



HAL
open science

Ingénierie de dispersion dans les cristaux photoniques pour la réalisation de micro-lasers compacts impulsionnels

Malik Kemiche

► **To cite this version:**

Malik Kemiche. Ingénierie de dispersion dans les cristaux photoniques pour la réalisation de micro-lasers compacts impulsionnels. Autre. Université de Lyon, 2019. Français. NNT : 2019LYSEC022 . tel-02642539

HAL Id: tel-02642539

<https://theses.hal.science/tel-02642539>

Submitted on 28 May 2020

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

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

N° d'ordre NNT : 2019LYSEC22

**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de l'École Centrale de Lyon**

**École Doctorale N°34
École Doctorale Matériaux de Lyon**

Spécialité de doctorat : « Photonique »

Soutenue publiquement le 28/08/2019, par

Malik KEMICHE

**Ingénierie de dispersion dans les cristaux
photoniques pour la réalisation de
micro-lasers compacts impulsionnels**

Devant le jury composé de :

Brahim GUIZAL,	Professeur, Laboratoire Charles Coulomb	Examineur, Président
Fadi BAIDA,	Professeur, Femto-ST	Rapporteur
Éric CASSAN,	Professeur, Centre de Nanosciences et de Nanostructures	Rapporteur
Ségolène CALLARD,	Professeur	Directrice de thèse
Christelle MONAT,	Maître de conférences	Co-directrice de thèse

**École Centrale de Lyon
Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL)
CNRS UMR 5270, 69134 Écully, France**

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mes directrices de thèse, Ségolène CALLARD et Christelle MONAT, pour m'avoir permis de réaliser cette thèse et pour m'avoir encadré. J'ai pris plaisir à travailler à vos côtés, et j'ai beaucoup appris grâce à vous. Je suis très reconnaissant du temps que vous avez pu m'accorder.

Je remercie Éric CASSAN et Fadi BAIDA d'avoir accepté d'être mes rapporteurs et pour leur lecture assidue de mon manuscrit, ainsi que Brahim GUIZAL pour avoir présidé mon jury de soutenance. J'ai beaucoup apprécié la pertinence de vos remarques et de nos discussions.

Je remercie également le projet GRAPHICS pour avoir financé ma thèse, mais surtout tous ses membres. Je remercie notamment Xavier LETARTRE pour m'avoir formé aux simulations numériques, Jérémy LHUILLIER, Philippe REGRENY, Radek MAZURCZYK et Pedro ROJO-ROMEO pour la fabrication des échantillons et Aziz BENAMROUCHE pour son aide précieuse lors de leur caractérisation.

Je souhaite également remercier l'ensemble de l'équipe Nanophotonique, dans laquelle j'ai effectué mes travaux : Cécile JAMOIS, Lydie FERRIER, Lotfi BERGUIGA, Christian GRILLET, Jean-Louis LECLERCQ, Taha BENYATTOU, Régis OROBTCHOUK, Ali BELAROUCI et Pierre VIKTOROVITCH. J'ai eu la chance de pouvoir bénéficier des compétences de chacun de ses membres pour progresser sur les différents volets de ma thèse. Je remercie en particulier Hai-Son NGUYEN et Sébastien CUEFF pour leur aide sur les mesures en espace de Fourier et Emmanuel DROUARD pour son aide sur les simulations FDTD.

Je n'oublie pas les autres membres du quatrième étage, qui contribuent à l'atmosphère conviviale qui y règne toujours : Bertrand VILQUIN, José PENUELAS, Yves ROBACH, Ingrid CAÑERO-INFANTE, Brice DEVIF et bien entendu Thérèse MARTIN, qui m'a par ailleurs beaucoup aidé avec les démarches administratives. Je suis également reconnaissant envers Sylvie GONCALVES pour avoir (entre autres...) géré mon contrat lors de ces quatre années passées à l'INL, mais aussi envers Patricia DUFAUT, Raphaël LOPEZ et Laurent CARREL pour leur aide. Je remercie Catherine BRU-CHEVALLIER et Christian SEASSAL, directrice et directeur-adjoint du laboratoire, notamment pour donner aux doctorants l'opportunité d'organiser les fameuses « Journées des Doctorants » de l'INL.

Je remercie également les doctorants et post-doctorants avec qui j'ai partagé le bureau du quatrième étage : Jérémy LHUILLIER, Jordan BOUAZIZ, Pierre DEMONGODIN, Michele CALVO, Florian DUBOIS, Thierry DESCHAMPS, (Florian) BERRY, Rémi ARMAND, Rémi BRICHE, Tom WOOD, David ALLIOUX, Milan SINOBAD, Alberto DELLA TORRE, Saïd EL JALLAL et Jeanne BECDELIEVRE (en tant que membre honoraire). J'ai passé de très bons moments avec vous, tant au niveau professionnel que personnel, et je ne peux qu'espérer retrouver ailleurs l'ambiance de la « bétailière ». Mais je remercie aussi tous les doctorants que j'ai pu côtoyer au laboratoire : Ha My DANG, Nicolas GAIGNEBET, Jimmy JOHN, Raphaël MERMET, Eirini SARELLI, Hui LI et j'en oublie certainement...

Merci à mes amis hors du laboratoire, notamment Sébastien, Delphine, Alexis, Cécile et Anaïs pour m'avoir accompagné jusqu'à ma soutenance, ainsi que Jean-Noël et Laetitia, dont une petite chose nommée Théa remplissait l'emploi du temps. Finalement, je remercie toute ma famille non seulement pour son soutien inconditionnel lors de ma thèse, mais aussi, et surtout, tout au long du chemin qui m'y a mené. Je ne serais jamais arrivé jusque là sans vous.

Résumé

Mots-clés : nanophotonique, cristaux photoniques, ingénierie de dispersion, effet laser, blocage de modes, proche infrarouge, matériaux III-V, microscopie en champ proche optique, photoluminescence, imagerie de Fourier.

Le trafic internet a connu un accroissement sans précédent au cours de la dernière décennie avec l'essor du *cloud computing* et de la diffusion de flux vidéo, à tel point que le secteur des télécommunications représente aujourd'hui entre 6 % et 10 % de la consommation énergétique mondiale. Tandis que cette croissance doit continuer de s'accélérer avec le développement des objets connectés, les limites de l'infrastructure actuelle commencent à apparaître.

La photonique intégrée propose de répondre à ces problèmes à l'aide du traitement tout optique de l'information et des interconnexions optiques. Le développement de la photonique sur silicium a permis la conception de circuits photoniques intégrés capables de réaliser ces fonctions complexes sur puce. L'intégration apporte également ses propres avantages, tels qu'une robustesse, une stabilité et une compacité accrues, ainsi qu'une consommation d'énergie réduite. Pour alimenter ces circuits photoniques, des sources intégrées compactes ont vu le jour. En particulier, les lasers à blocage de modes intégrés permettent de générer à la fois un train d'impulsion régulier et un peigne de modes stable. Ces composants exploitent la combinaison d'un laser multimode et d'un absorbant saturable pour mettre en phase les modes de la cavité. Si de tels lasers sur puce ont été mis au point, ils restent toutefois relativement longs (de l'ordre du millimètre, voire du centimètre), et leur miniaturisation est complexe, car la longueur effective de la cavité, égale au produit de l'indice de groupe et de la longueur de la cavité $n_g L$ joue un rôle primordial dans la qualité du train d'impulsions généré.

Dans cette thèse, une approche basée sur l'utilisation de la lumière lente est développée pour permettre la réalisation de lasers pulsés compacts et intégrés sur puce. La lumière lente (fort indice de groupe) permet en effet de conserver une grande longueur effective dans une cavité compacte. Ce ralentissement de la lumière peut être généré à l'aide des cristaux photoniques. Pour atteindre le régime de blocage de modes, le spectre de la cavité associée doit également présenter un peigne de modes équidistants. Cependant, ces peignes sont difficiles à obtenir du fait de la dispersion typiquement très élevée des modes lents. Grâce à l'ingénierie de dispersion dans les cristaux photoniques, une bande linéaire à faible vitesse de groupe peut être créée pour obtenir un peigne de modes équidistants sur une grande largeur spectrale. Des cavités optimisées alliant lumière lente, ingénierie de dispersion, et matériaux III-V reportés sur silice ont été conçues par simulations numériques, puis fabriquées et caractérisées pour étudier la viabilité de cette approche et ses limites. Les mesures montrent que malgré les effets du désordre induit par la fabrication dans le cristal photonique, des cavités laser multimodes de $45,5 \mu\text{m}$ de longueur et d'indice de groupe de l'ordre de 30 sont réalisables. Ces cavités peuvent prétendre à une réduction de leur longueur d'un facteur 8 par rapport à leurs équivalents basés sur des guides standards. Enfin, la géométrie de ces cavités est compatible avec le transfert d'un absorbant saturable tel que le graphène pour atteindre, dans le futur, le régime de blocage de modes.

Abstract

Keywords: nanophotonics, photonic crystals, dispersion engineering, laser effect, mode-locking, near infrared, III-V materials, near-field optical microscopy, photoluminescence, Fourier space imaging.

With the development of cloud computing and video streaming, the amount of data transmitted across the Internet has skyrocketed during the last decade. It now represents between 6% and 10% of the global energy consumption, and is expected to keep rising with the emergence of Internet of Things applications. However, the limits of the current infrastructure are already becoming apparent.

Integrated photonics has brought new concepts to overcome the limitation of electronics such as all-optical signal processing or optical interconnects. In particular, silicon photonics has enabled the realisation of photonic integrated circuits able to perform these complex tasks on a chip and compete with their electronic counterparts. Moreover, integrated designs benefit from better robustness, stability and compactness as well as a reduced energy consumption. Integrated light sources have been developed to drive these photonic integrated circuits. Integrated mode-locked lasers are especially interesting since they provide both a regular pulse train and a stable mode comb. These lasers rely on the combination of a multimode laser and a saturable absorber to phase-lock the modes of the cavity. Despite some progress towards their integration on a chip, their size is still in the millimetre to the centimetre range. Since the quality of the generated pulse train is related to the effective length of the cavity, which is the product of the group index of the guided mode and the actual length of the cavity, their miniaturisation remains a challenge.

In this PhD work, a novel design based on the use of slow-light (high n_g) in photonic crystals to achieve further miniaturisation of integrated mode-locked lasers is studied. Indeed, slow light allows us to keep the effective length of the cavity high in a compact design with group indices one order of magnitude higher than standard cavities. In order to reach mode-locking, a wide regular mode comb must be present in the cavity spectrum. Nonetheless, the strong dispersion of slow light modes in photonic crystals limits the spectral width of the regular mode comb. Using dispersion engineering, the bandwidth of the mode comb can be drastically improved. Photonic crystal cavities exploiting dispersion-engineered slow light in active III-V materials on silica were designed using numerical simulations, then fabricated and characterised to demonstrate the validity of this approach and study its potential limitations. We show that in spite of the effect of fabrication-induced disorder, regular mode combs can be generated in cavities as long as $45,5\ \mu\text{m}$ with a group index around 30. These cavities may allow for an 8-fold size reduction of mode-locked lasers compared to standard waveguide designs. In the future, a saturable absorber such as graphene could be introduced onto the cavities in order to achieve mode-locking.

Table des matières

Table des matières	ix
Liste des figures	xi
Liste des tableaux	xv
Liste des acronymes	xvii
Liste des symboles	xix
Introduction	1
1 Vers l'intégration des lasers pulsés	5
1.1 La photonique intégrée sur puce	6
1.2 Méthodes pour la génération d'impulsions	11
1.3 Blocage de modes	14
1.4 Intégration des lasers à blocage de modes	22
1.5 Architecture proposée	26
1.6 Conclusion	28
1.7 Références	28
2 Conception des cavités à cristaux photoniques	39
2.1 Approche	40
2.2 Les cristaux photoniques	44
2.3 Ingénierie de dispersion dans les guides W1	52
2.4 Propriétés des cavités : simulations FDTD 3D	66
2.5 Discussion des résultats	75
2.6 Conclusion	76
2.7 Références	76
3 Méthodes expérimentales	81
3.1 Fabrication des échantillons	82
3.2 Spectroscopie par photoluminescence en champ lointain	87
3.3 Spectroscopie de photoluminescence en espace de Fourier	92
3.4 Microscopie optique en champ proche	100

3.5	Conclusion	109
3.6	Références	110
4	Résultats expérimentaux	111
4.1	Approche	112
4.2	Photoluminescence en champ lointain	117
4.3	Photoluminescence résolue en angle	128
4.4	Microscopie optique en champ proche	134
4.5	Effet laser	146
4.6	Discussion sur la validité de l'approche	148
4.7	Conclusion	150
4.8	Références	151
	Conclusions et perspectives	153
A	Méthodes de simulations	I
A.1	Plane Wave Expansion	I
A.2	Finite Difference Time Domain	II
B	Effet du masque dur et reproductibilité de la fabrication	IX
C	Génération des masques de lithographie	XI
D	Échantillons fabriqués	XIII
D.1	B121 - H _{QW1}	XIV
D.2	B127	XVI
D.3	B129	XVIII
D.4	B130 - H _{QD}	XX
D.5	B131	XXII
D.6	B134 - H _{QW2}	XXIV
D.7	B135	XXVI
D.8	B136	XXVIII
E	Liste des publications	XXXI

Liste des figures

1.1	Intégration de dispositifs photoniques et électroniques sur puce.	7
1.2	Section de couplage III-V/silicium	9
1.3	Exemples de lasers intégrés.	10
1.4	Exemples de lasers intégrés hybrides sur silicium à cristaux photoniques.	10
1.5	Panorama des différentes méthodes de génération de trains d’impulsions.	12
1.6	Laser pulsé exploitant un miroir à résonance de Fano.	13
1.7	Principe du blocage de modes	15
1.8	Relation entre le spectre du laser et les caractéristiques du train d’impulsion généré.	17
1.9	Exemple de laser bi-section utilisant les émetteurs de la couche III-V pour le milieu à gain et pour l’absorbant saturable	20
1.10	Absorption saturable du graphène	21
1.11	Utilisation du graphène dans les lasers à blocage de modes	22
1.12	Configurations courantes de lasers à blocage de modes intégrés sur puce photonique	23
1.13	Exemples de lasers à blocage de modes à différents stades d’intégration.	24
1.14	Exemple de laser à blocage de modes intégré et du peigne correspondant.	25
1.15	Schéma de la structure proposée	27
2.1	Lien entre dispersion dans une cavité Fabry-Pérot et ses modes stationnaires.	41
2.2	Schéma de la cavité à CP étudiée et de son hétérostructure. Les indices sont indiqués pour $\lambda \approx 1,55 \mu\text{m}$	43
2.3	Schéma de l’approche membranaire.	45
2.4	Propriétés optiques du CP 2D à maille triangulaire.	46
2.5	Diagramme de bande du CP membranaire équivalent, avec sa ligne de lumière.	47
2.6	Présentation du guide W1 et des modes TE associés.	48
2.7	Cartographies associées aux modes guidés du guide W1.	49
2.8	Couplages à l’origine des modes du guide W1.	50
2.9	Propriétés des cavités de type LN	52
2.10	Présentation des paramètres s_1 et s_2	54
2.11	Comparaison des dispersions des guides W1 classique et modifié.	55
2.12	Effet du rayon des trous sur la dispersion d’un guide W1 classique	56
2.13	Diagramme de bande du guide W1 pour le rayon des trous retenu.	56
2.14	Étude de l’apparition du premier mode excité de la membrane d’InP.	58

2.15	Cartographie du facteur de mérite en fonction de s_1 et s_2	59
2.16	Résultats des simulations FDTD 3D de guides W1 modifiés avec $s_2 = 0$	61
2.17	Dispersion FDTD des trois géométries optimisées	62
2.18	Effet de la période sur la dispersion du guide W1 modifié	64
2.19	Effet du rayon des trous sur la dispersion de la bande linéaire à faible vitesse de groupe.	66
2.20	Modes des cavités L73 simulés par FDTD	67
2.21	Cartographies d'intensité des modes de cavités simulés.	68
2.22	Spectres simulés pour les cavités n_g15 et n_g40	69
2.23	Dispersion et facteurs de qualité des modes des cavités n_g15 et n_g40	70
2.24	Régression linéaire de $1/Q$ en fonction de $1/L$	72
2.25	Évolution du facteur de qualité en fonction de la longueur de la cavité.	73
2.26	Comparaison à un peigne de modes généré par un laser à blocage de modes à guide ruban.	75
3.1	Schémas des hétérostructures fabriquées.	84
3.2	Schéma du collage moléculaire	85
3.3	Schéma des étapes de lithographie et gravure.	86
3.4	Image MEB d'une cavité fabriquée.	87
3.5	Schéma du montage de photoluminescence.	88
3.6	Principe de la mise en forme de faisceau.	89
3.7	Effet des télescopes sur la forme du spot.	90
3.8	Méthode de mesure de la longueur d'onde des modes sur les spectres expérimentaux.	92
3.9	Schéma de principe de l'optique de Fourier.	93
3.10	Schéma simplifié d'un montage d'optique de Fourier.	94
3.11	Mesures en espace direct et en espace de Fourier.	95
3.12	Reconstruction du diagramme de dispersion à partir de la mesure en espace de Fourier	95
3.13	Montage de photoluminescence résolue en angle pour l'imagerie de Fourier.	96
3.14	Présentation du réseau quadruple période.	97
3.15	Repliement du diagramme de bandes par le réseau quadruple période.	98
3.16	Effet du réseau quadruple période sur les mesures de photoluminescence résolue en angle.	99
3.17	Traitement des images Fourier.	100
3.18	Estimation de la résolution des images SNOM.	101
3.19	Schémas des différents types de pointes SNOM.	102
3.20	Montage de photoluminescence en champ proche (SNOM).	104
3.21	Exemple d'image topographique SNOM.	106
3.22	Transformée de Fourier 2D des modes de cavité.	107
3.23	Cartographies simulées du champ \vec{E} dans un CP à maille hexagonale pour différentes polarisations.	109

3.24	Méthode d'identification de la polarisation mesurée en SNOM.	109
4.1	Exemples de spectres étendus mesurés sur H_{QD} sur chaque type de cavité.	118
4.2	Exemple de spectre large obtenu sur H_{QD}	120
4.3	Exemples de spectres présentant des bandes linéaires à faible vitesse de groupe	122
4.4	Bandes linéaires à faible vitesse de groupe de l'ensemble des cavités étudiées.	123
4.5	Exemples de spectres obtenus sur les cavités W1 et n_g15	124
4.6	Histogrammes des valeurs de n_g pour les géométries n_g30 et n_g40	125
4.7	Histogrammes des n_g médians et des écarts à la médiane.	127
4.8	Facteurs de qualité expérimentaux des modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe pour les géométries n_g30 et n_g40	128
4.9	Exemple de diagramme de bande expérimental et comparaison avec les simulations.	129
4.10	Étude d'une série de cavités avec les quatre designs optimisés.	131
4.11	Diagramme de bande obtenu sur H_{QW2} et mesure de la dispersion.	133
4.12	Spectres locaux mesurés sur H_{QW1}	135
4.13	Cartographies d'intensité mesurées sur H_{QW1}	136
4.14	Observation de la structure du mode de cavité symétrique.	138
4.15	Observation du mode de cavité symétrique en polarisation.	139
4.16	Spectres mesurés en champ proche et en champ lointain sur H_{QW2}	140
4.17	Cartographie d'un mode de cavité de la bande linéaire à faible vitesse de groupe.	141
4.18	Mesure du vecteur d'onde du mode de cavité par transformée de Fourier.	142
4.19	Comparaison des spectres en champ proche et en champ lointain sur H_{QW1}	143
4.20	Étude de l'extension du mode de cavité symétrique.	144
4.21	Effet de la sonde sur les mesures.	145
4.22	Étude de l'effet laser sur H_{QW1}	146
4.23	Courbe LL et évolution de la largeur spectrale d'un mode	147
A.1	Zone de simulation PWE 2D	II
A.2	Illustration du fonctionnement des conditions aux limites de Bloch.	III
A.3	Zone de simulation FDTD 3D pour les guides W1.	IV
A.4	Zone de simulation FDTD 3D pour les cavités LN.	VI
B.1	Étude de la reproductibilité de la fabrication à l'aide d'une série de cavités avant et après le retrait du masque dur.	IX
C.1	Cellules élémentaires constituant les masques de lithographie électronique.	XII
C.2	Recouvrement des motifs dans les masques de lithographie.	XII

Liste des tableaux

1.1	Relations entre les performances du laser à blocage de modes et les paramètres de la cavité.	17
1.2	Caractéristiques de lasers à blocage de modes intégrés.	25
2.1	Relations entre les performances du laser à blocage de modes et les paramètres de la cavité.	42
2.2	Cahier des charges pour la cavité à CP.	44
2.3	Caractéristiques des bandes linéaires à faible vitesse de groupe obtenues par différentes techniques d'ingénierie de dispersion.	53
2.4	Résumé des trois designs de guide W1 à dispersion linéaire obtenus par simulations FDTD 3D.	62
2.5	Effet de la période sur la bande linéaire à faible vitesse de groupe.	65
2.6	Résumé des caractéristiques des peignes de modes obtenus par FDTD 3D	69
2.7	Pertes obtenues selon le modèle de cavité Fabry-Pérot.	74
3.1	Caractéristiques des deux télescopes utilisés. f_e est la focale de la lentille à l'entrée du télescope et f_s celle de la lentille en sortie.	88
4.1	Caractéristiques spectrales des hétérostructures fabriquées.	114
4.2	Rappel des géométries optimisées par FDTD 3D.	115
4.3	Récapitulatif des cavités présentées dans ce chapitre et des méthodes de caractérisation appliquées. La période nominale est fixée à 414 nm pour toutes ces cavités. Les croix entre parenthèses indiquent l'utilisation de cavités à réseau quadruple période.	117
4.4	Écart de longueur d'onde entre les longueurs d'onde de coupure des modes symétrique et antisymétrique.	119
4.5	Critère de sélection des modes de bande linéaire à faible vitesse de groupe pour l'étude statistique	124
4.6	Évolution de la longueur d'onde de coupure du mode antisymétrique en fonction du design utilisé.	132
A.1	Paramètres des simulations FDTD 3D.	VII

Liste des acronymes

- ASE** Amplified Spontaneous Emission. 113
- BIP** Bande Interdite Photonique. 32, 36, 38–40, 45, 46, 61, II
- BL_{*n_g* ≫ 1}** Bande linéaire à fort indice de groupe. 30–34, 43, 44, 50–59, 61, 65, 66, 84, 99, 101, 105–110, 114, 116, 118, 120, 124–126, 128, 131, 133–136
- CP** Cristal photonique. 2, 3, 9, 13, 25–28, 30–32, 34–39, 41–46, 48, 51–54, 56, 59–61, 65, 66, 68, 71, 75, 76, 84, 85, 92, 94, 95, 98, 99, 101, 102, 105, 107–110, 114–116, 120–123, 126, 128, 134–140, II, V, VII, XI, XII
- FDE** Finite Difference Eigenmode solver. Méthode de simulation basée sur la résolution numérique de l'équation d'onde par la techniques des différences finies. 48
- FDTD** Finite Difference Time Domain. Méthode de simulation basée sur la résolution numérique directe des équations de Maxwell par la technique des différences finies. 30, 49–54, 56–58, 60–64, 66, 93, 95, 98, 109, 110, 114, 116–119, 126–128, 130, 133, 137, II, III, VII, X
- ISL** Intervalle Spectral Libre. 14, 15, 41, 57, 59, 77, 101, 106, 107, 109, 120
- MEB** Microscope Électronique à Balayage. 72, 84, 92
- PIC** Circuit photonique intégré (*Photonic Integrated Circuit*). 2, 7–11, 27
- PML** Perfectly Matched Layer. Matériau artificiel utilisé notamment en méthode Finite Difference Time Domain (FDTD) comme condition aux limites. Son absorption est proche de 1 quelle que soit la longueur d'onde et l'angle d'incidence, ce qui permet de modéliser la sortie d'un photon de la zone de simulation. IV, V
- PWE** Plane Wave Expansion Method. Méthode de simulation basée sur la résolution numérique de l'équation d'onde en cherchant la solution sous la forme d'une onde de Bloch tronquée à partir d'un ordre fixé. 30, 36–39, 44–46, 49, 50, 66, 101, 123, 137, I
- QD** Boîtes quantiques. 8, 13, 18, 19, 23
- QDash** Bâtonnets quantiques. 8, 18, 19, 24, 69, 99, 100, 104, 112, 116, VI, XVI, XVIII, XX, XXII
- QW** Puits quantiques. 8, 18, 19, 24, 69, 99, 100, 118, 122, 125, 132, 133, XIV, XXIV, XXVI, XXVIII
- TE** Polarisation transverse électrique ($\vec{E} \parallel$ membrane). 32, 36–38, 47, 48, 51, 60–63, 114, 116, 137
- TF** Transformée de Fourier. 16, 78–80, 92–94, 127, 130, 133, II, V
- TM** Polarisation transverse magnétique ($\vec{E} \perp$ membrane). 32, 36, 60–63, 114, 116, 137

Liste des symboles

a Période du cristal photonique sort. 50, 52, 53, 57

α_d Pertes distribuées dans la cavité par unité de longueur. 61–64

α_{eff} Coefficient effectif représentant les pertes totales par unité de longueur dans la cavité. Il prend en compte les pertes distribuées et les pertes aux miroirs. 61, 63

β_2 Coefficient de dispersion d'ordre 2 : $\beta_2 = \frac{dk}{d\omega}$. 51, 52

β_3 Coefficient de dispersion d'ordre 3 : $\beta_3 = \frac{dk}{d\omega}$. 51

c Vitesse de la lumière dans le vide. 52, 61

$\Delta\omega$ Largeur spectrale de la bande plate en unité de pulsation. 31, 32, 45, 48, 52, 54, 55

FdM Facteur de mérite pour l'optimisation de la bande linéaire Définie par $FdM = n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c}$. 32, 43, 44, 48–51, 54

L Longueur de la cavité du laser. 17, 26, 31, 32, 57, 63

n_g Indice de groupe. 17, 26, 31–34, 45, 48–50, 52–55, 57, 59, 61, 65, 107, 109, 119, 136, 138

ω_c Pulsation centrale de la bande plate. 32, 48, 52, 54, 55, 61

R Coefficient de réflexion aux miroirs. 61–64

s_1 Amplitude du déplacement des premières rangées de trous de part et d'autre du guide. Comptée positive vers le guide. 44, 45, 48–56, 101, 105, 116, 117, I, XII

s_2 Amplitude du déplacement des deuxièmes rangées de trous de part et d'autre du guide. Comptée positive vers le guide. 44, 45, 48–53, 55, 56, 101, 105, 116, 117, I, XII

Introduction

Avec le développement de nouveaux services en ligne, tels que la diffusion de flux audio et vidéo haute-définition ou encore le *cloud computing*, les infrastructures des télécommunications ont connu une croissance rapide au cours des dernières décennies. Le secteur représente aujourd'hui entre 6 % et 10 % de la consommation énergétique mondiale, dont 40 % seraient liés au transport de l'information sur le réseau et 30 % au fonctionnement des serveurs informatiques. Cette tendance doit encore s'accélérer dans les années à venir, avec la démocratisation des objets connectés et l'augmentation du nombre d'utilisateurs. Dans ce contexte, les limitations des réseaux de communication se font de plus en plus ressentir.

En effet, si l'optique a pris le relais des connexions électriques pour les communications à longue distance avec le déploiement des réseaux à fibre optique, la majorité du traitement des données pour la gestion du réseau est réalisée par des circuits opto-électroniques. Cela implique de fréquentes conversions entre photonique et électronique. Or, ces conversions sont énergivores et limitent la bande passante des réseaux fibrés. L'utilisation du traitement tout-optique de l'information pour réaliser certaines de ces fonctions pourrait contribuer à réduire l'empreinte de ces réseaux, tout en assurant la possibilité de suivre l'augmentation du trafic de données à venir. Il faut cependant noter que la réduction de la taille de ces composants optiques est fondamentalement limitée par la longueur d'onde utilisée (entre 1,3 μm et 1,6 μm), et la densité d'intégration accessible en optique ne dépassera probablement jamais celle de l'électronique.

Par ailleurs, les communications à plus courte distance, à l'intérieur ou entre les serveurs, restent basées sur des interconnexions électriques. Ces dernières dissipent une grande partie de l'électricité consommée sous forme d'effet Joule, ce qui nécessite l'installation de systèmes de refroidissement supplémentaires et contribue en grande partie à l'utilisation des ressources énergétiques. L'augmentation des fréquences de fonctionnement de ces systèmes est de plus limitée par l'augmentation prohibitive de la dissipation thermique et de la consommation. L'utilisation d'interconnexions optiques permettrait non seulement de supprimer la dissipation de

chaleur et les limites sur la fréquence de travail qui s'ensuivent, mais aussi de profiter des avantages des communications optiques, notamment le multiplexage en longueurs d'onde.

Dans ce contexte, le développement de la photonique intégrée a permis la réalisation de solutions optiques sur puce aux longueurs d'onde des télécommunications. Ces dispositifs intégrés offrent à la fois une consommation énergétique réduite par rapport à leurs équivalents discrets, et une compacité, robustesse et stabilité accrues. L'utilisation de procédés de fabrication proches de ceux de la micro-électronique permet aussi leur fabrication à grande échelle à moindre coût. Les fonctions réalisables sur puce aujourd'hui comprennent, entre autres, guides d'onde, multiplexeurs, modulateurs ou encore photo-détecteurs. En combinant ces briques élémentaires, il est possible de réaliser des circuits photoniques intégrés (PIC, *Photonic Integrated Circuits*) complexes réalisant les fonctions nécessaires à la transmission à haut-débit et au routage de l'information sans avoir recours à l'électronique. Ces circuits photoniques pourraient tirer profit, pour certaines applications, de sources compactes de trains d'impulsions réguliers (pour la récupération d'horloge, le multiplexage temporel, ...) et de peignes de modes stables et réguliers (pour le multiplexage en longueur d'onde, ...). Les lasers impulsionnels exploitant le blocage de modes peuvent répondre à ces deux besoins de manière efficace dans un dispositif intégré sur puce. Ces derniers sont généralement composés d'un laser multimode et d'un système de mise en phase du peigne de mode (le plus souvent un absorbant saturable). Cependant, les performances de ces lasers sont fortement corrélées à la longueur de leur cavité, ce qui complexifie leur miniaturisation. Ainsi, les dispositifs réalisés aujourd'hui ont une longueur de cavité qui reste importante du point de vue de l'intégration (de l'ordre du mm au cm en fonction de la fréquence de répétition visée).

En réduisant la vitesse de propagation de la lumière, accédant à un régime dit de « lumière lente », il est possible de maintenir une grande longueur effective dans une cavité compacte sans altérer les performances du laser à blocage de modes. Les Cristaux Photoniques (CP) sont justement connus pour leur capacité à contrôler la propagation de la lumière, et en particulier, à générer des modes optiques lents. Les CP 2D membranaires, formés d'un réseau périodique de trous d'air réalisés dans une couche de semi-conducteur III-V, ont ainsi permis la réalisation de lasers compacts à très bas seuil, intégrés sur puce. Ce type de composants fonctionne cependant en régime continu ou modulé à quelques dizaines de GHz seulement. L'utilisation des CP et de l'ingénierie de dispersion de modes optiques dans des cavités compactes constitue pourtant une voie intéressante pour réaliser des lasers à blocage de modes miniaturisés et intégrés.

L'objectif de cette thèse était justement d'étudier les opportunités offertes par les CP membranaires dans ce contexte. Si notre étude n'est pas allée jusqu'au démonstrateur final d'un laser

impulsionnel à blocage de modes, nous avons cependant évalué les performances de cette approche d'un point de vue théorique, mais aussi expérimental. Le travail de conception a donné lieu à des cavités optimisées exploitant la lumière lente, qui ont ensuite été réalisées à l'INL et caractérisées optiquement par différentes méthodes. Par ailleurs, la géométrie étudiée, qui combine une membrane active de matériau III-V reportée sur silice, se prête à la future intégration d'un absorbant saturable (le graphène, par exemple) pour réaliser un laser pulsé compact et intégré sur puce émettant à $1,55\ \mu\text{m}$. Les cavités fabriquées, de $50\ \mu\text{m}$ de longueur, pourraient supporter la génération d'impulsions picosecondes avec des fréquences de répétition de l'ordre de la centaine de GHz. À la suite des résultats expérimentaux, les limites de cette approche sont également discutées.

Pour présenter les résultats obtenus, cette thèse est découpée en quatre chapitres.

Le premier chapitre résume les progrès effectués vers l'intégration de dispositifs photoniques et de lasers pulsés sur puce. Différentes méthodes pour générer des impulsions seront présentées, et le fonctionnement du blocage de modes sera détaillé.

Le deuxième chapitre présente mon travail de conception des cavités à CP optimisées par simulation pour répondre au cahier des charges imposé. Après de brefs rappels sur les CP et les cavités allongées utilisées dans cette thèse, l'ingénierie de dispersion de modes optiques, au cœur de l'approche proposée, est présentée. Ce travail de conception a permis d'optimiser la largeur spectrale d'une bande linéaire peu dispersive et à faible vitesse de groupe dans les CP sur membrane d'InP reportée sur silice. Les caractéristiques des cavités ainsi optimisées, et en particulier l'origine des pertes optiques des modes de cavités générés, seront étudiées.

Le troisième chapitre résume les méthodes de fabrication et de caractérisation qui seront utilisées pour réaliser et tester les cavités issues du travail de conception. Les procédés de fabrication seront exposés en mettant en évidence leurs implications vis-à-vis des mesures effectuées par la suite. Le fonctionnement des différentes méthodes de caractérisation optique employées sera notamment expliqué et les méthodes utilisées pour extraire les informations recherchées sur les cavités seront développées.

Finalement, le chapitre 4 présente les résultats de caractérisation obtenus sur les cavités réalisées. Les modes observés seront identifiés par leurs caractéristiques spectrales, mais aussi par leur position dans la structure de bande et leur profil spatial d'intensité. La dispersion du mode d'intérêt sera étudiée pour révéler la présence de la bande linéaire à faible vitesse de groupe telle qu'issue du travail de conception. La capacité de l'ingénierie de dispersion à contrôler l'indice de groupe de cette bande linéaire sera également évaluée. Finalement, les limites de l'approche liées aux effets du désordre dans le CP induit par la fabrication seront

discutées vers la fin de ce chapitre.

En conclusion, les opportunités offertes par cette approche pour la réalisation de micro-lasers impulsionnels sur puce, mais également ses limites, seront discutées. Finalement, quelques perspectives qui pourraient faire l'objet d'études supplémentaires à la suite de ce travail seront exposées.

Chapitre 1

Vers l'intégration des lasers pulsés

Sommaire

1.1 La photonique intégrée sur puce	6
1.1.1 Les circuits photoniques intégrés	6
1.1.2 Intégration hétérogène de milieux à gain sur silicium	8
1.1.3 Les micro-lasers intégrés	9
1.2 Méthodes pour la génération d'impulsions	11
1.2.1 Application des trains d'impulsions	11
1.2.2 Q-switching	12
1.2.3 Blocage de modes	13
1.3 Blocage de modes	14
1.3.1 Principe	14
1.3.2 Caractéristiques du peigne généré	15
1.3.3 Techniques de mise en phase du peigne de modes	18
1.3.4 Intégration d'absorbants saturables sur puce	19
1.4 Intégration des lasers à blocage de modes	22
1.5 Architecture proposée	26
1.6 Conclusion	28
1.7 Références	28

Ce chapitre présente les développements de la photonique intégrée et les efforts déployés pour intégrer une source laser sur puce. Je donnerai également un aperçu des applications plus spécifiques offertes par la réalisation de lasers pulsés intégrés ainsi que les progrès effectués vers leur intégration. Parmi les méthodes de génération d'impulsions, le blocage de mode présente des avantages certains pour les applications dans les technologies de l'information. Son principe de fonctionnement est présenté afin d'en déduire les liens qui existent entre les caractéristiques de la cavité laser et les performances du train d'impulsion émis. En particulier, la longueur de la cavité généralement exploitée pour ces composants limite fortement les perspectives de miniaturisation des lasers à blocage de modes intégrés tels qu'ils sont réalisés aujourd'hui. Finalement, l'approche proposée dans cette thèse pour contourner cet obstacle et réduire la taille de la cavité d'environ un ordre de grandeur à performances égales sera présentée.

1.1 La photonique intégrée sur puce

1.1.1 Les circuits photoniques intégrés

La photonique intégrée a connu ses premiers développements avec la photonique sur InP, matériau III-V émetteur de lumière, avant de connaître une forte progression grâce à l'essor de la photonique sur silicium [1]. Cette dernière peut en effet profiter des avancées de l'industrie électronique avec qui elle partage le même matériau de base et des procédés de fabrication similaires [2], tout en étant compatible avec l'utilisation des longueurs d'onde des télécommunications (1,55 μm). Diverses fonctions élémentaires ont ainsi pu être réalisées sur puce [1, 2] : guides d'onde [3, 4], modulateurs [5], photo-détecteurs, multiplexeurs, ou auto-corrélateurs [6] entre autres. En particulier, le fort contraste d'indice entre la silice et le silicium sur plateforme SOI est bien adapté à la réalisation de guides d'onde et résonateurs à fort confinement, ouvrant la voie à l'intégration de fonctions optiques compactes avec, potentiellement, une forte densité d'intégration. Ces dispositifs intégrés présentent de nombreux avantages comparés à leurs homologues discrets, notamment en termes de consommation, de compacité, de robustesse, de stabilité et de fréquence de fonctionnement atteignable (quelques dizaines, voire centaines de GHz [2]). La figure 1.1 montre un exemple de puce intégrant différentes fonctions photoniques (modulateurs, photodiodes, guides d'onde, coupleurs d'entrée/sortie, ...) réalisable avec les technologies actuelles. Le guide d'onde représente le composant le plus élémentaire d'une puce photonique. Il permet non seulement de relier les différents composants photoniques de la puce, mais aussi de réaliser les fonctions plus complexes (résonateurs, modulateurs, ...). En

fonction de l'application visée [1], leurs pertes peuvent être de l'ordre de $1 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ (guides « *strip* » pour la transmission de données sur puce) à moins de $0,1 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ (guides « *rib* » pour la réalisation de résonateurs à fort facteurs de qualité par exemple [4]). Malgré leur confinement optique plus faible, ces derniers permettent d'atteindre des rayons de courbure de l'ordre de quelques dizaines de μm avec des pertes relativement faibles ($0,1 \text{ dB}/90^\circ$) [3].

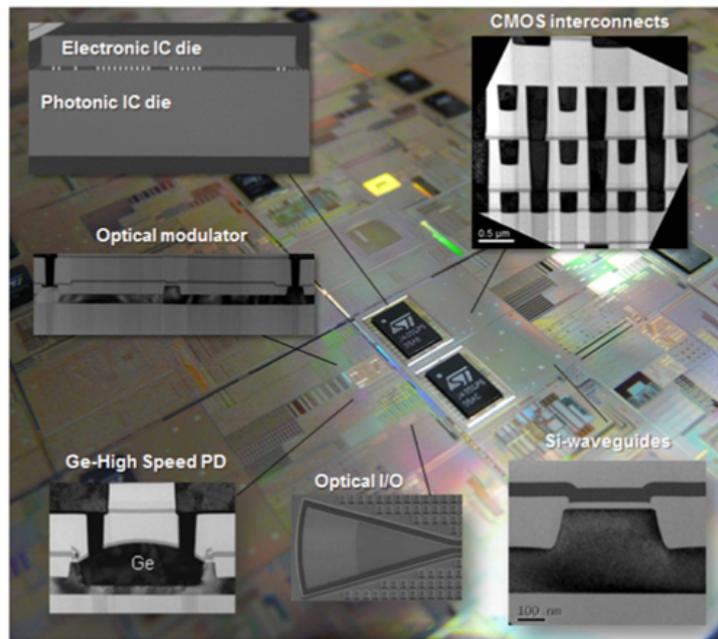


FIGURE 1.1 – Exemple de puce co-intégrant dispositifs photoniques (modulateurs, photodiodes, guides d'onde, coupleurs d'entrée/sortie, ...) et électroniques [2].

En combinant ces briques élémentaires sur un PIC, des fonctions plus avancées peuvent être réalisées. En particulier, la convergence des systèmes électroniques et photoniques permettrait de profiter à la fois de la grande densité d'intégration des transistors et de la vitesse de traitement des composants optiques. Les interconnexions représentent notamment une grande partie de la consommation électrique des serveurs informatiques [7]. Le développement des interconnexions optiques permettrait de réduire l'empreinte énergétique de ces systèmes tout en permettant l'augmentation de leurs capacités. SUN *et al.* [8] ont réalisé en 2015 un démonstrateur composé d'un micro-processeur et d'une mémoire électronique relié par un système d'interconnexions optiques constitué de composants intégrés sur puce et fabriqués par IBM à l'aide de procédés de fabrication CMOS standards.

Grâce à l'exploitation des effets non-linéaires et à l'intégration de matériaux adaptés, des dispositifs permettant le traitement tout-optique de l'information peuvent également être réalisés sur puce [6, 9]. Ces derniers permettent d'accéder à des fréquences de travail bien plus élevées que les dispositifs électro-optiques (quelques centaines de GHz voire quelques THz).

Les avancées dans ce domaine ont abouti à la réalisation de portes logiques optiques, mais aussi de systèmes de multiplexage/démultiplexage ou de régénération de signal entre autres.

Finalement, SHEN *et al.* [10] ont démontré la réalisation d'un réseau de neurones artificiels profond basé sur l'utilisation d'interféromètres Mach-Zehnder intégrés sur puce. Il a pu être entraîné à la reconnaissance de voyelles avec des taux de réussite similaires à un réseau électronique équivalent. Ce réseau optique pourrait potentiellement fonctionner à des fréquences deux ordres de grandeur plus élevées (quelques centaines de GHz).

Parmi les différentes fonctions intégrées sur puce, la question de la source lumineuse est primordiale. Les systèmes précédents nécessitent en effet une source optique pour les alimenter. Si certaines démonstrations utilisent pour le moment une source externe [8], un certain nombre d'acteurs en photonique silicium envisagent l'intégration de lasers sur puce. Cette solution offre un certain nombre d'avantages en termes de robustesse, potentielle stabilité et compacité du système. Si les résonateurs font partie des éléments de base réalisables en photonique silicium, l'intégration d'un milieu à gain est plus complexe.

1.1.2 Intégration hétérogène de milieux à gain sur silicium

Le gap indirect du silicium rend l'émission de lumière très inefficace dans les PIC silicium. Pour contourner ce problème, des approches hybrides combinant une couche passive en silicium à une couche active en matériaux III-V, par exemple, ont été développées. Ces matériaux ont non seulement un gap direct, mais aussi une bande interdite électronique permettant une émission autour des longueurs d'onde utilisées dans les télécommunications (entre 1,3 μm et 1,5 μm). Le milieu actif est constitué de Boîtes Quantiques (Quantum Dots – QD), Bâtonnets Quantiques (Quantum Dashes – QDash) ou Puits Quantiques (Quantum Wells – QW) permettant de générer efficacement des photons.

Les techniques les plus courantes consistent à épitaxier la couche III-V active sur un substrat d'InP ou de GaAs, puis à la reporter sur la puce silicium. Le report peut être mis en œuvre grâce au collage moléculaire [11–13] ou à l'utilisation d'un polymère adhésif tel que le benzocyclobutène (BCB) [11, 14–16]. Plus récemment, des méthodes permettant l'épitaxie directe de membranes III-V à boîtes quantiques sur silicium ont également été mises au point [17–20]. La lumière générée dans la couche III-V est par la suite couplée au PIC silicium situé en-dessous par couplage évanescent. Des sections de couplage permettent de minimiser les pertes lors du transfert de l'onde de la couche passive vers la couche active. La figure 1.2 donne une représentation schématique d'une telle section [21]. Finalement, une solution alternative consiste à réaliser à la fois les fonctions actives et passives sur un circuit intégré à base d'InP [22].

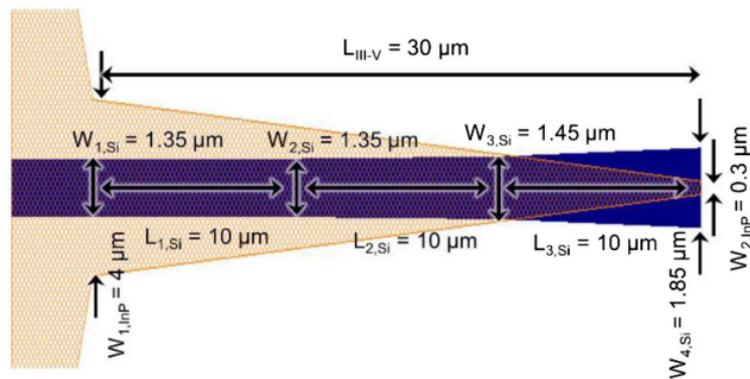


FIGURE 1.2 – Représentation schématique d'une section de couplage entre un guide d'onde dans la couche de silicium et une section d'amplification réalisée dans la couche III-V [21]. Le guide silicium est représenté en bleu et le guide III-V en orange.

Toutes ces techniques ont abouti à l'intégration de milieux à gain efficaces sur des puces photoniques le plus souvent hybrides et ont conduit au développement de micro-lasers intégrés.

1.1.3 Les micro-lasers intégrés

La photonique requiert des rayonnements monochromatiques et cohérents pour les applications en télécommunications notamment, ce qui fait des lasers une source de lumière privilégiée. L'effet laser repose sur la combinaison de trois briques élémentaires : un milieu à gain, son système de pompage et un système de rétroaction optique tel qu'une cavité. Les techniques d'intégration hétérogène évoquées ont permis de bénéficier des propriétés électroniques des matériaux III-V pour créer des émetteurs efficaces sur puce. Dans le cadre de l'intégration sur PIC, le pompage électrique est la solution la plus adaptée pour apporter l'énergie au milieu à gain et permettre une interface avec les composants optoélectroniques du circuit. La photonique propose de nombreux types de résonateurs : micro-anneaux, micro-disques, ou encore cavités linéaires de type Fabry-Pérot. La figure 1.3 regroupe des exemples de lasers intégrés, pompés électriquement, dont la sortie est couplée à un guide passif dans la membrane de silicium. Les lasers présentés dans cette section fonctionnent en régime d'émission continue ou en modulation directe. La modulation directe consiste à faire varier l'alimentation du laser (par exemple, l'intensité électrique ou la tension appliquée) afin de modifier l'intensité optique à sa sortie [23]. Dans le cas des diodes laser, elle permet de générer directement un signal modulé jusqu'à des fréquences de quelques dizaines de GHz pour transmettre l'information [24–27].

Les lasers à CP membranaires permettent de réaliser des dispositifs très compacts. Démontrés pour la première fois en 1999 [29], ils ont depuis franchi de nombreuses étapes vers leur

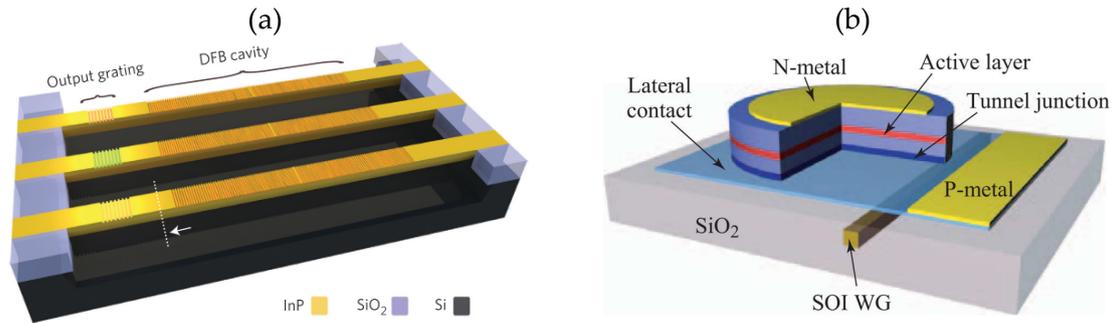


FIGURE 1.3 – Exemples de lasers intégrés basés sur différents types de résonateurs : (a) Guide d'onde [17], (b) micro-disque [28].

intégration sur puce. Tout d'abord, l'utilisation d'hétérostructures reportées sur substrat de silice a permis le fonctionnement à température ambiante [30] en pompage optique pulsé. Le passage du pompage optique au pompage électrique [27, 31, 32] a supprimé le besoin d'une source laser externe. Ces lasers ont pu être couplés à des PIC par couplage évanescent à un guide silicium situé sous le laser [16, 33]. Finalement, la réalisation de lasers à très faibles seuils à température ambiante ($4,8 \mu\text{A}$) a été rendue possible en limitant la zone active à la cavité [26]. Grâce à la modulation directe, ces lasers peuvent de plus permettre la transmission de donnée à haut-débit (10 Gbit/s), tout en limitant la consommation énergétique ($4,4 \text{ fJ/bit}$). Toutes ces avancées permettent aujourd'hui de réaliser des lasers fonctionnant en régime continu à température ambiante, pompés électriquement et capables d'alimenter directement un PIC silicium [34, 35]. La figure 1.4 montre deux exemples de lasers intégrés basés sur les cristaux photoniques 1D (a) et 2D (b).

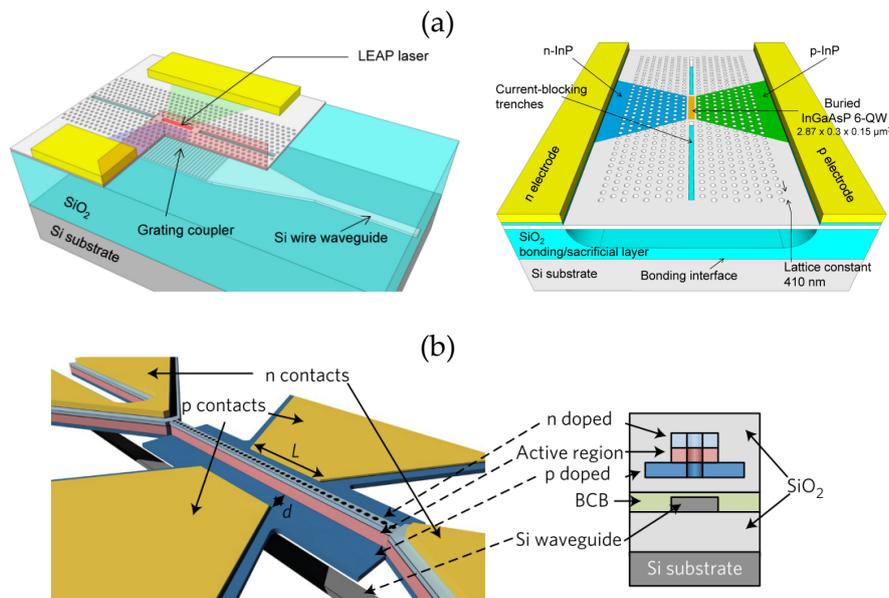


FIGURE 1.4 – Exemples de lasers intégrés hybrides sur silicium basés sur l'utilisation des cristaux photoniques. (a) Cristal photonique 2D [34], (b) cristal photonique 1D [35].

Ainsi, il existe de nombreuses démonstrations de lasers continus intégrés sur puce pouvant être modulés directement pour transmettre de l'information. Cependant, cette technique nécessite un système de modulation externe pour contrôler la pompe. De plus, les fréquences de répétition atteintes sont généralement limitées à quelques dizaines de GHz, et les puissances pics restent de l'ordre de grandeur de la puissance en régime continu [36]. Or de nombreuses applications nécessitent l'utilisation de lasers pulsés pour produire des impulsions courtes et intenses avec des taux de répétition supérieurs à 100 GHz. Ces lasers sont plus complexes à réaliser, mais différentes méthodes sont compatibles avec l'intégration sur PIC.

1.2 Méthodes pour la génération d'impulsions

Les trains d'impulsions peuvent trouver de nombreuses applications dans des domaines aussi variés que la médecine, la spectroscopie, la métrologie ou encore les technologies de l'information. Cette section donne un aperçu de certaines de ces applications avant de décrire brièvement les techniques utilisées pour la génération des trains d'impulsions.

1.2.1 Application des trains d'impulsions

Il existe une variété de méthodes permettant de générer des trains d'impulsions stables et réguliers, notamment divers types de lasers à blocage de modes et la génération de peigne de fréquence à l'aide d'effets non-linéaires. La figure 1.5 classe ces différentes méthodes en fonction des plages de fréquences de répétition et de largeurs spectrales accessibles. Ces techniques correspondent le plus souvent à des lasers discrets (par opposition aux lasers intégrés) et parfois encombrants (Ti : saphir). On trouve en particulier les lasers à blocage de modes à semi-conducteurs (dimensions centimétriques), dont les fréquences de répétition s'étendent de quelques GHz à plusieurs centaines de GHz. La génération de peignes de fréquences dans des micro-résonateurs en anneaux à très fort facteur de qualité utilise un élément compact et donne accès à des largeurs spectrales élevées qui dépassent l'octave (donc fournissent potentiellement des impulsions courtes). Cependant, contrairement aux diodes laser alimentés électriquement, les peignes de fréquence sont délicats à stabiliser et nécessitent un laser de pompe difficile à intégrer, même si des efforts technologiques récents sont effectués dans ce sens.

Les trains d'impulsions peuvent trouver de nombreuses applications, qui peuvent être basées sur l'utilisation des impulsions dans le domaine temporel, ou du peigne de fréquences correspondant dans le domaine fréquentiel. Les fréquences de répétition atteintes donnent accès à différents domaines d'application [38]. En spectroscopie, par exemple, l'utilisation de deux

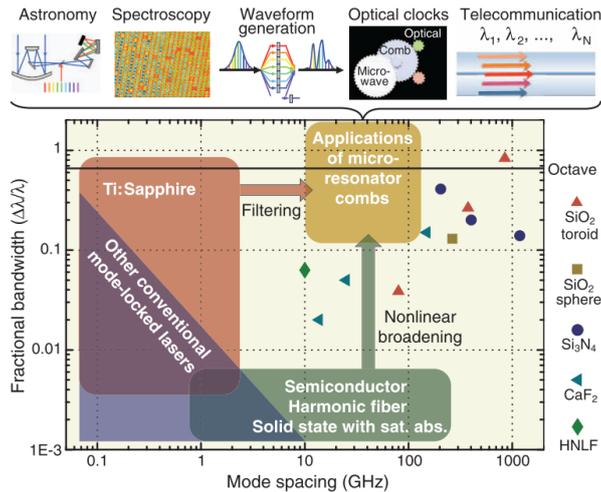


FIGURE 1.5 – Panorama des différentes méthodes de génération de trains d'impulsions. Chaque méthode permet de couvrir des plages de largeurs spectrales et de taux de répétition différentes [37].

peignes de fréquences (*dual-comb spectroscopy*) de faibles fréquences de répétition (<1 GHz) permet de mesurer des spectres d'absorption à haute résolution [39]. Dans le domaine des technologies de l'information, les trains d'impulsions offrent de nombreuses applications. L'utilisation de deux trains d'impulsions à faibles fréquences de répétition (100 MHz) permet par exemple de mettre en œuvre l'échantillonnage optique (ou *optical sampling*) pour la conversion analogique/numérique à haute fréquence [40]. Grâce au multiplexage en longueur d'onde, chaque dent du peigne peut être exploitée comme canal de transmission de données. Chaque canal est modulé séparément puis combiné en un signal capable de supporter des débits de l'ordre de la centaine de Gbit/s [41, 42], voire au-delà du Tbit/s [19]. Ces applications s'appuient généralement sur des taux de répétition de l'ordre de la dizaine de GHz. Finalement, les fréquences de répétition les plus élevées (>100 GHz) peuvent alimenter des puces de traitement tout-optique de l'information exploitant les effets non-linéaires pour atteindre des débits potentiels proches du Tbit/s [9, 43].

Parmi les méthodes utilisées les plus courantes pour générer des trains d'impulsions laser, le *Q-switching* et le blocage de modes apparaissent comme les plus facilement transposables à la réalisation de lasers pulsés intégrés.

1.2.2 Q-switching

Le *Q-switching* repose sur la modulation des pertes de la cavité (et de son facteur de qualité Q) pour générer des impulsions intenses. Les pertes dans la cavité sont maintenues à un niveau élevé pour permettre d'atteindre de fortes inversions de population, puis brutalement réduites afin de relâcher l'énergie accumulée dans le milieu à gain sous la forme d'une impulsion courte

et intense [23].

Bien que le *Q-switching* requière généralement l'ajout d'un modulateur actif dans la cavité, un absorbant saturable peut également être utilisé : on parle alors de *Q-switching* passif. Cela permet de s'affranchir d'un oscillateur externe pour piloter le modulateur. YU *et al.* [44] ont proposé un laser pulsé compact à CP ($<10\ \mu\text{m}$) dont le fonctionnement s'apparente au *Q-switching* passif. La figure 1.6a montre un schéma du dispositif, constitué d'un guide à CP fermé à gauche par un miroir classique et à droite par un miroir résonant basé sur une cavité H0. En pompant uniquement le défaut linéaire du guide à CP, des impulsions sont formées grâce à l'absorption saturable des QD dans la cavité H0. Le train d'impulsions généré a une fréquence de répétition de l'ordre de quelques GHz et dépend de la puissance du pompage optique. Les caractéristiques des impulsions sont évaluées à ≈ 15 ps de durée et 1,2 mW de puissance pic.

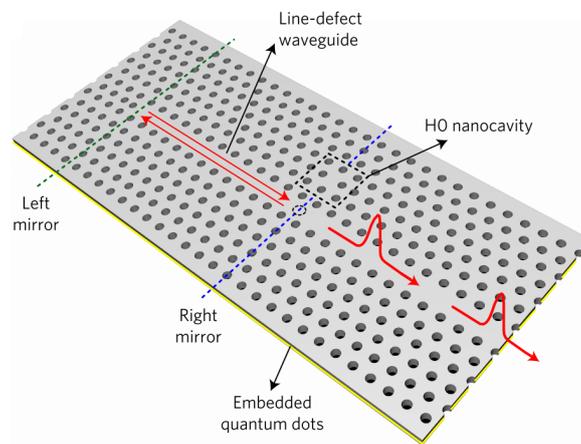


FIGURE 1.6 – Laser exploitant un miroir à résonance de Fano et l'absorption saturable de boîtes quantiques non pompées pour atteindre un régime pulsé proche du *Q-switching* passif [44].

Le *Q-switching* permet ainsi d'atteindre des puissances pics beaucoup plus élevées qu'en régime continu et de générer des impulsions courtes (de la ns jusqu'à ≈ 10 ps) à des fréquences de répétition modérément élevées (de quelques GHz à plusieurs GHz).

1.2.3 Blocage de modes

Contrairement aux techniques précédentes, basées sur l'utilisation d'un laser monomode, le blocage de modes (ou *mode-locking*) exploite les interférences entre les différents modes d'un laser multimode [23]. Comme pour le *Q-switching*, il en existe une variante passive, également basée sur l'utilisation d'un absorbant saturable, supprimant potentiellement le besoin de tout dispositif externe.

Le blocage de modes génère des trains réguliers et cohérents [45], composés d'impulsions dont la durée peut être adaptée de quelques dizaines de fs [46] à plusieurs ns [45] en fonction

de l'application visée. Par ailleurs, ils génèrent un peigne de mode stable qui peut être exploité pour la transmission de données à haut débit via le multiplexage en longueur d'onde [19, 41, 42, 47].

La relative simplicité des lasers à blocage de modes, combinée à la qualité du signal généré en font une source privilégiée de trains d'impulsions. La section suivante détaille les principes physiques à l'origine du blocage de modes afin d'en comprendre les propriétés.

1.3 Blocage de modes

Cette section développe le fonctionnement et les caractéristiques du blocage de modes pour étudier la possibilité de créer des lasers pulsés compacts et intégrés sur puce.

1.3.1 Principe

Le blocage de modes repose sur l'exploitation de plusieurs modes lasers pour générer des impulsions. Pour illustrer son fonctionnement, considérons une cavité Fabry-Pérot de longueur L composée de miroirs parfaits et d'un milieu d'indice de groupe $n_g = \frac{c}{v_g}$ supposé constant. On a alors :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \Leftrightarrow \omega(k) = \omega_0 + v_g k \Leftrightarrow \nu(k) = \nu_0 + \frac{kc}{2\pi n_g}$$

Les modes sont gouvernés par les conditions aux limites de champ nul au niveau des miroirs, qui imposent les valeurs admissibles pour le vecteur d'onde :

$$k_p = p \frac{\pi}{L}$$

La fréquence des modes est ainsi donnée par la formule suivante :

$$\nu_p = \nu(k_p) = \nu_0 + p \frac{c}{2n_g L}, \text{ où } p \text{ est l'ordre du mode}$$

Ce qui correspond à un peigne de modes équidistants d'Intervalle Spectral Libre (ISL) exprimé en fréquence :

$$\Delta\nu_{ISL} = \nu_p - \nu_{p-1} = \frac{c}{2n_g L}$$

En considérant un milieu actif dont le gain s'étend sur une bande passante $\Delta\nu$, le nombre de modes de cavité pouvant émettre simultanément vaut $N = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{ISL}} \propto n_g L \times \Delta\nu$. Les phases de ces modes sont *a priori* distribuées aléatoirement, et le signal de sortie du laser correspondant

est continu. Sa puissance moyenne correspond à la somme des puissances émises par chaque mode.

En revanche, si les modes de la cavité sont en phase, un nouveau phénomène intervient : le « blocage de modes ». La figure 1.7 présente l'évolution de l'intensité du signal de sortie en fonction du temps, obtenue en sommant 2, 4 puis 10 modes successifs de la cavité, en gardant la phase constante. Pour un seul mode, cette intensité est constante. Pour deux modes, un phénomène de battement apparaît : l'intensité de sortie du laser est modulée par une enveloppe sinusoïdale. La fréquence du battement est liée à l'ISL de la cavité. En additionnant des modes supplémentaires, l'intensité se concentre près des maxima du battement pour former des impulsions de plus en plus courtes et intenses. Le blocage de mode est en réalité une extension du phénomène de battement entre deux modes de fréquences proches.

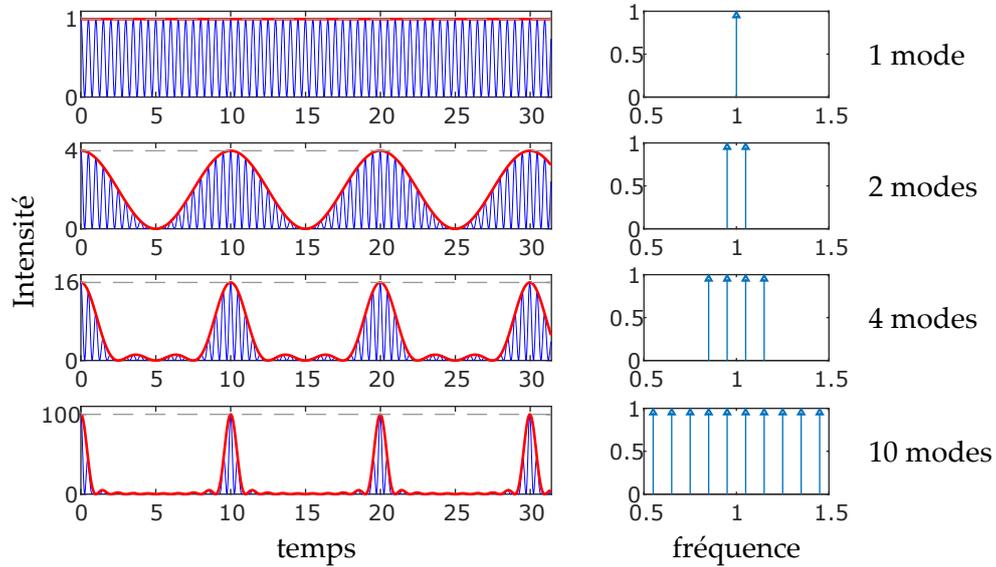


FIGURE 1.7 – Principe du blocage de modes. Des impulsions se forment en additionnant un grand nombre de modes en phase.

1.3.2 Caractéristiques du peigne généré

Pour comprendre les liens qui existent entre le spectre des modes équidistants et le train d'impulsions généré, le spectre de la cavité peut être modélisé de la manière suivante :

$$S = [\Pi_{\Delta\nu_{ISL}} \times F_{env}] * \left(\frac{\delta_{\nu_0} + \delta_{-\nu_0}}{2} \right) \quad (1.1)$$

$$\text{avec } \Pi_{\Delta\nu_{ISL}} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta_{n \times \Delta\nu_{ISL}} \quad (1.2)$$

Le peigne de Dirac $\Pi_{\Delta\nu_{ISL}}$ modélise l'ensemble des modes de la cavité, tandis que F_{env} représente l'enveloppe du spectre. Le résultat est ensuite convolué par les impulsions de Dirac δ_{ν_0} et $\delta_{-\nu_0}$ pour centrer le spectre autour de la fréquence ν_0 . Le signal temporel correspondant peut alors être calculé à l'aide de la Transformée de Fourier (TF) inverse. En exploitant les propriétés de la TF et le fait que $\text{TF}[\Pi_T] = (1/T)\Pi_{1/T}$, il est possible de démontrer que le signal temporel correspondant est effectivement un train d'impulsions :

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \text{TF}^{-1}[S] = \text{TF}^{-1}[\Pi_{\Delta\nu_{ISL}} \times F_{env}] \times \text{TF}^{-1}\left[\frac{\delta_{\nu_0} + \delta_{-\nu_0}}{2}\right] \\
 &= \cos(2\pi\nu_0 t) \left(\text{TF}^{-1}[\Pi_{\Delta\nu_{ISL}}] * \text{TF}^{-1}[F_{env}] \right) \\
 &= \frac{1}{\Delta\nu_{ISL}} \cos(2\pi\nu_0 t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (\delta_{n/\Delta\nu_{ISL}} * f_{env})(t) \text{ (avec } f_{env} = \text{TF}^{-1}[F_{env}]) \\
 E(t) &= \frac{1}{\Delta\nu_{ISL}} \underbrace{\cos(2\pi\nu_0 t)}_{\text{porteuse}} \underbrace{\sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_{env}(t - n/\Delta\nu_{ISL})}_{\text{train d'impulsions}} \tag{1.3}
 \end{aligned}$$

La relation 1.3 montre que le champ se décompose en une porteuse modulée par un train d'impulsion de fréquence de répétition $f_{rep} = \Delta\nu_{ISL}$. L'enveloppe des impulsions est donnée par la TF inverse de l'enveloppe du spectre : $f_{env} = \text{TF}^{-1}[F_{env}]$. La relation entre largeurs permet ainsi d'évaluer la durée des impulsions Δt_{imp} en fonction de la largeur du spectre $\Delta\nu$: $\Delta t_{imp} \geq 1/\Delta\nu$.

Afin de faire apparaître explicitement la largeur spectrale dans le train d'impulsion généré, considérons la fonction $F_u(\nu) = F_{env}(\Delta\nu \times \nu)$, obtenue en comprimant spectralement l'enveloppe spectrale F_{env} de façon à obtenir une largeur spectrale unitaire. On peut alors réexprimer l'enveloppe des impulsions f_{env} en fonction de $f_u = \text{TF}^{-1}[F_u]$:

$$F_{env}(\nu) = F_u(\nu/\Delta\nu) \xrightarrow{\text{TF}^{-1}} f_{env}(t) = \Delta\nu f_u(\Delta\nu t) \tag{1.4}$$

L'équation 1.3 peut alors se réécrire sous la forme :

$$E(t) = \underbrace{\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{ISL}}}_{=N} \cos(2\pi\nu_0 t) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_u(\Delta\nu(t - n/\nu_0)) \tag{1.5}$$

F_u et f_u ne dépendant pas de la largeur spectrale du peigne de mode, la relation 1.5 permet de mettre en avant que la valeur maximale de l'amplitude du champ est proportionnelle au nombre de modes (défini par $N = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{ISL}}$). Ainsi, la puissance pic est proportionnelle au carré

du nombre de modes. Cela traduit le fait que la puissance totale est concentrée dans des impulsions de plus en plus courtes.

Le phénomène de blocage de mode peut s'interpréter de manière équivalente dans le domaine temporel. En régime de blocage de mode, une impulsion se propage dans la cavité. Lors de la réflexion sur le miroir de sortie, une partie de son énergie est transférée à l'extérieur de la cavité, ce qui correspond à l'émission d'une impulsion. Cet événement se reproduit après chaque aller-retour de l'impulsion dans la cavité. La vitesse de l'impulsion étant définie par l'indice de groupe du milieu, le temps nécessaire à cet aller-retour vaut $\Delta t = \frac{2L}{c/n_g}$. On retrouve ainsi la fréquence de répétition $f_{rep} = \frac{c}{2 \times n_g L}$.

Le tableau 1.1 et la figure 1.8 résument les relations obtenues entre les caractéristiques de la cavité optique et de son spectre d'une part, et celles du train d'impulsions généré d'autre part.

Caractéristique du laser	Paramètres
Nombre de modes	$N \propto n_g L \times \Delta\nu$
Puissance pic	$P_{pic} \propto N^2 \propto (n_g L \times \Delta\nu)^2$
Taux de répétition	$f_{rep} = \Delta\nu_{ISL} = c / (2 \times n_g L)$
Durée des impulsions	$\Delta t_{imp} \geq 1 / \Delta\nu$

TABLEAU 1.1 – Relations entre les performances du laser à blocage de modes et les paramètres de la cavité (indice de groupe n_g , longueur de la cavité L , largeur spectrale $\Delta\nu$ du peigne de modes équidistants). $\Delta\nu$ peut être limitée par la dispersion de la cavité ou par le profil spectral du gain.

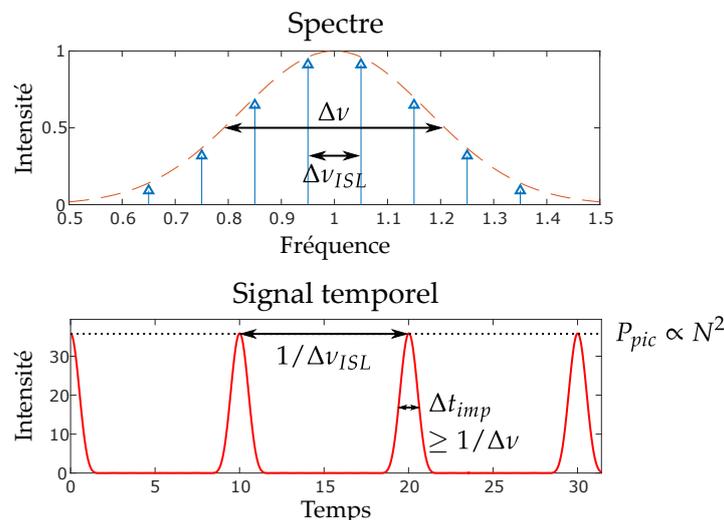


FIGURE 1.8 – Relation entre le spectre du laser et les caractéristiques du train d'impulsion généré.

Le blocage de modes permet ainsi de générer un train d'impulsion en exploitant un peigne de modes équidistants. Pour cela, les modes de la cavité doivent tous émettre en phase. Si le contrôle de la phase des modes n'est pas directement accessible, il existe toutefois des méthodes

permettant de forcer la mise en phase des modes de cavité d'un laser multimode.

1.3.3 Techniques de mise en phase du peigne de modes

Pour permettre à un laser d'atteindre le régime de blocage de mode, il est nécessaire de prévenir l'apparition du régime continu, tout en permettant à une impulsion de s'installer dans la cavité. Ainsi, si le bruit du milieu à gain provoque l'apparition d'une impulsion dans la cavité, cette dernière devra être favorisée par rapport au fonctionnement continu. Dans cet objectif, des systèmes exploitant la régularité et l'intensité des impulsions ont été mis au point. Ces systèmes peuvent être classés en deux catégories : les systèmes actifs et passifs.

