z_{i,1}^{\Delta=0}$ et une solution réelle double $z_{i,2}^{\Delta=0}$:

$$\begin{cases} z_{i,1}^{\Delta=0} = 2 \cdot \sqrt[3]{\frac{-\beta}{2}} = \frac{3 \cdot \beta}{\alpha} \\ z_{i,2}^{\Delta=0} = -\sqrt[3]{\frac{-\beta}{2}} = \frac{-3 \cdot \beta}{2 \cdot \alpha} \end{cases} \quad (\text{A. 13})$$

Si on s'intéresse d'abord à la solution réelle simple $z_{i,1}^{\Delta=0}$, on montre facilement qu'elle est du signe opposé de β et donc que l'on se retrouve dans la situation exprimée par (A.6). Et

Résolution mathématique du positionnement des trous du CP 1D

comme on se situe dans le cas d'un discriminant Δ nul, on en conclut que X est égal à une des deux racines X^- ou X^+ . En adaptant le raisonnement utilisé pour un discriminant Δ positif, on démontre que l'on a pour la solution réelle simple $x_{i,1}^{\Delta=0}$ de (II.23) :

$$x_{i,1}^{\Delta=0} = \frac{p_i}{3} + \frac{3 \cdot \beta}{\alpha} < \frac{p_i}{3} \quad (\text{A. 14})$$

Et comme cela va là aussi à l'encontre de la définition de x_i , on exclut $x_{i,1}^{\Delta=0}$ des solutions permettant de construire le cristal photonique.

Si on s'intéresse maintenant à la solution réelle double $z_{i,2}^{\Delta=0}$, on remarque que son signe est l'inverse du signe de $z_{i,1}^{\Delta=0}$. Et donc, on a :

$$z_{i,2}^{\Delta=0} > 0 \quad (\text{A. 15})$$

Cela donne alors la solution réelle double $x_{i,2}^{\Delta=0}$ de (II.23) :

$$x_{i,2}^{\Delta=0} = \frac{p_i}{3} - \frac{3 \cdot \beta}{2 \cdot \alpha} = \frac{48 \cdot p_i + 27 \cdot a_0}{36 - 12 \cdot X \cdot p_i} > \frac{p_i}{3} > 0 \quad (\text{A. 16})$$

Cette solution $x_{i,2}^{\Delta=0}$ est une solution possible pour la construction du cristal photonique. Cependant, il convient de vérifier sa validité physique par rapport à (II.22). En effet, il est possible d'un point de vue mathématique que cette solution lui soit inférieure. Et dans ce cas, cela va donc à l'encontre de la définition de x_i . C'est ce que l'on peut voir sur la Figure A.2 ci-dessous.

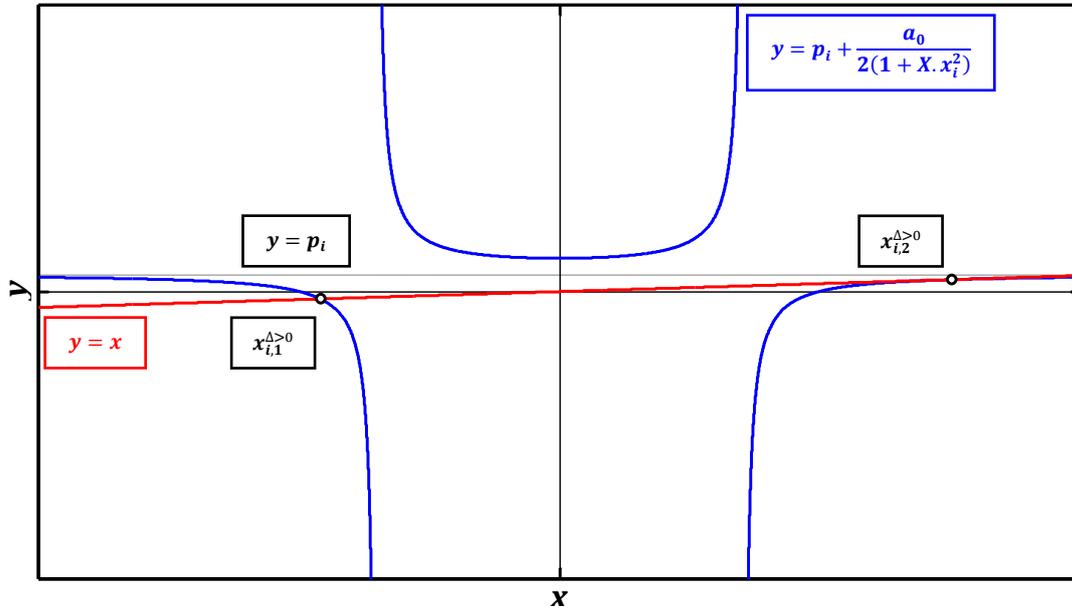


Figure A.2 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta = 0$ lorsque $x_{i,2}^{\Delta > 0} < p_i$

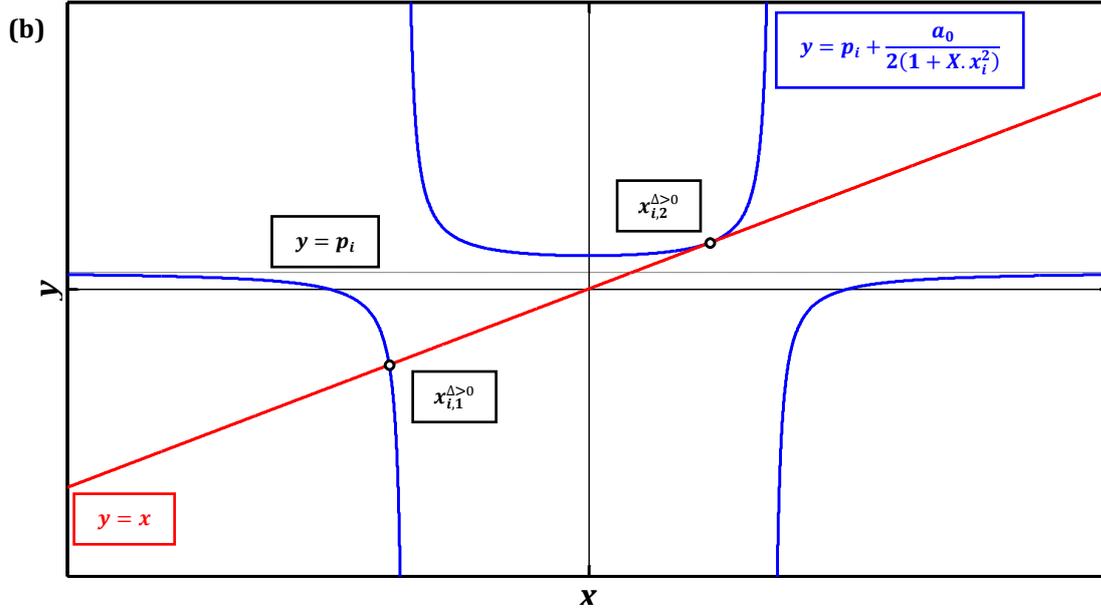


Figure A.3 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta = 0$ lorsque $x_{i,2}^{\Delta > 0} > p_i$

5. Discriminant Δ négatif

Lorsque le discriminant Δ est négatif, l'équation (A.1) possède trois solutions réelles simples $z_{i,k}^{\Delta < 0}$:

$$z_{i,k}^{\Delta < 0} = 2 \cdot \sqrt{\frac{-\alpha}{3}} \cdot \cos\left(\frac{1}{3} \cdot \cos^{-1}\left(\frac{-\beta}{2} \cdot \sqrt{\frac{27}{-\alpha^3}}\right) + \frac{2 \cdot k \cdot \pi}{3}\right) \text{ avec } k \in \{0; 1; 2\} \quad (\text{A. 17})$$

qui donnent les trois solutions réelles simples $x_{i,k}^{\Delta < 0}$ de (II.23) :

$$x_{i,k}^{\Delta < 0} = \frac{p_i}{3} + 2 \cdot \sqrt{\frac{-\alpha}{3}} \cdot \cos\left(\frac{1}{3} \cdot \cos^{-1}\left(\frac{-\beta}{2} \cdot \sqrt{\frac{27}{-\alpha^3}}\right) + \frac{2 \cdot k \cdot \pi}{3}\right) \text{ avec } k \in \{0; 1; 2\} \quad (\text{A. 18})$$

