



HAL
open science

Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique

Charles Caër

► **To cite this version:**

Charles Caër. Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112146 . tel-00954411

HAL Id: tel-00954411

<https://theses.hal.science/tel-00954411v1>

Submitted on 2 Mar 2014

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.



Comprendre le monde,
construire l'avenir®

FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

**ÉCOLE DOCTORALE STITS
SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION
ET DE LA COMMUNICATION**

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Université Paris-Sud

Discipline : PHYSIQUE

Présentée et soutenue par

Charles CAËR

Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique

préparée à l'Institut d'Électronique Fondamentale

soutenue le 16 septembre 2013 devant la commission d'examen :

<i>Rapporteurs :</i>	Ariel LEVENSON, DR	LPN, CNRS
	Jean-Claude SIMON, PU	FOTON, Université Rennes I, ENSSAT
<i>Examineurs :</i>	Nicolas DUBREUIL, MCF	LCF, Institut d'Optique Graduate School
	Romuald HOUDRÉ, PU	École Polytechnique Fédérale de Lausanne
	Philippe LALANNE, DR	LP2N, CNRS
	Christelle MONAT, MCF	INL, INSA Lyon, École Centrale de Lyon
<i>Directeur de thèse :</i>	Eric CASSAN, PU	IEF, Université Paris-Sud

Remerciements

Ce travail de thèse s'est déroulé sur trois belles années à l'Institut d'Electronique Fondamentale au sein de l'équipe Minaphot. Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui ont fait que ces années de thèse resteront formidables, en dépit du lourd investissement que cela m'a demandé. Merci à tous !

Je dois tout d'abord remercier celui qui est l'instigateur de cette thèse, mon directeur de thèse Eric Cassan. Je lui suis éternellement reconnaissant pour tout ce qu'il m'a apporté. Sa disponibilité, ses conseils avisés, son énergie et son enthousiasme m'ont considérablement aidé à progresser tout au long de ma thèse. Je lui suis également reconnaissant de m'avoir accordé une grande liberté dans l'orientation scientifique de ma thèse, ce qui m'a permis de construire un projet scientifique et de stimuler ma curiosité. Je lui suis aussi très redevable pour sa persévérance, notamment lorsqu'il a fallu se battre pour nos articles. C'était vraiment un très grand plaisir d'avoir travaillé sous ta direction.

Je remercie les directeurs successifs de l'IEF, Claude Chappert et André de Lustrac, de m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans ce laboratoire.

Je remercie particulièrement Ariel Levenson et Jean-Claude Simon d'avoir accepté la lourde tâche de rapporter le présent manuscrit, et je remercie également Nicolas Dubreuil, Romuald Houdré, Philippe Lalanne et Christelle Monat de m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury lors de ma soutenance, et pour toutes les remarques constructives portées sur mon travail.

Tous les merveilleux cristaux photoniques présentés dans ce manuscrit n'auraient pu sortir de la salle blanche de la CTU sans le travail considérable de Xavier Le Roux, le grand maître technologue de notre équipe. Son implication et sa grande maîtrise des technologies de fabrication ont permis de belles prouesses technologiques et m'ont permis d'acquérir de précieuses connaissances en fabrication, ainsi qu'un grand plaisir à m'y investir. J'ai tellement appris à ton contact que tu es devenu un peu mon co-encadrant de thèse.

Merci à David Bouville pour avoir caressé mes échantillons avec la scie en diamant, tout en décontraction... et surtout sans casse !

Je remercie Philippe Dollfus, grâce à qui j'ai pu intégrer l'IEF lors de mon stage de fin d'études de master, et Fulvio Mazzamuto. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec vous pendant mon stage, et même si le graphène me passionnait, mes piètres qualités en C++ ne m'aurait pas permis de continuer avec vous en thèse...

Je remercie le professeur Kazumi Wada de m'avoir permis de passer certains des meilleurs moments de ma thèse en me permettant de participer à l'école doctorale d'automne à Kyoto, puis celle d'hiver à Tokyo.

La recherche est avant tout un travail d'équipe : à ce titre je remercie toute l'équipe Minaphot, actuels et anciens membres : Laurent, Delphine, Samson (ou l'homme qui crée des surnoms plus vite que son ombre), Papichaya, Melissa, Van, Gilles, Etienne, Pedro, Nicholas. Cela a été un plaisir de travailler avec vous tous. Merci aussi pour tous les pots et les gâteaux ! Je remercie particulièrement Laurent Vivien pour ses conseils, sa disponibilité et sa sympathie. Tu m'as beaucoup aidé lorsque j'étais bloqué sur le banc de manip ! Je souhaite le meilleur à ceux qui poursuivent leur thèse : Pedro, Nicholas, et à ceux qui commencent : Samuel, Weiwei. Je compte sur vous pour faire plein de belles choses avec tous ces cristaux photoniques à fente ! Vous aurez de quoi vous occuper pendant trois ans ! Je vous l'assure, ça passe très vite, et il y a du boulot en perspective !

Une petite pensée pour les nanotubistes de Minaphot, Adrien et Nicolas. J'espère bien que l'intégration des nanotubes dans les cristaux photoniques passera par vous. Merci de m'avoir fait découvrir *Girls und Panzer* (... ou pas). Je me suis bien marré et j'ai passé quelques moments sympa avec vous à la buvette de l'Yvette. Bon courage pour ton manuscrit, Adrien, il ne te reste plus qu'un an. Tu verras, tu y auras droit aux sempiternelles questions : "Alors, le manuscrit, ça avance ?", "Tu soutiens quand ?", "Y'aura à boire et à manger ?"...

Je salue bien amicalement mes collègues de feu "CMO-d'en-face", Jérôme Saint-Martin, Arnaud Bournel, Christophe Chassat, Damien Querlioz et Salim Berrada (bon courage pour la fin de ta thèse, *hombre*), toutes les personnes qui m'ont accueilli avec sympathie lors de mes premiers pas à l'IEF, et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à discuter, la plupart ayant depuis quitté l'IEF : Yann Apertet, Mickaël Février, Vincent Talbo, Ming Shi, Gilles Rasigade, Etienne Gaufrès, Pierre Allain, Daniele Costantini, Aloyse Degiron, Anatole Lupu.

Un grand merci à Sylvain Combrié et Alfredo de Rossi pour m'avoir permis de faire des mesures de réflectométrie à Thales-TRT. J'ai aussi beaucoup appris en échangeant avec vous, votre expérience sur les cristaux photoniques m'a été précieuse. Je remercie encore Philippe Lalanne pour m'avoir permis d'améliorer ma compréhension de la localisation d'Anderson et des mécanismes de pertes dans les cristaux photoniques, et aussi à Nicolas Dubreuil de m'avoir permis de faire des mesures d'optique non linéaire au Laboratoire Charles Fabry. Merci à toi Jérémy, tu m'as permis de faire un lien entre Batman et l'optique non linéaire, grâce au Jokerr (quel jeu de mot incroyablement mauvais...). J'espère bien t'avoir convaincu de la surpuissance du death metal !

Je suis très redevable envers mes parents Thierry et Catherine, ma sœur Marie et mon frère Arthur pour leur soutien et tous leurs encouragements. Merci pour m'avoir toujours soutenu et pour avoir cru en ma vocation depuis mon enfance, même si mon sujet de thèse ne vous parle pas vraiment ! Ce n'est pas pourtant pas bien compliqué : il suffit d'une plaque de silicium, on fait plein de petits trous dedans, et *paf!* ça fait des Chocapic ! Je remercie aussi mes beaux-parents Michiaki et Keiko pour leur soutien.

応援をありがとうございました。

J'ai également une pensée pour mes amis qui m'ont permis de décompresser dans les moments où cela était nécessaire. Bon courage à toi, Naoko, les joies de la rédaction du manuscrit de thèse commencent ! Tu verras, on y survit tout de même. Je remercie enfin l'outre-Québécois pour ses merveilles houblonnées et trappistes qui sont un grand plaisir.

Mes dernières pensées sont pour toi, Natsuki. Merci pour tout ce que tu as fait pour moi, pour tout ce que tu apportes dans ma vie. Ton soutien sans faille, ton amour et ta patience m'ont poussé à donner le meilleur de moi-même tout au long de cette thèse.

なつき、僕はやった！あなたのお陰、博士を成功しました。

心から、本当にありがとう。

Paris, le 18 septembre 2013

Table des matières

Glossaire	i
Introduction	v
1 Contexte de l'étude, introduction aux cristaux photoniques et à l'optique non linéaire	1
1.1 Introduction	2
1.2 Généralités sur les cristaux photoniques	4
1.2.1 Propriétés des cristaux photoniques	4
1.2.2 Confinement de la lumière dans les cristaux photoniques 2D	10
1.2.3 Structures photoniques à coeur creux	27
1.2.4 Simulations des cristaux photoniques	36
1.3 Bases d'optique non linéaire dans les cristaux photoniques	38
1.3.1 Équations de Maxwell en régime non linéaire	39
1.3.2 Non linéarités d'ordre deux	41
1.3.3 Non-linéarités d'ordre trois	44
1.3.4 Non-linéarités optiques en régime de localisation	53
1.4 Conclusion	56
2 Fabrication et caractérisation des cristaux photoniques	59
2.1 Introduction	60
2.2 Procédés de fabrication des cristaux photoniques en technologie SOI	60
2.2.1 Préparation des masques pour la lithographie électronique	60
2.2.2 Enrésinement	63
2.2.3 Écriture des motifs par lithographie électronique	63
2.2.4 Gravure du silicium par ICP	67
2.2.5 Découpe et clivage des échantillons	68
2.2.6 Gravure sèche aux vapeurs HF pour libérer les guides en membrane	69
2.3 Optimisations de la lithographie électronique	71
2.3.1 Étalonnage de la dose et du courant	71
2.3.2 Définition des structures par rapport au step size du masqueur électronique	72
2.3.3 Correction des trous	72
2.4 Caractérisation au microscope électronique à balayage	73
2.5 Caractérisation optique	76
2.5.1 Présentation du banc de caractérisation optique de l'IEF	76
2.5.2 Mesure du spectre de transmission	77
2.5.3 Mesure expérimentale de l'indice de groupe	78
2.5.4 Mesure expérimentale du facteur de qualité d'une cavité optique	82
2.6 Amélioration du couplage	83

2.6.1	Couplage par la tranche	83
2.6.2	Couplage par guides sub-longueurs d'onde	84
2.6.3	Tapers inversés pour les guides en membrane	85
2.6.4	Couplage par réseaux	86
2.6.5	Bilan sur le couplage	87
2.7	Conclusion	87
3	Ingénierie des cristaux photoniques à fente	89
3.1	Introduction	90
3.2	Ingénierie de dispersion des guides à cristaux photoniques à fente	90
3.2.1	Préambule	90
3.2.2	Origine physique des modes de cristal photonique à fente	91
3.2.3	Ingénierie par méthode d'ondes planes : structuration de la fente	92
3.2.4	Calcul de l'aire effective non linéaire	102
3.2.5	Modélisation FDTD	102
3.3	Nano-cavités à fente et à cristaux photoniques	106
3.3.1	Description des structures	107
3.3.2	Etude numérique des cavités à fente	108
3.4	Conclusion	124
4	Résultats expérimentaux	127
4.1	Introduction	128
4.2	Caractérisation des guides à cristaux photoniques à fente	128
4.2.1	Premiers résultats	128
4.2.2	Lumière lente dans les guides cristaux à photoniques fendus	131
4.2.3	Pertes dans les cristaux photoniques à fente	138
4.3	Vers l'optique non linéaire dans les cristaux photoniques à fente	145
4.3.1	Présentation du banc de caractérisation non linéaire	146
4.3.2	Mesure de l'absorption à deux photons	147
4.3.3	Effets non linéaires dans les guides de référence	148
4.3.4	Non linéarités dans les cristaux photoniques à fentes	151
4.4	Caractérisation des dispositifs en membrane	154
4.4.1	Guides W1	155
4.4.2	Cavités à cristaux photoniques sur membrane (guides non fendus)	155
4.4.3	Cristaux photoniques à fente sur membrane	157
4.5	Caractérisation de cavités à cristaux photoniques à fente	159
4.6	Vers une source de lumière hybride SPCW - nanotubes de carbone semi-conducteurs	162
4.7	Conclusion	167
	Conclusion et perspectives	169
	Bibliographie	173

Glossaire

Ce glossaire vise à expliciter les différentes notations, symboles et acronymes employés dans ce manuscrit :

a : paramètre de maille du cristal photonique

BS : *Beamsplitter*, lame séparatrice

c : célérité dans le vide ($c = 299792,458 \text{ m.s}^{-1}$)

CMOS : *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*

CNT : *Carbon Nanotube*, nanotube de carbone

CTU : Centrale Technologique Universitaire

CPCW : *Comb Photonic Crystal Waveguide*, guide à cristal photonique à peigne

CQED : *Cavity Quantum Electrodynamics*, électrodynamique quantique de cavité

cw : *continuous wave*, excitation continue

DBR : *Distributed Bragg Reflector*, Réseau de Bragg distribué

DFG : *Difference Frequency Generation*, génération de la fréquence différence

DFWM : *Degenerated Four-Wave Mixing*, mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence

EBL : *Electron Beam Lithography*, lithographie électronique

EO : Électro-Optique

EIT : *Electromagnetically Induced Transparency*, transparence induite électromagnétiquement

FCA : *Free-Carrier Absorption*, absorption par porteurs libres

FCR : *Free-Carrier Refraction*, réfraction par porteurs libres

FDTD : *Finite Difference Time Domain*, différences finies dans le domaine temporel

FP : *Fabry-Perot*

FWHM : *Full Width Half Maximum*, largeur à mi-hauteur

FWM : *Four-Wave Mixing*, mélange à quatre ondes

GME : *Guided Mode Expansion*

GVD : *Group Velocity Dispersion*, dispersion de vitesse de groupe

ICP : *Inductively Coupled Plasma etching*

IEF : Institut d'Électronique Fondamentale

ISL : Intervalle Spectral Libre

LDOS : *Local Density Of States*, densité locale d'états

MEB : Microscope Électronique à Balayage

- MEEP** : *MIT Electromagnetic Equation Propagation*
- MEMS** : *Micro-Electrical and Mechanical System*
- MPB** : *MIT Photonics Band*
- MZI** : *Mach-Zehnder Interferometer*, interféromètre de Mach-Zehnder
- NGBP** : *Normalized Group index Bandwidth Product*, produit indice de groupe bande passante normalisé
- NLSE** : *Non Linear Schrödinger Equation*, équation de Schrödinger non linéaire
- OLCR** : *Optical Low Coherence Reflectometry*, Réflectométrie optique à faible cohérence
- OPO** : Oscillateur Paramétrique Optique
- PC** : *Photonic Crystal*, cristal photonique
- PCS** : *Photonic Crystal Slab*
- PMF** : *Polarization Maintaining Fiber*, fibre à maintien de polarisation
- PML** : *Perfectly Matched Layers*, couches parfaitement absorbantes
- PWE** : *Plane Wave Expansion*, décomposition en ondes planes
- SFG** : *Sum Frequency Generation*, génération de la fréquence somme
- SHG** : *Second Harmonic Generation*, génération de seconde harmonique
- SNOM** : *Scanning Near-Field Optical Microscopy*, microscopie optique en champ proche
- SOI** : *Silicon On Insulator*, silicium sur isolant
- SPCC** : *Slot Photonic Crystal Cavity*, cavité à cristal photonique fendu
- SPCW** : *Slot Photonic Crystal Waveguide*, guide à cristal photonique fendu
- SPM** : *Self-Phase Modulation*, automodulation de phase
- SRS** : *Stimulated Raman Scattering*, diffusion Raman stimulée
- SVEA** : *Slowly-Varying Envelope Approximation*, approximation de l'enveloppe lentement variable
- SWG** : *Sub-Wavelength Grating Waveguide*, guide à réseau sub-longueur d'onde
- TIR** : *Total Internal Reflection*, réflexion interne totale
- THG** : *Third Harmonic Generation*, génération de troisième harmonique
- TPA** : *Two-Photon Absorption*, absorption à deux photons
- VCSEL** : *Vertical Cavity Surface-Emitting Laser*, diode laser à cavité verticale émettant par la surface
- W1** : guide à cristal photonique avec défaut linéique standard dans un réseau triangulaire ($W1 = \sqrt{3}a$)
- XPA** : *Cross-Photon Absorption*, absorption à deux photons croisée
- XPM** : *Cross-Phase Modulation*, modulation de phase croisée
- ϵ_0 : permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8,854.10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$)

μ_0 : perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$)

k : vecteur d'onde ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$)

ω : pulsation

\hbar : constante de Planck réduite ($\hbar = 1,054 \cdot 10^{-35} \text{ J.s}$)

c.c. : complexe conjugué

Introduction

L'INVENTION des fibres optiques a conduit à de grandes avancées dans le domaine des télécommunications en permettant la propagation de signaux sur de très grandes distances à haut débit avec de faibles pertes. L'évolution de l'accroissement du débit et du volume des données ont fait entrer le monde dans l'ère des "big data", dans laquelle les efforts sont déployés pour traiter des volumes immenses de données brutes. Cette évolution a été rendue possible par la miniaturisation des composants de la microélectronique qui s'est traduite par une densité toujours plus grande de transistors opérant à des fréquences croissantes selon la fameuse loi d'échelle établie par G. Moore. Cette densité de composants, atteignant désormais le milliard de transistors par cm^2 , a considérablement accru la complexité des architectures des circuits intégrés.

Cette complexité a nécessité une densité toujours plus grande d'interconnexions métalliques, se traduisant par exemple par une longueur totale dépassant la dizaine de kilomètres au sein des processeurs les plus récents. Cela induit deux limitations majeures : la première est posée par les pertes résistives prohibitives de ces lignes métalliques liées à leurs petites dimensions, dans un contexte où l'efficacité énergétique devient un élément d'optimisation fondamental. L'autre limitation est induite par la longueur des interconnexions qui allonge le temps de propagation des signaux. Ces limitations ont mis fin un frein à l'accroissement des fréquences d'horloge des circuits intégrés et ont conduit à des architectures basées sur une parallélisation des processeurs au sein d'une même puce.

Les communications optiques se sont avérées être avantageuses sur les longues distances, et permettront très probablement de surpasser les limitations des interconnexions métalliques grâce à la photonique silicium. L'émergence de la photonique silicium a vu le jour de manière balbutiante parallèlement à l'amélioration des technologies de fabrication de la microélectronique CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) dans les an-

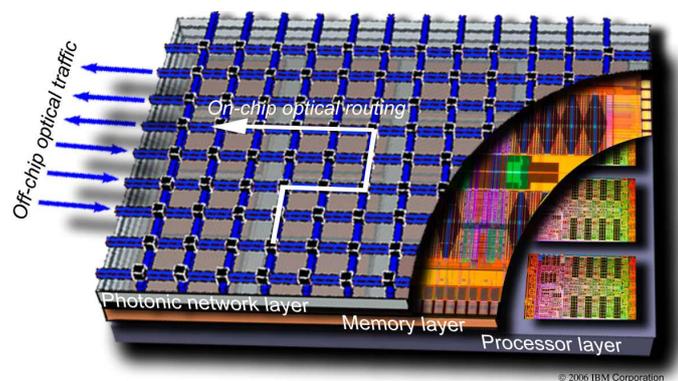


FIGURE 1: Schéma proposé par IBM pour l'utilisation de la photonique silicium en tant qu'interconnexions optiques.

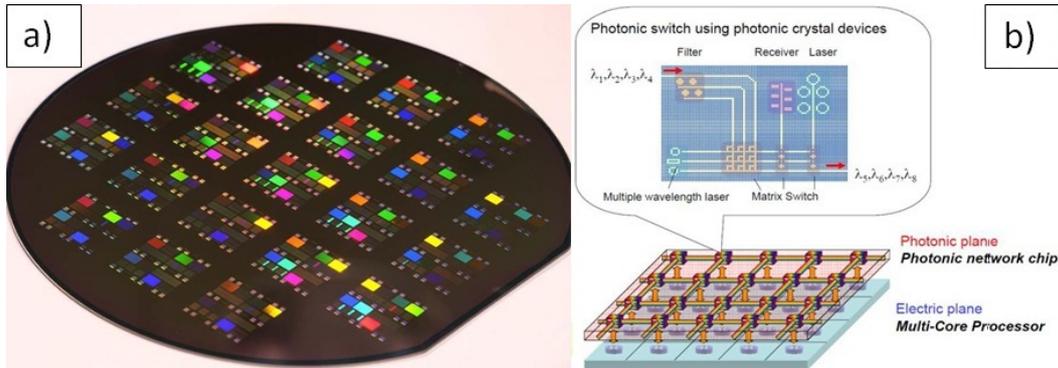


FIGURE 2: a) Wafer de NTT sur lequel sont intégrés des cristaux photoniques. b) Schéma d'intégration des cristaux photoniques pour le routage optique proposé par NTT. [1]

nées 80, et a fait un considérable bond en avant avec le développement de la plateforme SOI (*Silicon On Insulator*), qui a permis la fabrication de guides d'ondes en silicium de très petites dimensions et à faibles pertes. L'utilisation conjointe de circuits électroniques et optiques au sein des puces est désormais admise, le rôle dévolu à la partie optique étant d'assurer le routage des informations, mais également de faire le lien entre les fibres optiques et la partie électronique, en convertissant les signaux optiques en signaux électriques et réciproquement (fig. 1).

Pour réaliser cette tâche, on peut distinguer quatre fonctions indispensables : la **source**, qui génère le signal optique, le **modulateur électro-optique**, qui convertit le signal électrique en signal optique, et le **photo-détecteur**, qui réalise l'opération inverse, reliés entre eux par des **dispositifs de routage** (guides, filtres en longueurs d'ondes, commutateurs...). Cependant, un certain nombre de ces fonctions ne peuvent être assurées par le silicium, en particulier la source car le silicium possède une bande interdite à transition indirecte et le photo-détecteur car le silicium est transparent aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques ($1,3 \sim 1,6 \mu\text{m}$). Ces difficultés ont toutefois été en partie levées par l'intégration de matériaux III-V comme sources lasers par *bonding* [2] et par la croissance de germanium sur silicium absorbant efficacement dans le proche infrarouge [3].

Toutefois, les objectifs conjoints d'un accroissement de la densité de composants optiques et la réduction de leur consommation d'énergie tendent à requérir une exaltation de l'interaction lumière-matière dans des volumes toujours plus faibles, si possible de l'ordre de la longueur d'onde au cube ($\sim \lambda^3$). Pour cela, les cristaux photoniques sont des candidats appréciés grâce à leurs propriétés de confinement de la lumière et de dispersion. Un certain nombre de fonctions optiques basées sur les cristaux photoniques a déjà été démontré, et l'on peut envisager un schéma d'intégration des cristaux photoniques déjà productibles à l'échelle de wafers (fig. 2).

Parallèlement à l'intégration de la photonique silicium dans les circuits intégrés, des fonctions de traitement tout optique de l'information peuvent être envisagées. En effet, les propriétés d'optique non linéaire permettent d'assurer des fonctions importantes telles que la modulation, la commutation, la régénération de signaux, ..., à des débits très supérieurs à ceux que peut assurer l'électronique, rendant préférable de minimiser les conversions

entre l'optique et l'électronique. La photonique silicium est donc une plate-forme idéale pour l'optique intégrée. Cependant, l'optique non linéaire requiert des puissances de commande importantes, ce qui nécessite d'augmenter le confinement de la lumière, besoin auquel peuvent répondre les cristaux photoniques pour rendre compétitif le traitement tout optique de l'information. L'autre champ d'application de la photonique silicium réside dans la possibilité de créer des capteurs optiques intégrés, qui auraient un rôle à jouer dans le futur développement de *lab-on-chip*.