Systèmes actifs

Le blocage de modes actif consiste à placer dans la cavité un modulateur accordé à sa fréquence de répétition. La fréquence de modulation peut également être réglée sur un multiple de la fréquence de répétition, ce qui permet à plusieurs impulsions de cohabiter dans la cavité. On parle alors de blocage de mode harmonique.

Ce mode de fonctionnement offre un contrôle efficace de la fréquence de répétition. Cependant, il requiert non seulement l'ajout d'un élément dans la cavité, mais aussi d'un oscillateur électrique pour générer le signal de contrôle du modulateur. Sa complexité le rend peu adapté à l'intégration et à la miniaturisation.

Systèmes passifs

Les systèmes passifs favorisent l'établissement du régime de blocage de mode sans recourir à une source externe. Ils nécessitent généralement l'ajout d'un absorbant saturable dans la cavité : on parle alors de lasers « bi-section » (sections d'amplification et d'absorption séparées spatialement et contrôlées indépendamment). Certains dispositifs, dits « mono-section » exploitent les non-linéarités du milieu à gain lui-même pour atteindre le régime de blocage de modes.

Un absorbant saturable est un matériau dont l'absorption décroît avec l'intensité lumineuse qui le traverse. Or, l'intensité lumineuse pic est N fois plus intense en régime pulsé qu'en régime multimode continu (où N est le nombre de modes en jeu). Ainsi, l'absorbant saturable crée des pertes importantes pour le régime continu, mais devient transparent en régime pulsé. Certains matériaux exhibent naturellement une absorption saturable, tels que le graphène, ou les nanotubes de carbone. Certaines nanostructures présentent également cette propriété

(QD, QDash ou QW), notamment utilisées dans les SESAM (*SEmiconductor Saturable Absorber Mirrors*, soit miroirs absorbants saturables à semi-conducteurs). Il existe aussi des absorbants saturables « artificiels » reposant sur l'utilisation d'autres effets non-linéaires tels que l'auto-focalisation, les miroirs amplificateurs à boucle non-linéaires [45], ou la rotation de la polarisation [48]. Ces absorbants saturables artificiels sont cependant pour la plupart peu adaptés à l'intégration sur puce.

Un absorbant saturable est caractérisé par sa profondeur de modulation (différence d'absorption entre les états initial et saturé), sa puissance de saturation (à la moitié de la profondeur de modulation), son temps de relaxation (à partir duquel l'absorption réapparaît), ou encore ses pertes non-saturables (pertes résiduelles à l'état saturé). En fonction de l'absorbant saturable utilisé, le laser à blocage de modes peut également nécessiter l'introduction de bruit dans la cavité pour démarrer le processus de génération des impulsions [49].

En plaçant l'absorbant saturable au centre d'une cavité symétrique, il est possible de fonctionner en régime de blocage de mode harmonique grâce à la collision d'impulsions. Deux impulsions se propagent alors symétriquement dans la cavité, et leur combinaison en son centre augmente l'intensité dans l'absorbant saturable. Le nombre de modes exploités est cependant divisé par deux par rapport au blocage de mode fondamental.

Les lasers mono-sections présentent un phénomène d'auto-pulsation : des impulsions se forment alors spontanément sans système supplémentaire. Le mélange à quatre ondes est suspecté d'en être à l'origine [50], mais cet effet reste encore mal compris. De plus, les impulsions générées sont généralement très dispersées et en pratique, ne sont pas visibles dans le signal émis [51]. Ces lasers nécessitent donc l'ajout d'une section à dispersion anormale en sortie du laser pour compresser et faire apparaître les impulsions. C'est pourquoi de nombreux lasers à blocage de modes emploient un absorbant saturable.

Cet élément peut être réalisé de différentes manières, dont certaines se prêtent mieux à l'intégration.

1.3.4 Intégration d'absorbants saturables sur puce

Cette section présente quelques candidats présentant une absorption saturable compatibles avec l'intégration sur puce.

Absorbants saturables à semi-conducteurs

Dans les diodes laser bi-section, il est possible d'utiliser le même milieu à gain (QD, QDash, ou QW) en tant qu'absorbant saturable. Contrairement aux sections d'amplification, polarisées électriquement en direct, les sections d'absorbant saturable sont polarisées en inverse pour obtenir de l'absorption. La tension offre un contrôle sur les propriétés d'absorption saturable du milieu à gain (profondeur de modulation, vitesse,...). La figure 1.9 montre un exemple de laser bi-section dont l'amplification et l'absorption saturable sont toutes deux basées sur le même milieu à gain. Deux séries de contacts permettent de contrôler indépendamment les deux sections, qui sont séparées par une section de transition permettant de les isoler électriquement.

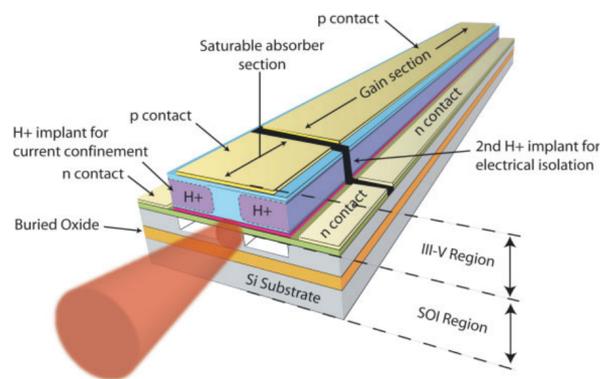


FIGURE 1.9 – Exemple de laser bi-section utilisant les émetteurs de la couche III-V pour le milieu à gain et pour l'absorbant saturable [13].

Matériaux 2D

Les matériaux 2D peuvent aussi présenter un comportement d'absorbant saturable. Le graphène, en particulier, a pu être exploité pour atteindre le régime de blocage de mode autour de 1550 nm dans des lasers fibrés dès 2009 [52, 53]. La largeur spectrale de son absorption lui a permis d'être utilisé à des longueurs d'onde allant de 800 nm [46, 54, 55] à plus de 2 μm [56, 57], voire à plusieurs longueurs d'onde simultanément [58].

Le mécanisme de saturation de l'absorption du graphène est complexe, mais peut être décrite simplement en considérant le blocage de Pauli. La figure 1.10 représente cette vision simplifiée à partir de la structure de bandes électronique du graphène, qui présente un cône de Dirac. Lorsque qu'un photon incident est absorbé, un électron de la bande de valence est transféré vers la bande de conduction. L'électron rejoint ensuite le niveau d'énergie minimale de la bande de conduction par thermalisation, puis la bande de valence par recombinaison électron-trou après un temps. Ces deux phénomènes ont des temps caractéristiques de l'ordre de 100 fs pour la thermalisation et 1 ps pour la recombinaison. Pour une intensité incidente faible, les

électrons se recombinent suffisamment rapidement pour libérer la bande de conduction. À forte intensité, les électrons s'accumulent dans la bande de conduction jusqu'à occuper les niveaux d'arrivée de la transition optique. Les électrons n'ayant plus de niveau disponible dans la bande de conduction, la transition optique et l'absorption du photon incident ne peuvent avoir lieu [53]. Le graphène se comporte alors comme un matériau transparent.

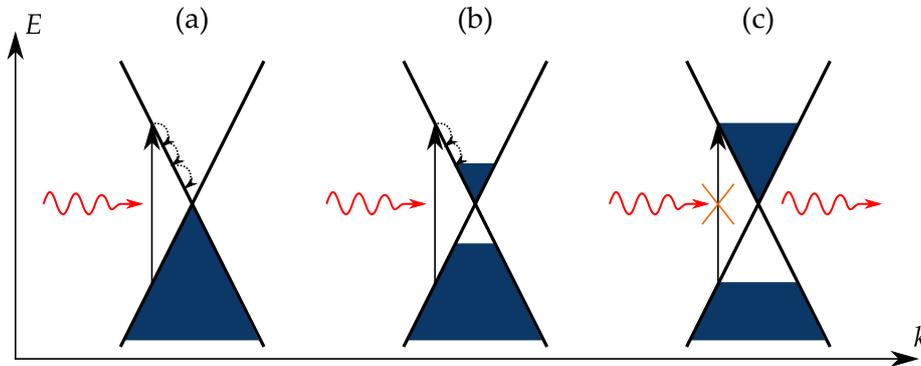


FIGURE 1.10 – Schéma représentant l'absorption saturable du graphène. (a) État initial : le photon incident est absorbé et provoque la transition d'un électron vers la bande de conduction. L'électron rejoint ensuite le bas de la bande par thermalisation. (b) Faible intensité : les électrons relaxent dans la bande de valence par recombinaison. (c) Haute intensité : les électrons s'accumulent dans la bande de conduction, jusqu'à bloquer les transitions optiques.

Les absorbants saturables basés sur le graphène peuvent être classés en deux catégories suivant l'orientation du plan du graphène par rapport au faisceau lumineux avec lequel il interagit : fonctionnement en transmission, ou par interaction évanescente. La figure 1.11 présente des exemples de chaque type. Pour chacun des cas, la forte anisotropie du graphène fait qu'il n'interagit qu'avec la polarisation du champ électrique parallèle au plan de la monocouche.

En transmission, le plan du graphène est placé perpendiculairement à l'axe de propagation des impulsions. Il est généralement placé à la jonction entre deux fibres [52, 53, 59–64] (figure 1.11a), sur un miroir de la cavité (figure 1.11b) [65–70], ou déposé sur une fenêtre pour les lasers en espace libre [46, 54, 56, 57]. Dans ces conditions, l'absorption d'une monocouche de graphène est de 2,3 %, ce qui reste suffisant pour atteindre le blocage de modes.

En interaction évanescente, le plan du graphène est parallèle à l'axe de propagation des impulsions. Ce mode de fonctionnement est spécifique des lasers à guides d'onde, tels que les lasers fibrés. Le graphène est en effet placé dans le champ évanescent du mode guidé. Cela affaiblit les interactions entre les impulsions et le graphène, mais la longueur d'interaction peut être adaptée en conséquence. En pratique, le graphène peut être déposé sur une section de fibre affinée [71–73] (figure 1.11c) ou dénudée [74–76], dans une fibre à cristal photonique [77], ou encore sur un guide d'onde intégré sur puce [78, 79] (figure 1.11d). Cette dernière solution est très intéressante pour l'intégration de lasers à blocage de modes.

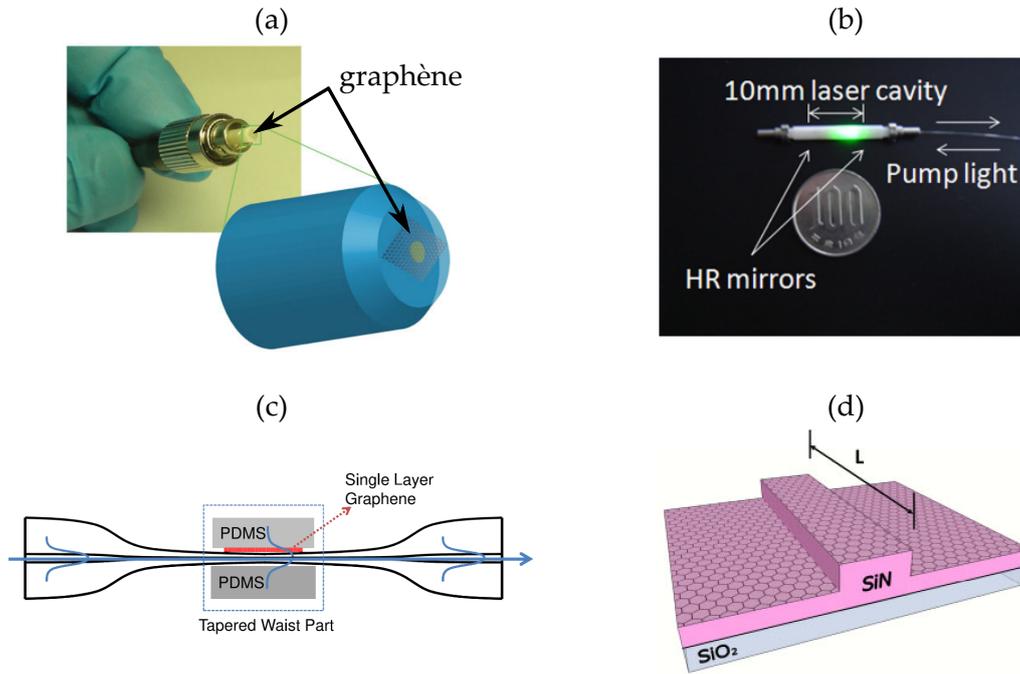


FIGURE 1.11 – Utilisation du graphène dans les lasers à blocage de modes : (a) déposé sur un connecteur de fibre [53], (b) sur un miroir [66], (c) sur une section de fibre affinée [73] ou sur un guide intégré sur puce [79]

Pour conclure, l'approche passive et l'utilisation du graphène en interaction évanescente semble être une piste prometteuse pour la réalisation de lasers à blocage de modes intégrés. Le blocage de mode passif permet de s'affranchir de tout dispositif externe à la cavité, tandis que la géométrie bidimensionnelle du graphène s'accorde parfaitement aux systèmes planaires en optique intégrée sur puce. Malgré tout, l'intégration et la miniaturisation de lasers à blocage de modes reste complexe, notamment à cause du rôle critique de la longueur effective de la cavité.

1.4 Intégration des lasers à blocage de modes

Comme présenté dans la section précédente (tableau 1.1), la longueur effective de la cavité $n_g L$ intervient dans de nombreuses caractéristiques des trains d'impulsions générés par un laser à blocage de modes. En particulier, la fréquence de répétition diminue et la puissance pic émise augmente en ayant recours à des cavités optiques plus longues. Grâce à un indice de groupe relativement élevé ($n_g \approx 3$), les lasers intégrés à semi-conducteurs bénéficient d'une longueur effective deux fois plus élevée que des lasers à fibre de silice de longueur égale, en plus des avantages liés à l'intégration sur puce (compacité, robustesse, stabilité, combinaison à d'autres dispositifs intégrés, ...). L'utilisation du régime de collision d'impulsions permet également de doubler le taux de répétition du laser, à longueur égale [80–82].

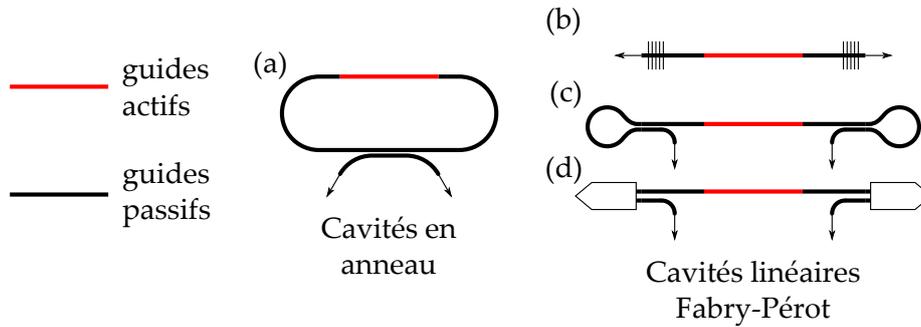


FIGURE 1.12 – Configurations courantes de lasers à blocage de modes intégrés sur puce photonique [21]. (a) Cavité en anneau avec MMI. (b-d) Cavités Fabry-Pérot avec (b) DBR, (c) LM et (d) MIR. Les flèches représentent les canaux de sortie du train d'impulsion. (DBR : miroirs de Bragg, MIR : miroirs interférentiels multimodes, MMI : coupleurs interférentiels multimodes et LM : miroirs à boucle)

Les développements de la photonique intégrée, notamment la capacité à réaliser des guides d'ondes à faibles pertes et des grandes longueurs de cavité, ont permis une progression rapide des lasers à blocage de modes au cours de la dernière décennie. La première étape vers la réalisation de lasers à semi-conducteurs à blocage de modes sur puce fut basée sur l'utilisation de cavités linéaires de type Fabry-Pérot. La cavité est réalisée en clivant la puce perpendiculairement au guide actif (lasers à émission par la tranche). Les miroirs sont alors définis par les facettes clivées de l'échantillon. Cette méthode, bien que relativement simple à mettre en œuvre, ne permet pas de contrôler finement la longueur de la cavité, ni le coefficient de réflexion des miroirs. De plus, le train d'impulsions est émis par la tranche de l'échantillon et quitte la puce. Ces lasers ne peuvent donc pas directement alimenter un circuit photonique intégré. À l'aide des développements de la photonique sur InP puis sur silicium, des lasers exploitant des cavités en anneau (figure 1.12a) et des cavités Fabry-Pérot (figure 1.12b-d) dont la sortie est couplée à un guide passif ont par la suite été mises au point. La zone active (en rouge sur la figure 1.12) comprend les sections d'amplification et l'absorbant saturable, et ne représente généralement qu'une fraction de la longueur totale de la cavité. La plus grande partie est réalisée à partir de guides passifs (en noir) pour ajuster la longueur de la cavité. En pratique, les sections passives sont enroulées en spirale pour minimiser la surface occupée. Les lasers intégrés en anneaux reposent sur l'utilisation de guides de couplage interférentiels multimodes (*MultiMode Interference coupler*, ou MMI, figure 1.12a), tandis que les cavités Fabry-Pérot exploitent des miroirs intégrés dont la transmission peut être ajustée, tels que les miroirs de Bragg [39] (*Distributed Bragg Reflector*, ou DBR, figure 1.12b), les miroirs à boucle [21] (figure 1.12c) ou encore les miroirs interférentiels multimodes [83] (*Multimode Interference Reflector*, ou MIR, figure 1.12d). Dans le cas de l'intégration sur plateforme InP, le laser est couplé à un guide

InP passif situé dans la même couche. Sur plateforme silicium, seule la section à gain est située dans la couche III/V active tandis que le reste de la cavité laser et le guide de sortie sont situés dans une membrane de silicium sous la membrane active. Le mode est transféré entre les deux membranes par couplage évanescent. Différents types de milieux à gain peuvent être utilisés, notamment les QD, les QDash et les QW.

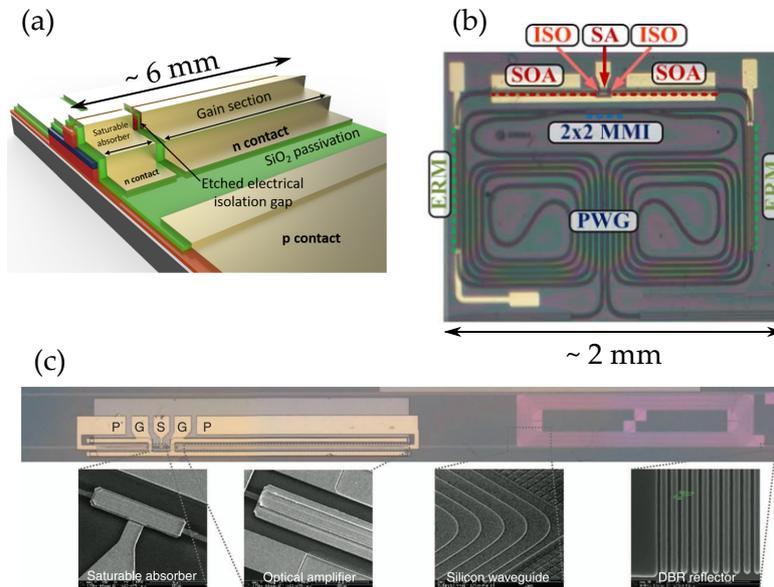


FIGURE 1.13 – Exemples de lasers à blocage de modes à différents stades d'intégration. (a) Laser de type Fabry-Pérot à facettes clivées reporté sur silicium [84]. (b) Laser à cavité en anneau intégré sur plateforme InP [85]. (c) Laser Fabry-Pérot à miroirs de Bragg intégré sur silicium [39].

Le tableau 1.2 regroupe des exemples de lasers à blocage de modes à différents stades d'intégration sur puce. Il inclut à la fois des composants discrets, de type lasers à émission par la tranche (figure 1.13a) mais aussi des composants dont l'émission peut être récupérée sur la puce pour alimenter un circuit photonique (figures 1.13b et c). Les longueurs des cavités varient de plusieurs centaines de μm au cm en fonction de la fréquence de répétition et de l'application visée. La largeur spectrale du peigne de modes généré est généralement de l'ordre du nm ou de la dizaine de nm, ce qui permet d'obtenir des impulsions de l'ordre de la ps. Il faut cependant noter que si les largeurs spectrales sont généralement données à -3 dB, une partie des articles du tableau 1.2 utilisent d'autres définitions (-10 dB [39], voire -20 dB [89]), ou ne précisent pas le critère retenu. Les taux de répétition les plus faibles (<10 GHz) sont généralement destinés aux applications en spectroscopie [39, 80, 93] ou en métrologie (échantillonnage optique [40]). Les taux de répétition intermédiaires (entre 10 GHz et 100 GHz [38]) sont plus adaptés à la transmission de données jusqu'à 4 Tbit/s (multiplexage en longueur d'onde [19, 42, 88, 92] ou temporel [94]) et à la récupération d'horloge [95]. La figure 1.14 montre un exemple de laser à blocage de modes de cette catégorie [92] et le peigne de mode généré. Les 15 modes de

	Plateforme	Gain	Type	Sortie	λ (nm)	L	f_{rep} (GHz)	Δt_{imp}	$\Delta\lambda$ (nm)
[42]	/	QDash/InP	mono-section	FC	1,55	550 μm	82,8	n.c.	12
[86]	/	QDash/InP	mono-section	FC	1,55	120 μm	346	560 fs	8,4
[87]	/	QW/InP	bi-section	FC	1,55	1,07 mm	40	700 fs	n.c.
[19]	/	QD/Si	bi-section	FC	1,3	2 mm	20	5 ps	6,1
[84]	/	QD/Si	bi-section	FC	1,3	6,3 mm	7,3	2 ps	0,97
[88]	InP	QDash/InP	mono-section	DBR	1,55	1 mm	40	n.c.	12
[80]	InP	bulk	bi-section	MIR	n.c.	40,5 mm	1	272 ps	5,47
[82]	InP	QW/InP	bi-section	MIR	1,55	3,78 mm	21,5	350 fs	14
[82]	InP	QW/InP	bi-section	MIR	1,55	3,78 mm	21,5	350 fs	14
[89]	InP	QW	bi-section	MMI	1,55	>6 mm	12	n.c.	42
[90]	InP	QW/InP	bi-section	MMI	1,55	3,78 mm	20	900 fs	11,5
[85]	InP	QW/InP	bi-section	MMI	1,55	33 mm	2,5	9,8 ps	3
[91]	Si	QW/InP	bi-section	MMI	1,55	1,5 cm	5	n.c.	2,5
[91]	Si	QW/InP	bi-section	DBR	1,55	1,5 cm	5	1,5 ps	9
[39]	Si	QW/InP	bi-section	DBR	1,55	37,4 mm	1	7 ps	12
[92]	Si	QD/GaAs	bi-section	DBR	1,3	2,3 mm	102	n.c.	8
[81]	Si	n.c.	bi-section	LM	1,3	4 mm	19	1,9 ps	1,1
[21]	Si	QW/InP	bi-section	LM	1,55	4 mm	20	900 fs	2,96

TABLEAU 1.2 – Caractéristiques de lasers à blocage de modes intégrés avec différentes configurations (FC : facettes clivées, DBR : miroirs de Bragg, MIR : miroirs interférentiels multimodes, MMI : coupleurs interférentiels multimodes et LM : miroirs à boucle). λ représente la longueur d'onde d'émission, L la longueur de la cavité, f_{rep} la fréquence de répétition, Δt_{imp} la durée des impulsions et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale du peigne de modes.

« Ch. 1 » à « Ch. 15 » sont exploités pour transmettre des données par multiplexage en longueurs d'onde autour de 1315 nm (10 Gbit/s par canal). Les fréquences de répétition les plus élevées (>100 GHz) peuvent notamment être utilisées pour des applications à très haut débit de récupération d'horloge [86] ou de transmission de données [94].

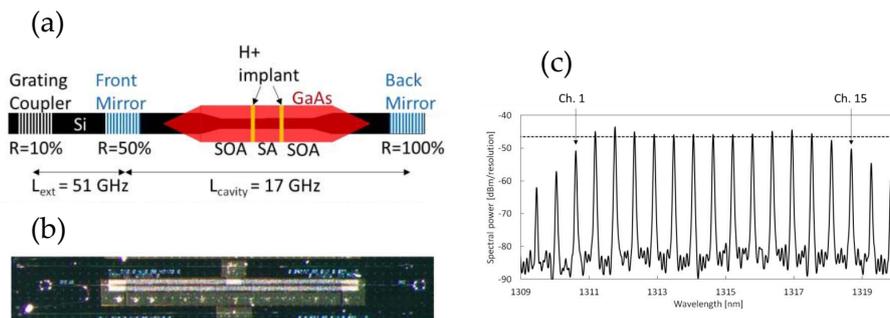


FIGURE 1.14 – Exemple de laser à blocage de modes intégré pour la transmission de données à haut débit [92]. (a) Schéma de la structure. (b) Structure fabriquée observée au microscope optique. (c) Peigne de mode généré.

Les lasers présentés dans cette section exploitent la longueur de la cavité pour contrôler la fréquence de répétition du train d'impulsions ($f_{rep} = c/(2 \times n_g L)$). Cette approche limite intrinsèquement les perspectives de miniaturisation de ces composants laser, notamment pour les fréquences de répétition les plus faibles. Ainsi, s'il existe plusieurs démonstrations de laser

à blocage de modes intégrés basés sur des guides standards, leur longueur ne descend pas en dessous de $500\ \mu\text{m}$ environ (voir le tableau 1.2). Pour réduire l'encombrement des lasers pulsés intégrés, il peut être pertinent d'exploiter l'indice de groupe n_g au-delà de 3,5 pour accroître la longueur effective sans allonger physiquement la taille de la cavité. Les CP et le phénomène de lumière lente offrent justement la possibilité d'atteindre des indices de groupe élevés dans un dispositif intégré. C'est l'approche que j'ai étudiée dans le cadre de cette thèse. Je présente l'architecture associée dans la section suivante.

1.5 Architecture proposée

Dans l'objectif de réaliser un laser pulsé basé sur le blocage de modes émettant à $1,55\ \mu\text{m}$, compact et intégré sur puce, la combinaison d'un CP actif et d'un absorbant saturable pour atteindre un régime de blocage de modes apparaît particulièrement intéressante. Nous proposons d'étudier dans cette thèse les opportunités offertes par les CP pour le contrôle de la dispersion des modes pour atteindre cet objectif. Comme présenté dans la partie 1.3, les principales caractéristiques du train d'impulsions fourni par un laser à blocage de modes, telles que la puissance pic des impulsions et leur durée, sont étroitement liées à la longueur effective de la cavité $n_g L$ (voir le tableau 1.1). Afin de fournir le peigne de modes nécessaire au blocage de modes dans un dispositif compact, l'utilisation de la lumière lente (n_g élevé), qui permet de maintenir une longueur effective élevée dans une cavité courte, devrait compenser, en principe, les effets de la réduction de la taille physique de la cavité sur les caractéristiques des impulsions lumineuses obtenues. Ainsi, grâce à un indice de groupe de l'ordre de 30, environ dix fois plus élevé que celui du guide standard formant typiquement la cavité exploitée dans les composants présentés dans le tableau 1.2, la taille de la cavité pourrait être réduite d'un facteur 10. Si les CP sont connus pour offrir des régimes où la lumière est ainsi ralentie, la dispersion associée à ces modes est généralement très élevée [96]. L'enjeu du travail de conception de la cavité à CP présenté dans le chapitre 2 consiste à utiliser l'ingénierie de dispersion optique dans ces structures pour générer des modes présentant à la fois une faible vitesse de groupe, mais également une dispersion minimale, de façon à entretenir un peigne de modes équidistants sur une largeur spectrale conséquente. La figure 1.15 présente les différents éléments retenus pour l'architecture envisagée, permettant de répondre aux exigences liées à l'utilisation d'une source pulsée intégrée.

L'architecture de cavité proposée dans cette thèse est basée sur une cavité à CP formée dans une hétérostructure constituée d'une membrane active de phosphore d'indium (InP) procurant

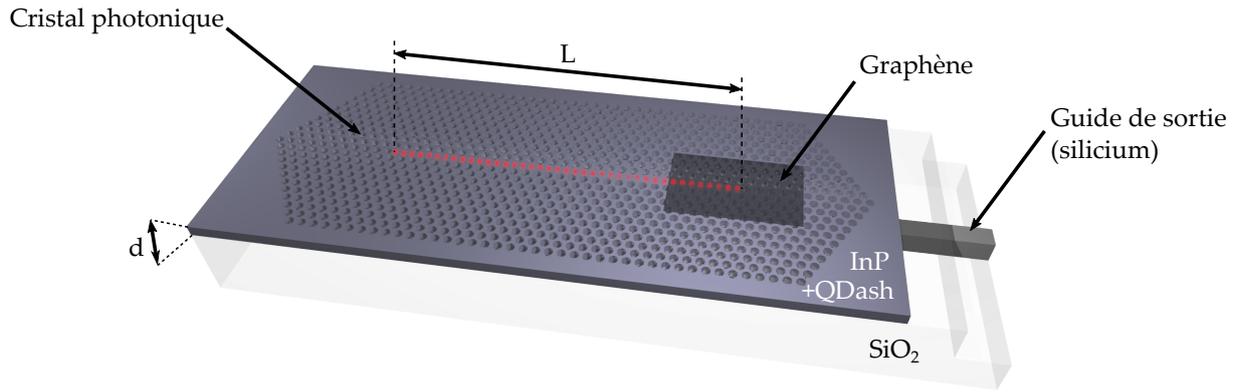


FIGURE 1.15 – Schéma de la structure du laser à blocage de modes, constituée d'une membrane active d'InP d'épaisseur d , reportée sur silice, dans laquelle un CP est gravé. Le gain est assuré par une ou plusieurs couches de boîtes quantiques introduites au centre de la membrane lors de sa croissance par épitaxie.

une émission de lumière vers $1,55 \mu\text{m}$. Cette membrane est reportée sur silice, offrant une structure mécaniquement plus robuste qu'une membrane suspendue, et permettant une meilleure dissipation de la chaleur générée par le laser, ce qui permet son fonctionnement à température ambiante. Cette approche, déjà largement utilisée pour les lasers à CP, permettrait à terme de bénéficier du pompage électrique [26, 27, 32], même si ce dernier n'a pas été étudié dans le cadre de cette thèse. La zone active envisagée devra favoriser un fonctionnement laser multi-mode pour le blocage de modes et présenter une largeur spectrale suffisamment grande pour entretenir un peigne de modes de l'ordre de la dizaine de nanomètres, ce qui permettrait la génération d'impulsions sub-picosecondes.

Ce choix d'architecture apporte également des contraintes supplémentaires sur la conception de la cavité, en particulier, l'asymétrie verticale de la structure, qui a un effet potentiellement néfaste sur les pertes optiques des modes de cavité (voir le chapitre 2). En ce qui concerne l'absorbant saturable pour atteindre le régime de blocage de modes, le graphène semble être un excellent candidat, compatible de par sa nature planaire, avec l'architecture envisagée. L'interaction des modes de cavité a lieu par l'intermédiaire du champ évanescent du mode de membrane. Même si cette thèse n'a pas poussé l'étude jusqu'à l'intégration de graphène avec ces lasers à CP pour le blocage de modes, la géométrie de cavité telle que présentée sur la figure 1.7 et étudiée dans cette thèse pourrait se prêter aisément à cette combinaison, offrant des perspectives pour la réalisation de lasers impulsions intégrés dans le futur. Enfin, l'intégration finale du dispositif dans un circuit pourrait être atteinte en couplant la lumière laser ainsi émise à un guide d'onde silicium positionné en-dessous [16, 33, 34].

1.6 Conclusion

Les progrès de la photonique intégrée ont permis de répondre aux besoins croissants des technologies de l'information. Grâce à l'intégration de diverses fonctions, des PIC adaptés à la transmission de données ou au traitement tout-optique de l'information ont pu être mis au point. La nécessité de trains d'impulsions réguliers et cohérents pour alimenter ces puces dans le cadre de certaines applications, a poussé le développement de sources pulsées intégrées, notamment les lasers à blocage de modes. La longueur de la cavité joue cependant un rôle fondamental dans leur performance, ce qui limite la possibilité de miniaturiser le dispositif. À l'aide des CP et de la lumière lente, le concept proposé permettrait une réduction d'un ordre de grandeur de la taille de la cavité sans affecter la qualité du train d'impulsion généré. Dans la suite du manuscrit, les opportunités associées à l'ingénierie de dispersion dans les cristaux photoniques pour obtenir des régimes à faible vitesse de groupe et sans dispersion sont étudiées théoriquement (chapitre 2) et expérimentalement (chapitre 4) pour la réalisation de lasers multimodes pouvant entretenir un fonctionnement de type blocage de modes.

1.7 Références

- [1] HELKEY, R., A. A. M. SALEH, J. BUCKWALTER et J. E. BOWERS. 2019. «High-Performance Photonic Integrated Circuits on Silicon», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 25, n° 5, doi :10.1109/jstqe.2019.2903775, p. 1–15, ISSN 1077-260X. 6, 7
- [2] THOMSON, D., A. ZILKIE, J. E. BOWERS, T. KOMLJENOVIC, G. T. REED, L. VIVIEN, D. MARRIS-MORINI, E. CASSAN, L. VIROT, J.-M. FÉDÉLI, J.-M. HARTMANN, J. H. SCHMID, D.-X. XU, F. BOEUF, P. O'BRIEN, G. Z. MASHANOVICH et M. NEDELJKOVIC. 2016. «Roadmap on silicon photonics», *Journal of Optics*, vol. 18, n° 7, doi :10.1088/2040-8978/18/7/073003, p. 073 003, ISSN 2040-8978. URL <http://stacks.iop.org/2040-8986/18/i=7/a=073003?key=crossref.4a5bbda045e84b8801eba3e3605b6fb2>. 6, 7
- [3] BRIMONT, A., X. HU, S. CUEFF, P. R. ROMEO, G. S. GIRONS, A. GRIOL, A. ZANZI, P. SANCHIS et R. OROBTCHOUK. 2016. «Low-Loss and compact silicon rib waveguide bends», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 28, n° 3, doi :10.1109/LPT.2015.2495230, p. 299–302, ISSN 10411135. 6, 7
- [4] TRAN, M., D. HUANG, T. KOMLJENOVIC, J. PETERS, A. MALIK et J. BOWERS. 2018. «Ultra-Low-Loss Silicon Waveguides for Heterogeneously Integrated Silicon/III-V Photonics», *Applied Sciences*, vol. 8, n° 7, doi :10.3390/app8071139, p. 1139. 6, 7
- [5] SUN, Z., A. MARTINEZ et F. WANG. 2016. «Optical modulators with 2D layered materials», *Nature Photonics*, vol. 10, doi :10.1038/NPHOTON.2016.15. URL <http://www.nature.com/insis.bib.cnrs.fr/nphoton/journal/v10/n4/pdf/nphoton.2016.15.pdf>. 6
- [6] MONAT, C., C. GRILLET, M. COLLINS, A. CLARK, J. SCHROEDER, C. XIONG, J. LI, L. O'FAOLAIN, T. F. KRAUSS, B. J. EGGLETON et D. J. MOSS. 2014. «Integrated optical autocorrelator based on third-harmonic generation in a silicon photonic crystal waveguide»,

- Nature Communications*, vol. 5, doi :10.1038/ncomms4246. URL <http://www.nature.com/insis.bib.cnrs.fr/articles/ncomms4246.pdf>. 6, 7
- [7] HECK, M. J. R., H.-W. CHEN, A. W. FANG, B. R. KOCH, D. LIANG, H. PARK, M. N. SYSAK et J. E. BOWERS. 2011. «Hybrid Silicon Photonics for Optical Interconnects», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, n° 2, doi :10.1109/JSTQE.2010.2051798, p. 333–346, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/5540250/>. 7
- [8] SUN, C., M. T. WADE, Y. LEE, J. S. ORCUTT, L. ALLOATTI, M. S. GEORGAS, A. S. WATERMAN, J. M. SHAINLINE, R. R. AVIZIENIS, S. LIN, B. R. MOSS, R. KUMAR, F. PAVANELLO, A. H. ATABAKI, H. M. COOK, A. J. OU, J. C. LEU, Y.-H. CHEN, K. ASANOVIĆ, R. J. RAM, M. A. POPOVIĆ et V. M. STOJANOVIĆ. 2015. «Single-chip microprocessor that communicates directly using light», *Nature*, vol. 528, n° 7583, doi :10.1038/nature16454, p. 534–538, ISSN 0028-0836. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature16454>. 7, 8
- [9] MINZIONI, P., C. LACAVALA, T. TANABE, J. DONG, A. E. WILLNER, A. ALMAIMAN et V. TORRES-COMPANY. 2019. «Roadmap on all-optical processing», . 7, 12
- [10] SHEN, Y., N. C. HARRIS, S. SKIRLO, M. PRABHU, T. BAEHR-JONES, M. HOCHBERG, X. SUN, S. ZHAO, H. LAROCHELLE, D. ENGLUND et M. SOLJAČIĆ. 2017. «Deep learning with coherent nanophotonic circuits», *Nature Photonics*, vol. 11, n° 7, doi :10.1038/nphoton.2017.93, p. 441–446, ISSN 1749-4885. URL <http://www.nature.com/insis.bib.cnrs.fr/nphoton/journal/v11/n7/pdf/nphoton.2017.93.pdf><http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nphoton.2017.93>. 8
- [11] ROELKENS, G., L. LIU, D. LIANG, R. JONES, A. FANG, B. KOCH et J. BOWERS. 2010. «III-V/silicon photonics for on-chip and intra-chip optical interconnects», *Laser & Photonics Reviews*, vol. 4, n° 6, doi :10.1002/lpor.200900033, p. 751–779, ISSN 18638880. URL <http://doi.wiley.com/10.1002/lpor.200900033>. 8
- [12] VAN CAMPENHOUT, J., P. ROJO ROMEO, P. REGRENY, C. SEASSAL, D. VAN THOURHOUT, S. VERSTUYFT, L. DI CIOCCIO, J.-M. FEDELI, C. LAGAHE et R. BAETS. 2007. «Electrically pumped InP-based microdisk lasers integrated with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit», *Optics Express*, vol. 15, n° 11, doi :10.1364/OE.15.006744, p. 6744, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-15-11-6744>.
- [13] KOCH, B. R., A. W. FANG, E. LIVELY, R. JONES, O. COHEN, D. J. BLUMENTHAL et J. E. BOWERS. 2009. «Mode locked and distributed feedback silicon evanescent lasers», *Laser and Photonics Reviews*, vol. 3, n° 4, doi :10.1002/lpor.200810033, p. 355–369, ISSN 18638880. 8, 20
- [14] ZHANG, J., Y. LI, S. DHOORE, G. MORTIER et G. ROELKENS. 2017. «Unidirectional, widely-tunable and narrow-linewidth heterogeneously integrated III-V-on-silicon laser», *Optics Express*, vol. 25, n° 6, doi :10.1364/OE.25.007092, p. 7092, ISSN 1094-4087. URL [https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/CODB388E-D2A2-CBC2-7D104FC1655B6779\[_\]361711/oe-25-6-7092.pdf?da=1{&}id=361711{&}seq=0{&}mobile=no](https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/CODB388E-D2A2-CBC2-7D104FC1655B6779[_]361711/oe-25-6-7092.pdf?da=1{&}id=361711{&}seq=0{&}mobile=no)<https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-25-6-7092>. 8
- [15] MECHET, P., S. VERSTUYFT, T. DE VRIES, T. SPUESENS, P. REGRENY, D. VAN THOURHOUT, G. ROELKENS et G. MORTIER. 2013. «Unidirectional III-V microdisk lasers heterogeneously integrated on SOI», *Optics Express*, vol. 21, n° 16, doi :10.1364/OE.21.

- 019339, p. 19 339, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-16-19339>.
- [16] KARLE, T. J., Y. HALIOUA, F. RAINERI, P. MONNIER, R. BRAIVE, L. LE GRATIET, G. BEAUDOIN, I. SAGNES, G. ROELKENS, F. VAN LAERE, D. VAN THOURHOUT et R. RAJ. 2010. «Heterogeneous integration and precise alignment of InP-based photonic crystal lasers to complementary metal-oxide semiconductor fabricated silicon-on-insulator wire waveguides», *Journal of Applied Physics*, vol. 107, n° 6, doi :10.1063/1.3319667, p. 063 103, ISSN 0021-8979. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3319667>. 8, 10, 27
- [17] WANG, Z., B. TIAN, M. PANTOUVAKI, W. GUO, P. ABSIL, J. VAN CAMPENHOUT, C. MERCKLING et D. VAN THOURHOUT. 2015. «Room-temperature InP distributed feedback laser array directly grown on silicon», *Nature Photonics*, vol. 9, n° 12, doi :10.1038/nphoton.2015.199, p. 837–842, ISSN 1749-4885. URL <http://www.nature.com/articles/nphoton.2015.199>. 8, 10
- [18] SHI, B., S. ZHU, Q. LI, C. W. TANG, Y. WAN, E. L. HU et K. M. LAU. 2017. «1.55 μ m room-temperature lasing from subwavelength quantum-dot microdisks directly grown on (001) Si», *Applied Physics Letters*, vol. 110, n° 12, doi :10.1063/1.4979120, p. 121 109, ISSN 0003-6951. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4979120>.
- [19] LIU, S., X. WU, D. JUNG, J. C. NORMAN, M. J. KENNEDY, H. K. TSANG, A. C. GOSSARD et J. E. BOWERS. 2019. «High-channel-count 20 GHz passively mode-locked quantum dot laser directly grown on Si with 41 Tbit/s transmission capacity», *Optica*, vol. 6, n° 2, doi : 10.1364/OPTICA.6.000128, p. 128, ISSN 2334-2536. URL <http://arxiv.org/abs/1812.04550><https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=optica-6-2-128>. 12, 14, 24, 25
- [20] LIAO, M., S. CHEN, S. HUO, S. CHEN, J. WU, M. TANG, K. KENNEDY, W. LI, S. KUMAR, M. MARTIN, T. BARON, C. JIN, I. ROSS, A. SEEDS et H. LIU. 2017. «Monolithically Integrated Electrically Pumped Continuous-Wave III-V Quantum Dot Light Sources on Silicon», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, n° 6, doi : 10.1109/JSTQE.2017.2693025, p. 1–10, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7898434/>. 8
- [21] DAVENPORT, M. L., S. LIU et J. E. BOWERS. 2018. «Integrated heterogeneous silicon/III–V mode-locked lasers», *Photonics Research*, vol. 6, n° 5, doi :10.1364/PRJ.6.000468, p. 468, ISSN 2327-9125. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=prj-6-5-468>. 8, 9, 23, 25
- [22] SMIT, M., X. LEIJTENS, H. AMBROSIUS, E. BENTE, J. VAN DER TOL, B. SMALBRUGGE, T. DE VRIES, E.-J. GELUK, J. BOLK, R. VAN VELDHoven, L. AUGUSTIN, P. THIJS, D. D'AGOSTINO, H. RABBANI, K. LAWNICZUK, S. STOPINSKI, S. TAHVILI, A. CORRADI, E. KLEIJN, D. DZIBROU, M. FELICETTI, E. BITINCKA, V. MOSKALENKO, J. ZHAO, R. SANTOS, G. GILARDI, W. YAO, K. WILLIAMS, P. STABILE, P. KUINDERSMA, J. PELLO, S. BHAT, Y. JIAO, D. HEISS, G. ROELKENS, M. WALE, P. FIRTH, F. SOARES, N. GROTE, M. SCHELL, H. DEBREGEAS, M. ACHOUCHE, J.-L. GENTNER, A. BAKKER, T. KORTHORST, D. GALLAGHER, A. DABBS, A. MELLONI, F. MORICHETTI, D. MELATI, A. WONFOR, R. PENTY, R. BROEKE, B. MUSK et D. ROBBINS. 2014. «An introduction to InP-based generic integration technology», *Semiconductor Science and Technology*, vol. 29, n° 8, doi : 10.1088/0268-1242/29/8/083001, p. 083 001, ISSN 0268-1242. URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/0268-1242/29/8/083001/pdf><http://stacks.iop.org/0268-1242/29/i=8/a=083001?key=crossref.bea5a474059a0a83c3c51c404b579c72>. 8

- [23] SALEH, B. E. A. et M. C. TEICH. 1991. *Fundamentals of photonics*, Wiley series in pure and applied optics, Wiley, New York, ISBN 0-471-83965-5, 966 p.. 9, 13
- [24] DAGENS, B., D. MAKE, F. LELARGE, B. ROUSSEAU, M. CALLIGARO, M. CARBONNELLE, F. POMMEREAU, A. ACCARD, F. POINGT, L. LE GOUZIGOU, C. DERNAZARETIAN, O. LE GOUZIGOU, J.-G. PROVOST, F. VAN DIJK, P. RESNEAU, M. KRAKOWSKI et G.-H. DUAN. 2008. «High Bandwidth Operation of Directly Modulated Laser Based on Quantum-Dash InAs-InP Material at 1.55 μm », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, n° 11, doi :10.1109/LPT.2008.922349, p. 903–905, ISSN 1041-1135. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/4515988/>. 9
- [25] SATO, T., K. TAKEDA, A. SHINYA, M. NOTOMI, K. HASEBE, T. KAKITSUKA et S. MATSUO. 2015. «Photonic Crystal Lasers for Chip-to-Chip and On-Chip Optical Interconnects», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, n° 6, doi :10.1109/JSTQE.2015.2420991, p. 728–737, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7081745/>.
- [26] TAKEDA, K., T. SATO, A. SHINYA, K. NOZAKI, W. KOBAYASHI, H. TANIYAMA, M. NOTOMI, K. HASEBE, T. KAKITSUKA et S. MATSUO. 2013. «Few-fj/bit data transmissions using directly modulated lambda-scale embedded active region photonic-crystal lasers», *Nature Photonics*, vol. 7, n° 7, doi :10.1038/nphoton.2013.110, p. 569–575, ISSN 1749-4885. URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphoton.2013.110>. 10, 27
- [27] SHAMBAT, G., B. ELLIS, J. PETYKIEWICZ, M. A. MAYER, A. MAJUMDAR, T. SARMIENTO, J. S. HARRIS, E. E. HALLER et J. VUCKOVIC. 2012. «Electrically Driven Photonic Crystal Nanocavity Devices», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 18, n° 6, doi :10.1109/JSTQE.2012.2193666, p. 1700–1710, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/6179300/>. 9, 10, 27
- [28] VAN CAMPENHOUT, J., L. LIU, P. ROJO ROMEO, D. VAN THOURHOUT, C. SEASSAL, P. REGRENY, L. D. CIOCCIO, J.-M. FEDELI et R. BAETS. 2008. «A Compact SOI-Integrated Multiwavelength Laser Source Based on Cascaded InP Microdisks», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, n° 16, doi :10.1109/LPT.2008.926857, p. 1345–1347, ISSN 1041-1135. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/4579336/>. 10
- [29] PAINTER, O., R. LEE, A. SCHERER, A. YARIV, J. D. O'BRIEN, P. DAPKUS et I. KIM. 1999. «Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser», *Science*, vol. 284, n° 5421, doi :10.1126/science.284.5421.1819, p. 1819–1821, ISSN 00368075. URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.284.5421.1819>. 9
- [30] MONAT, C., C. SEASSAL, X. LETARTRE, P. REGRENY, P. ROJO-ROMEO, P. VIKTOROVITCH, M. LE VASSOR, D. CASSAGNE, J. P. ALBERT, E. JALAGUIER, S. POCAS, B. ASPAR, M. LE VASSOR D'YERVILLE, D. CASSAGNE, J. P. ALBERT, E. JALAGUIER, S. POCAS et B. ASPAR. 2002. «InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser», *Applied Physics Letters*, vol. 81, n° 27, doi :10.1063/1.1532554, p. 5102–5104, ISSN 0003-6951. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1532554><http://dx.doi.org/10.1063/1.1532554>. 10
- [31] PARK, H.-G., S.-H. KIM, S.-H. KWON, Y.-G. JU, J.-K. YANG, J.-H. BAEK, S.-B. KIM et Y.-H. LEE. 2004. «Electrically Driven Single-Cell Photonic Crystal Laser», *Science*, vol. 305, n° 5689, doi :10.1126/science.1100968, p. 1444–1447, ISSN 0036-8075. URL <http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1100968>. 10

- [32] ELLIS, B., M. A. MAYER, G. SHAMBAT, T. SARMIENTO, J. HARRIS, E. E. HALLER et J. VUČKOVIĆ. 2011. «Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser», *Nature Photonics*, vol. 5, n° 5, doi :10.1038/nphoton.2011.51, p. 297–300, ISSN 1749-4885. URL <http://www.nature.com/insis.bib.cnrs.fr/articles/nphoton.2011.51.pdf><http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nphoton.2011.51>. 10, 27
- [33] HALIOUA, Y., A. BAZIN, P. MONNIER, T. J. KARLE, G. ROELKENS, I. SAGNES, R. RAJ et F. RAINERI. 2011. «Hybrid III-V semiconductor/silicon nanolaser», *Optics Express*, vol. 19, n° 10, doi :10.1364/OE.19.009221, p. 9221, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-19-10-9221>. 10, 27
- [34] TAKEDA, K., T. SATO, T. FUJII, E. KURAMOCHI, M. NOTOMI, K. HASEBE, T. KAKITSUKA et S. MATSUO. 2015. «Heterogeneously integrated photonic-crystal lasers on silicon for on/off chip optical interconnects», *Optics Express*, vol. 23, n° 2, doi :10.1364/OE.23.000702, p. 702, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-23-2-702>. 10, 27
- [35] CROSNIER, G., D. SANCHEZ, S. BOUCHOULE, P. MONNIER, G. BEAUDOIN, I. SAGNES, R. RAJ et F. RAINERI. 2017. «Hybrid indium phosphide-on-silicon nanolaser diode», *Nature Photonics*, vol. 11, n° 5, doi :10.1038/nphoton.2017.56, p. 297–300, ISSN 1749-4885. URL <http://www.nature.com/insis.bib.cnrs.fr/nphoton/journal/v11/n5/pdf/nphoton.2017.56.pdf><http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nphoton.2017.56>. 10
- [36] ZHU, N. H., Z. SHI, Z. K. ZHANG, Y. M. ZHANG, C. W. ZOU, Z. P. ZHAO, Y. LIU, W. LI et M. LI. 2018. «Directly Modulated Semiconductor Lasers», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 24, n° 1, doi :10.1109/JSTQE.2017.2720959, p. 1–19, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7972948/>. 11
- [37] KIPPENBERG, T. J., R. HOLZWARTH et S. A. DIDDAMS. 2011. «Microresonator-Based Optical Frequency Combs», *Science*, vol. 332, n° 6029, doi :10.1126/science.1193968, p. 555–559, ISSN 0036-8075. URL <http://www.sciencemag.org/content/332/6029/555.full.html><http://www.sciencemag.org/content/332/6029/555.full.html#ref-list-1><http://www.sciencemag.org/cgi/collection/physics><http://www.sciencemag.org/cgi/doi/10.1126/science.1193968>. 12
- [38] DELFYETT, P. J., A. ARDEY, S. P. BHOOPALPUR et E. SARAILOU. 2018. «InP-Based Device Technologies for Signal Processing Using Ultrafast Frequency Combs», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 24, n° 1, doi :10.1109/JSTQE.2017.2720973, p. 1–13, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7961174/>. 11, 24
- [39] WANG, Z., K. VAN GASSE, V. MOSKALENKO, S. LATKOWSKI, E. BENTE, B. KUYKEN et G. ROELKENS. 2017. «A III-V-on-Si ultra-dense comb laser», *Light : Science & Applications*, vol. 6, n° 5, doi :10.1038/lssa.2016.260, p. e16260, ISSN 2047-7538. URL www.nature.com/lssa<http://www.nature.com/doifinder/10.1038/lssa.2016.260>. 12, 23, 24, 25
- [40] MENG, H., J. LENG, C. QIAN et J. ZHAO. 2017. «Optical sampling analog-to-digital converter based on two asynchronous mode-locked fiber lasers», *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 34, n° 4, doi :10.1364/JOSAB.34.000824, p. 824, ISSN 0740-3224. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josab-34-4-824>. 12, 24
- [41] CALÒ, C., V. VUJICIC, R. WATTS, C. BROWNING, K. MERGHEM, V. PANAPAKKAM, F. LELARGE, A. MARTINEZ, B.-E. BENKELFAT, A. RAMDANE, L. P. BARRY, D. HILLERKUSS, R. SCHMOGROW, T. SCHELLINGER, M. JORDAN, M. WINTER, G. HUBER,

- T. VALLAITIS, R. BONK, P. KLEINOW, F. FREY, M. ROEGER, S. KOENIG, A. LUDWIG, A. MARCULESCU, J. LI, M. HOH, M. DRESCHMANN, J. MEYER, S. B. EZRA, N. NARKISS, B. NEBENDAHL, F. PARMIGIANI, P. PETROPOULOS, B. RESAN, A. OEHLER, K. WEINGARTEN, T. ELLERMAYER, J. LUTZ, M. MOELLER, M. HUEBNER, J. BECKER, C. KOOS, W. FREUDE et J. LEUTHOLD. 2015. «Single-section quantum well mode-locked laser for 400 Gb/s SSB-OFDM transmission», *Optics express*, vol. 23, n° 20, doi :10.1364/OE.23.026442. URL https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/D51CE9CC-C90B-E63D-89CA60E7779D641A_{_}327688/oe-23-20-26442.pdf?da=1{id=327688{&}seq=0{&}mobile=no. 12, 14
- [42] VUJICIC, V., C. CALÒ, R. WATTS, F. LELARGE, C. BROWNING, K. MERGHEM, A. MARTINEZ, A. RAMDANE et L. P. BARRY. 2015. «Quantum Dash Mode-Locked Lasers for Data Centre Applications», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, n° 6, doi :10.1109/JSTQE.2015.2487884, p. 53–60, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7293624/>. 12, 14, 24, 25
- [43] CORCORAN, B., C. MONAT, M. PELUSI, C. GRILLET, T. P. WHITE, L. O'FAOLAIN, T. F. KRAUSS, B. J. EGGLETON et D. J. MOSS. 2010. «Optical signal processing on a silicon chip at 640Gb/s using slow-light», *Optics Express*, vol. 18, n° 8, doi :10.1364/OE.18.007770, p. 7770, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-18-8-7770>. 12
- [44] YU, Y., W. XUE, E. SEMENOVA, K. YVIND et J. MORK. 2017. «Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser», *Nature Photonics*, vol. 11, n° 2, doi :10.1038/nphoton.2016.248, p. 81–84, ISSN 1749-4885. URL <http://www.nature.com/articles/nphoton.2016.248>. 13
- [45] KUES, M., C. REIMER, B. WETZEL, P. ROZTOCKI, B. E. LITTLE, S. T. CHU, T. HANSSON, E. A. VIKTOROV, D. J. MOSS et R. MORANDOTTI. 2017. «Passively mode-locked laser with an ultra-narrow spectral width», *Nature Photonics*, vol. 11, doi :10.1038/NPHOTON.2016.271. URL <http://www.nature.com.insis.bib.cnrs.fr/nphoton/journal/v11/n3/pdf/nphoton.2016.271.pdf>. 13, 19
- [46] CANBAZ, F., N. KAKENOV, C. KOCABAS, U. DEMIRBAS, SENNAROGLU, ALPHAN, . J. MA, H. HUANG, K. NING, X. XU, G. XIE, L. QIAN et K. P. LOH. 2017. «Generation of sub-20-fs pulses from a graphene mode-locked laser», *Optics Express*, vol. 25, n° 3, doi :10.1364/OE.25.002834, p. 2834–2839. URL https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/A16A0AAD-0B89-7C9C-A9057B7CED25E16B_{_}359482/oe-25-3-2834.pdf?da=1{id=359482{&}seq=0{&}mobile=no. 13, 20, 21
- [47] MOSCOSO-MÁRTIR, A., J. MÜLLER, J. HAUCK, N. CHIMOT, R. SETTER, A. BADIHI, D. E. RASMUSSEN, A. GARREAU, M. NIELSEN, E. ISLAMOVA, S. ROMERO-GARCÍA, B. SHEN, A. SANDOMIRSKY, S. ROCKMAN, C. LI, S. SHARIF AZADEH, G.-Q. LO, E. MENTOVICH, F. MERGET, F. LELARGE et J. WITZENS. 2017. «Silicon Photonics Transmitter with SOA and Semiconductor Mode-Locked Laser», *Scientific Reports*, vol. 7, n° 1, doi : 10.1038/s41598-017-14347-3, p. 13 857, ISSN 2045-2322. URL <http://www.nature.com/articles/s41598-017-14347-3>. 14
- [48] MATSAS, V. J., T. P. NEWSON et D. J. RICHARDSON. 1992. «Self-starting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation», *Electronics Letters*, vol. 28, n° 15, doi :10.1049/el:19920885, p. 1991–1993. 19

- [49] KELLER, U. 2003. «Recent developments in compact ultrafast lasers», *Nature*, vol. 424, n° 6950, doi :10.1038/nature01938, p. 831–838, ISSN 0028-0836. URL <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature01938>. 19
- [50] BARDELLA, P., L. L. COLUMBO et M. GIOANNINI. 2017. «Self-generation of optical frequency comb in single section quantum dot Fabry-Perot lasers : a theoretical study», *Optics Express*, vol. 25, n° 21, doi :10.1364/OE.25.026234, p. 26 234, ISSN 1094-4087. URL <https://doi.org/10.1364/OE.25.026234><https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-25-21-26234>. 19
- [51] O DUILL, S. P., S. G. MURDOCH, R. T. WATTS, R. ROSALES, A. RAMDANE, P. LANDAIS et L. P. BARRY. 2016. «Simple dispersion estimate for single-section quantum-dash and quantum-dot mode-locked laser diodes», *Optics Letters*, vol. 41, n° 24, doi :10.1364/OL.41.005676, p. 5676, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-41-24-5676>. 19
- [52] ZHANG, H., D. Y. TANG, L. M. ZHAO, Q. L. BAO et K. P. LOH. 2009. «Large energy mode locking of an erbium-doped fiber laser with atomic layer graphene», *Optics Express*, vol. 17, n° 20, doi :10.1002/adfm.200901007, p. 17 630–17 635. URL https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/A09FAFCF-F520-7FAA-7BBAB7BD93B1CABC_{_}186030/oe-17-20-17630.pdf?da=1{&}id=186030{&}seq=0{&}mobile=no. 20, 21
- [53] BAO, Q., H. ZHANG, Y. WANG, Z. NI, Y. YAN, Z. X. SHEN, K. P. LOH et D. Y. TANG. 2009. «Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers», *Advanced Functional Materials*, vol. 19, n° 19, doi :10.1002/adfm.200901007, p. 3077–3083, ISSN 1616301X. 20, 21, 22
- [54] CANBAZ, F., N. KAKENOV, C. KOCABAS, U. DEMIRBAS et A. SENNAROGLU. 2015. «Graphene mode-locked Cr :LiSAF laser at 850 nm», *Optics Letters*, vol. 40, n° 17, doi : 10.1364/OL.40.004110, p. 4110, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-40-17-4110>. 20, 21
- [55] AYLAM, I. S. B., S. A. O. ZHARAR, N. U. K. AKENOV, C. O. K. OCABAS et A. L. S. ENNAROGLU. 2017. «Femtosecond pulse generation from a Ti 3 + : sapphire laser near 800 nm with voltage reconfigurable graphene saturable absorbers», *Optics Letters*, vol. 42, n° 7, doi :10.1364/OL.42.001404, p. 1404–1407, ISSN 15394794. 20
- [56] LAGATSKY, A. A., Z. SUN, T. S. KULMALA, R. S. SUNDARAM, S. MILANA, F. TORRISI, O. L. ANTIPOV, Y. LEE, J. H. AHN, C. T. A. BROWN, W. SIBBETT et A. C. FERRARI. 2013. «2 μ m Solid-State Laser Mode-Locked By Single-Layer Graphene», *Applied Physics Letters*, vol. 102, n° 1, doi :10.1063/1.4773990, p. 3–7, ISSN 00036951. 20, 21
- [57] CIZMECIYAN, M. N., J. W. KIM, S. BAE, B. H. HONG, F. ROTERMUND et A. SENNAROGLU. 2013. «Graphene mode-locked femtosecond Cr :ZnSe laser at 2500 nm», *Optics Letters*, vol. 38, n° 3, doi :10.1364/OL.38.000341, p. 341, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-38-3-341>. 20, 21
- [58] SOTOR, J., G. SOBON, I. PASTERNAK, A. KRAJEWSKA, W. STRUPINSKI, K. M. ABRAMSKI, K. U. J. KELLER, F. X. WEINGARTEN, D. KARTNER, B. KOPF, I. D. BRAUN, R. JUNG, C. FLUCK, N. HONNINGER, J. MATUSCHEK, . C. R. E. BAER, O. H. HECKL, C. J. SARACENO, C. SCHRIBER, C. KRÄNKEL, T. SÜDMEYER et U. KELLER. 2013. «Simultaneous mode-locking at 1565 nm and 1944 nm in fiber laser based on common graphene saturable absorber», *Optics express*, vol. 21, n° 16, doi :10.1364/OE.21.018994, p. 18 994–19 002. 20

- [59] LAU, K., F. MUHAMMAD, A. LATIF, M. ABU BAKAR, Z. YUSOFF et M. MAHDI. 2017. «Passively mode-locked soliton femtosecond pulses employing graphene saturable absorber», *Optics & Laser Technology*, vol. 94, doi :10.1016/j.optlastec.2017.03.035, p. 221–227, ISSN 00303992. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0030399216309525>. 21
- [60] SUN, Z., T. HASAN, F. TORRISI, D. POPA, G. PRIVITERA, F. WANG, F. BONACCORSO, D. M. BASKO et A. C. FERRARI. 2010. «Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser», *ACS Nano*, vol. 4, n° 2, doi :10.1021/nn901703e, p. 803–810, ISSN 1936-0851. URL <http://dx.doi.org/10.1021/nn901703e><http://pubs.acs.org/doi/full/10.1021/nn901703e>.
- [61] MARTINEZ, A., K. FUSE, B. XU et S. YAMASHITA. 2010. «Optical deposition of graphene and carbon nanotubes in a fiber ferrule for passive mode-locked lasing», *Optics Express*, vol. 18, n° 22, p. 23 054–23 061.
- [62] AHMED, M., A. AL-MASOODI, M. YASIN, H. AROF et S. HARUN. 2017. «Stretched and soliton femtosecond pulse generation with graphene saturable absorber by manipulating cavity dispersion», *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 138, doi :10.1016/j.ijleo.2017.03.011, p. 250–255, ISSN 00304026. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S003040261730270X>.
- [63] SOTOR, J., J. BOGUSŁAWSKI, T. MARTYNKIEN, P. MERGO, A. KRAJEWSKA, A. PRZEWŁOKA, W. STRUPIŃSKI et G. SOBOŃ. 2017. «All-polarization-maintaining, stretched-pulse Tm-doped fiber laser, mode-locked by a graphene saturable absorber», *Optics Letters*, vol. 42, n° 8, doi :10.1364/OL.42.001592, p. 1592, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-8-1592>.
- [64] HUANG, P. L., S.-C. LIN, C.-Y. YEH, H.-H. KUO, S.-H. HUANG, G.-R. LIN, L.-J. LI, C.-Y. SU et W.-H. CHENG. 2012. «Stable mode-locked fiber laser based on CVD fabricated graphene saturable absorber», *Optics Express*, vol. 20, n° 3, doi :10.1364/OE.20.002460, p. 2460, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-20-3-2460>. 21
- [65] XU, J.-L., X.-L. LI, Y.-Z. WU, X.-P. HAO, J.-L. HE et K.-J. YANG. 2011. «Graphene saturable absorber mirror for ultra-fast-pulse solid-state laser.», *Optics letters*, vol. 36, n° 10, doi :10.1364/OL.36.001948, p. 1948–1950, ISSN 0146-9592. 21
- [66] MARTINEZ, A. et S. YAMASHITA. 2012. «10 GHz fundamental mode fiber laser using a graphene saturable absorber», *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 4, doi :10.1063/1.4739512, p. 041 118, ISSN 0003-6951. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4739512><http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4739512>. 22
- [67] MA, J., G. Q. XIE, P. LV, W. L. GAO, P. YUAN, L. J. QIAN, H. H. YU, H. J. ZHANG, J. Y. WANG et D. Y. TANG. 2012. «Graphene mode-locked femtosecond laser at 2 μm wavelength», *Optics Letters*, vol. 37, n° 11, doi :10.1364/OL.37.002085, p. 2085, ISSN 0146-9592.
- [68] ZAUGG, C. A., Z. SUN, V. J. WITTEW, D. POPA, S. MILANA, T. S. KULMALA, R. S. SUNDARAM, M. MANGOLD, O. D. SIEBER, M. GOLLING, Y. LEE, J. H. AHN, A. C. FERRARI et U. KELLER. 2013. «Ultrafast and widely tuneable vertical-external-cavity surface-emitting laser, mode-locked by a graphene-integrated distributed Bragg reflector», *Optics Express*, vol. 21, n° 25, doi :10.1364/OE.21.031548.
- [69] HUSAINI, S. et R. G. BEDFORD. 2014. «Graphene saturable absorber for high power semiconductor disk laser mode-locking», *Applied Physics Letters*, doi :10.1063/1.4872258, ISSN 00036951.

- [70] OKHRIMCHUK, A. G. et P. A. OBRAZTSOV. 2015. «11-GHz waveguide Nd :YAG laser CW mode-locked with single-layer graphene», *Scientific Reports*, vol. 5, n° 1, doi :10.1038/srep11172, p. 11 172, ISSN 2045-2322. URL <http://www.nature.com/articles/srep11172>. 21
- [71] AHMAD, H., M. J. FARUKI, M. Z. A. RAZAK, Z. C. TIU et M. F. ISMAIL. 2016. «Evanescent field interaction of tapered fiber with graphene oxide in generation of wide-bandwidth mode-locked pulses», *Optics and Laser Technology*, vol. 88, doi :10.1016/j.optlastec.2016.09.005, p. 166–171. URL www.elsevier.com/locate/optlastec. 21
- [72] JINZHANG WANG, ZHENGQIAN LUO, MIN ZHOU, CHENCHUN YE, HONGYAN FU, ZHIPING CAI, HUIHUI CHENG, HUIYING XU et WEI QI. 2012. «Evanescent-Light Deposition of Graphene Onto Tapered Fibers for Passive Q-Switch and Mode-Locker», *IEEE Photonics Journal*, vol. 4, n° 5, doi :10.1109/JPHOT.2012.2208736, p. 1295–1305, ISSN 1943-0655. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/6239550/>.
- [73] WANG, Y., W. NI, S. Y. SET et S. YAMASHITA. 2016. «Mode-Locked Thulium-Doped Fiber Laser Using a Single-Layer-Graphene-Covered Tapered Fiber», *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 29, n° 11, p. 1–4. 21, 22
- [74] SONG, Y.-W., S.-Y. JANG, W.-S. HAN et M.-K. BAE. 2010. «Graphene mode-lockers for fiber lasers functioned with evanescent field interaction», *Applied Physics Letters*, vol. 96, n° 5, doi :10.1063/1.3309669, p. 051 122, ISSN 0003-6951. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.3309669><http://aip.scitation.org/toc/apl/96/5><http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3521257><http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3309669>. 21
- [75] JUNG, M., J. KOO, P. DEBNATH, Y.-W. SONG et J. H. LEE. 2012. «A Mode-Locked 1.91 μm Fiber Laser Based on Interaction between Graphene Oxide and Evanescent Field», *Applied Physics Express*, vol. 5, n° 11, doi :10.1143/APEX.5.112702, p. 112 702, ISSN 1882-0778. URL <http://stacks.iop.org/1882-0786/5/i=11/a=112702>.
- [76] PARK, N. H., H. JEONG, S. Y. CHOI, M. H. KIM, F. ROTERMUND et D.-I. YEOM. 2015. «Monolayer graphene saturable absorbers with strongly enhanced evanescent-field interaction for ultrafast fiber laser mode-locking», *Optics Express*, vol. 23, n° 15, doi :10.1364/OE.23.019806, p. 19 806–19 812. URL https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/CA4F97F1-C3D5-730A-0C58D29C78528C59_{_}323033/oe-23-15-19806.pdf?da=1{id=323033{&}seq=0{&}mobile=no. 21
- [77] LIN, Y.-H., C.-Y. YANG, J.-H. LIOU, C.-P. YU et G.-R. LIN. 2013. «Using graphene nanoparticle embedded in photonic crystal fiber for evanescent wave mode-locking of fiber laser», *Optics Express*, vol. 21, n° 14, doi :10.1364/OE.21.016763, p. 16 763, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-14-16763>. 21
- [78] WONG, C. Y., Z. CHENG, Z. SHI, Y. M. CHEN, K. XU et H. K. TSANG. 2013. «Mode-locked fiber laser using graphene on silicon waveguide», *10th International Conference on Group IV Photonics*, vol. 1, doi :10.1109/Group4.2013.6644477, p. 35–36. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6644477>. 21
- [79] KOVACEVIC, G., T. SHIRAHATA, B. WU, P. YUAN, T.-H. XIAO, L. JIN, T. INOUE, S. MARUYAMA, Z. CHENG, S. Y. SET et S. YAMASHITA. 2018. «Patterned graphene on SiN waveguides for mode locking of fiber lasers», *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 57, n° 10, doi :10.7567/JJAP.57.102701, p. 102 701, ISSN 0021-4922. URL <https://doi.org/10.7567/JJAP.57.102701><http://stacks.iop.org/>

1347-4065/57/i=10/a=102701?key=crossref.ada31091a2434e431f4ef3d98f02a800. 21, 22

- [80] GUZMÁN, R., C. GORDON, L. ORBE et G. CARPINTERO. 2017. «1 GHz InP on-chip monolithic extended cavity colliding-pulse mode-locked laser», *Optics Letters*, vol. 42, n° 12, doi :10.1364/OL.42.002318, p. 2318, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-12-2318>. 22, 24, 25
- [81] LIU, S., T. KOMLJENOVIC, S. SRINIVASAN, E. NORBERG, G. FISH et J. E. BOWERS. 2018. «Characterization of a fully integrated heterogeneous silicon/III-V colliding pulse mode-locked laser with on-chip feedback», *Optics Express*, vol. 26, n° 8, doi :10.1364/OE.26.009714, p. 9714, ISSN 1094-4087. URL <https://doi.org/10.1364/OE.26.009714https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-26-8-9714>. 25
- [82] LO, M.-C., R. GUZMÁN, M. ALI, R. SANTOS, L. AUGUSTIN et G. CARPINTERO. 2017. «18-THz-wide optical frequency comb emitted from monolithic passively mode-locked semiconductor quantum-well laser», *Optics Letters*, vol. 42, n° 19, doi :10.1364/OL.42.003872, p. 3872, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-19-3872>. 22, 25
- [83] XU, L., X. LEIJTENS, B. DOCTER, T. D. VRIES, E. SMALBRUGGE, F. KAROUTA et M. SMIT. 2009. «MMI-reflector : A novel on-chip reflector for photonic integrated circuits», *2009 35th European Conference on Optical Communication*, p. 2–3. 23
- [84] WANG, Z., M. L. FANTO, J. A. STEIDLE, A. A. ABOKETAF, N. A. RUMMAGE, P. M. THOMAS, C.-S. LEE, W. GUO, L. F. LESTER et S. F. PREBLE. 2017. «Passively mode-locked InAs quantum dot lasers on a silicon substrate by Pd-GaAs wafer bonding», *Applied Physics Letters*, vol. 110, n° 14, doi :10.1063/1.4979534, p. 141110, ISSN 0003-6951. URL <http://dx.doi.org/10.1063/1.4979534http://aip.scitation.org/toc/apl/110/14http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4979534>. 24, 25
- [85] LATKOWSKI, S., V. MOSKALENKO, S. TAHVILI, L. AUGUSTIN, M. SMIT, K. WILLIAMS et E. BENTE. 2015. «Monolithically integrated 2.5 GHz extended cavity mode-locked ring laser with intracavity phase modulators», *Optics Letters*, vol. 40, n° 1, doi :10.1364/OL.40.000077, p. 77, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-40-1-77>. 24, 25
- [86] MERGHEM, K., A. AKROUT, A. MARTINEZ, G. AUBIN, A. RAMDANE, F. LELARGE et G. H. DUAN. 2009. «Pulse generation at 346 GHz using a passively mode locked quantum-dash-based laser at 1.55 μm », *Applied Physics Letters*, vol. 94, n° 2, doi :10.1063/1.3070544, p. 1–4, ISSN 00036951. 25
- [87] MARSH, J. H. et L. HOU. 2017. «Mode-Locked Laser Diodes and Their Monolithic Integration», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, n° 6, doi : 10.1109/JSTQE.2017.2693020, p. 1–11, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7895119/>. 25
- [88] JOSHI, S., C. CALÒ, N. CHIMOT, M. RADZIUNAS, R. ARKHIPOV, S. BARBET, A. ACCARD, A. RAMDANE et F. LELARGE. 2014. «Quantum dash based single section mode locked lasers for photonic integrated circuits», *Optics Express*, vol. 22, n° 9, doi :10.1364/OE.22.011254, p. 11 254, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-9-11254>. 24, 25

- [89] MOSKALENKO, V., J. KOELEMEEIJ, K. WILLIAMS et E. BENTE. 2017. «Study of extra wide coherent optical combs generated by a QW-based integrated passively mode-locked ring laser», *Optics Letters*, vol. 42, n° 7, doi :10.1364/OL.42.001428, p. 1428, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-7-1428>. 24, 25
- [90] MOSKALENKO, V., S. LATKOWSKI, S. TAHVILI, T. DE VRIES, M. SMIT et E. BENTE. 2014. «Record bandwidth and sub-picosecond pulses from a monolithically integrated mode-locked quantum well ring laser», *Optics Express*, vol. 22, n° 23, doi :10.1364/OE.22.028865, p. 28865, ISSN 1094-4087. URL <http://www.jeppix.eu/https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-23-28865>. 25
- [91] KEYVANINIA, S., S. UVIN, M. TASSAERT, X. FU, S. LATKOWSKI, J. MARIËN, L. THOMASSEN, F. LELARGE, G. DUAN, P. VERHEYEN, G. LEPAGE, J. VAN CAMPENHOUT, E. BENTE et G. ROELKENS. 2015. «Narrow-linewidth short-pulse III-V-on-silicon mode-locked lasers based on a linear and ring cavity geometry», *Optics Express*, vol. 23, n° 3, doi : 10.1364/OE.23.003221, p. 3221, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=oe-23-3-3221>. 25
- [92] KURCZVEIL, G., C. ZHANG, A. DESCOS, D. LIANG, M. FIORENTINO et R. BEAUSOLEIL. 2018. «On-Chip Hybrid Silicon Quantum Dot Comb Laser with 14 Error-Free Channels», *Conference Digest - IEEE International Semiconductor Laser Conference*, vol. 2018-Septe, doi : 10.1109/ISLC.2018.8516175, p. 79–80, ISSN 08999406. 24, 25
- [93] MANDON, J., G. GUELACHVILI et N. PICQUÉ. 2009. «Fourier transform spectroscopy with a laser frequency comb», *Nature Photonics*, vol. 3, n° 2, doi :10.1038/nphoton.2008.293, p. 99–102, ISSN 1749-4885. URL <https://www.researchgate.net/publication/222715167http://www.nature.com/articles/nphoton.2008.293>. 24
- [94] DUAN, G.-H., A. SHEN, A. AKROUT, F. V. DIJK, F. LELARGE, F. POMMEREAU, O. LEGOUZIGOU, J.-G. PROVOST, H. GARIAH, F. BLACHE, F. MALLECOT, K. MERGHEM, A. MARTINEZ et A. RAMDANE. 2009. «High performance InP-based quantum dash semiconductor mode-locked lasers for optical communications», *Bell Labs Technical Journal*, vol. 14, n° 3, doi :10.1002/bltj.20388, p. 63–84, ISSN 10897089. URL <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6781193>. 24, 25
- [95] LUO, J., N. CALABRETTA, J. PARRA-CETINA, S. LATKOWSKI, R. MALDONADO-BASILIO, P. LANDAIS et H. J. S. DORREN. 2013. «320 Gb/s all-optical clock recovery and time demultiplexing after transmission enabled by single quantum dash mode-locked laser.», *Optics letters*, vol. 38, n° 22, doi :10.1364/OL.38.004805, p. 4805–8, ISSN 1539-4794. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24322137>. 24
- [96] JOANNOPOULOS, J. D., S. G. JOHNSON, J. N. WINN et R. D. MEADE. 2011. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light (Second Edition)*, Princeton University Press, ISBN 1-4008-2824-4, 306 p.. URL <https://books.google.fr/books?id=owhE36qiTP8C>. 26

Chapitre 2

Conception des cavités à cristaux photoniques

Sommaire

2.1	Approche	40
2.2	Les cristaux photoniques	44
2.2.1	Propriétés générales des cristaux photoniques	45
2.2.2	Guides à cristaux photoniques planaires	48
2.2.3	Cavités à cristaux photoniques	51
2.3	Ingénierie de dispersion dans les guides W1	52
2.3.1	Approche	53
2.3.2	Optimisation des paramètres du cristal photonique	55
2.3.3	Ingénierie de la dispersion de guides W1	58
2.3.4	Robustesse du design	63
2.4	Propriétés des cavités : simulations FDTD 3D	66
2.4.1	Caractéristiques du peigne de modes généré	66
2.4.2	Étude des canaux de pertes de la cavité	70
2.5	Discussion des résultats	75
2.6	Conclusion	76
2.7	Références	76

Ce chapitre propose d'étudier les opportunités offertes par les modes lents dans les CP pour réaliser un laser pulsé compact. Il détaille le dimensionnement par simulations de la cavité à CP et l'ingénierie de dispersion de modes lents pour la miniaturisation des lasers à blocage de modes dans une hétérostructure air/InP/silice. Bien que de nombreuses méthodes pour l'ingénierie de dispersion dans les cavités à CP aient été mises au point, l'hétérostructure choisie apporte de nouvelles contraintes qui doivent être prises en compte. En particulier, l'asymétrie verticale de l'hétérostructure est susceptible d'engendrer des pertes supplémentaires.