En partant du fait que le discriminant Δ est négatif, on peut démontrer que :

$$0 < \frac{1}{3} \cdot \cos^{-1}\left(\frac{-\beta}{2} \cdot \sqrt{\frac{27}{-\alpha^3}}\right) < \frac{\pi}{3} \quad (\text{A. 19})$$

On pose alors :

$$\theta_k = \frac{1}{3} \cdot \cos^{-1}\left(\frac{-\beta}{2} \cdot \sqrt{\frac{27}{-\alpha^3}}\right) + \frac{2 \cdot k \cdot \pi}{3} \quad (\text{A. 20})$$

Résolution mathématique du positionnement des trous du CP 1D

On conclue alors grâce au deux résultats précédents :

$$\begin{cases} 0 < \theta_0 < \frac{\pi}{3} \\ \frac{2 \cdot \pi}{3} < \theta_1 < \pi \\ \frac{4 \cdot \pi}{3} < \theta_2 < \frac{5 \cdot \pi}{3} \end{cases} \quad (\text{A. 21})$$

Ce qui donne alors :

$$\begin{cases} \frac{1}{2} < \cos(\theta_0) < 1 \\ -1 < \cos(\theta_1) < -\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} < \cos(\theta_2) < \frac{1}{2} \end{cases} \quad (\text{A. 22})$$

Comme on a vu précédemment que X était négatif, on peut montrer :

$$2 \cdot \sqrt{\frac{-\alpha}{3}} > \frac{2 \cdot K}{3} \quad (\text{A. 23})$$

On peut alors en déduire :

$$\begin{cases} z_{i,0}^{\Delta < 0} > \frac{K}{3} \\ z_{i,1}^{\Delta < 0} < -\frac{K}{3} \end{cases} \quad (\text{A. 24})$$

ce qui revient à :

$$\begin{cases} x_{i,0}^{\Delta < 0} > \frac{2 \cdot K}{3} > 0 \\ x_{i,1}^{\Delta < 0} < 0 \end{cases} \quad (\text{A. 25})$$

Pour tout polynôme $P(x) = k_0 + k_1 \cdot x + k_2 \cdot x^2 + \dots + k_N \cdot x^N$, on peut aussi montrer :

$$\prod_i^N x_i = (-1)^N \cdot \frac{k_0}{k_N} \quad (\text{A. 26})$$

ce qui nous donne alors :

$$x_{i,0}^{\Delta < 0} \cdot x_{i,1}^{\Delta < 0} \cdot x_{i,2}^{\Delta < 0} = \frac{2 \cdot p_i + a_0}{2 \cdot X} < 0 \quad (\text{A. 27})$$

On en déduit donc grâce à (A.25) et (A.26) :

$$x_{i,2}^{\Delta < 0} > 0 \quad (\text{A. 28})$$

D'après la définition de x_i , la solution $x_{i,1}^{\Delta < 0}$ ne permet pas de construire le cristal photonique. Les solutions $x_{i,0}^{\Delta < 0}$ et $x_{i,2}^{\Delta < 0}$ sont en revanche des solutions possibles. Mais comme dans le cas du discriminant nul, il convient de les comparer aux valeurs de (II.22) afin de s'assurer que l'on ne se trouve pas dans un cas de résolution mathématique qui n'a pas de sens physique. Pour départager les deux solutions si elles ont toutes les deux un sens physique, on choisira la solution la plus proche de p_i . Ce choix est du à notre volonté de faire varier la période le plus doucement possible. On peut voir avec la Figure A.4 ci-dessous à quoi cela correspond avec une résolution graphique.

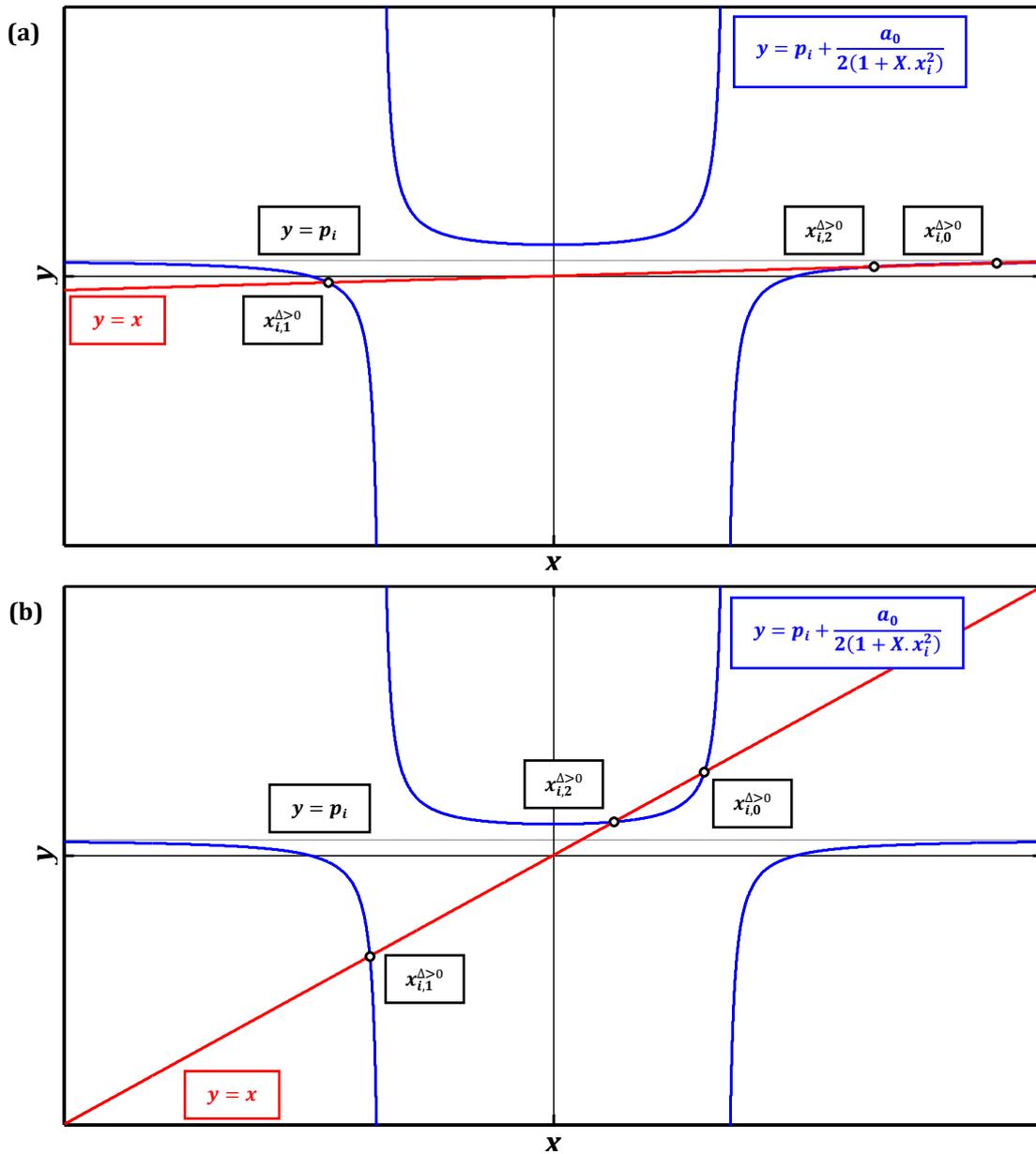


Figure A.4 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta < 0$ lorsque (a) $\{x_{i,0}^{\Delta > 0}, x_{i,2}^{\Delta > 0}\} < p_i$ et (b) $\{x_{i,0}^{\Delta > 0}, x_{i,2}^{\Delta > 0}\} > p_i$