Les technologies de fabrication CMOS permettant de produire des volumes massifs, et les très nombreuses applications allant des capteurs aux liens optiques ont fait du silicium le matériau de référence pour la photonique. Cependant, en plus de sa bande interdite à transition indirecte déjà évoquée, le silicium présente également un phénomène important d'absorption à deux photons qui crée des porteurs libres et des pertes non linéaires qui limitent l'efficacité des processus non linéaires. Pour s'en affranchir, il est nécessaire de combiner le silicium avec d'autres matériaux. C'est dans ce contexte que s'inscrivent les cristaux photoniques à fente qui permettent de remplir trois critères qui les rendent prometteurs : une compatibilité avec les procédés de fabrication standards de la micro-électronique, la possibilité de remplissage par des matériaux ayant des fonctionnalités différentes du silicium, et enfin une très forte exaltation du champ électrique dans le matériau choisi. Au début de cette thèse, la question de pertes et de l'étude des propriétés de dispersion restait ouverte, et l'étude de ces guides en régime non linéaire n'avait pas été abordée.

Ce travail de s'est déroulé pendant trois années à l'Institut d'Électronique Fondamentale au sein de l'équipe MICRO et NANO dispositifs pour la PHOTONIQUE silicium (MINAPHOT) dirigée par Laurent Vivien et sous la direction d'Éric Cassan. La démarche entreprise a consisté en une exploration des propriétés des cristaux photoniques à fente par simulation numérique, puis la fabrication et la caractérisation expérimentale de ces structures. Le manuscrit décrivant ces travaux s'articule autour de quatre chapitres.

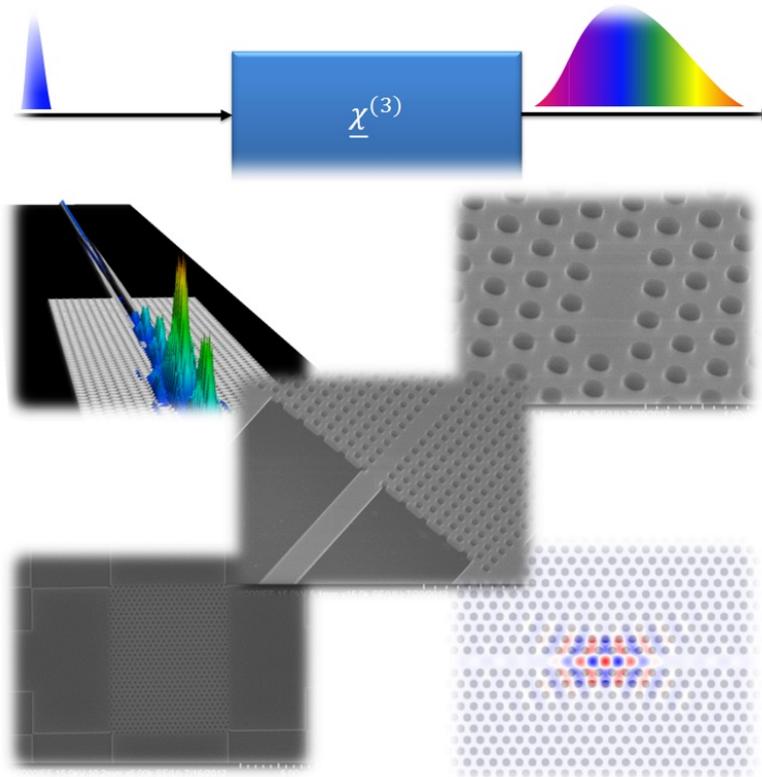
Le premier chapitre donne un rappel des propriétés générales des cristaux photoniques et un état de l'art concernant les guides et cavités à cristaux photoniques. Nous aborderons également les problématiques de l'ingénierie de dispersion et des pertes, et ferons un état de l'art des cristaux photoniques à fente puis présenterons les méthodes numériques utilisées pour l'étude des structures photoniques étudiées. Nous rappellerons ensuite les bases de l'optique non linéaire et les différents processus démontrés dans les cristaux photoniques et termineront par l'étude des effets de localisation du champ sur les non-linéarités optiques.

Dans le second chapitre, nous aborderons les différentes étapes technologiques développées pour la fabrication des cristaux photoniques à fente. Nous présenterons le procédé que nous avons développé, puis nous exposerons les différentes méthodes de caractérisation optique et les stratégies de couplage pour injecter la lumière depuis une fibre.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude numérique des cristaux photoniques à fente, dans lequel nous étudierons les propriétés de dispersion par la méthode des ondes planes 3D et le couplage par la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Nous nous intéresserons également aux cavités à cristaux photoniques fendus et présenterons différents designs pour la réalisation de cavités à fente à facteurs de qualité élevés.

Dans le dernier chapitre, nous nous baserons sur les structures étudiées précédemment pour la démonstration expérimentale de la propagation de modes lents dans les cristaux photoniques à fente. Nous présenterons également les résultats obtenus sur les effets non linéaires observés dans ces structures, puis les réalisations expérimentales de cavités à fente. La fin de ce chapitre portera sur des étapes préliminaires visant à une intégration des nanotubes de carbone dans des cristaux photoniques à fente.

Contexte de l'étude, introduction aux cristaux photoniques et à l'optique non linéaire



1.1 Introduction

UN CRISTAL est formé par un arrangement périodique d'atomes qui consiste en une répétition dans l'espace d'un motif élémentaire. Dans le cadre de la physique de la matière condensée, cela crée un profil de potentiel périodique pour les électrons qui détermine les bandes d'énergies permises dans le matériau. Dans le cas des semi-conducteurs, ce potentiel périodique induit une bande interdite entre la bande de conduction et la bande de valence.

Dans le cadre de recherches concernant l'inhibition de l'émission spontanée dans les semi-conducteurs, E. Yablonovitch a montré à la fin des années 80 qu'il était possible d'ouvrir une bande interdite pour les photons en réalisant une alternance périodique de matériaux diélectriques différents [4], tandis que S. John s'intéressait à la localisation d'Anderson [5], ce qui a conduit à l'émergence du concept de cristal photonique. Initialement démontrée dans les micro-ondes, la réalisation de cristaux photoniques 2D dans le proche infrarouge au milieu des années 90 [6] a conduit à l'éclosion d'un champ de recherche très fertile. Car, même si le principe de bande interdite était connu à une dimension avec les miroirs de Bragg, la réalisation de cristaux photoniques en 2D et en 3D a conduit au contrôle de la lumière vers un degré plus avancé, et le champ d'étude des cristaux photoniques a étendu des ramifications au-delà de l'optique classique, comme par exemple en électrodynamique quantique de cavité (CQED pour *Cavity Quantum Electrodynamics*) [7] ou en opto-mécanique de cavité [8].

Les cristaux photoniques existent également à l'état naturel à l'intérieur de complexes minéraux tels que les opales et à l'intérieur de systèmes biologiques tels que les yeux de certains céphalopodes sous forme de réseaux périodiques de bâtonnets, les plumes de paon faites de cristaux de kératines ou encore les ailes de certains papillons.

La recherche sur les cristaux photoniques s'est principalement focalisée sur le proche infra-rouge (1,3-1,6 μm) en raison des applications dans le domaine des télécommunications, et a porté sur les matériaux des colonnes III, IV et V, à savoir le silicium, le germa-

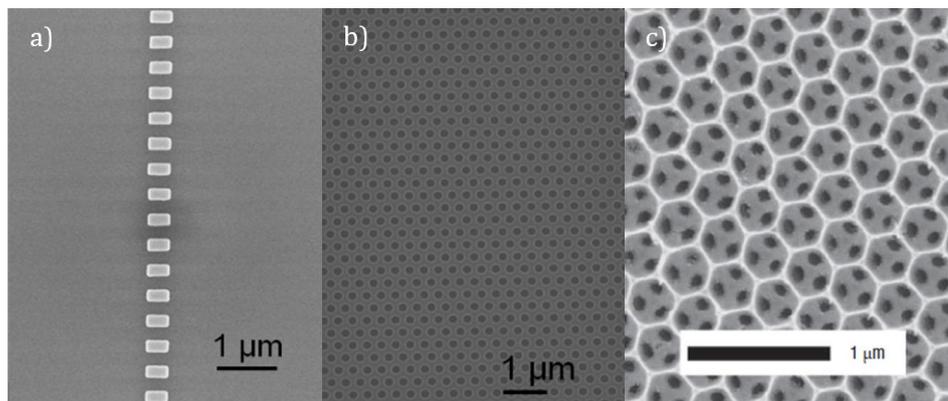


FIGURE 1.1: Images au microscope électronique à balayage (MEB) de différents types de cristaux photoniques : a) Réseau de Bragg, b) cristal photonique planaire et c) cristal photonique à 3 dimensions [9]. Les deux premiers ont été fabriqués dans la salle blanche de l'IEF.

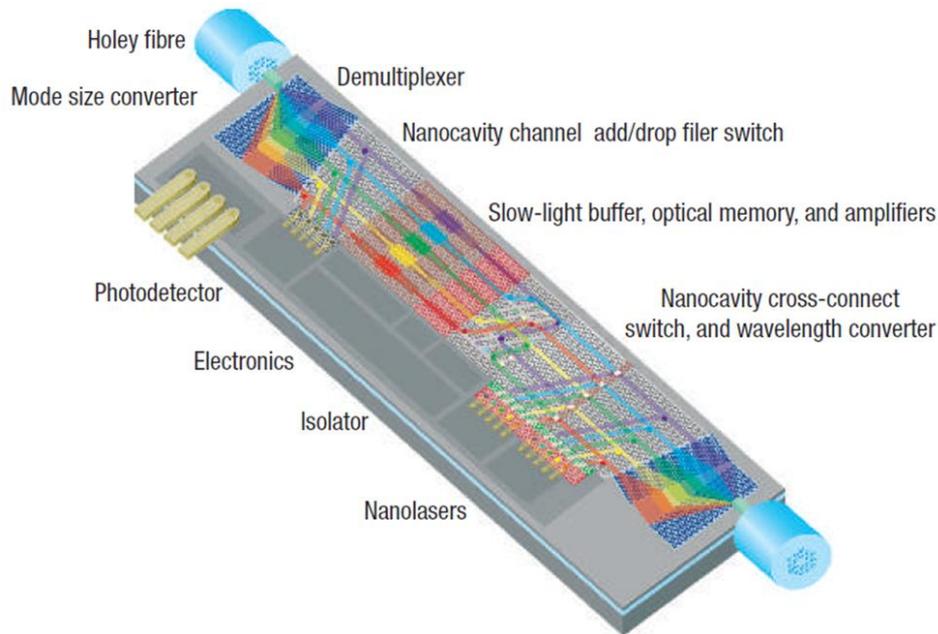


FIGURE 1.2: Schéma d'intégration des cristaux photoniques sur puce pour réaliser diverses fonctionnalités optiques. [10]

niun et les composés III-V (InP, GaAs, ...), même si récemment des travaux s'intéressent aux semi-conducteurs à large bande interdite (SiN, AlN, GaN, ZnO). Le silicium est le matériau essentiel de l'industrie CMOS et des microsystèmes (MEMS). Il est transparent dans la fenêtre télécom et possède un indice de réfraction très élevé ($n_{\text{Si}} = 3.48$) ainsi qu'une très bonne résistance mécanique, tandis que les III-V sont des matériaux actifs dont la croissance par épitaxie est très bien maîtrisée et possèdent eux aussi des indices de réfraction élevés. Ces matériaux sont les plates-formes idéales pour l'intégration mixte de réseaux photoniques et électroniques au sein d'une même puce. **Cette thèse s'est uniquement focalisée sur le silicium en technologie silicium sur isolant (SOI) en raison de la maîtrise de la technologie silicium à l'IEF et du développement de dispositifs potentiellement compatibles CMOS.**

En dépit des avantages de contrôle total de la lumière dans les cristaux photoniques 3D au moyen d'une bande interdite complète, les difficultés de fabrication associées nous ont fait opter pour les cristaux photoniques planaires. De plus, les cristaux photoniques 2D sont compatibles avec la filière de l'optique intégrée et donc réalisables à plus faible coût et plus grand volume. Toutes les études réalisées au cours de cette thèse auront ainsi porté sur les cristaux photoniques planaires. De par leurs dimensions très réduites, la versatilité des fonctions réalisables (fig. 1.2) (filtres optiques, démultiplexeurs, *buffers*, ...) et le confinement de la lumière pouvant amplifier le gain, les cristaux photoniques pourraient être un moyen d'atteindre une grande densité d'intégration de composants optiques dans la filière CMOS [10].

Le très fort confinement de la lumière régnant dans les cristaux photoniques offre des

opportunités pour le traitement optique de l'information, au-delà du simple routage de signaux optiques. En effet, de nombreux effets d'optique non linéaire dépendent de l'intensité du signal se propageant, et ceux-ci se retrouvent alors exaltés dans un cristal photonique. L'intégration de polymères aux propriétés non linéaires très supérieures au silicium pourrait permettre de réaliser des opérations de conversion de fréquence ou de modulation optique avec de faibles puissances ($\ll 100$ mW) et sur de courtes distances ($\ll 1$ mm).

Ce chapitre est articulé autour de deux grandes parties.

Dans la **première partie** (1.2) seront d'abord présentées **les propriétés fondamentales des cristaux photoniques**. On montrera comment se forme la bande interdite photonique, ainsi que les propriétés de guidage de la lumière par bande interdite. Puis nous aborderons le confinement de la lumière dans les cristaux photoniques à deux dimensions. Les guides d'ondes à cristaux photoniques, les ondes lentes et les microcavités seront traités successivement, **l'accent étant particulièrement mis, dans cette progression, sur les structures à fente, qui font l'objet de cette thèse**. Les méthodes classiques de simulation des cristaux photoniques, à savoir la méthode des ondes planes et celle des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), seront également brièvement présentées.

La seconde partie de ce chapitre (notée 1.3) visera à présenter de manière succincte les principaux effets non linéaires rencontrés dans les cristaux photoniques, à savoir les non linéarités du second et du troisième ordres, ainsi qu'à rappeler les équations de Maxwell en milieu non linéaire et les effets de localisation. Le formalisme utilisé dans ce chapitre est celui de l'ouvrage de R. Boyd [11].

1.2 Généralités sur les cristaux photoniques

1.2.1 Propriétés des cristaux photoniques

1.2.1.1 Équations de Maxwell dans des structures diélectriques périodiques

Les modes propres d'une structure optique sont obtenus en résolvant les équations de Maxwell, relations fondamentales de l'électrodynamique. Le silicium étant un milieu diélectrique linéaire (on se place ici dans un régime linéaire), non magnétique, sans charges ni courant, nous pouvons alors écrire les équations de Maxwell sous la forme suivante :

$$\nabla \cdot (\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = 0 \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon(\mathbf{r})\varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (1.4)$$

où $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ sont les champs électrique et magnétique, $\varepsilon(\mathbf{r})$ la constante diélectrique, ε_0 la permittivité électrique et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Si l'on ne s'intéresse qu'aux solutions harmoniques des équations de Maxwell, les champs peuvent s'écrire :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (1.5)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (1.6)$$

On réécrit alors les équations de Maxwell reliant $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ sous la forme :

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = i\omega\varepsilon(\mathbf{r})\varepsilon_0\mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (1.8)$$

En posant $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ et en combinant 1.7 et 1.8, on obtient l'équation de propagation en $\mathbf{H}(\mathbf{r})$:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.9)$$

Si l'on introduit l'opérateur $\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right)$, 1.9 se met sous la forme :

$$\Theta \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.10)$$

On reconnaît la forme d'une équation aux valeurs propres permettant d'obtenir les modes propres $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ de la structure diélectrique ainsi que les valeurs propres. Les modes propres $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ sont quant à eux donnés par la relation :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\omega\varepsilon(\mathbf{r})\varepsilon_0} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.11)$$

Dans le cas d'un milieu homogène isotrope ($\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon$), l'équation de propagation est simplement résolue par une onde plane progressive monochromatique :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{i\omega t} \quad (1.12)$$

On en déduit la relation de dispersion du milieu :

$$|\mathbf{k}| = \frac{n\omega}{c} \quad (1.13)$$

Dans le cas d'un milieu périodique, la constante diélectrique s'écrit $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R})$, où \mathbf{R} est un vecteur du réseau réel. Cela nous permet d'appliquer le théorème de Bloch, de manière analogue au cas rencontré en physique du solide :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{i\omega t} \quad (1.14)$$

Il n'existe alors plus de relation analytique entre la pulsation ω et le vecteur d'onde \mathbf{k} , à l'exception de cas très particuliers. Une résolution numérique est alors nécessaire afin d'obtenir les modes propres $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ et les valeurs propres $\omega(\mathbf{k})$.

Une des propriétés intéressantes pour la résolution de l'équation aux valeurs propres 1.9 réside dans la loi d'échelle inhérente aux équations de Maxwell. En effet, en posant $\mathbf{r}' = \mathbf{r}/a$ et $\nabla' = \nabla/a$, où a est le paramètre de maille du réseau périodique, on obtient :

$$a\nabla' \times \left(\frac{1}{\varepsilon\left(\frac{\mathbf{r}'}{a}\right)} \nabla' \times \mathbf{H}\left(\frac{\mathbf{r}'}{a}\right) \right) = \left(\frac{\omega'}{c} \right)^2 \mathbf{H}\left(\frac{\mathbf{r}'}{a}\right) \quad (1.15)$$

Comme $\varepsilon(\mathbf{r}'/a) = \varepsilon(\mathbf{r})$, on retrouve l'équation de départ en divisant par a^2 et en posant $\mathbf{H}'(\mathbf{r}') = \mathbf{H}(\mathbf{r}/a)$ et $\omega' = \omega/a$:

$$\nabla' \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r}')} \nabla' \times \mathbf{H}'(\mathbf{r}') \right) = \left(\frac{\omega'}{c} \right)^2 \mathbf{H}'(\mathbf{r}') \quad (1.16)$$

Cette loi d'échelle nous permet donc de normaliser toutes les grandeurs du cristal photonique par le paramètre de réseau a :

$$\omega = \frac{\omega' a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \text{ et } k = \frac{k' a}{2\pi} \quad (1.17)$$

Cette simple loi d'échelle a une grande importance car elle permet de fabriquer des cristaux photoniques aux propriétés similaires mais dont les plages de longueurs d'onde varient seulement en fonction du paramètre de maille du cristal. Autrement dit, avec les mêmes paramètres normalisés, il est possible de fabriquer des cristaux photoniques avec les mêmes modes propres opérant dans le visible, le proche infrarouge, le domaine THz ou encore dans les micro-ondes uniquement en changeant le paramètre de maille du cristal (en supposant bien sûr que les propriétés du matériau sont invariantes en longueur d'onde).

1.2.1.2 Bande interdite photonique

Miroirs de Bragg Nous allons dans cette section présenter l'origine de la bande interdite, propriété fondamentale des cristaux photoniques. Pour cela, nous allons tout d'abord nous intéresser au cas simple du cristal photonique 1D, ou miroir de Bragg. Cette structure est formée par un empilement périodique de matériaux d'indices de réfraction différents. La structure en couches d'un miroir de Bragg est représentée sur la fig. 1.3. Lorsque la période spatiale est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, la lumière se propageant à incidence normale dans le milieu est fortement perturbée. En particulier, pour la longueur de Bragg λ_B , où $\lambda_B = 2(n_1 a_1 + n_2 a_2)$, les ondes réfléchies à chaque interface sont en phase, et interfèrent donc constructivement. Ces interférences permettent d'atteindre des réflectivités extrêmement élevées dans le cas des dispositifs DBR (*Distributed Bragg Reflectors*) pouvant atteindre $R = 0,99$ [12].

Pour une onde plane dont le vecteur d'onde normalisé k est orienté dans la direction normale à l'empilement des couches, l'onde incidente génère une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. Un déphasage est donc induit, et lorsque $k = \pi/a$, les ondes transmises et réfléchies interfèrent pour former une onde stationnaire. Pour ce vecteur d'onde, la longueur d'onde associée vaut $2a$, soit deux fois le paramètre de maille. Seules deux positions de nœuds sont autorisées par les propriétés de symétrie du miroir de Bragg : soit au centre de la couche du matériau de bas indice, soit au centre de la couche du matériau de fort indice. Le théorème variationnel impose aux modes de basses fréquences de se placer dans le matériau de fort indice. Par orthogonalité des modes, le mode d'ordre supérieur est alors localisé dans le matériau de bas indice.

Comme les modes de basses fréquences se confinent dans le matériau de fort indice, on parlera de bande diélectrique, tandis que l'on parlera de bande de l'air pour les modes

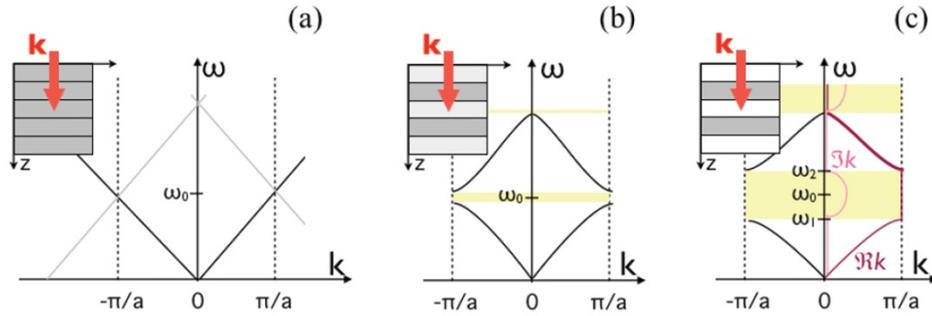


FIGURE 1.3: a) Relation de dispersion d'un milieu homogène. Le repliement est dû à la périodisation artificielle b) Ouverture d'une bande interdite lorsque $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$. c) La bande interdite est d'autant plus large que le contraste d'indice est grand. La partie imaginaire du vecteur d'onde, représentée en rose, montre l'existence de modes évanescents à l'intérieur du gap.

de hautes fréquences. De manière analogue à la délimitation de la bande interdite dans les semi-conducteurs par un placement des électrons soit dans la bande de valence, soit dans la bande de conduction, la bande interdite photonique est délimitée par la localisation de l'énergie des modes dans l'une ou l'autre des couches. La largeur du gap dépend du contraste d'indice entre les deux couches de matériaux. Dans le cas du silicium et de l'air, le fort contraste d'indice ($\Delta n \sim 2,5$) assure une bande interdite de plusieurs centaines de nanomètres de largeur. La bande interdite existe dès lors que $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$.

Cristal photonique bidimensionnel à réseau triangulaire Les cristaux photoniques bidimensionnels sont généralement formés par un réseau périodique de trous d'air dans un milieu diélectrique de fort indice, ou par un réseau de micro-piliers. La forme cylindrique est imposée par les contraintes de fabrication liées à la taille des motifs (~ 100 nm). Dans le cadre de cette thèse, seul le réseau triangulaire de trous a été étudié, car il est le plus couramment utilisé et possède la bande interdite la plus adaptée pour les dispositifs abordés.

Le réseau triangulaire est formé par deux vecteurs élémentaires de même norme et d'ouverture angulaire de 60° dans l'espace réel, soit 120° dans l'espace réciproque. On définit la première zone de Brillouin selon un hexagone dont le centre est le point Γ . En raison du haut degré de symétrie de la première zone de Brillouin, on peut se restreindre à une zone de Brillouin irréductible, qui consiste en une région délimitée par un triangle

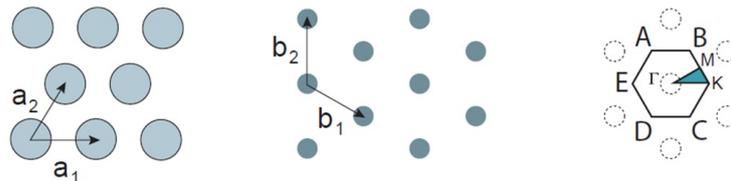


FIGURE 1.4: De gauche à droite : représentation du réseau triangulaire dans l'espace réel, dans l'espace réciproque, et représentation de la première zone de Brillouin avec la zone de Brillouin irréductible formée par le triangle Γ MK.