À partir des caractéristiques souhaitées pour le peigne de modes et le train d'impulsions généré, un cahier des charges est défini pour la cavité à CP pour guider le reste de l'étude. De brefs rappels sur les propriétés des CP sont donnés pour comprendre les mécanismes à l'origine du guidage de la lumière dans ces structures, et de l'ingénierie de dispersion des modes lents qu'elles présentent. À l'aide de simulations numériques, les paramètres géométriques du CP sont ajustés pour permettre non seulement l'obtention de modes de cavités aux longueurs d'ondes visées ($1,55 \mu\text{m}$), mais aussi de maximiser le confinement des modes dans la membrane d'InP. Pour générer le peigne de modes équidistants dans une cavité compacte, la dispersion des modes guidés dans la structure est optimisée grâce à l'ingénierie de dispersion afin d'obtenir une Bande Linéaire à fort indice de groupe ($BL_{n_g \gg 1}$). Plusieurs designs offrant des indices de groupes variant de 15 à 40 dans la $BL_{n_g \gg 1}$ sont mis au point par simulations méthode Plane Wave Expansion (PWE) 2D et FDTD 3D (voir l'annexe A pour les méthodes utilisées). Les caractéristiques spectrales des cavités à CP basées sur ces designs sont étudiées par simulations FDTD 3D pour vérifier la présence du peigne de modes équidistants. Ces simulations permettent également d'estimer les pertes des modes de cavité et leur origine. Finalement, les avantages apportés par ces cavités exploitant la lumière lente sont discutés en considérant les caractéristiques du train d'impulsion potentiellement généré, et en le comparant à un laser basé sur une cavité standard.

2.1 Approche

Comme présenté à la fin du chapitre 1, la structure photonique sous-jacente envisagée pour réaliser un laser à blocage de modes compact est une cavité à CP allongée, qui peut être modélisée simplement comme une cavité de type Fabry-Pérot. Dans ces cavités, les conditions aux limites aux miroirs restreignent les valeurs admissibles pour le vecteur d'onde à une série régulièrement espacée. La dispersion des modes se propageant le long de la cavité « sans miroirs » détermine alors, à partir de ces vecteurs d'onde, les fréquences des modes stationnaires de la

cavité. La figure 2.1 illustre cette relation entre la dispersion du mode guidé (fréquence réduite $\frac{a}{\lambda}$ en fonction du vecteur d'onde le long de la cavité k_x) et le peigne de modes de cavité qui en est issu : elle met en avant la nécessité d'obtenir une section à dispersion linéaire (indice de groupe constant) pour obtenir la série de modes équidistants en fréquence recherchée pour le blocage de modes. Cependant, les modes guidés à faible vitesse de groupe existant dans les structures à CP sont généralement très dispersifs et ne présentent pas, naturellement, de telles sections à dispersion linéaire. Grâce à l'ingénierie de dispersion, les CP offrent la possibilité de modifier la dispersion de la lumière pour faire apparaître, en particulier, une bande linéaire présentant à la fois une vitesse de groupe v_g faible et constante. On cherche ainsi à augmenter la largeur spectrale $\Delta\nu$ de la BL $_{n_g \gg 1}$, sur laquelle l'indice de groupe n_g reste constant à une tolérance près, fixée à $\pm 10\%$ dans la suite de ce chapitre.

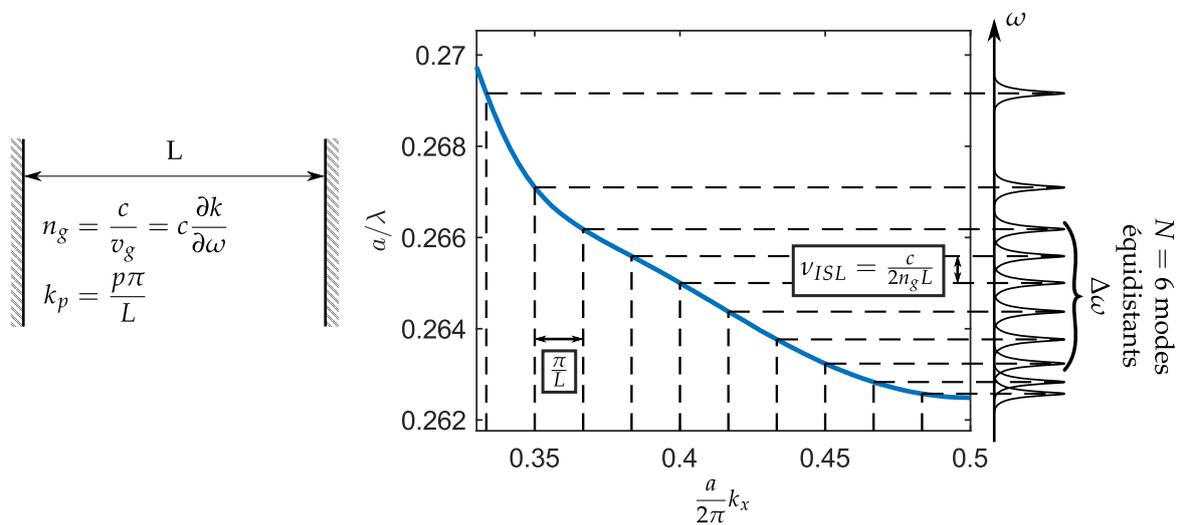


FIGURE 2.1 – Lien entre dispersion des modes guidés se propageant dans une cavité Fabry-Pérot et la fréquence de ses modes stationnaires.

Comme expliqué dans le chapitre 1, à la section 1.3, les propriétés des impulsions fournies par un laser à blocage de modes peuvent être directement reliées aux caractéristiques du peigne de mode équidistant. Ces liens sont rappelés dans le tableau 2.1. Il en ressort que le nombre de modes équidistants N , la largeur spectrale du peigne $\Delta\omega$, ainsi que la longueur optique effective de la cavité $n_g L$ jouent un rôle prépondérant dans la durée des impulsions et la puissance pic atteinte. En particulier, pour obtenir des impulsions courtes et intenses, il faut maximiser le nombre de modes impliqués en augmentant la longueur optique effective de la cavité et la largeur spectrale du peigne de modes.

Dans l'objectif de réduire les dimensions de la cavité sans affecter les performances du laser à blocage de modes, l'enjeu est donc de maximiser à la fois l'indice de groupe n_g et la

Caractéristique du laser	Paramètres
Nombre de modes	$N \propto n_g L \times \Delta\omega$
Puissance pic	$P_{pic} \propto N^2 \propto (n_g L \times \Delta\omega)^2$
Taux de répétition	$f_{rep} = \nu_{ISL} = c / (2 \times n_g L)$
Durée des impulsions	$\Delta t_{imp} \geq 2\pi / \Delta\omega$

TABLEAU 2.1 – Relations entre les performances du laser à blocage de modes et les paramètres de la cavité (indice de groupe n_g , longueur de la cavité L , largeur spectrale $\Delta\omega$ de la bande linéaire à faible vitesse de groupe). $\Delta\omega$ peut être limitée par la dispersion de la cavité ou par le profil spectral du gain.

largeur spectrale du peigne de modes $\Delta\omega$. La largeur du peigne de modes équidistants peut être limitée par deux phénomènes : d’une part, la largeur spectrale sur laquelle le gain peut être considéré comme constant, et d’autre part celle sur laquelle l’indice de groupe n_g peut-être considéré constant. Dans les architectures à boîtes quantiques, la première est généralement de l’ordre de la dizaine de nm [1]. Dans les CP, la seconde est typiquement de l’ordre de quelques nanomètres (3,5 nm pour $n_g \approx 15$ et 2 nm pour $n_g \approx 30$), d’où la nécessité de l’ingénierie de dispersion. On définit pour la suite du chapitre un facteur de mérite $FdM = n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c}$ traduisant la nécessité de trouver un compromis entre un indice de groupe élevé et une grande largeur spectrale de la $BL_{n_g} \gg 1$.

Cahier des charges

Notre objectif est d’étudier comment les structures à CP peuvent être exploitées pour réaliser des lasers à blocage de modes compacts émettant à 1,55 μm . L’objet d’étude est représenté sur la figure 2.2, montrant une cavité à CP allongée, formée de trous d’air définie dans une membrane de semi-conducteur III-V (InP avec un matériau actif, ce dernier n’étant pas modélisé dans ce chapitre) entourée d’air au-dessus et reposant sur de la silice. Cette géométrie, choisie pour ses qualités en termes de robustesse et de dissipation thermique, induit cependant des contraintes supplémentaires sur ses propriétés optiques. Son asymétrie verticale autorise en effet le couplage entre les modes de polarisations Transverse Électrique (TE, $\vec{E} \parallel$ membrane) et Transverse Magnétique (TM, $\vec{E} \perp$ membrane). Du fait de l’absence de Bande Interdite Photonique (BIP) dans le CP en polarisation TM, ce couplage peut induire un canal de pertes supplémentaire par rapport à une structure symétrique similaire. De plus, comparée à une architecture suspendue, l’indice de réfraction plus élevé du substrat de silice réduit le confinement vertical dans la membrane d’InP. La ligne de lumière du substrat est ainsi plus basse que celle de l’air, ce qui réduit la zone exploitable du diagramme de dispersion. En effet, les modes situés au-dessus de la ligne de lumière de la silice ne subissent plus de réflexion totale interne à

l'interface InP/silice, et peuvent sortir de la membrane, ce qui affaiblit leur facteur de qualité. Le facteur de qualité des modes sera ainsi finement analysé en fin de chapitre pour évaluer l'importance de ces canaux de pertes.

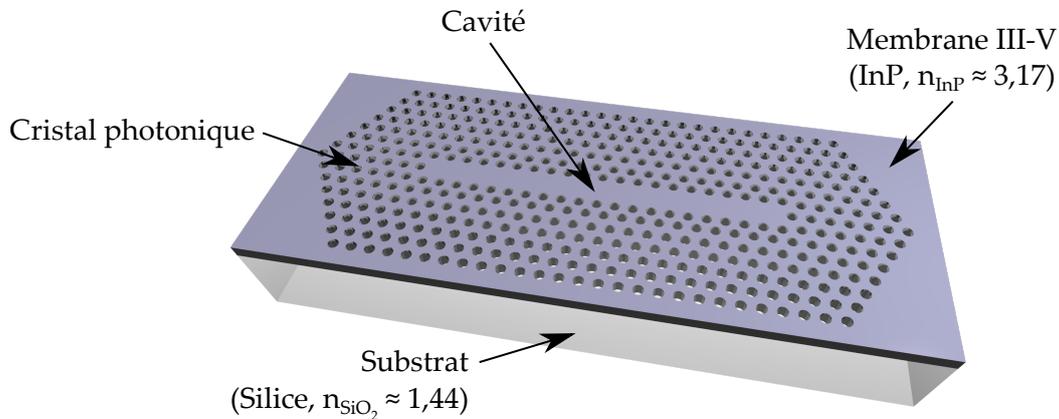


FIGURE 2.2 – Schéma de la cavité à CP étudiée et de son hétérostructure. Les indices sont indiqués pour $\lambda \approx 1,55 \mu\text{m}$.

Nous définissons un cahier des charges pour ces lasers pulsés miniaturisés, destiné à guider l'étude et illustrer le potentiel de l'approche proposée pour l'application visée. De manière arbitraire (mais réaliste), nous visons d'abord des longueurs de cavité inférieures à $100 \mu\text{m}$, soit un ordre de grandeur inférieur aux cavités à guide standard en InP [1–8]. Pour cela, l'indice de groupe doit *a priori* être multiplié par 10 pour conserver la même longueur de cavité effective (voir tableau 2.1). Les indices de groupe visés sont donc de l'ordre de $n_g \approx 30$, ce qui est raisonnablement élevé et accessible.

Les applications visées vont définir les besoins en termes de durée des impulsions, de nombre de modes et de largeur de $BL_{n_g} \gg 1$. Elles peuvent être classées dans deux catégories : celles qui exploitent les impulsions dans le domaine temporel ; et celles qui utilisent individuellement chaque mode du peigne. Dans la première catégorie, les applications nécessitent des impulsions courtes et intenses, par exemple pour la génération d'effets non-linéaires pour le traitement tout-optique de l'information. Des durées d'impulsions de l'ordre de la picoseconde sont généralement utilisées [9], ce qui correspond à un peigne d'une largeur de l'ordre de 10 nm , avec un nombre de modes suffisamment élevé pour augmenter l'intensité pic. Dans la seconde catégorie, où l'on trouve notamment le multiplexage en longueurs d'onde pour la transmission de données à haut débit, la principale caractéristique recherchée est la génération d'un grand nombre de modes pour multiplier le nombre de canaux. L'état de l'art pour les lasers III-V à blocage de modes intégrés est de l'ordre de la dizaine de modes sur une largeur spectrale de 10 nm , sur laquelle le gain est suffisamment plat [1]. On retiendra donc la dizaine

de nanomètres comme critère visé pour la largeur spectrale du peigne, susceptible de répondre à l'une ou l'autre des applications mentionnées.

Finalement, les facteurs de qualité des modes doivent être suffisamment élevés pour permettre d'atteindre le régime laser dans des conditions de pompage modérées (puissance inférieure à quelques milliwatts). D'après l'expérience du laboratoire sur les micro-lasers à CP pompés optiquement, les facteurs de qualité de l'ordre de 1000 dans les structures fabriquées sont satisfaisants. En anticipant la hausse des pertes causée par les défauts de fabrication, les facteurs de qualité théoriques visés sont de l'ordre de 10 000.

Le tableau 2.2 résume les valeurs visées par ce cahier des charges pour les différentes caractéristiques de la cavité à CP envisagée pour réaliser des lasers à blocage de modes.

Caractéristiques de la cavité	Valeurs visées
Longueur de la cavité	<100 μm
Indice de groupe n_g	≈ 30
Largeur de la BL $_{n_g \gg 1}$	$\approx 10 \text{ nm}$
Facteurs de qualité	$\approx 10\,000$
Facteur de mérite $n_g \frac{\Delta\nu}{\nu_0}$	> 0.2

TABLEAU 2.2 – Cahier des charges guidant notre étude pour la cavité à CP envisagée pour le laser à blocage de modes.

2.2 Les cristaux photoniques

Les CP sont des structures exploitant les phénomènes d'interférences pour contrôler la lumière à l'échelle de sa longueur d'onde. Ils sont définis par analogie avec les cristaux atomiques, dont l'arrangement périodique modifie les propriétés de dispersion des électrons. Ainsi, une modification périodique de l'indice de réfraction à l'échelle de la longueur d'onde provoque des effets similaires sur la dispersion des photons. Cette périodicité peut être unidirectionnelle, bidirectionnelle, voire tridirectionnelle, générant des CP dits 1D, 2D et 3D respectivement [10]. Seuls ces derniers offrent, à strictement parler, la possibilité de confiner la lumière dans un volume fini [11]. Cependant, leur fabrication reste trop complexe pour la fabrication de masse.

L'une des solutions possibles est l'approche 2D membranaire, qui combine un CP 2D à un guide plan [12]. Ainsi, le CP 2D est réalisé dans une membrane de haut indice entourée d'un substrat et d'un superstrat d'indices plus faibles (figure 2.3). Le confinement bidimensionnel apporté par le CP est alors complété par le confinement réfractif assuré par le contraste d'indice

dans la direction perpendiculaire au plan de la membrane. Ce type de structure est à portée des moyens de fabrication de l'industrie des semi-conducteurs et permet de tirer parti des propriétés optiques particulières des CP, tels que le confinement à l'échelle de la longueur d'onde ou les modes à très faible vitesse de groupe. C'est ce type de structure qui est étudiée ici.

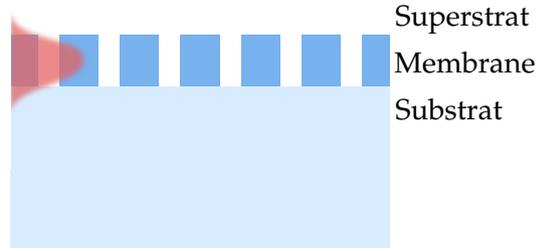


FIGURE 2.3 – Schéma de l'approche membranaire pour obtenir un confinement tridimensionnel. Le confinement horizontal est assuré par le cristal photonique et le confinement vertical par réflexion totale interne. L'indice de la membrane est élevé (généralement >3), tandis que les indices du substrat et du superstrat sont plus faibles (<2).

Cette section s'attache à présenter succinctement les propriétés des CP membranaires qui seront utilisés par la suite.

2.2.1 Propriétés générales des cristaux photoniques

Pour déterminer les propriétés optiques des CP, il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell. Pour trouver les modes de la structure, les équations peuvent être réécrites sous la forme d'un problème de recherche de valeurs propres après application de la transformée de Fourier temporelle [10] (2.1). De plus, d'après le théorème de Bloch, la périodicité du CP implique que les solutions peuvent s'écrire sous la forme d'ondes de Bloch [10] (2.2).

$$\vec{\text{rot}} \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\text{rot}} (\vec{H}(\vec{r})) \right] = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (2.2)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, \vec{r} la position, \vec{H} le champ magnétique, ω la pulsation du mode, \vec{k} le vecteur d'onde, ε la permittivité diélectrique et $\vec{u}_{\vec{k}}$ une fonction à valeurs complexes ayant la même périodicité que le CP. Ces équations peuvent être résolues numériquement par différentes méthodes (voir A), et fournissent la relation de dispersion $\omega = f(\vec{k})$ des différents modes existant dans cette structure.

La figure 2.4a représente le schéma d'un CP 2D basé sur un réseau de trous d'air disposés selon un motif triangulaire défini par les vecteurs \vec{a}_1 et \vec{a}_2 . La structure est invariante dans la direction perpendiculaire au plan (\vec{a}_1, \vec{a}_2). Le CP est réalisé dans un matériau d'indice 3,17 correspondant à l'InP aux longueurs d'onde proches de $1,55 \mu\text{m}$. Le diagramme de bandes correspondant aux vecteurs d'onde dans le plan (\vec{a}_1, \vec{a}_2) du CP, calculé par PWE est représenté figure 2.4b. Le plan du CP étant un plan de symétrie de la structure, les modes dont le vecteur d'onde appartient à ce plan peuvent être séparés en deux polarisations : TE et TM. En polarisation TE, une bande de fréquence pour laquelle aucun mode de CP n'existe apparaît, quelle que soit la direction et la norme du vecteur d'onde. On parle de BIP omnidirectionnelle. Le CP se comporte alors comme un miroir parfait à ces fréquences, réfléchissant toute onde incidente quelle que soit sa direction de propagation dans le plan.

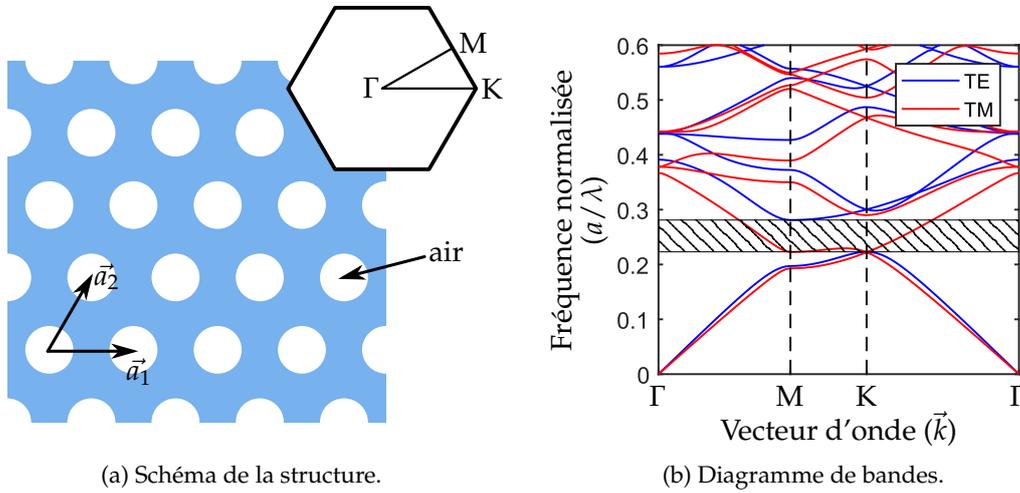


FIGURE 2.4 – Propriétés optiques du CP 2D à maille triangulaire pour un rayon des trous d'air de $0,286a$ et un matériau d'indice 3,17 correspondant à celui de l'InP à $1,55 \mu\text{m}$. (a) Schéma d'un cristal photonico à maille triangulaire avec les vecteurs générateurs du réseau \vec{a}_1 et \vec{a}_2 ainsi que sa première zone de Brillouin. (b) Diagramme de bandes correspondant obtenu par PWE 2D. L'apparition d'une BIP en polarisation TE est visible dans le diagramme de bande (zone hachurée). TE : $\vec{E} \in (\vec{a}_1, \vec{a}_2)$. TM : $\vec{H} \in (\vec{a}_1, \vec{a}_2)$.

Si l'approche 2D membranaire est couramment utilisée pour compléter le confinement dans la direction normale au plan du CP, elle apporte des contraintes supplémentaires. En effet, le confinement dans la membrane étant assuré par le phénomène de réflexion totale interne aux interfaces entre la membrane et le substrat/superstrat (voir figure 2.3), la condition suivante doit être respectée :

$$k_{\perp}^2 = k^2 - k_{\parallel}^2 < 0 \Leftrightarrow \omega < \frac{c}{n} k_{\parallel} \quad (2.3)$$

où k_{\perp} est la projection du vecteur d'onde dans le substrat (respectivement superstrat) sur la normale de la membrane, k la norme du vecteur d'onde dans le substrat (resp. superstrat), k_{\parallel} la projection du vecteur d'onde dans le plan de la membrane (\vec{a}_1, \vec{a}_2), ω la pulsation de l'onde,

c la vitesse de la lumière dans le vide et n l'indice du substrat (resp. superstrat).

La zone du diagramme de bandes ne respectant pas cette condition forme un cône, appelé « cône de lumière » qui admet un continuum de modes rayonnés, non confinés dans la membrane. Les modes issus du diagramme du CP 2D appartenant à ce cône ne sont plus totalement confinés dans la membrane et fuient dans le substrat ou le superstrat. Ces modes sont donc des modes à pertes, par opposition aux modes sous la ligne de lumière, dits sans pertes. La figure 2.5 montre le diagramme de bande d'un CP 2D de même géométrie que celui de la figure 2.4 réalisé dans une membrane d'InP d'indice 3,17 de 300 nm d'épaisseur et reportée sur silice d'indice 1,444. La simulation est réalisée par PWE 2D dans un matériau d'indice 2,72. Cette valeur correspond à l'indice effectif du mode guidé fondamental TE de la membrane air/InP/SiO₂ à 1,55 μm , calculé analytiquement. La « ligne de lumière », qui délimite le cône de lumière, est représentée par une ligne noire. Le cône de lumière, ou se situent les modes à pertes, est représenté par la zone éclaircie au-dessus de la ligne de lumière.

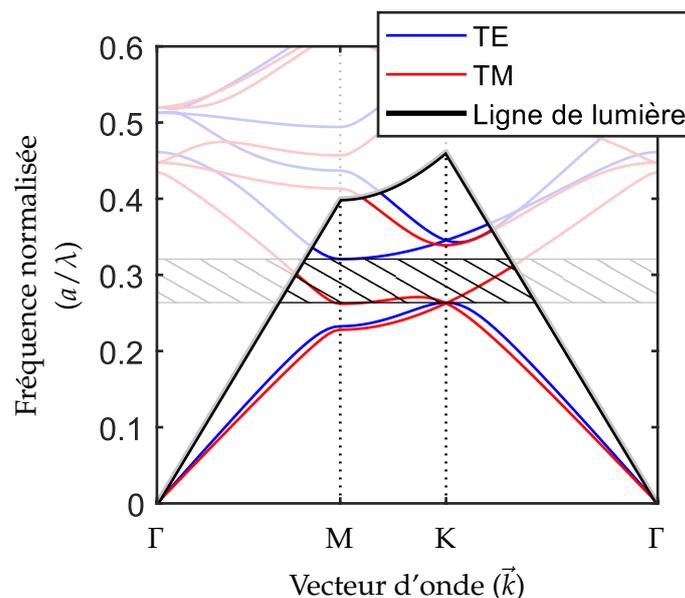


FIGURE 2.5 – Diagramme de bande du CP 2D membranaire avec le même rayon de trous ($0,286a$) obtenu par PWE 2D. L'indice effectif de 2,72 correspond à une membrane d'InP de 300 nm reportée sur silice à 1,55 μm . La ligne de lumière est représentée par une ligne noire. La zone hachurée représente la BIP en polarisation TE.

Les sections suivantes expliquent comment l'insertion de défauts dans la structure périodique du CP membranaire permet de guider, voire de confiner la lumière dans des dimensions de l'ordre de sa longueur d'onde, mais aussi d'obtenir des modes à faible vitesse de groupe.

2.2.2 Guides à cristaux photoniques planaires

Pour créer un guide dans un CP membranaire, la méthode la plus simple consiste à générer un défaut linéaire le long duquel la lumière pourra se propager. Pour les fréquences de la BIP, la lumière ne pouvant pas se propager dans le CP, ces modes sont confinés autour des défauts. Parmi les défauts linéaires qu'il est possible d'insérer dans un CP 2D, on peut notamment citer les frontières entre un CP et un autre, ou celles entre un CP et un matériau homogène, mais également la modification locale des propriétés d'une ou plusieurs rangées de trous, telles que la position des trous ou leur rayon. La méthode utilisée dans cette thèse consiste à supprimer une rangée de trous du CP dans la direction des plus proches voisins (ΓK) du réseau triangulaire. Le guide ainsi créé est d'extension infinie et est appelé « guide W1 ».

La figure 2.6 montre un schéma du guide W1 ainsi que le diagramme de bandes correspondant pour les modes TE de vecteur d'onde k_x défini dans la direction du guide. On retrouve les modes du CP à maille triangulaire (zones grisées), mais on note l'apparition de modes dans la BIP et sous la bande de valence. Ces modes correspondent aux modes guidés le long du défaut. Dans la BIP, deux modes apparaissent autour de la fréquence réduite 0,3. Les cartographies d'amplitude du champ H_z , représentatif de la polarisation TE, associées à ces deux modes guidés sont représentées figure 2.7 pour trois valeurs de fréquences indiquées sur la figure 2.6b (1 à 3 et 1' à 3'). Le mode fondamental, de fréquence plus faible et surligné en rouge sur la figure 2.6b, est monomode sur la plage spectrale de $a/\lambda = 0,2657$ à $a/\lambda = 0,2862$ (soit 1447 à 1558 nm pour $a = 414$ nm).

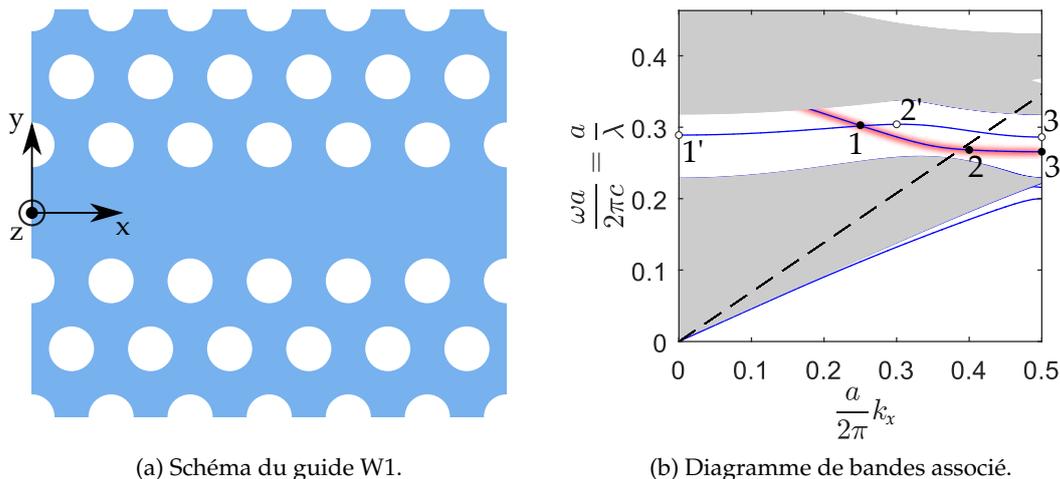


FIGURE 2.6 – Présentation du guide W1 et des modes TE associés. (a) Schéma du guide W1. La lumière est guidée dans la rangée de trous manquante. (b) Diagramme de bandes correspondant obtenu par PWE 2D en considérant un rayon des trous de $0,286a$ et un indice effectif de 2,72 correspondant à une membrane d'InP de 300 nm d'épaisseur reportée sur silice à $1,55 \mu\text{m}$. Le mode fondamental symétrique d'intérêt est surligné en rouge. La ligne de lumière est représentée en trait noir pointillé.

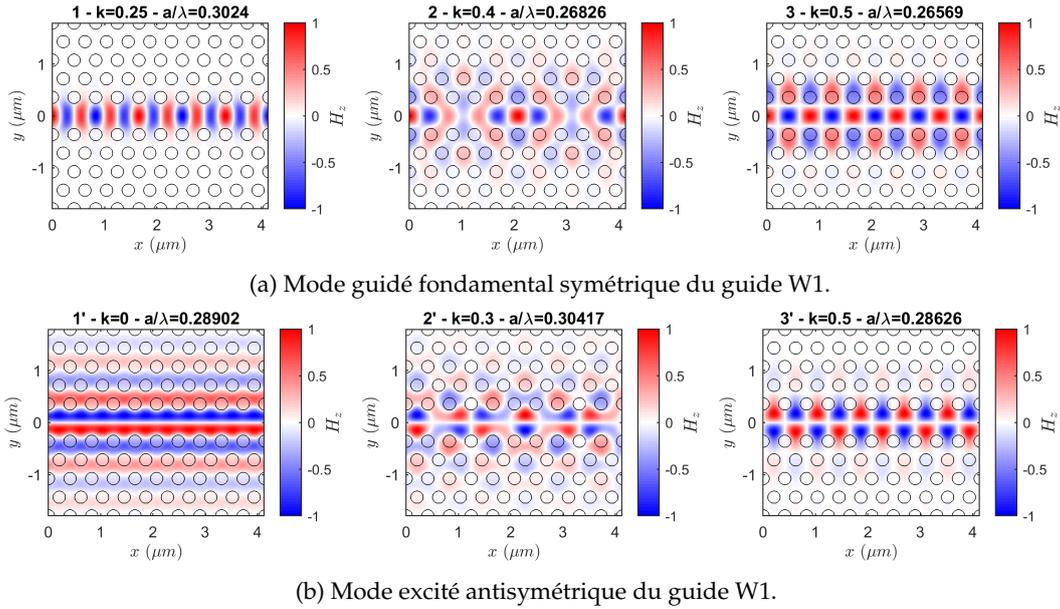


FIGURE 2.7 – Cartographies de la partie réelle du champ H_z associées aux modes guidés symétrique (1 à 3) et antisymétrique (1' à 3') du guide W1 réalisées aux fréquences indiquées sur la figure 2.6. Les cartographies sont calculées par simulations PWE 2D avec un rayon des trous de $0,286a$ et un indice effectif de $2,72$ correspondant à une membrane d'InP de 300 nm d'épaisseur reportée sur silice à $1,55\ \mu\text{m}$.

On observe qu'en bord de zone de Brillouin ($\frac{a}{2\pi}k_x \approx 0,5$), la vitesse de groupe des modes guidés $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k_x}$ tend vers zéro, et l'indice de groupe $n_g = c/v_g$ tend vers l'infini. Il s'agit du phénomène de lumière lente qui fait la spécificité du guide W1 par rapport aux guides classiques. Cependant, la dispersion de ce mode lent en bord de zone de Brillouin est très élevée.

Afin de comprendre comment agir sur la dispersion des modes guidés, il est intéressant d'étudier les mécanismes à l'origine de leur formation. Dans le cas des guides W1 formés dans un CP constitué de trous d'air dans un milieu d'indice élevé, deux mécanismes de guidage coexistent [13]. Il existe d'une part un guidage diffractif lié à la présence de la BIP. Les CP de part et d'autre du guide se comportant comme des réflecteurs parfaits, on obtient un système analogue à un guide constitué de deux miroirs métalliques. D'autre part, l'indice moyen du CP étant plus faible que celui du défaut linéique au centre du fait de la présence des trous, un phénomène de guidage réfractif s'ajoute au guidage diffractif. L'onde est alors confinée dans le guide par pseudo-réflexion totale interne. En combinant ces deux types de modes, on peut reconstituer l'ensemble des modes guidés observés sur la figure 2.6b. La figure 2.8 illustre schématiquement cette interprétation concernant l'origine du diagramme de bande du guide W1 [13].

En se basant sur les dispersions des modes d'un guide métallique et d'un guide réfractif, il est possible d'évaluer l'allure des modes avant l'introduction des couplages. Seuls le mode fon-

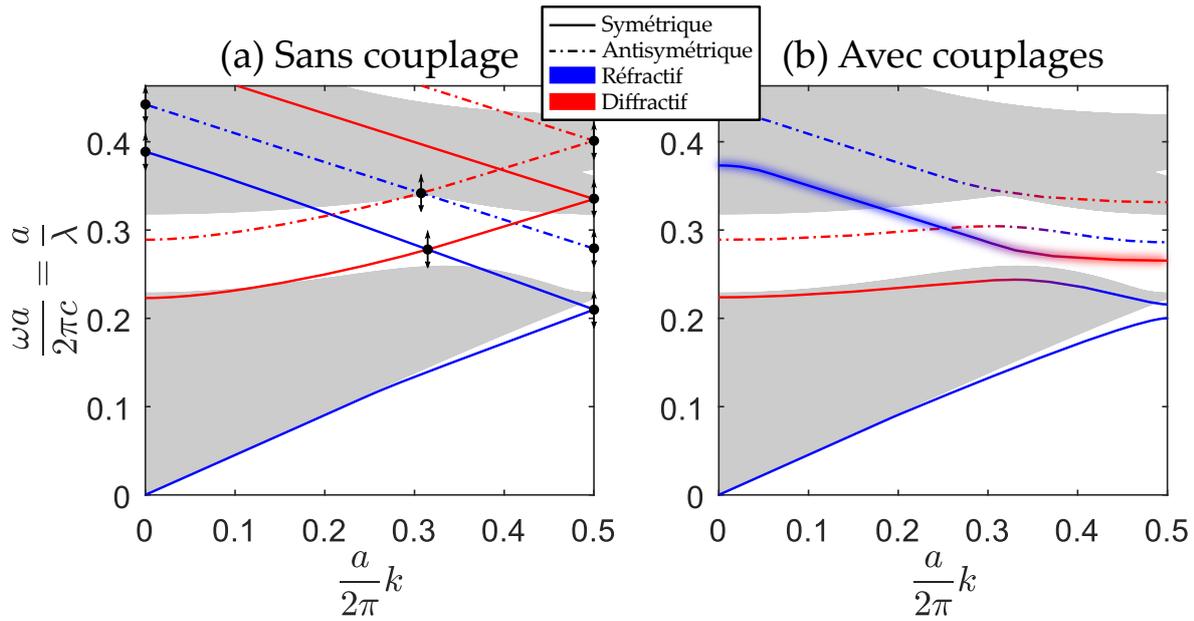


FIGURE 2.8 – Schémas de principe présentant la dispersion des modes du guide W1 (a) avant l'introduction des couplages et (b) après leur introduction. Les traits rouges correspondent au guidage diffractif et les bleus au guidage réfractif. Les modes en trait plein (resp. pointillés) sont symétriques (resp. antisymétriques) par rapport à l'axe du guide. Le mode fondamental symétrique étudié par la suite est mis en valeur sur la figure avec couplages (b).

damental et le premier mode excité permis par chaque mécanisme sont représentés. Ces modes peuvent ensuite se coupler pour former les modes hybrides observés dans le W1. Par ailleurs, les deux modes fondamentaux ont un profil de champ \vec{H} symétrique par rapport au plan (xOz) du guide, tandis que les premiers modes excités sont antisymétriques. Du fait des parités opposées des modes fondamentaux et excités, leur couplage est nul. Pour tous les autres croisements, le couplage provoque l'ouverture d'une bande interdite. En bord de zone de Brillouin, les modes propagatifs et contre-propagatifs se couplent du fait de la périodicité de la structure. La figure 2.8b montre les modes hybrides obtenus après introduction des couplages, où la coloration (bleu ou rouge) indique le type de confinement (réfractif ou diffractif) qui domine. On remarque qu'aux emplacements des croisements, sous l'effet des couplages, la dispersion des modes s'aplatit et génère ainsi des modes à faible vitesse de groupe. Ainsi, les modes guidés observés dans la BIP du guide W1 correspondent à la branche supérieure du mode hybride symétrique et à la branche inférieure du mode hybride antisymétrique.

Cette interprétation de l'origine des modes du guide W1 est corroborée par les changements des profils spatiaux des modes guidés le long des bandes. Sur les cartographies du mode fondamental symétrique de la figure 2.7, par exemple, la transition entre guidage réfractif (image 1) et guidage diffractif (images 2 et 3) est particulièrement visible lorsque la fréquence du mode diminue et ce dernier se rapproche du bord de la zone de Brillouin. En effet, les modes diffractifs

pénètrent plus profondément dans les rangées de CP voisines du défaut, car leur confinement est associé aux interférences destructives dans le CP. Les techniques d'ingénierie de dispersion présentées dans la section 2.3.3 sont basées sur la modification de ces couplages en altérant la géométrie locale du CP autour du défaut linéique.

Ainsi, le W1 permet à la fois de guider la lumière dans une section très restreinte tout en offrant des bandes de fréquences monomodes où la lumière peut être ralentie. La section suivante présente les cavités linéaires pouvant être réalisées à partir du guide W1 et qui en exploitent les propriétés de dispersion.

2.2.3 Cavités à cristaux photoniques

Des cavités peuvent être réalisées dans les CP en omettant un nombre fini de trous dans une ou plusieurs directions du cristal. Il est ainsi possible de créer des cavités de formes diverses en fonction de l'application souhaitée. Pour réaliser un laser à blocage de modes les cavités linéiques sont particulièrement intéressantes, car leurs propriétés sont issues en grande partie de la dispersion des modes du guide W1. Ces cavités sont formées en retirant N trous dans la direction ΓK (voir la figure 2.9a). La structure obtenue, nommée « cavités LN », peut être vue comme une portion de guide W1 fermée par des miroirs à CP, formant une cavité Fabry-Pérot.

Ainsi, en reprenant le modèle de la cavité Fabry-Pérot, il est possible de déterminer à partir de la dispersion du guide W1 $\omega_{W1}(k_x)$ les fréquences des modes de la cavité LN. En effet, les conditions aux limites aux miroirs restreignent les vecteurs d'onde admissibles à la série $k_p = p\pi/L + \phi(\omega_p)$, où p est un entier, L la longueur de la cavité, ϕ le déphasage à la réflexion aux miroirs et ω_p la pulsation du mode d'ordre p. Les modes de la cavité sont alors $\omega_p = \omega_{W1}(k_p)$, ce qui correspond *a priori* à une discrétisation de la dispersion des modes guidés du guide W1 (pour N suffisamment grand).

En supposant le déphasage indépendant de la fréquence dans la zone étudiée, ce qui revient à considérer une pénétration dans les miroirs à CP bordant la cavité relativement similaire pour les différents modes, les vecteurs d'onde admissibles deviennent équidistants. Cette hypothèse sera vérifiée par la suite à l'aide de simulations de cavité (section 2.4.1). La discrétisation en vecteur d'onde imposée permet alors de retrouver la relation 2.4 liant l'indice de groupe du mode guidé du W1 à l'ISL exprimé en fréquence entre les modes de cavités LN.

$$ISL = \frac{c}{2n_g L} \quad (2.4)$$

Un mode lent du W1 permet donc de réduire l'ISL de la cavité LN associée. Tant que n_g ne

varie pas, ce dernier est constant, et les modes sont équidistants en fréquence.

La figure 2.9b représente la dispersion du mode guidé fondamental symétrique du guide W1. Les vecteurs d'onde admissibles dans la cavité, séparés de $\frac{\pi}{L}$ dans l'hypothèse du déphasage à la réflexion constant, sont également représentés. La courbe de dispersion permet alors de faire le lien entre les vecteurs d'onde admissibles et les fréquences des modes de cavité obtenus. Ces modes correspondent alors à une discrétisation de la courbe de dispersion.

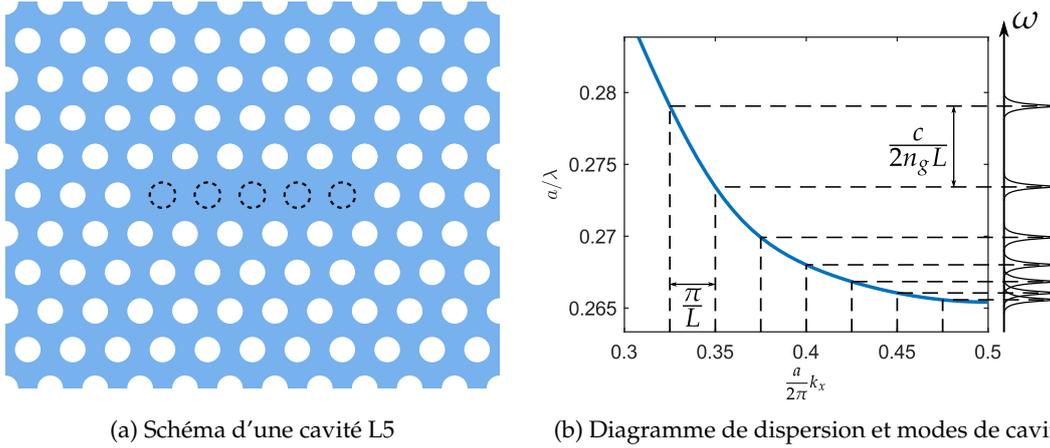


FIGURE 2.9 – Propriétés des cavités de type LN. (a) Schéma d'une cavité L5. Les 5 trous omis sont représentés en pointillés. (b) Lien entre la dispersion du mode guidé fondamental symétrique du guide W1 et les modes Fabry-Pérot correspondants de la cavité. Le spectre des modes de cavité est également représenté sur l'axe vertical.

Ainsi, l'utilisation des CP permet la création de cavités confinant la lumière dans un volume restreint et exploitant le ralentissement de la lumière pour réduire leur longueur. De plus, les CP offrent de nombreuses possibilités pour modifier la réponse spectrale de ces cavités grâce à l'ingénierie de dispersion ($n_g(\lambda)$) du guide sous-jacent.

2.3 Ingénierie de dispersion dans les guides W1

Le guide W1 est ainsi utilisé comme brique de base pour la conception de cavités à CP répondant au cahier des charges défini dans la section 2.1. Cependant, du fait de la dispersion très importante des modes lents guidés dans un W1 classique¹, les cavités LN construites en « fermant » un guide W1 ne génèrent pas de peigne de modes équidistants, et ne peuvent pas être utilisées comme cavité de laser à blocage de modes. L'objectif est donc de modifier le guide W1 afin qu'il présente une bande à faible vitesse de groupe et à dispersion linéaire.

1. En première approximation, la dispersion $\omega(k_x)$ du guide W1 peut être considérée comme quadratique au voisinage du bord de la première zone de Brillouin : $\omega(k_x) = \omega_0 + \frac{\beta_2}{2} (\frac{\pi}{a} - k)^2$.

2.3.1 Approche

Il existe de nombreuses méthodes pour modifier la dispersion d'un guide à CP, afin de créer des bandes de modes lents à dispersion linéaire. La plupart de ces méthodes consistent à modifier une combinaison de paramètres géométriques liées aux premières rangées de trous situées de part et d'autre du guide [14–19]. Cela a pour effet d'altérer la force des différents couplages à l'origine du mode fondamental du guide W1 (voir section 2.2.2), changeant ainsi localement la forme de la bande. En effet, le mode fondamental symétrique du guide W1 est issu du couplage d'un mode diffractif et d'un mode réfractif. Contrairement au mode réfractif, le mode diffractif pénètre dans le CP sur plusieurs rangées de trous de part et d'autre du défaut. Ainsi, la section réfractive du mode guidé symétrique ne sera affectée que par les rangées de trous adjacentes au guide, tandis que la section diffractive sera également sensible aux modifications apportées aux rangées suivantes. Les techniques d'ingénierie de dispersion présentées par la suite exploitent ces caractéristiques du mode fondamental du guide W1 pour créer une $BL_{n_g} \gg 1$ dans sa dispersion [19].

Les paramètres modifiés pour l'ingénierie de dispersion de ce mode guidé sont généralement :

- la largeur du guide [16]
- le rayon des trous [14]
- leur position longitudinale [15, 17]
- leur position latérale [17, 18]
- l'indice des trous [20]

Le tableau 2.3 regroupe les performances obtenues pour différentes techniques d'ingénierie de dispersion étudiées dans les guides W1.

Paramètres modifiés	$n_{g,exp}$	$n_{g,sim}$	FdM _{exp}	FdM _{sim}
Position latérale [18]	30 à 50	30 à 90	≈0,3	≈0,3
Rayon des trous [14]	≈34	15 à 100	0,24	≈0,33 à $n_g \approx 50$
Largeur du guide [16]	/	90	/	0,346
Positions latérale & longitudinale [17]	/	40 à 100	/	0,22 à 0,18
Position longitudinale [15]	40 à 60	/	0,16 à 0,12	/

TABLEAU 2.3 – Caractéristiques des bandes linéaires obtenues par différentes techniques d'ingénierie de dispersion pour des guide W1 en silicium suspendu dans l'air [15, 18] ou sur substrat de silice [14, 16, 17]. Les performances obtenues en simulations et expérimentales sont données, le cas échéant.

Il est communément admis qu'il est plus difficile de contrôler finement le rayon des trous lors de la fabrication des CP par lithographie électronique que leur position [19]. Ainsi, cette deuxième méthode est généralement préférée. Par ailleurs, la modification de la largeur du guide augmente considérablement les pertes des modes guidés par rapport aux autres techniques [19].

Dans cette thèse, nous avons choisi d'adapter la méthode développée par LI *et al.* [18], qui consiste à déplacer les trous perpendiculairement à la direction du guide (voir figure 2.10) pour sa flexibilité sur l'indice de groupe, les grands FdM obtenus (pour des guides W1 passifs en silicium suspendus dans l'air), ainsi que sa relative facilité d'implémentation technologique compte tenu des moyens de nano-fabrication du laboratoire. Deux paramètres, appelés s_1 et s_2 , définissent la modification ainsi apportée.

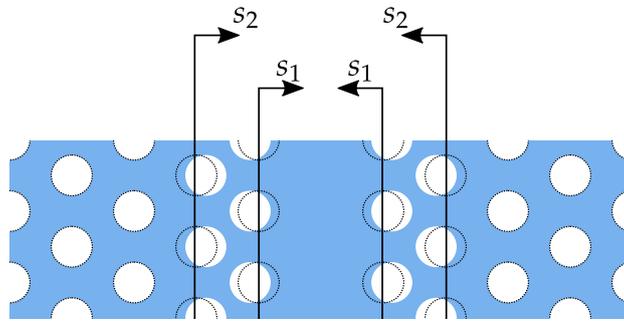


FIGURE 2.10 – Présentation des paramètres s_1 et s_2 permettant la modification de la dispersion du mode guidé fondamental. La position de base des trous est représentée en noir. Sur ce schéma, s_1 est négatif et s_2 est positif.

La figure 2.11 compare la dispersion du mode fondamental d'un guide W1 à celle d'un guide ainsi modifié ($s_1 = -0,1477a$, $s_2 = 0$, $r = 0,286a$) pour présenter une $BL_{n_g} \gg 1$. Les dispersions sont obtenues par PWE 2D avec un indice effectif de 2,72 correspondant à la membrane d'InP de 300 nm reportée sur silice à 1,55 μm . Pour un indice de groupe donné, l'ingénierie de dispersion permet donc d'obtenir une $BL_{n_g} \gg 1$ bien plus large que celle du guide W1 classique. Ainsi, le guide W1 classique est limité à des FdM de l'ordre de 0,04, tandis que l'approche de LI *et al.* [18] permet d'atteindre des valeurs proches de 0,3 pour un guide à CP air/Si/air.

À l'aide de simulations numériques, il est possible de déterminer la dispersion des différents modes de la structure en fonction des paramètres géométriques, et ainsi optimiser la géométrie en fonction du cahier des charges et de la configuration verticale du CP utilisée (voir section 2.3.3). La suite du chapitre présente ce travail d'optimisation de la dispersion du guide W1 air/InP/silice, qui est ensuite utilisé comme brique de base pour former la cavité pouvant présenter un peigne de modes équidistants.

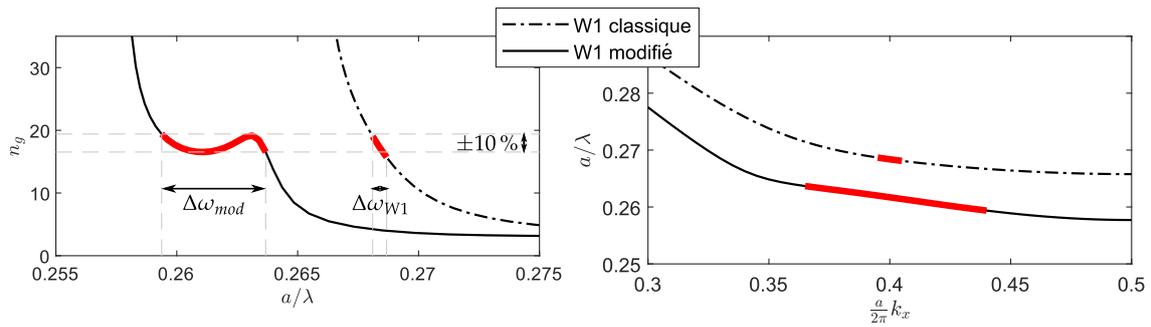


FIGURE 2.11 – Comparaison des dispersions des guides W1 classique et modifié. Les portions en traits épais rouges représentent la bande linéaire à faible vitesse de groupe, où n_g reste constant à $\pm 10\%$ près. L'ingénierie de dispersion permet d'augmenter significativement sa largeur spectrale $\Delta\omega$. Simulations PWE 2D avec un indice effectif de 2,72 correspondant à la membrane d'InP de 300 nm à 1,55 μm et un rayon des trous de 0,286a. Le guide modifié a pour paramètres $s_1 = -0,1477a$ et $s_2 = 0$.

2.3.2 Optimisation des paramètres du cristal photonique

Pour pouvoir réaliser un guide à CP, il est tout d'abord nécessaire de créer une BIP. La largeur de la BIP, sa fréquence centrale, ainsi que la position des modes guidés dans la BIP sont fixées par les paramètres géométriques du CP ainsi que par les propriétés optiques des matériaux le constituant, en particulier, leur indice de réfraction. Ces derniers (air/InP/silice) étant imposés par le cahier des charges (voir section 2.1), seuls les paramètres géométriques du CP restent libres, et constituent donc les variables à ajuster pour optimiser la largeur de la partie exploitable du mode guidé fondamental.

Effet du rayon des trous sur le diagramme de bandes d'un guide W1

À l'aide de la PWE 2D, l'influence du rayon des trous peut être étudiée de manière systématique. La figure 2.12 montre l'évolution du diagramme de bandes d'un guide W1 formé dans une membrane d'InP d'indice 3,17, d'épaisseur 300 nm pour trois rayons de trous variant de 0,2a à 0,4a. Les simulations sont réalisées par PWE 2D avec un indice effectif de 2,72. On observe que le rayon des trous influence à la fois la fréquence centrale de la BIP et sa largeur spectrale. La position des modes guidés au sein de la BIP est également affectée.

Comme point de départ à l'ingénierie de dispersion des guides à CP, il est particulièrement important de maximiser la largeur spectrale exploitable du mode guidé fondamental. On observe que la BIP s'élargit avec le rayon des trous r/a entre 0,2 et 0,4. En effet, la rétro-diffusion dans le plan provoquée par les trous augmente avec leur rayon et renforce le couplage entre les modes propagatif et contre-propagatif à l'origine de la BIP. En revanche, en augmentant le rayon des trous, les modes guidés du W1 s'élèvent en fréquence par rapport à la ligne de lumière. En effet, une partie du matériau de haut indice est remplacée par de l'air, d'indice plus

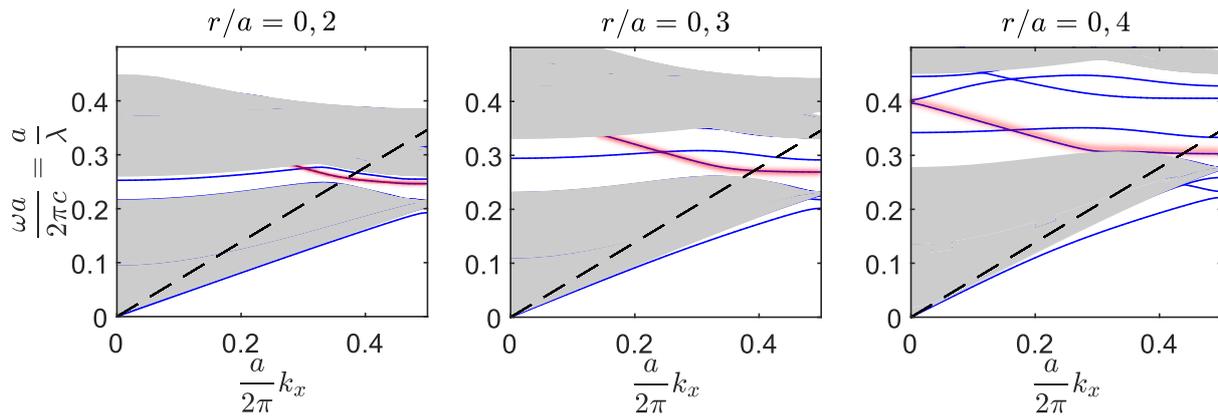


FIGURE 2.12 – Effet du rayon des trous sur la dispersion d’un guide W1. Les zones grisées correspondent aux bandes du CP. La position du mode guidé fondamental (surligné en rouge) par rapport à la ligne de lumière (en trait noir pointillé) est affectée par le déplacement de la BIP. Simulations PWE 2D avec un indice effectif de 2,72 correspondant à la membrane air/InP/silice de 300 nm à 1,55 μm .

faible. D’après le principe variationnel [10], cela implique une augmentation des fréquences des modes, directement observable en comparant les trois simulations de la figure 2.12. Par conséquent, la largeur spectrale de la bande associée au mode fondamental sans pertes, située sous la ligne de lumière, s’en trouve réduite.

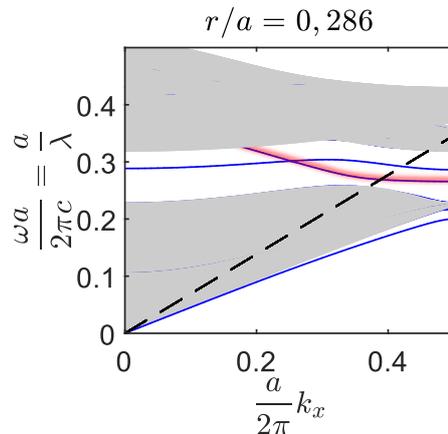


FIGURE 2.13 – Diagramme de bande du guide W1 non modifié pour le rayon des trous $r = 0,286a$ simulé par PWE 2D avec un indice effectif de 2,72 correspondant à une membrane air/InP/silice de 300 nm à 1,55 μm .

Pour la suite de l’étude, la valeur $r/a = 0.286$ est retenue, telle qu’issue d’un compromis entre la largeur de la BIP et celle de la portion de mode guidé fondamental sous la ligne de lumière. Le diagramme de bande correspondant est présenté sur la figure 2.13.

Choix de la période du CP

La période du CP détermine la position spectrale des modes. La simulation PWE 2D présentée figure 2.13 montre que la fréquence de coupure réduite du mode symétrique au bord de

la première zone de Brillouin ($k_x = \frac{\pi}{a}$), que l'on souhaite exploiter, vaut $\frac{a}{\lambda} = 0,266$. Pour placer ce mode autour de la longueur d'onde de 1,55 μm visée, la période doit être fixée à des valeurs de l'ordre de $a = 0,266 \times 1,55 \mu\text{m} \approx 412 \text{ nm}$.

Choix de l'épaisseur de la membrane

Pour comprendre l'effet de l'épaisseur de la membrane sur les modes guidés du W1, il est plus aisé de raisonner à partir de l'approche de l'indice effectif. L'étude est donc ramenée au cas du guide plan, représenté figure 2.14a, dont la solution peut s'obtenir analytiquement en négligeant la dispersion des matériaux. On étudie ici le mode fondamental de la membrane, qui possède le meilleur confinement dans l'InP, et qui présente un maximum d'intensité au centre de la membrane, c'est-à-dire là où les émetteurs sont placés. Ces derniers se couplant préférentiellement aux modes TE, l'analyse est limitée à cette polarisation. En augmentant l'épaisseur de la membrane, on augmente l'indice effectif du mode guidé fondamental, ce qui a pour effet de réduire les fréquences normalisées des modes de la structure finale, et d'augmenter avantageusement la proportion des modes sous la ligne de lumière, comme observé avec le rayon des trous.

Cependant, la longueur d'onde d'apparition du premier mode excité (avec un nœud au centre de la membrane) augmente lorsque la membrane est épaissie. Si cette longueur d'onde de coupure devient supérieure à la longueur d'onde de travail souhaitée, la membrane devient multimode verticalement, et l'énergie fournie par les émetteurs risque d'être détournée des modes d'intérêt (associés au mode fondamental). La longueur d'onde de coupure d'un guide plan est donnée analytiquement par l'équation 2.5.

$$\lambda_c = \frac{2\pi d \sqrt{n_c^2 - n_s^2}}{\arctan(\sqrt{a}) + \pi} \quad (2.5)$$

$$\text{avec } a = \frac{n_s^2 - n_i^2}{n_c^2 - n_s^2}$$

où d est l'épaisseur de la membrane, n_c est l'indice du cœur, n_s l'indice du substrat, n_i l'indice du superstrat.

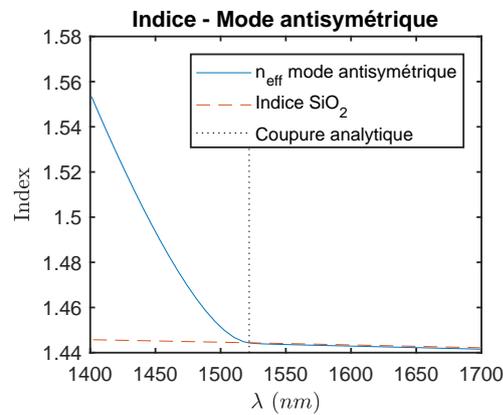
Ainsi, pour une longueur d'onde de travail de 1550 nm, $n_c = 3,17$, $n_s = 1,444$ et $n_i = 1$ correspondant à l'hétérostructure air/InP/silice envisagée, l'équation 2.5 donne une épaisseur limite de 306 nm avant apparition du premier mode d'ordre supérieur. L'épaisseur de 300 nm choisie par la suite permet donc de conserver un régime de membrane monomode en polarisation TE avec un mode fondamental d'indice effectif élevé ($\approx 2,73$), donc bien confiné dans la

membrane.

Pour affiner ces résultats et prendre en compte la dispersion de l'InP et de la silice, la structure air/InP/silice est simulée par méthode Finite Difference Eigenmode solver (FDE) pour une épaisseur de 300 nm. La figure 2.14 montre l'évolution de l'indice effectif du mode antisymétrique de la membrane en polarisation TE en fonction de la longueur d'onde. L'indice effectif se confond avec l'indice de la silice pour les longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde de coupure analytique ($\lambda = 1522$ nm), ce qui se traduit par la disparition du mode guidé. En-dessous de la longueur d'onde de coupure, l'indice effectif de la membrane augmente, mais reste faible ($< 1,56$ à 1400 nm), ce qui limite son impact sur les performances du laser. En effet, un faible indice effectif traduit la forte extension du mode de membrane dans le substrat et le superstrat, ce qui réduit son interaction avec le milieu à gain.



(a) Schéma du guide plan modélisant l'hétérostructure du laser.



(b) Évolution de l'indice effectif du premier mode excité de la membrane d'InP obtenue par FDE pour une épaisseur de 300 nm, en prenant en compte la dispersion des matériaux.

FIGURE 2.14 – Étude de l'apparition du premier mode excité de la membrane d'InP en polarisation TE. L'approche analytique prévoit une longueur d'onde de coupure de ≈ 1522 nm. La membrane reste donc monomode à la longueur d'onde de travail souhaitée de 1550 nm.

Finalement, une épaisseur de membrane de 300 nm est un bon compromis pour éloigner le mode TE fondamental du guide à CP de la ligne de lumière et limiter les risques liés à l'apparition du premier mode d'ordre supérieur de la membrane air/InP/silice.

2.3.3 Ingénierie de la dispersion de guides W1

La première étape pour réaliser une cavité générant un peigne de modes équidistant consiste donc à optimiser la dispersion d'un guide W1 afin de maximiser le FdM $n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c}$. La méthode choisie ici consiste à balayer les paramètres s_1 et s_2 (définis section 2.3.1, figure 2.10) par simulation pour déterminer la structure optimale. Cette étude est découpée en deux temps :

1. Étude préliminaire : simulations 2D par PWE, sans la dispersion des matériaux (section 2.3.3)
2. Étude approfondie : simulations 3D par FDTD, avec la dispersion des matériaux (section 2.3.3)

La PWE 2D présente l'avantage d'être rapide et permet d'étudier les tendances du FdM en fonction de s_1 et s_2 . Cette première étude sert de guide aux simulations FDTD 3D, plus longues, mais aussi plus précises. Cette étape d'optimisation est illustrée par l'étude de trois géométries offrant des indices de groupe n_g différents.

Étude préliminaire par PWE 2D

À l'aide de simulations PWE 2D, il est possible d'étudier les caractéristiques de toute une série de guides W1, en balayant les paramètres s_1 et s_2 , de façon à déterminer leur effet sur le FdM. Pour rappel, s_1 et s_2 sont comptés positivement pour un déplacement vers le défaut linéique. La figure 2.15 condense les résultats de ces simulations pour un rayon des trous de $r = 0,286a$ et un indice effectif de la membrane de 300 nm fixé à 2,72 pour refléter l'hétérostructure air/InP/silice à $1,55 \mu\text{m}$. Il apparaît qu'un ensemble de couples (s_1, s_2) en forme de bande maximise le FdM à une valeur d'environ 0,3. La figure 2.15 indique également les lignes à n_g constant, compris entre 7,5 et 30 pour les valeurs de s_1 et s_2 étudiées.

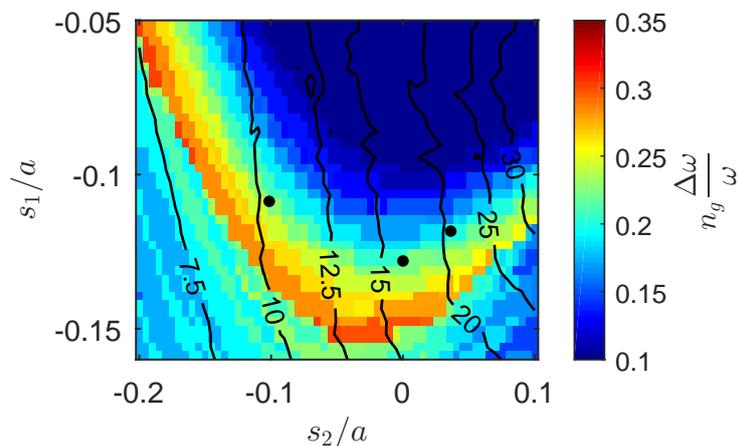


FIGURE 2.15 – Cartographie du FdM en fonction de s_1 et s_2 obtenue à l'aide de simulations PWE 2D. Les lignes noires sont les courbes de niveau de l'indice de groupe n_g . Les cercles noirs représentent les paramètres retenus en fonction des simulations FDTD 3D (voir section 2.3.3). L'indice effectif de la membrane air/InP/silice de 300 nm est fixé à 2,72 et le rayon des trous à $0,286a$.

Ces résultats sont similaires à ceux reportés dans la littérature sur membrane de silicium suspendue dans l'air (FdM $\approx 0,3$) [18], malgré le contraste d'indice plus faible lié à l'InP. Les indices de groupe obtenus sont légèrement plus faibles, ce qui peut être attribué à l'indice

effectif plus faible de la membrane air/InP/silice.

Pour une valeur de s_2 donnée, l'indice de groupe semble être quasiment indépendant de s_1 . Pour s_1 donné, il est monotone croissant en fonction de s_2 dans la zone d'intérêt où le FdM est maximum. Ainsi, il est possible de fixer s_2 en fonction de l'indice de groupe recherché, puis de chercher la valeur de s_1 maximisant le FdM : chaque valeur de s_2 permet ainsi d'obtenir un guide W1 optimisé avec un indice de groupe différent.

Cette méthode, qui permet de limiter le balayage de paramètres à s_1 uniquement pour quelques valeurs de s_2 choisies, est utilisée dans la section suivante pour optimiser plus finement les paramètres par simulations FDTD 3D, plus longues.