Liste de figures

Figure I.1 – (a) Prévisions du trafic généré au niveau des <i>data centers</i> sur la période 2013-2018 et (b) répartition de ce trafic en fonction de la destination des données. (Chiffres tirés de [1])	18
Figure I.2 – Graphique de comparaison des performances des interconnexions électriques et optiques. Du fait de l'augmentation des débits de données à toutes les échelles, la limite de $100\text{Gb}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}$ [2] des interconnexions électriques est atteinte pour des distances de plus en plus petites. Cela nécessite donc la transition future aux interconnexions optiques. (Graphique tiré de [4])	19
Figure I.3 – (a) Image MEB du premier nanolaser à cristal photonique pompé optiquement par Painter et al. [12] avec (b) sa courbe caractéristique P_{out} vs P_{in} montrant un seuil de l'ordre de 6.75 mW.....	22
Figure I.4 - (a) Schéma représentatif du premier nanolaser à cristal photonique pompé électriquement avec (b) sa courbe caractéristique $P(I)$ montrant un seuil de l'ordre de 260 μA	24
Figure I.5 - (a) Schéma représentatif du nanolaser pompé électriquement par Ellis et al. [25] et courbes $P(I)$ obtenues pour différentes températures (50, 150 et 200 K).	25
Figure I.6 – (a) Image MEB de du premier nanolaser à cristal photonique pompé électriquement démontré par Takeda et al. [26] et (b) ses courbes caractéristiques $P(I)$ pour différentes températures comprises entre 40 et 95 °C.	25
Figure I.7 - (a) Schéma représentatif d'un nanolaser à cristal photonique 1D couplé par ondes évanescentes à un guide d'onde SOI. (b) La courbe P_{out} vs P_{in} d'un tel nanolaser montre une puissance seuil de 17 μW	27
Figure I.8 – (a) Schéma représentatif du premier nanolaser métallique non-plasmonique pompé électriquement et (b) courbes caractéristiques d'émission à 77 K d'un de ces nanolasers ayant un diamètre de matériau actif de 210 nm.....	28
Figure I.9 - (a) Schéma représentatif des nanolasers étudiés par Nezhad et al. [36] et (b) Courbe du gain seuil en fonction de l'épaisseur de la couche diélectrique montrant un minimum de $\Delta \approx 200$ nm pour un $r_c + \Delta = 460$ nm.	29
Figure I.10 - Schémas représentatif d'architectures alternatives de nanolasers métalliques proposées par (a) Yu et al. [37] et (b) Lu et al. [38].....	29
Figure I.11 – Schémas représentatifs des premiers nanolaser métalliques plasmoniques démontrés par (a) Oulton et al. [39] et (b) Hill et al.[40].	30

Liste de figures

<p>Figure I.12 - (a) Image MEB et (b-d) schémas représentatifs de nanolasers métalliques plasmoniques proposés par (a) Lakhani et al. [41], (b) Kwon et al. [42], (c) Noginov et al. [43] et Meng et al. [44].....</p> <p>Figure II.1 - (a) Représentation 3D et (b) structure de bande photonique d'un Yablonovite. Il s'agit du premier cristal photonique présentant une bande interdite photonique démontré expérimentalement [49]. (Structure de bande tirée de [47])</p> <p>Figure II.2 - (a) Pulsation en fonction du vecteur d'onde lorsque l'on ajoute une périodicité de période a. Les lignes pointillées représentent le cas d'un milieu homogène tandis que la ligne noire pleine montre l'ouverture de bande interdite (en gris) due à la variation périodique de l'indice optique dans un CP de période a. On observe donc une périodicité de période $2\pi/a$ dans l'espace réciproque des k qui nous permet de nous limiter à (b) la première zone de Brillouin pour k compris entre $-\pi/a$ dans et π/a.</p> <p>Figure II.3 - Structure de bande photonique d'un cristal photonique 1D de type <i>nanowire</i> encapsulé dans du SiO_2. La ligne noire correspond à la ligne de lumière qui marque la limite entre les modes TE confinés du cristal photonique (en rouge) et le cône de lumière (zone orange). On observe la présence d'une bande photonique interdite (zone grise).</p> <p>Figure II.4 - Exemples de microcavités à CP 2D. On trouve ainsi (a) une cavité pour piéger la lumière le long d'un guide d'onde, (b) une cavité H1, (c) une cavité L3 et (d) une cavité L17.</p> <p>Figure II.5 - Exemples de microcavités à CP 1D. On trouve ainsi (a) une cavité de type Fabry-Perot utilisant des CP 1D pour miroirs, des cavités avec variation progressive (b) du rayon des trous, (c) de la largeur ou (d) de la période du CP, (e) une <i>ladder cavity</i> et une <i>stack cavity</i>.....</p> <p>Figure II.6 - Exemple de cavités à cristal photonique 1D de type (a) <i>nanowire</i> et (b) <i>nanorib</i> avec les différentes dimensions représentatives de ces structures.....</p> <p>Figure II.7 - Analyse (a) d'un modèle simplifié de cavité dans le cas d'un profil de champ électrique (b) rectangulaire et (c) gaussien. Leurs transformées de Fourier respectives (d) et (e) montrent l'intérêt d'utiliser un profil gaussien afin de limiter les pertes dues aux miroirs. (Image tirée de [55]).....</p> <p>Figure II.8 - (a) Image vue de dessus d'un cristal photonique 1D <i>nanowire</i> ($a=350$ nm, $r=120$ nm, $w=505$ nm, $h=285$ nm). Le mode guidé injecté est représenté par la flèche rose. Un moniteur linéaire est placé le long du guide d'onde afin d'enregistrer le champ électrique sur une plage de fréquence comprenant la bande photonique interdite. (b) Le champ ainsi mesuré peut être représenté en fonction de sa fréquence et de sa position le long du guide. On observe facilement la bande photonique interdite qui apparaît en clair et dans laquelle on observe une décroissance rapide du champ.</p> <p>Figure II.9 - Structures de bandes imaginaires calculées pour (a) un cristal photonique 1D de type <i>nanowire</i> ($a=350$ nm, $r=120$ nm, $w=505$ nm, $h=285$ nm) et (b) un cristal photonique 1D de type <i>nanorib</i> ($a=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm). Les cercles bleus indiquent le bord de bande diélectrique et les losanges rouges la valeur maximale de q dans la bande photonique interdite. La ligne pointillée noire correspond au fit en bord de bande diélectrique obtenu.....</p>	<p>30</p> <p>38</p> <p>39</p> <p>40</p> <p>41</p> <p>42</p> <p>44</p> <p>45</p> <p>46</p> <p>47</p>
--	---