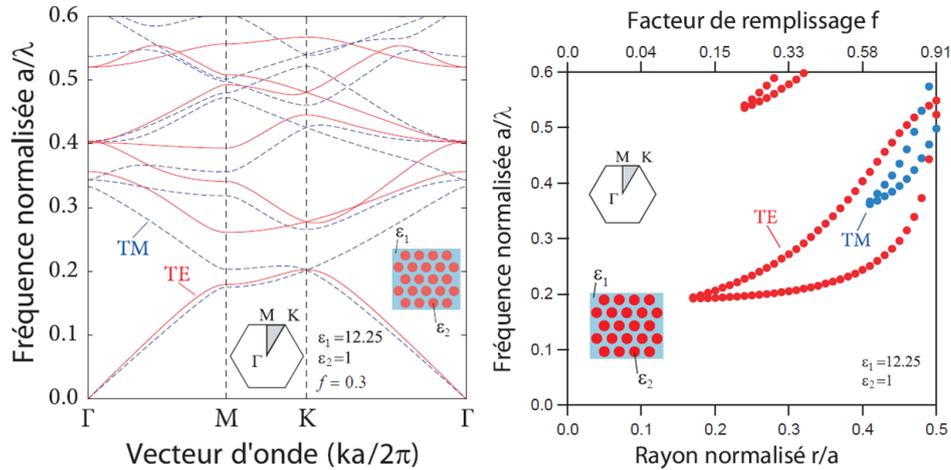


FIGURE 1.5: A gauche : diagramme de bande 2D du réseau triangulaire pour un facteur de remplissage de 0.3. On constate la présence d'une bande interdite entre la première et la deuxième bande pour une polarisation TE. A droite : carte des bandes interdites en fonction du rayon normalisé r/a .

formé par les points Γ , M et K (fig. 1.4).

L'ensemble de la première zone de Brillouin peut alors être reconstruit par symétrie de rotation. On peut résoudre l'équation aux valeurs propres 1.10 pour l'ensemble des vecteurs d'ondes appartenant à la zone de Brillouin irréductible, mais en pratique on se limite aux vecteurs d'onde en délimitant le contour, soit le triangle Γ MK.

Le calcul du diagramme de bande en 2D pour les modes TE et TM pour un facteur de remplissage de 0,3 montre l'existence d'une bande interdite pour une polarisation TE uniquement (fig. 1.5). La carte des bandes interdites montre que le réseau triangulaire possède une bande interdite pour la polarisation TE dès que le facteur de remplissage est supérieur à 0,15. La bande interdite se traduit expérimentalement par une très forte réflexion à l'interface entre le cristal photonique et le guide réfractif d'accès. A titre d'exemple, dans le cas d'une structure sur SOI recouverte d'un liquide d'indice proche de la silice, la transmission est atténuée de 20 dB dans la bande interdite (fig. 1.6).

1.2.1.3 Guidage de la lumière

Les cristaux photoniques planaires ne possédant qu'une bande interdite 2D, il est nécessaire d'utiliser un mécanisme de guidage assurant un confinement vertical. Ce confinement est assuré par l'indice de réfraction élevé du matériau qui assure une condition de réflexion interne totale. Les deux technologies les plus couramment utilisées, à savoir l'approche SOI et l'approche membranaire, exploitent ce fort confinement vertical pour guider la lumière (fig. 1.7).

Pendant, en raison de la condition de réflexion interne totale, le confinement vertical n'est assuré que pour une certaine plage de vecteurs d'ondes. En dehors de cette gamme de vecteurs d'ondes, la lumière peut se coupler avec le milieu extérieur par conservation du vecteur d'onde parallèle k_{\parallel} et ainsi rayonner. L'ensemble des modes non confinés est

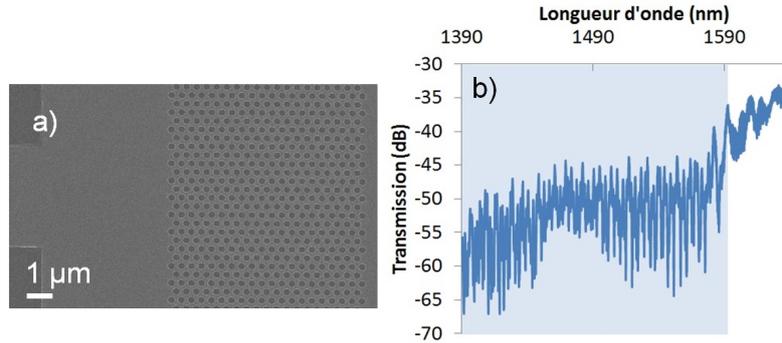


FIGURE 1.6: a) Image MEB d'un cristal photonique planaire à réseau triangulaire fabriqué à l'IEF. b) Diagramme de transmission correspondant. La zone en bleu représente la bande interdite photonique.

représenté par un cône de lumière d'équation :

$$\omega = \frac{c}{n_1} \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \quad (1.18)$$

Les modes guidés ayant un indice effectif inférieur à celui du matériau de fort indice, ils vont donc nécessairement se situer au-dessus de la ligne de lumière de celui-ci. Les deux lignes de lumière permettent de définir l'ensemble des modes guidés dans la structure photonique (fig. 1.8). La superposition de la ligne de lumière du matériau de bas indice sur le diagramme de bande d'un cristal photonique permet ainsi de distinguer les modes guidés des modes radiatifs. Cependant, certains modes radiatifs sont quasi-guidés, ce qui signifie qu'ils restent suffisamment confinés pour se propager sur une courte distance. Dans le cadre de cette thèse, des cristaux photoniques sur SOI et sur membrane suspendue ont été réalisés, et ont permis de caractériser les propriétés des cristaux photoniques dans ces deux configurations (fig. 1.7).

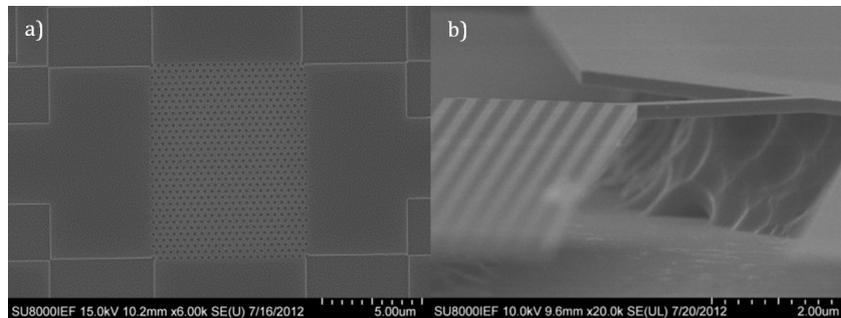


FIGURE 1.7: Exemples de réalisation de cristaux photoniques planaires fabriqués à l'IEF. a) Cristal photonique sur SOI. b) Membrane à cristal photonique avec vue sur un des ancrages.

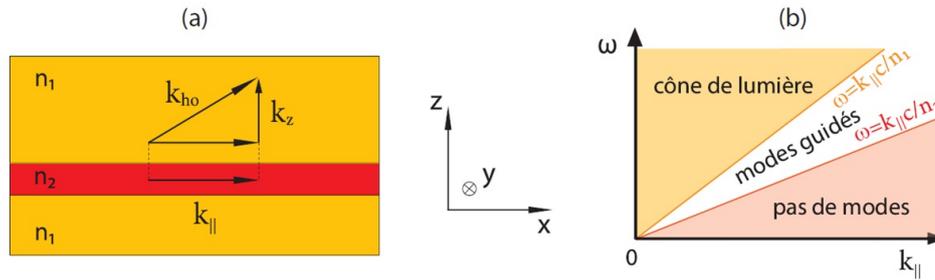


FIGURE 1.8: a) Représentation schématique d'un guide plan et de la condition de conservation du vecteur d'onde k_{\parallel} (ici représenté suivant l'axe x). b) Cône de lumière associé au guide plan. Les modes guidés sont situés entre les lignes de lumière des matériaux de fort et faible indice.

1.2.2 Confinement de la lumière dans les cristaux photoniques 2D

1.2.2.1 Guides d'ondes à cristaux photoniques

Un guide à cristal photonique est simplement formé en enlevant une rangée de trous le long de la direction Γ -K. Ce type de guide est nommé de manière générique guide W1. Le défaut linéique va introduire deux modes guidés dans la bande interdite photonique (fig. 1.9), l'un symétrique et l'autre antisymétrique selon la direction latérale à la propagation. En projetant la structure de bandes du cristal photonique le long de l'axe $\Gamma - K$, on peut visualiser la position des modes induits par le défaut dans la bande interdite. Comme ces modes ne sont définis que dans cet axe, ils peuvent se coupler avec n'importe quel mode du cristal ayant le même vecteur d'onde qu'eux, indépendamment de la valeur du vecteur d'onde transverse.

On remarque que lorsque le vecteur d'onde se rapproche du bord de la première zone de Brillouin, la dispersion des modes augmente en raison du repliement des bandes, jusqu'à former une onde stationnaire au point $k = \pi/a$. En analysant, le profil du champ associé au mode guidé symétrique, on constate qu'il existe deux types de régimes de guidage. Dans le premier cas, la lumière est guidée par l'indice, à l'instar d'un guide réfractif. En d'autres termes, la lumière est confinée dans le guide formé par la ligne de trous manquants, le contraste d'indice étant suffisant pour guider la lumière. Dans le second cas, la lumière est guidée par la bande interdite, où les interférences destructives empêchent la pénétration de la lumière dans le cristal et où les interférences constructives permettent à la lumière de se propager dans le guide. Le changement de régime de guidage est dû à un anti-croisement entre le mode guidé et la bande diélectrique. Dans ce régime, la dispersion de la lumière est très grande, et augmente à mesure que l'on s'approche du bord de la première zone de Brillouin, jusqu'à ce que la lumière forme une onde stationnaire. **La vitesse de groupe tend alors vers 0, ce qui permet théoriquement de ralentir arbitrairement la lumière en excitant le guide à cristal photonique avec un grand vecteur d'onde.** Nous aborderons dans la section suivante les spécificités de ce régime d'ondes lentes ainsi que les problématiques associées.

Expérimentalement, les guides à cristaux photoniques sont généralement couplés à des guides rubans nécessaires à l'injection de lumière depuis une fibre. En raison du désaccord

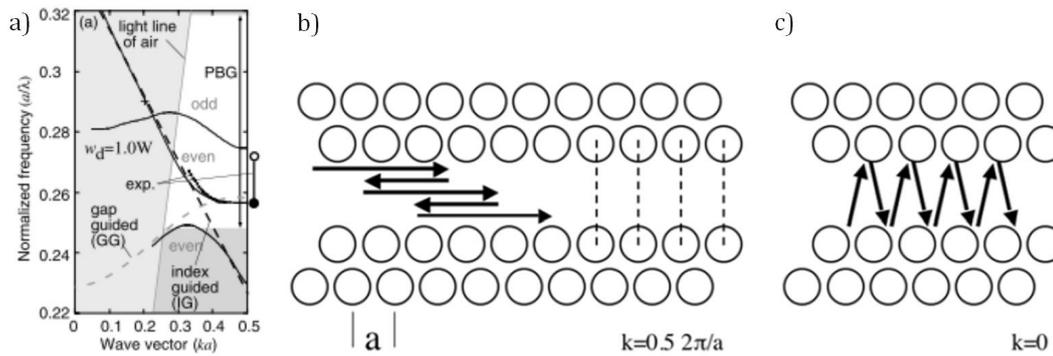


FIGURE 1.9: a) Guides équivalents pour les modes de défaut linéique. On remarque l’anti-croisement entre le mode guidé et la bande diélectrique [13]. b) Guidage par interférences constructives entre ondes rétrodiffusées et ondes se propageant près du point K. c) Guidage par réflexion omnidirectionnelle près du point Γ .

entre le profil d’un mode de guide ruban et celui d’un guide à cristal photonique, des réflexions vont apparaître en entrée et en sortie du guide W1, et le guide lui-même va former une cavité de Fabry-Perot. En régime de guidage par l’indice, les réflexions vont être très faibles, mais elles vont très fortement s’accroître en régime de guidage par bande interdite. On remarque alors sur le spectre de transmission des franges d’oscillations de Fabry-Perot de plus en plus prononcées et rapprochées, avant la brusque coupure de la transmission en raison de la bande interdite (fig. 1.10). La longueur du cristal étant finie, certains modes situés au-dessus de la ligne de lumière se propagent dans le cristal, mais subissent une pénalité en raison de la diffusion hors du plan.

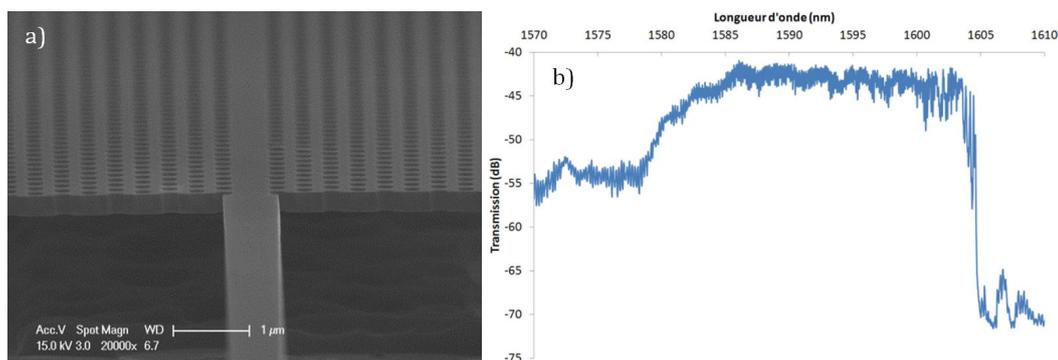


FIGURE 1.10: Image MEB d’un guide à cristal photonique suspendu fabriqué à l’IEF. Diagramme de transmission expérimental d’un guide W1 sur SOI. On remarque la coupure de la transmission vers 1605 nm, tandis que le bord de bande est marqué par des oscillations de Fabry-Pérot de plus en plus amples et rapprochées. La transmission s’accroît vers 1580 nm en raison du passage sous la ligne de lumière.

1.2.2.2 Ondes lentes dans les cristaux photoniques

Nous avons vu dans la section précédente que des modes lents peuvent être obtenus en faisant opérer le guide W1 en bord de zone de Brillouin. Dans cette section, nous allons aborder les propriétés des modes lents, la méthode d'ingénierie de dispersion permettant de contrôler la courbe de dispersion d'un guide à cristal photonique afin d'obtenir des modes lents, puis le problème des pertes associées aux ondes lentes.

Propriétés des ondes lentes

Retard optique Le diagramme de bandes d'un guide à cristal photonique permet d'obtenir la vitesse de groupe des ondes de Bloch par la relation :

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (1.19)$$

Cette définition implique nécessairement une onde stationnaire en bord de zone de Brillouin. On exprime le ralentissement de la lumière par l'indice de groupe, rapport entre la célérité de la lumière dans le vide et sa vitesse de groupe. Des ralentissements aussi extrêmes que 17 m.s^{-1} [14] ou 90 m.s^{-1} [15] ont été obtenus, basés cependant sur un mécanisme différent de celui abordé dans cette thèse, à savoir la transparence électromagnétique induite (EIT). De plus, les expériences ayant permis de tels ralentissements sont basés sur des résonances atomiques fort éloignées des problématiques de l'optique intégrée, même si depuis des résultats sur l'EIT ont été obtenus à température ambiante [16]. Dans le cas des cristaux photoniques, le ralentissement de la lumière est issu des interférences constructives entre ondes réfléchies et transmises dans un milieu fortement dispersif. Le léger déphasage entre celles-ci crée une onde dont l'enveloppe se propage lentement, d'où le terme d'onde lente. Ce ralentissement peut s'avérer utile pour les télécoms car il sert à réaliser des lignes à retard et des *buffers* [17]. Cependant, deux paramètres sont en compétition pour la réalisation de lignes à retards efficaces : le retard maximum atteignable et la bande-passante sur laquelle ce retard opère. Si l'on cherche à maximiser ce retard, le choix le plus judicieux se porte sur les cavités. À ce titre, le piégeage de photons de durée supérieure à 1 ns dans une cavité a été démontré [18], quoique sur une plage spectrale inférieure au pm. En revanche, si l'on cherche à retarder un signal sur une grande bande-passante, l'emploi de guides rubans ou de fibres est plus approprié, au détriment de la taille du composant. Une grande bande passante permet de retarder des impulsions extrêmement courtes ($\sim 100 \text{ fs}$ pour des fibres). Un guide à modes lents se présente comme une solution intermédiaire : il permet de ralentir d'un facteur 30 à 40 la lumière sur une bande passante d'environ une dizaine de nanomètre lorsque l'on réalise de l'ingénierie de dispersion, ce qui permet d'atteindre des retards de l'ordre de 50 ps [19], tout en conduisant à des structures de dimensions réduites ($< 100 \mu\text{m}^2$). A cet effet, on définit l'optimum entre le retard et la bande passante sous la forme d'un facteur de mérite appelée produit retard-bande passante [34] :

$$\Delta t \Delta f = \frac{L \Delta n}{\lambda}, \text{ où } n_g \frac{\Delta f}{f} = \Delta n \quad (1.20)$$

Dans le cadre de l'ingénierie de dispersion abordée plus loin dans cette section, on cherchera à maximiser la quantité $n_g * \frac{\Delta f}{f}$.

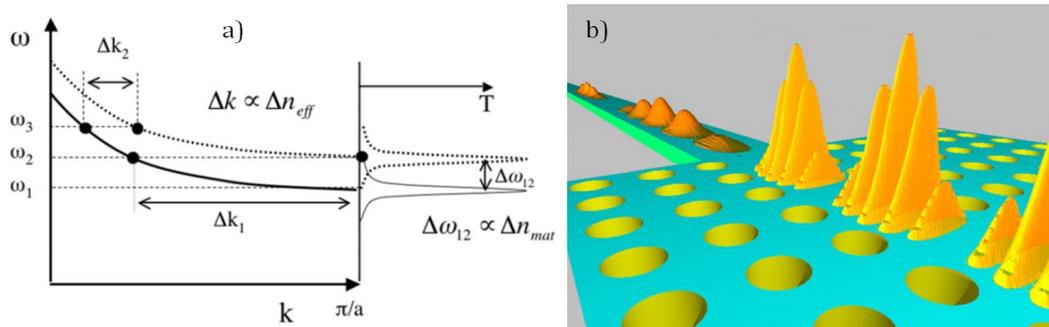


FIGURE 1.11: a) Représentation de la grande variation du vecteur d'onde près du bord de la zone de Brillouin pour une largeur spectrale fixe. b) Vue d'artiste du renforcement de l'intensité lumineuse en régime d'ondes lentes. [20]

Renforcement de l'interaction lumière-matière Les ondes lentes possèdent une propriété remarquable : une compression spatiale des impulsions optiques induisant une très forte intensité locale. Ce phénomène provient de l'effet dispersif très fort du cristal photonique. En effet, si l'on considère une impulsion de largeur spectrale $\Delta\omega$ en régime rapide, celle-ci aura une extension Δk_2 dans le réseau réciproque (fig. 1.11). Cependant, si la même impulsion est en régime d'ondes lentes, en raison de la très forte dispersion près du bord de la zone de Brillouin, celle-ci aura une très grande extension Δk_1 dans le réseau réciproque avec $\Delta k_1 \gg \Delta k_2$, ce qui va entraîner une forte réduction de l'extension spatiale de l'impulsion. Par conservation de l'énergie, l'intensité de l'impulsion s'accroît, puisque la même quantité d'énergie est confinée dans un volume plus petit. En effet, une grande extension dans l'espace réciproque entraîne une taille très réduite dans l'espace réel.

L'exaltation du champ électrique à l'intérieur du guide à cristal photonique accroît l'interaction entre la lumière et la matière au sein du matériau. En effet, le champ électrique d'un mode lent induit un moment dipolaire plus fort sur les électrons du matériau. Cela a pour conséquence la modification de la réponse du matériau. Cette modification se traduit par un renforcement des effets linéaires, mais également l'apparition d'effets non linéaires lorsque la densité optique est suffisante.

Applications des ondes lentes Outre l'utilisation des guides à ondes lentes pour les lignes à retard optiques, ces guides présentent des avantages pour le traitement optique de l'information. En raison d'une très forte-interaction lumière-matière, diverses applications ont en effet été proposées. Le dispositif réalisé le plus simple est un modulateur [21], où le changement d'indice est réalisé par effet thermo-optique. Dans le cas d'un modulateur optique basé sur la déplétion des porteurs libres, la lumière lente est beaucoup plus sensible au changement d'indice, ce qui a permis de réaliser un modulateur optique à très basse tension de seuil et de petites dimensions [22]. Mais la principale force des ondes lentes réside dans leur utilisation pour réaliser des effets optiques non linéaires. Des effets aussi variés que la génération de troisième harmonique (*Third Harmonic Generation* THG) [23], l'automodulation de phase (*Self-Phase Matching* SPM) [24], le mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence (*Four-Wave Mixing* FWM) [25] ont été démontrés en régime d'ondes

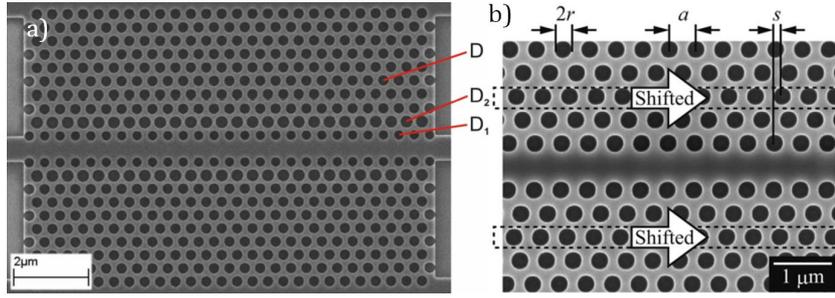


FIGURE 1.12: a) Ingénierie de dispersion d'un guide à cristal photonique en modifiant le rayon des trous des deux rangées délimitant le guide [28]. A droite : Ingénierie de dispersion d'un guide à cristal photonique en décalant longitudinalement les trous [31].

lentes.

Ingénierie de dispersion Nous avons vu dans la section précédente qu'il était possible d'obtenir des ondes lentes en faisant opérer le guide à cristal photonique près du bord de la zone de Brillouin, soit pour des longueurs d'ondes situées près de la coupure en transmission. Cependant, près du bord de la zone de Brillouin, la bande guidée est très fortement dispersive, ce qui est potentiellement problématique pour la transmission de signaux temporels. En effet, pour une largeur spectrale donnée, les composantes spectrales délimitant l'impulsion ont alors des vecteurs d'onde différents, et donc des vitesses de groupe différentes, ce qui engendre un effet de dispersion chromatique appelée *GVD (Group Velocity Dispersion)* et exprimée par :

$$GVD = -\frac{1}{\lambda^2} \left(\frac{d\omega}{dk} \right)^{-1} \quad (1.21)$$

Cet effet est potentiellement néfaste pour la transmission de signaux haut débit sur des distances importantes, car la distorsion des impulsions optiques peut être importante. Cependant, Petrov *et al.* ainsi que Frandsen *et al.* ont montré qu'il était possible d'obtenir des modes lents loin du bord de la zone de Brillouin, et mieux, qu'il était également possible d'annuler la GVD sur une bande spectrale de plusieurs nm [27],[28]. Ces effets sont obtenus par **l'ingénierie de dispersion**. Cette méthode est basée sur l'optimisation du diagramme de dispersion par modification du réseau de trous, ce qui perturbe le couplage entre le mode de guidage par l'indice et le mode de guidage par la bande interdite. Plusieurs méthodes ont été proposées : la modification du rayon des trous délimitant le guide [28],[29] (fig. 1.12 a)), un décalage transverse des quatre rangées de trous de part et d'autre du guide [30], un décalage longitudinal de ces rangées [31] (fig. 1.12 b)) ou encore une combinaison de plusieurs de ces techniques [32], voire même une optimisation de la topologie du guide [33].