Étude approfondie par FDTD 3D

Cette section se concentre sur l'optimisation par simulation FDTD 3D de trois structures W1 modifiées basées sur 3 valeurs de s_2 ($-0,1$; 0 et $0,036a^2$) visant des indices de groupe d'environ 15 ; 30 et 40. Dans la suite, ces géométries seront désignées par n_g15 , n_g30 et n_g40 respectivement. Ces études sont réalisées pour une période $a = 414$ nm, un rayon des trous de $r = 118$ nm $= 0,285a$, et une épaisseur de membrane d'InP de $e_{\text{InP}} = 300$ nm. Elles prennent en compte la dispersion des matériaux fournie par Lumerical (InP et SiO₂), les effets du confinement vertical dans la membrane air/InP/SiO₂, ainsi que les pertes dans le plan et hors du plan de la membrane. Les guides simulés sont constitués de 11 rangées de trous de part et d'autre du défaut linéique. L'annexe A.2.1 décrit plus en détail les paramètres de ces simulations. Dans la suite de cette section, le cas $s_2 = 0$ a été choisi pour illustrer cette démarche, qui est appliquée à l'identique pour les deux autres valeurs de s_2 .

La figure 2.16 montre la dispersion d'indice de groupe du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de s_1 (a), ainsi que l'évolution de FdM associé à ce mode en fonction de s_1 (b). La figure 2.16a montre que l'indice de groupe de la $BL_{n_g \gg 1}$ générée se situe autour de 28, en accord avec l'indice de 30 visé. La valeur maximale du FdM de 0,295 est atteinte pour $s_1 = -56$ nm, soit $0,136a$. Ces résultats correspondent à des valeurs de s_1 optimales légèrement plus faibles que celles déduites de l'étude préliminaire ($s_1 = -0,1477a$ et $s_2 = 0$). De plus, l'indice de groupe atteint est sous-évalué par la PWE 2D par un facteur 2 environ ($n_g \approx 16$ sur la figure 2.15).

En comparant les figures 2.16a et b, on observe que les géométries disposant des FdM les plus grands ($s_1 = -56$ nm par exemple) sont également celles pour lesquelles l'amplitude des variations de n_g sont les plus grandes. Cela suggère que la dispersivité de la $BL_{n_g \gg 1}$ est

2. soit -42 nm ; 0 nm et 15 nm respectivement

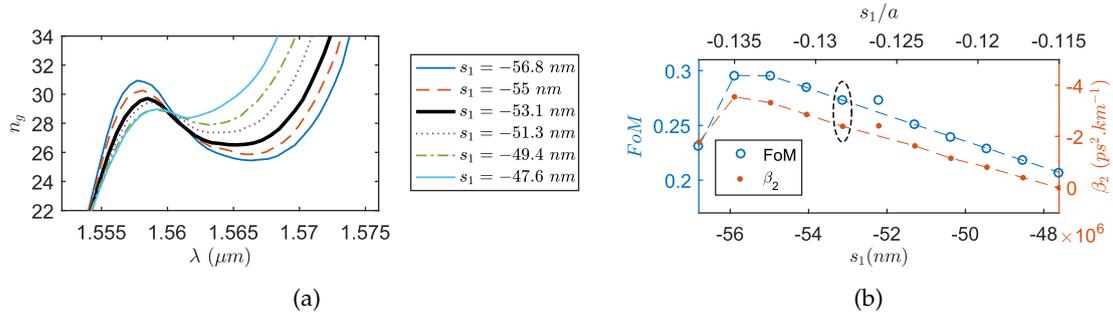


FIGURE 2.16 – Résultats des simulations FDTD 3D de guides W1 modifiés avec $s_2 = 0$ pour l’optimisation de la dispersion du mode fondamental TE. (a) Variations spectrales de l’indice de groupe pour différentes valeurs de s_1 . La géométrie sélectionnée est représentée par la courbe noire. (b) Évolution du FdM et de β_2 en fonction de s_1 . La géométrie retenue est entourée en noir. La période du CP vaut $a = 414 \text{ nm}$, le rayon des trous $r = 118 \text{ nm} = 0,285a$ et l’épaisseur de la membrane air/InP/silice 300 nm . La dispersion des matériaux est prise en compte.

également plus élevée. Pour éviter une dispersion trop importante des impulsions lors de leur propagation dans la cavité laser, il est important de minimiser la dispersivité de la $BL_{n_g \gg 1}$. Pour la chiffrer, la méthode usuelle consiste à développer la dispersion en polynôme de Taylor autour d’une fréquence ω_0 . En se limitant à l’ordre 3, le développement s’écrit :

$$k_x(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.6)$$

avec $\beta_n = \left. \frac{\partial^n k}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}$

La valeur de ω_0 retenue est celle minimisant l’écart entre la dispersion de la $BL_{n_g \gg 1}$ et le développement de Taylor au sens des moindres carrés. Les valeurs de β_2 et β_3 ainsi obtenues représentent les dispersions d’ordre 2 et d’ordre 3 de la $BL_{n_g \gg 1}$, et donnent une indication plus fine de la linéarité de la bande modifiée. Une étude théorique du comportement dynamique des lasers à blocage de modes à CP menée par HEUCK *et al.* [21] montre que la durée des impulsions est minimale pour des valeurs de β_2 autour de $-2,1 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$, et que l’influence de β_3 est négligeable si β_2 est situé entre $-1 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ et $-4 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$. Il faut cependant noter que la courbe de dispersion réelle possède généralement deux points d’inflexion dans la $BL_{n_g \gg 1}$, correspondants au minimum et au maximum de l’indice de groupe visibles sur la figure 2.16a. Un polynôme d’ordre 3 ne comportant qu’un unique point d’inflexion, il existe nécessairement une zone où un développement de Taylor d’ordre 3 ne peut plus suivre la dispersion de la $BL_{n_g \gg 1}$.

Les valeurs de β_2 sont également tracées en fonction de s_1 sur la figure 2.16b. On remarque que la valeur de s_1 maximisant le FdM donne également la plus grande valeur de β_2 en valeur

absolue. Un compromis entre une forte valeur du FdM et des valeurs de β_2 acceptables (β_2 entre $-1 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ et $-4 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$) doit donc être trouvé. Ces critères désignent la valeur $s_1 = -53 \text{ nm}$ comme valeur optimale pour $s_2 = 0$.

En répétant cette analyse avec les deux autres valeurs de s_2 choisies précédemment, les simulations montrent que les trois géométries permettent d'obtenir des indices de groupe de 16 ; 28 et 40, proches des valeurs de 15 ; 30 et 40 visées. Le tableau 2.4 résume les caractéristiques calculées par FDTD 3D de ces trois géométries. Les valeurs obtenues pour le facteur de mérite sont toutes supérieures à la valeur 0.25.

Design	n_g	s_1 (nm)	s_2 (nm)	λ_c (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$\frac{\omega_c a}{2\pi c}$	$n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c}$	β_2 ($\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$)
n_g15	16	-45	-42	1570,2	29,9	0,2637	0,296	$-1,74 \times 10^6$
n_g30	28	-53	0	1562,9	15,3	0,2649	0,273	$-2,4 \times 10^6$
n_g40	40	-49	15	1553,2	10,1	0,2666	0,261	$-5,6 \times 10^6$

TABLEAU 2.4 – Résumé des trois designs de guide W1 à dispersion linéaire obtenus par simulations FDTD 3D ($a = 414 \text{ nm}$, $r = 118 \text{ nm} = 0,285a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300 \text{ nm}$, avec dispersion des matériaux).

Ainsi, en fonction de l'application choisie, et du facteur de miniaturisation nécessaire, il est possible de choisir la géométrie la plus adaptée. La figure 2.17 montre les dispersions du mode fondamental associées aux trois structures de W1 issues de l'ingénierie de dispersion réalisées sur l'hétérostructure air/InP/silice. La fréquence centrale de la $BL_{n_g \gg 1}$ est affectée par la modification de la largeur effective du guide due au déplacement des trous de part et d'autre du guide, ce qui pourrait être aisément compensé en changeant la période du CP (voir section 2.3.4).

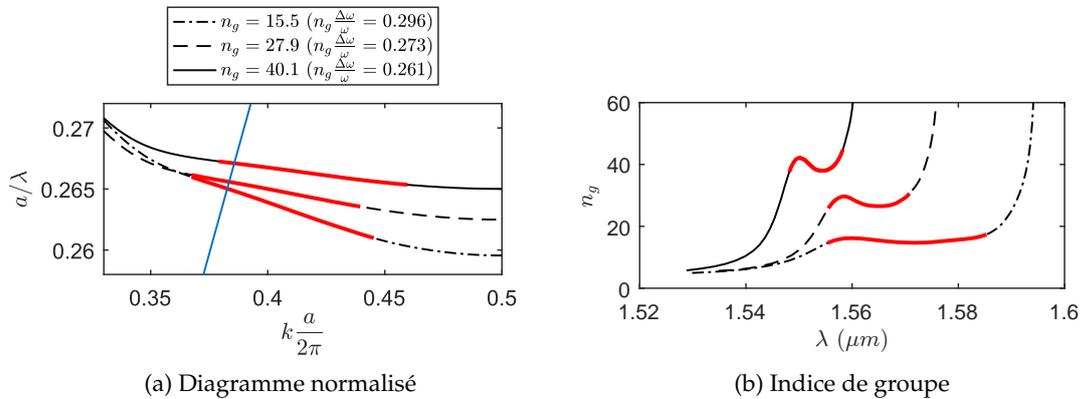


FIGURE 2.17 – Dispersions des modes guidés fondamentaux pour les trois designs optimisés avec les paramètres résumés dans le tableau 2.4 obtenues par FDTD 3D ($a = 414 \text{ nm}$, $r = 118 \text{ nm} = 0,285a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300 \text{ nm}$, avec dispersion des matériaux). La bande linéaire à faible vitesse de groupe est surlignée en rouge et la ligne bleue représente la ligne de lumière de la silice.

La figure 2.17a souligne également la contrainte de la ligne de lumière de la silice. En effet, si la ligne de lumière de l'air est trop haute pour être représentée dans ce diagramme, celle de la silice croise la fin de la $BL_{n_g \gg 1}$ aux hautes fréquences. Les modes au-dessus de cette ligne étant soumis à une source de pertes supplémentaire (fuite de la lumière dans le substrat), on anticipe une réduction des facteurs de qualité des modes de cavité associés, limitant au final le nombre de modes susceptible de participer au blocage de modes. La section 2.4.2 étudie l'importance des différents canaux de pertes afin de s'assurer que les facteurs de qualité seront suffisamment élevés pour obtenir un effet laser sur les différents modes de la $BL_{n_g \gg 1}$.

2.3.4 Robustesse du design

Les procédés de fabrication des CP peuvent induire des déviations des paramètres géométriques par rapport aux valeurs nominales fournies par l'étude précédente. Afin d'évaluer la robustesse de la $BL_{n_g \gg 1}$ vis-à-vis des principales caractéristiques du CP, à savoir la période et le rayon des trous, des simulations numériques balayant ces paramètres ont été réalisées.

Effet de la période du CP

Cette section s'intéresse aux effets de la période a sur le mode fondamental du guide W1. Le rayon normalisé r/a et les paramètres normalisés de l'ingénierie de dispersion s_1/a et s_2/a sont considérés constants lors d'une modification de la période. Dans le cas d'un CP 2D infini dans la direction verticale, un changement de période correspond simplement à l'application d'une homothétie. Les fréquences réduites des modes restent alors inchangées. En revanche, dans le cas d'un CP membranaire, la modification de la période n'est plus équivalente à une homothétie sur tous les paramètres, puisque l'épaisseur de la membrane reste constante. Ainsi, les fréquences réduites ne sont plus conservées, et l'allure des diagrammes de bandes peut être altérée. En ce qui concerne les fréquences réduites du W1, l'effet induit par l'augmentation de la période peut être interprété en considérant, de manière équivalente, deux étapes successives :

1. une homothétie augmentant toutes les dimensions
2. une réduction de l'épaisseur de la membrane

La première étape est sans effet sur les fréquences réduites, tandis que la seconde diminue l'indice effectif et augmente ainsi les fréquences réduites.

Pour confirmer cette analyse, trois guides W1 membranaires à $BL_{n_g \gg 1}$ ($n_g \approx 30$, $s_1 = -0,128a$, $s_2 = 0$) de périodes 404 nm ; 414 nm et 424 nm (soit $\pm 2,5\%$ d'erreur) ont été simulés par FDTD 3D. L'épaisseur de la membrane air/InP/silice est maintenue constante à 300 nm, le

rayon des trous à $0,285a$ et la dispersion des matériaux est prise en compte. La figure 2.18 présente les diagrammes de bandes et les indices de groupe obtenus. Leur évolution en fonction de la fréquence réduite (a) et de la longueur d'onde (b) confirme les prédictions décrites ci-dessus, c'est-à-dire une augmentation des fréquences réduites et des longueurs d'onde lorsque la période augmente. Par contre, la dispersion de la $BL_{n_g \gg 1}$ ne semble pas être altérée par le changement de période. Le tableau 2.5 présente les valeurs de la longueur d'onde centrale de la $BL_{n_g \gg 1}$, sa fréquence réduite, son indice de groupe central et la valeur du facteur de mérite $n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c}$ pour chaque valeur de la période. On constate que le FdM et l'indice de groupe central ne sont pas affectés par le changement de période, ce qui confirme que la $BL_{n_g \gg 1}$ n'est pas modifiée. La modification de la longueur d'onde suit une tendance linéaire par rapport à la période, avec un coefficient de $\frac{d\lambda_c}{da} = 3,1 \text{ nm} \cdot \text{nm}^{-1}$.

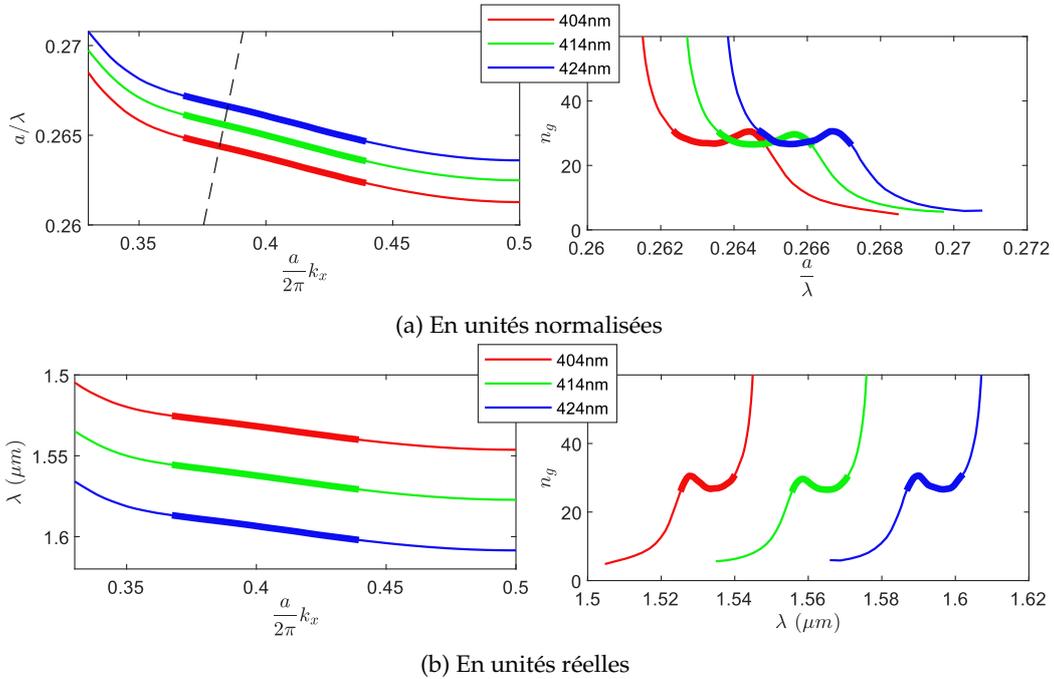


FIGURE 2.18 – Effet de la période sur la dispersion du mode guidé fondamental du W1 à bande linéaire à faible vitesse de groupe calculé par FDTD 3D ($a = 404 \text{ nm}$; 414 nm et 424 nm , $r = 0,285a$, $s_1 = -0,128a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300 \text{ nm}$, avec dispersion des matériaux). En augmentant la période, on observe une augmentation des fréquences réduites, et des longueurs d'onde, sans modification de l'allure de la dispersion.

Ainsi, la période du CP affecte à la fois les fréquences réduites et les longueurs d'onde des modes guidés sans altérer l'allure de la $BL_{n_g \gg 1}$. Elle se révèle ainsi être un bon levier pour ajuster la longueur d'onde centrale de la $BL_{n_g \gg 1}$ d'une structure à ingénierie de dispersion.

a (nm)	s_1 (nm)	r (nm)	λ_c (nm)	a/λ_c	$n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c}$	n_g
404	-51,72	115,15	1532,6	0,2636	0,274	28,4
414	-53	118	1563,1	0,26486	0,273	27,9
424	54,28	120,85	1594,3	0,26594	0,273	28,3

TABLEAU 2.5 – Effet de la période a sur la bande linéaire à faible vitesse de groupe. s_1/a et r/a sont maintenus constants sur les trois simulations FDTD 3D ($a = 404$ nm; 414 nm et 424 nm, $r = 0,285a$, $s_1 = -0,128a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300$ nm, avec dispersion des matériaux).

Effet du rayon des trous

Pour étudier l'impact du rayon des trous sur la dispersion de la $BL_{n_g \gg 1}$, une série de guides W1 modifiés ($n_g \approx 15$, $s_1 = -0,15a = 62,1$ nm et $s_2 = 0$ pour une période de 414 nm) dont les rayons varient de $0,255a$ à $0,315a$ (soit 105,6 à 126,3 nm pour une période de 414 nm) sont simulés par PWE 2D. Cela représente une déviation de $\pm 10,5\%$ autour de la valeur nominale de $r = 0,286a = 118$ nm. Un indice effectif de 2,72 correspondant à la membrane de 300 nm d'InP reportée sur silice est appliqué à l'ensemble des simulations. La figure 2.19 représente les diagrammes de dispersion et les dispersions d'indice de groupe des modes guidés simulés. Le rayon des trous est incrémenté de $0,01a$ entre chaque courbe (soit 4,1 nm pour une période de 414 nm). La fréquence centrale de la $BL_{n_g \gg 1}$ augmente de 0,256 à 0,268 (soit 1617 nm et 1545 nm) avec le rayon des trous, du fait de l'augmentation du facteur de remplissage en air de la structure. En ce qui concerne la dispersion de la $BL_{n_g \gg 1}$ et sa largeur spectrale, les variations de l'indice de groupe s'accroissent lorsque le rayon des trous augmente, tandis que l'indice de groupe central de la $BL_{n_g \gg 1}$ reste relativement constant (de 13 à 17). Le rayon des trous semble donc agir de manière similaire à s_1 (voir la figure 2.16a). Pour la valeur du couple (s_1, s_2) choisie, le rayon $r = 0,285a$ semble produire un maximum de la largeur de la $BL_{n_g \gg 1}$ ($\Delta f = 3,6$ THz, $n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c} = 0,314$). La largeur de la $BL_{n_g \gg 1}$ décroît ensuite lorsque le rayon des trous dévie de la valeur optimale (jusqu'à 2,6 THz, $n_g \frac{\Delta\omega}{\omega_c} = 0,186$ pour $r = 0,255a = 105,6$ nm). Toutefois, on remarque que la $BL_{n_g \gg 1}$ se réduit principalement du côté des modes au-dessus de la ligne de lumière. Or, les facteurs de qualité de ces modes sont potentiellement affaiblis par les pertes dans le substrat, ce qui limite l'impact de la réduction de la largeur de la $BL_{n_g \gg 1}$.

En résumé, le rayon des trous agit à la fois sur la fréquence centrale de la $BL_{n_g \gg 1}$, sa courbure et sa largeur spectrale. Ce paramètre étant particulièrement complexe à maîtriser lors de la fabrication, il représente potentiellement un risque pour la robustesse du design. Cependant, une $BL_{n_g \gg 1}$ (n_g entre 13 et 17) où n_g reste constant à $\pm 10\%$ près sur une largeur spectrale supérieure à 21 nm subsiste dans toute la fenêtre de rayon des trous considérée.

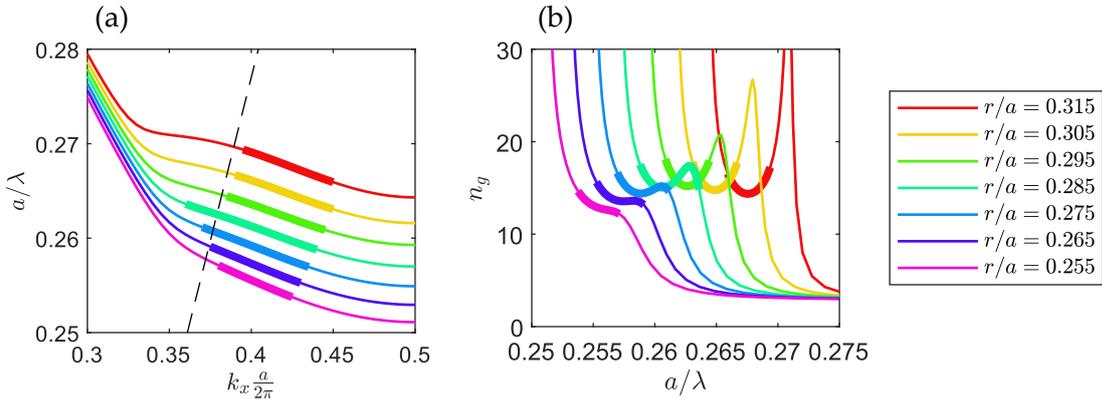


FIGURE 2.19 – Effet du rayon des trous sur la dispersion de la bande linéaire à faible vitesse de groupe. (a) Diagramme de dispersion du mode guidé. (b) Dispersion de l’indice de groupe correspondante. Simulations PWE 2D avec un indice effectif de 2,72 associé à la membrane d’InP de 300 nm reportée sur silice. La bande linéaire à faible vitesse de groupe est représentée en traits épais sur chaque courbe.

2.4 Propriétés des cavités : simulations FDTD 3D

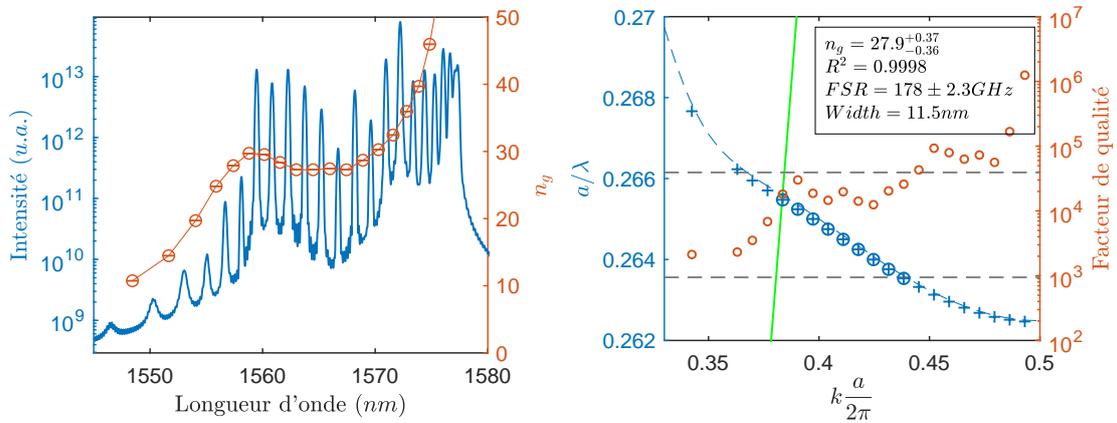
Les guides W1 à dispersion linéaire à faible vitesse de groupe présentés dans la section précédente vont servir de base pour réaliser des cavités générant un peigne de modes équidistants. Pour valider cette approche, les cavités formées à partir de ces guides sont simulées par FDTD 3D. La configuration prise en compte est toujours constituée d’une hétérostructure air/InP/silice avec une épaisseur d’InP de 300 nm. La période du CP est maintenue à $a = 414$ nm et le rayon des trous à $r = 118$ nm = $0,285a$. La dispersion de l’InP et de la silice sont prises en compte dans ces simulations. Des cavités L73 (soit 30 μ m de longueur) ont été choisies à titre d’exemple. Leur longueur est suffisante pour que plusieurs modes existent dans la $BL_{n_g \gg 1}$, tout en conservant des temps de simulation raisonnables. Le CP entourant la cavité est constitué de 11 rangées de trous de part et d’autre du défaut linéique. L’annexe A.2.2 décrit plus précisément les paramètres de ces simulations.

2.4.1 Caractéristiques du peigne de modes généré

La figure 2.20a présente le spectre $|E|^2(\lambda)$ obtenu par simulation d’une cavité L73 basée sur le guide W1 modifié $n_g 30$ ($s_1 = -53$ nm et $s_2 = 0$, voir tableau 2.4). On observe un ensemble de pics dont l’espacement est relativement constant ($\approx 1,5$ nm) sur une plage de 14,3 nm autour de 1565 nm. Pour des longueurs d’onde plus courtes, l’espacement des modes est plus grand, comme attendu pour des vitesses de groupes plus élevées. Pour des longueurs d’onde plus grandes, les pics se resserrent de plus en plus, ce qui est cohérent avec la forte dispersion des modes proches de la longueur d’onde de coupure du mode fondamental, en bord de zone de Brillouin. En faisant à nouveau l’hypothèse que le déphasage aux miroirs est constant sur la

plage de fréquence étudiée, il est possible de déduire l'indice de groupe à partir de l'ISL (eq. 2.4). De la même manière, on peut déduire le vecteur d'onde k_p d'un mode à partir de son ordre p (eq. 2.7). L'ordre du mode peut être directement déduit de la cartographie de champ associée en comptant le nombre de lobes de l'enveloppe. La figure 2.21 montre les cartographies d'intensité du champ total $|E|^2$ des modes de cavité entre 1572,2 nm et 1566,7 nm correspondant aux modes d'ordres 8 à 12. À l'aide de ces informations, les modes de cavités peuvent ainsi être reportés sur la dispersion du guide W1 associé (figure 2.20b), à titre de comparaison.

$$k_p = \frac{\pi}{a} - p \frac{\pi}{L} \quad (2.7)$$



(a) Spectre de la cavité L73 (en bleu) avec n_g calculé à partir de l'ISL des modes (en rouge). On retrouve l'allure obtenue avec le guide W1 modifié.

(b) Modes de la cavité L73 reportés sur le diagramme de dispersion du guide W1 correspondant ainsi que leur facteur de qualité. Les modes considérés comme exploitables sont entourés. En trait vert plein : ligne de lumière de la silice. En pointillés gris : limites de la bande linéaire à faible vitesse de groupe.

FIGURE 2.20 – Résultats des simulations FDTD 3D ($a = 414$ nm, $r = 118$ nm = $0,285a$, $e_{\text{InP}} = 300$ nm, avec dispersion des matériaux) pour une cavité L73 avec la géométrie $n_g = 28$. La correspondance entre la dispersion du guide W1 et les modes de cavité valide l'hypothèse des miroirs faiblement dispersifs.

Les modes de cavité sont relativement bien alignés le long de la dispersion du mode fondamental dans le guide W1 d'origine. Cela vient confirmer l'hypothèse du déphasage constant (c'est-à-dire de la pénétration des modes dans les miroirs constante) dans la bande spectrale considérée. Ainsi, les simulations FDTD 3D confirment l'existence dans le spectre de la cavité d'un peigne de modes équidistants correspondant à la $BL_{n_g \gg 1}$ du W1 associé, tel que prévu par une discrétisation du mode fondamental du guide. Une régression linéaire avec un coefficient de corrélation de 0,9995 fournit un ISL, donc une fréquence de répétition de $f_{\text{rep}} = 178$ GHz, correspondant à un indice de groupe moyen de $n_g = 27,9$. On obtient ainsi $N_{\text{modes}} = 9$ modes équidistants sous la ligne de lumière de la silice, couvrant une plage spectrale de $\Delta\lambda = 11,5$ nm

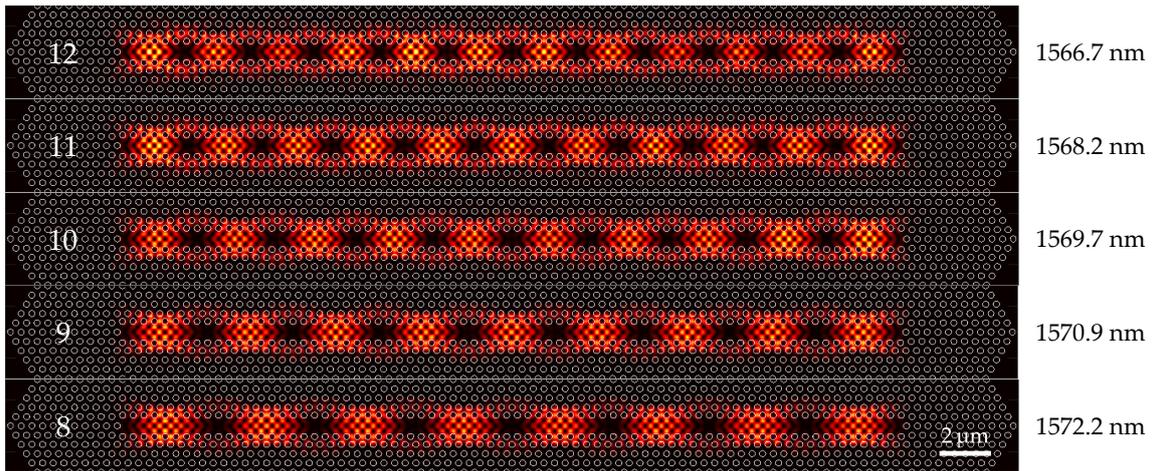


FIGURE 2.21 – Cartographies d’intensité du champ total $|E|^2$ mesurées 10 nm au-dessus de la surface de la membrane pour les modes compris entre 1572,2 nm et 1566,7 nm. Simulations FDTD 3D ($a = 414$ nm, $r = 118$ nm = $0,285a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300$ nm, avec dispersion des matériaux) pour la cavité L73 basée sur le guide n_g30 . Le nombre de lobes de l’enveloppe du mode permet de déduire son ordre longitudinal. Les modes présentés ici sont d’ordres 8 à 12.

soit $\Delta f = 1,42$ THz. Cela pourrait *a priori* permettre la génération d’impulsions d’une durée de $\Delta t_{\text{pulse}} = 0,7$ ps dans le régime de blocage de modes. La largeur spectrale considérée pour ces estimations est inférieure à celle de la $BL_{n_g \gg 1}$ (1,88 THz) du fait de l’exclusion des modes au-dessus de la ligne de lumière en raison de leurs pertes optiques discutées ci-après.

La figure 2.20b montre en effet les facteurs de qualité des modes de la cavité étudiée, évalués par Harminv [22, 23]. La durée simulée (jusqu’à 40 ps) étant de l’ordre de grandeur du temps de vie des photons dans la cavité, la mesure directe à partir de la largeur à mi-hauteur tend à sous-estimer les facteurs de qualité réels. Les facteurs de qualité estimés par Harminv sont supérieurs à 10 000 pour tous les modes considérés. Même en anticipant de la dégradation du facteur de qualité due aux défauts de fabrication, qui peut les réduire jusqu’à un facteur 10, ces valeurs sont *a priori* suffisantes pour observer un effet laser. L’apparition des pertes dans le substrat de silice pour les modes au-dessus de la ligne de lumière impacte clairement leur facteur de qualité, qui perd un ordre de grandeur. Cependant, les modes les plus proches de la ligne de lumière conservent un facteur de qualité relativement élevé et compatible avec un régime laser. Notons que le facteur de qualité semble augmenter localement au niveau du passage de la ligne de lumière.

Cette étude a été reproduite sur des cavités L73 basées sur les designs n_g15 et n_g40 . La figure 2.22 représente les spectres obtenus par simulation FDTD 3D. On retrouve les caractéristiques du spectre de la cavité n_g30 , avec un peigne de modes régulier sur une bande spectrale de 26,1 nm pour la cavité n_g15 et 9,3 nm pour la cavité n_g40 . L’espacement des modes du peigne est de 2,5 nm pour la cavité n_g15 et de 1,1 nm pour la cavité n_g40 . Cela confirme la possibilité

de contrôler l'ISL du peigne de mode équidistant à l'aide de l'indice de groupe de la $BL_{n_g} \gg 1$. Les modes des cavités n_g15 et n_g40 sont reportés sur les diagrammes de bandes des guides associés sur la figure 2.23. On observe à nouveau que les modes des cavités sont bien issus de la discrétisation des dispersions des modes guidés correspondants et que les facteurs de qualité chutent lorsque la fréquence des modes dépasse la ligne de lumière. Si les facteurs de qualité des modes dans la $BL_{n_g} \gg 1$ de la cavité n_g40 sont de l'ordre de 10 000 (figure 2.23a), la cavité n_g15 présente en revanche une zone ($0,4 < k_x \frac{a}{2\pi} < 0,45$) où les facteurs de qualité ne dépassent pas 5000 (figure 2.23b), ce qui limite le nombre de modes exploitables. Ces pertes supplémentaires proviennent probablement du recouvrement spectral du mode guidé associé et de la bande de valence du CP. Ces cavités seront malgré tout étudiées expérimentalement dans le chapitre 4. Les caractéristiques des peignes de modes générés par les trois types de cavités (n_g15 , n_g30 et n_g40) sont répertoriées dans le tableau 2.6. Seuls les modes dont le facteur de qualité est supérieur à 5000 sont pris en compte.

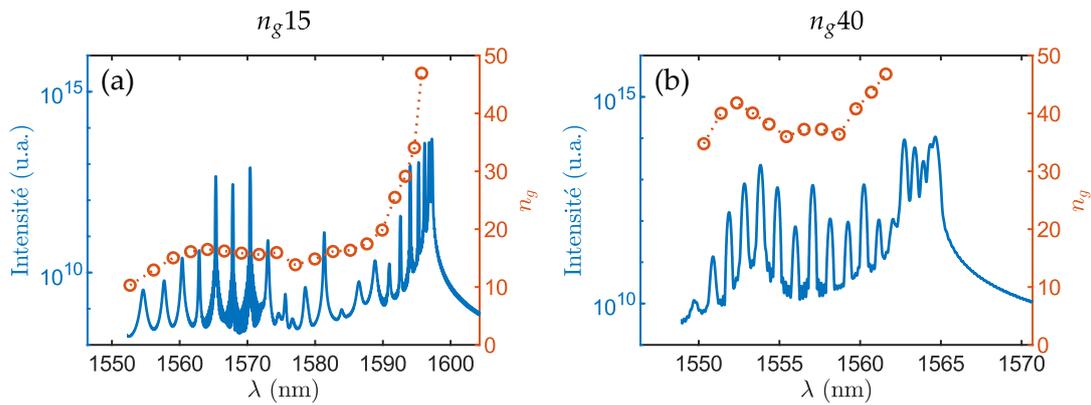


FIGURE 2.22 – Spectres obtenus par FDTD 3D pour les cavités (a) n_g15 et (b) n_g40 ($a = 414$ nm, $r = 118$ nm = $0,285a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300$ nm, avec dispersion des matériaux). L'indice de groupe calculé à partir de l'ISL est représenté en rouge.

Design	L	f_{rep}	n_g	N_{modes}	$\Delta\lambda$	Δf	Δt_{pulse}
n_g15		310 GHz	16	3 (9)	5,1 nm (21,1 nm)	0,616 THz	1,6 ps
n_g30	30,2 μm	178 GHz	27,9	9	11,5 nm	1,42 THz	0,7 ps
n_g40		133 GHz	37,4	8	7,4 nm	0,913 THz	1,1 ps

TABLEAU 2.6 – Résumé des caractéristiques des peignes de modes obtenus par FDTD 3D pour trois cavités L73 formées à partir des guides n_g15 , n_g30 et n_g40 (voir tableau 2.4) et du train d'impulsion potentiel correspondant. L est la longueur de la cavité, f_{rep} est la fréquence de répétition, n_g l'indice de groupe mesuré à partir de l'ISL, N_{modes} le nombre de modes dans le peigne de modes équidistants avec $Q > 5000$, $\Delta\lambda$ et Δf sa largeur spectrale et Δt_{pulse} la durée attendue des impulsions. Notons que pour la cavité n_g15 , le nombre de modes a été réduit à 3, car 6 modes ont un facteur de qualité inférieur à 5000.

Finalement, les pertes des modes des cavités n_g30 et n_g40 semblent suffisamment faibles

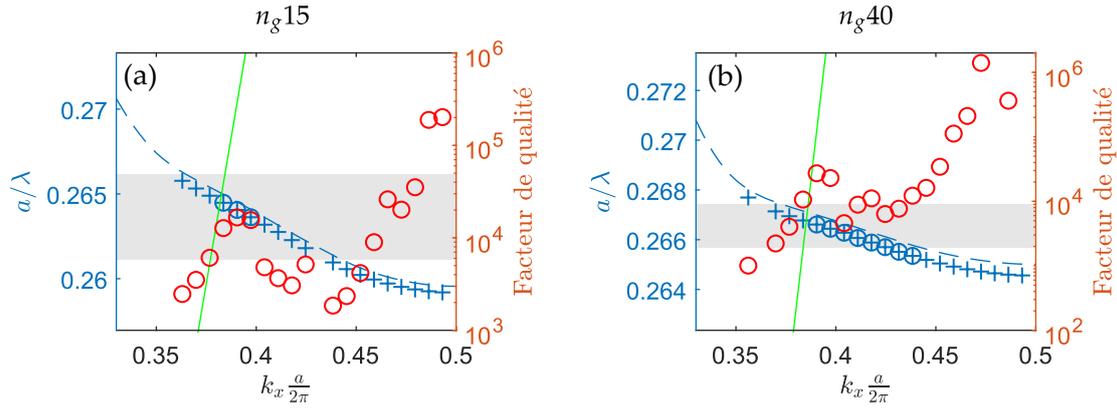


FIGURE 2.23 – Modes des cavités L73 (a) n_g15 et (b) n_g40 extraits des simulations FDTD 3D ($a = 414$ nm, $r = 118$ nm = $0,285a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300$ nm, avec dispersion des matériaux) reportés sur les diagrammes de dispersion du guide associé, avec leurs facteurs de qualité. La ligne de lumière de la silice est représentée en vert. La zone grisée correspond à la bande linéaire à faible vitesse de groupe du guide sous-jacent. Les modes considérés comme exploitables sont entourés en bleu.

pour atteindre le régime laser. Dans la section suivante, l'origine de ces pertes est analysée plus en détails.

2.4.2 Étude des canaux de pertes de la cavité

Si l'architecture proposée semble être satisfaisante pour réaliser des cavités compactes répondant au cahier des charges de lasers à blocage de modes, on peut s'interroger sur les facteurs de qualité, de l'ordre de 10 000, qui semblent relativement faibles pour des cavités à CP de grande longueur. Afin d'en identifier l'origine, l'importance de chacun des canaux de pertes est analysée pour le design n_g30 . Les sources de pertes potentielles associées aux cavités à CP sont les suivantes :

— Pertes localisées :

(i) les pertes aux miroirs

— Pertes distribuées :

(ii) Pertes liées aux dimensions latérales finies du CP, qui lui confèrent une transmission non nulle dans le plan de la membrane.

(iii) Pertes liées au confinement vertical imparfait dans la membrane.

(iv) Pertes liées au couplage TE/TM, entre modes de polarisation différente coexistant dans la membrane.

En effet, le confinement dans une cavité à CP (ii) n'est parfait que si l'extension spatiale du cristal est infinie, ce qui n'est pas le cas en pratique. Au-dessus de la ligne de lumière de la silice, les modes sont également susceptibles de fuir dans le substrat (iii). Or, le confinement

spatial des modes fait qu'ils sont délocalisés dans l'espace des k : il existe donc toujours une portion non nulle du mode au-dessus de la ligne de lumière. Finalement, l'asymétrie verticale de la structure air/InP/silice autorise le couplage entre modes TE et TM (iv). Cependant, pour la valeur retenue pour le rayon des trous, le diagramme de bande TM ne possède pas de BIP (voir 2.5), le CP est donc transparent dans cette polarisation. Par conséquent, les modes TM ne sont pas confinés dans la cavité et fuient dans la membrane d'InP à travers le CP [24].

Afin de discriminer les pertes aux miroirs (i) des pertes distribuées (ii-iv), la cavité à CP est modélisée par une cavité Fabry-Pérot avec des miroirs semi-transparents et un matériau absorbant dans la cavité. Le matériau absorbant représente toutes les pertes distribuées liées à la propagation dans la cavité, tandis que les miroirs semi-transparents représentent les pertes aux miroirs. Les miroirs sont supposés identiques, avec un coefficient de réflexion en énergie $R < 1$. Un coefficient de pertes par unité de longueur α_d quantifie les pertes du matériau absorbant et inclut, sans distinction, les différents termes de pertes distribuées identifiés plus haut. Afin de se ramener au cas de la cavité Fabry-Pérot avec des miroirs parfaits, les pertes aux miroirs peuvent être réexprimées en termes de pertes par unité de longueur α_R selon la relation 2.8, qui fait intervenir la longueur L de la cavité. Les pertes totales de la cavité peuvent alors s'exprimer sous forme d'un coefficient effectif de pertes α_{eff} par unité de longueur égal à la somme des pertes aux miroirs et des pertes distribuées (2.9). Finalement, la relation 2.10 permet de rapprocher ce coefficient effectif du facteur de qualité des modes de cavité de pulsation ω_c et d'indice de groupe n_g .

$$\alpha_R = -\frac{1}{L} \ln(R) \quad (2.8)$$

$$\alpha_{eff} = \alpha_d + \alpha_R = \alpha_d - \frac{1}{L} \ln(R) \quad (2.9)$$

$$= \frac{\omega_c n_g}{cQ} \quad (2.10)$$

D'après ce modèle, les pertes localisées sont inversement proportionnelles à la longueur L de la cavité, tandis que les pertes distribuées n'en dépendent pas. Par conséquent, en comparant le facteur de qualité moyen de cavités de différentes longueurs tel qu'obtenu par simulation FDTD 3D, il est possible de séparer les pertes localisées aux miroirs et les pertes distribuées. Pour cette étude, les facteurs de qualité des modes issus de la $BL_{n_g \gg 1}$ ($n_g 30$) situés sous la ligne de lumière (soit 11,5 nm de large) sont moyennés en prenant en compte un nombre de modes croissant pour les cavités les plus longues.

Les croix rouges reportées sur la figure 2.25 montrent l'évolution de ce facteur de qua-

lité moyen en fonction de la longueur de la cavité (configuration verticale air/InP/silice). On observe une augmentation du facteur de qualité moyen avec la longueur de la cavité, qui sature ensuite à une valeur de 20 000 au-delà de $10\ \mu\text{m}$ (soit environ $L25$). La figure 2.24 montre l'évolution de $1/Q$ en fonction de $1/L$ associée. Comme prévu par le modèle, les points correspondant aux différentes longueurs de cavité sont alignés pour les valeurs de $1/L$ faibles (donc les grandes longueurs). Les cavités les plus courtes n'ayant qu'un seul mode dans la cavité, le facteur de qualité moyen dépend beaucoup de la proximité du mode à la ligne de lumière et n'est pas très fiable. De plus, un laser à blocage de modes étant multimode par construction, les points correspondant ont été exclus de la régression linéaire. En considérant l'indice de groupe de 27,9 obtenu précédemment (voir tableau 2.4), une régression linéaire permet d'extraire les pertes distribuées et le coefficient de réflexion à partir de l'équation 2.9 : $\alpha_d = 23 \pm 1\ \text{dB} \cdot \text{mm}^{-1}$ et $R = 98,80 \pm 0,14\%$. La courbe pointillée superposée sur la figure 2.24 représente la variation théorique du facteur de qualité ainsi obtenue.

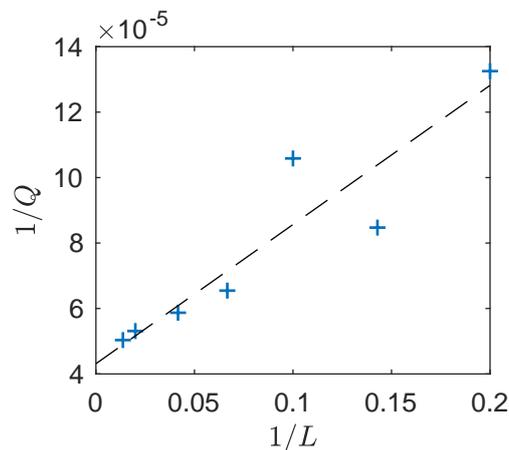


FIGURE 2.24 – Évolution de l'inverse du facteur de qualité $1/Q$ en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité $1/L$, pour des cavités $n_g 30$, calculé par FDTD 3D ($a = 414\ \text{nm}$, $r = 118\ \text{nm} = 0,285a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 300\ \text{nm}$, avec dispersion des matériaux). La droite pointillée représente le résultat de la régression linéaire à partir de laquelle les valeurs de $\alpha_d = 23 \pm 1\ \text{dB} \cdot \text{mm}^{-1}$ et $R = 98,80 \pm 0,14\%$ sont évaluées.

Par ailleurs, la même analyse est effectuée sur une série de cavité dont l'hétérostructure considérée dans les simulations a été rendue symétrique en plaçant un superstrat de silice. De cette manière, la ligne de lumière reste inchangée, mais le couplage TE/TM est supprimé. Il est ainsi possible d'évaluer l'effet du couplage TE/TM sur les pertes distribuées. L'évolution des facteurs de qualité de la structure symétrique est représentée par des points bleus sur la figure 2.25.

Conformément aux prévisions du modèle, les pertes aux miroirs (en $1/L$) dominent pour les faibles longueurs de cavité quelle que soit la configuration verticale (symétrique ou asymé-

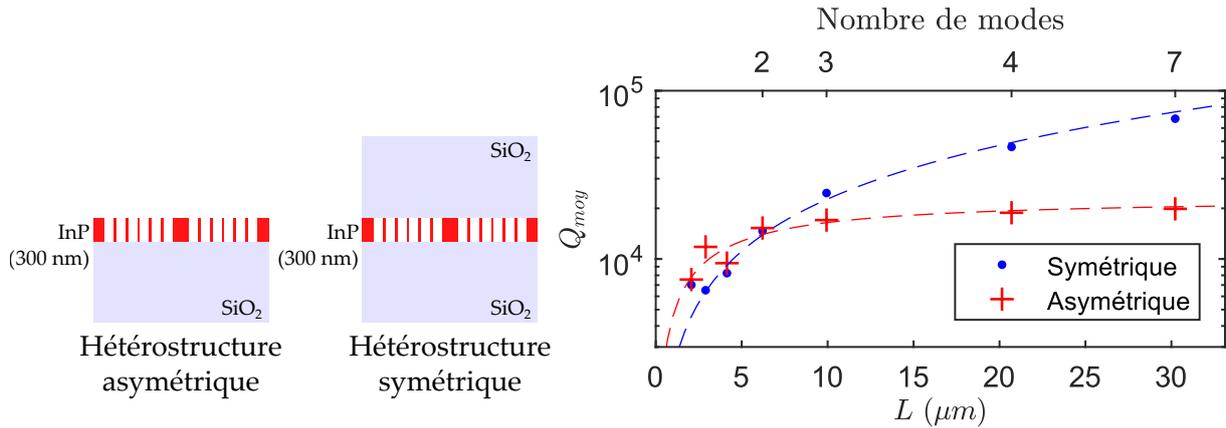


FIGURE 2.25 – Évolution du facteur de qualité Q de cavités linéaires LN calculé par FDTD 3D pour les configurations symétrique (en bleu) et asymétrique (en rouge) de membrane d'InP de 300 nm d'épaisseur entourées de silice et air/silice respectivement. L'axe supérieur représente le nombre de modes pris en compte dans le calcul du facteur de qualité moyen sur la bande linéaire à faible vitesse de groupe. Les lignes pointillées correspondent aux ajustements selon le modèle $\alpha_{eff} = \alpha_d - 1/L \ln(R)$ avec les valeurs de α_d et R reportées dans le tableau 2.7. La zone grisée correspond aux cavités pour lesquelles un seul mode se trouve dans la bande linéaire à faible vitesse de groupe.

trique). Dans le cas de la structure asymétrique, les pertes aux miroirs deviennent négligeables dès 10 μm , et le facteur de qualité sature à 20 000, tel qu'induit par les pertes distribuées. En revanche, le facteur de qualité de la structure symétrique continue d'augmenter au-delà de 30 μm pour atteindre asymptotiquement des valeurs de l'ordre de 500 000. Cette augmentation des facteurs de qualité dans le cas symétrique souligne que les pertes distribuées sont bien moins importantes dans ce cas.

Les valeurs de α_d et R obtenues par les régressions linéaires pour les membranes symétrique et antisymétrique sont données dans le tableau 2.7. Le facteur de réflexion est légèrement meilleur dans le cas de la structure asymétrique (98 % contre 95 % pour le cas symétrique), probablement grâce au meilleur confinement du mode guidé dans la membrane air/InP/silice dû au contraste d'indice plus élevé. En revanche, les pertes distribuées augmentent d'un ordre de grandeur dans la structure asymétrique (23 $\text{dB} \cdot \text{mm}^{-1}$ contre 2,5 $\text{dB} \cdot \text{mm}^{-1}$ pour le cas symétrique). Si l'on considère que les deux premiers mécanismes de pertes ((ii) et (iii)) sont relativement similaires pour les deux géométries (symétrique et antisymétrique), cet écart sur les pertes distribuées en faveur du cas symétrique tend à confirmer l'importance du couplage TE/TM pour expliquer les pertes de l'architecture asymétrique air/InP/silice proposée³.

Notons toutefois que les facteurs de qualité restent *a priori* suffisants pour observer un effet laser dès que la longueur de la cavité dépasse 10 μm (soit L25). Si nécessaire, la structure peut

3. Notons que les pertes liées au confinement (iii) sont *a priori* plus élevées dans la membrane silice/InP/silice du fait de la ligne de lumière plus basse de la silice comparée à celle de l'air. L'importance du couplage TE/TM est donc sous-estimée.

Structure	α_d (dB · mm ⁻¹)	R
Symétrique	2,5 ± 2,5	95,2 % ^{+0,2%} _{-0,62%}
Asymétrique	23 ± 1	98,80 ± 0,14 %

TABLEAU 2.7 – Pertes aux miroirs et pertes linéiques obtenues selon le modèle de cavité Fabry-Pérot à partir des simulations FDTD 3D pour des cavités symétrique silice/InP/silice et asymétrique air/InP/silice ($a = 414$ nm, $r = 118$ nm = $0,285a$, $e_{\text{InP}} = 300$ nm, avec dispersion des matériaux).

être rendue symétrique pour augmenter les facteurs de qualité.

2.5 Discussion des résultats

Pour déterminer qualitativement si les caractéristiques du peigne de modes généré satisfont les exigences du régime de blocage de modes, il est possible de les comparer à différents exemples de laser à blocage de modes issus de la littérature. Il en ressort qu'un nombre de modes de l'ordre de la dizaine est suffisant pour produire des impulsions exploitables pour la transmission de données à haut débit [1], par exemple. Dans le cas de la cavité de $30\ \mu\text{m}$ présentée précédemment, 9 modes sont susceptibles de pouvoir participer au blocage de modes. Le nombre de mode présent dans la $BL_{n_g \gg 1}$ étant proportionnel à la longueur de la cavité (voir tableau 2.1), il peut *a priori* être aisément augmenté en utilisant une cavité plus longue. Ainsi, le peigne associé à une cavité de $100\ \mu\text{m}$ contiendrait au moins 30 modes. Finalement, dans les lasers à semi-conducteurs, la largeur du peigne de modes est généralement limitée à des valeurs de l'ordre de $\approx 10\ \text{nm}$ par la largeur spectrale du milieu à gain. La largeur spectrale exploitable de la $BL_{n_g \gg 1}$ (de l'ordre de $10\ \text{nm}$), est donc satisfaisante pour la production d'impulsions sub-picosecondes.

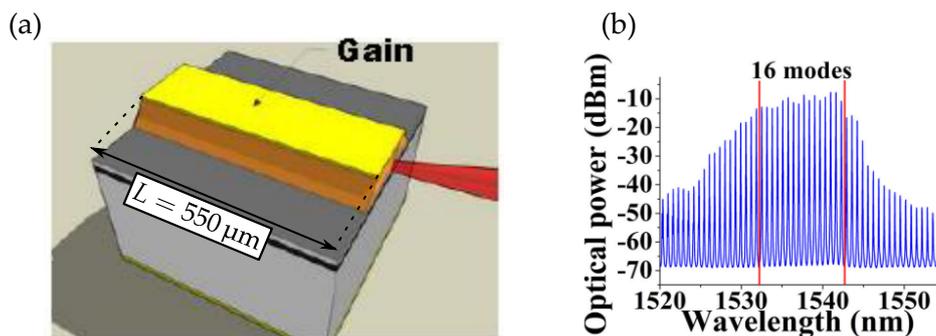


FIGURE 2.26 – Comparaison à un peigne de modes généré par un laser à blocage de modes à guide ruban. (a) Schéma d'un laser ruban mono-section [25]. (b) Spectre généré par le laser comprenant les 16 modes considérés. [1]

Pour quantifier l'apport de la lumière lente, considérons le laser à blocage de modes décrit par VUJICIC *et al.* [1], représenté figure 2.26a. La cavité, basée sur un guide standard de $550\ \mu\text{m}$ de longueur, produit un peigne de 16 modes sur une plage de $10,4\ \text{nm}$ (soit $1,32\ \text{THz}$, figure 2.26b). Une cavité exploitant la géométrie à $n_g = 28$ présentée précédemment, fournissant 16 modes sur une plage de $11,5\ \text{nm}$ aurait une longueur d'environ $56\ \mu\text{m}$. Des caractéristiques similaires d'impulsions lumineuses pourraient ainsi être obtenues avec un encombrement réduit d'un facteur d'environ 8,5, correspondant au rapport des indices de groupe associés aux deux structures. De plus, l'architecture à CP permet d'ajuster les paramètres visés pour le laser : on peut modifier l'indice de groupe pour tendre vers des dispositifs plus petits (n_g élevé au détriment de la largeur spectrale) ou des impulsions plus courtes (n_g plus faible constant

sur une bande plus large). L'utilisation d'indices de groupe modérés (<40) permet de limiter l'augmentation des pertes associée à la lumière lente [19].

2.6 Conclusion

Ce chapitre a présenté les résultats d'optimisation exploitant l'ingénierie de dispersion de modes lents dans les structures à CP pour miniaturiser la cavité susceptible de présenter un peigne de modes équidistants à $1,55 \mu\text{m}$. À l'aide de simulations numériques (PWE 2D et FDTD 3D), une $BL_{n_g} \gg 1$ a pu être créée par ingénierie de dispersion de CP formés de trous d'air sur membrane air/InP/silice. Malgré les contraintes supplémentaires liées à l'hétérostructure choisie, notamment par rapport à la proximité de la ligne de lumière et son asymétrie verticale, des facteurs de qualité de l'ordre de 10 000 ont pu être obtenus numériquement. En particulier, un peigne de $11,5 \text{ nm}$ de largeur spectrale comprenant 9 modes dont les facteurs de qualité sont supérieurs à 10 000 a pu être mis en évidence dans une cavité L73 de $30,2 \mu\text{m}$ de longueur basée sur le design n_g30 . Grâce à la lumière lente, une cavité basée sur ce design pourrait potentiellement permettre une réduction des lasers à blocage de modes d'un facteur 8,5. L'exploitation de modes lents offre donc un degré de liberté supplémentaire et ajustable pour miniaturiser la cavité d'un laser à blocage de modes.

Pour étudier la viabilité de cette approche et ses limites, les cavités ont été fabriquées et caractérisées pour vérifier expérimentalement la présence et les caractéristiques du peigne de modes équidistants (voir le chapitre 4). En effet, différents aspects expérimentaux n'ont pas été pris en compte dans cette étude, notamment le milieu à gain et son pompage, et les défauts induits dans le CP par les procédés de fabrication, tels que la rugosité des interfaces ou le désordre sur la position et le rayon des trous. L'étude expérimentale permettra d'évaluer la robustesse des cavités fabriquées vis-à-vis de ces défauts et les éventuelles limites de l'approche proposée pour l'application visée. Le prochain chapitre décrit tout d'abord le procédé de fabrication et les méthodes de caractérisation optiques utilisées dans cet objectif.

2.7 Références

- [1] VUJICIC, V., C. CALÒ, R. WATTS, F. LELARGE, C. BROWNING, K. MERGHEM, A. MARTINEZ, A. RAMDANE et L. P. BARRY. 2015. «Quantum Dash Mode-Locked Lasers for Data Centre Applications», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 21, n° 6, doi :10.1109/JSTQE.2015.2487884, p. 53–60, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7293624/>. 42, 43, 75
- [2] MOSKALENKO, V., J. KOELEMUIJ, K. WILLIAMS et E. BENTE. 2017. «Study of extra wide coherent optical combs generated by a QW-based integrated passively mode-locked ring

- laser», *Optics Letters*, vol. 42, n° 7, doi :10.1364/OL.42.001428, p. 1428, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-7-1428>.
- [3] LO, M.-C., R. GUZMÁN, M. ALI, R. SANTOS, L. AUGUSTIN et G. CARPINTERO. 2017. «18-THz-wide optical frequency comb emitted from monolithic passively mode-locked semiconductor quantum-well laser», *Optics Letters*, vol. 42, n° 19, doi :10.1364/OL.42.003872, p. 3872, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-19-3872>.
- [4] THIESSEN, T. et J. K. S. POON. 2017. «20 GHz Mode-Locked Laser Diodes With Integrated Optical Feedback Cavities in a Generic Monolithic InP Photonics Platform», *IEEE Photonics Journal*, vol. 9, n° 5, doi :10.1109/JPHOT.2017.2731980, p. 1–10, ISSN 1943-0655. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7993013/>.
- [5] MARSH, J. H. et L. HOU. 2017. «Mode-Locked Laser Diodes and Their Monolithic Integration», *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 23, n° 6, doi : 10.1109/JSTQE.2017.2693020, p. 1–11, ISSN 1077-260X. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/7895119/>.
- [6] GUZMÁN, R., C. GORDON, L. ORBE et G. CARPINTERO. 2017. «1 GHz InP on-chip monolithic extended cavity colliding-pulse mode-locked laser», *Optics Letters*, vol. 42, n° 12, doi :10.1364/OL.42.002318, p. 2318, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-12-2318>.
- [7] JOSHI, S., C. CALÒ, N. CHIMOT, M. RADZIUNAS, R. ARKHIPOV, S. BARBET, A. ACCARD, A. RAMDANE et F. LELARGE. 2014. «Quantum dash based single section mode locked lasers for photonic integrated circuits», *Optics Express*, vol. 22, n° 9, doi :10.1364/OE.22.011254, p. 11 254, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-9-11254>.
- [8] LATKOWSKI, S., V. MOSKALENKO, S. TAHVILI, L. AUGUSTIN, M. SMIT, K. WILLIAMS et E. BENTE. 2015. «Monolithically integrated 2.5 GHz extended cavity mode-locked ring laser with intracavity phase modulators», *Optics Letters*, vol. 40, n° 1, doi :10.1364/OL.40.000077, p. 77, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-40-1-77>. 43
- [9] LUO, J., N. CALABRETTA, J. PARRA-CETINA, S. LATKOWSKI, R. MALDONADO-BASILIO, P. LANDAIS et H. J. S. DORREN. 2013. «320 Gb/s all-optical clock recovery and time demultiplexing after transmission enabled by single quantum dash mode-locked laser.», *Optics letters*, vol. 38, n° 22, doi :10.1364/OL.38.004805, p. 4805–8, ISSN 1539-4794. URL <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24322137>. 43
- [10] JOANNOPOULOS, J. D., S. G. JOHNSON, J. N. WINN et R. D. MEADE. 2011. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light (Second Edition)*, Princeton University Press, ISBN 1-4008-2824-4, 306 p.. URL <https://books.google.fr/books?id=owhE36qiTP8C>. 44, 45, 56
- [11] TANDAECCHANURAT, A., S. ISHIDA, D. GUIMARD, M. NOMURA, S. IWAMOTO et Y. ARAKAWA. 2011. «Lasing oscillation in a three-dimensional photonic crystal nanocavity with a complete bandgap», *Nature Photonics*, vol. 5, n° 2, doi :10.1038/nphoton.2010.286, p. 91–94, ISSN 17494885. 44
- [12] JOHNSON, S. G., S. FAN, P. R. VILLENEUVE, J. D. JOANNOPOULOS et L. A. KOŁODZIEJSKI. 1999. «Guided modes in photonic crystal slabs», *Physical Review B*, vol. 60, n° 8, doi :10.1103/PhysRevB.60.5751, p. 5751–5758, ISSN 0163-

1829. URL <https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.60.5751https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.5751>. 44
- [13] JAMOIS, C., R. B. WEHRSPHON, L. C. ANDREANI, C. HERMANN, O. HESS et U. GÖSELE. 2003. «Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides», *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, vol. 1, n° 1, doi :10.1016/j.photonics.2003.10.001, p. 1–13, ISSN 1569-4410. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1569441003000099>. 49
- [14] FRANDBSEN, L. H., A. V. LAVRINENKO, J. FAGE-PEDERSEN et P. I. BOREL. 2006. «Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties», *Optics Express*, vol. 14, n° 20, doi :10.1364/OE.14.009444, p. 9444, ISSN 1094-4087. URL https://www.osapublishing.org/DirectPDFAccess/857EAE9D-AFF1-3B80-3217DA0474194A4E{}_114625/oe-14-20-9444.pdf?da=1{id=114625{&}seq=0{&}mobile=nohttps://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-14-20-9444. 53
- [15] HAMACHI, Y., S. KUBO et T. BABA. 2009. «Slow light with low dispersion and nonlinear enhancement in a lattice-shifted photonic crystal waveguide», *Optics Letters*, vol. 34, n° 7, doi :10.1364/OL.34.001072, p. 1072, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-34-7-1072>. 53
- [16] HAO, R., E. CASSAN, X. LE ROUX, D. GAO, V. D. KHANH, L. VIVIEN, D. MARRIS-MORINI et X. ZHANG. 2010. «Improvement of delay-bandwidth product in photonic crystal slow-light waveguides», *Optics Express*. URL https://www-osapublishing-org-s.bibliopam.ec-lyon.fr/DirectPDFAccess/CA2BB5F3-C838-47C7-5F59EE386A8DA592{}_203921/oe-18-16-16309.pdf?da=1{id=203921{&}seq=0{&}mobile=no. 53
- [17] LIANG, J., L.-Y. REN, M.-J. YUN et X.-J. WANG. 2011. «Wideband slow light with ultra-low dispersion in a W1 photonic crystal waveguide», *Applied Optics*, vol. 50, n° 31, doi :10.1364/AO.50.000G98, p. G98, ISSN 0003-6935. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-50-31-G98>. 53
- [18] LI, J., T. P. WHITE, L. O'FAOLAIN, A. GOMEZ-IGLESIAS et T. F. KRAUSS. 2008. «Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides.», *Optics express*, vol. 16, n° 9, doi :10.1364/OE.16.006227, p. 6227–6232, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-16-9-6227>. 53, 54, 59
- [19] SCHULZ, S. A., L. O'FAOLAIN, D. M. BEGGS, T. P. WHITE, A. MELLONI et T. F. KRAUSS. 2010. «Dispersion engineered slow light in photonic crystals : a comparison», *Journal of Optics*, vol. 12, n° 10, doi :10.1088/2040-8978/12/10/104004, p. 104 004, ISSN 2040-8986. URL <http://stacks.iop.org/2040-8986/12/i=10/a=104004http://iopscience.iop.org/article/10.1088/2040-8978/12/10/104004/meta;jsessionid=85B3FBA44D02452006824284E715D898.ip-10-40-1-74/pdf>. 53, 54, 76
- [20] EBNALI-HEIDARI, M., C. GRILLET, C. MONAT et B. J. EGGLETON. 2009. «Dispersion engineering of slow light photonic crystal waveguides using microfluidic infiltration», *Optics Express*, vol. 17, n° 3, doi :10.1364/OE.17.001628, p. 1628, ISSN 1094-4087. URL <https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-17-3-1628>. 53
- [21] HEUCK, M., S. BLAABERG et J. MØRK. 2010. «Theory of passively mode-locked photonic crystal semiconductor lasers.», *Optics express*, vol. 18, n° 17, doi :10.1364/OE.18.018003, p. 18 003–18 014, ISSN 1094-4087. 61

- [22] MANDELSHTAM, V. A. et H. S. TAYLOR. 1997. «Harmonic inversion of time signals and its applications», *The Journal of Chemical Physics*, vol. 107, n° 17, doi :10.1063/1.475324, p. 6756–6769, ISSN 0021-9606. URL <http://aip.scitation.org/toc/jcp/107/17><http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.475324>. 68
- [23] MANDELSHTAM, V. A. 2001. «FDM : the filter diagonalization method for data processing in NMR experiments», *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, vol. 38, p. 159–196. URL www.elsevier.nl/locate/pnmrs. 68
- [24] TANAKA, Y., T. ASANO, R. HATSUTA et S. NODA. 2004. «Analysis of a Line-Defect Waveguide on a Silicon-on-Insulator Two-Dimensional Photonic-Crystal Slab», *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, n° 12, doi :10.1109/JLT.2004.833290, p. 2787–2792, ISSN 0733-8724. URL <http://ieeexplore.ieee.org/document/1366478/>. 71
- [25] ROSALES, R. 2012. *InAs / InP quantum dash mode locked lasers for optical communications*, thèse de doctorat. 75

Chapitre 3

Méthodes expérimentales

Sommaire

3.1	Fabrication des échantillons	82
3.1.1	Épitaxie par jet moléculaire	82
3.1.2	Collage moléculaire	84
3.1.3	Lithographie et gravure du cristal photonique	85
3.2	Spectroscopie par photoluminescence en champ lointain	87
3.2.1	Présentation du banc	87
3.2.2	Analyse des spectres	91
3.3	Spectroscopie de photoluminescence en espace de Fourier	92
3.3.1	Principe de la mesure	92
3.3.2	Caractéristiques du banc expérimental	95
3.3.3	Réseau quadruple période	97
3.3.4	Traitement des données	99
3.4	Microscopie optique en champ proche	100
3.4.1	Principe des mesures en champ proche optique	101
3.4.2	Types de sondes SNOM	102
3.4.3	Présentation du banc SNOM	104
3.4.4	Analyse des données	105
3.5	Conclusion	109
3.6	Références	110

Suite aux études de conception du chapitre 2 visant la réalisation de lasers impulsions compacts, nous avons cherché à valider expérimentalement cette approche exploitant des modes lents à ingénierie de dispersion dans des cavités à cristaux photoniques. Nous présentons dans ce chapitre les techniques de fabrication et de caractérisation des cavités à CP actives qui ont donné lieu aux résultats expérimentaux qui seront discutés dans le chapitre 4.

La première section décrit le processus de fabrication des échantillons, depuis la croissance des hétérostructures en passant par le collage, et enfin l'élaboration des CP incluant une source interne. Toutes ces étapes ont été réalisées à Nanolyon, la plateforme de nanofabrication de l'INL par Philippe REGRENY, Radoslaw MAZURCZYK, Pedro ROJO-ROMEO et Jérémy LHUILLIER.

Les sections suivantes présentent les trois bancs de caractérisation que j'ai utilisés et/ ou développés lors des caractérisations optiques des structures à cristaux photoniques réalisées dans le cadre de cette thèse. Elles détaillent non seulement leur fonctionnement, mais aussi les techniques d'analyse exploitées dans le chapitre 4 pour extraire les informations recherchées sur les cavités réalisées.

3.1 Fabrication des échantillons

La fabrication des échantillons se décompose en 3 grandes étapes :

- la croissance de l'hétérostructure III-V et du milieu à gain par épitaxie par jets moléculaires,
- le report de la membrane III-V sur substrat de silice par collage moléculaire, et
- la réalisation des cavités à partir de la membrane active par lithographie et gravure.

Cette section développe brièvement les méthodes utilisées pour chacune de ces étapes.

3.1.1 Épitaxie par jet moléculaire

L'épitaxie par jets moléculaires permet la croissance de couches mono-cristallines en accord de maille (éventuellement proche) sur un substrat. L'épaisseur des couches épitaxiées peut être contrôlée à la mono-couche près. En jouant sur les contraintes apparaissant en déposant des matériaux de paramètres de maille légèrement différents, il est également possible de créer des nano-structures auto-organisées de type fils, bâtonnets ou boîtes quantiques. De plus, les proportions des matériaux déposés peuvent être ajustées pendant le dépôt pour créer

des hétérostructures complexes formées d'alliages différents présentant des bandes interdites électroniques distinctes.

Dans le cadre de cette thèse, l'épitaxie par jet moléculaire est utilisée pour fabriquer les membranes actives d'InP. L'épitaxie est amorcée sur un substrat d'InP (001) par une couche d'InGaAs en accord de maille, qui jouera le rôle de couche d'arrêt lors de la future gravure du substrat d'InP, après collage. Puis, la membrane d'InP est crue avec l'épaisseur souhaitée (typiquement autour de 300 nm). Le milieu à gain est inséré au centre de la membrane pendant la croissance.

Pour ce dernier, nous avons utilisé deux types d'émetteurs :

- des QW d'InAsP/InP, ou
- des QDash d'InAs/InP auto-organisés.

L'intérêt de chacun sera discuté dans le chapitre 4. Dans le cas des QW, les proportions d'indium, d'arsenic et de phosphore sont choisies pour permettre un bon accord de paramètre de maille entre l'InP et le QW. La croissance se poursuit ainsi verticalement, couche par couche, en contrôlant la température du substrat : les flux utilisés et la pression dans le bâti [1, 2]. Les QW utilisés ici ont une épaisseur de 6 nm pour obtenir un spectre d'émission par photoluminescence centré autour de 1550 nm à température ambiante. Plusieurs QW peuvent être empilés pour augmenter le gain spectral en prenant soin de maintenir une épaisseur suffisante d'InP, utilisé comme barrière, pour maintenir le confinement des porteurs de charge dans les QW d'InAsP (figure 3.1a et b). Les QDash sont quant à eux réalisés en InAs. Ce matériau présente un paramètre légèrement différent ($\approx 3\%$) de celui de l'InP, donnant lieu à la génération de contraintes dans la couche déposée. Sous l'effet de la relaxation des contraintes, des îlots nanométriques d'InAs de forme allongée suivant la direction $[1\bar{1}0]$ s'organisent spontanément en lieu et place de la couche bidimensionnelle [1]. De même qu'avec les QW, il est possible d'empiler plusieurs plans de QDash dans une membrane, espacés par des couches d'InP pour augmenter le gain spectral (figure 3.1c et d). Les émetteurs ainsi formés sont épitaxiés au centre de la membrane puis encapsulés par une couche d'InP de façon à obtenir l'épaisseur finale de membrane souhaitée. Finalement, une couche de silice de 40 nm est ajoutée en fin de croissance pour protéger la membrane active.

À ce stade, la membrane est complète, mais repose sur un substrat d'InP. Grâce au collage moléculaire, cette membrane peut ensuite être reportée sur un substrat hôte présentant un contraste d'indice avec l'InP. Dans notre cas, il s'agit d'un substrat de silice.

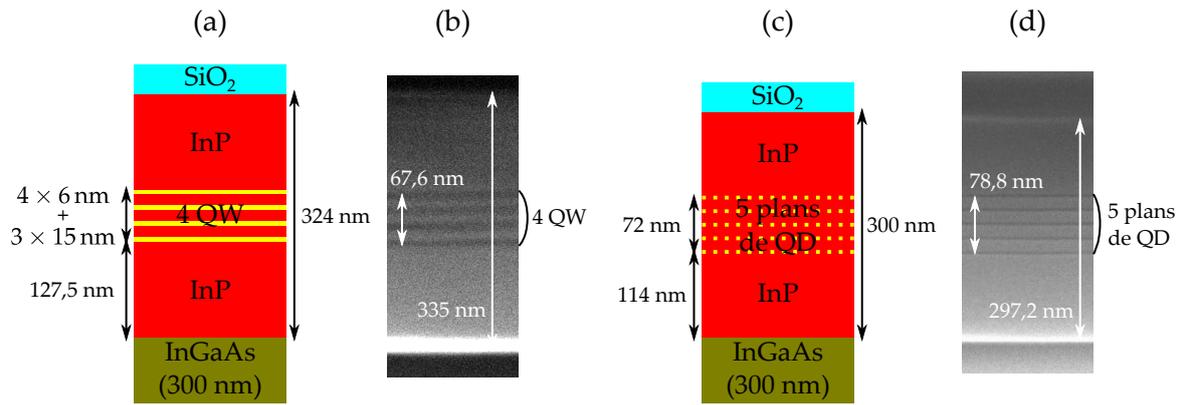


FIGURE 3.1 – (a) Schéma d'une hétérostructure à puits quantiques avec (b) l'image MEB correspondante. (c) Schéma d'une hétérostructure à bâtonnets quantiques avec (d) l'image MEB correspondante.