Liste de figures

Figure II.10 – Fréquences de bord de bande diélectrique et de maximum de bande photonique interdite en fonction de l'inverse de la période du cristal photonique. Ces valeurs sont obtenues avec un cristal photonique 1D de type <i>nanorib</i> ($r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm).....	48
Figure II.11 - Schéma de la construction du cristal photonique. Pour avoir un profil de champ gaussien, q doit augmenter linéairement avec x . À cause de la courbure du bord de la bande photonique interdite, cela implique que f^{cut} doit augmenter quadratiquement avec x	50
Figure II.12 - Représentation de la courbe de la deuxième partie de l'équation (II.20)....	51
Figure II.13 – Valeurs des périodes a_i calculées pour construire une cavité à CP <i>rib</i> en partant d'une période centrale ayant les paramètres géométriques suivants : $a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μ m et $h_{base}=100$ nm.....	54
Figure II.14 - Schéma récapitulatif de construction du cristal photonique.....	55
Figure II.15 – Schéma en coupe transversale montrant le recouvrement entre le profil du mode de la cavité et le mode du guide.....	56
Figure II.16 - Coefficient d'efficacité de couplage η et facteur de qualité total Q_t en fonction de Q_0/Q_c et pour différentes valeurs de Q_0	59
Figure II.17 - Facteurs de qualité Q_t et Q_c ainsi que coefficient d'efficacité de couplage η en fonction de la distance entre une cavité <i>nanorib</i> ($a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm) et un guide d'onde SOI de largeur $w=550$ nm.....	60
Figure II.18 - Facteurs de qualité Q_t ainsi que coefficient d'efficacité de couplage η en fonction de la largeur du guide et pour différentes distances de couplage.	61
Figure III.1 – Exemples des deux types de solution existant actuellement pour l'injection électrique dans des cavités à CP. (a) La première repose sur l'utilisation d'un nanopilier dopé P et d'une jonction p-i-n vertical[23]. (b) La seconde utilise une jonction p-i-n latérale obtenue par implantation ionique[26]......	63
Figure III.2 - Exemples de cavités simulées avec des contacts placés directement sur le CP.	64
Figure III.3 - Schéma en 3D représentant un nanolaser <i>rib</i> à CP 1D avec ses contacts électriques permettant le pompage et coupe de la structure <i>rib</i> montrant les différentes couches utilisées.....	65
Figure III.4 - Schéma montrant le principe de fonctionnement du pompage électrique. La meilleure conduction des électrons dans la couche dopée N favorise leur déplacement le long du cristal photonique pour recombiner avec les trous au centre de la cavité en face du contact de type P.	66
Figure III.5 - Schéma représentatif des contacts P utilisés pour les simulations optiques et électriques avec les deux paramètres que nous feront varier.	66
Figure III.6 – Facteur de qualité (en rouge) en fonction de $L/2$, la demi-longueur du contact P et pour $d=1$ μ m. La cavité est construite à partir des paramètres : $a_0=300$ nm, $r=110$ nm, $w=600$ nm, $h=460$ nm, $w_{base}=6.6$ μ m, $h_{base}=100$ nm. La position des trous le long de la cavité est indiquée par les cercles et lignes verticales noirs tandis que les lignes bleues	

Liste de figures

superposées représentent l'intensité du champ électrique mesurée le long de la cavité pour toutes les valeurs de L calculées en $x=1.3 \mu\text{m}$	67
Figure III.7 – Répartition spatiale du logarithme de l'intensité du champ électrique dans la base de la cavité <i>rib</i> sans contact.	68
Figure III.8 – Facteur de qualité et longueur d'onde de résonance d'une cavité pour laquelle on fait varier la distance d du contact P long de $1 \mu\text{m}$	69
Figure III.9 – Représentation 3D de la simulation réalisée avec les deux plans de symétrie en $x=0$ et $z=0$. Les contacts P sont représentés en bleu foncé et les contacts N en bleu clair. Le rapport des tailles utilisé pour l'affichage est $1 : 10 : 1$	70
Figure III.10 – Profil spatial des recombinaisons radiatives au centre de la zone active ($x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$) d'une cavité sans trous, sans recombinaisons de surface et dont le contact P fait $3 \mu\text{m}$ de long et est placé à $1.5 \mu\text{m}$	72
Figure III.11 – Maximum du profil spatial de recombinaisons radiatives en fonction de la position au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y	73
Figure III.12 – Densités de courant J_n et J_p pour chaque maximum des profils de recombinaisons radiatives dans la zone active.	74
Figure III.13 – Largeur à mi-hauteur du profil spatial des recombinaisons radiatives en fonction de la position au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y	74
Figure III.14 - Densité de courant J_y normalisée par rapport à la densité de courant total au centre de la cavité ($z=0 \mu\text{m}$) au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y	75
Figure III.15 - Densité de courant J_z normalisée par rapport à la densité de courant total au centre de la cavité ($z=0 \mu\text{m}$) au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y	75
Figure III.16 – Courbe $I(U)$ de la cavité simulée ($L=3 \mu\text{m}$, $d=1.5 \mu\text{m}$).	76
Figure III.17 - Largeur à mi-hauteur du profil de recombinaisons radiatives au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y lorsque l'on prend en compte les recombinaisons de surface après passivation ($v_s=2.3 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$).	77
Figure III.18 - Maximum de recombinaisons radiatives au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y lorsque l'on prend en compte les recombinaisons de surface après passivation ($v_s=2.3 \times 10^3 \text{ cm.s}^{-1}$).	77
Figure III.19 - Maximum de recombinaisons radiatives au sein de la zone active et coupes représentatives suivant les directions x et y lorsque l'on prend en compte les recombinaisons de surface avant passivation ($v_s=7.1 \times 10^4 \text{ cm.s}^{-1}$).	78
Figure III.20 - Courbes $I(U)$ pour différentes vitesses de recombinaisons de surface. La courbe $I(U)$ d'une cavité sans recombinaisons de surface est aussi tracée à titre de comparaison.	79

Liste de figures

Figure III.21 - Répartition des recombinaisons radiatives le long de la cavité pour différentes valeurs de L et avec $d=1.5 \mu\text{m}$. Les profils sont mesurés en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$	80
Figure III.22 - Maximum et largeur à mi-hauteur des recombinaisons radiatives pour différentes longueurs de contact P situés à $1.5 \mu\text{m}$	80
Figure III.23 - Profil de densité de courant J_y le long de la cavité pour différentes longueurs de contact P . Les profils sont mesurés en $x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$	81
Figure III.24 - Profil de densité de courant J_z le long de la cavité pour différentes longueurs de contact P	82
Figure III.25 - Courbes $I(U)$ pour différentes valeurs de L	82
Figure III.26 - Répartition des recombinaisons radiatives le long de la cavité pour différentes distances entre la cavité et le contact P . La ligne pointillée rouge indique la fin du contact le long de la direction z ($L=3\mu\text{m}$).	83
Figure III.27 - Maximum et largeur à mi-hauteur des profils spatiaux des recombinaisons radiatives suivant l'axe z pour différentes distances entre la cavité et le contact P ($L=3 \mu\text{m}$).	83
Figure III.28 - Courbes $I(U)$ pour différentes valeurs de d	84
Figure III.29 - Variation du maximum et de la largeur à mi-hauteur du profil de recombinaisons radiatives pour différentes longueurs de contact P (a,c) et pour différentes distances avec la cavité (b,d) dans le cas de cavité avec (bleu) ou sans (vert) trous.	85
Figure III.30 - Courbes $I(U)$ pour une cavité avec ou sans trous.	85
Figure III.31 - Profil de l'enveloppe gaussienne du champ dans la cavité obtenu par simulation optique (bleu) et profil spatial des recombinaisons radiatives (vert) le long de la cavité pour un contact P long de $3 \mu\text{m}$ placé à $0.5 \mu\text{m}$ de la cavité ($x=0 \mu\text{m}$ et $y=0.23 \mu\text{m}$).....	87
Figure IV.1 - (a) Schéma des couches constituant le SOI et images (b) MEB des réseaux de couplage et (c) au microscope des guides droits et courbes	92
Figure IV.2 - Exemple de couche active III-V et de sa structure de bande électronique associée	94
Figure IV.3 - Étapes du collage de la couche III-V sur le SOI.....	95
Figure IV.4 - Image MEB en coupe d'une couche de semi-conducteur III-V reportée sur un substrat SOI comportant des guides d'onde.....	96
Figure IV.5 - Échantillon hybride III-V sur SOI avant (a) et après (b) le retrait de substrat.	97
Figure IV.6 - Images MEB d'un masque de HSQ dont la fracturation a été privilégiée parallèlement au cristal photonique. Les zooms montrent la différence de rugosité lorsque le faisceau d'électron réalise des déplacements orthogonaux (en bleu) ou parallèles (en rouge) par rapport aux flancs.	98
Figure IV.7 - Algorithme de fracturation des trous	99
Figure IV.8 - Images MEB d'un cristal photonique à 1D gravé après une insolation électronique (a) sans multi-passage et (b) avec multi-passage.....	100