En appliquant la méthode d'ingénierie de dispersion, on perturbe l'anti-croisement entre le mode de défaut linéique et le mode de la bande diélectrique. Il est possible en ajustant finement le réseau de trous, de forcer la bande à avoir une pente quasi-linéaire sur une large plage de vecteurs d'onde (fig. 1.13). Il en résulte une courbe en plateau lorsque l'on trace la variation d'indice de groupe en fonction de la longueur d'onde. Cependant, la

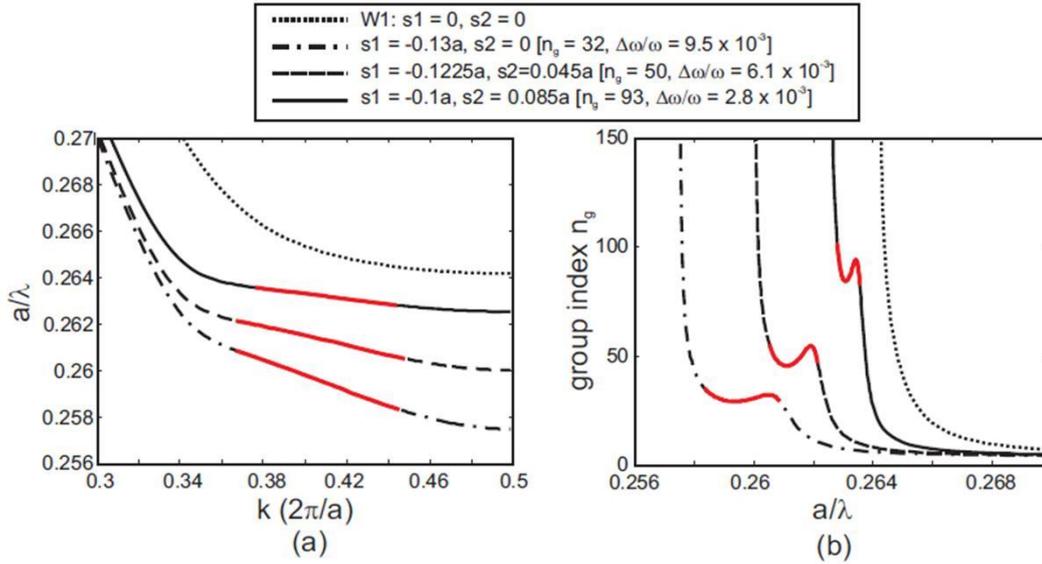


FIGURE 1.13: a) Diagrammes théoriques de dispersion de différents modes à ingénierie de dispersion avec leurs plages de fréquences utiles (rouge). b) Indices de groupe correspondants avec plateaux en rouge. [30]

largeur spectrale de ce plateau ne peut être arbitraire : il faut accepter un compromis entre la bande passante et le ralentissement de la lumière que l'on désire. Pour cela, on utilise le **produit indice de groupe bande passante normalisé** (*Normalized Delay Bandwidth Product* NDBP) comme facteur de mérite. Ici, la bande passante désigne la plage de longueur d'onde pour laquelle l'indice de groupe a une variation inférieure à 10%, valeur arbitraire communément admise dans les publications [34]. La hauteur de la ligne de lumière de l'air par rapport aux fréquences délimitant la bande interdite permet d'obtenir des NDBP de l'ordre de 0,3, valeur obtenue par exemple dans le cas d'un indice de groupe de 30 sur une bande passante de 15 nm (fig. 1.14).

Ce plateau d'indice de groupe est bénéfique pour retarder un *pulse* en raison de la suppression de la GVD, mais aussi pour des effets non linéaires comme le mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence, où l'on peut placer la pompe au centre du plateau et faire balayer le plateau par la sonde, le complémentaire créé restant lui aussi dans le plateau [25]. Le principal gain de l'ingénierie de dispersion réside dans le fait de faire propager la pompe et la sonde en phase, ce qui améliore grandement l'efficacité de conversion.

Bien que l'ingénierie de dispersion eût initialement pour but de remédier au problème de la GVD, nous allons voir par la suite que l'influence de la GVD sur l'élargissement temporel est cependant bien plus faible que l'effet du désordre et des pertes qui en résultent.

Pertes dans les guides à ondes lentes La problématique des pertes est cruciale concernant les guides à ondes lentes. Le temps d'interaction entre la lumière et la matière est en effet allongé en régime de fort indice de groupe. Simultanément aux effets de renforcement désirés, tels que les effets optiques non linéaires, cela accroît la sensibilité de la

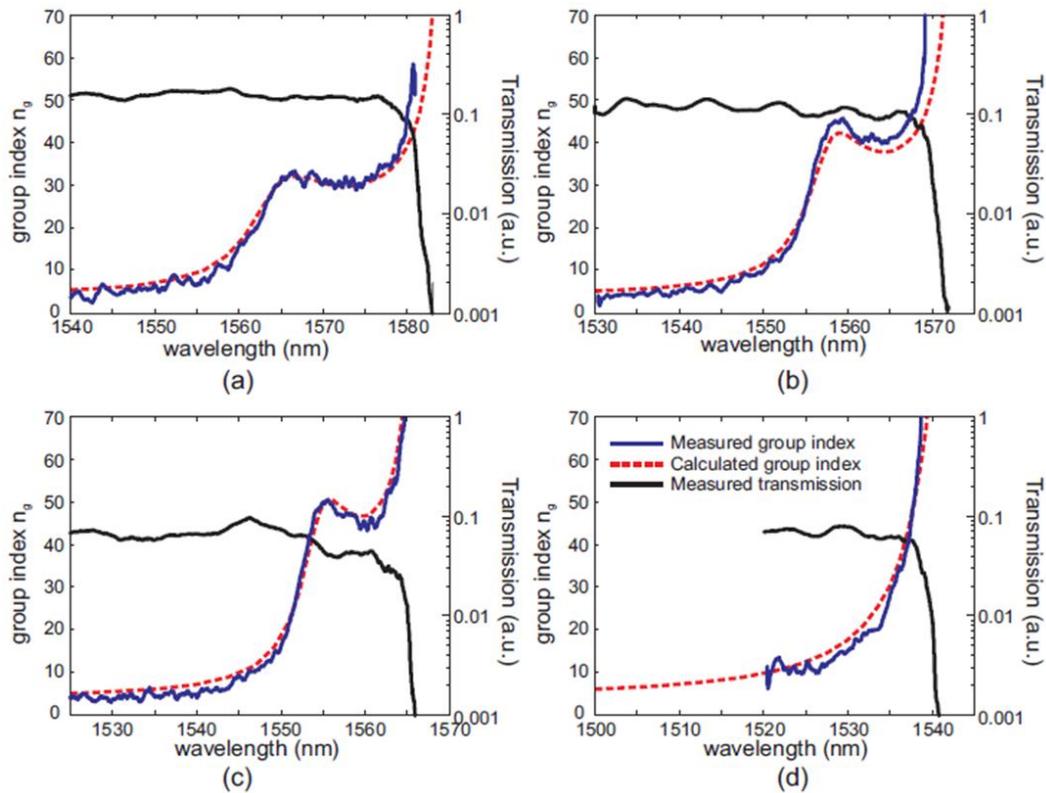


FIGURE 1.14: a-c) Mesures expérimentales de transmission (noir) de divers PCWs à ingénierie de dispersion, avec indices de groupe mesurés (bleu) et calculés (rouge). d) Idem pour un guide WI standard. [30]

lumière aux imperfections du cristal photonique et ainsi à l'augmentation des pertes de propagation. Deux types de pertes sont à distinguer : les pertes intrinsèques et les pertes extrinsèques. Ces pertes sont représentées schématiquement sur la fig. 1.15. Les pertes intrinsèques sont inhérentes à la structure, par exemple un mauvais couplage entraînant des pertes par réflexion ou encore un fonctionnement avec des modes situés au-dessus de la ligne de lumière. Une bonne conception permet alors de les supprimer. Les pertes extrinsèques sont en revanche dues aux imperfections de fabrication et ce sont elles qui vont sévèrement limiter les performances des guides à ondes lentes.

En effet, le désordre induit par la fabrication introduit des défauts à la périodicité de la structure idéale qui induisent des processus de diffusion de la lumière, soit hors du plan, dues à un couplage du défaut avec des modes de Bloch situés au-dessus de la ligne lumière, soit par rétrodiffusion et diffusions multiples des photons, ce dernier type de pertes étant prédominant à fort indice de groupe.

La première étude expérimentale des pertes dans les guides à cristaux photoniques a été réalisée à notre connaissance par Kuramochi *et al.* [35]. Les pertes obtenues expérimentalement en régime rapide (loin du bord de bande interdite) sont proches de celles d'un guide réfractif en silicium, atteignant des valeurs de l'ordre 2 dB.cm^{-1} [36], en bon accord avec les prédictions théoriques [37],[38]. Il a été de plus montré que les pertes de

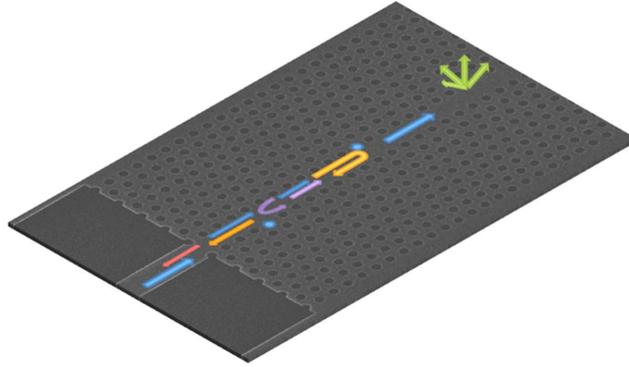


FIGURE 1.15: Différents mécanismes de pertes dans un guide W1 à modes lents : réflexion à l'interface guide ruban-cristal photonique (rouge), défaut se couplant à des modes de Bloch au-dessus de la ligne de lumière (vert), désordre (bleu) créant de la rétrodiffusion (orange) et de la diffusion multiple (violet).

propagation induites par rétrodiffusion planaire ne sont pas proportionnelles à l'indice de groupe, mais à son carré. L'explication est simple : la LDOS (densité locale d'états) est proportionnelle à l'indice de groupe, or il faut aussi prendre en compte la LDOS des modes contra-propagatifs, d'où la dépendance en n_g^2 . La courbe de la fig. 1.16 b) confirme cette dépendance parabolique.

Ce résultat expérimental a conduit d'autres groupes à s'intéresser à la modélisation théorique des pertes dans les guides à ondes lentes et l'influence du désordre.

La modélisation de la rétrodiffusion peut se faire en introduisant un paramètre universel

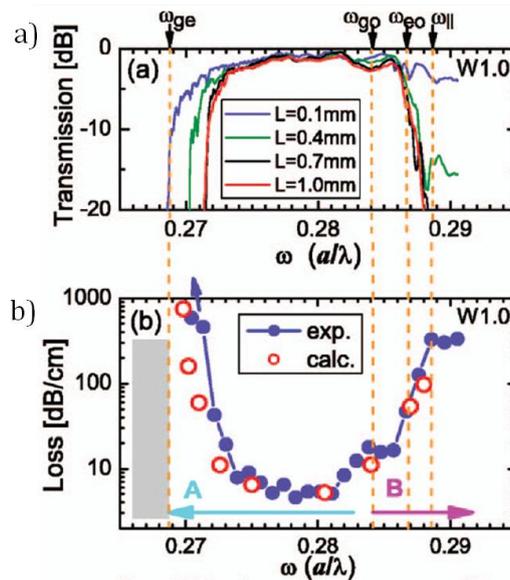


FIGURE 1.16: a) Mesures de transmission d'un guide W1 pour différentes longueurs. b) Pertes de propagation mesurées (bleu) et calculées par tenseur de Green (rouge). [35].

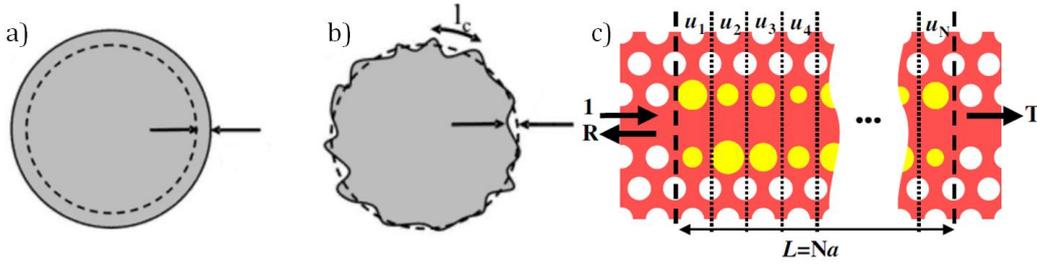


FIGURE 1.17: a) Trou parfaitement circulaire avec déviation par rapport au rayon. b) Imperfections de fabrication sur la forme des trous caractérisées par une longueur de corrélation pour la rugosité [39]. c) Cellule servant à modéliser une séquence aléatoire de désordre [40].

ρ qui quantifie le libre parcours moyen lié au désordre [39]. Ce paramètre peut être calculé en utilisant une approche perturbative appelée méthode vectorielle FMM (*fully vectorial Fourier Modal Method*) et en appliquant l'approximation de Born. Cette modélisation a montré que pour $n_g = 50$ et $\sigma = 1$ nm, le libre parcours moyen est seulement de 25 μm , ce qui signifie qu'un guide à ondes lentes ne peut opérer en régime balistique. Cependant, comme démontré expérimentalement [41], l'approche perturbative ne s'avère pas suffisante pour modéliser les pertes, car la diffusion multiple et la localisation d'Anderson deviennent prédominantes [42],[40]. Les pertes de propagation sont estimées en mesurant l'atténuation de la transmission en fonction de la longueur du cristal :

$$\langle \ln(T) \rangle = -\alpha L = -\frac{L}{l} \quad (1.22)$$

où T est la transmission, α le coefficient de pertes, L la longueur du guide, et l le libre parcours moyen. Notons que le coefficient de pertes α est extrait à partir de la valeur moyenne du logarithme de la transmission T , car $\langle T \rangle$ n'est pas une quantité auto-moyennante. Cependant, 1.22 doit être utilisée avec précaution, car certains cas subtils montrent que l'atténuation du logarithme de la transmission n'est plus linéaire [43].

Une approche par modes couplés faisant intervenir l'intensité des modes propagatifs et contra-propagatifs a prédit un effondrement de la loi de Beer-Lambert pour des indices de groupe élevés [44]. Or, le régime de guidage est essentiellement interférentiel, ce qui rend l'influence de la phase primordiale. Cela rend l'affirmation d'un effondrement de la loi de Beer-Lambert abusive, d'autant que les auteurs ont estimé l'atténuation en transmission avec $\ln \langle T \rangle$, et que la loi de Beer-Lambert semble vérifiée pour des indices de groupe jusqu'à mille [45].

La modélisation de la diffusion multiple en régime d'ondes lentes montre un très fort accroissement de la localisation de la lumière, ce qui supprime la cohérence du signal. Le Thomas *et al.* ont montré qu'au-delà d'une certaine valeur d'indice de groupe, la lumière passe d'un régime dispersif à un régime diffusif dans lequel il n'est plus possible de définir le diagramme de bande [46]. La définition de la vitesse de groupe n'a plus lieu, quand bien même le niveau de signal en transmission reste élevé (fig. 1.18). Cela montre que les travaux rapportant des mesures d'indices de groupe de plusieurs centaines voire de milliers [21],[47] doivent être regardés avec beaucoup de recul, et plus encore les articles proposant

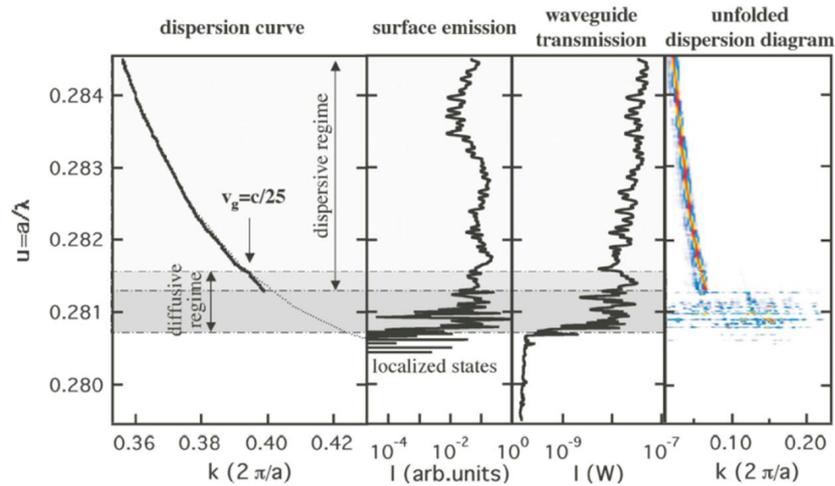


FIGURE 1.18: De gauche à droite : Courbe de dispersion expérimentale, courbe d'intensité totale collectée en surface en fonction de la longueur d'onde, diagramme de transmission expérimental et carte 2D du diagramme de dispersion déplié pour un guide W1. [46]

une ingénierie de dispersion pour des indices de groupe de plusieurs centaines. Les mesures d'indices de groupe très élevés, par exemple dans un interféromètre de Mach-Zehnder, sont dues au fait que les états localisés transmettent de la lumière qui va interférer avec un très fort déphasage. Mais cette lumière n'a pas de cohérence et ne peut donc pas être utilisée pour transporter de l'information.

L'impact du désordre dans les cristaux photoniques sur le transport de lumière est analogue à la localisation d'Anderson observée en électronique [48] dans le cas du transport 1D. Ce résultat contre-intuitif prédit que dans un conducteur fortement désordonné, le transport électronique peut être tellement perturbé que le matériau finit par se comporter comme un isolant. Dans le cas des cristaux photoniques, cela va conduire aux phénomènes de rétrodiffusion, où un défaut va diffuser en arrière la lumière, et de diffusion multiple, où les photons vont subir des diffusions successives contra-propagatives et propagatives de la part de plusieurs défauts. Les mécanismes liés au désordre peuvent être encore plus subtils : un défaut peut générer un couplage avec des modes de Bloch au-dessus de la ligne de lumière mais quasi-guidés qui peuvent être diffusés par un autre défaut, et par la suite se recoupler dans le guide. Pour illustrer l'impact du désordre et de la rétrodiffusion, Mazoyer *et al.* ont montré que l'impact de la GVD sur l'étalement temporel d'une impulsion est négligeable devant celui de la localisation en régime d'ondes lentes, quand bien même la dispersion est grande, car la longueur de localisation est bien inférieure à celle nécessaire pour séparer temporellement les différentes composantes de l'impulsion [49]. Le Thomas *et al.* ont mené une analyse statistique du désordre dans les guides W1 en corroborant une analyse statistique d'images MEB avec des mesures par imagerie dans l'espace de Fourier [50]. Les résultats obtenus donnent un aperçu des types de désordre et leur influence. Tout d'abord, le désordre sur la position des trous a une contribution infime, et la résolution des images MEB ne permet pas de le détecter. En revanche, les fluctuations sur la forme des trous sont cruciales, et le facteur prépondérant est défini par les fluctuations de l'aire

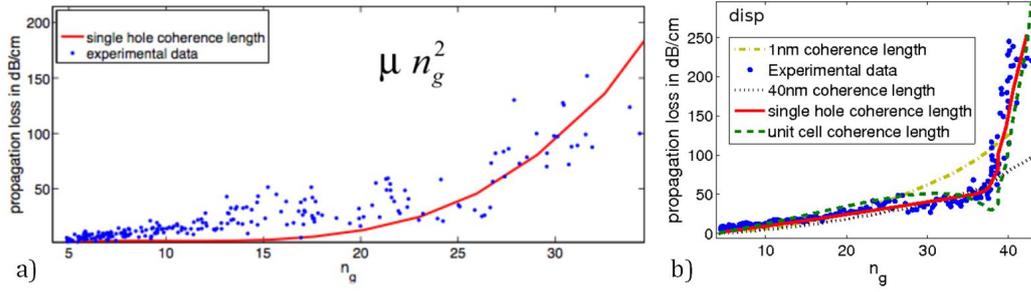


FIGURE 1.19: a) Pertes de propagation en fonction de l'indice de groupe pour un guide W1. b) Pertes de propagation pour un guide à ingénierie de dispersion. Le design est optimisé pour un plateau autour de $n_g = 37$. On remarque qu'autour de cette valeur, la courbe des pertes de propagation en fonction de l'indice de groupe forme un coude, signature de deux types de régime de pertes. [52]

insolée en lithographie électronique pour chaque trou, et non celles sur la déviation de la forme des trous par rapport à un cercle idéal. Ce constat a été depuis confirmé par une étude théorique [51]. **Cela signifie que les fluctuations de courant lors de l'insolation électronique (EBL) sont bien plus critiques sur les pertes que la résolution elle-même des motifs.**

En dépit de l'abondance de publications portant sur l'ingénierie de dispersion, seul un article s'est intéressé à notre connaissance aux pertes dans les guides à ingénierie de dispersion [52]. O'Faolain *et al.* y présentent un résultat surprenant concernant ces guides : les pertes de propagation dans la bande passante de GVD nulle du guide dépendent de l'indice de groupe et non de son carré (fig. 1.19 b)). Ainsi, les pertes dans un guide avec ingénierie de dispersion pour un indice de groupe de 37 sont d'environ 50 dB.cm^{-1} , contre environ 150 dB.cm^{-1} pour un guide W1. Ce résultat permet de présager de belles perspectives pour l'intégration des guides à ondes lentes.

Nous avons vu que le désordre est particulièrement néfaste pour la propagation car les

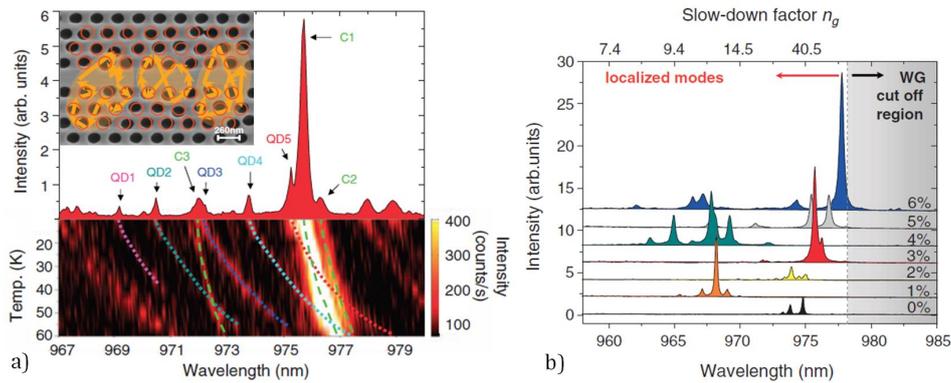


FIGURE 1.20: a) Spectre de photoluminescence (PL) de l'ensemble guide à cristal photonique + boîtes quantiques. Insert : image MEB du PCW avec 6% de désordre, les flèches représentant les diffusions liées au désordre. b) Spectres de PL pour différentes réalisations de désordre mettant en évidence les modes localisés d'Anderson. [55]

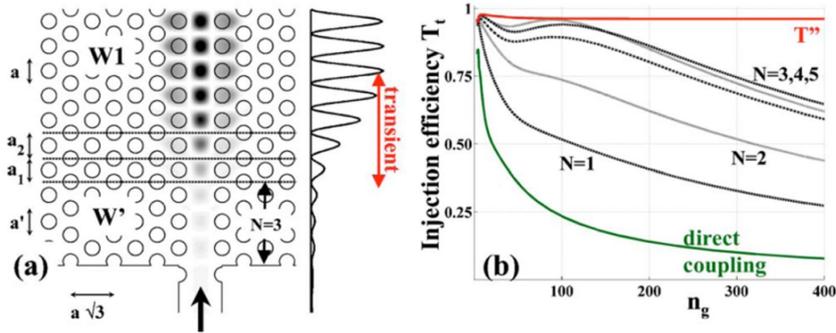


FIGURE 1.21: a) Schéma de couplage entre un guide strip et un guide à mode lents au moyen d'une interface de cristal photonique à modes rapides. b) Efficacité de couplage en fonction de l'indice de groupe pour différentes longueurs de la région de transition. [60]

diffusions multiples détruisent la cohérence du signal, et finissent par induire des états très fortement localisés. Ces états localisés s'observent par des cavités de Fabry-Perot aléatoires fortement résonnantes avec des facteurs de qualité de plusieurs dizaines de milliers [53]. Topolancik *et al.* ont montré qu'en contrôlant le degré de désordre, il est possible d'obtenir des facteurs qualité jusqu'à plusieurs centaines de milliers, ce qui permet de concurrencer certains designs de cavités usuels dans les cristaux photoniques [54], car les cavités Fabry-Perot aléatoires ne génèrent aucune contrainte en fabrication. L'utilisation des modes d'Anderson a donc notamment permis la démonstration de *random lasing* [56] et de CQED par couplage faible entre des modes d'Anderson et des boîtes quantiques (fig. 1.20) [55].