3.1.2 Collage moléculaire

Le collage moléculaire consiste à créer des liaisons moléculaires fortes entre la surface d'un substrat (ici de silice) et la surface de la membrane d'InP pour assurer leur adhésion.

Tout d'abord, les surfaces sont nettoyées par un mélange acétone/éthanol puis la couche de silice de protection de l'InP est gravée par BOE (*Buffered Oxide Etch*, solution tampon d'acide fluorhydrique). Les surfaces des deux matériaux sont activées à l'aide d'ozone sous exposition ultraviolette. Une goutte d'eau est ensuite déposée sur chacune d'elles. Cette étape permet la formation de groupes hydroxyles ($-OH$) à la surface du substrat et de l'oxyde natif de l'InP. Après séchage, les deux surfaces sont mises en contact direct, ce qui conduit à la formation de liaisons hydrogène. L'ensemble est ensuite placé dans un « *wafer bonder* », qui presse les deux surfaces l'une contre l'autre tout en maintenant une température relativement élevée (1 à 2 bar à 150 °C). Les liaisons hydrogène sont alors remplacées par des liaisons covalentes, plus fortes, et l'eau formée est évacuée par pompage. Finalement, l'échantillon est recuit pendant 24 h à 250 °C sous atmosphère de diazote dans un four tubulaire avec une pente de mise en température faible ($1 \text{ K} \cdot \text{min}^{-1}$).

À l'issue du collage, le substrat d'InP d'origine et la couche d'arrêt d'InGaAs sont gravées par voie humide (HCl et $FeCl_3$ respectivement) pour obtenir l'hétérostructure finale, incluant la membrane III-V active sur silice. La figure 3.2 résume les différentes étapes du procédé de collage moléculaire. Ce procédé permet d'obtenir une adhésion suffisamment forte pour résister aux autres étapes du procédé de fabrication et à la caractérisation des échantillons. Cependant, il requiert des conditions contraignantes sur la planéité et la rugosité des surfaces : la rugosité RMS doit ainsi être inférieure à $0,5 \text{ \AA}$.

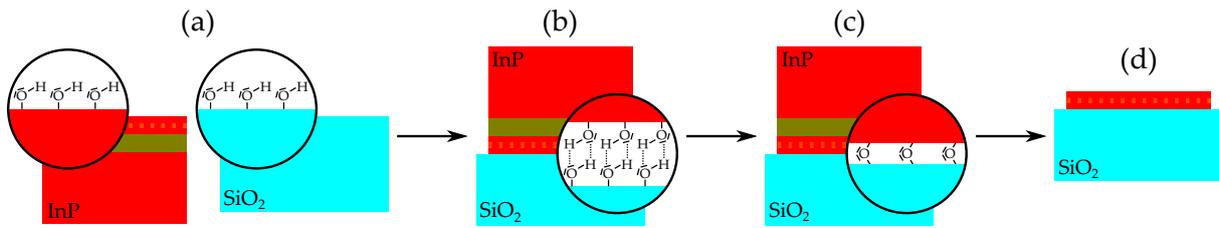


FIGURE 3.2 – Schéma du procédé de collage moléculaire. L'InP est représenté en rouge, la silice en bleu et la couche d'arrêt InGaAs en vert. (a) Activation des surfaces, (b) mise en contact des interfaces, (c) *wafers bonder* et recuit, (d) gravure du substrat d'InP et de la couche d'arrêt.

3.1.3 Lithographie et gravure du cristal photonique

Dans un premier temps, un « masque de gravure » est inscrit par lithographie électronique (ou *e-beam*) sur une résine électro-sensible déposée sur l'échantillon et dont la structure est altérée localement sous l'effet de l'exposition à un faisceau d'électron. Nous avons utilisé ici une couche d'environ 100 nm d'une résine appelée HSQ (pour *Hydrogen silsesquioxane*, ou hydrogénosilsesquioxane) déposée par *spin-coating* (vitesse de rotation : 3000 rpm, accélération : 3000 rpm/s, durée : 30 s) puis recuite à 80 °C pendant 4 min. Une fine couche d'aluminium (10 nm) est déposée par-dessus la résine par évaporation métallique par effet Joule pour favoriser l'évacuation des charges lors de la lithographie électronique. La résine HSQ réagit sous l'effet des électrons pour former de la silice. Lors du développement, l'échantillon est plongé dans une solution de TMAH (*TetraMethylAmmonium Hydroxide*, ou hydroxyde de tétraméthylammonium) dilué à 25 % dans l'eau, qui dissout la HSQ non exposée et l'aluminium pour ne laisser que la silice formée dans les zones insolées. C'est une résine dite « négative ».

Les zones à insoler sont définies à partir d'un fichier informatique, dit « masque de lithographie », comprenant des champs d'écriture de 100 μm × 100 μm. Ce dernier est généré à l'aide des logiciels Clewin et Matlab à partir des géométries optimisées dans le chapitre 2. Ces masques sont optimisés pour limiter les mouvements du faisceau électronique (voir annexe C) et minimiser les risques de défauts lors de l'écriture des cavités.

En pratique, la taille réelle de la zone insolée autour du point de convergence du faisceau dépend de plusieurs paramètres. En effet, le diamètre du faisceau d'électrons (10 nm) et la diffusion des électrons dans la couche de résine contribuent à insoler une zone qui peut être plus grande que celle définie nominalement par le masque. Ainsi, la taille du motif obtenu, comme le diamètre des trous dans un CP, dépend également du temps d'exposition au faisceau d'électrons, ou dose. Une exposition plus longue peut permettre aux bords de la zone de diffusion des charges d'insoler la résine, malgré une intensité plus faible. Compte tenu de la résine négative utilisée, une dose plus élevée induit des trous de diamètre plus petit dans le CP. Par

ailleurs, la dose peut être ajustée pour obtenir des interfaces lisses entre les zones insolées et non-insolées. Des doses moyennes entre 3,5 et 4 permettent ainsi d'obtenir des trous assez lisses dont le rayon est proche de la valeur nominale.

Le temps de développement de la résine a également un impact sur le rayon des trous. Les zones partiellement insolées, au bord des trous par exemple, sont en effet susceptibles de se dissoudre lors d'un développement plus long, ce qui augmente le rayon des trous présents sur le masque de gravure. Ce temps étant difficile à contrôler, ce phénomène ajoute une incertitude supplémentaire sur le rayon des trous.

Une fois la résine déposée, insolée et développée, on obtient donc un masque de gravure en silice. Les motifs du masque sont ensuite transférés sur la membrane d'InP par gravure RIE (*Reactive Ion Etching* soit gravure ionique réactive). L'utilisation d'un mélange de méthane CH_4 et de dihydrogène H_2 permet d'obtenir une sélectivité suffisante pour graver des épaisseurs de 324 nm d'InP. La gravure est réalisée à 90°C sous des flux de 20 sccm de CH_4 et de 60 sccm de H_2 à une pression de 30 mTorr et sous une puissance de 120 W. La gravure est observée par suivi interférométrique pour déterminer sa durée (de l'ordre de 8 min).

Pour finir, le masque de gravure est dissous dans une solution de BOE. Dans les résultats présentés dans le chapitre 4, cette dernière étape n'a pas été réalisée de manière systématique (trois échantillons sur les huit fabriqués, voir l'annexe B). En effet, elle présente un risque, car le BOE peut également sous-graver le substrat de silice et fragiliser le collage des cavités. Néanmoins, aucune cavité ne s'est décollée sur les trois échantillons concernés, et cette dernière étape s'est révélée critique pour augmenter le rendement de photoluminescence des membranes actives exploitées (voir l'annexe B). La figure 3.3 résume les différentes étapes du procédé de lithographie et de gravure. Une observation au Microscope Électronique à Balayage (MEB) d'une cavité est présentée figure 3.4.

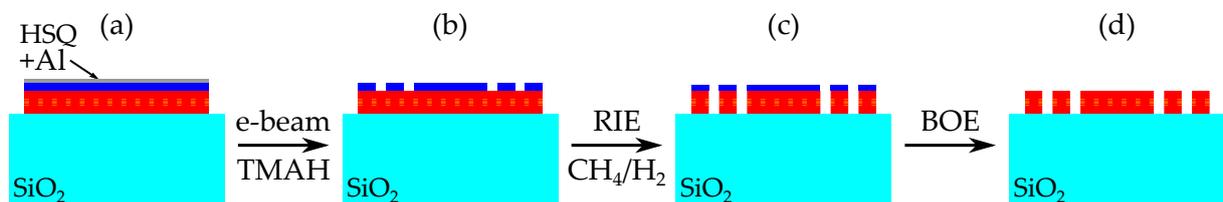


FIGURE 3.3 – Schéma des étapes de lithographie et de gravure de la membrane : (a) dépôt de la résine, (b) lithographie électronique et développement, (c) transfert dans la membrane et (d) retrait du masque de gravure.

Une fois les cavités fabriquées, leurs réponses spectrales sont étudiées par différentes techniques de caractérisation optique. Les prochaines sections présentent les trois types de caractérisation réalisées sur les cavités, ainsi que les bancs associés.

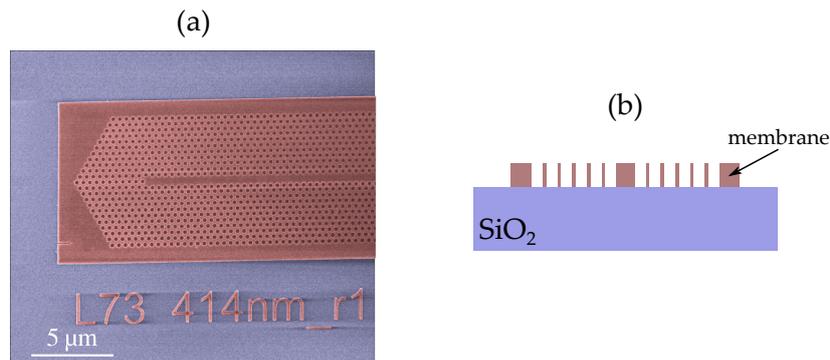


FIGURE 3.4 – (a) Exemple d’image MEB d’une cavité fabriquée par le procédé décrit ici après retrait du masque de silice. L’image est artificiellement colorée pour montrer l’InP (en rouge) et le substrat de silice (en bleu). (b) Schéma de la structure vue en coupe (plan perpendiculaire à l’axe de la cavité). Cavité L73-r118nm-D3.5- n_g 40 de HQD.

3.2 Spectroscopie par photoluminescence en champ lointain

La spectroscopie par photoluminescence en champ lointain est la plus répandue des techniques de caractérisation utilisées dans ces travaux. Grâce à un spectromètre performant et au contrôle de la forme du faisceau de pompe que j’ai mis en place, elle permet d’obtenir rapidement les caractéristiques spectrales des structures étudiées sous pompage optique. Nous l’avons principalement utilisée pour réaliser des études systématiques de l’ensemble des cavités sur un échantillon.

3.2.1 Présentation du banc

Un schéma du banc de photoluminescence en champ lointain est présenté figure 3.5. Il est constitué de deux chemins optiques différents : le faisceau de pompe et sa mise en forme d’une part, et le signal de photoluminescence et sa collection d’autre part.

Le montage de photoluminescence dispose de deux caméras (visible et infra-rouge) et d’une lampe blanche pour éclairer les structures lors des observations. La caméra visible est utilisée pour repérer les structures à étudier sur l’échantillon et pour l’alignement grossier de la cavité choisie avec le spot de pompe. La caméra infra-rouge quant à elle capte le signal de photoluminescence et permet d’affiner le positionnement de la structure par rapport au faisceau de pompe en observant l’intensité du signal généré.

Les paragraphes suivants décrivent la chaîne optique de mesure du signal de photoluminescence, de la mise en forme du faisceau à la collection.

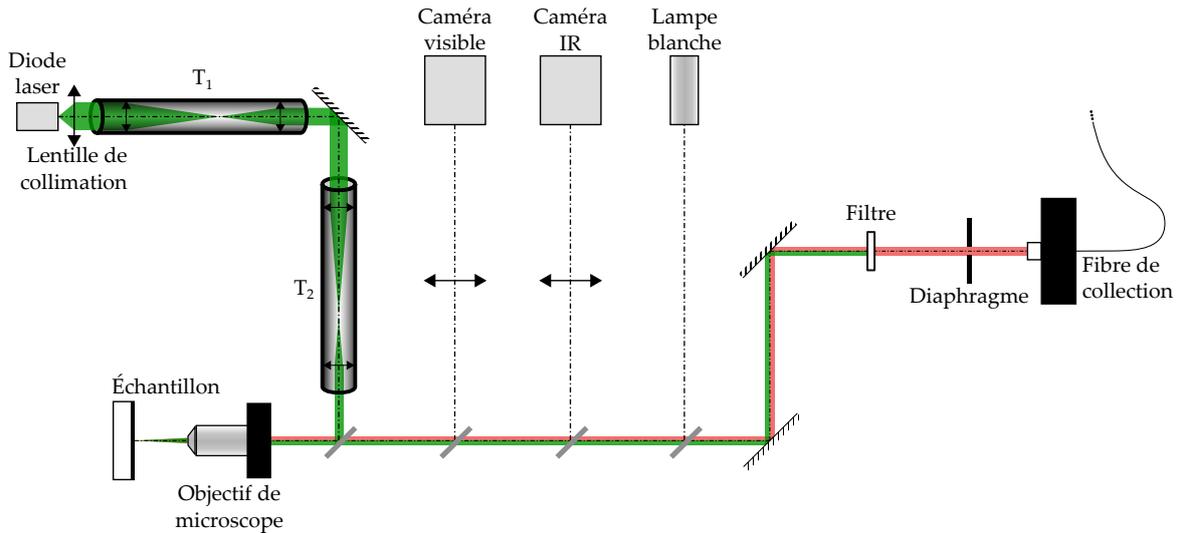


FIGURE 3.5 – Schéma du montage de photoluminescence. Le faisceau de pompe (784 nm) est représenté en vert et la photoluminescence des structures actives (autour de 1,55 μm) est représentée en rouge.

Illumination et mise en forme du faisceau de pompe

Pour pomper les structures, une diode laser à 784 nm est utilisée. Le faisceau de pompe est collimaté à l'aide d'une première lentille, puis focalisé sur l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope ($\times 20$, NA0,4).

Sans mise en forme du faisceau, la zone pompée est limitée à un disque d'environ 10 μm de diamètre, ce qui est insuffisant pour pomper efficacement les cavités les plus longues, qui mesurent plus de 45 μm sur 1 μm de largeur. Il est donc nécessaire d'adapter la forme du faisceau de pompe à celle des cavités allongées et ainsi augmenter le recouvrement de la puissance de pompe avec la surface de la cavité. Cela permet d'obtenir une densité de puissance par unité de surface élevée sur l'ensemble de la cavité. Pour réaliser cette mise en forme allongée du faisceau de pompe, deux télescopes composés de deux lentilles (notés T₁ et T₂ sur la figure 3.5) ont été ajoutés au montage existant. Ils permettent de modifier la forme du faisceau tout en conservant sa collimation. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.1.

Nom	Type de lentilles	f_e (mm)	f_s (mm)
T ₁	Doublets	100	60
T ₂	Cylindriques	100	50

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques des deux télescopes utilisés. f_e est la focale de la lentille à l'entrée du télescope et f_s celle de la lentille en sortie.

Le télescope T₁ a pour objectif de réduire le diamètre du faisceau issu de la lentille de collimation après la diode laser d'un facteur $\frac{f_e}{f_s} \approx 1.7$. Il utilise des doublets de lentilles classiques (à

symétrie de révolution autour de l'axe optique). Le rôle du télescope T_2 , qui utilise des lentilles cylindriques, est d'obtenir un spot d'excitation allongé dans la direction de l'axe de la cavité. Pour cela, le faisceau de pompe doit être comprimé selon l'axe de la cavité. La figure 3.6 présente la mise en forme du faisceau par le télescope à lentilles cylindriques. La mise en forme du faisceau est étudiée dans la direction perpendiculaire à l'axe des lentilles (figure 3.6a), et dans la direction parallèle, où les lentilles du télescope n'affectent pas le faisceau (figure 3.6b). Le jeu de lentille utilisé devrait permettre d'obtenir des rapports d'aspect de l'ordre de $\frac{f_e}{f_s} \approx 2$ sur la forme du spot d'excitation.

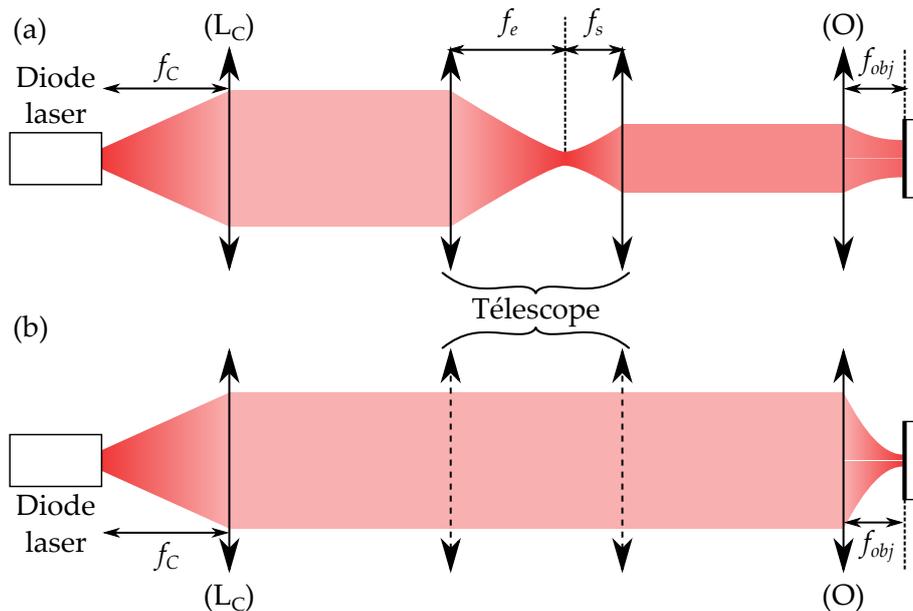


FIGURE 3.6 – Schéma présentant le principe de la mise en forme du faisceau par l'utilisation d'un télescope. Évolution du faisceau dans la direction (a) perpendiculaire et (b) parallèle à l'axe des lentilles cylindriques.

La photoluminescence de la membrane non structurée est observé à l'aide de la caméra infra-rouge, reflétant directement l'étendue de la surface ainsi excitée. La figure 3.7(a-d) compare les résultats obtenus en fonction des télescopes utilisés. L'utilisation des télescope permet effectivement d'étaler la puissance selon une ellipse permettant, *a priori*, un meilleur recouvrement avec les cavités à CP allongées qu'un spot d'excitation circulaire (voir figure 3.7a, sans télescope). Cependant, l'augmentation de la surface pompée (figure 3.7b) conduit à une densité surfacique plus faible. La forme elliptique obtenue (rapport des demi-axes ≈ 3) n'est pas forcément adaptée à la forme rectangulaire des cavités (rapport longueur/largeur d'environ 5,7 pour les cavités L110). En définitive, le télescope T_2 seul permet d'ajuster au mieux le faisceau de pompe (rapport des demi-axes ≈ 10) à la forme des cavités et s'est révélé être la configuration la plus efficace pour pomper les cavités. La figure 3.7c montre un exemple de cavité L110

pompée dans ces conditions, avec une photoluminescence assez marquée provenant du défaut linéique au centre de la structure à CP et des miroirs qui ferment la cavité.

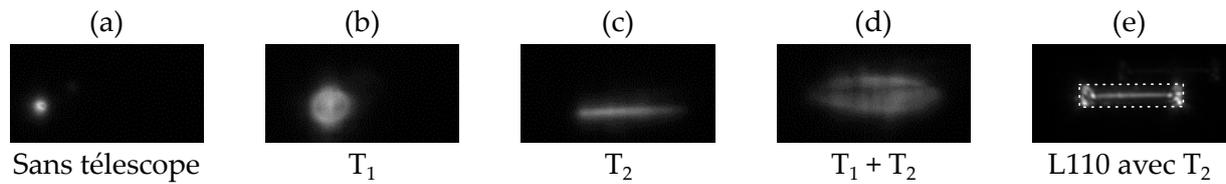


FIGURE 3.7 – Observation de la photoluminescence en infrarouge sur la membrane d’InP active en fonction des télescopes utilisés. (a) Sans télescope, (b) avec le télescope sphérique T_1 , (c) avec le télescope cylindrique T_2 , (d) avec les deux télescopes. Un exemple de cavité excitée avec le télescope T_2 est présenté en (e), avec le contour de la membrane représenté en pointillé. L’échelle est identique sur toutes les images.

Afin de limiter l’échauffement des structures, qui peut réduire l’efficacité des milieux à gain, voire détériorer les échantillons, la diode est alimentée par un générateur d’impulsions. Cela permet de maintenir la puissance moyenne absorbée faible tout en atteignant des puissances pics élevées. Le taux de répétition et la durée des impulsions peuvent être ajustées. mais les mesures sont généralement réalisées avec un train d’impulsions de 10 ns de période 100 ns. Dans ces conditions, la puissance moyenne maximale mesurée vaut 0,8 mW, donc la puissance pic maximale est évaluée à 8 mW.

Collection

En ce qui concerne la branche de collection, les photons à 1,55 μm provenant de l’échantillon sont collimatés par le même objectif utilisé pour l’excitation. Ils sont transmis à travers la lame dichroïque qui réfléchit le faisceau de pompe à 784 nm vers l’objectif. Deux lames semi-réfléchissantes amovibles permettent de rediriger une partie des photons vers une caméra visible et une caméra infra-rouge. La caméra visible permet de repérer les structures à étudier sur l’échantillon, tandis que la caméra infra-rouge capte leur photoluminescence. Une lampe blanche permet d’éclairer l’échantillon pour les observations des structures. Un filtre passe-haut permet d’éliminer la réflexion de la pompe sur l’échantillon avant l’entrée de la fibre de collection. La position de la fibre peut être ajustée pour optimiser le signal collecté. Ce dernier est alors envoyé vers un spectromètre.

Le spectromètre est muni d’une barrette CCD InGaAs refroidie à l’azote liquide de 512 pixels. Il permet de réaliser des temps d’intégration de l’ordre de la minute sans être affecté par le bruit électronique. Trois réseaux de diffraction (150 ; 600 et 900 traits par mm) peuvent être sélectionnés en fonction de la résolution recherchée. Le réseau à 900 traits par mm permet d’obtenir la meilleure résolution ($\leq 0,1 \text{ nm}$), mais la fenêtre spectrale observée est réduite à

environ 17 nm sur la barrette, ce qui nécessite d'accumuler plusieurs spectres pour avoir une gamme spectrale étendue.

3.2.2 Analyse des spectres

Les spectres obtenus permettent d'avoir accès à la dispersion, les pertes des modes, ou encore la présence d'un effet laser dans la cavité étudiée. Ces informations sont extraites à partir de la position des pics, leur intensité et leur largeur à mi-hauteur. La méthodologie développée pour ce travail est explicitée ici sur un spectre représentatif.

À titre d'illustration, la figure 3.8a présente l'allure typique d'une série de modes qui peut être extraite d'un spectre de photoluminescence obtenu sur une des cavités. Afin d'extraire les informations recherchées, une fonction lorentzienne f_{Lor} est ajustée à chacun des modes du spectre. Le modèle, donné par l'équation 3.1, est la somme d'une lorentzienne d'amplitude m , centrée en λ_0 et de largeur à mi-hauteur Γ , et d'une fonction linéaire de paramètres a et b modélisant le bruit de fond. Le choix d'une fonction linéaire est suffisant pour les largeurs spectrales considérées, et permet de conserver un modèle simple.

$$f_{Lor}(\lambda) = \underbrace{[a(\lambda - \lambda_0) + b]}_{\text{bruit de fond}} + m \underbrace{\left[1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Gamma/2} \right)^2 \right]^{-1}}_{\text{lorentzienne}} \quad (3.1)$$

L'ajustement est mis en œuvre à l'aide de la fonction « *fit* » et de l'algorithme « *Trust-Region* » de Matlab, basé sur la méthode des moindres carrés. La figure 3.8b montre le résultat de l'ajustement sur le pic à 1582,6 nm observé sur la figure 3.8a. La fonction renvoie non seulement les valeurs des différents paramètres, mais aussi l'intervalle de confiance à 95 %. Dans cet exemple de spectre d'intensité, le mode a une longueur d'onde centrale λ_0 de 1582,64 nm, une largeur spectrale Γ de 0,24 nm et donc un facteur de qualité de 6600¹.

L'indice de groupe peut être calculé à partir de l'ISL entre les différents pics du spectre de manière analogue au chapitre 2 grâce à la formule 3.2. Cette formule est issue du modèle de la cavité Fabry-Pérot, dont les hypothèses seront discutées dans le chapitre 4. Pour extraire l'indice de groupe, l'utilisation de l'équation 3.2 suppose également que les modes ont des ordres longitudinaux consécutifs.

$$n_g = \frac{c}{2 \cdot \text{ISL} \cdot L} \quad (3.2)$$

L'effet laser peut également être étudié à partir de l'évolution de l'amplitude et de la largeur

1. Dans l'hypothèse où la transparence du matériau est atteinte, mais pas le régime d'émission stimulée.

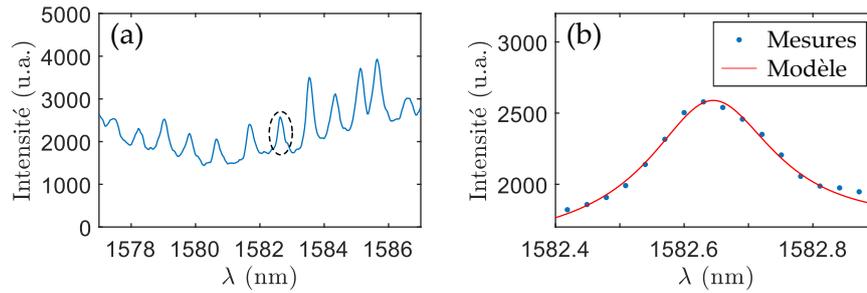


FIGURE 3.8 – Méthode de mesure de la fréquence des modes sur les spectres expérimentaux. (a) Exemple de spectre obtenu sur une cavité (L110-r118nm-D4- n_g ,30) caractérisée par photoluminescence en champ lointain. Chaque pic est ajusté par une fonction lorentzienne pour en extraire la longueur d'onde centrale et la largeur à mi-hauteur. (b) Ajustement du mode à 1582,6 nm (entouré sur le spectre (a)) par une fonction lorentzienne ($R^2 = 0.9925$) centrée en 1582,64 nm et de largeur à mi-hauteur 0,24 nm (soit un facteur de qualité de 6600).

des pics en fonction de la puissance de pompe. La courbe LL caractéristique (intensité du pic en fonction de la puissance de pompe) permet en effet de déterminer le seuil laser, tandis que l'affinement de la largeur spectrale donne une indication supplémentaire sur la transition vers un régime d'émission stimulée. Ces méthodes seront mises en œuvre dans le chapitre suivant.

3.3 Spectroscopie de photoluminescence en espace de Fourier

Le banc de photoluminescence résolue en angle permet de mesurer les caractéristiques spectrales des modes de la structure, comme la photoluminescence en champ lointain, mais également leur diagramme de rayonnement. En combinant ces informations, les diagrammes de bandes expérimentaux peuvent être directement mesurés. Les résultats obtenus peuvent alors être comparés aux diagrammes numériques obtenus par FDTD pour identifier les différentes branches observées.

3.3.1 Principe de la mesure

Pour reconstruire le diagramme de dispersion d'une structure, il est nécessaire de mesurer non seulement la longueur d'onde de ses modes, mais aussi leur vecteur d'onde. Expérimentalement, la spectroscopie permet d'avoir accès aux caractéristiques spectrales du champ émis. Pour obtenir les informations sur leur vecteur d'onde, une méthode consiste à utiliser l'optique de Fourier. Cette technique est fondée sur le phénomène de diffraction à l'infini (ou diffraction de Fraunhofer). La formule de Fraunhofer montre effectivement que la distribution de champ à l'infini est proportionnelle à la TF spatiale de l'amplitude du champ. En pratique, il est possible d'utiliser une lentille pour ramener le plan à l'infini (ou « plan de Fourier ») dans son plan focal

image.

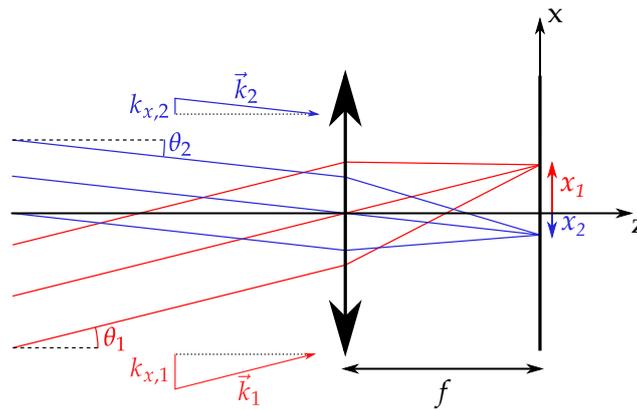


FIGURE 3.9 – Schéma de principe présentant la vision d’optique géométrique de l’optique de Fourier. Deux ondes planes de vecteurs d’onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 différents (en rouge et en bleu) sont focalisées en deux points distincts de l’écran d’observation.

En première approximation, ce phénomène peut être étudié dans le cadre de l’optique géométrique. La figure 3.9 présente une onde incidente composée de deux ondes planes (en rouge et en bleu) d’angles d’incidence θ_1 et θ_2 traversant une lentille mince de distance focale f . Ces ondes convergent en deux points distincts caractérisés par leurs distances x_1 et x_2 à l’axe optique. L’image formée dans le plan focal image de la lentille semble donc bien être liée aux directions de propagation des ondes planes constituant l’onde incidente. De manière plus générale, considérons une onde plane d’incidence θ focalisant à la distance x de l’axe optique. On note k_x la projection du vecteur d’onde \vec{k} sur l’axe (Ox). Dans les conditions paraxiales ($\theta \ll 1$), θ et x sont liés par la relation suivante :

$$\tan(\theta) = \frac{x}{f} \approx \theta \Leftrightarrow x \approx f \times \theta$$

Or $k_x = |\vec{k}| \sin(\theta) \approx \frac{2\pi}{\lambda} \times \theta \Leftrightarrow \theta \approx \frac{\lambda}{2\pi} k_x$, d’où

$$x \approx \frac{f\lambda}{2\pi} k_x \quad (3.3)$$

L’équation 3.3 montre que chaque point de l’image formée dans le plan focal image de la lentille est associé à un unique vecteur d’onde k_x . Cette image correspond donc bien à la TF spatiale de l’onde incidente.

En pratique, l’image doit être reportée sur un écran d’observation ou un capteur pour être observée. Pour cela, le montage composé de trois lentilles présenté figure 3.10 peut être utilisé. La TF spatiale est formée une première fois dans le plan focal image de l’objectif (L_{obj}). Les angles d’incidence collectés par l’objectif sont cependant limités par son ouverture numérique

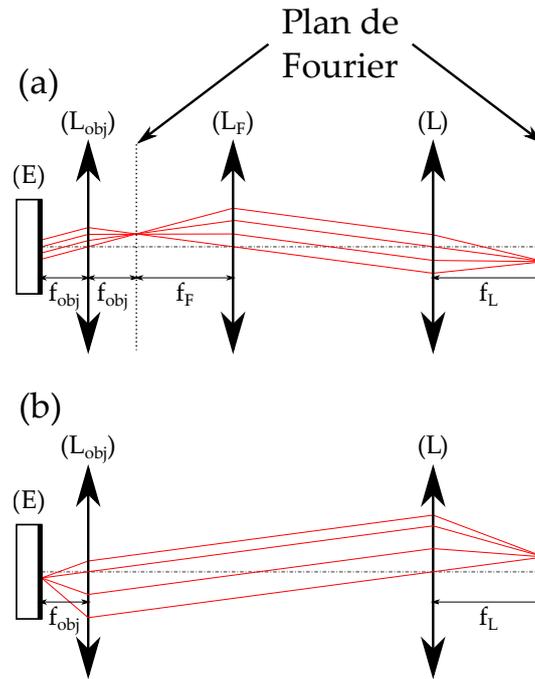


FIGURE 3.10 – Schéma simplifié d'un montage d'optique de Fourier. (a) Configuration d'observation de l'espace de Fourier. (b) Configuration de l'observation de l'espace réel. (L_{obj}) représente l'objectif, (L_F) la lentille de Fourier et (L) la lentille de collimation.

ON :

$$\sin(\theta) < \text{ON} \Leftrightarrow \theta_{max} = \arcsin(\text{ON})$$

L'image est ensuite reportée sur l'écran d'observation par les lentilles (L_F) et (L). Le plan focal objet de (L_F) coïncide avec le plan focal image de l'objectif (L_{obj}) tandis que l'écran est placé dans le plan focal image de la lentille de focalisation (L). Ce type de montage présente l'avantage qu'en absence de la lentille (L_F), l'image de l'échantillon en espace direct est formée sur l'écran. En effet, la figure 3.10b montre que les rayons issus d'un point de l'échantillon sont focalisés en un point de l'écran. Pour cette raison, la lentille (L_F) est appelée « lentille de Fourier ». La figure 3.11a illustre l'observation sur l'écran de l'image d'un mode d'une cavité orientée suivant l'axe (Ox) en configuration en espace direct, tandis que la figure 3.11b montre l'observation de sa TF spatiale correspondante en espace de Fourier. La zone hachurée représente les limites de la collection imposées par l'ouverture numérique de l'objectif.

Finalement, pour obtenir le diagramme de dispersion $\lambda = f(\vec{k})$ de la structure, doit être dispersée en longueur d'onde. L'écran d'observation (ou le capteur) étant de dimension 2, seuls deux paramètres peuvent être mesurés simultanément. Dans la suite, on choisit d'observer la dispersion dans la direction (Ox) : $\lambda = f(k_x)$. C'est pourquoi, dans un premier temps, l'image est filtrée spatialement à l'aide d'une fente orientée suivant l'axe (Ox) et centrée autour de $k_y = 0$. Le résultat obtenu pour trois modes de longueurs d'onde différentes est représenté

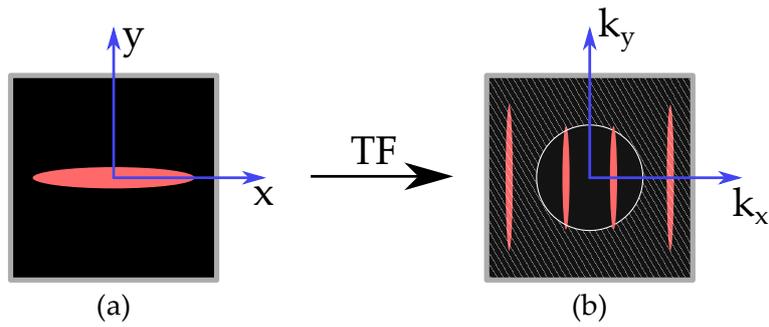


FIGURE 3.11 – Schéma présentant la mesure d'un mode de cavité (a) en espace direct et (b) en espace de Fourier. La zone hachurée correspond aux angles en dehors de l'ouverture numérique de l'objectif et qui ne sont donc pas collectés.

sur la figure 3.12a, où les fentes sont représentées par la zone assombrie. L'image ainsi obtenue est ensuite dispersée en longueurs d'onde dans la direction perpendiculaire aux fentes à l'aide d'un spectromètre optique pour obtenir le diagramme de bande de la structure étudiée (figure 3.12b).

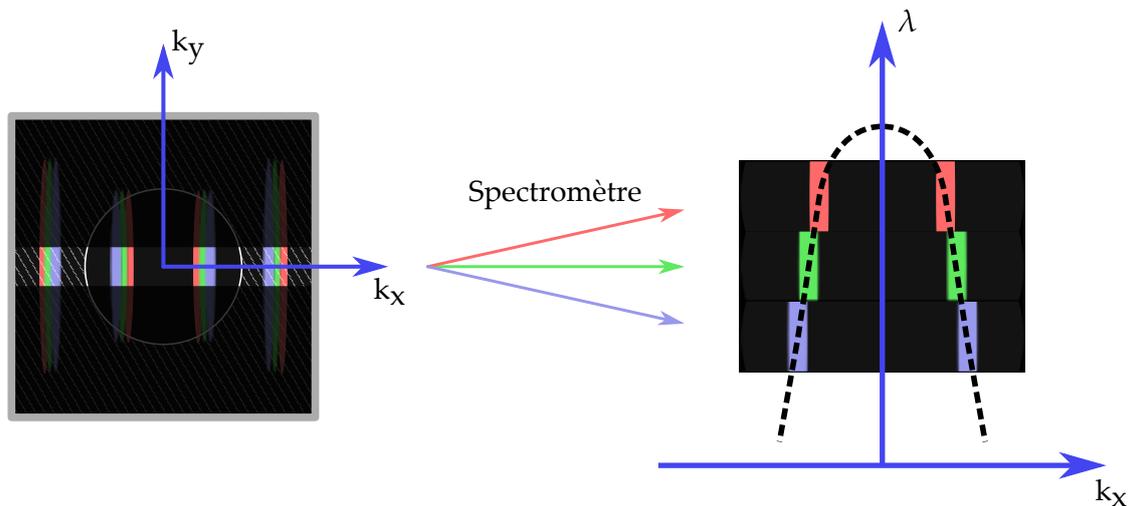


FIGURE 3.12 – (a) Schéma de la mesure de trois modes de cavité en espace de Fourier. La zone hachurée correspond aux angles en dehors de l'ouverture numérique de l'objectif. La zone assombrie représente les fentes. (b) Diagramme de dispersion reconstitué après filtrage spatial par les fentes et décomposition du signal en longueur d'onde.

3.3.2 Caractéristiques du banc expérimental

La figure 3.13 représente le banc de photoluminescence résolue en angle. On y retrouve les éléments du schéma simplifié de la figure 3.10 : l'objectif de microscope, la lentille de Fourier, la lentille de focalisation, ainsi que les fentes et le spectromètre.

Les structures sont pompées grâce à une diode laser à 968 nm émettant des impulsions de 53 ps à une fréquence réglable de 2,5 à 80 MHz. La puissance pic maximale vaut 1,3 W, plus

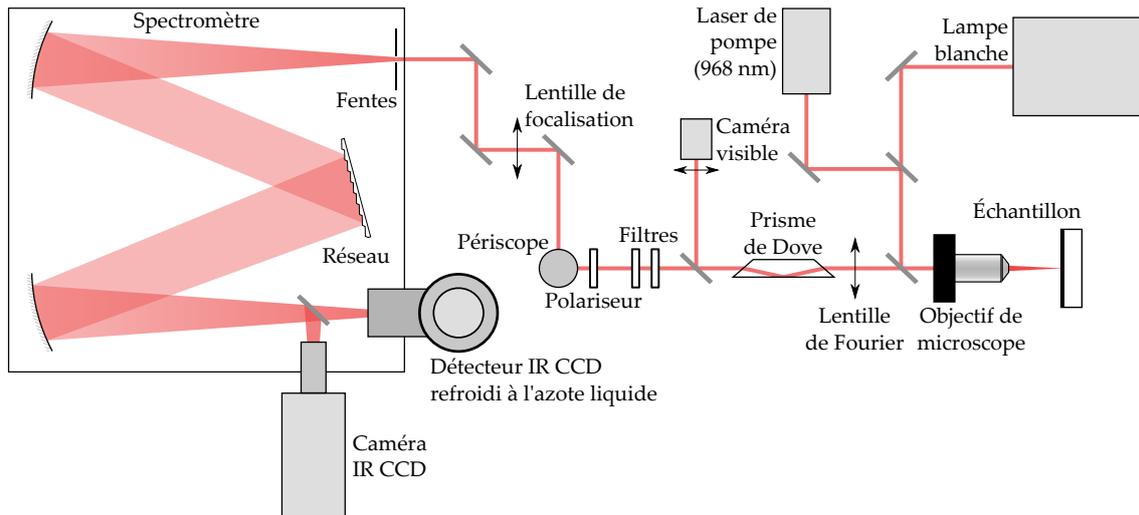


FIGURE 3.13 – Schéma du montage expérimental pour les mesures de photoluminescence résolues en angle. Cette donnée supplémentaire permet de mesurer expérimentalement le diagramme de bandes de l'échantillon étudié.

de 150 fois supérieure à la diode utilisée en photoluminescence en champ lointain. Toutefois, l'absorption de l'InP à 968 nm est 50 fois plus faible qu'à 784 nm, réduisant ainsi l'efficacité du pompage. L'encombrement du banc ne permet pas de mettre en place un système de mise en forme du faisceau, mais le spot d'excitation obtenu a une forme allongée bien adaptée aux cavités, bien que sa taille soit légèrement inférieure à celle des cavités étudiées. La cavité est installée sur un support rotatif permettant d'ajuster son alignement avec le spot d'excitation. Un filtre permet ensuite d'isoler le signal de photoluminescence du faisceau de pompe. Un même objectif de microscope permet de focaliser le faisceau de pompe et de collecter le signal de photoluminescence issu de l'échantillon. Son ouverture numérique de 0,42 permet d'observer des angles de $\pm 25^\circ$, soit des vecteurs d'onde compris dans la gamme $-1,7 \mu\text{m}^{-1} < k_x < 1,7 \mu\text{m}^{-1}$ à 1,55 nm. Un objectif d'ouverture numérique plus grande peut être utilisé pour agrandir la plage des angles collectés, mais la zone pompée est alors réduite avec la taille du spot d'excitation. Pour mesurer la dispersion des modes de cavité dans la direction du défaut linéique, l'image de la cavité doit être alignée à l'axe des fentes du spectromètre. Un prisme de Dove est utilisé pour effectuer une rotation du faisceau issu de l'échantillon autour de sa normale.

Le spectromètre utilisé est muni d'un monochromateur à réseau pour l'analyse spectrale. Trois réseaux plus ou moins dispersifs peuvent être utilisés (150 traits/mm ; 600 traits/mm et 900 traits/mm) en fonction de la résolution spectrale nécessaire. La plage spectrale accessible diminue avec les réseaux les plus dispersifs (150 traits/mm : 120 nm ; 600 traits/mm : 20 nm ; 900 traits/mm : 10 nm), ce qui augmente le nombre d'images à acquérir pour couvrir la gamme voulue (typiquement de 1350 à 1650 nm). La résolution théoriquement accessible est identique

au montage de photoluminescence en champ lointain, qui partage le même spectromètre, mais la sensibilité plus faible du capteur ne permet généralement pas de fermer les fentes aussi bas.

Le capteur utilisé pour détecter le signal est une caméra infrarouge (900 à 1700 nm) basée sur un détecteur InGaAs composé d'une matrice de 620×512 pixels. Un système de refroidissement par effet Peltier est combiné à un système de circulation d'eau pour limiter le bruit électronique.

3.3.3 Réseau quadruple période

Une des limites du montage de Fourier est qu'il ne permet de mesurer que les modes situés dans l'ouverture numérique de l'objectif utilisé pour la collection. Or les modes visés dans ce travail se trouvent en dehors de cette zone mesurable. Ils ne devraient pas, en théorie, être détectés en champ lointain. Les mécanismes de diffusion par les défauts permettent néanmoins de faire rayonner hors du plan une partie du mode guidé dans la membrane². Cependant, l'information sur le vecteur d'onde d'origine est perdue dans ce processus, laissant place, pour un mode donnée, à un diagramme de rayonnement uniforme collecté dans l'ouverture numérique de l'objectif. Ce mécanisme n'est donc d'aucune utilité pour les mesures en espace de Fourier.

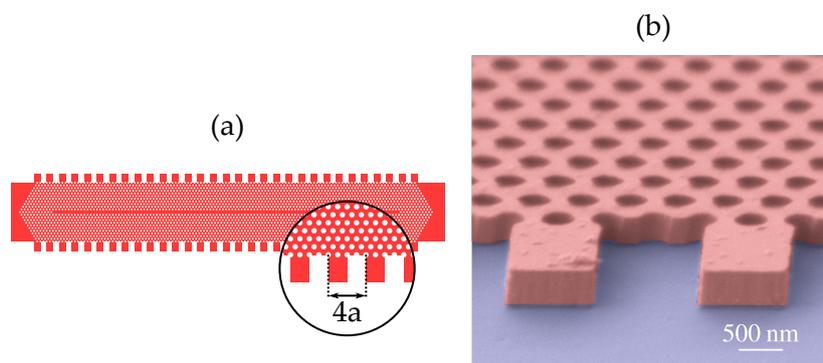


FIGURE 3.14 – (a) Schéma d'une cavité L110 à réseau quadruple période. La période du réseau vaut 4 fois la période a du CP. (b) Observation MEB du réseau quadruple période sur une cavité fabriquée.

Pour pallier ce problème, il est possible d'adapter la méthode développée par LE THOMAS *et al.* [3], basée sur l'ajout d'un réseau de diffraction de période $\Lambda = 4a$ (« quadruple période ») en bordure d'une structure de type guide W1 pour observer la dispersion des modes situés sous la ligne de lumière. Cette méthode est fondée sur le repliement des bandes (ou *band-folding*) qui permet de créer de nouvelles harmoniques du mode de Bloch au-dessus du cône de lumière, et dans l'ouverture numérique de l'objectif, dans la limite où la perturbation induite par le réseau supplémentaire est assez faible. Ainsi dans ce travail, des cavités spécifiques comprenant un

2. C'est ce mécanisme qui permet de collecter la réponse spectrale de la cavité associée au mode guidé sous la ligne de lumière lors des mesures de photoluminescence en champ lointain (voir la section 3.2.1).

tel réseau situé à 9 ou 11 rangées de trous du défaut linéique ont été fabriquées. La figure 3.14 montre un schéma d'une de ces structures, ainsi qu'une observation au MEB du réseau fabriqué.

Le réseau introduit une périodicité qui est quatre fois plus grande que le CP original. Les zones de Brillouin sont donc réduites d'un facteur 4. C'est ce qui permet l'apparition de nouvelles harmoniques des modes de Bloch (par « repliement » de la structure de bandes) au-dessus de la ligne de lumière. Sans refaire de simulation supplémentaire, il est possible de replier numériquement le diagramme de bande du guide sans réseau, pour prévoir celui de la nouvelle structure. La figure 3.15 montre les diagrammes de dispersion des structures avec et sans réseau quadruple période ainsi obtenus. La partie grisée se situe hors de l'ouverture numérique de l'objectif (NA = 0,42) et ne peut pas être observée par imagerie de Fourier. La zone observable (non grisée) correspond environ à un quart de la première zone de Brillouin. C'est la raison pour laquelle une période aussi grande ($4a$) a été choisie. Comme illustré sur la figure 3.15c, la dispersion du mode fondamental symétrique et du mode antisymétrique du guide W1 sont observables. En particulier, la $BL_{n_g \gg 1}$ du mode symétrique (entourée sur la figure 3.15c) est effectivement ramenée au-dessus de la ligne de lumière, autour de $k_x = 0, 1$.

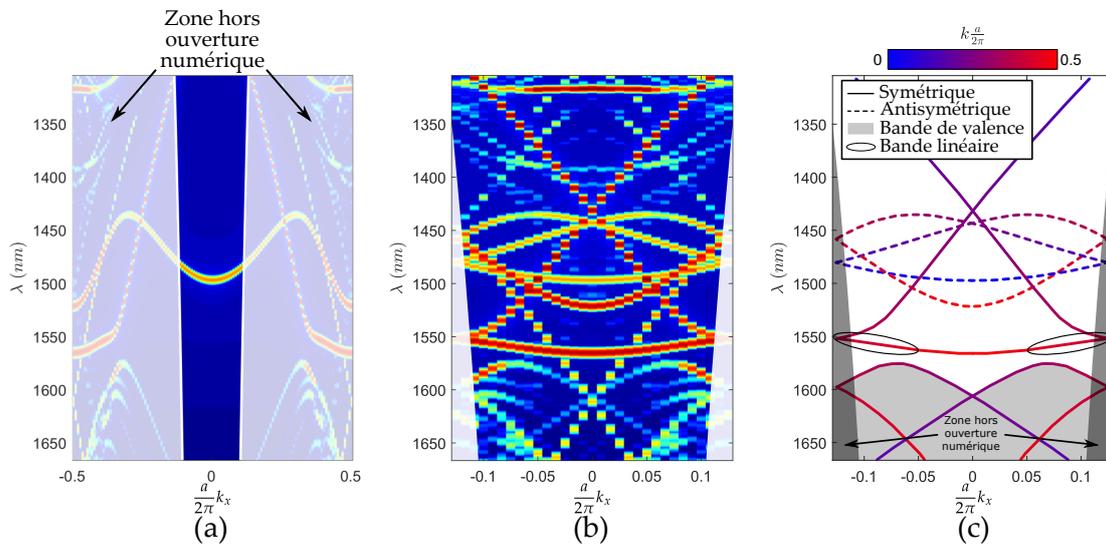


FIGURE 3.15 – Comparaison de la structure de bande obtenue par FDTD 3D du guide W1 original (a) à celle d'un guide W1 à réseau quadruple période (b). Le schéma (c) analyse la figure (b) en y associant les différents modes. La zone grisée correspond à la zone hors de l'ouverture numérique de l'objectif de microscope. Les couleurs représentent leur position avant le repliement.

L'effet de la quadruple période peut être mis en avant expérimentalement en comparant les diagrammes mesurés sur deux cavités ne différant que par la présence ou l'absence du réseau quadruple période. Les diagrammes de bande expérimentaux des cavités (L110-D4-r118nm-W1) avec et sans le réseau quadruple période sont représentés figure 3.16. Avec le

réseau, les modes de bande de valence, symétrique et antisymétrique peuvent être observés. Sans le réseau, seul le mode antisymétrique est visible. Ce dernier est en effet le seul autour de $k_x = 0$ sans repliement.

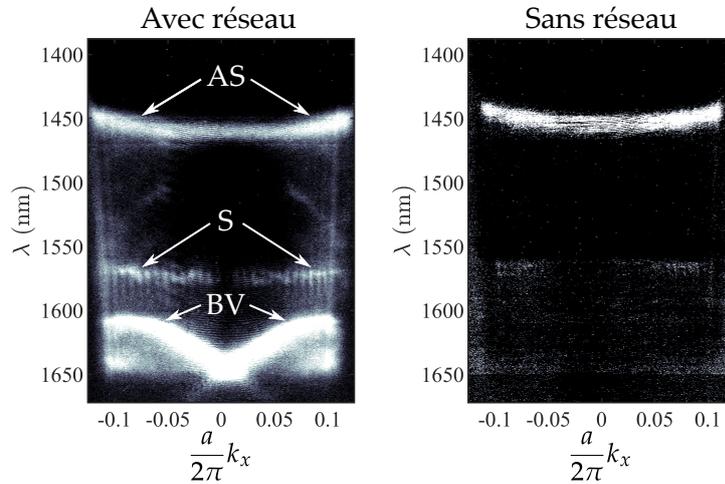


FIGURE 3.16 – Effet du réseau quadruple période sur les mesures de photoluminescence résolue en angle. Les deux cavités correspondantes présentent la même géométrie (L110 - D4 - r118nm - W1) et ne diffèrent que par la présence du réseau quadruple période. BV : bande de valence. S : mode symétrique. AS : mode antisymétrique.

Il faut tout de même noter que même en l'absence du réseau quadruple période, un signal est présent autour des fréquences de la bande de valence et du mode symétrique, même s'il n'est pas possible d'y distinguer les bandes correspondantes. Ces photons correspondent probablement à la diffusion par les défauts du CP, qui permet notamment d'observer les modes de cavité lors des mesures de photoluminescence en champ lointain effectuées sur les cavités sans réseau quadruple période.

3.3.4 Traitement des données

L'obtention des diagrammes de bandes expérimentaux nécessite de traiter les données brutes obtenues par la caméra CCD. A titre d'exemple, la figure 3.17 montre une image brute mesurée par la caméra infrarouge (autour de 1510 nm). Ces images doivent être calibrées pour affecter une valeur de longueur d'onde et d'angle à chaque pixel. La calibration en longueur d'onde est effectuée en faisant varier la longueur d'onde centrale dispersée par le réseau du spectromètre dans une position donnée et en observant le déplacement des modes sur l'image mesurée.

La bande centrale lumineuse visible sur la figure 3.17 correspond aux limites de la collection imposées par l'ouverture numérique de l'objectif. Les bords de cette bande sont donc identifiés à l'angle maximal pouvant traverser l'objectif. Pour rappel, cet angle θ_{max} est relié à l'ouverture numérique de l'objectif par la formule suivante :

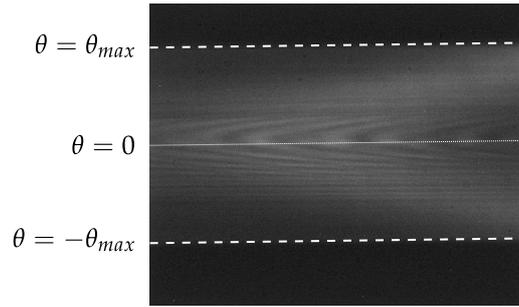


FIGURE 3.17 – Image brute mesurée à l'aide de la caméra infra-rouge. Les limites de l'ouverture numérique sont représentés en pointillés. La ligne correspondant à $\theta = 0$ est alors placée au milieu de la bande obtenue.

$$NA = \sin(\theta_{max}) \Leftrightarrow \theta_{max} = \arcsin(NA) \quad (3.4)$$

Cette donnée sert de référence à la calibration en angle des images mesurées. Les vecteurs d'onde sont calculés à partir de l'angle et de la longueur d'onde mesurés grâce à la relation 3.5. Cette relation découle de la conservation du vecteur d'onde parallèle à l'interface lors du couplage de la membrane vers l'espace libre.

$$k_{\parallel, membrane} = k_{\parallel, air} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) \quad (3.5)$$

Typiquement les diagrammes de dispersion sont mesurés pour des valeurs de k_x variant de $-0,1 \frac{\pi}{a}$ à $0,1 \frac{\pi}{a}$ et sur des gammes spectrales comprises entre 1350 nm et 1650 nm, soit bien plus que la plage spectrale accessible sur une image. Plusieurs images sont donc assemblées pour reconstituer le diagramme de bande complet. Finalement, les diagrammes de bandes peuvent être intégrés suivant les vecteurs d'onde pour obtenir le spectre de photoluminescence de la cavité.

3.4 Microscopie optique en champ proche

La microscopie optique en champ proche permet d'observer directement la cartographie des modes de la structure étudiée. En combinaison avec les informations spectrales, elles permettent d'identifier la nature des modes par comparaison avec les cartographies issues des simulations. Ce banc permet également d'étudier les caractéristiques spectrales locales des modes.

3.4.1 Principe des mesures en champ proche optique

Le phénomène de propagation des ondes électromagnétiques agit fondamentalement comme un filtre passe-bas sur les fréquences spatiales. Les hautes fréquences spatiales sont en effet portées par des ondes évanescentes dont l'extension est limitée à une zone d'une centaine de nm au-dessus de la surface de l'échantillon : le « champ proche optique ». Ce phénomène restreint la résolution des techniques d'observation en champ lointain à la limite de diffraction, soit environ $\lambda/2$.

En revanche, en plaçant une sonde dans le champ proche, il est possible de collecter les informations contenues dans le champ évanescent. Cette sonde se présente généralement sous la forme d'une pointe nanométrique, afin de réaliser une mesure locale et de limiter les perturbations du champ mesuré. En déplaçant la sonde sur la surface à étudier, une cartographie du champ proche peut être mesurée. C'est sur ce principe qu'est fondé le microscope optique en champ proche (*Scanning Near-field Optical Microscopy*, ou SNOM). Les résolutions spatiales typiques sont de l'ordre de 100 nm à 1,55 μm , soit $\approx \lambda/15$, bien en-deçà de la limite de diffraction. La figure 3.18 montre un exemple de mesure en champ proche.

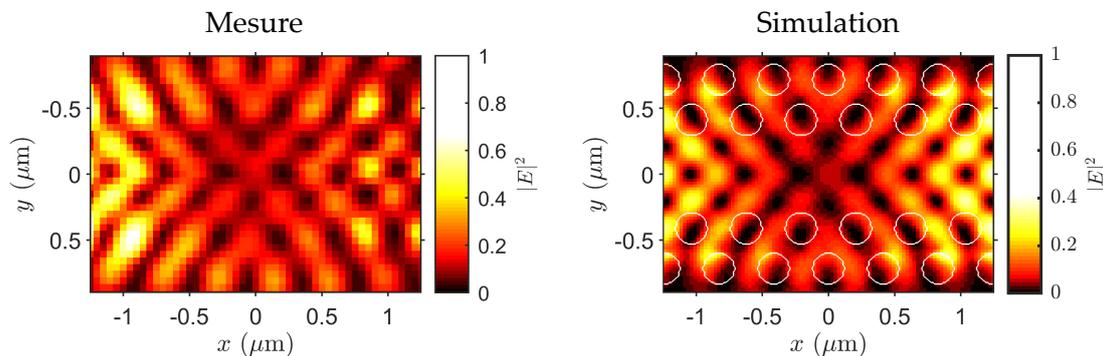


FIGURE 3.18 – Comparaison de cartographies d'intensité $|E|^2$ (a) mesurée en champ proche et (b) simulée par FDTD 3D. La résolution, estimée à 100 nm = $\lambda/15$, permet de retrouver tous les détails de la distribution d'intensité du mode.

Afin de maintenir la sonde dans le champ proche optique, la distance pointe-échantillon est contrôlée par une technique proche de ce qui est utilisé dans les microscopes à force atomique (*Atomic Force Microscope*, ou AFM). La sonde est mise en vibration dans le plan horizontal parallèle à l'échantillon. À proximité de la surface de l'échantillon (environ 10 nm), des forces de cisaillement (« *shear-force* ») commencent à agir sur la sonde et entravent son mouvement. L'intensité de ces interactions augmente lorsque la sonde est approchée de la surface de l'échantillon, ce qui diminue l'amplitude de ses oscillations. En maintenant cette amplitude d'oscillation constante par un système d'asservissement, la sonde est maintenue à une distance

d'une dizaine de nm de la surface de l'échantillon.

En pratique, la sonde est placée sur un diapason piézo-électrique mis en vibration par une excitation électrique. Un tube piézo-électrique permet de déplacer latéralement la pointe par torsion, tandis qu'un second piézo-électrique ajuste sa position verticale par extension. L'extension du piézo-électrique est contrôlée par un système d'asservissement sur l'amplitude des oscillations de la sonde. L'extension du tube piézo-électrique et l'amplitude des oscillations de la sonde sont toutes deux enregistrées en parallèle du signal optique et fournissent des informations sur la topographie de l'échantillon.

Il existe différents modes de fonctionnement du SNOM qui diffèrent par leurs systèmes de collection et d'excitation. Dans ces travaux, le SNOM est utilisé en mode collection : le signal est généré par photoluminescence dans l'échantillon excité par une diode laser en champ lointain puis collecté par la sonde en champ proche. La section suivante présente les différents types de sondes utilisés au cours de cette thèse.

3.4.2 Types de sondes SNOM

Le montage SNOM du laboratoire permet l'utilisation de sondes SNOM basées sur des fibres optiques à l'extrémité desquelles une pointe est formée. Ce type de sonde permet de transmettre le signal collecté en champ proche via la fibre optique vers le système de détection. La figure 3.19 représente les trois types de sondes utilisés dans la suite de cette thèse : les pointes diélectriques, métallisées et à nano-antenne. On considère généralement les premières comme des fibres sans ouverture. Elles sont particulièrement bien adaptées à la collection des ondes purement évanescentes en configuration PSTM (*Photon Scanning Tunneling Microscopy*, ou microscopie à effet tunnel photonique)

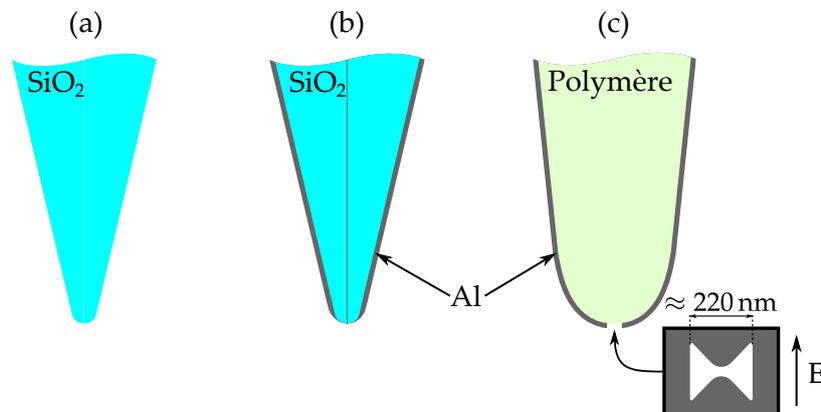


FIGURE 3.19 – Schémas des différents types de pointes SNOM utilisés : (a) Pointes diélectriques, (b) Pointes métallisées et (c) Pointes à nano-antenne *bow-tie* avec sa polarisation résonante.

Ces pointes diélectriques (figure 3.19a) sont simplement constituées d'une fibre optique monomode de type SMF-28 dont l'extrémité est gravée sous forme de pointe dans un bain d'acide fluorhydrique. Elles sont fabriquées au laboratoire, et leur procédé de fabrication est décrit dans la thèse de Thanh-Phong VO [4]. Le champ proche est diffusé par l'extrémité de la pointe, puis partiellement couplé dans la fibre optique. Grâce à leur composition en silice et au faible rayon de courbure de leur extrémité, elles présentent l'avantage de très peu perturber les modes de la structure étudiée et de fournir un signal topographique précis. Elles sont toutefois très sensibles aux champs rayonnés, dont l'intensité peut occulter le signal en champ proche.

Les pointes métallisées (figure 3.19b) permettent de réduire la collection du champ rayonné. Pour cela, une fine couche de métal (100 nm d'aluminium) peut être déposée à la surface de la pointe. Lors du dépôt, la pointe est orientée de telle sorte que le métal ne puisse pas atteindre son extrémité par effet d'ombrage. Une ouverture circulaire est ainsi obtenue au sommet de la pointe en tournant la fibre autour de son axe lors du dépôt. Une ouverture de faible diamètre permet d'obtenir une meilleure résolution spatiale, mais réduit toutefois l'efficacité de collection de la pointe. Les pointes utilisées par la suite sont commercialisées par les sociétés Lovalite et NT-MDT, avec des ouvertures de 50 nm et 100 nm. Ainsi, ces pointes permettent de s'affranchir du champ rayonné au prix d'un signal collecté généralement plus faible. De plus, leur procédé de fabrication ne permet pas toujours un contrôle précis de la forme et de la taille de l'ouverture. L'efficacité de collection peut alors varier en fonction de la pointe, voire de la polarisation de l'onde mesurée.

Le dernier type de pointe, équipée de nano-antenne en nœud papillon (*bow-tie*, figure 3.19c), diffère par deux aspects : les méthodes de fabrication de l'ouverture et de la pointe elle-même. Tout d'abord, la pointe est générée en plaçant une goutte de polymère photo-sensible à l'extrémité d'une fibre SMF-28, puis en injectant un laser dans la fibre pour déclencher la polymérisation. Cette approche génère une pointe dans l'axe du cœur de la fibre, avec un affinement très progressif. Le rayon de courbure de l'extrémité, de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$, est beaucoup plus important que les pointes précédentes. Pour créer l'ouverture, la pointe est dans un premier temps totalement métallisée. Dans un second temps, l'ouverture est réalisée localement dans la couche métallique à l'aide d'un faisceau d'ion focalisé (*Focused Ion Beam*, ou FIB). Cette méthode offre un degré de contrôle sur la forme de l'ouverture bien supérieur à la technique d'ombrage décrite précédemment. Ainsi, l'ouverture réalisée est une nano-antenne présentant une résonance à $1,55\ \mu\text{m}$ pour la polarisation parallèle à l'axe de l'antenne (voir la figure 3.19c). Cette résonance génère un point chaud d'une cinquantaine de nm de diamètre ainsi qu'une exaltation du champ par un facteur 120. Cette résonance augmente ainsi l'efficacité de collec-

tion pour la polarisation exaltée grâce à un taux de recouvrement très important. Ces pointes offrent plusieurs avantages, notamment en termes de résolution, d'efficacité de collection et de contrôle de la polarisation mesurée. Cependant, le rayon de courbure important de l'extrémité de la pointe réduit généralement la résolution des données topographiques en plus de perturber le mode optique. Ces pointes ont été développées par Dusan NEDELJKOVIC de la société Lovalite et Thierry GROSJEAN du laboratoire FEMTO-ST dans le cadre du projet collaboratif ANR NANOEC dans lequel l'INL était impliqué. Les détails du procédé de fabrication et de l'étude de la nano-antenne sont décrits dans la thèse de Thanh-Phong VO [4].

3.4.3 Présentation du banc SNOM

La figure 3.20 représente un schéma du montage expérimental du SNOM à l'INL. Le système repose principalement sur un microscope inversé Zeiss Axio Observer.D1 et sur une tête SNOM combinée à un boîtier de contrôle commercialisés par la société NT-MDT.

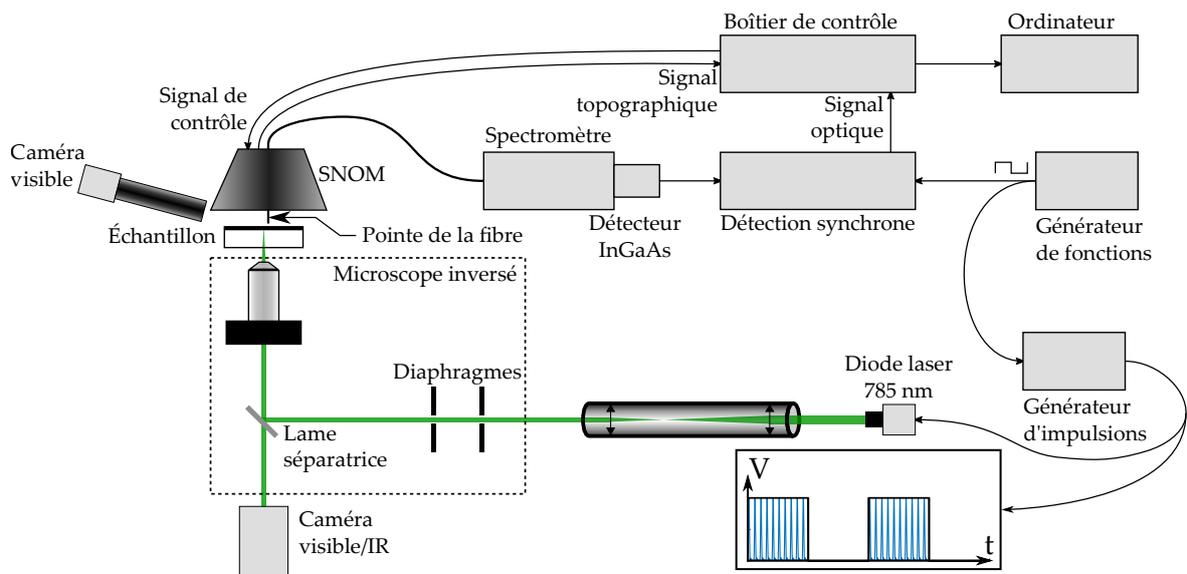


FIGURE 3.20 – Schéma du montage expérimental pour les mesures de photoluminescence en champ proche. La pointe permet la collection des ondes évanescentes contenant l'information sub-longueur d'onde du profil spatial des modes.

En ce qui concerne l'excitation des cavités, le montage est proche de celui utilisé sur le banc de photoluminescence (décrit section 3.2.1). Le faisceau de pompe est issu d'une diode laser émettant à 785 nm. La diode laser est alimentée par un générateur d'impulsions pour réduire l'échauffement de l'échantillon (impulsions de 30 ns, rapport cyclique 1/10, 80 mW pic, transmission de 60 % jusqu'à l'échantillon). Lors de ce travail, le télescope cylindrique a été ajouté au banc SNOM pour mettre en forme le faisceau (voir la section 3.2.1). Le faisceau entre ensuite dans le microscope inversé. Il est alors focalisé sur l'échantillon par la face arrière à l'aide

d'un objectif de microscope ($\times 63$, NA0,75). Le microscope permet également l'observation de l'échantillon grâce à deux caméras visible et infra-rouge. L'alignement du faisceau avec l'axe du microscope peut être vérifié à l'aide des deux diaphragmes d'entrée.

L'échantillon est placé sur une plateforme de translation permettant d'ajuster sa position par rapport au faisceau de pompe. La tête du microscope SNOM est placée au-dessus de l'échantillon sur une seconde plateforme de translation permettant de centrer la pointe sur la structure étudiée. Elle comprend le système d'excitation du diapason, le système piézo-électrique de déplacement de la pointe ainsi qu'un jeu de capteurs mesurant la torsion et l'élongation des tubes piézo-électriques. Une deuxième caméra visible fournit des images de l'échantillon et de la pointe, en particulier pour évaluer la distance les séparant, et placer la surface de l'échantillon à portée du système piézo-électrique.

La fibre de collection est ensuite connectée à un spectromètre composé d'un monochromateur et d'un détecteur InGaAs refroidi par un système Peltier. Ce système permet non seulement de réaliser des spectres locaux en champ proche, mais aussi de filtrer le signal pour réaliser des cartographies à une longueur d'onde donnée. Sa résolution est cependant limitée à environ 1 nm : ses performances sont donc réduites d'un ordre de grandeur par rapport au spectromètre utilisé sur le montage de photoluminescence en champ lointain. Afin d'augmenter la sensibilité du système et son rapport signal-sur-bruit, le détecteur est connecté à un système de détection synchrone. Le train d'impulsions alimentant la diode laser est modulé à 1 kHz par un générateur de fonctions, puis le système de détection synchrone filtre le signal suivant cette modulation. Le signal obtenu correspond alors au signal optique.

La tête du microscope SNOM est connectée à un boîtier électronique de contrôle. Il contient, d'une part, les systèmes d'asservissement des tubes piézo-électriques. D'autre part, il collecte les signaux optique (issu de la détection synchrone) et topographique (issu de la mesure de la position de la pointe). L'ensemble des données est alors transférée vers l'ordinateur de contrôle, qui génère les cartographies d'intensité à partir du signal optique et les images topographiques à partir du signal topographique.

3.4.4 Analyse des données

Les mesures obtenues par le SNOM sont riches en informations sur les modes des structures étudiées et permettent d'identifier clairement les modes observés par les autres techniques de caractérisation. Elles apportent de plus des informations complémentaires, en particulier sur l'extension spatiale des modes de cavité.