Liste de figures

Figure IV.9 - Exemples de dérive du faisceau d'électron lors de l'insolation électronique. Lors d'une insolation sans alignement local, on peut voir sur le même échantillon (a) un alignement réussi en début d'insolation et (b) le désalignement important en fin d'insolation du à la dérive du faisceau d'électrons. (c) L'image MEB montre un désalignement léger qui ne peut être observé en microscopie optique et qui nécessite un alignement local.....	101
Figure IV.10 - Images MEB de (a) la première gravure ICP des trous et des dimensions maximales du cristal photonique et de (b) la deuxième gravure ICP de part et d'autre des trous pour obtenir la base amincie du cristal photonique <i>rib</i>	102
Figure IV.11 - Image optique après dépôt du contact de type P	103
Figure IV.12 - Image (a) optique et (b) MEB après dépôt du contact de type N.....	104
Figure IV.13 - Méthodes de dépôts de diélectrique disponibles avec leurs avantages et inconvénients	105
Figure IV.14 - Images MEB d'une gravure de SiO ₂ par IBE sous angle de 40° et sans rotation. La pente obtenue s'explique par la réflexion de ions Ar ⁺ à cause du durcissement du masque de PMMA pour (a) et (b) et par l'angle d'incidence des ions pour (c) et (d). Le flux de plasma est indiqué par des flèches blanches sur (b) et (d) pour mieux comprendre les pentes obtenues.....	107
Figure IV.15 - Image optique d'un échantillon après dépôt des vias et pads de contact électriques.	108
Figure IV.16 - Schéma récapitulatif du process-flow complet nécessaire à la fabrication d'un échantillon.....	109
Figure V.1 - Schéma d'une mesure en transmission	112
Figure V.2 - Exemple de spectre obtenu par mesure en transmission avec le fit lorentzien correspondant.....	112
Figure V.3 - Exemple de cavité <i>wire</i> à cristal photonique 1D avant passivation et encapsulation.....	114
Figure V.4 - (a) Facteur de qualité total (Q_t) et transmission à la résonance ($T(\lambda_0)$) en fonction de la largeur du guide d'onde et (b) facteurs de qualité intrinsèque (Q_0) et du couplage (Q_c) en fonction de la largeur du guide d'onde.....	114
Figure V.5 - Facteurs Q de couplage Q_c en fonction de la largeur du guide d'onde. Les valeurs de Q_c pour les courbes des simulations sont obtenues en utilisant l'équation (V.7). Les valeurs de Q_c pour la courbe des mesures expérimentales ont été calculées en utilisant l'équation (V.5).....	115
Figure V.6 - Facteurs de qualité Q_0 en fonction de la largeur du guide d'onde. Les valeurs de simulations sont extraites grâce à l'équation (V.8) tandis que les valeurs expérimentales sont calculées à partir de l'équation (V.4). Les valeurs de $Q_{0,nc}$ pour les différentes valeurs d'absorptions sont aussi tracées en pointillée.....	116
Figure V.7 - Facteurs Q intrinsèques (noir) et de couplage (rouge) en fonction du rayon des trous de cavités <i>rib</i> à CP 1D couplées à un guide d'onde large de 550 nm.	117

Liste de figures

Figure V.8 - Image montrant les zones de couplage parasite sur des cavités <i>rib</i> à CP 1D similaires à celles utilisées lors des mesures. Les cavités réellement mesurées ne possédaient pas de contacts métalliques et étaient couplées à des guides d'onde SOI.....	118
Figure V.9 - Schéma d'une mesure pompe-sonde.....	121
Figure V.10 - Photoluminescence (bleu) des puits quantiques résolue en temps pour une couche III-V non-gravée. La ligne pointillée (rouge) correspond au fit par exponentielle décroissante dont le temps de décroissance est de 4.1 ns.....	122
Figure V.11 - Mesure pompe-sonde du décalage de la résonance de la cavité pour une cavité avant (cercles rouges) et après (losanges bleus) passivation. Les courbes pointillées correspondent aux fits par des exponentielles décroissantes avec des temps de décroissance respectifs de 370 ps et 2630 ps pour une même cavité avant (rouge) et après passivation.....	122
Figure V.12 - (a) Exemple de disposition de contacts pour une mesure de type TLM ainsi que (b) la courbe caractéristique obtenue lors de ce type de mesure.....	124
Figure V.13 - Courbes de mesures TLM obtenues pour des contacts Ti/Pt/Au (bleu) et Ni/Ge/Au (rouge) sur InP dopé N.....	125
Figure V.14 - Courbes de mesures TLM obtenues pour des contacts Au/Zn/Au recuit 30 min à 350°C sur InP (bleu) et InGaAsP (rouge) dopés P.....	126
Figure V.15 - Courbes de mesures TLM obtenues pour des contacts Au/Zn/Au recuit 2 min à 420°C (bleu) et Pd/Au/Zn/Au/Ti/Pt/Au recuit 4 min à 400°C (rouge) sur InGaAsP dopé P.....	127
Figure V.16 - (a) Image MEB de notre première cavité à CP 1D pour le pompage électrique après le dépôt des contacts N. Les contacts P (jaune), les contacts N (rouge) ainsi que la couche supérieure dopée N (bleu) sont colorés pour améliorer la compréhension de la structure. (b) Image au microscope optique d'une cavité similaire à la fin de la fabrication. On a tracé en pointillé les mêmes limites que celles tracées sur l'image MEB.....	128
Figure V.17 - Schéma du dispositif expérimental de caractérisation.....	128
Figure V.18 - Images de l'échantillon obtenues lors des mesures de caractérisation. La première image (a) montre une cavité sans courant d'alimentation. La seconde image (b) montre la même cavité sans illumination et pompée avec un courant de 30 μ A.....	129
Figure V.19 - Spectre d'électroluminescence d'une cavité à CP 1D pompée sous un courant maximal de 400 μ A avant dégradation des propriétés électro-optiques.....	129
Figure V.20 - Images au microscope optique d'un nanolaser <i>rib</i> à CP 1D (a) avant et (b) après encapsulation et dépôt des pads de contact métalliques. On peut voir sur la première image (a) que l'on retrouve la structure de base avec les contacts P (jaune) de part et d'autre du centre de la cavité et les contacts N (couleur modifiée en orange) à chaque extrémité de la cavité.....	130
Figure V.21 - Spectre d'émission d'un nanolaser <i>rib</i> à CP 1D reporté sur un substrat de silicium pompé sous un courant estimé de 1.45 mA.....	131
Figure V.22 - Schéma du dispositif expérimental de caractérisation.....	131