La grande différence de profil entre le mode fondamental d'un guide ruban et les modes lents d'un guide à cristal photonique engendre par ailleurs une réflexion importante à l'interface, d'autant plus que la différence d'indices de groupe est grande. Plusieurs géométries

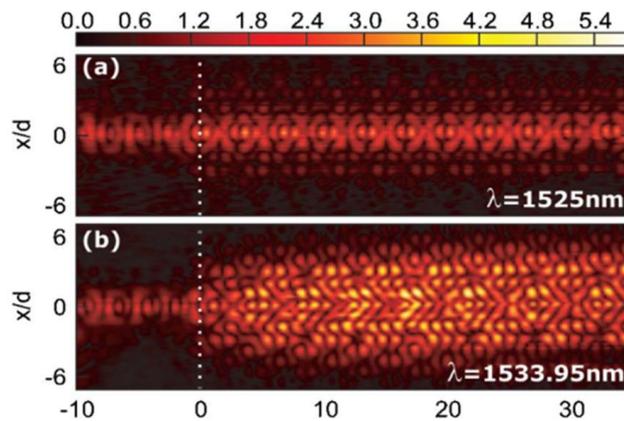


FIGURE 1.22: a) Image de microscopie optique en champ proche (SNOM) montrant la propagation d'un mode rapide dans un PCW. b) Image de SNOM montrant la propagation d'un mode lent et l'absence de réflexion à l'interface entre les modes lents et rapides. [61]

de couplage ont été proposées [57],[58],[59],[60] pour coupler vers les modes lents. J'ai retenu la géométrie proposée par Hugonin *et al.* (fig. 1.21) en raison de sa robustesse car elle consiste à étirer de quelques nanomètres la période du cristal photonique en entrée et en sortie du guide, cette transition se faisant aisément en lithographie électronique. De plus, elle permet d'obtenir sur quelques périodes une efficacité de couplage quasi-unitaire dans une large plage d'indices de groupe, ce qui permet de conserver en pratique des dispositifs compacts.

En dépit de la forte différence de profils entre les modes lents et rapides, le couplage est assuré grâce à des modes évanescents présents à l'interface entre les deux régions. Ce couplage par ondes évanescentes a été démontré expérimentalement par des mesures en champ proche (fig. 1.22) [61].

1.2.2.3 Cavités à cristaux photoniques

Nous avons vu dans la section précédente que le ralentissement de la lumière dans les guides à cristaux photoniques est limité par les pertes de propagation. Il est possible d'accroître l'interaction lumière-matière en formant des résonateurs optiques. Le paramètre permettant de quantifier l'acuité de la résonance est le facteur de qualité noté Q . Dans le cas de résonateurs diélectriques, la permittivité du matériau est réelle et il n'y a donc pas d'absorption. Nous reproduisons ci-après la démonstration de la définition physique du facteur de qualité d'une cavité présentée dans [69]. Le seul mécanisme de pertes dans la cavité vient de l'effet de radiation hors de la cavité. La cavité se comporte comme un système ouvert, et le facteur de qualité Q est défini comme le rapport entre l'énergie stockée U dans la cavité sur la puissance P perdue par cycle multiplié par la fréquence de résonance ω_0 :

$$Q = \omega_0 \frac{U}{P} \quad (1.23)$$

Cette équation a pour conséquence que l'énergie stockée décroît exponentiellement avec le temps, avec un temps caractéristique $\tau = Q/\omega_0$. Cela signifie que la mesure du facteur de qualité donne accès au temps de vie des photons dans la cavité. En se plaçant dans le domaine fréquentiel, on peut définir le facteur de qualité à partir des équations de Maxwell complexes, le mode propre de la cavité étant solution de :

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\bar{\omega}\mathbf{H} \quad (1.24)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\bar{\omega}\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E} \quad (1.25)$$

Puisque le triplet $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \bar{\omega})$ est solution des équations de Maxwell, $(\mathbf{E}^*, \mathbf{H}^*, \bar{\omega}^*)$ l'est aussi, car la permittivité et la perméabilité sont réelles. En appliquant alors la formule de Green-Ostrogradsky au vecteur $\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}$ à travers une surface Σ délimitant un volume V , on obtient :

$$\iint_{\Sigma} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^* + \mathbf{E}^* \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} = i(\bar{\omega} - \bar{\omega}^*) \iiint_V (\varepsilon|\mathbf{E}|^2 + \mu|\mathbf{H}|^2) dV \quad (1.26)$$

Ce résultat provient du théorème de réciprocity de Lorentz. La surface d'intégration peut être choisie arbitrairement, par exemple une surface Σ_1 entourant la cavité ou une surface

ouverte Σ_2 située à l'extérieur de la cavité (fig. 1.23). En introduisant le flux de vecteur de Poynting P à travers la surface fermée Σ :

$$P = \frac{1}{2} \iint_{\Sigma} \text{Re}\{\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*\} \cdot d\mathbf{S} \quad (1.27)$$

et la densité d'énergie électromagnétique U moyennée dans le temps au sein du volume V :

$$U = \frac{1}{4} \iiint_V (\varepsilon |\mathbf{E}|^2 + \mu |\mathbf{H}|^2) dV \quad (1.28)$$

on peut alors réécrire 1.26 sous la forme :

$$P = -2\text{Im}\{\bar{\omega}\}U \quad (1.29)$$

ce qui d'après 1.23 nous permet de déduire facilement le facteur de qualité Q à partir de $\bar{\omega}$:

$$Q = \frac{\text{Re}\{\bar{\omega}\}}{-2\text{Im}\{\bar{\omega}\}}U \quad (1.30)$$

Cette formule montre qu'une oscillation amortie à une fréquence réelle ω_0 et de temps caractéristique $\tau = Q/\omega_0$ est équivalente à une oscillation de fréquence complexe $\bar{\omega} = \omega_0 - i\omega_0/2Q$. Elle est fréquemment utilisée par les simulateurs d'électrodynamique dans le domaine fréquentiel pour extraire le facteur de qualité. Les équations précédentes nous permettent d'écrire l'évolution temporelle du champ électrique dans la cavité :

$$E(t) = E_0 \frac{\text{Re}\{\bar{\omega}\}}{-2\text{Im}\{\bar{\omega}\}}U \quad (1.31)$$

soit dans le domaine fréquentiel :

$$E(\omega) = \frac{E_0}{\frac{\omega_0}{2Q} + i(\omega - \omega_0)} \quad (1.32)$$

Le mode de cavité a donc un spectre fréquentiel formé par une Lorentzienne centrée en ω_0 et de largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta\omega$ (FWHM pour **F**ull **W**idth **H**alf-**M**aximum) (fig.

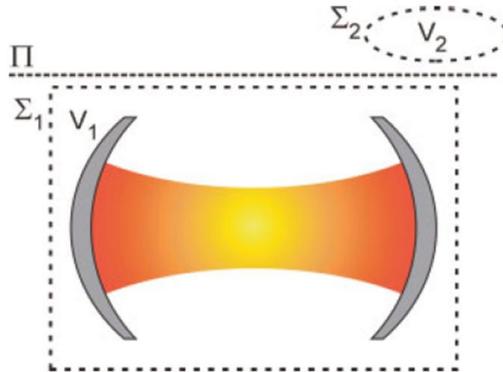


FIGURE 1.23: Représentation schématique d'une cavité et du système ouvert formé par le résonateur, ainsi que les surfaces Σ_1 et Σ_2 servant au calcul du facteur de qualité Q . [69]

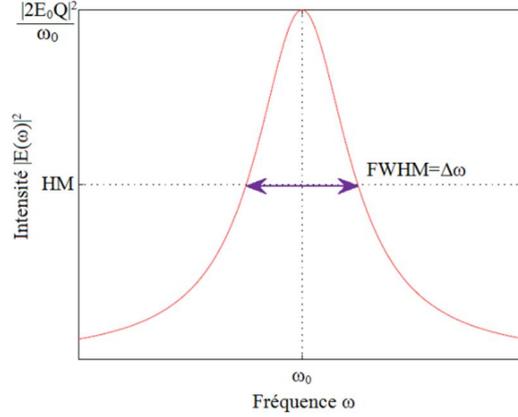


FIGURE 1.24: Profil d'intensité d'une Lorentzienne décrite par le spectre d'une cavité centré en ω_0 .

1.24). Cette Lorentzienne permet une évaluation directe du facteur de qualité à partir du diagramme de transmission :

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (1.33)$$

L'autre paramètre essentiel au confinement de la lumière est le volume modal de la cavité, autrement dit le volume occupé par le mode résonnant dans la cavité. Par définition, le volume modal est le rapport de la distribution de champ dans l'espace sur le maximum de l'énergie électrique, soit :

$$V = \frac{\iiint \varepsilon(\mathbf{r})|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^3 r}{\max(\varepsilon(\mathbf{r})|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2)} \quad (1.34)$$

On peut également exprimer le volume modal sous forme d'un volume modal effectif sans dimension V_{eff} [103] :

$$V_{eff} = V \left(\frac{2n(r_{max})}{\lambda} \right)^3 \quad (1.35)$$

Le rapport Q/V_{eff} est crucial pour les cavités, car il détermine le facteur de Purcell qui représente le taux d'accroissement de l'émission spontanée [62]. Celui-ci va guider l'optimisation où l'on va généralement chercher à le maximiser.

Les cavités à cristaux photoniques ont des applications variées en optique intégrée : elles permettent de réaliser des filtres [63], des commutateurs [64], des retards [18], des modulateurs [65], des détecteurs [66], des nano-lasers [67], ou encore des capteurs ultrasensibles [68]. Elles sont formées en créant un défaut localisé qui va induire un mode dans la densité locale d'états (LDOS pour *Local Density of States*) du cristal photonique à l'intérieur de la bande interdite. On peut pour cela créer un défaut localisé de plusieurs manières : en enlevant un ou plusieurs trous au réseau, en modulant localement un défaut linéique (fig. 1.25), ou encore en utilisant des hétéro-structures formées par une modification locale de la période du réseau.

Le confinement planaire dans la cavité est assuré par le réseau de trous, ce qui veut dire que la réflectivité devient pratiquement unitaire dès lors qu'un nombre élevé de périodes

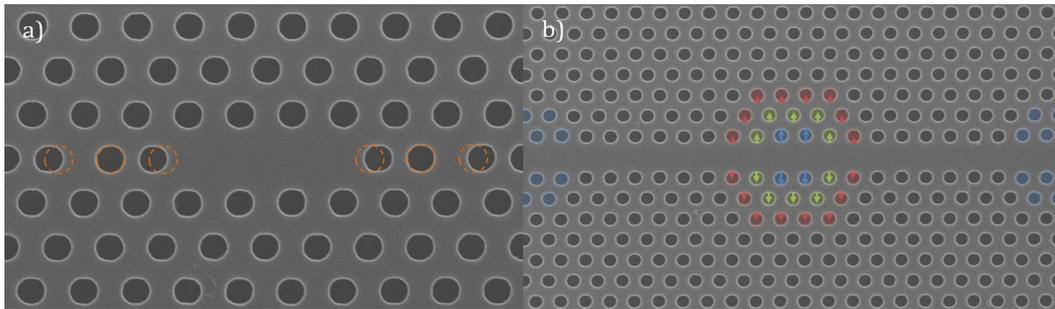


FIGURE 1.25: Exemples de réalisations de cavités à cristaux photoniques fabriquées à l'IEF. a) Cavité L3 formée par trois trous adjacents manquants. b) Cavité A1 formée par un décalage latéral de plusieurs trous.

enserme la cavité. Cependant, le confinement vertical n'est assuré que par le contraste d'indice entre le film de silicium et l'air environnant. Cela a pour conséquence l'existence d'un cône de lumière délimitant l'ensemble des modes radiatifs qui va influencer sur le temps de vie des photons dans la cavité. En pratique, le facteur de qualité est limité par les imperfections de fabrication, mêmes faibles. Celles-ci vont induire de la diffusion sur les miroirs de la cavité et l'onde réfléchie va alors exciter des modes de Bloch d'ordre supérieurs de la cavité. Ceux-ci vont émettre hors du plan, étant situés dans le cône de lumière, contribuant à la décroissance exponentielle du champ dans la cavité. Cet effet pénalisant peut en revanche être très utile pour réaliser des diodes laser à émission verticale (VCSEL), et dans ce cas, on va chercher à réaliser de "mauvaises" cavités, en les optimisant de manière à réduire l'angle d'émission de la lumière. Pour analyser les composantes radiatives de la cavité, on se place dans l'espace de Fourier (fig. 1.26) [70], et la conception de la cavité va alors consister à minimiser les composantes présentes dans le cône de lumière.

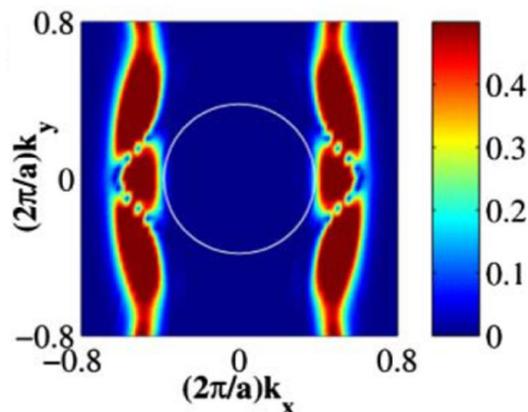


FIGURE 1.26: Représentation du mode résonnant d'une cavité dans le plan de Fourier. Le cône de lumière est représenté par le cercle blanc.

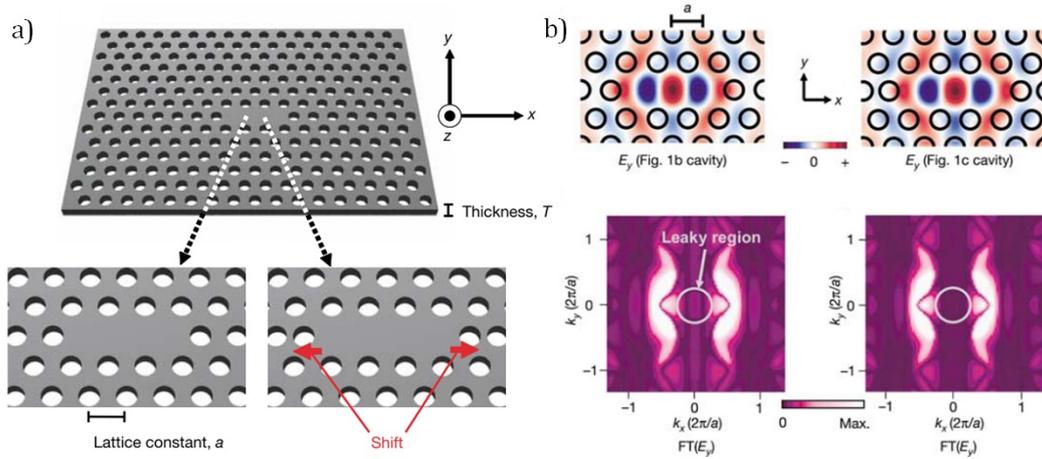


FIGURE 1.27: a) Schéma représentant la cavité L3, avec ou sans déplacement latéral des trous. b) Cartes d'intensité de la composante E_y du champ électrique dans les deux configurations et représentations associées dans l'espace de Fourier. [73]

1.2.2.4 Exemples de cavités à très haut facteur de qualité

Cette section présente les trois principaux types de cavités à cristaux photoniques planaires qui ont permis d'obtenir des facteurs de qualité très élevés ($Q > 10^5$) avec de faibles volumes modaux ($V < (\lambda/n)^3$). Les cavités à cristaux photoniques ont permis des avancées notables dans le contrôle de la lumière [18], la réalisation de lasers à très faibles courants de seuil [71] ou encore la CQED [7],[72].

Cavité L3 modifiée Les premiers résultats obtenus sur les cavités à cristaux photoniques étaient assez décevants car en dépit de la très forte réflectivité d'un cristal photonique, les facteurs de qualité expérimentaux dépassaient péniblement quelques milliers. Une percée a été réalisée grâce au travail pionnier d'Akahane *et al.* [73], dans lequel les auteurs expliquent que la clé pour obtenir un très fort confinement de la lumière dans une cavité réside dans un confinement progressif au niveau des miroirs.

La raison pour laquelle le confinement doit être progressif aux interfaces réside dans le fait qu'une interface abrupte crée des composantes situées dans le cône de lumière (fig. 1.27), ce qui réduit la puissance intra-cavité à chaque cycle. Cette adaptation d'interface sur les bords de la cavité a été réalisée par un décalage latéral des trous (fig. 1.27). Le décalage optimal ($s = 0.15a$) a permis d'obtenir un facteur de qualité intrinsèque de 45 000. Il a été montré par la suite que le facteur de qualité élevé de ce type de cavité est dû à une adaptation d'impédance sur les bords de la cavité et un effet de ralentissement de l'onde parcourant la cavité [74]. De nouvelles modifications, obtenues en décalant également les deuxièmes et troisièmes trous adjacents à la cavité ou encore en réduisant leurs rayons, ont permis ultérieurement d'obtenir des facteurs de qualité autour de 10^5 [75].

Cavité à hétéro-structures Les cavités à hétéro-structures sont basées sur la modulation progressive de la période du cristal photonique, ce qui va former un puits de potentiel pour

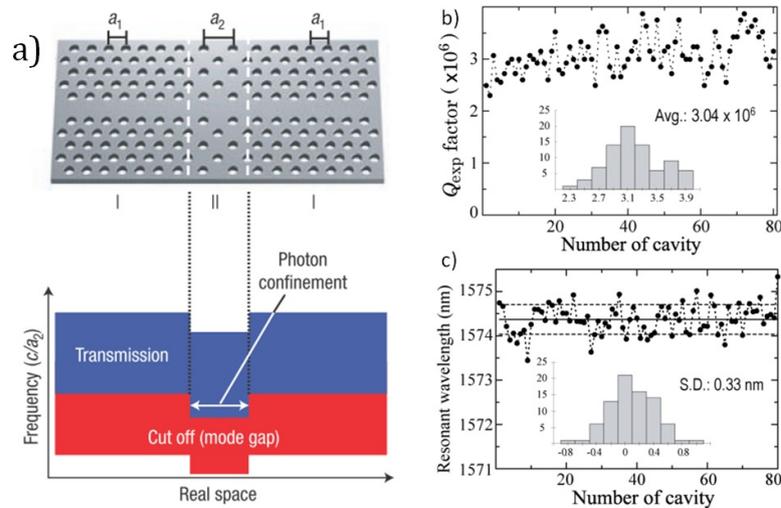


FIGURE 1.28: a) Schéma de principe d'une cavité à hétéro-structure montrant le confinement des photons. [76] b) Dispersion du facteur de qualité pour 80 cavités à hétéro-structure fabriqués donnant une valeur de 3 millions. c) Dispersion de longueur de résonance pour le même échantillon de cavités [77].

le mode optique (fig. 1.28), une modification de la période du cristal photonique modifiant localement la structure de bande du cristal, le défaut généré se retrouvant dans la bande interdite. La modulation de la période étant très faible ($\ll 1\%$), la transition entre la cavité et les miroirs sera très douce et donc très peu de modes radiatifs seront introduits. Ce type de cavité permet d'obtenir des valeurs records sur le facteur de qualité dans les cristaux photoniques en membrane ($> 3 \cdot 10^6$ [77]) et sur SOI ($2 \cdot 10^6$ [78]), et le facteur de qualité théorique est d'environ 10^9 [79].

Cavité à modulation de largeur du défaut linéique Ce type de modulation locale du défaut linéique a été proposé par l'équipe de M. Notomi [80]. Trois rangées de trous sont décalées latéralement avec les proportions $1 - 2/3 - 1/3$ (fig. 1.29). Le guide non modifié servant de barrière et le décalage étant faible (environ 10 nm), le confinement de la lumière est très graduel, ce qui donne un facteur de qualité de 900 000 pour le type A1. Ce type de cavité a permis de démontrer le premier piégeage de photons pour une durée supérieure à la nanoseconde [18].

1.2.3 Structures photoniques à cœur creux

Nous présentons un bref état de l'art des structures photoniques à fente, qui constituent le cœur de ce travail de thèse. Nous partons du travail pionnier d'Almeida *et al.* concernant les guides réfractifs à fente [81], puis aborderons les différentes applications qui en ont émergé et par la suite, nous nous dirigerons vers les cristaux photoniques à fente, étudiés en configuration de guides et de cavités.

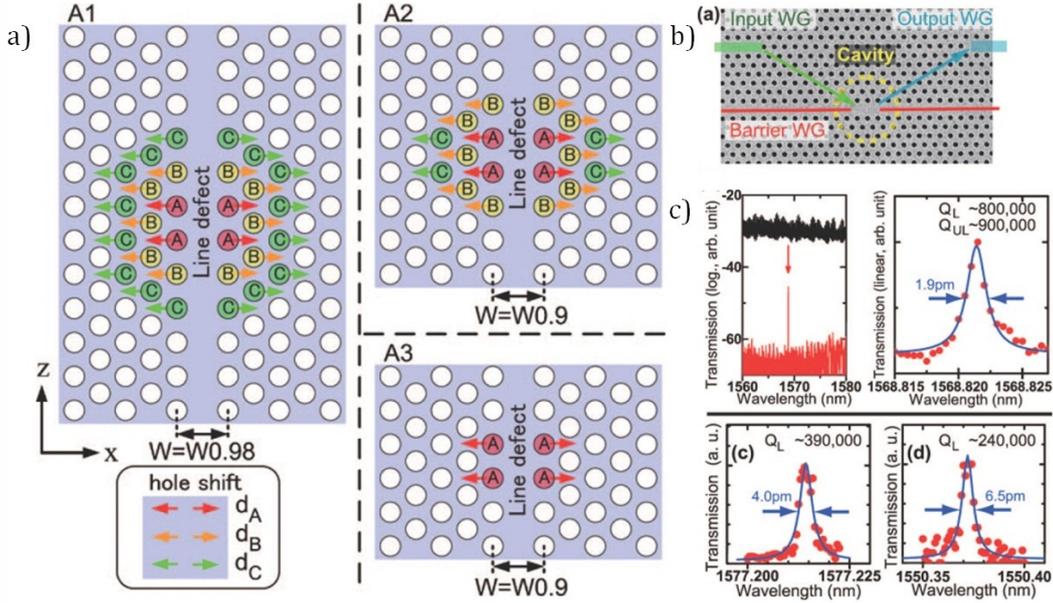


FIGURE 1.29: a) Différents variantes de cavités à modulation de largeur du défaut linéique. $d_A = 3/2d_B = 3d_C$. b) Image MEB d'une cavité A1. c) Mesures expérimentales du facteur de qualité des différents types de cavités à défaut linéique modulé localement. [80]

1.2.3.1 Guides à fente

Les guides réfractifs à fente ont été initialement proposés dans par Almeida *et al.* en 2004 [81]. Les auteurs ont montré qu'en exploitant la condition de réflexion interne totale (TIR *Total internal Reflection*) dans un guide d'onde, il était possible de confiner le champ à l'intérieur du matériau de bas indice au sein d'une fente, et de constituer par cette méthode un guide à cœur creux planaire. Les conditions aux limites des équations de Maxwell imposent la continuité du champ \mathbf{D} à l'interface entre l'air et le diélectrique, ce qui engendre une très forte discontinuité du champ \mathbf{E} et une très forte intensité optique dans la fente (fig. 1.30 a) :

$$\mathbf{D}_{Si} = \mathbf{D}_{Clad} \iff \epsilon_{Si}\mathbf{E}_{Si} = \epsilon_{Clad}\mathbf{E}_{Clad} \iff \mathbf{E}_{Clad} = \frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{Clad}}\mathbf{E}_{Si} \quad (1.36)$$

L'amplitude du champ électrique dans la fente est accrue d'un facteur égal au rapport des permittivités diélectriques. En fonction de la largeur de la fente, il est possible de confiner jusqu'à 30% de la puissance totale du mode fondamental. Le confinement du champ électrique dans la fente est déduit de la réduction de l'indice effectif du mode, cette réduction étant de l'ordre de 30% à $1,55 \mu\text{m}$ [82]. L'effet d'une fente verticale est minime sur les modes TM, à l'instar d'une fente horizontale pour les modes TE. Les techniques avancées de lithographie électronique permettent par ailleurs de réaliser des fentes de dimensions très inférieures à la longueur d'onde (fig. 1.30 b)).