Tout d'abord, la combinaison du signal optique et du signal topographique permet de situer

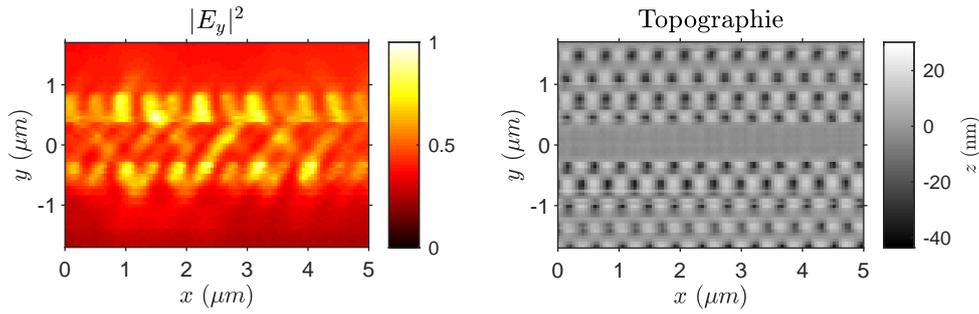


FIGURE 3.21 – Exemple de cartographie d’intensité et de son image topographique associée. Les informations topographiques permettent de vérifier qu’il s’agit bien d’un mode de cavité.

la localisation des modes dans la structure étudiée. La figure 3.21 montre un exemple de cartographie d’intensité accompagné de l’image topographique correspondante. Le défaut linéique constituant la cavité est clairement visible sur le signal topographique. Ces images permettent d’identifier sans ambiguïté ce mode comme un mode de cavité. Il faut toutefois remarquer que le signal optique et le signal topographique ne sont pas nécessairement mesurés par la même portion de la pointe, ce qui peut engendrer un décalage systématique entre les deux images (jusqu’à quelques centaines de nanomètres). Le signal topographique permet également de mesurer la période du CP. La valeur obtenue n’est pas aussi précise que le MEB, mais permet de s’affranchir des problèmes de calibration en utilisant les unités normalisées, en particulier pour les calculs de transformées de Fourier spatiales.

En effet, le vecteur d’onde du mode peut être extrait de la TF spatiale de sa cartographie. Cependant, les cartographies mesurées représentent des distributions d’intensité, et non de l’amplitude des champs. Pour en comprendre les implications, la figure 3.22 montre le module des transformées de Fourier 2D des cartographies en amplitude et en intensité du champ proche d’un mode de cavité simulé par FDTD 3D. Pour faciliter la lecture de la figure, l’intensité est intégrée suivant k_y . Les deux courbes ainsi obtenues, représentant l’intensité en fonction de k_x , sont comparées sur la figure 3.22c. On remarque un nombre de pics plus important associé à la TF de la cartographie d’intensité par rapport à celle effectuée sur la cartographie de l’amplitude.

D’après le modèle de la cavité Fabry-Pérot, les modes de cavité sont constitués de la somme de deux modes guidés propagatif et contre-propagatif. Le guide W1 étant périodique dans la direction (Ox), d’après le théorème de Bloch, l’amplitude complexe du champ \vec{E} associé au mode guidé de vecteur d’onde normalisé k dans la première zone de Brillouin peut s’écrire

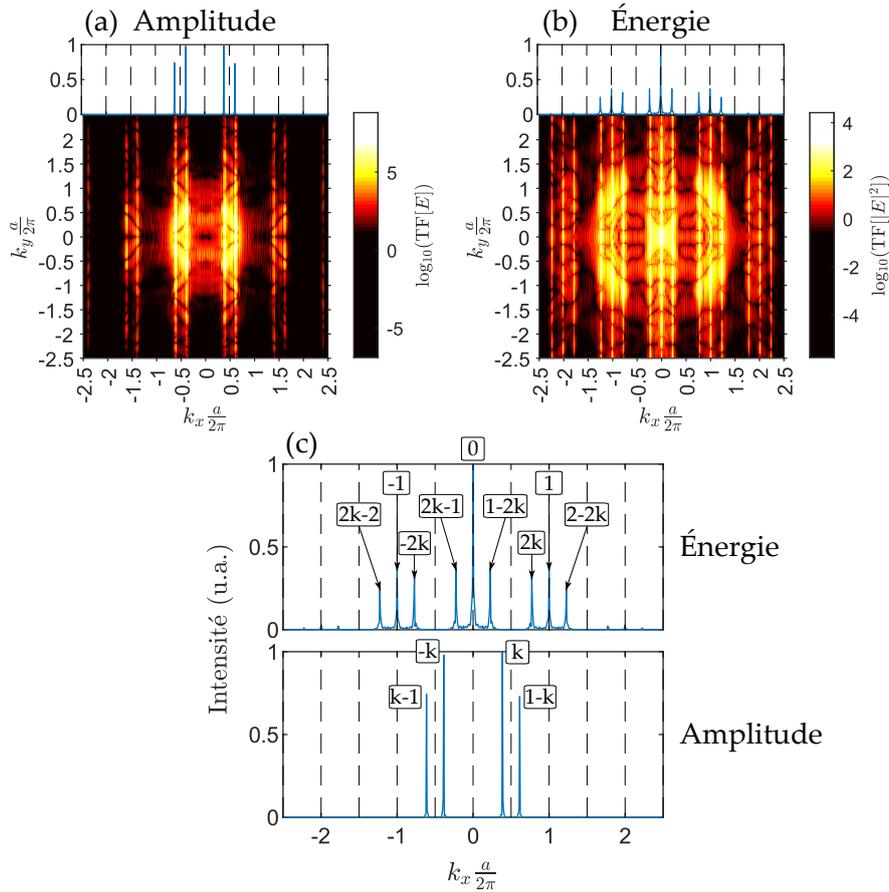


FIGURE 3.22 – Comparaison des transformées de Fourier 2D (a) d’une cartographie d’amplitude et (b) d’intensité d’un mode de cavité L110 simulé par FDTD 3D. Les courbes présentées au-dessus des images sont calculées en intégrant selon k_y (échelle logarithmique). Les pointillés représentent les limites des zones de Brillouin. (c) Position des pics sur les courbes intégrées selon k_y (échelle linéaire).

sous la forme :

$$\underline{E}_k(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} a_{k,p}(y) e^{i(k+p)\frac{2\pi}{a}x} \quad (3.6)$$

Chaque mode guidé a donc une harmonique par zone de Brillouin. Le mode guidé propagatif, par exemple, est constitué d’harmoniques situées aux vecteurs d’onde de la forme $k + p$ ($p \in \mathbb{Z}$) en unités normalisées. Sur la figure 3.22, on observe bien les harmoniques des deux premières zones de Brillouin dans la TF de l’amplitude.

Les pics de la TF de l’intensité, en revanche, sont situés à des positions différentes. En effet, la TF de l’intensité correspond à l’autocorrélation $R_{\text{TF}[E]}(\vec{k})$ de la TF de l’amplitude : (* représente le produit de convolution)

$$\begin{aligned}
 \text{TF}[|E|^2](\vec{k}) &= \text{TF}[E \times E^*](\vec{k}) = \text{TF}[E] * \text{TF}[E^*](\vec{k}) \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \text{TF}[E](\vec{k}') \times \text{TF}[E^*](\vec{k} - \vec{k}') d\vec{k}' \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} \text{TF}[E](\vec{k}') \times \text{TF}[E]^*(\vec{k}' - \vec{k}) d\vec{k}' \\
 &= R_{\text{TF}[E]}(\vec{k})
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Le lien permet de prévoir facilement la position des pics de la TF en intensité : ils correspondent en effet aux écarts entre les différents pics de la TF en amplitude. La position des pics de la TF en intensité en fonction de k est donc donnée par l'équation :

$$k_{TFe} = \begin{cases} \pm 2k + p \\ p \end{cases}, p \in \mathbb{Z}$$

La figure 3.22c associe les pics observés aux valeurs prévues. Il est donc possible d'extraire la valeur du vecteur d'onde dans la première zone de Brillouin associé au mode de cavité observé à partir des cartographies d'intensité mesurées en SNOM.

Une autre question pertinente dans l'analyse des images SNOM est l'éventuelle sensibilité en polarisation des images mesurées. Dans le cas des pointes polarisantes, en particulier, une calibration est nécessaire pour connaître l'axe de polarisation du champ sélectionné sur les images mesurées. Pour cela, une mesure est réalisée sur un échantillon de référence, dont la polarisation est connue à l'avance. Cet échantillon de référence est un laser exploitant les modes de Bloch lents d'un CP à maille hexagonale de type graphène. En plus de générer une intensité importante, cette structure présente l'avantage de créer une polarisation azimutale. L'orientation de la polarisation mesurée par une pointe donnée peut être estimée en comparant la mesure aux cartographies d'intensité du champ \vec{E} simulées pour différentes polarisations dans le plan du CP, telles que présentées figure 3.23. La figure 3.24 montre une mesure effectuée sur cet échantillon, ainsi qu'une simulation du mode attendu. On en déduit l'axe de polarisation de cette pointe représenté sur la figure.

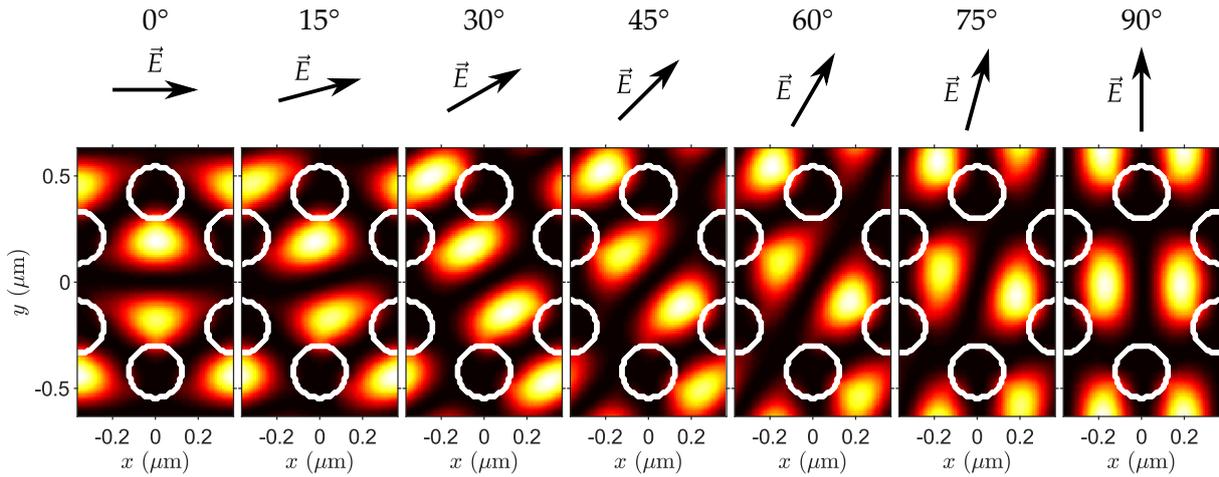


FIGURE 3.23 – Cartographies d’intensité du champ \vec{E} simulées par FDTD 2D pour différentes polarisations. La polarisation mesurée peut être identifiée par comparaison des cartographies expérimentales et simulées.

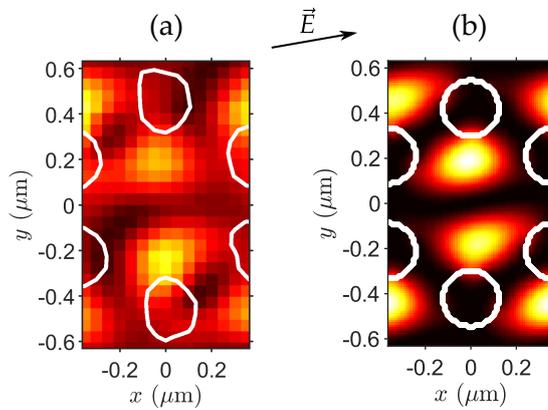


FIGURE 3.24 – (a) Exemple de cartographie d’intensité $|E|^2$ sur l’échantillon de référence. Les contours de la structure sont issus du signal topographique. (b) Cartographie simulée pour la polarisation s’approchant le plus de la mesure. On en déduit l’axe de polarisation de la pointe utilisée.

3.5 Conclusion

Ce chapitre détaille les outils expérimentaux utilisés pour fabriquer puis caractériser des cavités à CP actives allongées issues du travail de conception présenté au chapitre 2 pour réaliser des lasers impulsionnels compacts.

Les principales étapes spécifiques de fabrication incluent l’épitaxie de la membrane III-V active, son report sur substrat de silice, puis la création des cavités à CP par lithographie et gravure.

Trois méthodes de caractérisation optique adaptées aux cavités issues de notre travail d’ingénierie de dispersion ont également été présentées : la photoluminescence en champ lointain, en espace de Fourier et en champ proche. Chacune apporte des informations complémentaires sur les structures fabriquées :

- les caractéristiques spectrales précises à l'aide de la PL en champ lointain,
- les diagrammes de dispersion expérimentaux par PL résolue en angle, et
- les cartographies des modes de la structure grâce au SNOM.

Le chapitre suivant présente les cavités ainsi fabriquées et leur caractérisation par ces trois techniques, ainsi que l'analyse des résultats obtenus.

3.6 Références

- [1] GENDRY, M., C. MONAT, J. BRAULT, P. REGRENY, G. HOLLINGER, B. SALEM, G. GUILLOT, T. BENYATTOU, C. B. CHEVALLIER, G. BREMOND et O. MARTY. 2004. «From large to low height dispersion for self-organized InAs quantum sticks emitting at $1.55 \mu\text{m}$ on InP (001)», *Journal of Applied Physics*, vol. 95, n° 9, doi :10.1063/1.1690101, p. 4761–4766, ISSN 0021-8979. 83
- [2] CHAUVIN, N., B. SALEM, G. BREMOND, C. BRU-CHEVALLIER, G. GUILLOT, C. MONAT, P. REGRENY, M. GENDRY, B. LALMI et O. MARTY. 2005. «Photoluminescence studies of stacked InAs/InP quantum sticks», *Journal of Crystal Growth*, vol. 275, n° 1-2, doi :10.1016/j.jcrysro.2004.11.372, p. 2327–2331, ISSN 00220248. 83
- [3] LE THOMAS, N., R. HOUDRÉ, L. H. FRANDBSEN, J. FAGE-PEDERSEN, A. V. LAVRINENKO et P. I. BOREL. 2007. «Grating-assisted superresolution of slow waves in Fourier space», *Physical Review B*, vol. 76, n° 3, doi :10.1103/PhysRevB.76.035103, p. 035 103, ISSN 1098-0121. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.76.035103>. 97
- [4] VO, T.-P. 2011. *Optical near-field characterization of slow-bloch mode based photonic crystal devices*, thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon. 103, 104

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Sommaire

4.1	Approche	112
4.1.1	Structures fabriquées	113
4.1.2	Caractérisations optiques	116
4.2	Photoluminescence en champ lointain	117
4.2.1	Allure générale des spectres	118
4.2.2	Mesure de la dispersion du mode guidé symétrique	119
4.2.3	Étude statistique sur la réponse spectrale des cavités optimisées	124
4.3	Photoluminescence résolue en angle	128
4.3.1	Mesure des diagrammes de bandes et identification des modes	128
4.3.2	Effet de l'ingénierie de dispersion sur les diagrammes de bandes expérimentaux	130
4.3.3	Observation de la bande linéaire à faible vitesse de groupe	132
4.4	Microscopie optique en champ proche	134
4.4.1	Identification des modes de la structure par leur profil spatial	135
4.4.2	Identification du mode guidé symétrique	137
4.4.3	Extension spatiale des modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe	138
4.4.4	Étude de l'extension des modes de cavité	143
4.5	Effet laser	146
4.6	Discussion sur la validité de l'approche	148
4.7	Conclusion	150
4.8	Références	151

Dans l'objectif de réaliser un laser à blocage de modes compact sur puce, un concept pour générer des peignes de modes équidistants basé sur l'ingénierie de dispersion de modes lents a été développé dans le chapitre 2 et étudié par FDTD 3D. Ce chapitre présente les cavités fabriquées selon cette approche et leur caractérisation optique à l'aide des bancs de mesure présentés dans le chapitre 3. L'objectif est de démontrer expérimentalement la validité de cette approche. Il s'agit de s'assurer que les modes des cavités fabriquées possèdent effectivement les caractéristiques simulées (largeur spectrale, dispersion résiduelle, facteurs de qualité, ...) malgré les imperfections des méthodes de fabrication et la dynamique complexe du milieu à gain. Dans un premier temps, nous avons vérifié la présence du peigne de modes équidistants issu du mode guidé symétrique créé grâce à l'ingénierie de dispersion, puis nous avons étudié la possibilité de contrôler les caractéristiques du peigne par cette méthode. Le deuxième point crucial est la faculté des modes du peigne à atteindre les régimes d'émission stimulée et d'effet laser. Finalement, les hypothèses de base de l'approche proposée reposent sur l'aptitude des modes à s'étendre sur toute la longueur des cavités. C'est pourquoi les phénomènes de localisation par le désordre, qui affectent particulièrement les modes lents, seront également étudiés.

4.1 Approche

L'optimisation menée sur la conception d'une cavité à CP exploitant des modes lents a permis d'obtenir, par simulation, un peigne de modes équidistants aux longueurs d'onde utilisées dans les télécommunications ($1,55 \mu\text{m}$). Ce design est donc un bon candidat pour la réalisation de lasers pulsés intégrés et miniaturisés.

Néanmoins, les simulations réalisées dans le chapitre précédent portaient sur des structures passives idéales qui diffèrent des structures fabriquées sur plusieurs points :

- D'une part, les structures réelles sont munies d'un milieu à gain qui, en première approximation, n'a pas été pris en compte dans le modèle. Or, les phénomènes d'absorption et d'émission dans le milieu à gain peuvent avoir un impact sur la dispersion optimisée.
- D'autre part, les procédés de fabrication sont susceptibles d'introduire du désordre et des défauts dans la structure du CP. Ces fluctuations structurales, compliquées à prendre en compte dans le modèle, peuvent avoir un impact sur l'installation des modes visés et leur robustesse. À cause de leur faible vitesse de groupe, ces modes sont, *a priori*, particulièrement sensibles au désordre qui peut augmenter leurs pertes de manière contreproductive ou provoquer des phénomènes de localisation du champ électromagnétique.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux associés aux cavités conçues précédemment de façon à en valider l'intérêt pour l'application visée. Dans un premier temps, la présence de la $BL_{n_g} \gg 1$, la possibilité de contrôler l'indice de groupe des modes associés, et la capacité de ces cavités à produire des peignes de modes équidistants seront discutés. Dans un second temps, la possibilité d'obtenir un effet laser sur les modes sera étudiée. En effet, pour atteindre, *in fine*, le régime de blocage de modes dans ces structures, il faut qu'un effet laser puisse s'y développer. Pour cela, il faut à la fois que les facteurs de qualité expérimentaux des modes optiques restent suffisamment importants après fabrication (les facteurs de qualités théoriques sont de l'ordre de 10 000) et que l'effet laser se produise pour l'ensemble des modes de la $BL_{n_g} \gg 1$. Ce dernier point implique que la compétition entre les différents modes doit rester faible vis-à-vis du gain disponible, ce qui est généralement possible en présence d'élargissement inhomogène du gain.

Pour répondre à l'ensemble de ces questions, des mesures ont été effectuées sur diverses cavités à CP ingénierées et réalisées à partir de différents types d'hétérostructures actives.

4.1.1 Structures fabriquées

Cette section présente les détails des structures fabriquées et caractérisées dans la suite du chapitre. Les cavités réalisées diffèrent par plusieurs aspects :

- l'hétérostructure à partir de laquelle elles sont fabriquées,
- l'ingénierie de dispersion du mode guidé (ou design),
- la longueur de la cavité, et
- le rayon des trous.

En ce qui concerne l'hétérostructure, deux types de milieu à gain ont été utilisés : des multiplans de QW d'InAsP/InP(100) et des multiplans de QDash d'InAs/InP(100) épitaxiés par croissance auto-organisée. Les propriétés spectrales de chaque type d'émetteurs, comme l'élargissement homogène ou inhomogène, ou l'intensité du gain spectral, permettent de sonder, pour un design donné, différentes caractéristiques de la cavité optique réalisée.

Ainsi, les QDash ont un gain spectral relativement faible, mais couvrent une gamme spectrale plus large : ils permettent potentiellement d'observer plus de modes espacés en longueur d'onde. De plus, la largeur spectrale des QDash provient d'un phénomène d'élargissement inhomogène : la largeur spectrale de chaque QDash est relativement faible, mais leur longueur d'onde d'émission est distribuée aléatoirement en fonction de leur taille. A chaque longueur d'onde, l'émission est ainsi produite par une population différente de QDash. Cela permet à

priori que chaque mode soit alimenté indépendamment par un groupe de QDash, favorisant ainsi l'émission multimode recherchée pour un laser pulsé. De plus, leur gain spectral plus faible implique que leur absorption est également plus faible pour un mode donné. Ces propriétés rendent les QDash particulièrement adaptés à l'observation de peignes de modes, par caractérisation de photoluminescence notamment.

Les QW ont des propriétés complémentaires des QDash. Leur gain spectral est beaucoup plus élevé et facilite les mesures grâce à un meilleur rapport signal sur bruit de l'intensité optique collectée. Cependant, la largeur spectrale du gain associé est aussi plus faible, et les modes d'intérêt peuvent potentiellement avoir un recouvrement spectral nul avec le spectre d'émission des QW. Contrairement aux QDash, c'est un phénomène d'élargissement homogène qui gouverne le gain spectral. La compétition entre les différents modes vis à vis du gain est donc forte, et un mode atteignant le régime laser peut, par phénomène de saturation, priver tous les autres modes de gain, rendant leur observation impossible au-delà d'une certaine puissance de pompe. D'un autre côté, le régime laser est souvent plus facile à atteindre avec ce type de milieu à gain. Ainsi, les QW sont particulièrement adaptés aux mesures nécessitant un gain élevé, telles que l'étude du régime laser et les observations en champ proche optique, qui nécessitent un signal important.

Hétérostructure	Gain	λ_0	$\Delta\lambda$	Épaisseur	λ_c
H _{QW1}	4 QW	1490 nm	75 nm	235 nm	1192 nm
H _{QD}	5 plans de QDash	1530 nm	160 nm	300 nm	1522 nm
H _{QW2}	4 QW	1550 nm	90 nm	324 nm	1644 nm

TABLEAU 4.1 – Caractéristiques spectrales des hétérostructures fabriquées. λ_0 et $\Delta\lambda$ représentent respectivement la longueur d'onde centrale et la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission du milieu à gain. La longueur d'onde de coupure théorique λ_c du premier mode de membrane excité (avec un nœud du champ au centre) est également donnée.

Les caractéristiques des hétérostructures utilisées sont présentées dans le tableau 4.1. L'épaisseur de la membrane d'InP est augmentée de H_{QW1} à H_{QD} et H_{QW2} pour améliorer le confinement vertical dans la membrane, comme expliqué à la section 2.3.2. Les épaisseurs plus importantes de H_{QD} et H_{QW2} permettent aussi d'étudier expérimentalement les éventuels effets négatifs liés à l'apparition d'ordres supérieurs de la membrane. Les longueurs d'onde de coupure théoriques du premier mode excité de la membrane d'InP sont ainsi indiquées. Notons cependant que la présence d'un nœud du champ électrique au centre de la membrane pour ce mode et son faible confinement aux longueurs d'onde considérées devraient tempérer son influence, à cause d'un couplage moins efficace aux émetteurs.

Pour démontrer expérimentalement la possibilité de contrôler la dispersion dans les cavités actives à CP en InP sur silice, quatre designs ont été utilisés. Trois d’entre eux sont issus des travaux d’ingénierie de dispersion du chapitre 2 et correspondent à des structures faiblement dispersives à faible vitesse de groupe ayant respectivement un indice de groupe égal à 16 ; 28 et 40 (voir le tableau 2.6). Le dernier correspond à la dispersion d’un guide W1 classique. Le tableau 4.2 rappelle les paramètres des trois types de cavités optimisées ainsi que l’indice de groupe attendu par simulation dans la $BL_{n_g} \gg 1$ et sa largeur spectrale.

Pour vérifier que la longueur de la cavité permet de contrôler expérimentalement l’ISL du peigne de mode généré dans ce type de cavité, plusieurs longueurs ont été utilisées. Les cavités les plus longues permettent également d’augmenter la surface de milieu à gain et donc la puissance exploitable. Elles présentent aussi plus de modes, et permettent donc de mieux échantillonner spectralement la courbe de dispersion du mode guidé. Cependant, pour les cavités longues, les modes sont aussi plus proches les uns des autres, ce qui nécessite un spectromètre performant pour les résoudre efficacement. D’autre part, les phénomènes de localisation ont statistiquement plus de chances de se manifester dans les cavités les plus longues, limitant éventuellement les longueurs de cavité compatibles avec cette approche. Pour évaluer l’importance de tous ces phénomènes, il est pertinent d’explorer l’effet de la longueur sur les caractéristiques optiques des modes de cavité. Ainsi, trois longueurs de cavité ont été réalisées : L50 (21 μm), L73 (30 μm) et L110 (45,5 μm). Une série supplémentaire de cavités L110, comprenant le réseau quadruple période présenté dans la section 3.3.3 a également été ajoutée pour les mesures en espace de Fourier.

Géométrie	s_1 (nm)	s_2 (nm)	$n_{g,\text{FDTD}}$	$\Delta\lambda_{\text{FDTD}}$ (nm)
n_g15	-45	-42	16	29,9
n_g30	-53	0	28	15,3
n_g40	-49	15	40	11,2
W1	0	0	/	/

TABLEAU 4.2 – Rappel des géométries optimisées pour obtenir différents indices de groupe dans la bande linéaire à faible vitesse de groupe. L’indice de groupe moyen et la largeur spectrale de la bande linéaire à faible vitesse de groupe obtenus par FDTD 3D sur des guides à CP faits de trous d’air (période $a = 414\text{ nm}$, rayon 118 nm) réalisés sur membrane air/InP/silice (300 nm d’épaisseur) sont également rappelés. La dernière structure, W1, représente le guide W1 non modifié, qui sert de référence.

Le rayon des trous, qui est directement lié au facteur de remplissage du CP, est un paramètre critique car il agit non seulement sur les fréquences des modes, mais aussi potentiellement sur la dispersion de la $BL_{n_g} \gg 1$. En effet, les simulations PWE 2D sur les guides à CP montrent que la largeur spectrale et l’indice de groupe moyen de la $BL_{n_g} \gg 1$ sont tous deux af-

fectés par un changement du rayon (section 2.3.4). Cependant, ce dernier est difficile à contrôler finement en lithographie électronique à cause des effets de la dose d'exposition et du développement (voir la section 3.1.3). Les premiers échantillons réalisés ont permis de déterminer que les doses 3 ; 3,5 et 4 et les rayons 110 nm et 118 nm donnent les meilleurs résultats pour définir un CP proche des structures simulées ($a = 414$ nm et $r = 118$ nm, soit $FF = 0,295$). Ces paramètres ont été conservés sur tous les échantillons suivants.

Dans la suite, les cavités sont nommées suivant la nomenclature suivante : L73 - r118nm - D4 - n_g30 pour une cavité L73, dont les trous ont un rayon nominal de 118 nm, insolée avec une dose 4 lors de la lithographie et ayant un design de type n_g30 (voir le tableau 4.2). Pour indiquer la présence du réseau quadruple période, « QP » est ajouté après la longueur de la cavité (« L110QP »). Toutes ces structures ont des paramètres géométriques et des milieux à gain différents, et sont conçues pour être adaptées aux diverses techniques de caractérisation optique disponibles au laboratoire.

4.1.2 Caractérisations optiques

La quasi-totalité des cavités fabriquées sur les trois hétérostructures du tableau 4.1 ont été caractérisées soit sur le banc de photoluminescence en champ lointain pour obtenir le spectre optique des cavités, soit sur le banc de photoluminescence résolue en angle, pour imager la structure de bandes associée dans l'espace réciproque. La grande majorité des mesures en espace de Fourier ont été réalisées sur les cavités à réseau quadruple période, tandis que les mesures en espace direct ont été effectuées en grande partie sur les cavités non corruguées. Cela représente environ 200 cavités sur les trois hétérostructures présentées ici : 32 sur H_{QW1} , 96 sur H_{QD} et 84 sur H_{QW2} . Par ailleurs, les cavités réalisées sur H_{QD} et H_{QW2} ont été étudiées avant et après le retrait du masque de silice HSQ (voir l'annexe B). D'autres échantillons, dont une partie est présentée en annexe, ont également été fabriqués, mais les trois échantillons choisis ici sont suffisants pour illustrer les résultats obtenus.

Seule une partie des cavités a été étudiée en champ proche, car ce type de mesure est particulièrement exigeant. Le temps nécessaire à l'étude d'une cavité est en effet beaucoup plus important que pour les mesures en champ lointain. Cependant, le SNOM donne accès à des informations capitales sur l'identification des modes et complète les mesures en champ lointain.

La suite du chapitre présente les résultats obtenus lors de la caractérisation des cavités optimisées par les différentes techniques expérimentales du chapitre 3 grâce à une sélection de mesures représentatives et complémentaires. Le tableau 4.3 résume les différentes cavités ainsi étudiées et présentées ci-après, ainsi que les techniques de caractérisation utilisées pour cha-

cune d'elles.

Hétérostructure	Cavité	Longueur	PL	Fourier	SNOM	Effet laser	
H _{QD}	L50-r118nm-D4- n_g 15	20,7 μm	X				
	L110-r118nm-D4-W1	45,5 μm	X	(X)			
	L50-r118nm-D4- n_g 30	20,7 μm	X				
	L73-r118nm-D4- n_g 30	30,2 μm	X				
	L110-r118nm-D4- n_g 30	45,5 μm	X	(X)			
	L50-r118nm-D4- n_g 40	20,7 μm	X				
	L73-r118nm-D4- n_g 40	30,2 μm	X				
	L110-r118nm-D4- n_g 40	45,5 μm	X	(X)			
	L50-r118nm-D3,5- n_g 30	20,7 μm	X				
	L73-r118nm-D3,5- n_g 30	30,2 μm	X				
	L110-r118nm-D3,5- n_g 30	45,5 μm	X				
	L50-r110nm-D4- n_g 30	20,7 μm	X				
	L73-r110nm-D4- n_g 30	30,2 μm	X				
	L110-r110nm-D4- n_g 30	45,5 μm	X				
	L50-r110nm-D4- n_g 40	20,7 μm	X				
	L73-r110nm-D4- n_g 40	30,2 μm	X				
	L110-r110nm-D4- n_g 40	45,5 μm	X				
	L50-r110nm-D3,5- n_g 30	20,7 μm	X				
	L73-r110nm-D3,5- n_g 30	30,2 μm	X				
	L110-r110nm-D3,5- n_g 30	45,5 μm	X				
	L50-r110nm-D3,5- n_g 40	20,7 μm	X				
	L73-r110nm-D3,5- n_g 40	30,2 μm	X				
	L110-r110nm-D3,5- n_g 40	45,5 μm	X	(X)			
	L73-r110nm-D4-W1	30,2 μm	X				
	L110-r118nm-D3,5- n_g 15	45,5 μm	X				
	L110QP-r110nm-D3,5- n_g 40	45,5 μm			X		
	L110QP-r118nm-D4- n_g 15	45,5 μm			X		
	L110QP-r118nm-D4- n_g 30	45,5 μm			X		
	L110QP-r118nm-D4- n_g 40	45,5 μm			X		
	L110QP-r118nm-D4-W1	45,5 μm			X		
	H _{QW1}	L73-D3,5-r130nm- n_g 30	30,2 μm			X	
		L73-D3,5-r118nm- n_g 30	30,2 μm			X	X
H _{QW2}	L110QP-r118nm-D4- n_g 40	45,5 μm		X			
	L110-D3,5-r118nm- n_g 30	45,5 μm			X		
	L110-D4-r118nm- n_g 40-5	45,5 μm			X		

TABLEAU 4.3 – Récapitulatif des cavités présentées dans ce chapitre et des méthodes de caractérisation appliquées. La période nominale est fixée à 414 nm pour toutes ces cavités. Les croix entre parenthèses indiquent l'utilisation de cavités à réseau quadruple période.

4.2 Photoluminescence en champ lointain

Les mesures de photoluminescence en champ lointain obtenues sur le banc décrit section 3.2.1 permettent d'obtenir la réponse spectrale des modes de cavité. À partir de la mesure des spectres des peignes de modes obtenus, il est possible d'en extraire la dispersion du mode guidé associé compte tenu de la longueur de la cavité. Il est aussi possible d'estimer le facteur de qualité optique des modes en régime d'émission spontanée. Les mesures présentées dans

cette partie ont toutes été réalisées à température ambiante sur l'hétérostructure H_{QD} , ce qui représente au total 21 cavités (voir le tableau 4.3). Grâce à l'élargissement inhomogène et étendu de la courbe de gain, les échantillons à QDash permettent d'observer simultanément un grand nombre de modes de cavité. Le nombre important de modes observés permet aussi d'accumuler suffisamment de résultats pour réaliser une étude statistique et distinguer des tendances générales. L'analyse de ces résultats permet de discuter de la validité de l'approche proposée dans ce travail.

4.2.1 Allure générale des spectres

Sauf mention contraire, le faisceau de pompe utilisé pour exciter les structures est une diode laser à 780 nm délivrant des trains d'impulsion de 10 ns, avec un rapport cyclique de 10 % et une puissance pic de 8 mW, mise en forme par le télescope à lentilles cylindriques. De façon générale, l'ensemble des spectres obtenus pour un design donné (n_g15 , n_g30 , n_g40 et W1) présente une allure globale similaire. A titre d'exemple, quatre spectres représentatifs des quatre designs sont présentés figure 4.1. Sur chacun des spectres, la présence de deux pics très marqués est récurrente. En première analyse, ces pics peuvent être attribués aux longueurs d'onde de coupure, en bord de zone de Brillouin (en $k_x = \pi/a$) des modes symétrique (à haute longueur d'onde) et antisymétrique (à plus basse longueur d'onde). En effet, ces modes présentent de très fortes densités d'états optiques en bord de bande (voir la figure 4.10), ce qui favorise le couplage des émetteurs à ces modes [1, 2].

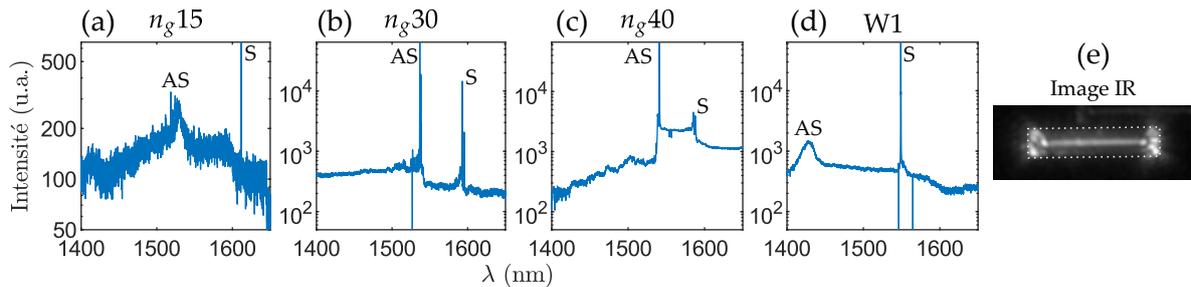


FIGURE 4.1 – (a-d) Exemples de spectres étendus mesurés sur H_{QD} sur chaque type de cavité. Les deux séries de pics sont attribuées aux modes symétrique (S) et antisymétrique (AS). L'image IR (e) représente l'allure typique ce qui est observé en champ lointain lors des mesures de spectres (L110-r118nm-D4- n_g40). Les limites de la membrane d'InP sont représentées en pointillés. Les spectres correspondent aux cavités (a) L50-r118nm-D4- n_g15 , (b) L110-r118nm-D4- n_g30 , (c,e) L110-r118nm-D4- n_g40 , (d) L110-r118nm-D4-W1.

Pour vérifier notre analyse, l'écart expérimental mesuré entre le mode symétrique et le mode antisymétrique est comparé à l'écart théorique attendu dans le tableau 4.4 pour chaque type de design. Les résultats montrent que les mesures sont cohérentes avec les simulations,

ce qui tend à valider l'identification des modes. Ces résultats semblent également montrer que s_1 et s_2 ont été fidèlement reproduits lors de la fabrication, puisque ces derniers influent directement sur la fréquence de coupure des modes¹. La structure W1 semble cependant plus éloignée des prédictions théoriques. Il est possible que dans le cas du design W1, le pic observé autour de 1430 nm corresponde à la longueur d'onde de coupure du mode antisymétrique en $k_x = 0$ (et non en $k_x = \pi/a$). En effet, ce mode situé au-dessus de la ligne de lumière est aussi un mode de Bloch lent et possède une forte densité d'états. Le fait qu'il soit au-dessus de la ligne de lumière implique que ces pertes sont plus grandes, ce qui est en accord avec la largeur spectrale du pic expérimental. D'autre part, l'écart théorique en longueur d'onde entre le mode symétrique en $k_x = 0$ et le mode symétrique en $k_x = \pi/a$ est de 115 nm, ce qui est très proche de la valeur expérimentale de 119 nm. Cet exemple n'est pas anecdotique. Il montre que l'identification des pics expérimentaux aux modes du diagramme de bandes n'est pas toujours évidente à partir d'un seul spectre. C'est pour cela que des mesures complémentaires dans l'espace réciproque sont nécessaires pour lever toute ambiguïté. Ainsi, l'identification de ces modes sera confirmée ultérieurement par les mesures de photoluminescence résolue en angle et en champ proche (sections 4.3 et 4.4).

$\lambda_{AS} - \lambda_S$ (nm)	n_g15	n_g30	n_g40	W1
Photoluminescence	82	55	47	119
Simulations	80	49	44	99

TABLEAU 4.4 – Écarts de longueur d'onde entre les coupures en $k_x = \pi/a$ des modes symétrique λ_S et antisymétrique λ_{AS} . Les observations concordent avec les écarts observés en simulation de guides à CP (FDTD 3D).

La section suivante est exclusivement consacrée aux caractéristiques spectrales des modes de cavité issus du mode guidé fondamental symétrique. En particulier, nous chercherons à démontrer la présence d'une $BL_{n_g} \gg 1$. Cette démonstration passe par la mise en évidence de peignes de modes équidistants.

4.2.2 Mesure de la dispersion du mode guidé symétrique

De manière analogue aux simulations de cavités (voir section 2.4.1), il est possible de déduire la dispersion du mode guidé à partir des spectres mesurés sur les cavités linéaires. À partir des spectres larges comme ceux de la figure 4.1, il est possible de repérer, en partant de la longueur d'onde de coupure du mode symétrique, la plage de longueurs d'onde sur laquelle la

1. Voir la figure 4.10 présentée plus loin dans ce chapitre.

$BL_{n_g} \gg 1$ doit en théorie se trouver. Par exemple, sur la figure 4.2a, qui montre le spectre étendu de la cavité L73-r118nm-D4- n_g 30, les pics caractéristiques des longueurs d'onde de coupure des modes symétrique ($\lambda = 1597,3$ nm) et antisymétrique ($\lambda = 1549,1$ nm) sont identifiables. Sur la figure 4.2b, un temps d'intégration plus élevé permet de mettre en évidence le peigne de modes recherché entre 1575 à 1595 nm. Sur ce dernier spectre, les modes sont très resserrés et intenses autour des plus grandes longueurs d'onde (≈ 1594 nm), c'est-à-dire au voisinage de la longueur d'onde de coupure du mode guidé symétrique. Cela correspond aux caractéristiques attendues des modes très dispersifs en bord de zone de Brillouin. Les modes aux longueurs d'onde plus faibles semblent en revanche régulièrement espacés, ce qui indique la présence d'une bande peu dispersive, qui pourrait être la $BL_{n_g} \gg 1$ optimisée. Pour confirmer cette hypothèse, l'indice de groupe est systématiquement calculé à partir des ISL entre les modes spectralement adjacents et de la longueur de la cavité, ici prise égale à $73 \times 0,414 \mu\text{m} = 30,2 \mu\text{m}$ (suivant la méthodologie décrite section 3.2.2). Le résultat obtenu est représenté par la courbe rouge sur la figure 4.2b. Les barres d'erreur sont évaluées à partir des incertitudes sur la mesure de la longueur d'onde des modes (voir la section 3.2.2). Ces mesures montrent que l'indice de groupe reste effectivement stable et proche de 33 sur une gamme de longueur d'onde de l'ordre de 10 nm. Ce résultat semble confirmer la présence d'une dispersion linéaire à faible vitesse de groupe. Pour qualifier plus précisément les résultats obtenus, l'indice de groupe vaut $33,3 \pm 10,0 \%$ sur une plage spectrale de 7,7 nm (entre 1577 à 1584,7 nm).

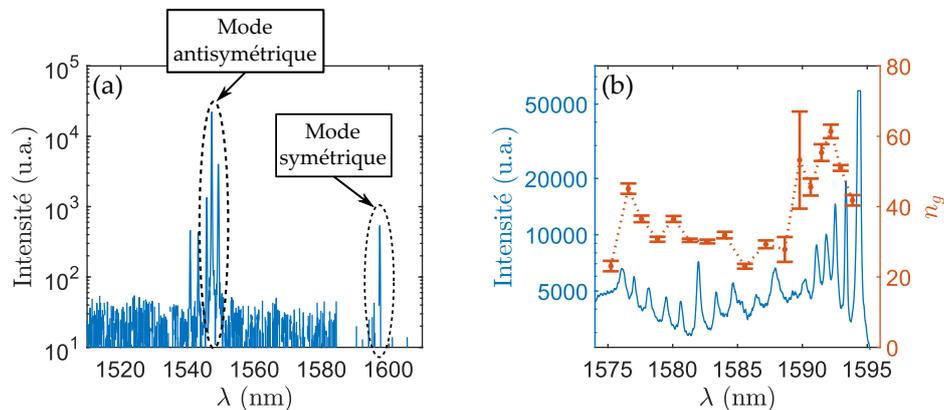


FIGURE 4.2 – (a) Exemple typique de spectre obtenu sur H_{QD} (L73-r118nm-D4- n_g 30). Les pics entourés correspondent aux longueurs d'onde de coupure des modes guidés symétrique et antisymétrique. Les modes d'intérêt sont attendus à des longueurs d'onde légèrement inférieures à la coupure du mode symétrique. (b) Zoom sur la zone du mode symétrique. Les deux spectres sont représentés en échelle logarithmique.

Cette méthodologie a été appliquée à différentes cavités pour évaluer l'effet du design et de la longueur des cavités sur le peigne de mode. Pour cela, 3 cavités basées sur le design n_g 30 (D4-r118nm- n_g 30, L50, L73 et L110) et trois cavités basées sur le design n_g 40 (D3,5-r110nm- n_g 40,

L50, L73 et L110) sont étudiées. Les autres paramètres nominaux du CP (dose et rayon des trous) restent identiques au sein de chaque série (n_g30 et n_g40). Dans la suite, ne sont présentés que les spectres du type de la figure 4.2b, correspondant à la zone présumée de la $BL_{n_g \gg 1}$. La figure 4.3 présente les spectres expérimentaux pour ces deux séries de cavités n_g30 et n_g40 . Les spectres obtenus ont une allure similaire à la figure 4.2b, avec une grande densité de modes proche de la longueur d'onde de coupure suivie, à plus basse longueur d'onde, d'un peigne apparemment régulier. Conformément au modèle Fabry-Pérot, l'ISL de ces modes équidistants diminue lorsque la longueur de la cavité augmente. On constate également que les longueurs d'onde de coupure sont assez peu affectées par le changement de longueur de cavité, ce qui est logique, car la dispersion du mode symétrique est plate en bord de zone de Brillouin. Sur la majorité des spectres présentés, il est possible de définir une zone spectrale où n_g est relativement constant, ce qui confirme la présence de peignes de modes équidistants issus de l'ingénierie de dispersion de modes lents. À longueur de cavité égale, les pics observés sont spectralement plus resserrés (ISL plus faible) pour le design n_g40 que n_g30 (pour les cavités L50, 1,34 nm pour n_g40 contre 2 nm pour n_g30). Comme anticipé lors de la conception, les indices de groupe moyens extraits pour la série n_g40 sont plus élevés que pour la série n_g30 . L'approche basée sur l'ingénierie de dispersion semble donc efficace pour contrôler l'indice de groupe de la $BL_{n_g \gg 1}$ et les caractéristiques spectrales du peigne de modes en résultant. La série n_g30 donne un indice de groupe d'environ $30 \pm 15\%$ sur 8 nm quelle que soit la longueur de cavité considérée. Les cavités L50, L73 et L110 de cette série génèrent ainsi respectivement 5, 7 et 11 modes équidistants, correspondant à des ISL moyens de 241 GHz ; 165 GHz et 109 GHz. La série n_g40 tend à présenter des variations d'indice de groupe plus importantes dans les $BL_{n_g \gg 1}$ que celles relevées sur la série n_g30 , notamment pour les cavités les plus longues. L'indice de groupe vaut $n_g = 43,6 \pm 10\%$ sur une largeur spectrale de 9,3 nm pour la cavité L50, et le peigne équidistant correspondant comprend 8 modes équidistants d'ISL 166 GHz. Par contre, dans le cas de la cavité L110, l'indice de groupe de 40 est constant à $\pm 15\%$ près sur 2,1 nm seulement (ISL de 82 GHz sur 4 modes). Si l'on considère une plage de 9,1 nm identique à la largeur de la $BL_{n_g \gg 1}$ identifiée pour la cavité L50, les variations de l'indice de groupe montent à 35% pour cette cavité longue. Il apparaît donc que la régularité du peigne équidistant soit réduite pour les indices de groupe plus élevés et que l'effet soit accentué pour les cavités les plus longues. Ceci est probablement lié au désordre induit dans le CP lors de la fabrication et à la plus grande sensibilité des modes lents vis-à-vis des défauts.

Cette étude a été étendue à l'ensemble des cavités n_g30 et n_g40 pour lesquelles les modes de cavité issus du mode guidé symétrique ont été observés. Cela représente 12 cavités n_g30

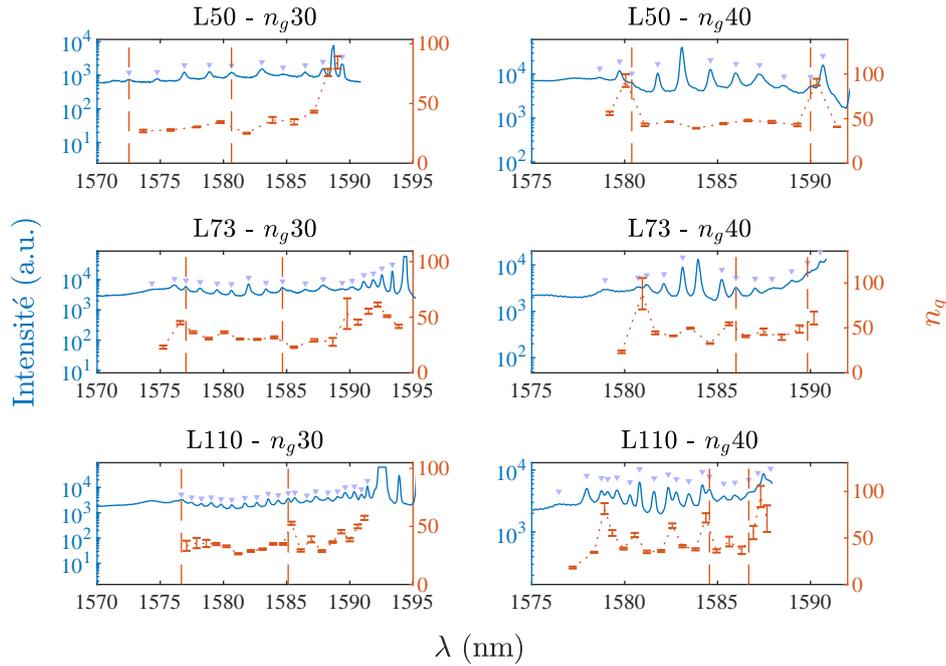


FIGURE 4.3 – Exemples de spectres mesurés sur H_{QD} présentant des bandes linéaires à faible vitesse de groupe pour trois longueurs de cavité et deux designs de cavités à CP (D4-r118nm- n_g30 et D3.5-r110nm- n_g40). Les traits pointillés représentent les limites des bandes linéaires à faible vitesse de groupe définies par un indice de groupe constant à $\pm 15\%$ près.

(L50, L73, ou L110, r110nm ou r118nm et D3,5 ou D4) et 9 cavités n_g40 (idem, excepté les trois cavités de la série D3,5-r118nm- n_g40). La figure 4.4 représente, pour chaque cavité, les gammes spectrales sur lesquelles l'indice de groupe reste constant à $\pm 15\%$ en abscisse, et la valeur centrale de l'indice de groupe associé à cette bande en ordonnées. Les cavités n_g30 et n_g40 forment deux groupes distincts centrés autour de $n_g = 28$ et $n_g = 40$ respectivement, ce qui confirme la capacité de l'ingénierie de dispersion à fournir un indice de groupe visé pour les cavités fabriquées. La grande variabilité observée sur la position spectrale de cette $BL_{n_g \gg 1}$ est causée par les différences dans les paramètres nominaux des cavités étudiées et reportée sur cette figure. Les différentes doses d'exposition utilisées et les rayons des trous nominaux, en particulier, modifient le facteur de remplissage du CP, donc les longueurs d'onde des modes. Les valeurs moyennes des largeurs spectrales des $BL_{n_g \gg 1}$ mesurées pour les cavités n_g30 est de 10,6 nm, ce qui correspond bien à l'ordre de grandeur de la largeur de la portion sous la ligne de lumière théorique (11,8 nm – voir section 2.4.1). En revanche, dans le cas des cavités n_g40 , la largeur spectrale moyenne observée (5,8 nm) est inférieure à la valeur attendue (8,2 nm), ce qui est la conséquence directe des plus grandes variations d'indice de groupe observées figure 4.3.

Les cavités de géométrie n_g15 et W1 ont également été étudiées. En particulier, les cavités W1, sans ingénierie de dispersion, devaient servir de témoin pour évaluer l'efficacité de

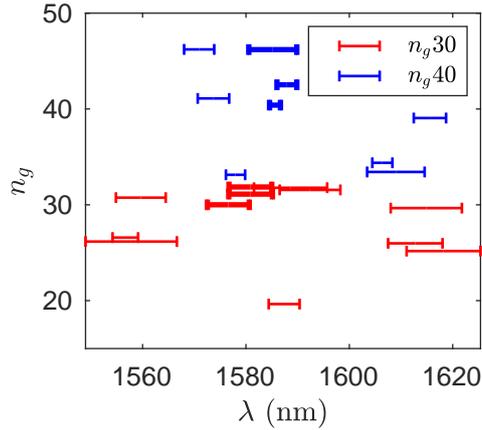


FIGURE 4.4 – Caractéristiques des bandes linéaires à faible vitesse de groupe de l'ensemble des cavités étudiées sur H_{QD} rassemblant différentes valeurs de doses, rayons nominaux et longueurs. Pour chaque cavité, l'indice de groupe central et la largeur spectrale sur laquelle l'indice de groupe est constant à $\pm 15\%$ près sont représentés. Les cavités n_g30 sont représentées en rouge, et les cavités n_g40 en bleu. Les cavités de la figure 4.3 sont représentées en gris.

l'ingénierie de dispersion. L'absence de $BL_{n_g \gg 1}$ doit renforcer, par comparaison, les observations faites sur les cavités ingénierées et confirmer l'efficacité de notre approche pour générer les peignes discutés au-dessus. La figure 4.5a montre l'allure typique des spectres mesurés sur les cavités de type W1. Il est difficile de distinguer, dans ce cas, les modes en dehors de ceux proches de la longueur d'onde de coupure du mode guidé fondamental symétrique. Les modes d'ordres longitudinaux plus élevés associés à la discrétisation du mode guidé symétrique n'apparaissent pas. Il n'a donc pas été possible de comparer ces spectres à ceux des cavités n_g30 et n_g40 présentés précédemment. En ce qui concerne les cavités n_g15 (figure 4.5b), les spectres ont une allure similaire aux spectres de la figure 4.3 pour les modes proches de la longueur d'onde de coupure. En revanche, les modes de la $BL_{n_g \gg 1}$ attendus à plus basse longueur d'onde (9 nm de la longueur d'onde de coupure) n'ont pas été clairement observés. L'hypothèse la plus probable est que ces modes présentent de très fortes pertes. En effet, les simulations FDTD 3D présentées plus loin (section 4.3.2) montrent que pour ces cavités, les plages spectrales de la bande de valence et de la $BL_{n_g \gg 1}$ se recouvrent. Cela peut créer un canal de fuite important des modes de cavité vers les modes de bande de valence du CP, ce qui les rend difficile à observer.

Pour conclure, malgré l'absence de confirmation issue des mesures effectuées sur les cavités n_g15 et W1, les mesures sur les cavités n_g30 et n_g40 montrent la validité de notre approche pour obtenir une bande peu dispersive présentant la valeur de n_g visée. Elle permet de générer un peigne de modes assez régulier, avec des caractéristiques (ISL et nombre de modes) relativement ajustables en fonction du design (n_g30 ou n_g40) et de la longueur de la cavité (entre $20,7 \mu\text{m}$ et $45,5 \mu\text{m}$). La section suivante tend à généraliser ces conclusions et la robustesse de

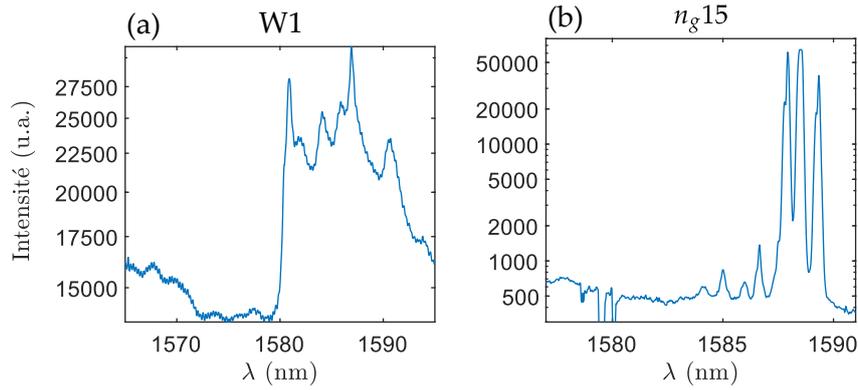


FIGURE 4.5 – Exemples de spectres obtenus sur des cavités (a) W1 (L73-r110nm-D4-W1) et (b) n_g15 (L110-r118nm-D3,5- n_g15) réalisées sur H_{QD} . Les longueurs d’onde de coupure sont estimées à 1591 nm pour la cavité W1 et 1589 nm pour la cavité n_g15 .

notre approche à partir d’une étude statistique effectuée sur un nombre représentatif de modes de cavités optimisées.

4.2.3 Étude statistique sur la réponse spectrale des cavités optimisées

Dans cette section, les variations d’indice de groupe et les facteurs de qualité des modes de la $BL_{n_g \gg 1}$ sont analysés. L’ensemble des modes des $BL_{n_g \gg 1}$ des 12 cavités n_g30 et des 9 cavités n_g40 présentées précédemment sont regroupés, quels que soient les paramètres nominaux de la structure (longueur, rayon des trous et dose) pour disposer d’un échantillon de modes de cavité suffisamment grand. Les modes considérés pour cette étude sont restreints, pour chaque cavité, à la plage spectrale définie à partir de la largeur spectrale théorique de la $BL_{n_g \gg 1}$ sous la ligne de lumière ($\Delta\lambda$) et de son décalage théorique ($\Delta\lambda_d$) à la longueur d’onde de coupure du mode guidé symétrique (extraits des dispersions de guides à CP simulées par FDTD 3D). La longueur d’onde de coupure du mode symétrique considéré pour chaque cavité est mesurée expérimentalement. Le tableau 4.5 détaille les valeurs retenues pour la définition de la $BL_{n_g \gg 1}$.

Design	$\Delta\lambda_d$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)
n_g30	6,4	11,8
n_g40	2	8,2

TABLEAU 4.5 – Critère de sélection des modes de bande linéaire à faible vitesse de groupe pour l’étude statistique. Un mode est inclus dans l’étude statistique et considéré comme faisant partie de la bande linéaire à faible vitesse de groupe s’il se situe dans la plage spectrale débutant à une distance $\Delta\lambda_d$ de la longueur d’onde de coupure du mode symétrique et de largeur $\Delta\lambda$. Ces données sont issues de simulations FDTD 3D de guides à CP associés aux designs n_g30 et n_g40 .

Variations de la dispersion

Afin de pouvoir évaluer dans quelle mesure l'approche proposée permet de générer une bande de dispersion linéaire à faible vitesse de groupe et de contrôler cet indice de groupe, la distribution des indices de groupes des modes issus des différentes cavités réalisées sur H_{QD} a été étudiée. La figure 4.6 représente ces données sous la forme d'un histogramme. Les modes associés aux cavités n_g30 (figure 4.6a, 86 modes considérés) et n_g40 (figure 4.6b, 69 modes considérés) présentent des indices moyens de 29,4 et 45 respectivement. Les valeurs moyennes mesurées pour l'ensemble des modes sont donc assez proches des valeurs visées et obtenues en simulation, ainsi l'indice de groupe évolue bien conformément au design. Cependant, on observe une dispersion des indices de groupe plus importante sur les cavités n_g40 (écart type de 12,1 pour les cavités n_g40 contre 6 pour les cavités n_g30). Ceci confirme que ce qui avait été observé dans le cas particulier de la figure 4.3 est une tendance générale de ces cavités. En pratique, cela traduit le fait que les positions des modes des cavités n_g40 fluctuent plus fortement autour des positions idéales données par le modèle théorique. La plus faible vitesse de groupe de ces modes, par rapport à celle des cavités n_g30 , peut expliquer cette plus grande disparité. En effet, une faible vitesse de groupe implique une plus grande sensibilité aux défauts structuraux aléatoires (déviations par rapport au rayon ou à la position nominale des trous). Or, ces derniers peuvent légèrement influencer sur la position en longueur d'onde des résonances de cavité, et par la suite, sur les valeurs des indices de groupe [3].

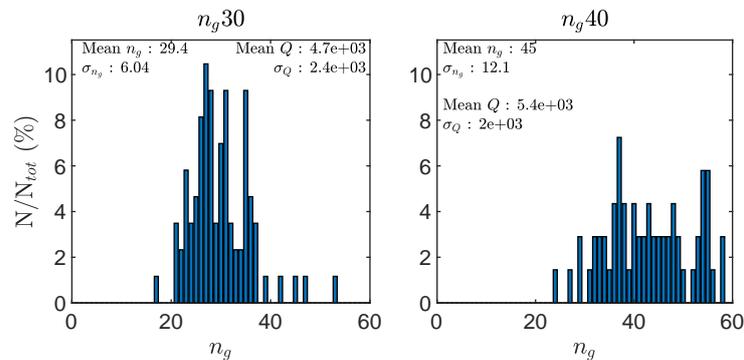


FIGURE 4.6 – Histogrammes des valeurs de n_g pour les géométries n_g30 et n_g40 . L'ensemble des modes des bandes linéaires à faible vitesse de groupe des 12 cavités n_g30 (86 modes) et des 9 cavités n_g40 (69 modes) sont pris en compte dans ces histogrammes. La largeur des barres est d'une unité d'indice de groupe.

Cependant, la représentation de la figure 4.6 ne permet pas de distinguer les variations de la valeur médiane des indices de groupe entre cavités (qui traduit aussi l'écart expérimental à l'indice théorique visé), des déviations de l'indice de groupe d'un mode par rapport à l'indice de groupe médian d'une cavité donnée (ce qui pourrait être considéré comme du « bruit »).

Pour séparer ces deux composantes, la figure 4.7a représente d'une part les histogrammes des indices de groupe médians obtenus respectivement sur les 12 cavités n_g30 et sur les 9 cavités n_g40 . D'autre part, la figure 4.7b représente les déviations de l'indice de groupe des modes de cavité par rapport à la médiane, pour toutes les cavités d'un design donné (n_g30 ou n_g40). Les modes considérés dans ces histogrammes sont identiques à ceux pris en compte sur la figure 4.6. La figure 4.7a montre que l'écart-type sur le n_g médian est de 3,1 pour les cavités n_g30 et de 4,7 pour les cavités n_g40 . La valeur plus importante observée pour les cavités n_g40 provient probablement du bruit très important sur les indices de groupe mesurés qui limite la pertinence de la médiane. Sachant que toutes ces cavités n'ont pas été fabriquées avec les mêmes paramètres (dose, rayon des trous), la dispersion des indices de groupe pour chaque catégorie n'est pas surprenante. Elle reste cependant modérée. Ainsi, ces histogrammes démontrent que même si le rayon des trous n'est pas parfaitement maîtrisé du point de vue expérimental, il est possible d'atteindre en moyenne l'indice de groupe visé (autour de 30 pour les n_g30 et autour de 40 pour les n_g40). La figure 4.7b confirme quant à elle que les variations autour de la médiane sont plus importantes pour les cavités n_g40 (écart-type de 25,6%) que pour les n_g30 (21,6%) ce qui confirme que le contrôle de l'indice devient plus délicat lorsque l'on vise de forts indices de groupe.

Facteurs de qualité

Il est difficile de mesurer les facteurs de qualité intrinsèques liés aux pertes optiques (par diffusion et transmission à travers les miroirs) pour des modes de cavités actives. Néanmoins, il est possible d'en donner une estimation en régime d'émission spontanée (non amplifiée) dans l'hypothèse où le régime de transparence est atteint. Si la transparence n'est pas atteinte, l'estimation sous-estime le facteur de qualité, à cause des pertes supplémentaires dues à de l'absorption dans le milieu actif. Pour l'estimation des facteurs de qualité, les spectres utilisés sont ceux effectués sur les cavités précédentes qui ont l'avantage d'être réalisées à partir de l'hétérostructure à QDash (H_{QD}) présentant un gain spectral plus faible, donc une absorption *a priori* limitée. Dans ces conditions, les facteurs de qualités expérimentaux ont été estimés à partir de la largeur à mi-hauteurs des pics présents dans les spectres.

La figure 4.8 recense les facteurs de qualité mesurés sur les modes des bandes de dispersion linéaire à faible vitesse de groupe des 21 cavités (86 modes sur les 12 cavités n_g30 et 69 modes sur les 9 cavités n_g40). Les facteurs de qualité correspondants sont de l'ordre de quelques milliers avec des valeurs moyennes de 4700 et 5400 pour les géométries n_g30 et n_g40 respectivement. Il ressort de cette étude que le facteur de qualité minimal observé est de 1000 et que 90%

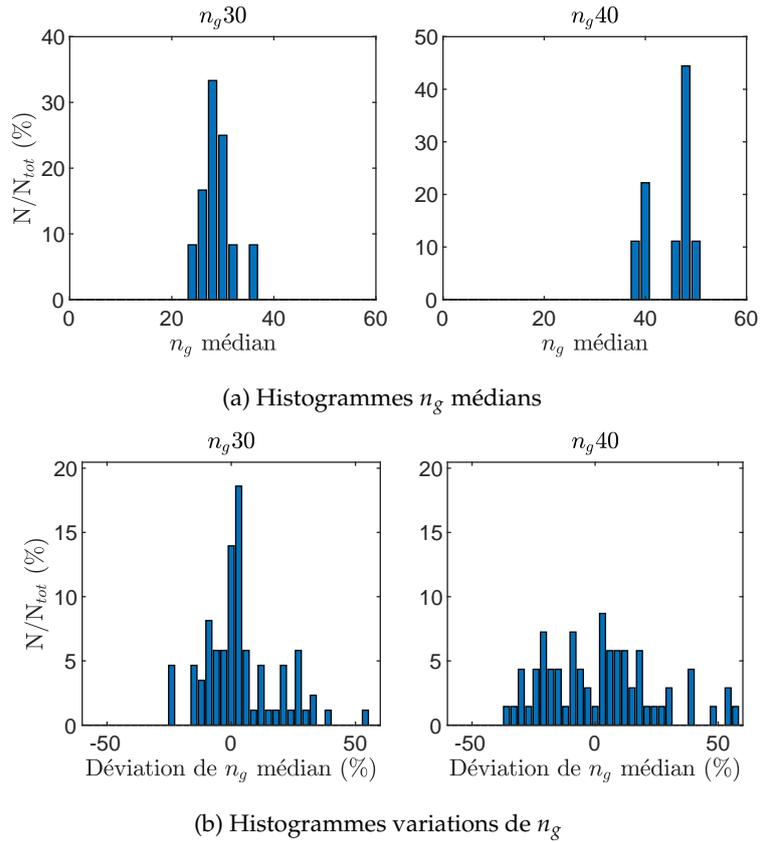


FIGURE 4.7 – (a) Histogramme des n_g médians pour les cavités réalisées sur HQD (largeur des catégories : 2 unités de n_g). (b) Histogramme des écarts à la médiane pour les cavités réalisées sur HQD (largeur des catégories : 3 %). 86 modes issus de 12 cavités n_g30 et 69 issus de 9 cavités n_g40 sont pris en compte (tous rayons des trous, doses et longueurs de cavité confondus).

des modes observés ont un facteur de qualité supérieur à 2700.

Rappelons que cette estimation n'est plus valable dans le cas où l'émission stimulée n'est plus négligeable. En effet, dans ce cas, la largeur à mi-hauteur peut potentiellement être diminuée par l'effet laser ou par un effet d'émission spontanée amplifiée (ASE – *Amplified Spontaneous Emission*). La largeur à mi-hauteur n'est alors plus corrélée au facteur de qualité intrinsèque des modes. Néanmoins, d'un point de vue pratique, si l'hypothèse de l'émission spontanée n'est plus vérifiée (et donc que les facteurs de qualité estimés ne sont plus corrects), cela signifie que le régime d'ASE au moins est atteint. Sans pouvoir en déduire la valeur précise des facteurs de qualité des modes, on peut conclure qu'ils sont suffisamment élevés pour qu'une puissance de pompe supérieure permette d'atteindre l'effet laser.

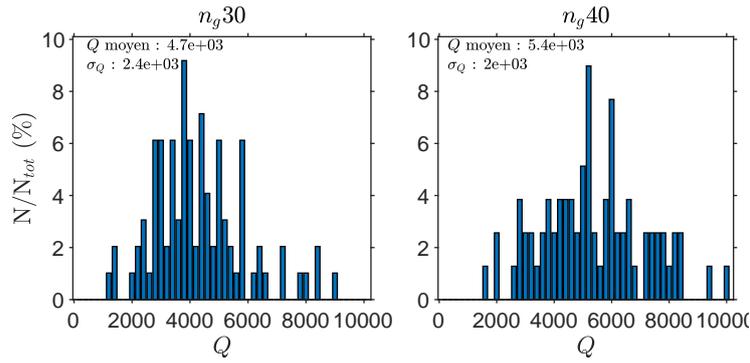


FIGURE 4.8 – Facteurs de qualité expérimentaux des modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe pour les géométries n_g30 et n_g40 . 86 modes des 12 cavités n_g30 et 69 modes des 9 cavités n_g40 sont pris en compte.

4.3 Photoluminescence résolue en angle

Pour compléter l'étude précédente, des mesures en optique de Fourier ont été réalisées pour mesurer directement le diagramme de bande des modes de cavités. Plus précisément, il s'agit :

- d'identifier les différents modes, en particulier les modes guidés symétrique et antisymétrique via le diagramme de dispersion,
- de mesurer directement la vitesse de groupe le long de la $BL_{n_g \gg 1}$ du mode symétrique, et
- de mettre en évidence la présence d'un éventuel couplage entre les modes TE et TM de la membrane verticalement asymétrique.

Le mode symétrique se trouvant sous le cône de lumière, les mesures ont été réalisées sur des structures ad-hoc dites « à quadruple période » pour replier les bandes d'intérêt au-dessus du cône de lumière (voir la section 3.3.3). Des mesures ont été faites sur les deux hétérostructures H_{QD} et H_{QW2} sur les designs n_g30 et n_g40 . Dans cette section, les mesures ont été faites sur le banc d'optique de Fourier où les cavités sont pompées à l'aide d'un laser à 968 nm pouvant fonctionner en régime continu (33,4 mW) ou pulsé (50 ps – 20 MHz – 1,3 W pic).

4.3.1 Mesure des diagrammes de bandes et identification des modes

La figure 4.9a représente le diagramme de bandes typique d'une cavité n_g40 pompée en régime continu. Plusieurs modes sont présents sur ce diagramme, dont un très intense autour de 1500 nm. Dans l'étude précédente, ce mode avait été attribué au mode antisymétrique. Cette hypothèse est confirmée par la comparaison de la mesure expérimentale (figure 4.9a) avec la simulation numérique FDTD 3D du diagramme de bandes du guide à CP correspondant, artificiellement repliée pour prendre en compte l'effet du réseau quadruple période (modes

symétriques en traits pleins et modes antisymétriques en traits pointillés sur la figure 4.9b). Pour préciser la position des modes dans le diagramme de bandes avant repliement, le vecteur d'onde originel dans la première zone de Brillouin² est indiqué par un code couleur (bleu : $k_x = 0$, rouge : $k_x = 0,5$).

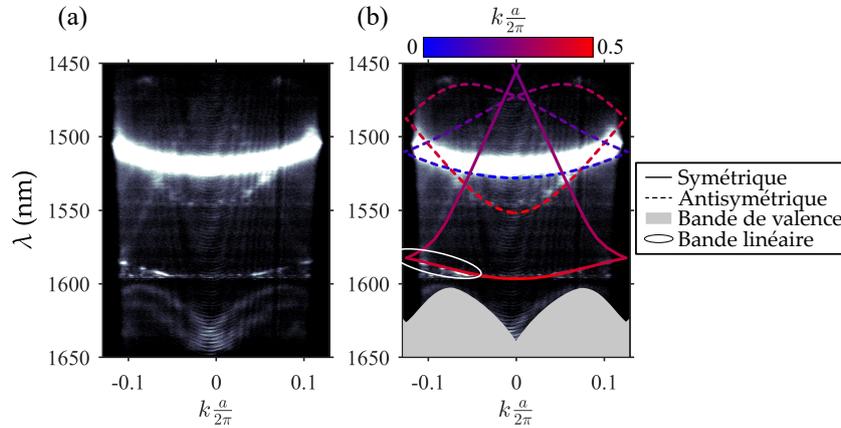


FIGURE 4.9 – (a) Exemple de diagramme de bande obtenu par photoluminescence résolue en angle en pompage continu (H_{QD}–L110QP–D3.5–r110nm– n_g 40). (b) La comparaison des dispersions mesurées aux résultats de simulations (r118nm–a422nm– n_g 40) permet d’identifier les modes guidés symétrique et antisymétrique, ainsi que la bande de valence.

La bande la plus intense (de 1510 à 1520 nm) correspond bien à la longueur d’onde de coupure du mode antisymétrique autour de $k_x = 0$. Cette portion du mode antisymétrique est au-dessus de la ligne de lumière avant le repliement, le confinement vertical réfractif de ce mode dans la membrane est donc beaucoup moins efficace : le couplage hors du plan est autorisé et le mode fuit verticalement hors de la membrane. Ceci explique l’intensité supérieure de ce mode par rapport à celle des autres modes. En effet, ces derniers, comme le mode symétrique ou les autres branches du mode antisymétrique, se trouvent principalement en dessous de la ligne de lumière avant le repliement. La partie qui se retrouve au-dessus du cône de lumière grâce au réseau quadruple période correspond donc à des ordres de diffraction plus élevés dont l’intensité est plus faible. Par exemple, une des branches du mode antisymétrique (en $k_x = \pi/a$ avant repliement, courbe pointillée rouge) est ramenée en $k_x = 0$ par le réseau quadruple période autour de 1550 nm. Le repliement du maximum du mode antisymétrique est également visible autour de 1460 nm. Au-delà de 1600 nm se trouvent les modes de la bande de valence. Ces modes sont délocalisés dans le CP et sont potentiellement en contact direct avec le réseau quadruple période. Par conséquent, leur extraction hors de la membrane est particulièrement efficace. Cependant, l’intensité collectée reste relativement plus faible que celle du mode antisymétrique car l’excitation est optimisée pour favoriser les modes de cavité. Le mode symétrique

2. Il ne s’agit pas nécessairement de la position de l’harmonique principale de l’onde de Bloch, notamment pour la partie rapide du mode guidé symétrique, qui se situe essentiellement dans la deuxième zone de Brillouin.

est également bien identifiable. Sa longueur d'onde de coupure apparaît autour de 1590 nm, ce qui est en accord avec les mesures de photoluminescence présentées précédemment (figure 4.3). La position attendue de la $BL_{n_g \gg 1}$ est entourée sur la figure 4.9b. Pour obtenir un bon accord entre simulations et observations, la période du CP simulé (422 nm) est légèrement augmentée par rapport à la période nominale de la cavité fabriquée (414 nm). On observe en effet un décalage de 30 nm vers les courtes longueurs d'onde sur l'ensemble du diagramme simulé avec la période de 414 nm. Cette erreur de 2 % sur la période s'explique probablement par l'incertitude liée à la fabrication.