Liste de figures

Figure V.23 - Tension appliquée au nanolaser et puissance émise par celui-ci en fonction du courant estimé le traversant.....	132
Figure V.24 - Longueur d'onde et largeur de raie du nanolaser en fonction du courant injecté.....	132
Figure V.25 - Spectres normalisés d'électroluminescence sous le seuil pour des cavités de l'échantillon en question (bleu) ainsi que de l'échantillon précédent (noir). On observe clairement un spectre plus large et décalé vers de plus basses longueurs d'onde avec le nouvel échantillon.	133
Figure V.26 - Images au microscope optique d'un nanolaser <i>rib</i> à CP 1D reporté sur des guides d'ondes SOI (a) avant et (b) après dépôt des pads de contact métalliques. Une tranchée a été ajoutée dans les prolongements de la cavité utilisés pour les contacts N afin de limiter le couplage et donc les pertes optiques entre le guide d'onde et ces prolongements.	134
Figure V.27 - Spectres normalisés d'électroluminescence sous le seuil pour des cavités fabriquées avec la nouvelle épitaxie (rouge) ainsi que pour des cavités fabriquées avec les deux épitaxies précédentes (noir et bleu). On observe clairement que l'on retrouve avec cette nouvelle épitaxie un spectre plus fin et proche du spectre obtenu avec le premier échantillon ne permettant pas l'émission laser.....	134
Figure V.28 - Schéma du dispositif expérimental de caractérisation.	135
Figure V.29 - Tension appliquée au nanolaser et puissance émise estimée par celui-ci en fonction du courant le traversant.	135
Figure V.30 - (a) Image infrarouge d'un nanolaser pompé en continu à température ambiante en dessous du seuil (20 μ A) et (b) spectre d'émission du même nanolaser pompé en continu à température ambiante au dessus du seuil (150 μ A).....	136
Figure V.31 - Spectre d'émission du nanolaser pompé électriquement exprimé en dB. On observe un SMSR supérieur à 20 dB et atteignant au moins 25dB par au bruit de fond de l'émission du laser.	136
Figure V.32 - Spectres d'émission du nanolaser pour différentes valeurs de courant d'injection (a) au-dessus et (b) en dessous du seuil. L'intensité des spectres n'est pas comparable du fait de paramètres d'acquisition différents pour les différents courants d'injection.....	137
Figure V.33 - Longueur d'émission du nanolaser en fonction du courant injecté.....	138
Figure VI.1 - Exemple de lien photonique complet formé d'un nanolaser, d'un modulateur et d'un détecteur intégrés sur un seul et même guide d'onde SOI.	146
Figure A.1 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta > 0$	151
Figure A.2 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta = 0$ lorsque $\chi_i, 2\Delta > 0 < \pi$	152
Figure A.3 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta = 0$ lorsque $\chi_i, 2\Delta > 0 > \pi$	153

Liste de figures

Figure A.4 - Courbes et solution de l'équation (II.20) dans le cas où $X < 0$ et $\Delta < 0$
lorsque (a) $x_i, \theta\Delta > 0, x_i, 2\Delta > 0 < \rho_i$ et (b) $x_i, \theta\Delta > 0, x_i, 2\Delta > 0 > \rho_i$ 155

Liste de publications

Dépôt de brevet

- G. Crosnier, F. Raineri, R. Raj, and P. Monnier, "Nanolaser à cristal photonique pompé électriquement," PCT/FR2015/051740.

Publications dans des revues internationales

Publié :

- G. Crosnier, A. Bazin, V. Ardizzone, P. Monnier, R. Raj, and F. Raineri, "Subduing surface recombination for continuous-wave operation of photonic crystal nanolasers integrated on Silicon waveguides," *Opt. Express*, vol.23, no. 21, pp. 27953-27959, 2015.

En préparation :

- G. Crosnier, D. Sanchez, A. Bazin, P. Monnier, S. Bouchoule, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "High Q-factor InP Photonic Crystal Nanobeam cavities on Silicon," *Opt. Lett.*, 2015.

Communications dans des conférences internationales

- G. Crosnier, D. Sanchez, P. Monnier, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "Electrically Pumped 1D Nanorib Photonic Crystal Laser At Telecom Wavelength on Silicon Substrate," Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), 27th International Conference on, 2015.
- G. Crosnier, A. Bazin, P. Monnier, S. Bouchoule, R. Braive, G. Beaudoin, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "High Q-factor InP Photonic Crystal nanobeam cavities for laser emission," Indium Phosphide and Related Materials (IPRM), 26th International Conference on, pp.1-3, 2014.

→ Best Student Paper Award

Bibliographie

- [1] Cisco, "Cisco Global Cloud Index: Forecast and Methodology 2013–2018 White Paper," http://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/global-cloud-index-gci/Cloud_Index_White_Paper.html .
- [2] A. V. Krishnamoorthy, K. W. Goossen, W. Jan, X. Zheng, R. Ho, G. Li, R. Rozier, F. Liu, D. Patil, J. Lexau, H. Schwetman, D. Feng, M. Asghari, T. Pinguet, and J. E. Cunningham, "Progress in Low-Power Switched Optical Interconnects," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.17, no. 2, pp.357–376, Mar. 2011.
- [3] D. a. B. Miller and H. M. Ozaktas, "Limit to the Bit-Rate Capacity of Electrical Interconnects from the Aspect Ratio of the System Architecture," *J. Parallel Distrib. Comput.*, vol.41, no. 1, pp.42–52, 1997.
- [4] F. Boeuf, "Recent Progress on Silicon Photonics R&D and Manufacturing on 300mm Wafer Platform," 2015.
- [5] ITRS, "International Technology Roadmap for Semiconductors," <http://www.itrs.net/about.html> .
- [6] A. V. Krishnamoorthy, K. W. Goossen, W. Jan, X. Zheng, R. Ho, G. Li, R. Rozier, F. Liu, D. Patil, J. Lexau, H. Schwetman, D. Feng, M. Asghari, T. Pinguet, and J. E. Cunningham, "Progress in Low-Power Switched Optical Interconnects," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.17, no. 2, pp.357–376, Mar. 2011.
- [7] ESIA, JEITA, KSIA, TSIA, and SIA, "International Technology Roadmap for Semiconductors - Interconnect Summary," 2013.
- [8] D. a. B. Miller, "Device Requirements for Optical Interconnects to Silicon Chips," *Proc. IEEE*, vol.97, no. 7, pp.1166–1185, Jul. 2009.
- [9] S. Manipatruni, M. Lipson, and I. a. Young, "Device Scaling Considerations for Nanophotonic CMOS Global Interconnects," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol.19, no. 2, pp.8200109–8200109, Mar. 2013.
- [10] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics,"

Bibliographie

- Phys. Rev. Lett.*, vol.58, no. 20, pp.2059–2062, 1987.
- [11] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol.58, no. 23, pp.2486–2489, 1987.
- [12] O. Painter, “Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser,” *Science (80-.)*, vol.284, no. 5421, pp.1819–1821, 1999.
- [13] E. M. Purcell, H. C. Torrey, and R. V. Pound, “Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid,” *Phys. Rev.*, vol.69, no. 1–2, pp.37–38, Jan. 1946.
- [14] H. Yokoyama, “Physics and Device Applications of Optical Microcavities,” *Science (80-.)*, vol.256, no. 5053, pp.66–70, Apr. 1992.
- [15] M. Nomura, S. Iwamoto, N. Kumagai, and Y. Arakawa, “Temporal coherence of a photonic crystal nanocavity laser with high spontaneous emission coupling factor,” *Phys. Rev. B*, vol.75, no. 19, p.195313, May 2007.
- [16] K. Nozaki, S. Kita, and T. Baba, “Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultrasmall photonic crystal nanolaser,” *Opt. Express*, vol.15, no. 12, p.7506, 2007.
- [17] D. Englund, H. Altug, I. Fushman, and J. Vučković, “Efficient terahertz room-temperature photonic crystal nanocavity laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.91, no. 7, p.071126, 2007.
- [18] M. Nomura, S. Iwamoto, K. Watanabe, N. Kumagai, Y. Nakata, S. Ishida, and Y. Arakawa, “Room temperature continuous-wave lasing in photonic crystal nanocavity,” *Opt. Express*, vol.14, no. 13, p.6308, 2006.
- [19] L. J. Martinez, B. Alén, I. Prieto, D. Fuster, L. González, Y. González, M. L. Dotor, and P. a. Postigo, “Room temperature continuous wave operation in a photonic crystal microcavity laser with a single layer of InAs/InP self-assembled quantum wires,” *Opt. Express*, vol.17, no. 17, p.14993, Aug. 2009.
- [20] J. Huang, S.-H. Kim, J. Gardner, P. Regreny, C. Seassal, P. Aitor Postigo, and A. Scherer, “Room temperature, continuous-wave coupled-cavity InAsP/InP photonic crystal laser with enhanced far-field emission directionality,” *Appl. Phys. Lett.*, vol.99, no. 9, p.091110, 2011.
- [21] M. Bagheri, M. H. Shih, Zhi-Jian Wei, S. J. Choi, J. D. O’Brien, P. D. Dapkus, and W. K. Marshall, “Linewidth and modulation response of two-dimensional microcavity photonic crystal lattice defect lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol.18, no. 10, pp.1161–1163, May 2006.
- [22] S. Matsuo, A. Shinya, T. Kakitsuka, K. Nozaki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi, and M.