La très forte intensité du champ électrique dans le cœur creux du guide présente un grand intérêt pour les applications photoniques. Tout d'abord, cela permet de réaliser des capteurs à grande sensibilité [83], car au contraire de nombreux capteurs basés sur des

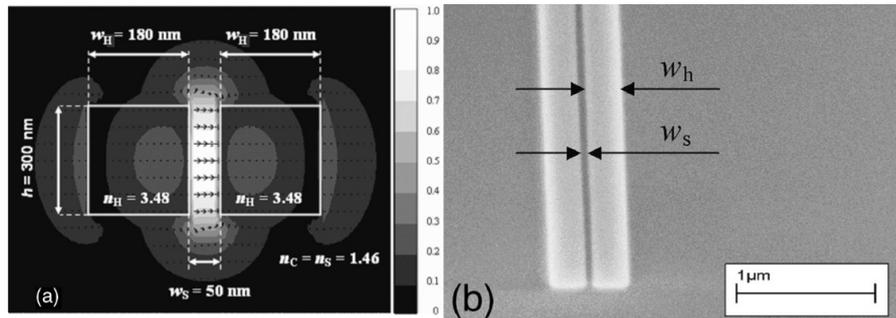


FIGURE 1.30: a) Carte de la composante E_y du champ électrique dans un guide à fente. [81] b) Image MEB d'un guide à fente. [82]

structures photoniques en silicium, le matériau détecté (nanoparticules, gaz, protéines, ...) interagit directement avec le champ confiné, et non sa partie évanescente. L'autre application de grand intérêt réside dans les domaines de l'optique non linéaire et de l'amplification. Il est en effet possible d'infiltrer la fente par des matériaux possédant un très fort coefficient Kerr, de l'effet électro-optique direct (Pockels) ou encore des propriétés d'émission stimulée. Ces applications ont fait l'objet d'une littérature abondante et ont fait des guides à fente une plate-forme hybride prometteuse pour le traitement optique de l'information.

A ce titre, quelques résultats remarquables ont été obtenus. Koos *et al.* ont réalisé le démultiplexage d'un signal de $170 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}$ vers $47 \text{ Gb}\cdot\text{s}^{-1}$ par mélange à quatre ondes [84] (fig. 1.31). La fente est infiltrée par du DDMEBT, un polymère fortement non linéaire. L'interaction non linéaire ayant lieu principalement dans la fente, il y a très peu d'effets d'absorption à deux photons ou de porteurs libres, contrairement au cas de simples guides rubans en silicium. L'efficacité de conversion est alors de -32 dB. Trita *et al.* ont quant à eux démontré une efficacité de conversion record de -11 dB pour le mélange à quatre ondes dans une fente remplie par des nano-cristaux de silicium encapsulés dans de la silice [85].

Le remplissage de la fente par des polymères électro-optiques permet aussi d'améliorer les performances de modulateurs optiques. Ce type de modulateur possède des tensions d'opération en-dessous du volt, contre 2 V au mieux dans les modulateurs à déplétion de porteurs [86]. L'utilisation de guide à fente pour des dispositifs actifs en silicium a

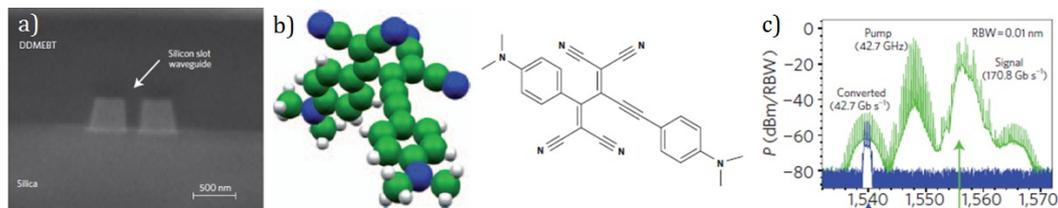


FIGURE 1.31: a) Image MEB vue en coupe du guide à fente. b) Polymère non linéaire DDMEBT infiltrant la fente. Spectre de transmission en sortie du guide (vert) et après filtrage passe-bande (bleu). [84]

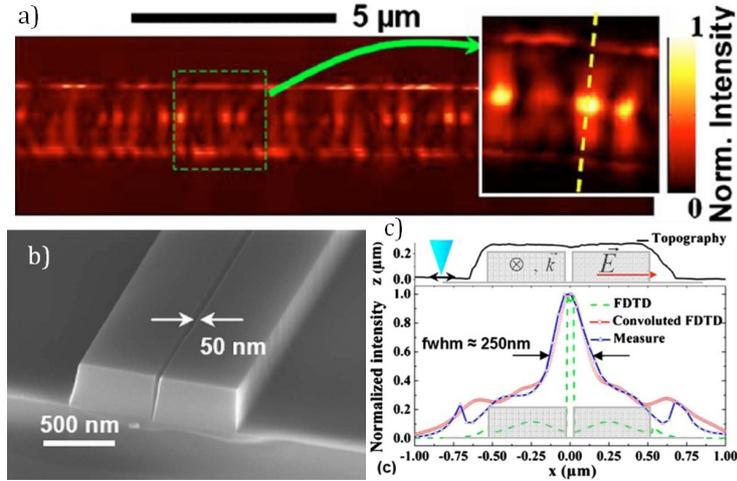


FIGURE 1.32: a) Image SNOM de la surface d'un guide à fente avec vue détaillée. b) Image MEB d'un guide à fente fabriqué. c) Profil de l'intensité optique reconstruit à partir d'une mesure topographique de la fente, et comparaison avec le calcul par la méthode FDTD. [88]

également été proposée. En formant un guide à fente par dépôt d'une couche mince de SiO_2 contenant des nano-cristaux de silicium dopés à l'erbium Er^{3+} entre deux couches de silicium, le confinement élevé du champ électrique est responsable d'un accroissement de la photoluminescence des cristaux à $1,54 \mu\text{m}$ pour les modes TM [87].

L'imagerie en champ proche d'un guide à fente permet de reconstruire sa carte de champ. La carte d'intensité est obtenue en effectuant une topographie du guide avec la pointe et en acquérant les valeurs d'intensité aux différentes positions parcourues [88]. Cette analyse a permis de démontrer expérimentalement et *in situ* le confinement sub-longueur d'onde de la lumière dans la fente. Le FWHM obtenu est de 250 nm, soit un confinement de $\lambda/6$ (fig. 1.32). Cependant, cette valeur ne prend pas en compte l'élargissement provoqué par la pointe qui perturbe le champ électrique. En prenant en compte la perturbation du champ électrique, un confinement de $\lambda/30$ a été mesuré, soit un FWHM de 50 nm, correspondant exactement à la largeur de la fente.

Le profil du mode fondamental d'un guide à fente est très différent de celui d'un guide

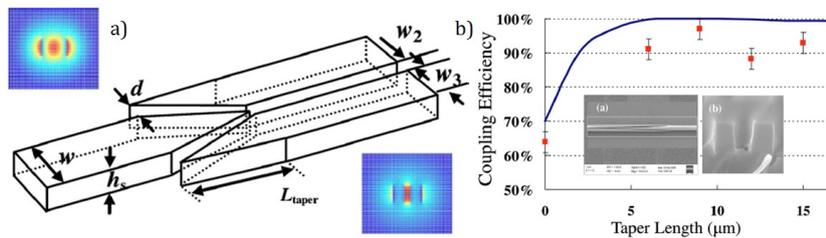


FIGURE 1.33: a) Schéma de principe du taper guide ruban vers guide à fente avec vue des deux profils de mode. b) Efficacité de couplage en fonction de la longueur du taper. Inserts : Images MEB du taper. [90]

ruban. De ce fait, coupler directement les deux types de guide va engendrer un niveau de réflexion élevé à l'interface. Dans le même temps, les pertes de propagation d'un guide à fente sont plus élevées que celles d'un guide ruban (environ 10 dB.cm^{-1} contre 0.5 dB.cm^{-1} [84]), en raison de la sensibilité accrue du champ électrique à la rugosité des flancs de la fente, ce qui prohibe le guidage sur l'ensemble d'une puce. Il est donc nécessaire de réaliser un couplage efficace entre un guide ruban et un guide à fente. Plusieurs géométries de *tapers* "adiabatiques" ont été proposées [89],[90], mais celle proposée par Wang *et al.* a particulièrement retenu notre attention [90]. Cette géométrie est basée sur une transition entre un guide ruban se terminant par une pointe s'insérant entre les deux rubans de silicium formant le guide à fente (fig. 1.33). Cette géométrie relativement simple permet d'obtenir une efficacité de couplage supérieure à 90% dès lors que la pointe a une longueur supérieure à $5 \mu\text{m}$, ce qui rend la transition très compacte. De plus, ce *taper* est relativement insensible à la longueur d'onde. La largeur de la pointe terminant le guide ruban a peu d'incidence sur l'efficacité de couplage, ce qui rend de plus la structure tolérante aux défauts de fabrication.

En raison de sa grande efficacité et de sa simplicité, cette géométrie de *taper* a été utilisée pour injecter la lumière dans l'intégralité des guides à fente fabriqués au cours de cette thèse.

1.2.3.2 Guides à cristaux photoniques fendus

Nous avons vu précédemment que les cristaux photoniques constituent un outil efficace pour exalter l'interaction lumière-matière. Cependant, cette interaction avec un milieu extérieur reste limitée car les extrema du champ électrique sont confinés dans le silicium. Or, il est possible de confiner le champ électrique dans le matériau de bas indice en introduisant un guide à cœur creux comme montré dans le paragraphe précédent. Ainsi le concept de guide à cristal photonique fendu SPCW (*Slot Photonic Crystal Waveguide*) a été introduit par Di Falco *et al.* [91] afin de compléter l'éventail des structures à cristaux photoniques existantes. Ce travail a montré qu'il était à la fois possible de tirer bénéfice du fort contraste d'indice lié à la fente et des effets de la bande interdite photonique afin d'accroître le confinement du champ électromagnétique.

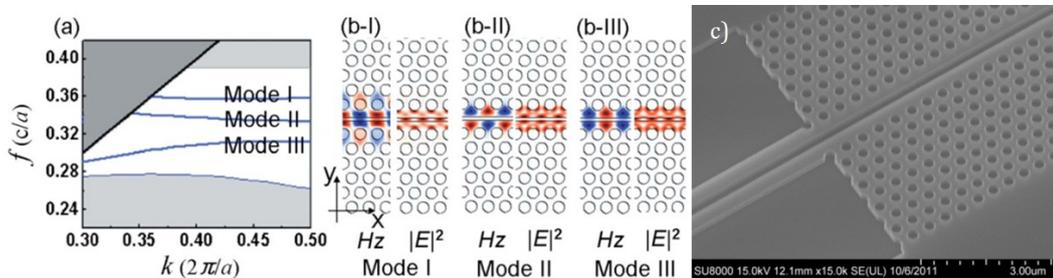


FIGURE 1.34: a) Diagramme de dispersion d'un SPCW représentant les trois modes guidés existant dans la bande interdite. Profils des trois modes : b-I) mode pair du défaut linéique, b-II) mode impair du défaut linéique, b-III) mode pair du guide à fente. [92] c) Image MEB d'un guide à cristal photonique fendu fabriqué à l'IEF.

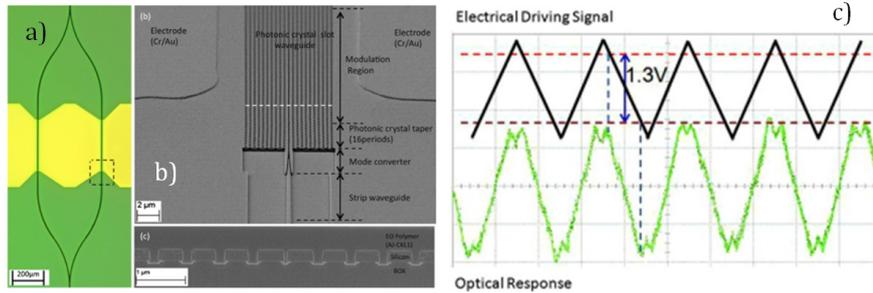


FIGURE 1.35: a) Image de microscope optique d'un modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder. b) Vue détaillée de la structure au MEB et vue en coupe de la structure remplie par le polymère AJ-CKL1/APC. c) Réponse optique à la commande d'un signal électrique triangulaire. [94]

L'introduction d'une fente au milieu du défaut linéique modifie radicalement le diagramme de bande du cristal photonique. En effet, un troisième mode apparaît dans la bande interdite photonique (fig. 1.34), tandis que les deux modes déjà présents sont repoussés vers la bande de l'air. Le troisième mode possède une symétrie paire, et son origine provient du mode fondamental de guide à fente qui est projeté dans la bande interdite. Un SPCW possède donc deux modes pairs (latéralement et verticalement) guidés. Il est possible d'exploiter l'un ou l'autre en fonction de la géométrie du cristal photonique. En effet, la largeur de la fente a un effet très simple : plus elle est grande, plus les bandes sont repoussées vers la bande de l'air, au point que le mode du défaut linéique se retrouve dans le continuum de modes, tandis qu'une fente trop étroite ne permet pas au mode du guide à fente de s'extraire du continuum. Notons que pour les deux modes, le champ électrique est très fortement confiné dans la fente (environ 30% de la puissance totale). La largeur peut se choisir en fonction de l'application visée : une fente étroite permet d'obtenir une intensité maximale, tandis qu'une fente plus large rendra son remplissage plus aisé. En effet, comme dans le cas des guides réfractifs à fente, le principal intérêt des SPCW réside dans le remplissage du cœur creux par un matériau offrant des fonctionnalités supplémentaires au silicium, ou des analytes qui vont fortement modifier la réponse optique du guide. Ainsi, de nombreuses applications telles que des modulateurs électro-optiques [93] avec infiltration de la fente par un polymère électro-optique (fig. 1.35) [94],[95], ou des capteurs chimiques et biologiques ultra-sensibles [96],[97] sont envisageables.

Wang *et al.* ont montré que dans le cas d'interactions avec un polymère électro-optique, une fente large est préférable afin d'optimiser le *poling* du polymère [98]. Expliquons succinctement ce qu'est le *poling* : les polymères électro-optiques sont constitués de molécules chromophores qui possèdent un moment dipolaire. Après dépôt, on peut forcer ces chromophores à s'aligner selon un axe préférentiel en appliquant localement une forte polarisation en tension. Dans ce contexte, il a été montré qu'une fente étroite limite l'efficacité du *poling* car on cherche alors à aligner les chromophores dans l'axe de la polarisation TE afin de maximiser l'effet Pockels, quand bien même la fente est remplie (par exemple, Lin *et al.* ont rempli une fente de 75 nm de large [94]). En utilisant une fente de 300 nm de large, Wang *et al.* ont pu alors maximiser le coefficient électro-optique γ_{33} à 735 pm.V^{-1} et réduire le facteur de mérite $V_{\pi}L_{\pi}$ du modulateur à la valeur record de $0,44 \text{ V.mm}$ pour une

longueur de $340 \mu\text{m}$ [98]. Les auteurs affirment également bénéficier de l'effet du ralentissement de la lumière dans ce type de guide, mais aucune mesure expérimentale de l'indice de groupe n'est venu corroborer cette affirmation.

Au moment de la rédaction du présent manuscrit, seuls Di Falco *et al.* avaient mesuré expérimentalement des ondes lentes dans des SPCW [91], même si les valeurs de n_g au-delà de 100 que les auteurs indiquent observer sont inexploitable au regard de ce que nous avons vu concernant les pertes de propagation dans les guides à ondes lentes. A noter aussi que l'ingénierie de dispersion n'a pas été démontrée expérimentalement, même si quelques travaux ont proposé des designs relativement similaires à ceux réalisés dans les guides de type W1 [99].

Comme nous l'avons vu précédemment, il est indispensable d'optimiser le couplage entre les modes lents et rapides, ainsi qu'entre un guide ruban et un guide à fente. Le couplage entre un guide réfractif et un SPCW à modes lents va donc requérir plusieurs adaptations, un couplage direct infligeant de sérieuses pertes par réflexion, d'où les spectres de transmission très souvent exprimés en unités arbitraires, notamment dans [91]. Plusieurs géométries de *tapers* ont été proposées [99], [100] en appliquant un *chirp* des trous délimitant le guide ou en créant une structure résonnante d'interface [101], voire en utilisant un interféromètre multimode [102]. J'ai préféré choisir une adaptation similaire à celle proposée par Hugonin *et al.* en raison de sa simplicité, et nous verrons dans la section (3.2.5) qu'elle assure un couplage efficace, compact et relativement invariant en longueur d'onde.

1.2.3.3 Cavités à cristaux photoniques fendus

La première proposition de confinement du mode optique dans une micro-cavité à fente a été faite par Robinson *et al.* [103]. Le travail des auteurs a montré que l'on peut atteindre des volumes modaux de dimensions très inférieures à la longueur d'onde en exploitant la très forte discontinuité du champ à l'interface diélectrique/air. Les volumes modaux effectif normalisés, définis par :

$$V_{eff} = \frac{\int \varepsilon |\mathbf{E}|^2 d^3r}{\varepsilon(r_{max}) \max(|\mathbf{E}|^2)} \left(\frac{2n(r_{max})}{\lambda} \right)^3 \quad (1.37)$$

peuvent ainsi être entre un et deux ordres de grandeur plus petits que ceux des cavités de type L3, où $V_{eff} \sim 0,3$ [73]. Cependant, dans l'article publié, la fente était insérée dans un guide à cristal photonique 1D (appelé aussi nanobeam), et le facteur de qualité obtenu était

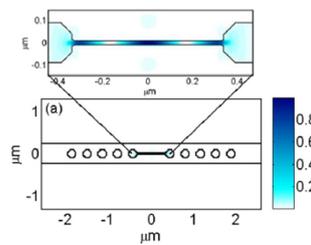


FIGURE 1.36: Proposition de cavité à fente dans un nanobeam. [103]

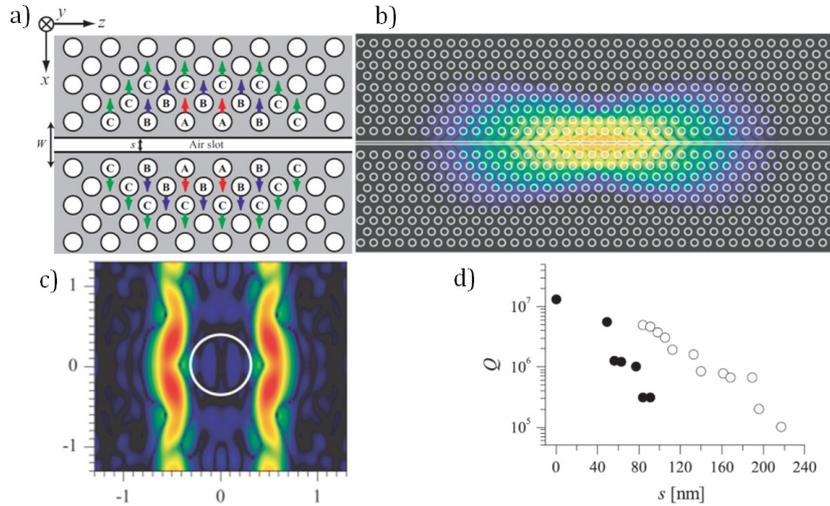


FIGURE 1.37: a) Schéma de principe de la cavité A1 fendue. b) Profil du champ électrique dans le plan xy . c) Profil du champ E_y dans le plan de Fourier. d) Facteur de qualité en fonction de la largeur de la fente pour un défaut linéique W1 (noir) et W1.25 (blanc). [104]

très faible (environ 300) pour une fente d'environ 45 nm de large. Comme signalé dans ce travail, l'intérêt d'un tel type de guide consiste en la possibilité d'obtenir un gigantesque effet Purcell, ce qui ouvre des perspectives, notamment pour obtenir des sources à photon unique déterministes, en raison de la très forte réduction du temps de vie des émetteurs, ainsi que des lasers à très faible courant de seuil.

La première étude de cavité à cristal photonique fendu a consisté en l'insertion d'une fente dans une cavité de type A1 [104]. Cette étude théorique (fig. 1.37) a prédit des facteurs de qualité dépassant le million, soit du même ordre de grandeur que celui des cavités formées dans un PCS (*Photonic Crystal Slab*), tout en ayant un volume modal très significativement réduit - d'un ou deux ordre(s) de grandeur selon la configuration.

En considérant l'insertion d'un atome de ^{87}Rb dans la cavité, le facteur de qualité de la cavité est suffisant pour placer le système cavité-émetteur dans le régime de couplage fort, où la superposition de la résonance de la cavité et de celle de l'atome donne lieu au dédoublement de Rabi (*Vacuum Rabi Splitting*), ce qui offre une alternative intéressante à l'insertion de boîtes quantiques dans une microcavité pour la CQED.

Dans un autre travail, Wülbern *et al.* ont proposé d'utiliser une cavité à cristal photonique fendu infiltrée par un polymère électro-optique pour effectuer de la modulation par effet Pockels [105]. La géométrie de la cavité est similaire à celle étudiée dans [76], à savoir une cavité à hétéro-structure, une fente étant en plus insérée dans le défaut linéique. Le défaut linéique est élargi à W1.4 afin de pouvoir maintenir le mode guidé dans la bande interdite pour une largeur de fente d'environ 140 nm. Le facteur de qualité est limité à 2600 expérimentalement en raison de l'asymétrie verticale de la structure et de l'application visée, à savoir un modulateur électro-optique.

Comme expliqué précédemment, les cavités à fente permettent d'obtenir des volumes modaux extrêmement faibles pour des facteurs de qualité relativement élevés. Des cavités

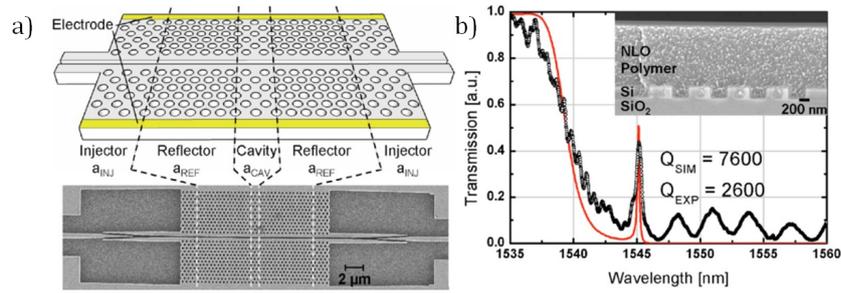


FIGURE 1.38: a) Schéma de la cavité à hétéro-structure et image MEB de la structure fabriquée. b) Spectre de transmission de la cavité. Insert : Image MEB en coupe de la structure infiltrée. [105]

L3 et A1 fendues (fig. 1.39) ont conduit à des volumes entre 10 et 100 fois plus faibles que ceux des cavités à cristaux photoniques standards ($0,005(\lambda/n)^3$ et $0,02(\lambda/n)^3$ respectivement) [106],[92]. Cependant, les cavités L3 fendues ont un facteur de qualité très faible ($Q = 2000$ en FDTD), car les réflexions sur les miroirs induisent beaucoup de radiations hors du plan, ce que nous avons également vérifié dans le cadre de cette thèse. Une étude expérimentale de cette cavité n'a permis d'obtenir qu'un facteur de qualité très faible (~ 200) [106], tandis que les cavités A1 fendues ont donné des facteurs de qualité compris entre 10 000 et 25 000 (fig. 1.39) [92]. Gao *et al.* ont même démontré une cavité A1 fendue opérant en régime de couplage faible par remplissage de la fente avec des boîtes quantiques colloïdales (PbS), avec un facteur de Purcell accru de 20 [107]. Les auteurs prédisent qu'un facteur de qualité de 30 000 est suffisant pour mettre le système en régime de couplage fort, résultat non démontré au moment de la rédaction du manuscrit.