Un résultat important est qu'aucun mode TM n'est détecté : seuls les modes TE apparaissent sur les diagrammes de bandes expérimentaux. Ainsi, on peut supposer que le couplage TE/TM reste suffisamment faible dans les cavités actives afin de ne pas perturber les modes visés pour nos applications. De même, aucun mode parasite non prévu en simulation n'est visible sur les diagrammes de bandes expérimentaux. L'allure de la dispersion des modes de la structure correspond aux diagrammes simulés et permet de confirmer l'identification préliminaire des modes à partir des spectres de photoluminescence en champ lointain. Dans la suite, l'analyse des diagrammes de bandes expérimentaux a permis d'étudier le comportement des modes pour les quatre designs n_g15 , n_g30 , n_g40 et W1.

4.3.2 Effet de l'ingénierie de dispersion sur les diagrammes de bandes expérimentaux

En étudiant une série de cavités fabriquées avec les mêmes paramètres nominaux, mais basées sur quatre designs différents (n_g15 , n_g30 , n_g40 et W1), il est possible de mettre en évidence l'évolution des structures de bandes. La figure 4.10a-d présente les diagrammes de dispersion des quatre designs réalisés sur l'hétérostructure H_{QD} (QDash-D4-r118nm) mesurée en pompage continu avant retrait du masque dur de silice (voir annexe B), ainsi que les simulations FDTD 3D correspondantes. Pour chaque diagramme expérimental, le diagramme théorique obtenu par FDTD 3D est aussi représenté sur la figure 4.10d-h.

Comme prévu par la théorie, on constate expérimentalement que la position de la bande de valence reste inchangée pour tous les diagrammes. En effet, ces modes de bande de valence ne dépendent que de la géométrie du CP, qui reste identique sur les quatre designs. Par ailleurs, ces modes sont délocalisés dans le CP : ils sont donc très peu affectés par l'ingénierie de dispersion, qui ne modifie que les deux rangées de trous en bordure du défaut linéique, c'est-à-dire les paramètres s_1 et s_2 . En revanche, la position du mode de plus basse longueur d'onde, identifié précédemment comme le mode antisymétrique, évolue expérimentalement avec le design :

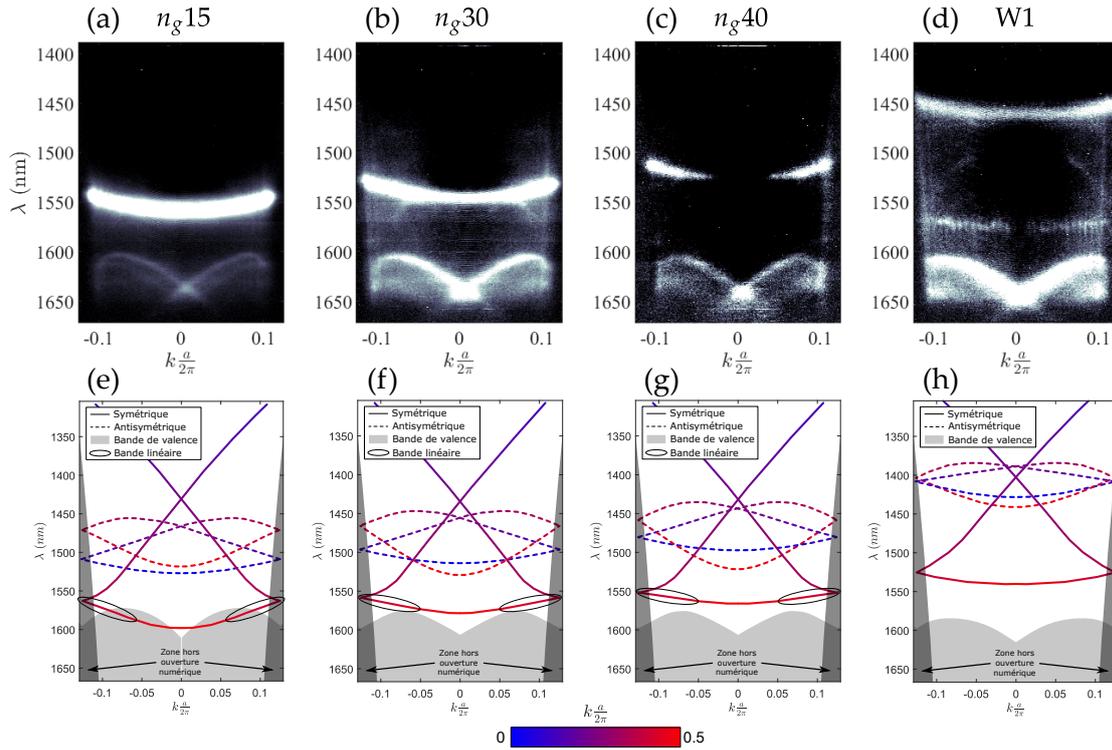


FIGURE 4.10 – Étude d’une série de cavités fabriquées avec les mêmes paramètres (H_{QP}–L110QP–D4–r118nm) et les quatre designs optimisés ((a,e) n_g15 , (b,f) n_g30 , (c,g) n_g40 et (d,h) W1) mesurée en pompage continu. Les mesures en espace de Fourier sont présentées au-dessus (a-d), et les simulations FDTD 3D correspondantes (a414nm-r118nm) en-dessous (e-h).

sa longueur d’onde de coupure en $k_x = 0$ diminue de 1558 nm à 1460 nm lorsqu’on passe du design n_g15 au design W1. Cette évolution peut être comparée avec les calculs théoriques. A cet effet, le tableau 4.6 regroupe les longueurs d’onde de coupure du mode antisymétrique en $k_x = 0$ obtenues expérimentalement et par FDTD 3D avec les trois géométries optimisées et le guide W1 de référence. Malgré un décalage systématique de l’ensemble des longueurs d’onde simulées de 30 nm vers le bleu par rapport aux mesures expérimentales, qui provient de l’erreur sur la période déjà évoquée section 4.3.1, l’évolution expérimentale du mode associée aux différents designs est en accord avec les simulations. En particulier, les variations de longueur d’onde de coupure, qui augmente de W1 à n_g15 , sont fidèlement reproduites par les simulations. Cela indique que les paramètres de l’ingénierie de dispersion s_1 et s_2 sont bien reproduits dans les structures fabriquées.

En revanche, cette analyse ne peut être conduite sur le mode symétrique. En effet, ce dernier n’est pratiquement pas visible sauf pour le design W1, où il apparaît clairement à 1575 nm, à la position prévue par la simulation. Pour les autres designs, la branche rapide est partiellement visible sur la cavité n_g30 . Plusieurs causes peuvent expliquer ces observations. Premièrement, pour les designs n_g15 et n_g30 , les simulations prévoient que le mode symétrique est très proche

λ (nm)	n_g15	n_g30	n_g40	W1
FDTD 3D	1527 ← 13 →	1514 ← 17 →	1497 ← 72 →	1425
Mesure	1558 ← 13 →	1545 ← 20 →	1525 ← 65 →	1460

TABLEAU 4.6 – Évolution de la longueur d’onde de coupure du mode antisymétrique en $k_x = 0$ en fonction du design utilisé. Les écarts entre les valeurs associées aux différents designs sont donnés entre les flèches. Les structures simulées ont un rayon des trous de 118 nm. Les tendances en simulation et expérimentales sont similaires.

de la bande de valence. En particulier pour la cavité n_g15 , le mode symétrique est replié dans la bande de valence. Dans ce cas, il est possible que les pertes du mode symétrique vers la bande de valence soit trop importantes pour qu’il soit possible de le détecter. L’utilisation d’un réseau double période pourrait résoudre ce problème en supprimant le repliement de la bande de valence. Cependant, la partie rapide du mode symétrique ne serait alors plus repliée dans l’ouverture numérique de l’objectif. D’autre part, ces mesures ont été faites avec des structures sur lesquelles le masque dur de HSQ était encore présent. Or cette couche est à l’origine de pertes supplémentaires qui peuvent avoir fortement impacté le signal issu du mode symétrique (voir annexe B).

Finalement, les effets de l’ingénierie de dispersion sur les différents modes observés expérimentalement sont en accord avec les simulations FDTD 3D. En plus de confirmer l’identification des modes sur les diagrammes de bandes expérimentaux, ces mesures mettent en avant la reproductibilité de la fabrication, notamment au niveau du déplacement appliqué aux deux premières rangées de trous pour l’ingénierie de dispersion. Dans cette série de mesure, le masque dur empêche probablement l’observation du mode symétrique et de la $BL_{n_g} \gg 1$. Pour renforcer le signal émis par ce mode, la section suivante présente des mesures effectuées sur une hétérostructure à QW après le retrait du masque dur.

4.3.3 Observation de la bande linéaire à faible vitesse de groupe

Pour étudier de dispersion linéaire à faible vitesse de groupe, la structure L110QP-r118nm-D4- n_g40 de $H_{QW}2$ a été choisie. Elle possède les mêmes paramètres nominaux que la structure n_g40 présentée précédemment (figure 4.10c), hormis l’hétérostructure et l’absence de masque dur de silice. Les résultats obtenus sur cette cavité sont présentés ci-dessous.

La figure 4.11a représente le diagramme de bandes expérimental associé à cette cavité. La mesure a également été réalisée dans les mêmes conditions d’excitation que précédemment (laser de pompe en régime continu – 33,4 mW à 968 nm). L’allure du diagramme est similaire à celui de la figure 4.9c. En particulier, on observe toujours clairement le mode antisymétrique.

Il est cependant décalé d'environ 40 nm vers les grandes longueurs d'onde. Ce décalage est en partie dû à l'épaisseur plus importante de H_{QW2} (324 nm contre 300 nm sur H_{QD}), qui d'après les simulations FDTD 3D devrait induire un décalage de 18 nm vers les grandes longueurs d'onde. En revanche, on distingue cette fois clairement une partie du mode symétrique autour de 1625 nm (entourée en pointillés sur la figure 4.11a). La figure 4.11b représente un agrandissement de cette zone dans de nouvelles conditions d'excitation : le laser de pompe est maintenant utilisé en mode pulsé (50 ps – 20 MHz – 1,3 W pic). Cette figure montre en particulier que la dispersion du mode symétrique, obtenue en reliant les maxima d'intensité entre $a/\lambda = 0,2545$ et $0,256$, est bien linéaire dans cette zone. Une analyse plus fine sera présentée par la suite. Les raies très intenses près de $a/\lambda = 0,254$ correspondent à des modes de cavité proches de la longueur d'onde de coupure du mode symétrique en $k_x = \pi/a$ (avant repliement). La grande densité d'états dans cette zone leur permet d'atteindre un régime d'émission stimulée à plus faible puissance de pompe. Le même phénomène semble se produire pour des modes d'énergie plus élevée à $a/\lambda = 0,2565$ et $a/\lambda = 0,2568$. Ces modes apparaissent délocalisés dans l'espace des vecteurs d'onde et présentent de plus une modulation d'intensité selon k_x . Cette modulation provient vraisemblablement de l'extension spatiale finie du mode dans la direction du défaut linéique. Une analyse plus poussée montre cependant que ces modulations ne sont pas strictement périodiques. Il est donc difficile de remonter à des informations dans l'espace direct par analyse de Fourier comme l'extension du mode (lié à la période du motif dans l'espace réciproque), ni à la taille des lobes du mode.

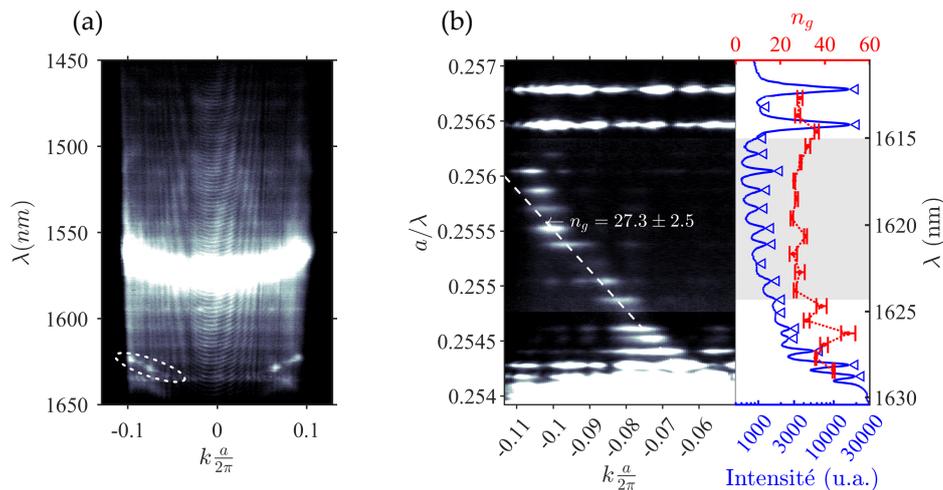


FIGURE 4.11 – (a) Diagramme de bande obtenu sur H_{QW2} (L110QP9-r118nm-D4- n_g 40) en excitation continue. La section linéaire du mode symétrique est entourée en pointillés blancs. (b) Zoom sur la bande linéaire à faible vitesse de groupe en excitation pulsée. La ligne pointillée représente le résultat d'une régression linéaire permettant d'évaluer l'indice de groupe. Le spectre est obtenu en sommant les intensités pour tous les vecteurs d'onde et n_g est évalué à partir de l'ISL.

La figure 4.11b permet surtout de mettre en évidence la $BL_{n_g \gg 1}$ du mode symétrique. Cette bande apparaît sous une forme discrétisée, c'est-à-dire sous la forme d'une série de lobes dont les positions centrales dans le diagramme de bandes sont alignées le long d'une droite. La discrétisation du mode symétrique est induite par les conditions aux limites en bord de cavité. En mesurant la pente de cette droite, on accède directement à l'indice de groupe moyen de la $BL_{n_g \gg 1}$. Une simple régression linéaire permet d'évaluer l'indice de groupe de la bande à $27,3 \pm 2,5$ sur la gamme spectrale de 1620 à 1626 nm. Il est aussi possible de reconstruire le spectre de la cavité en sommant pour chaque longueur d'onde les contributions de tous les vecteurs d'onde. Le résultat est présenté sur la figure 4.11b. Sur ce spectre, il est aussi possible d'évaluer l'évolution spectrale de l'indice de groupe à partir de l'ISL et de la longueur de la cavité prise égale à $110 \times 0,414 \mu\text{m} = 45,54 \mu\text{m}$ (en rouge sur la figure). On obtient ainsi une gamme spectrale d'environ 9,3 nm sur laquelle l'indice de groupe varie peu et vaut $29,6 \pm 15\%$. Les deux méthodes d'extraction de l'indice de groupe donnent des valeurs similaires, bien que relativement faibles ($n_g \approx 30$) pour une cavité $n_g 40^3$. Ces mesures tendent à confirmer que les modes régulièrement espacés sont bien sous-tendus par le mode fondamental dont la dispersion a été ingénierée. Elles soutiennent également l'hypothèse sous-jacente du modèle Fabry-Pérot selon laquelle ces modes s'étendent dans toute la cavité, délimitée par les miroirs à cristaux photoniques. Cette question de l'extension des modes de faible vitesse groupe dans la cavité est étudiée plus en détail dans la section suivante, grâce aux mesures optiques en champ proche.

4.4 Microscopie optique en champ proche

Les cavités à CP sont des structures complexes et il existe de nombreux modes à diverses longueurs d'onde, localisés dans la cavité, dans le cristal ou près des bords. La microscopie optique en champ proche permet d'identifier ces différents modes à partir de leur cartographie d'intensité, en révélant directement la position où l'énergie est localisée. Ces mesures fournissent ainsi une technique complémentaire par rapport à l'optique de Fourier pour identifier sans ambiguïté les modes observés lors des mesures en champ lointain effectuées sur l'ensemble de la cavité et sans nécessiter de structuration en bord de structure (réseau quadruple période). En outre, une fois les modes de cavité clairement identifiés, la microscopie optique en champ proche permet de mettre en évidence les éventuels phénomènes de localisation, liés au désordre par exemple, des modes à faible vitesse de groupe dans la cavité. Ce dernier point, qui

3. Certaines cavités $n_g 40$ de H_{QD} présentent également des indices de groupes d'environ 30 (voir la figure 4.4).

sera traité section 4.4.4, est une question importante puisqu'il est au cœur de notre approche liée à l'ingénierie de dispersion de modes lents pour générer des peignes de modes réguliers.

4.4.1 Identification des modes de la structure par leur profil spatial

Les résultats présentés ici concernent la cavité L73-D3,5-r130nm- n_g 30 de l'échantillon à puits quantiques H_{QW}1. Pour cette étude, les mesures ont été réalisées sans télescope en ajustant la position du faisceau de pompe (diode laser à 784 nm, impulsions de 30 ns, rapport cyclique 10 %, puissance pic 40 mW) sur la structure pour exciter localement différents type de modes : des modes localisés de cavité, des modes délocalisés de CP (bande de valence ou bande de conduction) et des modes de bords créés dans l'InP massif, entre le cristal et le bord de l'échantillon. À chaque type de mode correspond une réponse spectrale qui est mesurée localement par la pointe SNOM positionnée en divers endroits de la structure, aux points de haute intensité du mode. Trois de ces spectres locaux sont présentés sur la figure 4.12. Ils sont collectés en plaçant la pointe respectivement dans la cavité (1), sur la bordure de la membrane d'InP (2), et au milieu du cristal photonique (3).

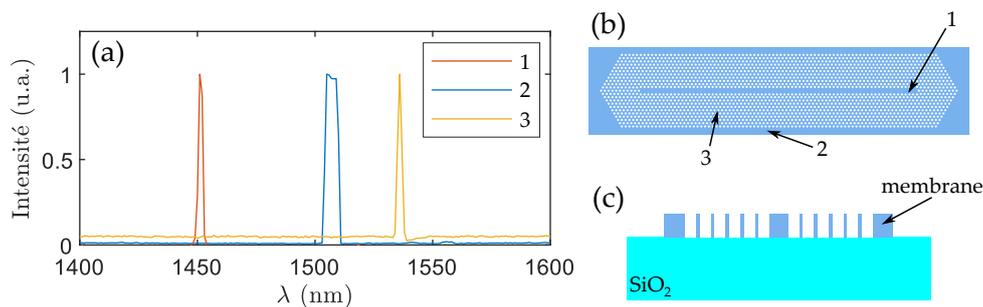


FIGURE 4.12 – (a) Spectres locaux en champ proche mesurés sur H_{QW}1 (B121 L73-D3,5-r130nm- n_g 30, avec masque dur de silice, pointe métallisée, sans télescope). (b) Schéma représentant les emplacements approximatifs de la pointe lors de la collection des spectres (1, 2 et 3). (c) Schéma en coupe montrant la membrane d'InP entièrement gravée au-delà de la structure à CP.

Les résultats montrent la présence d'un mode de cavité autour de 1451 nm, ainsi que d'un mode dans le CP autour de 1536 nm. Un mode supplémentaire est observé à 1505 nm confiné entre le CP et le bord de la membrane. Le fait que la membrane d'InP soit entièrement gravée autour de la structure donne lieu à un contraste d'indice au niveau des bords, favorable à la localisation d'un mode pour des énergies correspondant à la bande interdite du cristal photonique. Notons que ce mode n'était pas prévu par les simulations, car le bord de la membrane n'était pas modélisé.

Pour compléter l'étude de ces modes, des cartographies d'intensité ont été réalisées sur la structure aux longueurs d'onde des trois modes précédents. La figure 4.13 montre les résultats

obtenus en filtrant le signal collecté à 1451 nm ; 1505 nm et 1536 nm respectivement (à ± 1 nm). Les contours de la structure extraits du signal topographique sont représentés en traits blancs pour la cavité, bleu pour le CP et jaune pour la membrane d'InP.

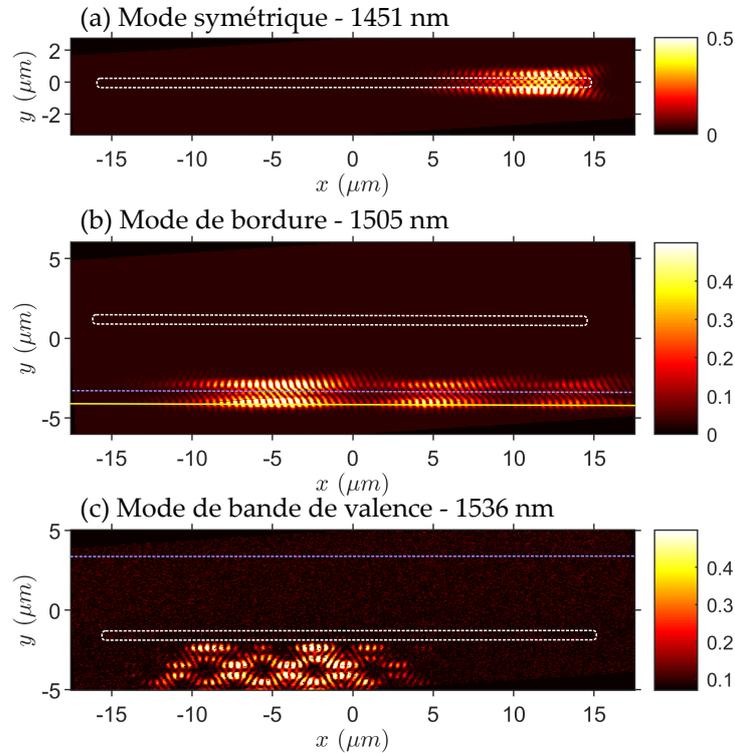


FIGURE 4.13 – Différents types de modes observés sur H_{QW1} (L73-D3,5-r130nm- n_g 30, Pointe métallisée, sans télescope). Les contours de la cavité sont représentés en blanc, ceux du CP en bleu et ceux de la membrane en jaune.

Le pic à 1536 nm est bien un mode de CP puisqu'il est délocalisé dans le cristal, avec une structuration particulière, associée à l'un des nombreux modes de la bande de valence. Le pic à 1505 nm correspond à un mode confiné entre le bord de la membrane et le CP, identifié plus haut comme un mode de bordure piégé par la bande interdite du cristal photonique. Enfin, le pic à 1451 nm correspond bien à un mode de cavité puisqu'il est confiné dans le défaut linéique. L'étalement et la distribution du champ électromagnétique sur ces différentes images confirment l'identité des modes détectés sur les spectres locaux. La cartographie du mode à 1451 nm montre qu'il ne s'étend pas tout le long de la cavité mais reste localisé vers l'une de ses extrémités. L'origine de ce confinement peut être multiple. D'une part, le faisceau d'excitation, d'un diamètre de 15 μm environ, ne couvrait pas toute la cavité pour ces mesures. Cette distribution non uniforme du spot d'excitation le long de la cavité peut localiser le mode de cavité sous le faisceau de pompe par phénomène d'absorption résiduelle des QW dans la zone non pompée. D'autre part, la localisation du mode peut être induite par le désordre dans la

structure. Nous reviendrons sur cette question importante dans la section 4.4.4.

Finalement, ces mesures de microscopie en champ proche ont permis de clarifier l'origine du confinement des différents pics observés sur un spectre de cavité mesuré en champ lointain sur l'ensemble de la structure. Différents types de modes ont ainsi pu être révélés expérimentalement, avec une distinction claire entre les modes localisés dans la cavité et les modes délocalisés dans le CP ou localisés ailleurs dans la structure. Dans la suite, les structurations fines des modes de cavité sont comparées aux cartographies obtenues en simulation.

4.4.2 Identification du mode guidé symétrique

L'objectif de cette section est de confirmer que les modes observés en SNOM et localisés dans la cavité sont bien issus du mode guidé symétrique. La microscopie en champ proche permet justement de comparer la distribution du champ électromagnétique mesurée expérimentalement avec une résolution sub-longueur d'onde aux cartographies calculées numériquement. Dans un premier temps, on s'intéresse aux cavités de type n_g30 .

La figure 4.14 montre un agrandissement de la cartographie d'intensité du mode symétrique à 1451 nm présentée dans la section précédente sur la cavité L73-D3.5-r130nm- n_g30 de H_{QW1} . La résolution de la pointe peut être évaluée à au moins 200 nm, soit $\lambda/8$ à partir des détails de l'image⁴. Elle est suffisante pour distinguer clairement l'arrangement des différents lobes d'intensité du champ électromagnétique associé au mode symétrique. Les cartographies en intensité (champ total dans le plan de la membrane) des modes guidés symétrique et anti-symétrique obtenue par PWE 2D à $k_x = 0.475 \left[\frac{2\pi}{a} \right]$ sont présentées figure 4.14b et c. Il est clair que la disposition des lobes associés à la simulation du mode guidé symétrique correspond fidèlement à ceux obtenus sur la cartographie expérimentale. Ainsi, le mode observé peut être associé au mode symétrique sans ambiguïté.

La pointe SNOM utilisée est une pointe à ouverture métallisée, sensible au champ électrique quelle que soit sa polarisation. Ainsi, le signal mesuré correspond à l'intensité totale du champ électrique. L'utilisation de pointes à nano-antenne permet d'obtenir plus d'informations sur la polarisation du mode. La figure 4.15a et c présente les résultats obtenus sur une cavité de mêmes paramètres nominaux L110-D3,5-r118nm- n_g30 -1 mais appartenant à l'échantillon H_{QW2} . La distribution du mode par rapport à l'image topographique confirme que le mode observé est bien un mode de cavité. Les deux polarisations ont été acquises en tournant l'échantillon de 90° par rapport à la pointe, qui collecte une polarisation linéaire fixée.

4. La valeur de la résolution évaluée correspond aux plus petites modulations du champ visibles sur cette image. Elle peut-être sous-évaluée si la cartographie du mode ne présente pas de détails assez fins.

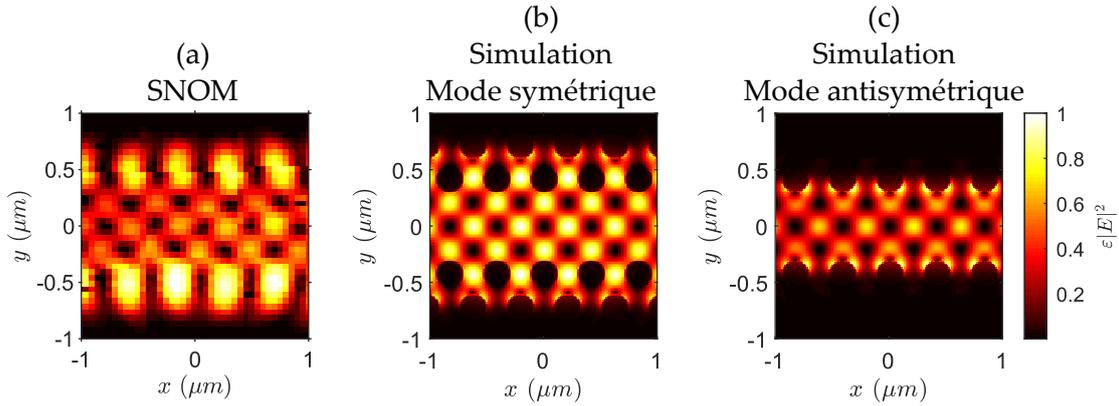


FIGURE 4.14 – (a) Zoom sur la mesure en champ proche à 1451 nm précédente ($H_{\text{QW}1}$ – L73-D3.5-r130nm- n_g 30, avec le masque dur de silice). Cartographies d’intensité simulées (b) du mode guidé symétrique et (c) du mode guidé antisymétrique obtenues par PWE 2D à $k = 0.475 \frac{2\pi}{a}$ ($n_{\text{eff}} = 2,72$).

La mesure suivant la deuxième polarisation (c) est plus bruitée à cause du signal plus faible. En effet, il est parfois difficile de maintenir des conditions d’excitation similaires après rotation de l’échantillon. Cependant, l’intensité du signal reste suffisante pour discerner clairement les lobes. Sur ces mesures, la résolution peut être estimée à 100 nm, soit environ $\lambda/15$. Afin d’identifier les polarisations mesurées, les cartographies de simulations sont utilisées comme référence. On cherche ainsi deux cartographies simulées à deux polarisations écartées de 90° coïncidant avec les mesures. Le couple (30° ; 120°), représenté sur la partie droite de la figure, concorde au mieux avec les résultats expérimentaux (voir la section 3.4.4).

Ainsi, on retrouve non seulement la distribution spatiale prévue par les simulations, mais aussi la polarisation associée. La combinaison des informations spectrales, spatiales, et de polarisation laisse peu de place au doute quant à l’identification de ce mode en tant que mode symétrique. Néanmoins, si les mesures présentées ci-dessus permettent d’identifier le mode guidé symétrique, elles ne permettent pas de mettre en évidence les modes issus de la $BL_{n_g} \gg 1$ ni leur caractéristiques. Pour mettre en évidence ces modes et les étudier, la cavité doit être pompée uniformément sur toute sa longueur.

4.4.3 Extension spatiale des modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe

Pour étudier l’extension des modes de la $BL_{n_g} \gg 1$, une cavité n_g 40 a été utilisée. Les mesures ont été effectuées sur la cavité L110-D4-r118nm- n_g 40-5 de $H_{\text{QW}2}$, qui est en tout point similaire à celle analysée en espace de Fourier (L110QP-D4-r118nm- n_g 40 – $H_{\text{QW}2}$, section 4.3.3) à l’exception du réseau quadruple période. Les mesures en champ proche comme en champ lointain sont réalisées après le retrait du masque dur de silice. La pointe utilisée est une pointe

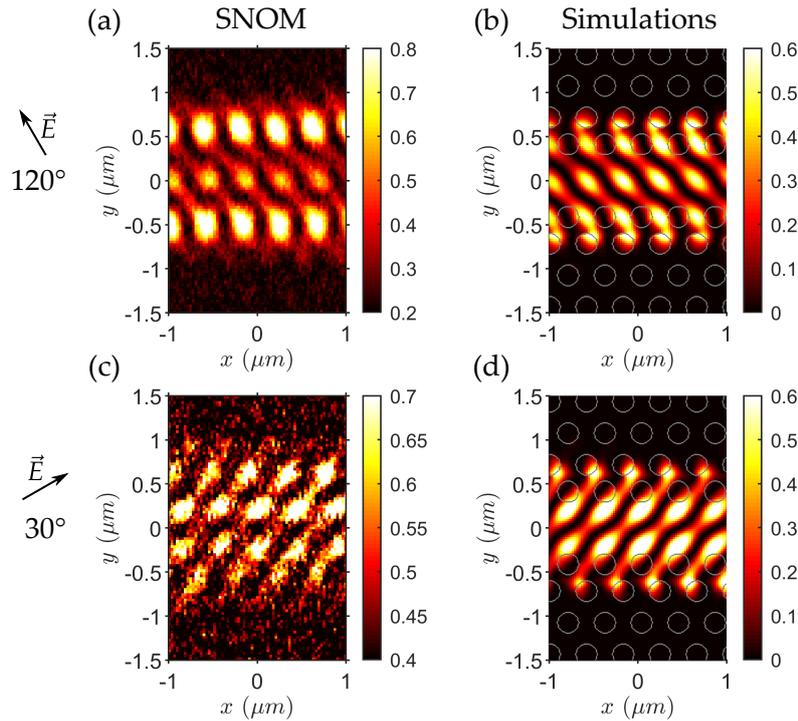


FIGURE 4.15 – (a,c) Cartographies d’intensité $|E|^2$ du mode symétrique mesurées en champ proche avant retrait HSQ à $\lambda = 1632$ nm avec une pointe polarisante (H_{QW2} L110-D3,5-r118nm- n_g 30-1, Pointe nano-antenne + télescope). L’échantillon est tourné de 90° entre (a) et (c). (b,d) Cartographies d’intensité à 1576,9 nm à la surface de l’échantillon simulées par FDTD 3D (L110-r118nm-p414nm- n_g 30) aux polarisations (b) 120° et (d) 30°.

métallisée classique similaire à celle de la figure 4.14. Le télescope est utilisé ici pour exciter uniformément la cavité et exclure les phénomènes de localisation dus à l’absorption des QW.

Des spectres locaux sont mesurés lorsque la pointe SNOM est positionnée au-dessus du défaut linéique formant la cavité. Ils sont présentés figure 4.16 pour deux positions et comparés au spectre mesuré par imagerie de Fourier (issu de la figure 4.11). Tout d’abord, bien qu’il ne s’agisse pas de la même cavité, les spectres en champ proche et en champ lointain présentent des caractéristiques similaires. On note la présence des modes à forte intensité proches de la longueur d’onde de coupure du mode symétrique (autour de 1635 nm), et des modes situés à plus basse longueur d’onde autour de 1613 nm. En revanche, les modes de la $BL_{n_g \gg 1}$ de plus faible intensité, visibles entre 1613 nm et 1625 nm sur le spectre en champ lointain, n’apparaissent pas sur les spectres en champ proche malgré les conditions d’excitation similaires. En effet, l’efficacité de collection réduite de la fibre SNOM requiert des intensités assez importantes pour permettre leur observation en champ proche. Par ailleurs, la résolution réduite du spectromètre du SNOM (≈ 1 nm) ne permet pas de bien séparer les modes spectralement, notamment autour de la longueur d’onde de coupure du mode symétrique (autour de 1630 nm).

En revanche, le caractère local des spectres permet de privilégier la collection d'un mode en fonction de sa distribution spatiale. Ceci explique les différences entre les spectres locaux effectués au centre de la cavité et près des extrémités : les modes de longueurs d'onde plus élevées (au-delà de 1635 nm) apparaissent lorsque la pointe est située au centre de la cavité (spectre bleu), mais pas près des miroirs à CP (spectre rouge). Les simulations FDTD 3D présentées figure 4.16b et c montrent en effet que l'enveloppe des modes de bas ordre longitudinal (à plus haute longueur d'onde, figure 4.16b) est faible à proximité des miroirs comparée à celle des modes d'ordre plus élevé (à plus basse longueur d'onde, figure 4.16c), tels que les modes de la $BL_{n_g} \gg 1$.

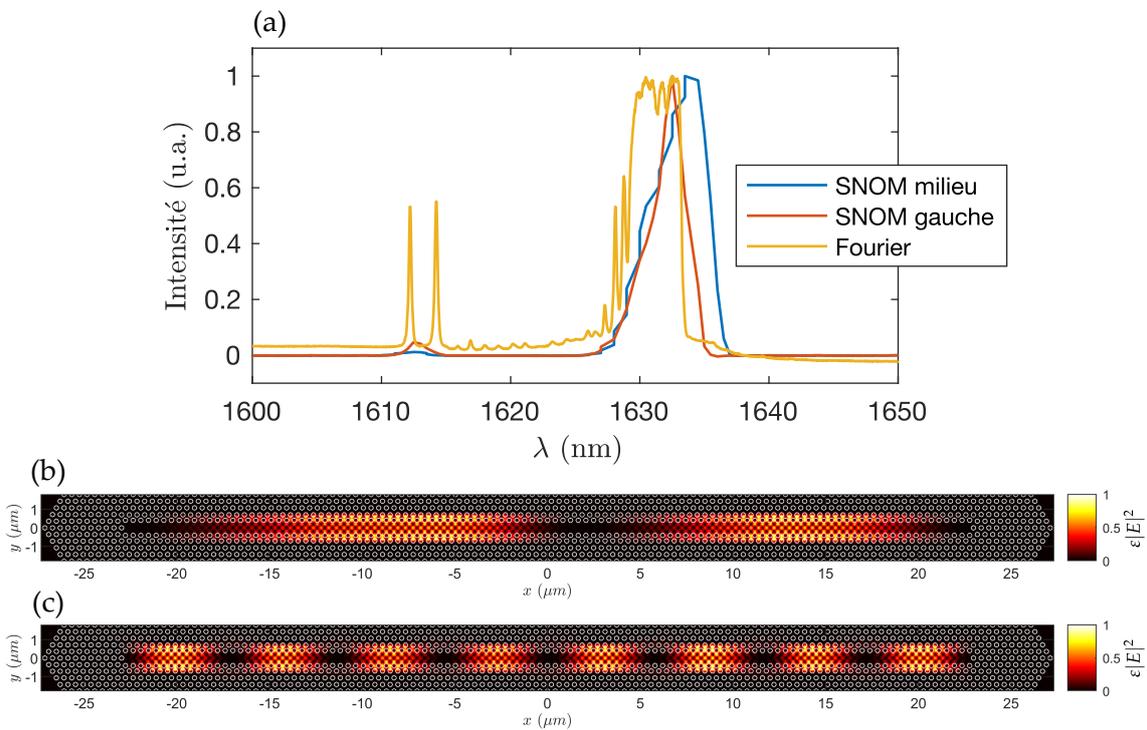


FIGURE 4.16 – (a) Spectres locaux mesurés en champ proche en plaçant la pointe à deux positions au-dessus de la cavité L110-D4-r118- n_g 40-5 de H_{QW2} (sans masque dur de silice). Le spectre mesuré en champ lointain sur une cavité nominale identique avec un réseau quadruple période est également présenté. Les cartographies simulées par FDTD 3D (L110-r118nm-ng40 – épaisseur de membrane 324 nm) pour (b) le mode d'ordre 2 (1585,3 nm) et (c) le mode d'ordre 8 (1583,2 nm) montrent les intensités différentes des enveloppes près des bords de la cavité.

La mesure de la cartographie du mode à 1613 nm est facilitée en champ proche par son intensité élevée et son isolement spectral par rapport aux autres modes observés autour de 1630 nm. Ces caractéristiques permettent de s'assurer que malgré la faible résolution spectrale du spectromètre, seul ce mode est sélectionné. La cartographie d'intensité $|E_y|^2$ expérimentale associée est représentée figure 4.17a accompagné du détail du profil du mode en bord de cavité sur la figure 4.17c. L'image montre que le mode s'étend dans toute la cavité. La cartographie

détaillée montre qu'il s'agit bien du motif du mode symétrique, modulé par une enveloppe constituée de 25 lobes répétés périodiquement le long de l'axe x . Cette modulation permet d'estimer qu'il s'agit du mode d'ordre 25 et ainsi d'évaluer le vecteur d'onde grâce au modèle de la cavité Fabry-Pérot (en faisant l'hypothèse d'un déphasage nul à la réflexion) à $k_x = 0,5 - 25/(2 \times 110) = 0,3864 \left[\frac{2\pi}{a} \right]$.

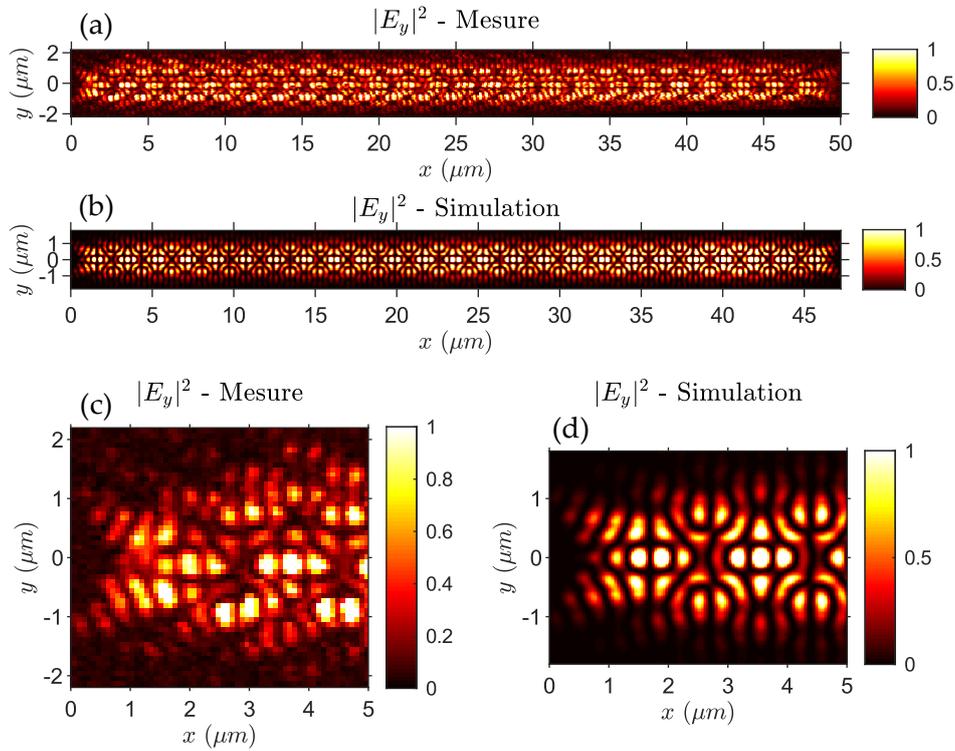


FIGURE 4.17 – (a) Observation du mode de cavité symétrique à 1613 nm après retrait du masque dur (H_{QW}2 L110-D4-r118nm- n_g 40-5 sans masque dur de silice – pointe métallisée – télescope cylindrique). (b) Cartographie obtenue par FDTD 3D à 1572 nm. (c) Zoom sur l'extrémité gauche de la cavité et (d) comparaison à la cartographie simulée.

La cartographie du mode peut aussi être comparée aux simulations. Les figures 4.17b et d montrent la cartographie du mode d'ordre 25 d'une cavité L110 simulée par FDTD 3D. La répartition des lobes correspond fidèlement au profil simulé pour la polarisation perpendiculaire à la cavité $|E_y|^2$. Des mesures sur un échantillon de référence, dont la polarisation des modes est connue à l'avance, ont en effet indiqué que cette pointe agissait comme un polariseur sélectif. La résolution est de nouveau estimée à environ 100 nm, soit $\lambda/16$.

Le vecteur d'onde du mode mesuré sur la figure 4.17a peut également être directement calculé à partir de la TF 2D de la cartographie d'intensité, sans faire d'hypothèse sur le déphasage à la réflexion aux extrémités de la cavité. L'image de cette TF est présentée figure 4.18a. L'allure est similaire à ce qui est obtenu en simulation (voir chapitre 3, figure 3.22). Le premier pic d'une TF 2D de la distribution en intensité d'un mode de cavité se situe au vecteur d'onde $k_{pic} =$

$1 - 2k_x$, où k_x est le vecteur d'onde du mode guidé associé. Un fit gaussien du pic expérimental permet d'évaluer $k_{pic} = 0,2281 \pm 0,0030 \left[\frac{2\pi}{a} \right]$. Ainsi $k_x = \frac{1}{2}(1 - k_{pic}) = 0,3860 \pm 0,0015 \left[\frac{2\pi}{a} \right]$, ce qui est cohérent avec la valeur de $k_x = 0,3864 \left[\frac{2\pi}{a} \right]$ trouvée à partir du nombre de lobes observés sur l'image réelle. En reportant le vecteur d'onde et la fréquence du mode sur la dispersion du mode guidé par simulation FDTD 3D, ces informations permettent de situer ce mode dans la $BL_{n_g \gg 1}$ (voir la figure 4.18b).

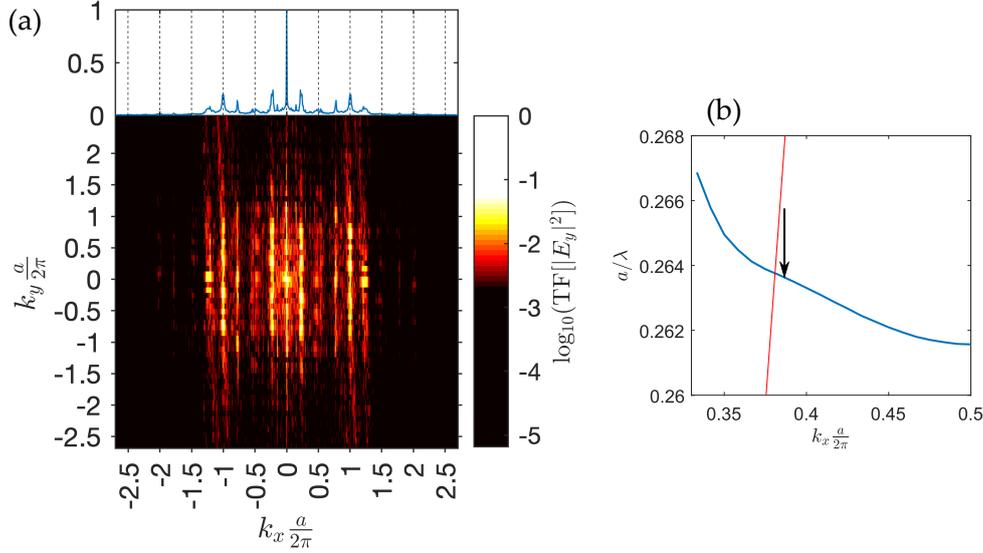


FIGURE 4.18 – (a) Transformée de Fourier de l'image SNOM du mode présenté figure 4.17 (L110-D4-r118nm- n_g 40-5). Les couleurs sont en échelle logarithmique. La courbe au-dessus est obtenue en intégrant selon k_y . Les traits noirs pointillés représentent les limites des zones de Brillouin. (b) Position du mode dans le diagramme de dispersion déduite du vecteur d'onde extrait de la transformée de Fourier de la cartographie SNOM. D'après les simulations FDTD 3D de guide n_g 40 ($a = 414$ nm, $r = 118$ nm = $0,285a$, membrane air/InP/silice, $e_{\text{InP}} = 324$ nm, avec dispersion des matériaux), le mode se situe à la fin de la bande linéaire à faible vitesse de groupe.

Ces mesures confirment les résultats obtenus par imagerie de Fourier (section 4.3.3) et apportent des informations complémentaires sur les modes lents de la $BL_{n_g \gg 1}$. En particulier, les mesures en champ proche permettent de démontrer que malgré son indice de groupe élevé ($n_g \approx 27$ d'après les mesures Fourier), le mode d'ordre 25 est capable d'occuper tout le volume de la cavité la plus longue L110. Aucun phénomène de localisation dû au désordre structurel induit par le processus de fabrication n'apparaît sur cette mesure. Ce type de désordre, pratiquement inévitable dans les structures à CP, est connu pour provoquer des phénomènes de localisation, de type localisation d'Anderson, particulièrement limitants pour les applications visées. L'utilisation d'indices de groupe modérément élevés peut donc éviter l'apparition de ces phénomènes de localisation dans la cavité. Pour vérifier cette hypothèse, la section suivante étudie plus spécifiquement l'extension des modes de cavité issus du mode guidé symétrique en fonction de leur longueur d'onde, variant de la longueur d'onde de coupure en $\frac{\pi}{a}$ et la $BL_{n_g \gg 1}$.

4.4.4 Étude de l'extension des modes de cavité

La cavité choisie pour étudier les éventuels phénomènes de localisation est la cavité L73-D3,5-r118nm- n_g 30 réalisée sur l'hétérostructure H_{QW1} (avec le masque dur de silice). L'utilisation d'une pointe diélectrique (non métallisée) permet de réduire l'influence éventuelle de la pointe. La figure 4.19 permet de comparer un spectre local effectué en champ proche au milieu de la cavité (en rouge) à un spectre mesuré sur le banc de photoluminescence en champ lointain (en bleu). En dehors de la différence de résolution des spectromètres (1 nm pour le SNOM et 0,1 nm en champ lointain) les gammes de longueurs d'onde des modes détectés coïncident. Le signal en champ proche est suffisamment intense entre 1487 à 1494 nm pour réaliser des cartographies sur cette plage de longueurs d'onde.

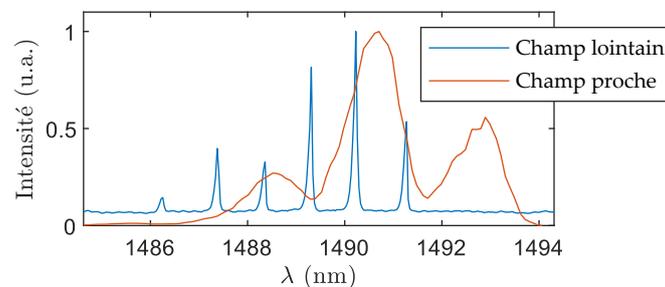


FIGURE 4.19 – Comparaison des spectres de photoluminescence en champ lointain et en champ proche au-dessus de la cavité (H_{QW1} - L73-D3.5-r118nm- n_g 30 – télescope cylindrique pour les deux mesures, avec masque dur de silice).

La figure 4.20 présente les cartographies des modes réalisées à 5 longueurs d'onde différentes entre 1485,6 nm et 1492,9 nm. Le signal topographique acquis pendant une de ces mesures est aussi représenté pour visualiser la cavité. Les mesures montrent tout d'abord que la structuration fine du mode reste identique pour les cinq longueurs d'onde et correspond à celle du mode guidé symétrique. Cela confirme que ces cinq mesures correspondent bien à des modes de cavité issus du mode symétrique, mais d'ordres longitudinaux différents. L'ordre le plus bas correspond en théorie à la longueur d'onde la plus élevée (voir le chapitre 2, figure 2.21). En effet, lorsque la longueur d'onde diminue, le nombre de lobes de l'enveloppe des modes observés augmente, ce qui est cohérent avec l'observation d'ordres longitudinaux de plus en plus élevés. Malgré une excitation fixe et recouvrant l'ensemble de la cavité, les modes semblent être plus localisés pour les ordres longitudinaux les plus bas. Ces ordres correspondent aux modes proches de la longueur d'onde de coupure en $\frac{\pi}{a}$. Dans le diagramme de bandes, il s'agit de modes dont la vitesse de groupe tend vers 0. Ainsi, les phénomènes de localisation ont bien lieu, mais pour des modes ayant des vitesses de groupe extrêmement faibles.

À titre d'exemple, le mode d'ordre 1 à 1492,9 nm, qui présente un lobe unique, est relativement localisé. Son extension ne dépasse pas 10 μm alors que la cavité mesure environ 30 μm . Or, ce mode est théoriquement le plus lent ($n_g \approx 80$). En-deçà de 1485,6 nm, les modes s'étendent plus largement dans toute la cavité. La TF spatiale 2D de la cartographie d'intensité à 1485,6 nm semble indiquer qu'il s'agit d'un mélange de trois modes compris entre $k_x = 0,4444 \left[\frac{2\pi}{a} \right]$ et $k_x = 0,4688 \left[\frac{2\pi}{a} \right]$. La résolution spectrale du banc SNOM ne permet donc pas de les séparer. D'après les simulations FDTD 3D, ces modes se situent proches du bord de la zone de Brillouin, un peu avant l'entrée de la zone linéaire calculée par les simulations, ce qui est en accord avec l'écart spectral au mode fondamental de 7,3 nm, et leur indice de groupe vaut environ 32. En accord avec les résultats de la section précédente, cette analyse indique que pour des vitesses de groupe de l'ordre de 30, les phénomènes de localisation ne semblent pas avoir lieu à l'échelle d'une cavité L110. Notons que l'image topographique met en évidence la présence de perturbations (défauts, poussières) qui s'ajoutent au désordre lié à la position et au rayon des trous et contribuent certainement à localiser les modes les plus lents.

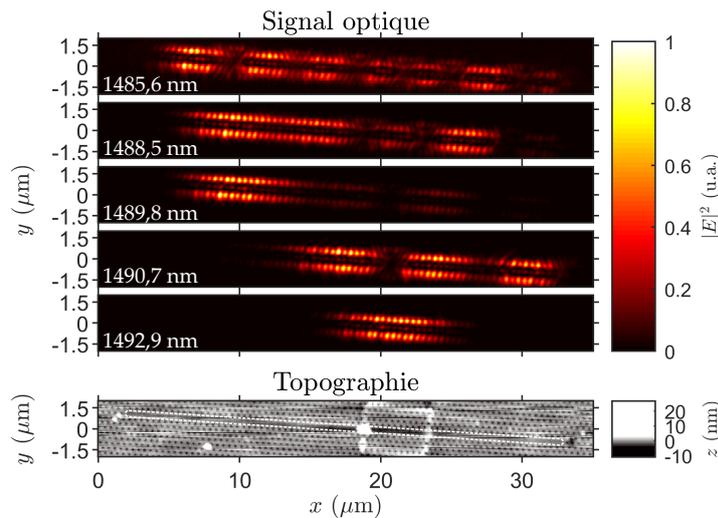


FIGURE 4.20 – Images SNOM mesurées à différentes longueurs d'onde entre 1485,6 nm et 1492,9 nm, montrant l'évolution de l'extension des modes en fonction de leur proximité à la longueur d'onde de coupure du mode symétrique en $\frac{\pi}{a}$. La cavité est entourée en trait blanc pointillé sur l'image de topographie. La structure étudiée est $H_{\text{QW}}1\text{-L73-D3.5-r118nm-}n_g30$ (Avec télescope, avec masque dur de silice, pointe diélectrique)

Pour vérifier que l'effet de la pointe n'est pas prépondérant sur les mesures précédentes, l'expérience a été reproduite avec une nouvelle pointe diélectrique, les autres conditions expérimentales restant inchangées (en particulier, l'utilisation du télescope pour exciter l'ensemble de la cavité). Les figures 4.21a et b comparent les mesures effectuées avec les deux pointes pour le mode d'ordre le plus élevé observé (à 1486 nm) et le mode fondamental (à 1492 nm). L'extension de l'enveloppe de la distribution d'intensité des modes le long de la cavité reste

inchangée quelle que soit la pointe. Les figures 4.21c et d présentent des agrandissements des mesures précédentes pour étudier les structurations fines du mode. Les différences dans les détails des cartographies viennent des fonctions de transfert différentes des deux pointes. La pointe 1 semble plus sensible au champ diffusé au niveau de la première rangée de trous, tandis que la pointe 2 parvient à collecter le mode au centre du guide. Ces mesures illustrent le rôle de la pointe dans la formation des cartographies mesurées en champ proche. Malgré ces différences, la localisation des modes dans la cavité semble, quant à elle, indépendante de la pointe utilisée, et représente donc une caractéristique intrinsèque du mode.

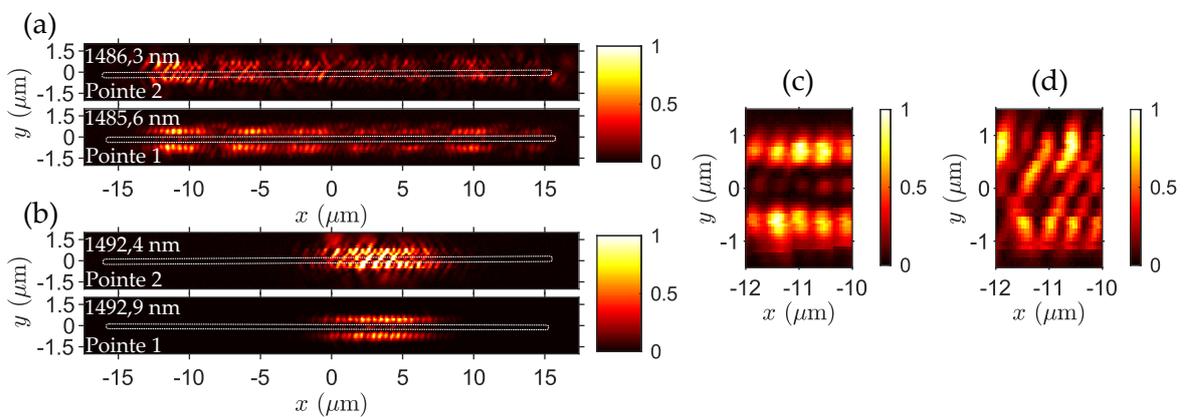


FIGURE 4.21 – Comparaison de deux mesures de la même cavité avec deux pointes diélectriques différentes (H_{QW1} - L73-D3.5-r118nm- n_g 30 – Avec télescope – avec masque dur de silice). (a) Mode d'ordre élevé et (b) Mode fondamental. (c,d) Détails des cartographies présentées en (a) pour (c) la pointe 1 et (d) la pointe 2.

Pour conclure, le SNOM a permis de confirmer l'analyse des spectres de photoluminescence et des diagrammes de bandes expérimentaux tout en apportant des informations complémentaires sur les modes de cavité. Les cartographies expérimentales permettent non seulement d'identifier la nature des modes sans ambiguïté, mais aussi d'obtenir des informations sur le vecteur d'onde des modes et leur position dans le diagramme de bande. Finalement, l'étude de l'extension des modes a montré que les modes à très faible vitesse de groupe en bord de zone de Brillouin subissent effectivement des problèmes de localisation. En revanche, pour les indices de groupe visés dans la $BL_{n_g} \gg 1$ (environ 30), les modes de cavité parviennent à occuper l'ensemble de la cavité de longueur $45,5 \mu\text{m}$. Pour un indice de groupe donné, il semble donc exister une longueur de cavité maximale à partir de laquelle les miroirs cessent de gouverner la fréquence des modes. Pour un indice de groupe de 27, cette longueur est supérieure à celle des cavités L110 ($45,5 \mu\text{m}$).

4.5 Effet laser

Les modes de la cavité précédente (H_{QW1} -L73-D3.5-r118nm- n_g 30) ont permis de mettre en évidence un effet laser multimode. La figure 4.22a montre un spectre des modes de cette cavité, réalisées sur le banc de photoluminescence champ lointain (voir la section 4.2), mesuré à une puissance pic incidente de 8 mW. On observe en particulier 6 modes de forte intensité régulièrement espacés sur une largeur de 5,2 nm, correspondant à un indice de groupe égal à $38 \pm 15\%$. L'intensité et la faible largeur spectrale des raies (<200 pm) semblent indiquer que le régime d'émission stimulée est atteint pour ces 6 modes. Pour attester qu'il s'agit d'un effet laser, les courbes LL des six modes intenses visibles sur le spectre sont tracées figure 4.22b. L'acquisition d'une série de spectres pour des puissances de pompe pics incidentes variant de 1 à 8 mW permettent de tracer l'évolution de l'intensité de chacun des modes. Les puissances pics sont évaluées à partir de la puissance moyenne mesurée et du rapport cyclique des impulsions (10%). Les courbes LL obtenues en échelle logarithmique présentent bien la forme en S caractéristique de l'effet laser. Des régressions linéaires avant et après le seuil permettent d'évaluer les seuils laser. Les valeurs obtenues varient entre 3,3 mW et 4,2 mW pour les différents modes.

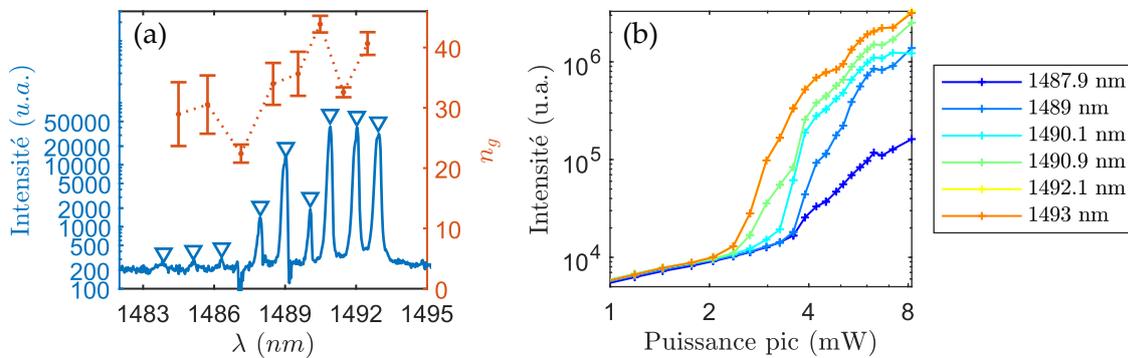


FIGURE 4.22 – Étude de l'effet laser sur une cavité L73-D3,5-r118nm- n_g 30 de l'hétérostructure H_{QW1} (avec télescope, avec masque dur de silice). (a) Spectre mesuré sur la cavité (échelle logarithmique en intensité) accompagné de l'indice de groupe calculé à partir de l'ISL. (b) Intensités des six modes les plus intenses en fonction de la puissance pic incidente (rapport cyclique de 10%).

L'affinement spectral des raies est une autre caractéristique de l'effet laser. Pour l'étudier, l'évolution de la largeur spectrale du mode à 1492,1 nm est tracée en fonction de la puissance pic avec la courbe LL correspondante (figure 4.23). Comme attendu, la largeur spectrale est fortement réduite au passage du seuil laser, passant de 1600 pm à 150 pm, à la limite de résolution du spectromètre. Ces mesures semblent indiquer que les modes de cavité peuvent effectivement atteindre l'effet laser. Il est surprenant d'observer plusieurs modes dans une structure

à QW, où la compétition entre modes devrait favoriser un comportement monomode à forte puissance de pompe. Cependant, ce comportement multimode a déjà été observé pour des lasers à blocage de modes à base de QW [4]. Par ailleurs, seules des mesures de corrélation temporelle pourraient permettre de montrer sans ambiguïté qu'ils existent de manière simultanée.

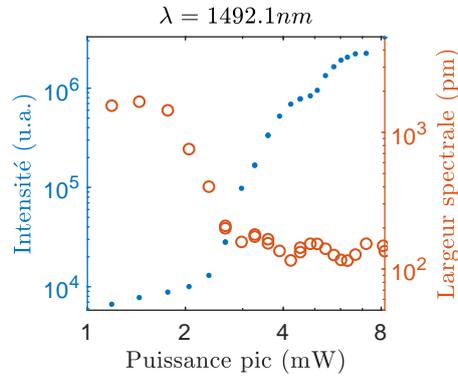


FIGURE 4.23 – Courbe LL et évolution de la largeur spectrale du mode à 1492,1 nm en fonction de la puissance pic incidente pour la même cavité L73-D3,5-r118nm- n_g 30 de l'hétérostructure $H_{QW}1$ (avec télescope, avec masque dur de silice). On observe simultanément une augmentation de la puissance émise et un affinement de la raie spectrale d'émission.

L'appartenance de ces modes à la $BL_{n_g} \gg 1$ est suggérée par la régularité spectrale du peigne de modes observé. Cette conclusion est surprenante compte tenu des observations en champ proche réalisées sur cette même cavité (figure 4.20). Le faible nombre de lobes observés sur les cartographies et l'évaluation du vecteur d'onde par TF spatiale semblaient en effet indiquer, par comparaison avec la dispersion simulée par FDTD 3D, que ces modes se situent avant le début de la $BL_{n_g} \gg 1$, du côté des hautes longueurs d'onde, c'est-à-dire relativement proches du bord de la zone de Brillouin. Par ailleurs, si les modes observés correspondent à la $BL_{n_g} \gg 1$, il est surprenant que les modes proches de la longueur d'onde de coupure du mode guidé symétrique n'apparaissent pas aux longueurs d'onde plus élevées. Il est toutefois possible que ces modes soit plus difficiles à observer du fait de leur éloignement de la ligne de lumière (et/ou une combinaison des conditions d'excitation et de collection). A l'inverse, aucune hypothèse plausible ne permet d'expliquer aujourd'hui qu'un mode guidé dispersif (tel que proche du bord de la première zone de Brillouin) produise accidentellement un peigne de mode régulier. Un article récent a en effet mis en évidence que la localisation induite par le désordre, par exemple, affectait peu la longueur d'onde des modes de faible vitesse de groupe proches du bord de la première zone de Brillouin [5].

Pour conclure cette section, la démonstration rigoureuse d'un effet laser dans une structure requiert une collection de mesures telles que les courbes LL et de largeur spectrale montrées

ici, mais également des mesures de cohérence spatiale et temporelle entre autres. Cependant, l'existence d'un seuil et l'observation de l'affinement de la raie d'émission sont deux indices pointant très fortement vers l'hypothèse de l'effet laser.

4.6 Discussion sur la validité de l'approche

L'approche développée dans le chapitre conception repose sur le modèle de la cavité Fabry-Pérot pour déterminer les vecteurs d'onde et les fréquences des modes de cavité à CP (voir la section 2.2.3). Ce modèle décrit les modes de cavité comme une somme de deux modes guidés se propageant dans des directions opposées. L'hypothèse sous-jacente de ce modèle est que les modes obtenus s'étendent sur toute la longueur de la cavité. C'est pourquoi les phénomènes de localisation, documentés par ailleurs dans d'autres études pour ce type de cavité [5–9], sont critiques car ils peuvent potentiellement remettre en cause, ou limiter le domaine de validité de cette approche.

Les effets de localisation dans les CP constituent un domaine de recherche toujours actif aujourd'hui [5, 7]. Leur origine est attribuée aux phénomènes de rétrodiffusion des modes guidés dus aux imperfections issues des procédés de fabrication. En effet, l'intensité du couplage induit par un défaut entre les modes guidés propagatif et contre-propagatif est proportionnelle à n_g^2 [10]. C'est pourquoi les modes lents sont très sensibles aux défauts. Une étude numérique menée par VASCO et HUGHES [5] montre qu'un désordre structural, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de ce qui est engendré par la fabrication dans les structures réelles, est suffisant pour localiser le mode d'ordre longitudinal le plus bas. Le mode ne parvient plus jusqu'aux miroirs, qui cessent par conséquent d'imposer la quantification du vecteur d'onde du mode. L'augmentation de la longueur de la cavité n'a alors plus d'impact sur la fréquence des modes, ni sur leur nombre. Dans ces conditions, on peut imaginer qu'une dispersion linéaire ne constitue plus une condition suffisante pour assurer la présence d'un peigne de modes équidistants dans la cavité. Il est donc très important de garantir que les modes ne subissent pas les effets de localisation pour les longueurs de cavité et les indices de groupe visés. Dans la section 4.4.4, des effets de localisation ont pu être observés pour des modes proches de la longueur d'onde de coupure, dont l'indice de groupe est très élevé ($n_g \approx 80$). En revanche, pour des cavités d'indice de groupe modéré et de longueur modeste la localisation par le désordre s'estompe très rapidement lorsque l'on s'éloigne du bord de la zone de Brillouin. Des mesures complémentaires montrent en effet que les modes de la $BL_{n_g \gg 1}$, dont l'indice de groupe vaut environ 30, peuvent s'étendre dans des cavités d'une longueur au moins égale à 45 μm (L110). Les indices

de groupes modérés de ces structures réduisent ainsi les risques de localisation des modes, au moins dans la limite des longueurs de cavité étudiées. Notre approche pour générer un peigne de modes équidistants dans des cavités compactes reste donc assez bien décrite par le modèle Fabry-Pérot utilisé dans le chapitre conception.

Cependant, les effets de localisation ne sont pas les seuls problèmes associés au désordre dans les CP. Tout d'abord, toute modification de la structure induit un changement dans les fréquences de résonance associées à la cavité. La position des modes du peigne peut s'en trouver altérée. Cela se traduit par l'ajout d'un bruit aléatoire sur les courbes de dispersion, puis sur l'évolution de l'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde, ce qui est observé sur les mesures expérimentales de l'indice de groupe section 4.2.2. Ces effets sont d'autant plus marqués que l'indice de groupe et la longueur de la cavité sont élevés. Ces observations soulignent à nouveau l'existence d'une limite à l'indice de groupe et à la longueur de la cavité susceptible de générer un peigne de modes équidistants potentiellement capable de soutenir le régime de laser à blocage de modes.

Dans l'objectif de créer un laser, il est important de maintenir des pertes suffisamment faibles pour limiter la hausse du seuil laser. Une étude menée par XUE *et al.* [3] montre qu'il existe une longueur de cavité à CP optimale minimisant le seuil lorsque les modes lents dispersifs en bord de zone de Brillouin sont exploités. En effet, lorsque la longueur est augmentée, la discrétisation des modes en vecteurs d'onde devient plus fine ($\Delta k = \pi/L$). Un mode d'ordre donné s'approche alors du bord de la zone de Brillouin, où les indices de groupe sont plus élevés. Il existe ainsi un compromis entre, d'une part, la réduction des pertes aux miroirs liée à l'augmentation de la longueur effective de la cavité et le renforcement des pertes du mode guidé du fait de l'augmentation de l'indice de groupe d'autre part. Les longueurs optimales annoncées sont de l'ordre de 10 périodes, soit un ordre de grandeur inférieur aux cavités présentées ici. Cependant, les conclusions de cet article s'appuient sur des structures à CP dans lesquelles la longueur de la cavité et l'indice de groupe des modes sont liés. L'article étudie en effet un mode d'ordre p donné de la cavité, dont le vecteur d'onde est fixé par la longueur de la cavité $k_p = \pi/a - p\pi/L$. L'approche utilisée dans cette thèse est fondamentalement différente : les modes d'intérêt se situent dans une plage de vecteurs d'onde fixée par la $BL_{n_g} \gg 1$. Leur indice de groupe est défini par la dispersion de la $BL_{n_g} \gg 1$, et est indépendant de la longueur de la cavité. Lorsque la cavité est allongée, les vecteurs d'onde restent inchangés. En revanche, l'ordre longitudinal des modes augmente. Cette approche offre donc un degré de liberté supplémentaire dans le contrôle des modes de cavité par rapport à l'étude précédente.

Finalement, malgré les potentiels problèmes liés au désordre dans les structures à CP, les

observations expérimentales montrent que des modes d'indice de groupe 27 peuvent s'étendre dans des cavités jusqu'à au moins L110. La qualité de la fabrication est donc suffisante pour les longueurs et les indices de groupe prévus dans le cahier des charges.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats de la caractérisation des cavités fabriquées selon l'approche d'ingénierie de dispersion de modes lents ont été présentés. Il en ressort que malgré les différences liées aux défauts de fabrication et à l'ajout du milieu à gain, les observations concordent avec les prévisions issues des simulations. En particulier, la possibilité de créer un peigne de modes équidistants dans une cavité compacte ($< 50 \mu\text{m}$) à l'aide de l'ingénierie de dispersion de modes lents a pu être démontrée expérimentalement avec des largeurs spectrales jusqu'à 8 nm pour les cavités $n_g 30$ et 9 nm pour les cavités $n_g 40$. De plus, la capacité de contrôler l'indice de groupe des modes guidés dans ces cavités par l'ingénierie de dispersion a pu être mise en évidence. Le peigne obtenu dans une cavité L110 avec un indice de groupe de 30 pourrait potentiellement donner lieu à un régime laser à blocage de modes avec un taux de répétition de 95 GHz et des impulsions de 1,1 ps. Par ailleurs, l'effet laser a pu être mis en évidence dans un peigne de modes équidistants issu de ces structures optimisées.

Cependant, l'observation de l'effet du désordre dans le CP révèle les limites potentielles de l'approche proposée. Les mesures montrent qu'un indice de groupe de 30 permet aux modes de la $BL_{n_g \gg 1}$ de s'étendre dans des cavités jusqu'à $45,5 \mu\text{m}$ au moins. Une telle cavité serait équivalente à une cavité standard de $30/3,5 \times 45 \mu\text{m} = 385 \mu\text{m}$, en considérant un indice de groupe de 3,5 pour un guide standard. Mais les effets de localisation observés pour des modes plus proches de la zone dispersive à faible vitesse de groupe laissent supposer qu'il existe une limite sur l'indice de groupe de la $BL_{n_g \gg 1}$ lente et la longueur de la cavité compatibles avec cette approche. On peut ainsi anticiper que l'indice de groupe et la longueur de la cavité doivent ainsi être maintenus à des valeurs modestes pour garantir la validité des hypothèses du modèle Fabry-Pérot. Par ailleurs, l'effet des défauts de fabrication sur la régularité des peignes observés (n_g constant à $\pm 15\%$) devra être évaluée plus précisément dans le contexte de la réalisation de lasers à blocage de modes proprement dits. Ces points constitueront l'objet de futures études expérimentales pour valider définitivement notre approche pour l'application visée.