Bibliographie

- Notomi, "High-speed ultracompact buried heterostructure photonic-crystal laser with 13 fJ of energy consumed per bit transmitted," *Nat. Photonics*, vol.4, no. 9, pp.648–654, Sep. 2010.
- [23] 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*, vol.305, no. 5689, pp.1444–1447, Sep. 2004.
- [24] K.-Y. Jeong, Y.-S. No, Y. Hwang, K. S. Kim, M.-K. Seo, H.-G. Park, and Y.-H. Lee, "Electrically driven nanobeam laser," *Nat. Commun.*, vol.4, p.2822, 2013.
- [25] B. Ellis, M. a. Mayer, G. Shambat, T. Sarmiento, J. Harris, E. E. Haller, and J. Vučković, "Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser," *Nat. Photonics*, vol.5, no. 5, pp.297–300, Apr. 2011.
- [26] K. Takeda, T. Sato, A. Shinya, K. Nozaki, W. Kobayashi, H. Taniyama, M. Notomi, K. Hasebe, T. Kakitsuka, and S. Matsuo, "Few-fJ/bit data transmissions using directly modulated lambda-scale embedded active region photonic-crystal lasers," *Nat. Photonics*, vol.7, no. 7, pp.569–575, 2013.
- [27] S. Haddadi, L. Le-Gratiet, I. Sagnes, F. Raineri, A. Bazin, K. Bencheikh, J. a. Levenson, and a. M. Yacomotti, "High quality beaming and efficient free-space coupling in L3 photonic crystal active nanocavities," *Opt. Express*, vol.20, no. 17, p.18876, Aug. 2012.
- [28] L. Lu, A. Mock, E. H. Hwang, J. O'Brien, and P. D. Dapkus, "High-peak-power efficient edge-emitting photonic crystal nanocavity lasers," *Opt. Lett.*, vol.34, no. 17, pp.2646–8, 2009.
- [29] P. E. Barclay, K. Srinivasan, M. Borselli, and O. Painter, "Efficient input and output fiber coupling to a photonic crystal waveguide," *Opt. Lett.*, vol.29, no. 7, p.697, 2004.
- [30] K. Nozaki, H. Watanabe, and T. Baba, "Photonic crystal nanolaser monolithically integrated with passive waveguide for effective light extraction," *Appl. Phys. Lett.*, vol.92, no. 2, p.021108, 2008.
- [31] Y. Halioua, A. Bazin, P. Monnier, T. J. Karle, G. Roelkens, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, "Hybrid III-V semiconductor/silicon nanolaser," *Opt. Express*, vol.19, no. 10, p.9221, May 2011.
- [32] K. Takeda, T. Sato, T. Fujii, E. Kuramochi, M. Notomi, K. Hasebe, T. Kakitsuka, and S. Matsuo, "Heterogeneously integrated photonic-crystal lasers on silicon for on / off chip optical interconnects," *Opt. Express*, vol.22, no. 26, pp.702–708, 2015.
- [33] P. B. Deotare, M. W. McCutcheon, I. W. Frank, M. Khan, and M. Lončar, "High quality factor photonic crystal nanobeam cavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol.94, no. 12, p.121106, 2009.

Bibliographie

- [34] M. T. Hill, Y.-S. Oei, B. Smalbrugge, Y. Zhu, T. de Vries, P. J. van Veldhoven, F. W. M. van Otten, T. J. Eijkemans, J. P. Turkiewicz, H. de Waardt, E. J. Geluk, S.-H. Kwon, Y.-H. Lee, R. Nötzel, and M. K. Smit, "Lasing in metallic-coated nanocavities," *Nat. Photonics*, vol.1, no. 10, pp.589–594, Oct. 2007.
- [35] K. Ding, M. T. Hill, Z. C. Liu, L. J. Yin, P. J. van Veldhoven, and C. Z. Ning, "Record performance of electrical injection sub-wavelength metallic-cavity semiconductor lasers at room temperature," *Opt. Express*, vol.21, no. 4, p.4728, Feb. 2013.
- [36] M. P. Nezhad, A. Simic, O. Bondarenko, B. Slutsky, A. Mizrahi, L. Feng, V. Lomakin, and Y. Fainman, "Room-temperature subwavelength metallo-dielectric lasers," *Nat. Photonics*, vol.4, no. 6, pp.395–399, Jun. 2010.
- [37] K. Yu, A. Lakhani, and M. C. Wu, "Subwavelength metal-optic semiconductor nanopatch lasers," *Opt. Express*, vol.18, no. 9, p.8790, Apr. 2010.
- [38] Chien-Yao Lu, Shu-Wei Chang, Shun Lien Chuang, T. D. Germann, U. W. Pohl, and D. Bimberg, "Low Thermal Impedance of Substrate-Free Metal Cavity Surface-Emitting Microlasers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol.23, no. 15, pp.1031–1033, Aug. 2011.
- [39] R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R.-M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, and X. Zhang, "Plasmon lasers at deep subwavelength scale," *Nature*, vol.461, no. 7264, pp.629–632, Aug. 2009.
- [40] M. T. Hill, M. Marell, E. S. P. Leong, B. Smalbrugge, Y. Zhu, M. Sun, P. J. van Veldhoven, E. J. Geluk, F. Karouta, Y.-S. Oei, R. Nötzel, C.-Z. Ning, and M. K. Smit, "Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides," *Opt. Express*, vol.17, no. 13, p.11107, Jun. 2009.
- [41] A. M. Lakhani, M. Kim, E. K. Lau, and M. C. Wu, "Plasmonic crystal defect nanolaser," *Opt. Express*, vol.19, no. 19, p.18237, Sep. 2011.
- [42] S.-H. Kwon, J.-H. Kang, C. Seassal, S.-K. Kim, P. Regreny, Y.-H. Lee, C. M. Lieber, and H.-G. Park, "Subwavelength Plasmonic Lasing from a Semiconductor Nanodisk with Silver Nanoparticle Cavity," *Nano Lett.*, vol.10, no. 9, pp.3679–3683, Sep. 2010.
- [43] M. a. Noginov, G. Zhu, a. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalaev, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, and U. Wiesner, "Demonstration of a spaser-based nanolaser," *Nature*, vol.460, no. 7259, pp.1110–1112, Aug. 2009.
- [44] X. Meng, A. V. Kildishev, K. Fujita, K. Tanaka, and V. M. Shalaev, "Wavelength-Tunable Spasing in the Visible," *Nano Lett.*, vol.13, no. 9, pp.4106–4112, Sep. 2013.
- [45] M.-K. Kim, A. M. Lakhani, and M. C. Wu, "Efficient waveguide-coupling of metal-clad nanolaser cavities," *Opt. Express*, vol.19, no. 23, p.23504, 2011.

Bibliographie

- [46] A. Bazin, R. Raj, and F. Raineri, "Design of silica encapsulated high-Q photonic crystal nanobeam cavity," *J. Light. Technol.*, vol.32, no. 5, pp.952–958, 2014.
- [47] J. J. D. Joannopoulos, S. Johnson, J. N. J. Winn, and R. R. D. Meade, *Photonic crystals: molding the flow of light*. Princeton University Press, 2008.
- [48] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, vol.80. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2001.
- [49] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol.67, no. 17, pp.2295–2298, 1991.
- [50] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.18, no. 12, pp.2329–2330, Dec. 1979.
- [51] J. 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.*, vol.81, no. 5, pp.1110–1113, Aug. 1998.
- [52] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, and J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol.67, no. 24, pp.3380–3383, Dec. 1991.
- [53] S. Noda, a Chutinan, and M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure," *Nature*, vol.407, no. 6804, pp.608–10, 2000.
- [54] J. Vučković, M. Lončar, H. Mabuchi, and A. Scherer, "Design of photonic crystal microcavities for cavity QED," *Phys. Rev. E*, vol.65, no. 1, p.016608, Dec. 2001.
- [55] Y. Akahane, T. Asano, B. Song, and S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature*, vol.425, no. 6961, pp.944–947, Oct. 2003.
- [56] H. Sekoguchi, Y. Takahashi, T. Asano, and S. Noda, "Photonic crystal nanocavity with a Q-factor of ~ 9 million," *Opt. Express*, vol.22, no. 1, pp.916–924, 2014.
- [57] J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, H. I. Smith, and E. P. Ippen, "Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides," *Nature*, vol.390, no. 6656, pp.143–145, 1997.
- [58] B. Ahn, J. Kang, M.-K. Kim, J. Song, B. Min, K. Kim, and Y. Lee, "One-dimensional parabolic-beam photonic crystal laser," *Opt. Express*, vol.18, no. 6, p.5654, Mar. 2010.
- [59] E. Kuramochi, H. Taniyama, T. Tanabe, K. Kawasaki, Y.-G. Roh, and M. Notomi, "Ultra-high-

Bibliographie

- Q one-dimensional photonic crystal nanocavities with modulated mode-gap barriers on SiO₂ claddings and on air claddings," *Opt. Express*, vol.18, no. 15, p.15859, Jul. 2010.
- [60] Y. Tanaka, T. Asano, and S. Noda, "Design of Photonic Crystal Nanocavity With Q-Factor of $\sim 10^9$," *J. Light. Technol.*, vol.26, no. 11, pp.1532–1539, 2008.
- [61] Lumerical, "Lumerical FDTD Solutions," <https://www.lumerical.com/tcad-products/fdtd/>.
- [62] A. Bazin, "III-V Semiconductor Nanocavities on Silicon-On-Insulator Waveguide: Laser Emission, Switching and Optical Memory," Université Paris 7 - Denis Diderot, 2013.
- [63] Q. Quan and M. Loncar, "Deterministic design of wavelength scale, ultra-high Q photonic crystal nanobeam cavities," *Opt. Express*, vol.19, no. 19, pp.18529–18542, 2011.
- [64] H. A. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*. 1985.
- [65] ePIXfab, "ePIXfab - The silicon photonics platform," <http://www.epixfab.eu/>.
- [66] U. K. Khankhoje, J. Huang, and A. Scherer, "Design and Fabrication of an Electrically Pumped 1-D Nanobeam Laser in GaAs," Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics and Photonics in Switching, p.JTuB42, 2010.
- [67] J. Piprek, *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation*. Academic Press, 2003.
- [68] N. F. Massé, A. R. Adams, and S. J. Sweeney, "Experimental determination of the band gap dependence of Auger recombination in InGaAs/InP multiple quantum well lasers at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol.90, no. 16, p.161113, 2007.
- [69] a. Berrier, M. Mulot, G. Malm, M. Östling, and S. Anand, "Carrier transport through a dry-etched InP-based two-dimensional photonic crystal," *J. Appl. Phys.*, vol.101, no. 12, p.123101, 2007.
- [70] D. Taillaert, F. Van Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, P. Bienstman, and R. Baets, "Grating couplers for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol.45, no. 8A, pp.6071–6077, 2006.
- [71] P. Dumon, W. Bogaerts, V. Wiaux, J. Wouters, S. Beckx, J. Van Campenhout, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, "Low-Loss SOI Photonic Wires and Ring Resonators Fabricated With Deep UV Lithography," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol.16, no. 5, pp.1328–1330, May 2004.
- [72] M. Bruel, "Application of hydrogen ion beams to silicon on insulator material technology,"

Bibliographie

- Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol.108, no. 3, pp.313–319, 1996.
- [73] M. Bruel, B. Aspar, and A. J. Auberton-Hervé, “Smart-cut: A new silicon on insulator material technology based on hydrogen implantation and wafer bonding,” *Japanese J. Appl. Physics, Part 1 Regul. Pap. Short Notes Rev. Pap.*, vol.36, no. 3 SUPPL. B, pp.1636–1641, 1997.
- [74] A. Bazin, P. Monnier, X. Lafosse, G. Beaudoin, R. Braive, I. Sagnes, R. Raj, and F. Raineri, “Thermal management in hybrid InP / silicon photonic crystal nanobeam laser,” *Opt. Express*, vol.22, no. 9, pp.952–958, 2014.
- [75] F. Niklaus, R. J. Kumar, J. J. McMahon, J. Yu, J.-Q. Lu, T. S. Cale, and R. J. Gutmann, “Adhesive Wafer Bonding Using Partially Cured Benzocyclobutene for Three-Dimensional Integration,” *J. Electrochem. Soc.*, vol.153, no. 4, p.G291, 2006.
- [76] S. das Neves, “A Quantitative Study of Chemical Etching of InP,” *J. Electrochem. Soc.*, vol.140, no. 9, p.2599, 1993.
- [77] GenISys, “GenISys - Products : BEAMER,” <http://genisys-gmbh.com/web/products/beamer.html> .
- [78] GenISys, “GenISys - Applications : Fracture Optimization,” <http://genisys-gmbh.com/web/applications/fracture-optimization.html> .
- [79] GenISys, “GenISys - Applications : Multi-Pass Exposure,” <http://genisys-gmbh.com/web/applications/multi-pass-exposure.html> .
- [80] P. Mechet, “III-V Microdisk Lasers on Silicon-on-Insulator: Fabrication Optimizations and Novel Applications,” Universiteit Gent, 2014.
- [81] S. Hwang, J. Shim, and Y. Eo, “Ohmic Contacts of Pd / Zn / M (= Pd or Pt)/ Au to p-Type InP,” vol.46, no. 4, pp.751–755, 2005.
- [82] S. N. G. Chu, A. Katz, T. Boone, P. M. Thomas, V. G. Riggs, W. C. Dautremont-Smith, and W. D. Johnston, “Interfacial microstructure and electrical properties of the Pt/Ti ohmic contact in p-In_{0.53}Ga_{0.47}As formed by rapid thermal processing,” *J. Appl. Phys.*, vol.67, no. 8, p.3754, 1990.
- [83] M. Boroditsky, I. Gontijo, M. Jackson, R. Vrijen, E. Yablonovitch, T. Krauss, C.-C. Cheng, a. Scherer, R. Bhat, and M. Krames, “Surface recombination measurements on III–V candidate materials for nanostructure light-emitting diodes,” *J. Appl. Phys.*, vol.87, no. 7, p.3497, 2000.
- [84] Y. Dumeige, S. Trebaol, L. Ghişa, T. K. Nguyễn, H. Tavernier, and P. Féron, “Determination

Bibliographie

- of coupling regime of high-Q resonators and optical gain of highly selective amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.25, no. 12, p.2073, 2008.
- [85] L. Shen, Y. Jiao, L. Augstin, K. Sander, J. Van Der Tol, H. Ambrosius, and G. Roelkens, "A low-resistance spiking-free n-type ohmic contact for InP membrane devices," *Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, 26th International Conference on, pp.6–7, 2014.
- [86] Z. Guicheng, C. Zongquan, and Y. Zhizhong, "INTERDIFFUSION OF THE p-InP WITH Au-Zn , Ti / Au , Pd / Au , Ti / Pd / Au AT INTERFACE AND THEIR," *J. Electron.*, vol.4, no. 3, pp.324–241, 1987.
- [87] W. C. Dautremont-Smith, J. Lopata, S. J. Pearton, L. A. Koszi, M. Stavola, and V. Swaminathan, "Hydrogen passivation of acceptors in p-InP," *J. Appl. Phys.*, vol.66, no. 5, p.1993, 1989.