D'autres designs de cavités à fente ont été proposés pour le couplage opto-mécanique. Ces designs inspirés de ceux déjà existant pour les cavités à cristaux photoniques standards ont permis d'obtenir des facteurs de qualité plus élevés [108],[109]. Le résultat présenté notamment par Safavi-Naeini *et al.* est remarquable : les auteurs ont démontré un facteur de qualité optique de $1,2 \cdot 10^6$ [109] (fig. 1.40), ce qui prouve qu'en dépit de la sensibilité accrue du champ aux défauts des flancs de la fente, il est possible d'obtenir un facteur de qualité du même ordre de grandeur que ceux des cavités à PCS [18].

Toutes les cavités présentées jusqu'à présent consistent en des cavités à PCS dans lesquelles on insère une fente. Il est toutefois possible de former une cavité en modifiant

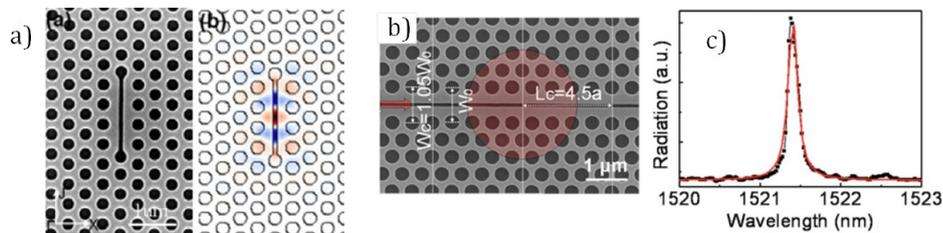


FIGURE 1.39: a) Image MEB d'une cavité L3 fendue et profil de champ E_y associé [106]. b) Image MEB d'une cavité A1. c) Spectre de la cavité donnant un facteur de qualité de 12000 [107].

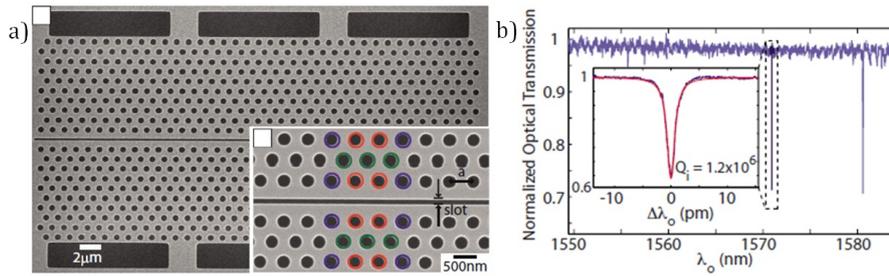


FIGURE 1.40: a) Cavité fendue à déplacement latéral des trous. b) Facteur de qualité de 1,2 million mesuré expérimentalement. [109]

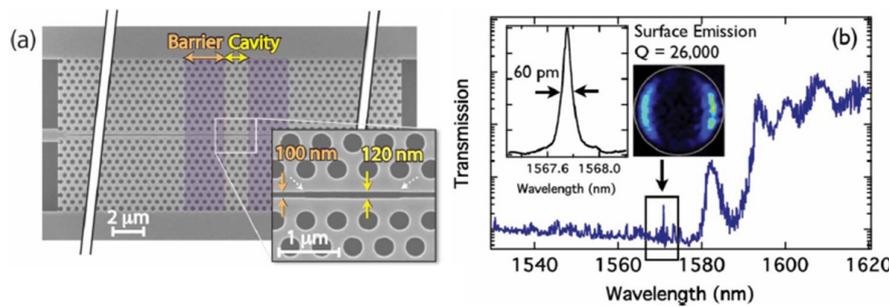


FIGURE 1.41: a) Cavité à largeur de fente modulée. b) Facteur de qualité de 26000 mesuré expérimentalement [110].

simplement la largeur de la fente. Un SPCW étant très fortement dispersif, un élargissement ou un rétrécissement local de la fente crée un puit de potentiel pour les photons. En élargissant de 20 nm un SPCW sur cinq périodes (fig. 1.41), Jágorská *et al.* ont formé une cavité avec un facteur de qualité de 26 000 [110]. Cependant, cette cavité reste à optimiser car la terminaison des miroirs est placée sur un extremum du champ électrique, ce qui introduit des composantes radiatives dans le cône de lumière, d'où la valeur assez modérée du facteur de qualité. La terminaison abrupte de la fente à l'endroit où l'amplitude du champ est maximale doit nécessairement générer des composantes radiatives dans le cône de lumière. Il y a donc une marge de progression pour accroître le facteur de qualité dans ce type de cavités.

1.2.4 Simulations des cristaux photoniques

Un certain nombre de méthodes numériques permettent de simuler le comportement des cristaux photoniques, les plus notables étant la méthode des ondes planes (PWE) [111], la méthode d'expansion des modes guidés [112] (GME), la méthode des éléments finis (FEM), la méthode modale de Fourier ou encore la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Dans le cadre de cette thèse, je me suis restreint à deux méthodes parmi les plus couramment utilisées, la PWE au travers du logiciel *MIT Band Package* (MPB) [113], et la FDTD au travers du logiciel *MIT Electromagnetic Equation Propagation* (MEEP) [114].

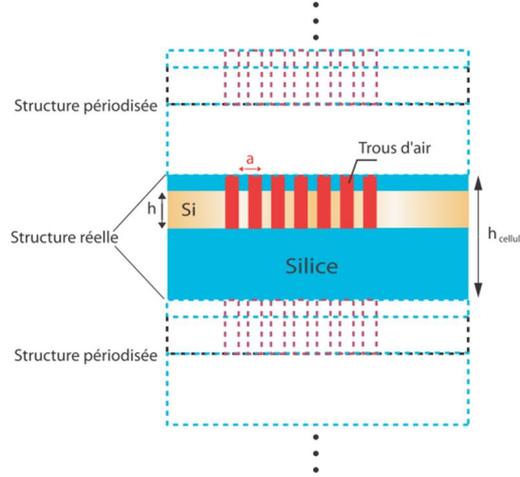


FIGURE 1.42: Représentation schématique d'une super-cellule.

1.2.4.1 Méthode de décomposition en ondes planes (PWE)

La méthode des ondes planes est particulièrement adaptée au calcul du diagramme de dispersion pour des structures périodiques infinies. Etant basée sur la résolution de l'équation aux valeurs propres, elle permet d'obtenir à la fois les valeurs propres $\omega_n(\mathbf{k})$ et les états propres $\mathbf{H}_n(\mathbf{r})$ et $\mathbf{E}_n(\mathbf{r})$. Dans une structure périodique, en application du théorème de Bloch, le champ magnétique s'écrit sous la forme : $\mathbf{H}_n(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{kn}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, $\mathbf{u}_{kn}(\mathbf{r})$ étant une fonction spatiale périodique, on peut alors la décomposer en série de Fourier :

$$\mathbf{u}_{kn}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{c}_{\mathbf{G}}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.38)$$

On tronque le développement en série de Fourier à un certain rang N , et en exprimant la matrice de l'opérateur Hamiltonien appliqué au champ \mathbf{H} dans la base de la décomposition en ondes planes en chaque vecteur d'onde, on obtient les modes propres de la structure diélectrique périodique.

Dans le cas d'une structure telle qu'un guide à cristal photonique planaire, on obtient le diagramme de bandes en utilisant une super-cellule, c'est à-dire en considérant une cellule contenant le guide périodisée à l'infini dans les trois directions de l'espace (cf. 1.42). Cela nécessite de séparer suffisamment l'état localisé des bords de la cellule afin d'éviter un couplage de modes d'une cellule à l'autre et de ne travailler qu'avec les modes situés sous la ligne de lumière.

Le logiciel MPB (*MIT Photonics Band*) est basé sur la méthode des ondes planes [113]. Il applique une transformée de Fourier spatiale rapide (FFT) au terme $\mathbf{u}_{kn}(\mathbf{r})$ et permet d'obtenir les modes propres d'une structure périodique. Il permet également de calculer la vitesse de groupe d'un mode guidé en appliquant le théorème de Hellman-Feynman [115] :

$$\mathbf{v} = \frac{\frac{1}{2} \text{Re} \left[\int \mathbf{E}^* \times \mathbf{H} d^3 r \right]}{\frac{1}{4} \int (\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \mu_0 |\mathbf{H}|^2) d^3 r} \quad (1.39)$$

1.2.4.2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

Cette méthode numérique est certainement la plus abondamment utilisée en électrodynamique. Elle est basée sur une discrétisation de l'espace-temps pour la résolution des équations de Maxwell. Cet espace-temps est discrétisé en cellules de Yee [116], et les équations de Maxwell décrivent alors d'une cellule à l'autre l'évolution du champ entre un instant t et un instant $t + \delta t$. On peut alors analyser la propagation du champ électromagnétique dans l'espace réel, et la réponse spectrale s'obtient alors par transformée de Fourier du signal. Il est possible d'appliquer des conditions arbitraires aux bords de la cellule, telles que des conditions de Bloch pour analyser les modes propres d'une structure périodique, des couches artificielles parfaitement absorbantes (*Perfectly Matched Layers* PML), ou encore une combinaison des deux. La méthode FDTD présente les inconvénients d'être très consommatrice de mémoire, de présenter des temps de calculs très longs car les champs sont calculés en chaque point de la cellule et la précision du maillage influe sur le résultat, et de proposer des informations limitées pour l'interprétation physique des résultats en raison de son caractère non modal. En dépit des défauts, cette "soufflerie numérique" s'avère utile.

Dans le cadre de cette thèse, l'ensemble des modélisations en FDTD a été effectué avec le logiciel sous licence GNU MEEP (*MIT Electromagnetic Equation Propagation*) [114] pour simuler des guides à cristaux photoniques, des guides réfractifs, des interféromètres de Mach-Zehnder ou encore des cavités à cristaux photoniques. Les conditions aux limites de type PML sont essentielles pour pouvoir modéliser un espace ouvert et éliminer les réflexions internes qui ferait diverger la simulation. La structure simulée est excitée par une source de profils temporel et spatial arbitraires formée par des dipôles. Si l'on désire simuler un guide d'onde, il est possible d'introduire une source de profil gaussien très large bande, tandis que pour une cavité, on excitera plutôt la structure avec une source ponctuelle placée dans la cavité avec une largeur spectrale fittant les modes résonnants. Le package *harminv* implémenté sous MEEP permet quant à lui d'exciter les modes résonnants d'une structure à partir d'une source ponctuelle et d'extraire les fréquences et les facteurs de qualité des modes résonnants d'une cavité sans devoir attendre la décroissance totale du champ, mais aussi de reconstruire le diagramme de bande d'une structure périodique également avec les modes électromagnétiques situés au-dessus de la ligne de lumière.

1.3 Bases d'optique non linéaire dans les cristaux photoniques

Nous avons vu précédemment que les cristaux photoniques permettent de réaliser un très fort confinement spatial de la lumière, que ce soit dans des guides ou des cavités. Ceci a pour conséquence l'exaltation des effets d'optique non linéaires, désirables ou non.

Afin de pouvoir aborder ces phénomènes dans les cristaux photoniques à fente, nous présentons brièvement dans cette partie le formalisme utilisé en optique non linéaire, l'équation non linéaire qui régit la propagation d'impulsions optiques, l'état de l'art des phénomènes non-linéaires dans les cristaux photoniques, et l'effet de localisation de la lumière sur l'exaltation des non linéarités.

Le formalisme utilisé dans cette partie est celui de R. Boyd [11].

1.3.1 Équations de Maxwell en régime non linéaire

Si l'on aborde de manière classique l'optique non linéaire, on peut voir la matière comme étant composée de dipôles. Cela signifie que lorsque qu'une onde se propage dans le matériau, son champ électrique induit un moment dipolaire qui tend à déplacer les charges électriques, à savoir les électrons car la masse élevée des noyaux atomiques rend leur mouvement négligeable.

À très faible intensité optique, le moment dipolaire induit varie linéairement avec le champ électrique. On décrit cette dépendance par la relation :

$$\tilde{\mathbf{P}}(t) = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(1)} \tilde{\mathbf{E}}(t) \quad (1.40)$$

où $\tilde{\mathbf{P}}(t)$ est la polarisabilité, $\tilde{\mathbf{E}}(t)$ le champ électrique et $\underline{\chi}^{(1)}$ la susceptibilité optique représentée par un tenseur d'ordre deux. La dépendance spatiale en \mathbf{r} est omise pour plus de clarté.

Dans le cas général, la polarisation ne varie pas linéairement avec le champ électrique, car lorsque celui-ci est intense, le déplacement des charges prend le caractère d'un oscillateur anharmonique, ce qui fait apparaître des non-linéarités. On doit alors décomposer la polarisation en série pour prendre en compte les effets d'ordre supérieurs :

$$\tilde{\mathbf{P}}(t) = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(1)} \tilde{\mathbf{E}}(t) + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \tilde{\mathbf{E}}(t) + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(3)} \tilde{\mathbf{E}}(t) + \dots \quad (1.41)$$

où $\underline{\chi}^{(n)}$ est la susceptibilité optique non linéaire d'ordre n représentée par un tenseur d'ordre $n + 1$.

Dans les matériaux à inversion de symétrie tels que le silicium, la susceptibilité non linéaire d'ordre deux (en $\chi^{(2)}$) s'annule et seuls des processus non linéaires d'ordre trois sont possibles.

En décomposant la polarisation en une partie linéaire et en une partie non linéaire, le terme non linéaire est introduit comme un terme source dans l'équation de propagation :

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}^{NL}}{\partial t^2} \quad (1.42)$$

où $\tilde{\mathbf{P}}^{NL}$ est la polarisation non linéaire et n l'indice du matériau.

En utilisant le produit tensoriel, on peut exprimer $\tilde{\mathbf{P}}^{NL}$ sous la forme :

$$\tilde{\mathbf{P}}^{NL} = \sum_n \mathbf{P}^n(t) = \sum_n \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_1 \dots \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau_n \underline{\chi}^{(n)}(t; \tau_1, \dots, \tau_n) : \tilde{\mathbf{E}}(\tau_1) \dots \tilde{\mathbf{E}}(\tau_n) \quad (1.43)$$

où ":" désigne le produit tensoriel. En se plaçant dans l'espace des fréquences, on réécrit $\tilde{\mathbf{P}}^{NL}$ sous la forme :

$$\tilde{\mathbf{P}}^{NL} = \sum_n \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) : \tilde{\mathbf{E}}(\omega_1) \dots \tilde{\mathbf{E}}(\omega_n) \quad (1.44)$$

où $\tilde{\mathbf{E}}(\omega)$ est la transformée de Fourier de $\tilde{\mathbf{E}}(t)$. On exprime alors l'équation de propagation 1.42 sous la forme fréquentielle :

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}}(\omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(\omega) = \omega^2 \mu_0 \tilde{\mathbf{P}}^{NL}(\omega) \quad (1.45)$$

A ce stade, nous pouvons faire plusieurs hypothèses permettant de simplifier cette équation et d'en dégager intuitivement certains phénomènes physiques :

- Les ondes sont planes et polarisées linéairement dans un plan orthogonal à la direction de propagation.
- Le milieu non linéaire est uniforme, c'est-à-dire que le tenseur diélectrique est indépendant de \mathbf{r} .
- Toutes les ondes sont colinéaires et les ondes en interaction se propagent dans un seul sens selon l'axe de propagation que l'on note z .

Ces hypothèses nous permettent de ramener l'équation 1.45 à un problème scalaire sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}(z, \omega)}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z, \omega) \tilde{E}(z, \omega) = -\omega^2 \mu_0 \tilde{P}^{NL}(z, \omega) \quad (1.46)$$

Comme on ne considère que la propagation d'ondes planes d'amplitudes variables, $\tilde{E}(z, \omega)$ s'écrit :

$$\tilde{E}(z, \omega) = \frac{1}{2} A(z) e^{ik(\omega)z} + c.c. \quad (1.47)$$

où $A(z)$ est l'enveloppe du champ électrique et $c.c.$ le conjugué complexe. De même, on réécrit le terme source non linéaire d'ordre n sous la forme :

$$\tilde{P}^{(n)}(z, \omega) = \frac{1}{2} p^{(n)}(z) e^{ik_{NL}(\omega)z} + c.c. \quad (1.48)$$

En se limitant à la polarisabilité d'ordre n , l'équation 1.46 devient :

$$\frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} + 2ik \frac{\partial A(z)}{\partial z} = -\omega^2 \mu_0 p^{(n)}(z) e^{i\Delta k z} \quad (1.49)$$

où $\Delta k = k_{NL} - k$ représente le désaccord de phase entre le terme source et l'onde. Lorsque la variation de A est très petite devant 1 sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde, le premier terme de 1.49 devient négligeable devant le second. On parle alors d'**approximation de l'enveloppe lentement variable** (SVEA pour *Slowly-Varying Enveloppe Approximation*) :

$$\left| \frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial A(z)}{\partial z} \right| \quad (1.50)$$

Cette approximation nous permet finalement d'exprimer l'équation de propagation de l'enveloppe du champ électrique :

$$\frac{\partial A(z)}{\partial z} = \frac{2i\pi\omega}{nc} p^{(n)}(z) e^{i\Delta k z} \quad (1.51)$$

La dépendance temporelle a été omise, car l'on suppose une réponse instantanée du matériau devant la variation temporelle de l'enveloppe du champ électrique. Cette approximation évidemment est invalide dans le cas d'impulsions femtosecondes, et il est alors nécessaire de revenir au cas général de l'équation 1.42.

La réponse instantanée du matériau nous permet de négliger les variations temporelles de $p^{(n)}(z, t)$, soit :

$$\left| \frac{\partial^2 p^{(n)}(t)}{\partial t^2} \right| \ll \left| \omega \frac{\partial p^{(n)}(t)}{\partial t} \right| \ll \left| \omega^2 p^{(n)}(t) \right| \quad (1.52)$$

On réécrit finalement l'équation 1.45 en tenant compte de toutes les approximations précédentes ainsi qu'en négligeant la dispersion :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} = \frac{i\omega}{2n\varepsilon_0 c} p^{(n)}(z) e^{i\Delta k z} \quad (1.53)$$

Le formalisme de cette équation est adapté à la propagation d'impulsions optiques. On remarque également la présence d'un terme en $1/v_g$, ce qui montre que le ralentissement de la lumière a un effet important sur la propagation de l'enveloppe. Nous verrons plus loin que cette équation fait également intervenir un certain nombre de termes liés aux pertes et à la dispersion.

1.3.2 Non linéarités d'ordre deux

La partie précédente a vu l'établissement de l'équation de propagation non linéaire en régime d'approximation de l'enveloppe lentement variable et de profil transverse non confiné. Nous nous intéressons maintenant dans cette partie aux effets non linéaires d'ordre deux. Dans ce cadre, la polarisation non linéaire se réduit au terme d'ordre deux :

$$\tilde{P}(\omega) = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \tilde{E}^2(\omega) \quad (1.54)$$

et l'on va considérer trois ondes planes en interactions liées par la relation de conservation de l'énergie $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ et les champs d'expressions :

$$\tilde{E}_i(\omega_i) = E_i e^{i\omega_i t} + c.c., i = 1 \dots 3 \quad (1.55)$$

1.3.2.1 Effet Pockels

L'effet Pockels est un effet électro-optique caractérisé par un changement d'indice du matériau en présence d'un champ électrique statique. Il est modélisé par la polarisation non linéaire :

$$\tilde{P}(\omega) = 2\varepsilon_0 \sum_{jk} \underline{\chi}_{(2)} \tilde{E}_j(\omega) \tilde{E}_k(0) \quad (1.56)$$

On remarque que l'expression 1.56 fait intervenir la susceptibilité non linéaire d'ordre deux, ce qui nécessite un matériau non centro-symétrique. Les coefficients électro-optiques r_{ij} du matériau sont calculés à partir des relations constitutives entre \mathbf{D} et \mathbf{E} pour un milieu anisotrope et de l'ellipsoïde des indices. Dans le cas de la modulation électro-optique faisant intervenir des polymères non linéaires, on s'intéresse particulièrement au coefficient r_{33} , exprimé en $pm.V^{-1}$. L'expression de la tension nécessaire pour produire un déphasage de π est donnée par [117] :

$$V_{pi} = \frac{\lambda}{r_{33} n^3} \frac{h}{L\Gamma} \quad (1.57)$$

où λ désigne la longueur d'onde d'opération, n l'indice de réfraction du polymère, h la distance entre les deux électrodes, L la longueur d'interaction entre le polymère et le champ électrique et Γ le facteur d'interaction de champ (*field interaction factor*), soit la fraction de l'énergie du mode optique interagissant avec le champ électrique externe. On constate dans

cette expression que la tension V_π est inversement proportionnelle au coefficient électro-optique, ce qui a permis d'obtenir des tensions inférieures au volt en utilisant des matériaux à très grands r_{33} tels que des chromophores [117],[98].

1.3.2.2 Génération de seconde harmonique et mélange à trois ondes

Génération de seconde harmonique Le processus non linéaire le plus simple à appréhender est la **génération de seconde harmonique** (SHG). Deux photons d'un faisceau de pompe de fréquence ω sont extraits pour générer un photon de fréquence double par réponse non linéaire d'ordre deux d'un matériau.

En exprimant le champ électrique associé à la pompe sous la forme :

$$\tilde{E}(\omega) = Ee^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.58)$$

la polarisation non linéaire s'écrit alors :

$$\tilde{P}(t) = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \tilde{E}^2(t) = 2\varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} EE^* + \varepsilon_0 (\underline{\chi}^{(2)} E^2 e^{-2\omega t} + c.c.) \quad (1.59)$$

On constate l'apparition d'un terme en 2ω dans 1.59, ce qui signifie que la polarisation non linéaire génère un champ électrique de fréquence 2ω , d'où la création de photons de fréquence doublée d'après 1.45. En décomposant le champ électrique total en deux composantes :

$$\tilde{E}(z, t) = \tilde{E}_\omega(z, t) + \tilde{E}_{2\omega}(z, t) \quad (1.60)$$

où :

$$\tilde{E}_{n\omega}(z, t) = A_{n\omega}(z) e^{i(k_{n\omega}z - n\omega t)} + c.c \quad (1.61)$$

et en réinjectant l'expression du champ associé à chaque composante fréquentielle dans l'équation de propagation non linéaire avec la SVEA, on obtient un système d'équations couplées décrivant l'évolution des enveloppes de chacune des deux composantes :

$$\frac{\partial A_\omega}{\partial z} = \frac{4i\pi\omega^2}{k_\omega c^2} \underline{\chi}^{(2)} A_{2\omega}(z) A_\omega^*(z) e^{-i\Delta kz} \quad (1.62)$$

$$\frac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} = \frac{2i\pi(2\omega)^2}{k_{2\omega} c^2} \underline{\chi}^{(2)} A_\omega^2(z) e^{+i\Delta kz} \quad (1.63)$$

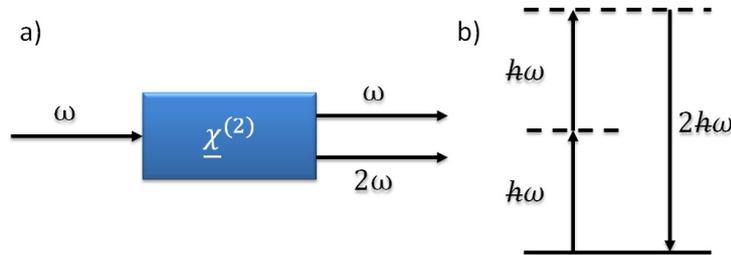


FIGURE 1.43: a) Schéma de principe de la SHG. b) Diagramme quantique d'interaction de la SHG. Les traits pointillés représentent des niveaux d'énergie virtuels.