4.8 Références

- [1] EK, S., P. LUNNEMANN, Y. CHEN, E. SEMENOVA, K. YVIND et J. MORK. 2014. «Slow-light-enhanced gain in active photonic crystal waveguides», *Nature Communications*, vol. 5, n° 1, doi :10.1038/ncomms6039, p. 5039, ISSN 2041-1723. URL <http://www.nature.com/articles/ncomms6039>. 118
- [2] KIYOTA, K., T. KISE, N. YOKOUCHI, T. IDE et T. BABA. 2006. «Various low group velocity effects in photonic crystal line defect waveguides and their demonstration by laser oscillation», *Applied Physics Letters*, vol. 88, n° 20, doi :10.1063/1.2204647, p. 201 904, ISSN 0003-6951. URL <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2204647>. 118
- [3] XUE, W., Y. YU, L. OTTAVIANO, Y. CHEN, E. SEMENOVA, K. YVIND et J. MORK. 2016. «Threshold Characteristics of Slow-Light Photonic Crystal Lasers», *Physical Review Letters*, vol. 116, n° 6, doi :10.1103/PhysRevLett.116.063901, p. 063 901, ISSN 0031-9007. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.063901><https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.116.063901>. 125, 149
- [4] MOSKALENKO, V., J. KOELEMEEIJ, K. WILLIAMS et E. BENTE. 2017. «Study of extra wide coherent optical combs generated by a QW-based integrated passively mode-locked ring laser», *Optics Letters*, vol. 42, n° 7, doi :10.1364/OL.42.001428, p. 1428, ISSN 0146-9592. URL <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ol-42-7-1428>. 147
- [5] VASCO, J. P. et S. HUGHES. 2018. «Anderson Localization in Disordered LN Photonic Crystal Slab Cavities», *ACS Photonics*, doi :10.1021/acsp Photonics.7b00967, p. acsp Photonics.7b00967, ISSN 2330-4022. URL <https://arxiv.org/pdf/1708.07891.pdf><http://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsp Photonics.7b00967>. 147, 148
- [6] SAVONA, V. 2011. «Electromagnetic modes of a disordered photonic crystal», *Physical Review B*, vol. 83, n° 8, doi :10.1103/PhysRevB.83.085301, p. 085 301, ISSN 1098-0121. URL <https://journals.aps.org/prb/pdf/10.1103/PhysRevB.83.085301><https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.085301>.
- [7] VASCO, J. P. et S. HUGHES. 2017. «Statistics of Anderson-localized modes in disordered photonic crystal slab waveguides», *Physical Review B*, vol. 95, n° 22, doi :10.1103/PhysRevB.95.224202, p. 1–11, ISSN 24699969. 148
- [8] HUGHES, S., L. RAMUNNO, J. F. YOUNG et J. E. SIPE. 2005. «Extrinsic Optical Scattering Loss in Photonic Crystal Waveguides : Role of Fabrication Disorder and Photon Group Velocity», *Physical Review Letters*, vol. 94, n° 3, doi :10.1103/PhysRevLett.94.033903, p. 033 903, ISSN 0031-9007. URL <https://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.94.033903><https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.033903>.
- [9] WASLEY, N. A., I. J. LUXMOORE, R. J. COLES, E. CLARKE, A. M. FOX et M. S. SKOLNICK. 2012. «Disorder-limited photon propagation and Anderson-localization in photonic crystal waveguides», *Applied Physics Letters*, vol. 101, n° 5, doi :10.1063/1.4742743, ISSN 00036951. 148
- [10] SCHULZ, S. A., L. O'FAOLAIN, D. M. BEGGS, T. P. WHITE, A. MELLONI et T. F. KRAUSS. 2010. «Dispersion engineered slow light in photonic crystals : a comparison», *Journal of Optics*, vol. 12, n° 10, doi :10.1088/2040-8978/12/10/104004, p. 104 004, ISSN 2040-8986. URL <http://stacks.iop.org/2040-8986/12/i=10/a=104004><http://iopscience.iop.org/article/10.1088/2040-8978/12/10/104004/meta;jsessionid=85B3FBA44D02452006824284E715D898.ip-10-40-1-74/pdf>. 148

Conclusions et perspectives

Dans l'objectif de réaliser un laser pulsé compact et intégré sur puce pour les télécommunications ($\lambda = 1,55 \mu\text{m}$), un concept basé sur l'utilisation de la lumière lente pour atteindre un régime de blocage de modes dans une cavité courte a été étudié dans cette thèse. Notre étude s'est focalisée sur une architecture combinant le report de matériaux III-V sur substrat de bas indice pour l'intégration du milieu à gain et des CP planaires pour l'ingénierie de dispersion permettant d'accéder à une bande faiblement dispersive et à faible vitesse de groupe. Des dispositifs exploitant cette approche ont été conçus, fabriqués et caractérisés pour démontrer, via la réponse spectrale des cavités associées, sa capacité à atteindre le régime de blocage de modes. La configuration choisie, en particulier sa géométrie verticale, se prête à l'intégration future d'un absorbant saturable, comme le graphène, en surface du composant.

La possibilité de créer une bande linéaire à faible vitesse de groupe dans des cavités à CP composés de trous d'air dans une membrane air/InP/silice a été étudiée par simulation. Son indice de groupe peut être contrôlé par l'ingénierie de dispersion, ce qui offre un nouveau levier sur l'intervalle spectral libre du peigne de modes généré par une cavité Fabry-Pérot. À l'aide de simulations PWE 2D et FDTD 3D, trois designs de guides W1 ont pu être optimisés par ingénierie de dispersion pour présenter une bande linéaire à faible vitesse de groupe. Les indices de groupe théoriques du mode guidé, volontairement modestes (entre 16 et 40), restent constants à $\pm 10\%$ sur des largeurs spectrales allant de 10 à 30 nm en fonction de l'indice de groupe visé. Des simulations FDTD 3D de ces cavités verticalement asymétriques (air/InP/silice) ont permis de mettre en avant le rôle prédominant du couplage TE/TM dans les pertes subies par les modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe. À partir d'une longueur de cavité $L > 10 \mu\text{m}$, les facteurs de qualité théoriques restent satisfaisants pour les designs $n_g 30$ et $n_g 40$, avec des valeurs de l'ordre de 10 000. Le design $n_g 15$ semble toutefois subir des pertes supplémentaires liées au recouvrement spectral de la bande linéaire à faible vitesse de groupe avec la bande de valence : certains modes peuvent ainsi voir leur facteur de qualité théorique réduit d'un ordre de grandeur. L'utilisation des trois designs basés sur l'ingénierie de dispersion de

modes lents (n_g15 , n_g30 et n_g40) permet à la fois :

- d'augmenter la longueur effective de la cavité d'un facteur allant de 4 à 11 par rapport à une cavité standard ($n_g \approx 3,5$),
- de générer un peigne de modes équidistants composé de 8 à 9 modes (pour $L \approx 30 \mu\text{m}$) répartis sur des largeurs spectrales de 7 à 21 nm, et
- de contrôler l'intervalle spectral libre du peigne entre 133 GHz et 310 GHz (pour $L \approx 30 \mu\text{m}$).

Ainsi, l'indice de groupe, tout comme la longueur de la cavité, permet de définir le nombre de modes et l'intervalle spectral libre du peigne de modes équidistants. Les valeurs données ici peuvent donc être adaptée en modifiant la longueur de la cavité.

Pour vérifier la validité de cette approche, près de 600 cavités ont été fabriquées dans la plateforme du laboratoire selon les spécifications définies par l'étude numérique. Trois techniques de caractérisation ont été mises en œuvre pour en étudier les propriétés optiques : la photoluminescence en champ lointain, en espace de Fourier et en champ proche. Les modes de cavité ont alors pu être observés et identifiés à l'aide de leur caractéristiques spectrales, spatiales et leur position dans les structures de bandes mesurées. Les spectres en champ lointain ont révélé la présence du peigne de modes équidistants issu de la bande linéaire à faible indice de groupe dans la majorité des cavités fabriquées. On retrouve expérimentalement la possibilité de contrôler l'intervalle spectral libre à partir de la longueur de la cavité et du design :

- n_g30 : $n_g \approx 30 \pm 15\%$ sur 8 nm, avec un intervalle spectral libre variant de 109 à 241 GHz pour des longueurs de 20 à 45 μm .
- n_g40 : $n_g \approx 40 \pm 15\%$ sur 9 nm, avec un intervalle spectral libre de 166 GHz pour une longueur de 20 μm .

Les largeurs spectrales des peignes obtenus dans ces cavités compactes ($< 50 \mu\text{m}$) sont de l'ordre de grandeur de celles des lasers à blocage de modes intégrés publiés dans la littérature et pourraient permettre la génération d'impulsions de l'ordre de la picoseconde. Les mesures de photoluminescence en espace de Fourier ont permis de montrer que ces peignes de modes sont effectivement issus de la bande linéaire à faible vitesse de groupe obtenue pour le mode fondamental symétrique grâce à l'ingénierie de dispersion. Les mesures en champ proches ont montré que les profils spatiaux des modes observés correspondent bien aux modes simulés, malgré la présence de désordre dans le CP induit par les procédés de fabrication. En particulier, les modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe ne semblent pas tellement subir de phénomènes de localisation jusqu'à des indices de groupe d'au moins 30, et des longueurs

de cavité jusqu'à $45\ \mu\text{m}$. Ces résultats contrastent avec ce qui a pu être observé pour les modes très lents proches de la longueur d'onde de coupure, dont l'extension peut être limitée à seulement $10\ \mu\text{m}$. D'autre part, l'effet laser a pu être observé simultanément sur un peigne de modes équidistants constitué de 6 modes. Les seuils mesurés pour ces 6 modes sont proches les uns des autres (entre $3,3\ \text{mW}$ et $4,2\ \text{mW}$ en puissance pic incidente), et un affinement des pics est également constaté (de $1,6\ \text{nm}$ à moins de $150\ \text{pm}$ de largeur à mi-hauteur). Ainsi, un régime de laser à blocage de modes basé sur une cavité L110 ($45,5\ \mu\text{m}$) avec un indice de groupe de 30 pourrait potentiellement produire des impulsions de $1,1\ \text{ps}$ avec une fréquence de répétition de $95\ \text{GHz}$.

Il subsiste toutefois des interrogations quant aux limites de l'approche proposée. Tout d'abord, la variabilité des indices de groupe centraux des bandes linéaires à faible vitesse de groupe observées dans les cavités fabriquées pourrait être due aux différences dans les rayons des trous du CP, qui est difficile à contrôler lors de la fabrication. Par ailleurs, les phénomènes de localisation des modes lents par le désordre, qui ont pu être observés dans la littérature sur les CP, soulèvent la question de l'existence d'une longueur de cavité maximale pour un indice de groupe donné. Toutefois, ces problèmes sont corrélés à la qualité des procédés de fabrication utilisés, qui sont appelés à s'améliorer dans le futur. Ces limites pourraient donc être repoussées au-delà de ce qui a été observé dans ces travaux. Une étude théorique des effets du désordre structurel sur les modes de bande linéaire à faible vitesse de groupe pourraient permettre de mieux comprendre les implications des phénomènes de localisation lors de l'utilisation de l'ingénierie de dispersion de modes lents. En exploitant des indices de groupe modérés (de l'ordre de 30), il semble malgré tout possible de limiter l'impact du désordre jusqu'à des longueurs d'au moins $45,5\ \mu\text{m}$, avec la technologie dont nous disposons aujourd'hui à l'INL, et gagner ainsi un ordre de grandeur sur la longueur des cavités sous-jacentes pour atteindre un régime de laser à blocage de modes.

En perspectives, divers travaux pourront être mis en œuvre pour approfondir les résultats expérimentaux. En particulier, un absorbant saturable devra être intégré aux cavités fabriquées pour étudier le régime de laser à blocage de modes par des méthodes de mesure temporelles. Le graphène représente un candidat potentiel pour ce rôle : le transfert de graphène et son *patterning* ont en effet été développés récemment à l'INL dans le cadre du projet GRAPHICS. Cette intégration permettrait de valider la possibilité d'atteindre un régime de blocage de modes dans les cavités présentant un peigne de modes équidistants. Un point critique est la persistance des modes proches de la longueur d'onde de coupure, à très faible vitesse de groupe, sur les spectres des cavités mesurées. Ces derniers sont en effet favorisés par leur facteur de qualité

théorique et leur densité d'états supérieurs. Néanmoins, ces modes se distinguent des modes d'intérêt par leur extension spatiale dans la cavité allongée, qui reste beaucoup plus courte, une conséquence vraisemblable des phénomènes de localisation par le désordre auxquels ces modes très lents sont particulièrement sensibles. Cette distinction pourrait permettre d'imaginer la mise en œuvre de techniques pour augmenter sélectivement les pertes de ce mode, sans dégrader outre mesure les facteurs de qualité des modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe. Par ailleurs, l'absorption saturable et le régime de blocage de modes pourraient permettre de favoriser l'apparition de l'effet laser pour les modes de la bande linéaire à faible vitesse de groupe au détriment de ces modes de bord de zone de Brillouin. Des mesures temporelles par auto-corrélation pourraient également révéler la présence d'impulsions dans le signal émis par la cavité. Indépendamment de l'intégration de graphène, il serait pertinent d'étudier la propension du peigne de modes équidistants observé en régime laser à soutenir des impulsions, par effet de mélange à quatre ondes entre les différentes dents du peigne par exemple, comme cela a pu être observé pour des lasers mono-section.

Vis-à-vis de l'intégration de ce composant dans des circuits photoniques, les cavités fabriquées au cours de cette thèse ne disposent pas d'un guide de sortie passif. Pour réaliser pleinement l'intégration du dispositif, une méthode permettant de coupler la membrane III-V active à un guide de silicium passif doit être développée pour prendre en compte les contraintes supplémentaires apportées par le régime pulsé. En particulier, le déphasage lors du couplage au guide de sortie doit être constant sur toute la largeur spectrale du peigne de modes équidistants pour conserver les impulsions, et la grande différence de vitesse de groupe entre les modes guidés dans la cavité à CP et le guide silicium standard de sortie doit être prise en compte.

Finalement, certains paramètres n'ont pas été étudiés lors de ces travaux, tels que la position et la longueur du ruban de graphène transféré sur la cavité, mais également la dispersivité résiduelle de la bande linéaire à faible vitesse de groupe. En effet, il existe un compromis entre la largeur de la bande linéaire à faible vitesse de groupe et sa dispersivité. Or, si une plus grande largeur spectrale permet, en théorie, d'obtenir des impulsions plus courtes, la dispersivité plus importante associée pourrait contribuer à élargir les impulsions générées. Pour optimiser plus finement la dispersion et comprendre les effets de la géométrie de l'absorbant saturable, un modèle numérique du fonctionnement du laser à blocage de modes en régime dynamique pourrait être développé.

Pour conclure, la miniaturisation des lasers à blocage de modes proposée dans cette approche, basée sur la lumière lente, pourrait ouvrir la voie à la réalisation de circuits photoniques totalement intégrés. Ces derniers pourraient contribuer à répondre aux besoins toujours crois-

sants des réseaux de télécommunication.

Annexe A

Méthodes de simulations

A.1 Plane Wave Expansion

La PWE a été utilisée dans la section 2.3.3 pour l'étude préliminaire 2D de l'influence des paramètres s_1 et s_2 de l'ingénierie de dispersion. Les simulations sont réalisées à l'aide du logiciel RSoft BandSOLVE. Cette méthode fournit le diagramme de bandes de la structure simulée ainsi que les cartographies des modes associés. Elle repose sur la résolution de l'équation des modes sous la forme d'un problème d'optimisation. Les solutions sont recherchées sous la forme d'ondes de Bloch tronquées (dont le nombre d'harmoniques a été limité) dont le vecteur d'onde est fixé. Le nombre d'harmoniques considérées définit également la résolution spatiale de la simulation. Le vecteur d'onde est balayé dans la première zone de Brillouin pour construire le diagramme de bandes. Seules les conditions aux limites périodiques sont disponibles en PWE 2D, la zone de simulation est donc répétée suivant les deux vecteurs de base définis.

La figure A.1a présente la zone de simulation utilisée pour calculer la dispersion des guides W1 pour l'ingénierie de dispersion. Elle est définie par deux vecteurs de base \vec{a}_1 et \vec{a}_2 correspondant respectivement à la période a dans la direction ΓK et à la distance entre les rangées de trous $\frac{\sqrt{3}}{2}a$ dans la direction perpendiculaire. Du fait des conditions aux limites périodiques, la structure simulée correspond en réalité à un réseau de guides W1 parallèles (figure A.1b). Pour prévenir tout couplage entre les guides simulés, 10 rangées de trous sont placées de part et d'autre du défaut linéique dans la zone de simulation. La résolution est fixée à 16 points dans la direction du guide ΓK et 256 points dans la direction perpendiculaire pour obtenir un pas spatial d'environ 30 nm dans les deux directions. L'indice effectif de la membrane air/InP/silice à $1,55 \mu\text{m}$ est utilisé pour le matériau et l'indice des trous est fixé à 1.

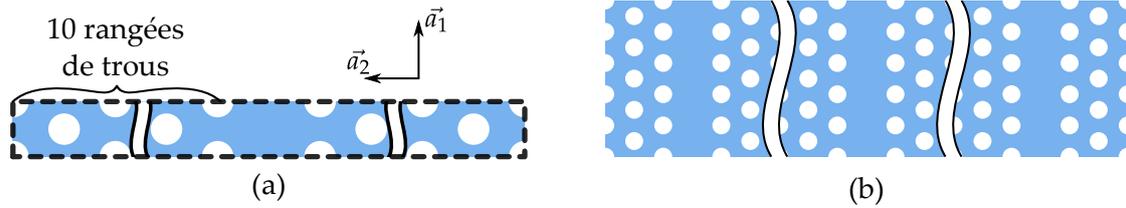


FIGURE A.1 – (a) Zone de simulation utilisée en PWE 2D. Les traits noirs pointillés représentent les conditions aux limites périodiques. Les vecteurs de base \vec{a}_1 et \vec{a}_2 correspondent respectivement à la période a dans la direction ΓK et à la distance entre les rangées de trous $\frac{\sqrt{3}}{2}a$ dans la direction perpendiculaire. (b) Structure effectivement simulée.

Les modes guidés étant confinés dans la direction (Oy) , leur dispersion ne dépend pas de k_y . Il est donc possible de calculer uniquement le diagramme de bande pour $k_y = 0$, c'est-à-dire dans la direction ΓK . Pour pouvoir superposer les modes du CP (bande de valence, bande de conduction, ...) et faire apparaître la BIP, son diagramme de bandes est calculé sur l'ensemble de la première zone de Brillouin, puis projeté sur le plan $k_y = 0$.

A.2 Finite Difference Time Domain

Les simulations FDTD sont basées sur la résolution directe des équations de Maxwell par la méthode des différences finies centrées. Le temps et l'espace de simulation sont discrétisés pour approximer les dérivées spatiales et temporelles des équations de Maxwell. La FDTD calcule l'évolution du champ électromagnétique dans le domaine temporel quelle que soit sa polarisation. Les caractéristiques spectrales des structures simulées peuvent ensuite être déduites à l'aide de la TF du signal temporel obtenu. Les simulations sont effectuées à l'aide du logiciel Lumerical FDTD Solutions. Il incorpore une base de données comprenant les dispersions des matériaux usuels de la photonique, dont l'InP (« *InP - Palik* ») et la silice (« *SiO2 (Glass) - Palik* ») utilisées dans ces travaux. Le matériau « *etch* » permet de réaliser les trous d'air dans la membrane d'InP. Les structures à CP présentées dans les sections suivantes (guide W1 et cavités LN à ingénierie de dispersion) sont créées à l'aide d'un script Lumerical. Les sections suivantes présentent les détails des paramètres de simulation utilisés dans l'étude approfondie de l'ingénierie de dispersion (section 2.3.3) et dans l'étude des caractéristiques spectrales des cavités LN (section 2.4). Les paramètres de ces simulations sont rassemblés dans le tableau A.1, à la fin de cette annexe.

A.2.1 Calculs de diagrammes de dispersion en FDTD

Conditions aux limites de Bloch

Pour obtenir le diagramme de dispersion d'une structure périodique par simulation FDTD, il est nécessaire de sélectionner les modes de Bloch se propageant dans la zone de simulation en fonction de leur vecteur d'onde. Chaque simulation permet alors d'obtenir les fréquences des modes correspondant à un vecteur d'onde donné à partir du spectre calculé. En répétant cette simulation pour l'ensemble des vecteurs d'onde désirés, il est possible de construire le diagramme de bandes de la structure simulée. Cette filtration est réalisée à l'aide de conditions aux limites de Bloch.

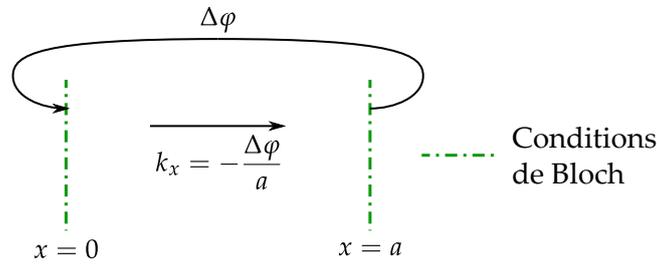


FIGURE A.2 – Illustration du fonctionnement des conditions aux limites de Bloch (en vert). Seules les ondes de Bloch de vecteur d'onde $k_x = -\frac{\Delta\varphi}{a}$ peuvent se propager dans la zone de simulation.

Pour illustrer leur fonctionnement, considérons le cas d'une structure périodique unidirectionnelle (telle que le guide W1). La zone de simulation est représentée sur la figure A.2. Des conditions aux limites de Bloch sont placées en $x = 0$ et $x = a$ pour contrôler le vecteur d'onde k_x dans la direction (Ox) du guide. Ce type de condition aux limites impose un déphasage constant $\Delta\varphi \in]-\pi; \pi]$ entre les deux extrémités concernées. En contrôlant la valeur de ce déphasage, il est possible de sélectionner les vecteurs d'onde des ondes de Bloch pouvant se propager dans la zone de simulation. En effet, considérons une onde de Bloch de vecteur d'onde k_x :

$$E_{k_x}(x) = uk_x(x)e^{ik_x x}$$

Les conditions aux limites de Bloch se réexpriment alors sous la forme :

$$\begin{aligned} E_{k_x}(0) = E_{k_x}(a)e^{i\Delta\varphi} &\Leftrightarrow uk_x(0)e^{ik_x \times 0} = \underbrace{uk_x(a)}_{=uk_x(0)} e^{i(k_x a + \Delta\varphi)} \\ &\Leftrightarrow e^{i(k_x a + \Delta\varphi)} = 1 \Leftrightarrow k_x a + \Delta\varphi = 2p\pi, p \in \mathbb{Z} \\ &\Leftrightarrow k_x = \frac{2p\pi - \Delta\varphi}{a} \end{aligned}$$

L'unique vecteur d'onde de la première zone de Brillouin satisfaisant la condition aux limites de Bloch est donc $k_x = -\frac{\Delta\varphi}{a}$.

Calcul de la dispersion d'un guide W1

Pour calculer la dispersion des modes guidés des W1 à ingénierie de dispersion, la zone de simulation présentée figure A.3 est utilisée. Des conditions aux limites de Bloch sont placées dans la direction du guide (Ox) pour contrôler le vecteur d'onde des modes guidés simulés. Dans les directions (Oy) et (Oz), les conditions aux limites sont des Perfectly Matched Layer (PML) permettant d'absorber tout photon fuyant de la structure. Le profil « *stabilized* » des PML est utilisé pour éviter les divergences liés aux photons en incidence rasante¹. La zone de simulation mesure une période a dans la direction (Ox), $(2R + 4)\frac{\sqrt{3}}{2}a$ dans la direction (Oy) (R est le nombre de rangées de trous de part et d'autre du défaut linéique) et $3e_{InP}$ dans la direction (Oz) (e_{InP} est l'épaisseur de la membrane d'InP).

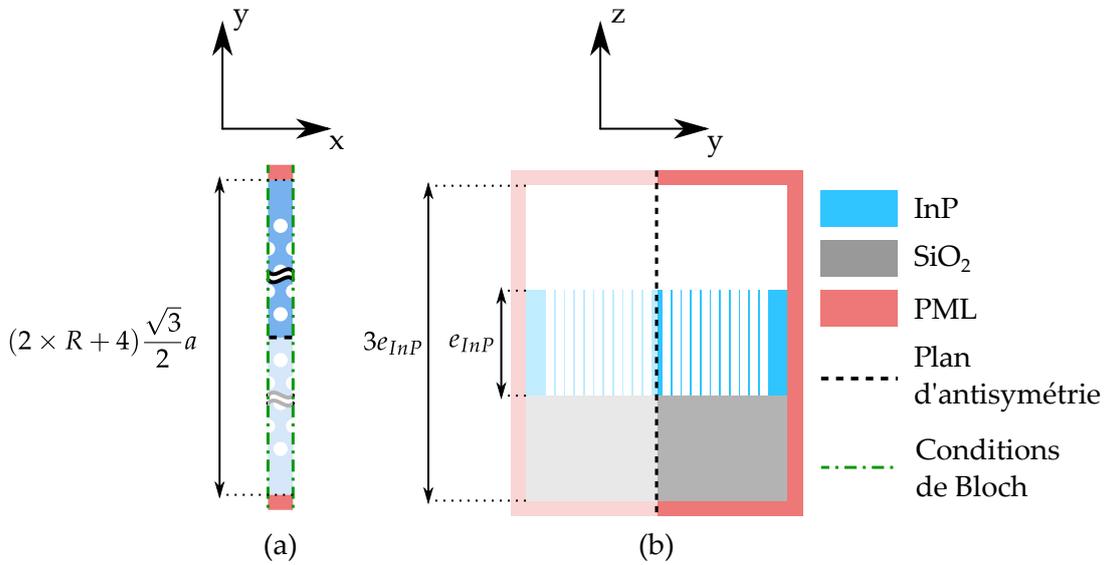


FIGURE A.3 – Zone de simulation FDTD 3D pour les W1. La zone éclaircie représente la zone non simulée grâce à la prise en compte du plan d'antisymétrie du mode guidé fondamental représenté en pointillé. R représente le nombre de rangées de trous de part et d'autre du défaut linéique.

Pour exciter la structure, un nuage de dipôles magnétiques orientés dans la direction (Oz) sont placés aléatoirement dans le guide, au centre de la membrane. Cela permet de s'assurer un recouvrement non-nul entre les sources et les modes de la structure. De même, un nuage de moniteurs ponctuels sont répartis aléatoirement dans le guide. Les spectres calculés en ces points sont ensuite additionnés pour produire le spectre final. Pour ne pas prendre en compte l'émission directe des sources et éviter les problèmes de fenêtrage dans le calcul des spectres,

1. En effet, les photons liés aux pertes des modes proches de la ligne de lumière quittent la structure avec un angle rasant, ce qui induit des instabilités dans les PML de profil standard en $z = \pm z_{max}$.

le signal temporel est apodisé avant l'application de la transformée de Fourier. La fonction d'apodisation f_{apod} utilisée est donnée par l'équation A.1, avec un temps central de $t_{centre} = 0,5t_{sim}$ et une durée de $\Delta t = 0,125t_{sim}$, où t_{sim} est la durée simulée.

$$f_{apod}(t) = \exp \left[- \left(\frac{t - t_{centre}}{2\Delta t} \right)^2 \right] \quad (\text{A.1})$$

Le maillage comprend 32 cellules par période² du guide dans la direction (Ox), soit un pas de $\approx 12,9$ nm (période $a = 414$ nm) et 32 cellules par rangée de trous dans la direction perpendiculaire (Oy), soit un pas de 11,2 nm ($a\frac{\sqrt{3}}{2} = 358,5$ nm). La durée simulée est fixée à 7 ps pour obtenir des bandes fines et lisibles en conservant un temps de calcul raisonnable. Le pas temporel est fixé à 99 % de la limite de stabilité, soit environ 25 as dans ces simulations. À l'aide de la condition aux limites antisymétrique, il est possible de tirer profit du plan de symétrie (xOz) de la cartographie H_z mode guidé fondamental que l'on cherche à simuler pour réduire le volume de la zone de simulation d'un facteur deux. Ainsi, l'amplitude du champ électromagnétique dans la zone éclaircie sur la figure A.3 est déduite du plan d'antisymétrie du mode.

Finalement, des moniteurs spatiaux permettent de calculer les cartographies à différentes fréquences par TF temporelle. Ils sont placés parallèlement au plan (xOy) de la membrane, en son centre, et 10 nm et 50 nm au-dessus de sa surface. Les fréquences des cartographies sont uniformément réparties sur une plage spectrale réglable. Les cartographies aux fréquences les plus proches des modes observés sont ensuite sélectionnées.

A.2.2 Calcul de la réponse spectrale des cavités LN

La figure A.4 présente la zone de simulation pour les calculs de réponse spectrale des cavités LN à ingénierie de dispersion. Ces simulations diffèrent des simulations de guide W1 principalement par l'utilisation de PML pour toutes les limites. Le plan d'antisymétrie (xOz) des modes de cavité est également prise en compte. La taille de la zone de simulation dans le plan (xOy) est adaptée à la cavité LN en fonction du nombre de rangées du CP R : (Ox) $L + (2R + 5)a$, (Oy) $(2R + 4)\frac{\sqrt{3}}{2}a$. Dans la direction (Oz), la hauteur de la zone de simulation est maintenue à 4 fois l'épaisseur de la membrane d'InP e_{InP} . Le maillage et le pas temporel sont identiques aux simulations de guides W1 (32 cellules par période, 99 % de la limite de stabilité). La durée simulée varie entre 20 ps et 80 ps en fonction de la résolution spectrale recherchée. Les sources

2. Il est important que la période du CP soit un multiple du pas du maillage pour ne pas compromettre la périodicité de la structure après discrétisation.

sont réparties aléatoirement dans le défaut linéique sur 5 plans équidistants de 15 nm pour correspondre aux emplacements des QDash des structures fabriquées (1 par période et par plan). Les moniteurs sont placés aléatoirement dans le plan (xOy), au centre de la membrane (2 par période). La fonction d'apodisation est identique (A.1), mais les paramètres utilisés sont différents ($t_{centre} = 0,75t_{sim}$ et $\Delta t = 0,3t_{sim}$).

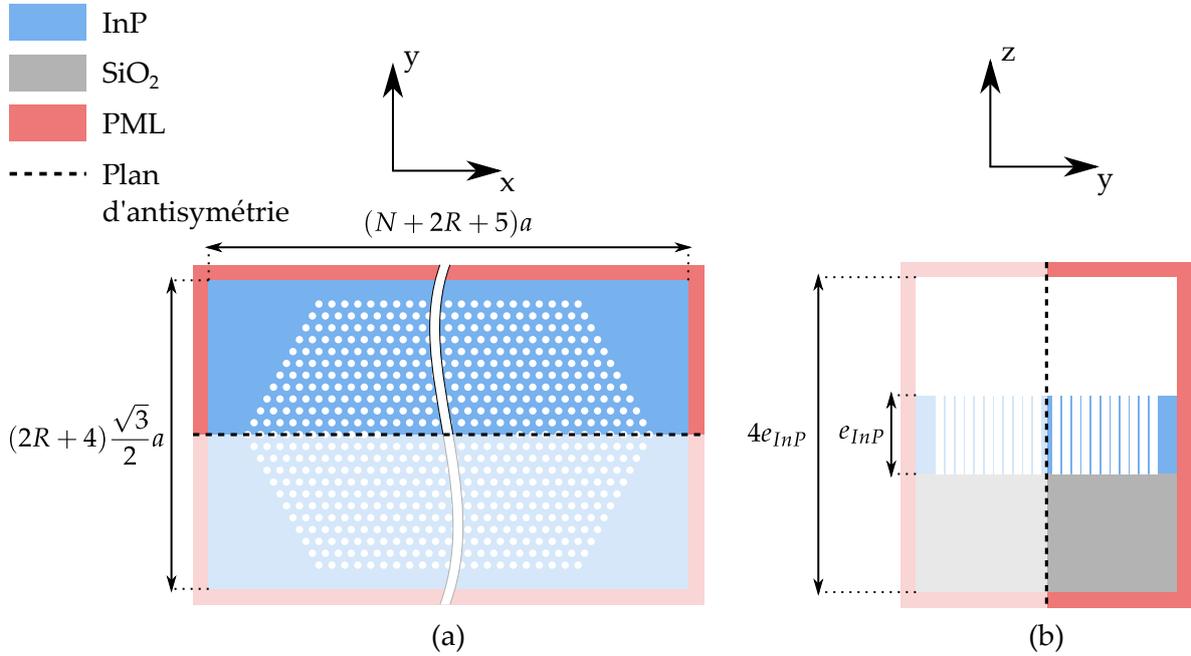


FIGURE A.4 – Zone de simulation FDTD 3D pour les cavités LN. La zone éclaircie représente la zone non simulée grâce à la prise en compte du plan d'antisymétrie du mode guidé fondamental représenté en pointillé.

Paramètres	Guide W1	Cavité LN
Nombre de rangées de trous (R)	11	11
Nombre de trous omis (N)	/	$1 < N < 110$
(Ox)	a	$(N + 2R + 5)a$
Taille de la zone de simulation (Oy)	$(2R + 4) \frac{\sqrt{3}}{2} a$	$(2R + 4) \frac{\sqrt{3}}{2} a$
(Oz)	$3e_{InP}$	$4e_{InP}$
x_{min}/x_{max}	Bloch	PML
Conditions aux limites y_{min}/y_{max}	Antisymétrique/PML	Antisymétrique/PML
z_{min}/z_{max}	PML	PML
Profil des PML	<i>stabilized</i>	<i>stabilized</i>
Maillage	32 cellules par période	32 cellules par période
Durée simulée	7 ps	entre 20 ps et 80 ps
Pas temporel	$0,99\Delta t_{lim}$	$0,99\Delta t_{lim}$
Sources	Dipôles magnétiques	Dipôles magnétiques
(Ox)	Aléatoire ($-0,6a < x < 0,6a$)	Aléatoire ($-L/2 < x < L/2$)
Position (Oy)	Aléatoire ($-0,6 \frac{\sqrt{3}}{2} a < x < 0,6 \frac{\sqrt{3}}{2} a$)	Aléatoire ($0 < x < 0,3 \frac{\sqrt{3}}{2} a$)
(Oz)	Centre de la membrane	5 plans distants de 15 nm au centre de la membrane
Nombre de sources	10	1 par période et par plan
Nombre de moniteurs	10	2 par période

TABLEAU A.1 – Paramètres des simulations FDTD 3D pour les calculs de dispersion des guides W1 à ingénierie de dispersion et les réponses spectrales des cavités LN. a est la période du CP, R le nombre de rangées autour du défaut linéique, N le nombre de trous omis pour former la cavité et $L = N \times a$ la longueur de la cavité.

Annexe B

Effet du masque dur et reproductibilité de la fabrication

Pour évaluer l'effet du masque dur, les spectres correspondant à 5 cavités L110-D3-r118nm-ng30 ont été mesurés avant et après son retrait (présenté section 3.1.3). Ces spectres sont présentés sur la figure B.1.

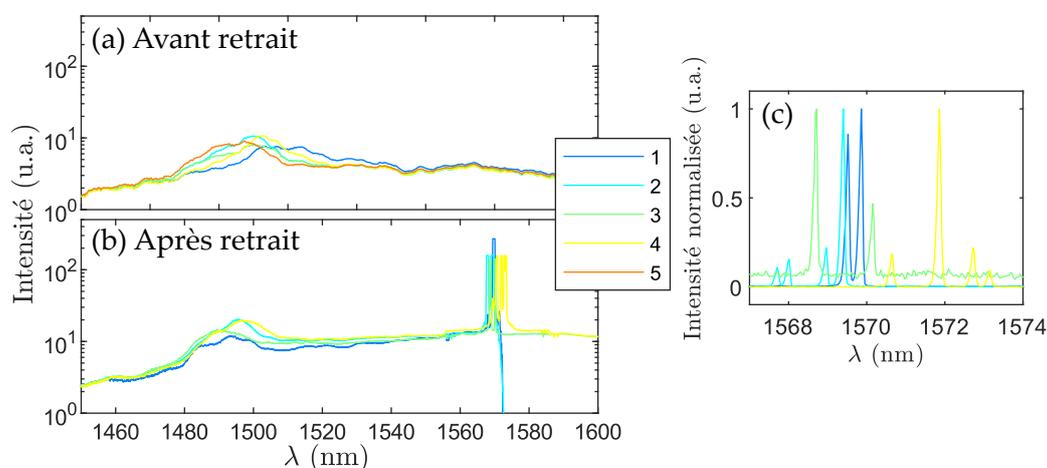


FIGURE B.1 – Étude d'une série de 5 cavités nominale-ment identiques (L110-D3-r118nm-ng30, 1 à 5) fabriquées avec les mêmes paramètres. Les spectres présentés ont été mesurés (a) avant et (b) après le retrait du masque dur de silice. (c) Zoom sur les modes intenses apparus après le retrait du masque dur.

Avant le retrait du masque dur, seul un signal de photoluminescence large s'étalant de 1470 à 1510 nm est observable sur toutes les cavités. Par comparaison aux simulations effectuées sur ces structures, ce signal est attribué au mode guidé antisymétrique. Ce mode s'étend donc sur la même plage spectrale pour toutes les cavités, malgré une légère différence pour la cavité 1. Notons que le mode symétrique, attendu autour de 1570 nm, n'est apparu clairement sur aucun de ces spectres. Cette étude a pu être reproduite pour les géométries n_g30 et n_g40 , les

doses 3 et 3,5 et les rayons 110 nm et 118 nm avec des résultats similaires.

Après le retrait du masque dur, des raies supplémentaires très intenses, qui dépassent en intensité le signal précédent toujours visible, apparaissent autour de 1570 nm. Ces raies sont attribuées à la signature du mode fondamental symétrique, et en particulier à la fréquence de coupure de ce mode autour de $k = \pi/a$. L'apparition du mode symétrique après le retrait du masque dur semble indiquer qu'il est une source importante de pertes. Il est possible que du carbone ait été implanté lors de la gravure d'InP, ce qui augmenterait l'absorption résiduelle dans cette couche de silice. La qualité de la surface du masque pourrait également être altérée lors de la gravure, entraînant des rugosités à même de dégrader le facteur de qualité des modes, donc leur intensité sur le signal de photoluminescence. Le mode antisymétrique étant situé partiellement au-dessus de la ligne de lumière, son observation reste possible malgré les pertes supplémentaires. La figure B.1c montre un zoom autour de la zone d'observation du mode symétrique à 1570 nm après retrait HSQ. La finesse et l'intensité des modes observés sont caractéristiques de l'émission stimulée. Par ailleurs, la position de ce dernier varie de 1569,3 à 1573,3 nm entre les différentes cavités présentées, c'est à dire seulement 4 nm d'écart. Ces cavités étant nominalelement identiques, cela indique la reproductibilité de la fabrication.

On peut évaluer l'effet de la présence du masque dur sur la fréquence des modes à partir de la position en longueur d'onde du mode antisymétrique sur les figures B.1a et b. On observe expérimentalement une réduction de 15 nm environ après le retrait de la HSQ. En remplaçant la silice d'indice 1,44 par de l'air, on s'attend effectivement, d'après le principe variationnel, à une diminution de la longueur d'onde des modes. Des simulations FDTD 3D prévoient entre 4 nm et 5 nm de variation selon le mode étudié pour une épaisseur de 160 nm de silice, soit trois fois moins que les valeurs mesurées. Il faut toutefois prendre en compte la largeur de la bosse observée qui limite la précision de la mesure des longueurs d'onde.

Pour conclure, le masque dur est une source importante de pertes pour le mode symétrique. Malgré les risques potentiels liés à l'utilisation du BOE sur les structures collées (section 3.1.3), il semble indispensable de retirer le masque dur dans l'objectif d'atteindre l'effet laser.

Annexe C

Génération des masques de lithographie

Cette annexe développe la méthode utilisée pour créer les masques de lithographie électronique pour la fabrication des cavités LN à l'aide du logiciel Clewin 5. La résine HSQ utilisée étant négative, la zone à insoler est le complémentaire des trous du CP. Clewin permet de réaliser le masque pour résine positive, puis de l'inverser, mais l'ordre dans lequel la cavité est insolée provoque de grands mouvements du faisceau d'électrons, ce qui augmente le risque d'erreur lors de la lithographie. Pour pallier ce problème, les masques sont créés motif par motif. Ces motifs, générés par MATLAB, sont présentés figure C.1. Chaque motif contient le masque déjà inversé d'une cellule unitaire du CP, constitué de deux polygones (en rouge et en bleu sur la figure). Ces motifs sont ensuite assemblés pour créer les masques des cavités. L'ordre d'écriture lors de la lithographie correspond à l'ordre de création des motifs, ce qui permet de minimiser les déplacements du faisceau.

Pour éviter l'apparition d'une zone non insolée entre les cellules élémentaires, les motifs sont étendus pour obtenir un recouvrement entre les cellules voisines. Les motifs sont agrandis de 3% de la taille du motif. Le résultat obtenu est présenté figure C.2a. Les masques de cavité LN sont finalement créés dans Clewin à l'aide d'un script MATLAB respectant l'ordre d'écriture choisi. La figure C.2b montre le masque généré et l'ordre d'écriture.

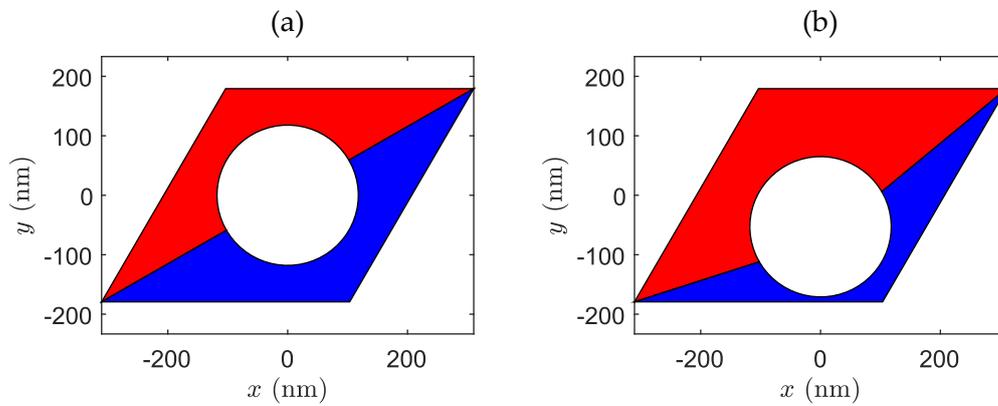


FIGURE C.1 – Masque correspondant à une cellule élémentaire du CP. Les deux polygones constituant la cellule élémentaire sont représentés en bleu et en rouge. Le trou peut être (a) centré dans la cellule ou (b) déplacé verticalement pour l'ingénierie de dispersion (paramètres s_1 et s_2). Le schéma (b) correspond à un déplacement de 53 nm.

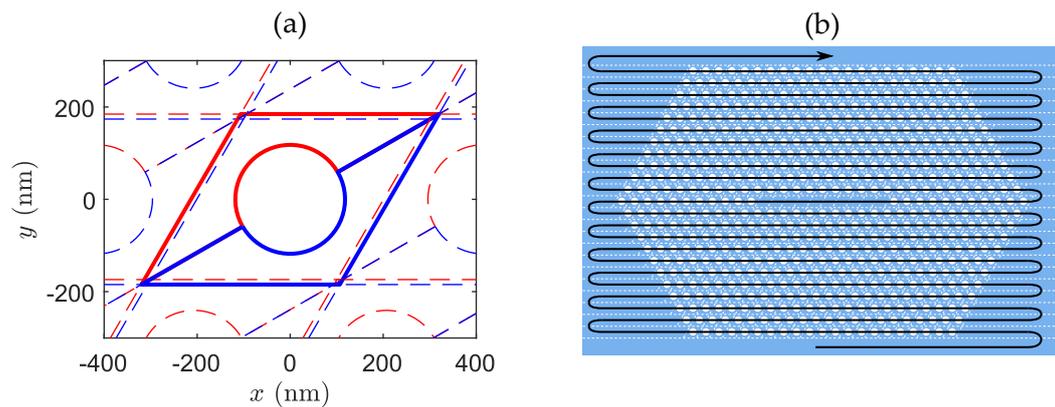


FIGURE C.2 – (a) Recouvrement des cellules élémentaires. (b) Ordre d'écriture imposé.

Annexe D

Échantillons fabriqués

D.1 B121 - H_{QW1}

— Caractéristiques :

— Hétérostructure C2065 (4 QW - 235 nm)

— Lithographié le 29/03/2017 - Inversion Clewin

— Structures fabriquées :

— Doses 2 ; 2,5 ; 3 ; 3,5 ; 4 ; 4,5 ; 5 et 5,5

— L73

— designs W1 et n_g30

— Rayons 118 nm ; 124 nm et 130 nm pour n_g30 et 118 nm pour W1

— Période 414 nm

(+ carré de réflectivité)

ANNEXE D. ÉCHANTILLONS FABRIQUÉS

	Dose 2	Dose 2,5	Dose 3	Dose 3,5	Dose 4	Dose 4,5	Dose 5	Dose 5,5	
r= 118 nm	—	—	—	—	—	—	—	—	W1
r= 118 nm	—	—	—	—	—	—	—	—	} n_g30
r= 124 nm	—	—	—	—	—	—	—	—	
r= 130 nm	—	—	—	—	—	—	—	—	
									

D.2 B127

— Caractéristiques :

— Hétérostructure C2407 (1 plan de QDash - 300 nm)

— Lithographié le 26/07/2017 - Masques Matlab sans recouvrement des motifs

— Structures fabriquées :

— Doses 2,5 ; 3 et 3,5

— L1, L5, L73 et L110 pour W1 et L50, L73 et L110 pour n_g30

— designs W1 et n_g30

— Rayons 110 nm et 118 nm

— Période 414 nm

(+ carré de réflectivité)

	23 L73 r118nm Dose 3.5	24 L110 r118nm Dose 3.5		35 L50 r118nm NG30 Dose 3.5	36 L73 r118nm NG30 Dose 3.5	47 L110 r118nm NG30 Dose 3.5	48 square 100 Dose 3.5
	22 L73 r118nm Dose 3	25 L110 r118nm Dose 3		34 L50 r118nm NG30 Dose 3	37 L73 r118nm NG30 Dose 3	46 L110 r118nm NG30 Dose 3	
	21 L73 r118nm Dose 2.5	26 L110 r118nm Dose 2.5		33 L50 r118nm NG30 Dose 2.5	38 L73 r118nm NG30 Dose 2.5	45 L110 r118nm NG30 Dose 2.5	
	20 L73 r110nm Dose 3.5	27 L110 r110nm Dose 3.5		32 L50 r110nm NG30 Dose 3.5	39 L73 r110nm NG30 Dose 3.5	44 L110 r110nm NG30 Dose 3.5	
	19 L73 r110nm Dose 3	28 L110 r110nm Dose 3		31 L50 r110nm NG30 Dose 3	40 L73 r110nm NG30 Dose 3	43 L110 r110nm NG30 Dose 3	
	18 L73 r110nm Dose 2.5	29 L110 r110nm Dose 2.5		30 L50 r110nm NG30 Dose 2.5	41 L73 r110nm NG30 Dose 2.5	42 L110 r110nm NG30 Dose 2.5	
5 L1 r118nm Dose 3.5	6 L5 r118nm Dose 3.5	17 L50 r118nm Dose 3.5					
4 L1 r118nm Dose 3	7 L5 r118nm Dose 3	16 L50 r118nm Dose 3					
3 L1 r118nm Dose 2.5	8 L5 r118nm Dose 2.5	15 L50 r118nm Dose 2.5					
2 L1 r110nm Dose 3.5	9 L5 r110nm Dose 3.5	14 L50 r110nm Dose 3.5					
1 L1 r110nm Dose 3	10 L5 r110nm Dose 3	13 L50 r110nm Dose 3					
0 L1 r110nm Dose 2.5	11 L5 r110nm Dose 2.5	12 L50 r110nm Dose 2.5					

D.3 B129

— Caractéristiques :

— Hétérostructure C2407 (1 plan de QDash - 300 nm)

— Lithographié le 20/10/2017 - Masques Matlab sans recouvrement des motifs

— Structures fabriquées :

— Doses 3 ; 3,5 ; 4 ; 4,5 et 5

— L50, L73 et L110 (+L5 W1)

— Designs W1, n_g15 et n_g30

— Rayons 110 nm et 118 nm

— Période 414 nm

(+ carré de réflectivité)

D.4 B130 - H_{QD}

— Caractéristiques :

- Hétérostructure C2396 (5 plans de QDash - 300 nm)
- Lithographié le 26/01/2018 - Masques Matlab avec recouvrement des motifs (3 %)
- Introduction des cavités à réseau quadruple période
- Retrait HSQ (15 s BOE)

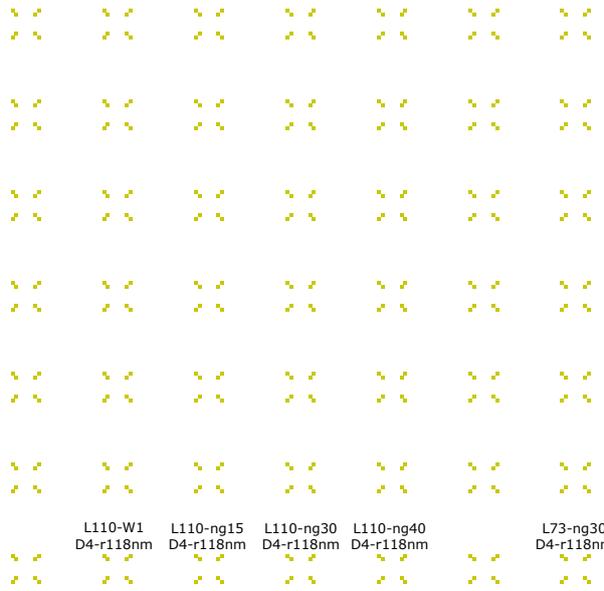
— Structures fabriquées :

- Doses 3 ; 3,5 et 4
- L50, L73, L110 et L110QP
- designs W1, n_g 15, n_g 30 et n_g 40
- Rayons 110 nm et 118 nm
- Période 414 nm

(+ carré de réflectivité)

SIZE 100 - PERIOD 300

SIZE 200 - PERIOD 300

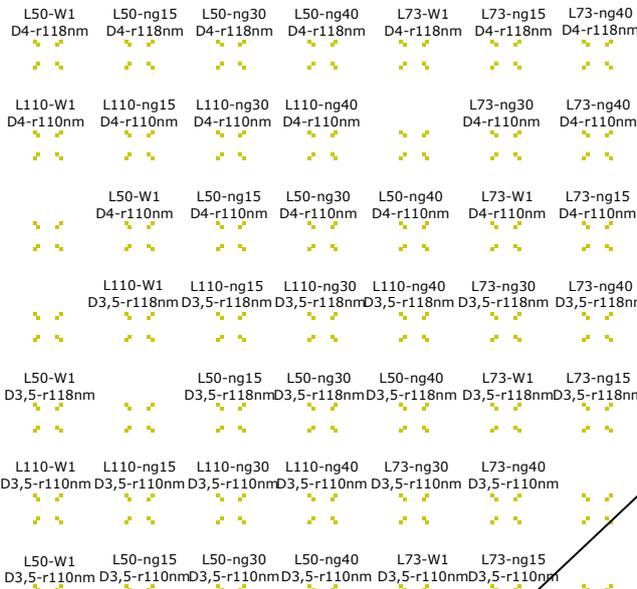


Carré de réflectivité

L110QP-W1 D4-r118nm
L110QP-ng15 D4-r118nm
L110QP-ng30 D4-r118nm
L110QP-ng40 D4-r118nm

SIZE 100 - PERIOD 300

SIZE 200 - PERIOD 300



L110QP-W1 D3,5-r118nm
L110QP-W1 D4-r110nm
L110QP-ng15 D4-r110nm
L110QP-ng30 D4-r110nm
L110QP-ng40 D4-r110nm

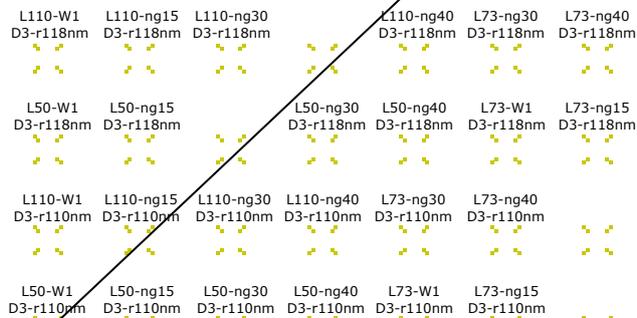
L110QP-ng15 D3,5-r118nm
L110QP-ng30 D3,5-r118nm

L110QP-W1 D3-r118nm
L110QP-ng15 D3-r118nm
L110QP-ng30 D3-r118nm
L110QP-ng40 D3-r118nm

L110QP-W1 D3-r110nm
L110QP-ng15 D3-r110nm
L110QP-ng30 D3-r110nm
L110QP-ng40 D3-r110nm

SIZE 100 - PERIOD 300

SIZE 200 - PERIOD 300



D.5 B131

- Caractéristiques :
 - Hétérostructure C2396 (5 plans de QDash - 300 nm)
 - Lithographié le 12/01/2018 - Masques Matlab sans recouvrement des motifs
 - Cavités orientées à 0° ; 45° et 90°
 - Structures fabriquées :
 - Doses 3 ; 3,5 et 4
 - L50, L73 et L110
 - designs W1, n_g15 , n_g30 et n_g40
 - Rayons 110 nm et 118 nm
 - Période 414 nm
 - Orientations 0° ; 45° et 90° pour les L73- n_g30 uniquement
- (+ carré de réflectivité)

							square 100 Dose 3.5
↖ L73 ↗ r110nm NG30 Dose 4	↖ L73 ↗ r110nm NG30 45deg Dose 4	↖ L73 ↗ r110nm NG30 90deg Dose 4	↖ L73 ↗ r118nm NG30 Dose 4	↖ L73 ↗ r118nm NG30 45deg Dose 4	↖ L73 ↗ r118nm NG30 90deg Dose 4		

SIZE 200 - PERIOD 300

		↖ L73 ↗ r110nm NG30 Dose 3	↖ L73 ↗ r110nm NG30 45deg Dose 3	↖ L73 ↗ r110nm NG30 90deg Dose 3	↖ L73 ↗ r118nm NG30 Dose 3	↖ L73 ↗ r118nm NG30 45deg Dose 3	↖ L73 ↗ r118nm NG30 90deg Dose 3
		↖ L73 ↗ r110nm NG30 Dose 3.5	↖ L73 ↗ r110nm NG30 45deg Dose 3.5	↖ L73 ↗ r110nm NG30 90deg Dose 3.5	↖ L73 ↗ r118nm NG30 Dose 3.5	↖ L73 ↗ r118nm NG30 45deg Dose 3.5	↖ L73 ↗ r118nm NG30 90deg Dose 3.5
↖ L110 ↗ r118nm Dose 4	↖ L110 ↗ r118nm NG15 Dose 4	↖ L110 ↗ r118nm NG30 Dose 4	↖ L110 ↗ r118nm NG40 Dose 4			↖ L73 ↗ r118nm NG30 Dose 4	↖ L73 ↗ r118nm NG40 Dose 4
↖ L50 ↗ r118nm Dose 4	↖ L50 ↗ r118nm NG15 Dose 4	↖ L50 ↗ r118nm NG30 Dose 4	↖ L50 ↗ r118nm NG40 Dose 4			↖ L73 ↗ r118nm Dose 4	↖ L73 ↗ r118nm NG15 Dose 4
↖ L110 ↗ r110nm Dose 4	↖ L110 ↗ r110nm NG15 Dose 4	↖ L110 ↗ r110nm NG30 Dose 4	↖ L110 ↗ r110nm NG40 Dose 4			↖ L73 ↗ r110nm NG30 Dose 4	↖ L73 ↗ r110nm NG40 Dose 4
↖ L50 ↗ r110nm Dose 4	↖ L50 ↗ r110nm NG15 Dose 4	↖ L50 ↗ r110nm NG30 Dose 4	↖ L50 ↗ r110nm NG40 Dose 4			↖ L73 ↗ r110nm Dose 4	↖ L73 ↗ r110nm NG15 Dose 4
↖ L110 ↗ r118nm Dose 3.5	↖ L110 ↗ r118nm NG15 Dose 3.5	↖ L110 ↗ r118nm NG30 Dose 3.5	↖ L110 ↗ r118nm NG40 Dose 3.5			↖ L73 ↗ r118nm NG30 Dose 3.5	↖ L73 ↗ r118nm NG40 Dose 3.5

SIZE 200 - PERIOD 300

↖ L50 ↗ r118nm Dose 3.5	↖ L50 ↗ r118nm NG15 Dose 3.5	↖ L50 ↗ r118nm NG30 Dose 3.5	↖ L50 ↗ r118nm NG40 Dose 3.5			↖ L73 ↗ r118nm Dose 3.5	↖ L73 ↗ r118nm NG15 Dose 3.5
↖ L110 ↗ r110nm Dose 3.5	↖ L110 ↗ r110nm NG15 Dose 3.5	↖ L110 ↗ r110nm NG30 Dose 3.5	↖ L110 ↗ r110nm NG40 Dose 3.5			↖ L73 ↗ r110nm NG30 Dose 3.5	↖ L73 ↗ r110nm NG40 Dose 3.5
↖ L50 ↗ r110nm Dose 3.5	↖ L50 ↗ r110nm NG15 Dose 3.5	↖ L50 ↗ r110nm NG30 Dose 3.5	↖ L50 ↗ r110nm NG40 Dose 3.5			↖ L73 ↗ r110nm Dose 3.5	↖ L73 ↗ r110nm NG15 Dose 3.5
↖ L110 ↗ r118nm Dose 3	↖ L110 ↗ r118nm NG15 Dose 3	↖ L110 ↗ r118nm NG30 Dose 3	↖ L110 ↗ r118nm NG40 Dose 3			↖ L73 ↗ r118nm NG30 Dose 3	↖ L73 ↗ r118nm NG40 Dose 3
↖ L50 ↗ r118nm Dose 3	↖ L50 ↗ r118nm NG15 Dose 3	↖ L50 ↗ r118nm NG30 Dose 3	↖ L50 ↗ r118nm NG40 Dose 3			↖ L73 ↗ r118nm Dose 3	↖ L73 ↗ r118nm NG15 Dose 3
↖ L110 ↗ r110nm Dose 3	↖ L110 ↗ r110nm NG15 Dose 3	↖ L110 ↗ r110nm NG30 Dose 3	↖ L110 ↗ r110nm NG40 Dose 3			↖ L73 ↗ r110nm NG30 Dose 3	↖ L73 ↗ r110nm NG40 Dose 3
↖ L50 ↗ r110nm Dose 3	↖ L50 ↗ r110nm NG15 Dose 3	↖ L50 ↗ r110nm NG30 Dose 3		↖ L50 ↗ r110nm NG40 Dose 3	↖ L73 ↗ r110nm Dose 3	↖ L73 ↗ r110nm NG15 Dose 3	

B131

D.6 B134 - H_{QW2}

— Caractéristiques :

- Hétérostructure C2394 (4 QW - 324 nm)
- Lithographié le 09/03/2018 - Masques Matlab avec recouvrement des motifs (3 %)
- Cavités tournées de 45°
- Cavités QP à 9 rangées de trous
- Cavités simple période reproduites 5 fois
- Retrait HSQ (15 s BOE)

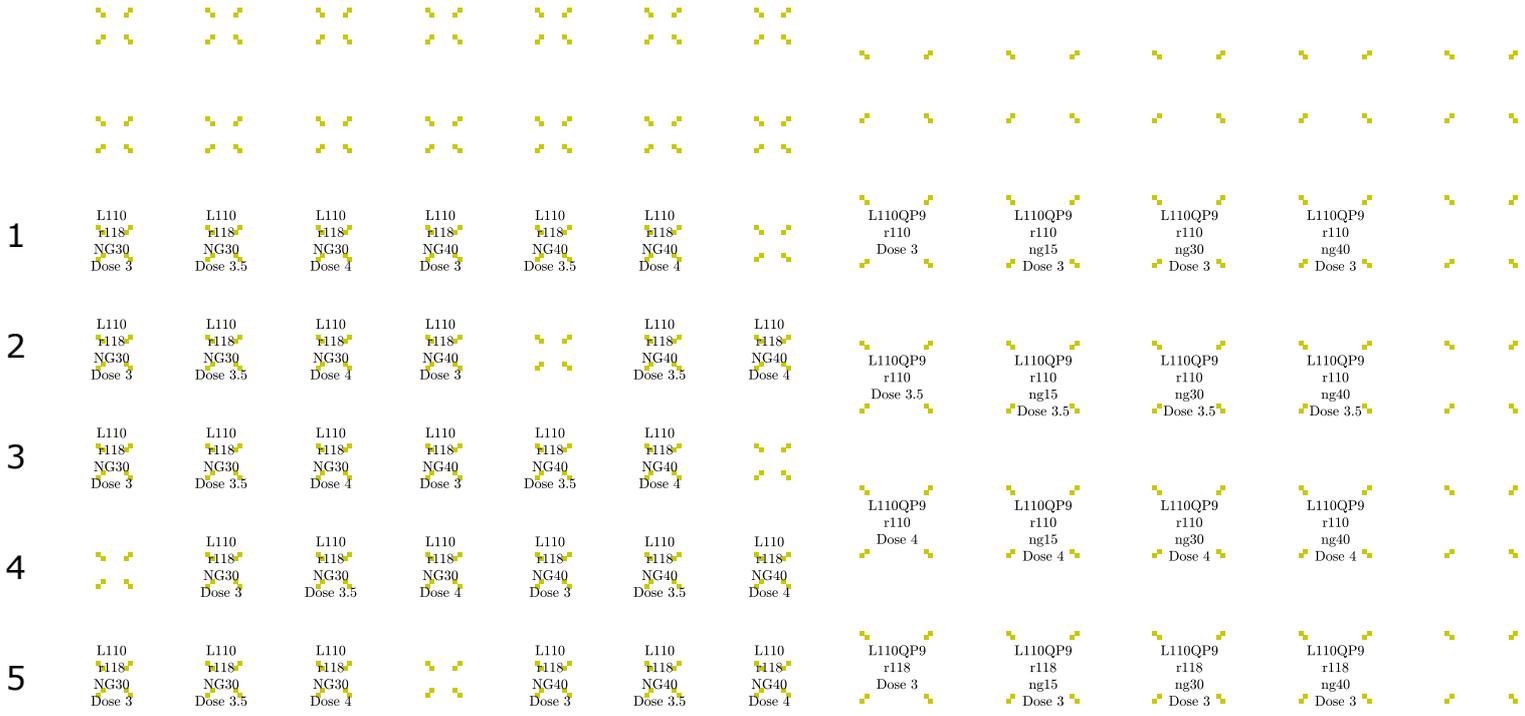
— Structures fabriquées :

- Doses 3 ; 3,5 et 4
- L110 et L110QP9
- Cavités QP : designs W1, n_g15 , n_g30 et n_g40
- Cavités simple période : designs n_g30 et n_g40
- Rayons 110 nm et 118 nm
- Période 414 nm

(+ carré de réflectivité)

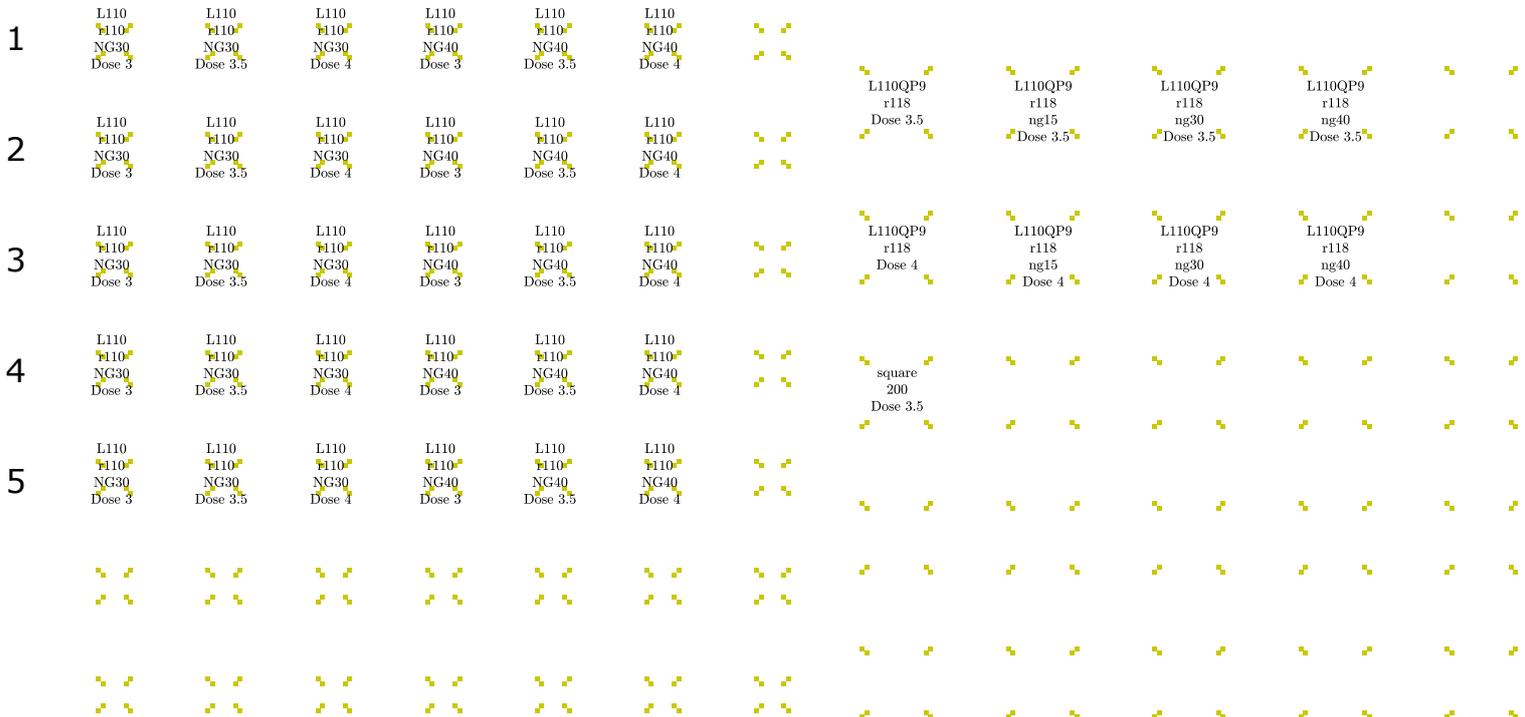
SIZE 100 - PERIOD 300

SIZE 200 - PERIOD 300

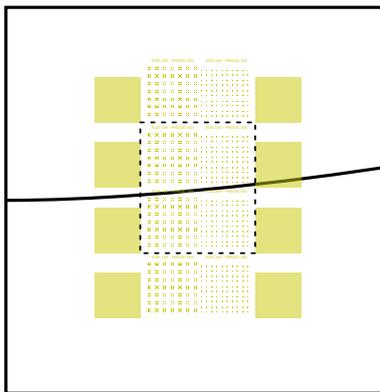


SIZE 100 - PERIOD 300

SIZE 200 - PERIOD 300



B134



D.7 B135

- Problème lors de la gravure RIE : générateur H₂ éteint
 - Caractéristiques :
 - Hétérostructure C2394 (4 QW - 324 nm)
 - Lithographié le 27/04/2018 - Masques Matlab avec recouvrement des motifs (3 %)
 - Cavités tournées de 45°
 - Cavités QP à 9 rangées de trous
 - Retrait HSQ (15 s BOE)
 - Structures fabriquées :
 - Doses 3 ; 3,5 et 4
 - L73, L110 et L110QP9
 - Designs W1 et n_g30
 - (Périodes, rayons) : (112 nm, 394 nm), (115 nm, 404 nm) et (118 nm, 414 nm)
- (+ Carré de réflectivité)

D.8 B136

— Caractéristiques :

- Hétérostructure C2394 (4 QW - 324 nm)
- Lithographié le 08/06/2018 - Masques Matlab avec recouvrement des motifs (3 %)
- Cavités à 0° et 45°
- Cavités QP à 9 rangées de trous
- Retrait HSQ (15 s BOE)

— Structures fabriquées :

- Doses 3 ; 3,5 et 4
- L73, L110 et L110QP9
- Designs W1 et n_g30
- (Périodes, rayons) : (112 nm, 394 nm), (115 nm, 404 nm) et (118 nm, 414 nm)

(+ Carré de réflectivité)

Annexe E

Liste des publications

Deux publications dans des journaux scientifiques :

1. **Kemiche, M.**, Lhuillier, J., Callard, S., & Monat, C. (2018). « Design optimization of a compact photonic crystal microcavity based on slow light and dispersion engineering for the miniaturization of integrated mode-locked lasers », *AIP Advances*, 8(1), 015211. <http://doi.org/10.1063/1.5008476>
2. Demongodin, P., El Dirani, H., Lhuillier, J., Crochemore, R., **Kemiche, M.**, Wood, T., Callard, S., Rojo-Romeo, P., Sciancalepore, C., Grillet, C., Monat, C. (2019). « Ultrafast saturable absorption dynamics in hybrid graphene/Si₃N₄ waveguides », *APL Photonics*, 4(7), 076102. <https://doi.org/10.1063/1.5094523>

Un article sur les résultats de caractérisation optique à soumettre :

- **Kemiche, M.**, Lhuillier, J., Benamrouche, A., Regreny, P., Mazurczyk, R., Rojo-Romeo, P., Wood, T., Demongodin, P., Callard, S., Monat, C., « Characterization of active photonic crystal cavities based on slow light dispersion engineering for compact mode-locked lasers »

Une publication d'un article de revue :

- Wood, T., **Kemiche, M.**, Lhuillier, J., Callard, S., & Monat, C. (2017). « Le graphène : à nos crayons pour redessiner le paysage de l'optoélectronique », *Photoniques*, (87), 31–35. <http://doi.org/10.1051/photon/20178731>

Deux présentations orales lors de conférences internationales :

1. **Kemiche, M.**, Lhuillier, J., Wood, T., Benamrouche, A., Regreny, P., Mazurczyk, R., Rojo-Romeo, P., Letartre, X., Callard, S., Monat, C. (2018). « Towards compact and integrated

mode-locked lasers » (Conference Presentation), In *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics VIII* (p. 49). SPIE. <http://doi.org/10.1117/12.2307233>

2. **Kemiche, M.**, Lhuillier, J., Wood, T., Benamrouche, A., Regreny, P., Mazurczyk, R., Rojo-Romeo, P., Letartre, X., Callard, S., Monat, C. (2018). « Slow Light Dispersion Engineering of Active Photonic Crystal Cavities for Compact and Integrated Mode-Locked Lasers », In *Conference on Lasers and Electro-Optics (STh3A.5)*. Washington, D.C. : OSA. http://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2018.STh3A.5

Une participation avec poster à une conférence nationale :

- **Kemiche, M.**, Lhuillier, J., Wood, T., Benamrouche, A., Regreny, P., Mazurczyk, R., Rojo-Romeo, P., Letartre, X., Callard, S., Monat, C. (2017). « Semiconductor photonic crystal mode-locked micro-laser design using graphene for ultrafast optical clock », *C’Nano*

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016,

Vu la demande de la directrice de thèse

Madame S. CALLARD

et les rapports de

M. F. BAIDA

Professeur - Optique (TEMIS) - 15B avenue des Montboucons - 25030 Besançon cedex

et de

M. E. CASSAN

Professeur - C2N - UMR 9001 CNRS - Université Paris-Sud - Université Paris-Saclay
10 bd Thomas Gobert - 91120 Palaiseau

Monsieur KEMICHE Malik

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MATERIAUX

Fait à Ecully, le 26 août 2019

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes