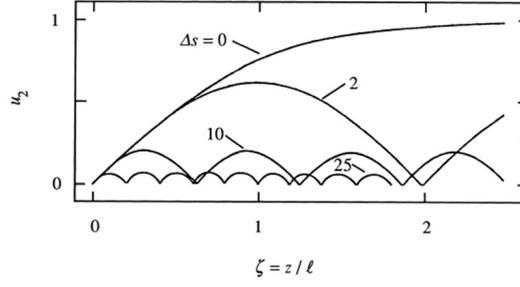


FIGURE 1.44: Efficacité de la SHG en fonction de la distance pour différents désaccords de phase normalisés Δs . [119]

où $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$ exprime le désaccord de phase. La valeur du désaccord de phase a une importance cruciale sur l'efficacité du processus non linéaire. En effet, en se plaçant dans l'hypothèse de pompe non déplétée (c'est-à-dire $I_\omega \gg I_{2\omega}$), l'intensité de la seconde harmonique s'écrit :

$$I_{2\omega}(z) = \frac{2\pi^2}{\varepsilon_0 c \lambda^2} \frac{1}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \left(\chi^{(2)} \right)^2 I_\omega^2(0) \left[\frac{\sin\left(\frac{\Delta k z}{2}\right)}{\frac{\Delta k}{2}} \right]^2 \quad (1.64)$$

où $I_\omega^2(0)$ représente l'intensité du fondamental. Ce résultat a été observé pour la première fois par Maker *et al.* [118]. Un grand désaccord de phase engendre une très faible conversion de fréquence, comme indiqué sur la fig. 1.44. On définit en général l'efficacité de conversion η pour une longueur de propagation L par :

$$\eta(L) = \frac{I_{2\omega}(L)}{I_\omega(0)} \quad (1.65)$$

On obtient pour un désaccord de phase donné une modulation périodique de l'amplitude du champ de la seconde harmonique. L'efficacité maximale de la SHG est alors obtenue pour une longueur de cohérence l_c donnée par :

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_{2\omega} - n_\omega)} \quad (1.66)$$

La longueur de cohérence dépend donc du désaccord d'indices $n_{2\omega} - n_\omega$. Or l'indice d'un matériau diélectrique varie de manière monotone, ce qui en pratique rend impossible la condition $n_{2\omega} = n_\omega$. Cependant, il est possible d'exploiter la biréfringence de certains matériaux tels que le LiNbO_3 afin d'obtenir un accord de phase, ou un quasi-accord de phase.

Mélange à trois ondes Le mélange à trois ondes représente le cas général de processus non linéaires d'ordre deux. Il fait intervenir trois champs de fréquences ω_1 , ω_2 et ω en interaction (fig. 1.45), ce qui donne l'expression de la polarisation non linéaire sous la forme de trois termes :

$$P^{(2)}(z, \omega_1) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)}(-\omega_1; -\omega_2; \omega) A_{\omega_2}^*(z) A_\omega(z) e^{i(k_\omega - k_{\omega_2})z} + c.c. \quad (1.67)$$

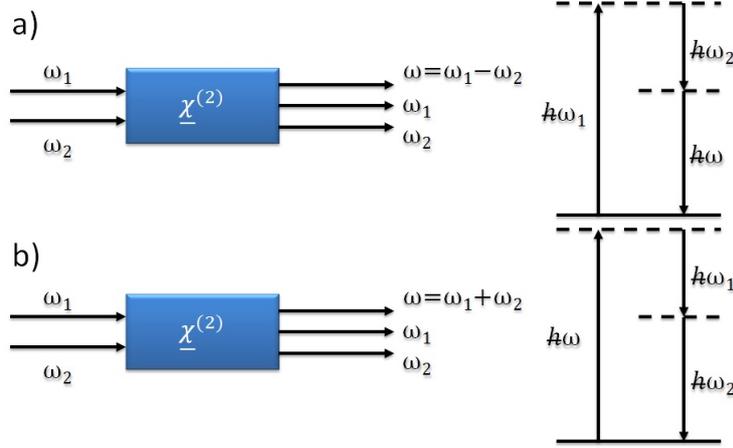


FIGURE 1.45: a) Schéma de principe et diagramme quantique de la *difference-frequency generation*. b) Schéma de principe et diagramme quantique de la *sum-frequency generation*.

$$P^{(2)}(z, \omega_2) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)}(-\omega_2; -\omega_1; \omega) A_{\omega_1}^*(z) A_{\omega}(z) e^{i(k_{\omega} - k_{\omega_1})z} + c.c. \quad (1.68)$$

$$P^{(2)}(z, \omega) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)}(-\omega; \omega_1; \omega_2) A_{\omega_1}(z) A_{\omega_2}(z) e^{i(k_{\omega_1} + k_{\omega_2})z} + c.c. \quad (1.69)$$

Le mélange à trois ondes peut prendre la forme de génération de fréquence somme (**SFG pour Sum-Frequency Generation**) lorsque $\omega = \omega_1 + \omega_2$ ou encore la génération de fréquence différence (**DFG pour Difference-Frequency Generation**) lorsque $\omega = \omega_1 - \omega_2$. Plus particulièrement, la SHG est un cas particulier de la SFG dans lequel $\omega_1 = \omega_2$. La DFG intervient notamment dans les OPO (*Optical Parametric Oscillators*) où la pompe permet d'amplifier le signal dans une cavité qui va générer par DFG un signal complémentaire (*idler*). Cette efficacité de conversion nécessite toutefois des conditions drastiques sur l'accord de phase.

1.3.3 Non-linéarités d'ordre trois

Dans les processus non linéaires d'ordre trois, la polarisation non linéaire se réduit au terme d'ordre trois :

$$\tilde{P}(t) = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(3)} \tilde{E}^3(t) \quad (1.70)$$

et l'on va considérer quatre champs en interaction liés par la relation de conservation de l'énergie $\hbar\omega_4 = \hbar\omega_3 + \hbar\omega_2 + \hbar\omega_1$ et d'expression :

$$\tilde{E}(\omega_i) = E_i e^{-\omega_i t} + c.c., i = 1 \dots 4 \quad (1.71)$$

1.3.3.1 Effet Kerr et auto-modulation de phase

Effet Kerr L'effet Kerr est un phénomène non linéaire d'ordre 3 ne faisant intervenir qu'une seule onde. L'expression de $\chi^{(3)}$ associée fait intervenir un terme en $|E|^2 E$, ce qui

implique que l'effet Kerr dépend du carré de l'intensité optique. On décompose alors l'indice de réfraction en deux termes, l'un dépendant de l'intensité optique :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.72)$$

où n_0 est l'indice de réfraction du matériau, n_2 l'indice de Kerr et I l'intensité de l'onde (E^2). L'indice de Kerr est lié à la susceptibilité non linéaire d'ordre 3 par la relation :

$$n_2 = \frac{3}{4\epsilon_0 c n_0^2} \text{Re}[\chi^{(3)}]. \quad (1.73)$$

Les indices de Kerr du silicium, de l'arséniure de gallium et de la silice valent respectivement $4,5 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [120], $3,3 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [120], et $2,48 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [121].

Lorsqu'une onde avec un profil spatial transverse non uniforme traverse un milieu non linéaire, l'effet Kerr va être modulé par le profil d'intensité de l'onde. Lorsque n_2 est positif, cette distribution d'intensité va créer un effet de lentille convergente dans le matériau, conduisant une auto-focalisation du faisceau.

Auto-modulation de phase L'auto-modulation de phase (**SPM pour Self-Phase Modulation**) est un phénomène non linéaire conséquence de l'effet Kerr optique. La propagation d'une impulsion lumineuse dans un tel milieu induit un déphasage instantané de l'impulsion conduisant à un élargissement spectral symétrique de celle-ci, soit une auto-focalisation dans le domaine temporel, dépendant des signes de n_2 et β_2 . Ce phénomène a été étudié pour la première fois par Brewer et Shimizu [123],[124].

Pour l'expliquer, nous allons considérer une impulsion lumineuse de la forme :

$$\tilde{E}(z, t) = \tilde{A}(z, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + c.c. \quad (1.74)$$

se propageant dans un milieu non linéaire d'indice n 1.72. On suppose que le milieu n'induit aucun effet spatial et que sa réponse est instantanée. Le seul effet du milieu est alors d'induire un déphasage de l'impulsion :

$$\phi_{NL}(t) = \frac{-1}{c} n_2 I(t) \omega_0 L \quad (1.75)$$

où L est la distance d'interaction. Le déphasage ayant une dépendance temporelle, le spectre de l'impulsion lumineuse s'en trouve modifié, et cela conduit à un élargissement spectral. On peut alors obtenir le spectre transmis à partir de l'énergie spectrale :

$$S(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(t) e^{-i\omega_0 t - i\phi_{NL}(t)} e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (1.76)$$



FIGURE 1.46: a) Schéma de principe de la SPM montrant l'élargissement spectral d'une impulsion lumineuse traversant un matériau non linéaire. b) Diagramme quantique de la SPM.

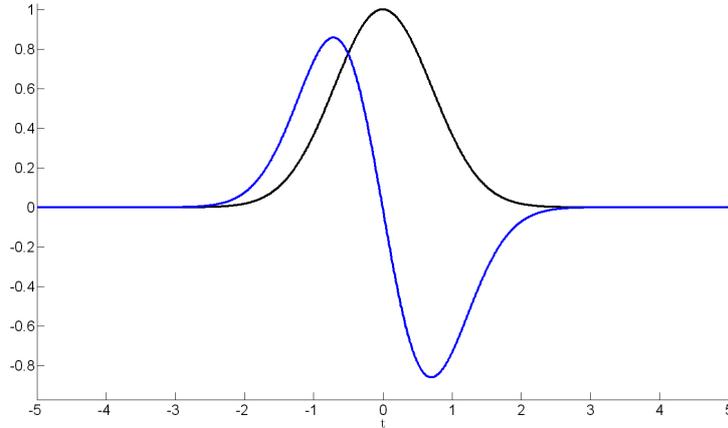


FIGURE 1.47: Profil temporel de la pulsation instantanée $\delta\omega$ (en bleu) pour une impulsion gaussienne (en noir).

Par commodité, on exprime la pulsation sous forme de pulsation instantanée :

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega(t) \quad (1.77)$$

où :

$$\delta\omega(t) = \frac{d}{dt}\phi_{NL}(t) \quad (1.78)$$

Si l'on considère maintenant une impulsion gaussienne ($I(t) = I_0 e^{-\frac{t^2}{\tau_0}}$), le déphasage non linéaire s'écrit :

$$\phi_{NL}(t) = \frac{-1}{c} n_2 I_0 \omega_0 L e^{-\frac{t^2}{\tau_0}} \quad (1.79)$$

et par conséquent la pulsation instantanée vaut :

$$\delta\omega(t) = \frac{2t}{c\tau_0} n_2 I_0 \omega_0 L e^{-\frac{t^2}{\tau_0}} \quad (1.80)$$

On constate sur la fig. 1.47 que l'avant et l'arrière de l'impulsion présentent des pulsations instantanées opposées, ce qui se traduit par un élargissement spectral symétrique de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion de profil d'intensité en sinus cardinal (spectre fréquentiel carré), on constate le même élargissement spectral symétrique. L'auto-modulation de phase a été observée dans les guides à cristaux photoniques en GaAs [125],[126], puis dans le AlGaAs [127] et le silicium en régime d'ondes lentes [24]. L'étude de l'élargissement spectral dû à l'auto-modulation de phase permet de caractériser expérimentalement l'indice de Kerr. Le très faible temps de réponse rend l'effet Kerr naturellement intéressant pour la commutation et la modulation tout-optique.

Modulation de phase croisée Si deux ondes de fortes intensités se propagent dans un milieu non linéaire, celles-ci peuvent interagir au travers de l'effet Kerr croisé. En effet, la variation d'indice issue de l'effet Kerr induite par l'une des ondes module la phase de l'autre. On parle alors de modulation de phase croisée (**XPM pour Cross-Phase Modulation**). Cet effet a été observé dans des guides en silicium [128].

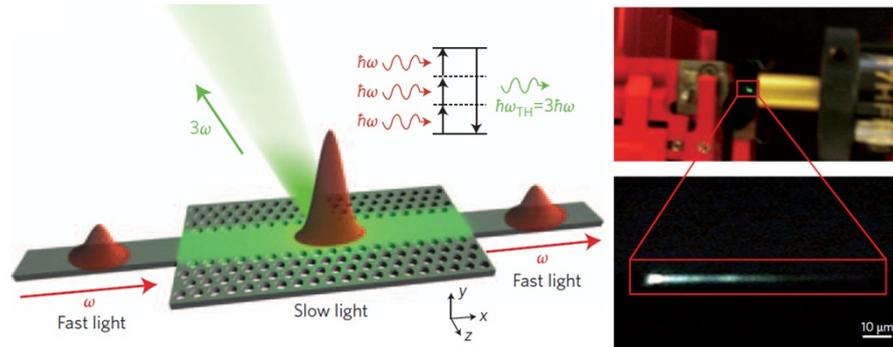


FIGURE 1.48: a) Représentation schématique de la THG dans un guide à cristal photonique à ondes lentes et diagramme quantique de la THG. b) Emission de lumière verte collectée par une caméra CCD. [23]

1.3.3.2 Génération de troisième harmonique et mélange à quatre ondes

Génération de troisième harmonique De manière similaire à la SHG, la **génération de troisième harmonique (THG)** se produit dans un matériau non linéaire d'ordre 3 par extraction de 3 photons du faisceau de pompe (à la fréquence ω) pour générer un photon de fréquence 3ω (fig. 1.48).

La THG a été démontrée dans des guides à cristaux photoniques en silicium [23] à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, mais l'efficacité de conversion est sévèrement limitée par les conditions d'accord de phase [129] et l'absorption du silicium dans le visible.

Mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence Le **mélange à quatre ondes (FWM)** fait intervenir quatre champs de fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ et ω_4 en interaction. On ne s'intéresse qu'au cas dégénéré en fréquence ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$), où deux photons de pompe ω_p se mélangent avec un photon signal ω_s pour générer un photon complémentaire (*idler*) ω_i (fig. 1.49), les fréquences de chaque faisceau étant liées par la relation de conservation de l'énergie $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$. L'interaction de la pompe et du signal donnent lieu à l'apparition d'une polarisation non linéaire à la fréquence du complémentaire :

$$P_{NL} = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} A_{\omega_p}^2 A_{\omega_s}^* e^{i\Delta k z - i(2\omega_p - \omega_s - \omega_i)} \quad (1.81)$$

Le mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence (DFWM) est naturellement intéressant pour la photonique car il permet la conversion de fréquence, ce qui est utile

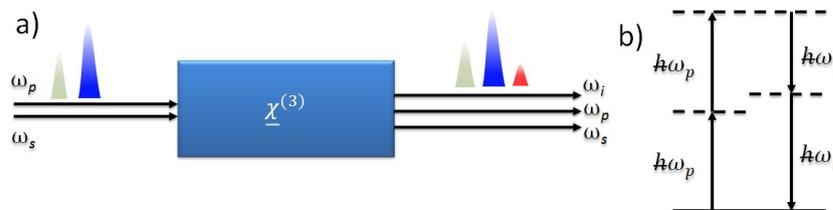


FIGURE 1.49: a) Schéma de principe du DFWM. b) Diagramme quantique du DFWM.

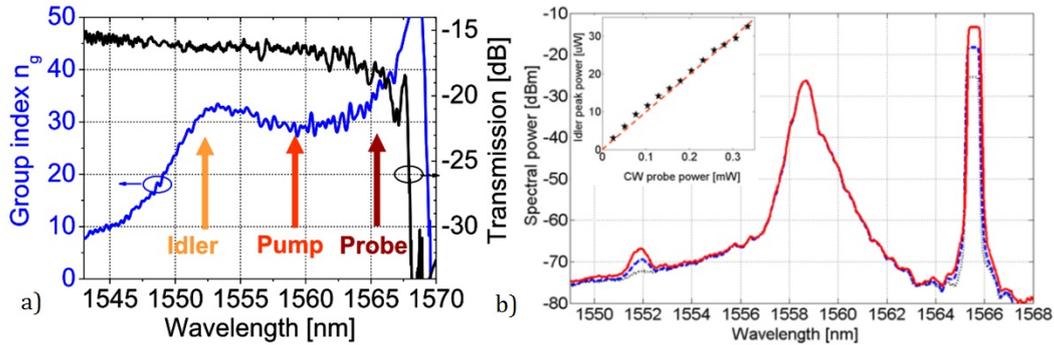


FIGURE 1.50: a) Courbe de transmission d'un PCW à ingénierie de dispersion et indice de groupe correspondant. b) Spectre de transmission du DFWM. Insert : intensité du complémentaire en fonction de la puissance du signal. [132]

à la fois pour la modulation optique et la formation de porte logique tout-optique [130]. De nombreux résultats expérimentaux de DFWM ont donc été démontrés en photonique silicium, notamment dans les cristaux photoniques en régime d'ondes lentes [131],[132],[133],[134]. L'utilisation de cristaux photoniques à ingénierie de dispersion permet d'améliorer significativement l'efficacité de conversion, tout en offrant un plus large *detuning* entre la pompe et la sonde [135].

Le mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence étant un processus stochastique, en se plaçant au seuil de puissance du DFWM, il est alors possible de générer des paires de photons corrélés, ce qui ouvre des perspectives pour l'optique quantique intégrée en filière silicium [136],[137].

Mélange à quatre ondes en cascade Lorsque du mélange à quatre ondes est réalisé dans une structure résonnante multimode telle qu'un résonateur en anneau ou un micro-tore avec une puissance suffisante, chaque complémentaire créé va servir de pompe pour générer de nouvelles composantes spectrales. Le mélange à quatre ondes devient alors cascadié. On parle aussi d'oscillateur paramétrique. Comme chaque composante créée correspond à un multiple de la longueur d'onde de résonance du fondamental, l'ensemble de ces composantes va former un peigne très étendu de période spectrale régulière avec un très faible intervalle spectral libre (fig. 1.51) [138],[139].

1.3.3.3 Solitons optiques

Lorsqu'une impulsion lumineuse traverse un milieu non linéaire dispersif, il peut arriver que l'auto-modulation de phase compense exactement la dispersion de vitesse de groupe, l'impulsion traversant alors le milieu en conservant sa forme au cours de la propagation. On appelle une telle onde un soliton. Ce type d'ondes a tout d'abord été étudié dans les fibres optiques [140],[141]. Il existe deux types de solitons optiques : temporel et spatial. Nous ne nous intéressons ici qu'aux solitons temporels, ondes conservant leur profil temporel au cours de la propagation. Cette propriété est naturellement très intéressante

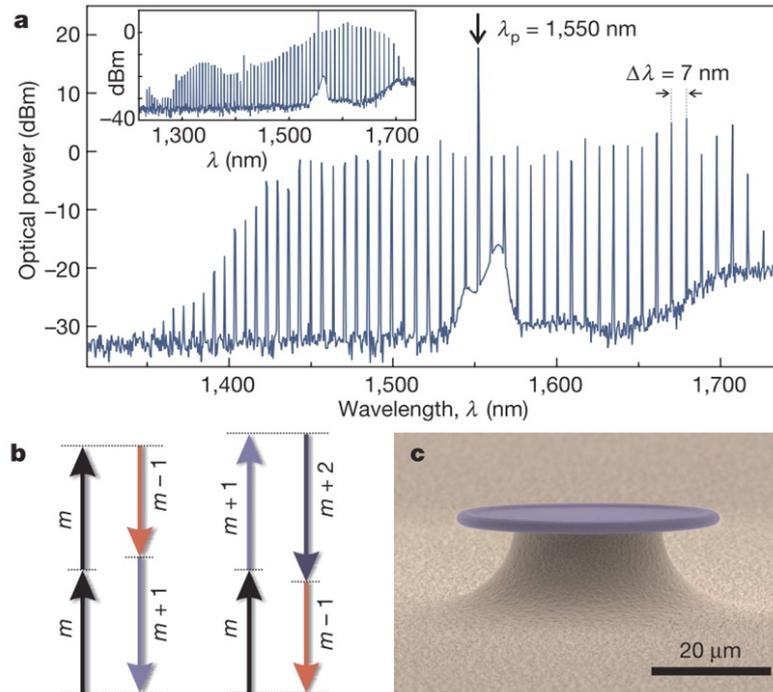


FIGURE 1.51: a) Spectre de transmission montrant la conversion paramétrique sur une plage de 300 nm pour une pompe continue de 60 mW. Insert : conversion paramétrique sur plus de 500 nm pour une pompe continue de 130 mW. b) Diagramme représentant le procédé de conversion paramétrique dégénéré (à gauche) et non dégénéré (à droite). c) Image MEB d'un micro-résonateur toroïde. [138]

pour les télécommunications à très haut débit, la distorsion des signaux due à la GVD étant problématique.

Les solitons temporels sont une solution analytique de l'équation de propagation non linéaire, appelée dans la littérature « équation de Schrödinger non linéaire » (NLSE) (ex-

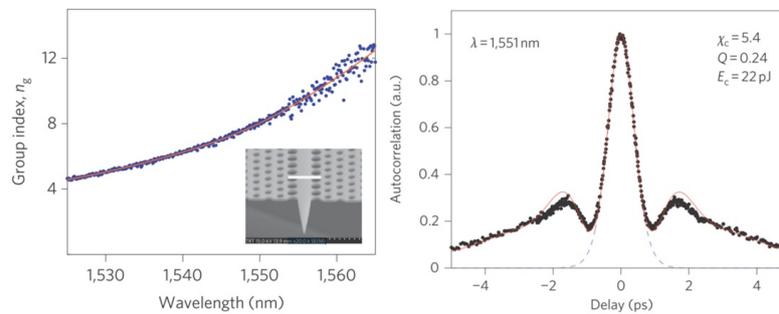


FIGURE 1.52: a) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde pour un guide à cristal photonique en GaInP (insert) à ingénierie de GVD. b) Autocorrélation temporelle du signal montrant l'impulsion temporelle sous forme de sécante hyperbolique, signature d'un soliton temporel. [142]

primée ici sans inclure les pertes et les termes d'ordre supérieurs) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{v_g} \frac{\partial A}{\partial t} - i\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma_{eff}|A|^2 A \quad (1.82)$$

où β_2 désigne la GVD, et γ_{eff} le paramètre non linéaire effectif ($\gamma_{eff} \sim n_2 k I$) qui sera explicité plus loin. Les solitons se mettent sous la forme d'une sécante hyperbolique :

$$A(z, t) = A(z) \operatorname{sech}\left(\frac{t}{\tau}\right) e^{ikz} \quad (1.83)$$

Le régime de propagation de solitons a été démontré dans des guides à cristaux photoniques en GaInP [142] et dans des guides réfractifs en silicium [143], mais pas dans des guides à cristaux photoniques en silicium au moment de la rédaction de cette thèse. A noter que dans le travail de Colman *et al.*, une ingénierie du β_2 du guide à cristal photonique a été réalisée (fig. 1.52).

1.3.3.4 Absorption à deux photons et effets des porteurs libres

Absorption à deux photons Le silicium est transparent pour des longueurs d'onde situées autour de 1550 nm car l'énergie des photons correspondants est inférieure à l'énergie de bande interdite du matériau. Cependant, lorsque la densité d'énergie est élevée, deux photons peuvent être absorbés pour permettre à un électron de valence d'être promu dans la bande de conduction, conduisant à la formation d'une paire électron-trou (fig. 1.53). On parle alors d'**absorption à deux photons (TPA)**. Plus la densité d'énergie est élevée, plus la probabilité que deux photons soient absorbés est grande, ce qui conduit à une saturation de la puissance optique dans le matériau, et donc à une limitation de l'efficacité des processus non linéaires. Deux photons étant absorbés, la TPA est proportionnelle au carré de l'intensité de l'onde. Il s'agit donc d'un processus non linéaire d'ordre trois, antagoniste à l'effet Kerr. Le coefficient de la TPA est exprimé à partir de la partie imaginaire du tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre trois :

$$\beta_{TPA} = \frac{3\omega}{2\varepsilon_0 c^2 n_0} \operatorname{Im}\{\underline{\chi}^{(3)}(\omega)\} \quad (1.84)$$

On peut définir un facteur de mérite pour la TPA en exprimant le ratio entre la partie réelle et la partie imaginaire de $\underline{\chi}^{(3)}$ [151] :

$$FOM_{TPA} = \frac{1}{2\pi} \frac{\operatorname{Re}\{\underline{\chi}^{(3)}(\omega)\}}{\operatorname{Im}\{\underline{\chi}^{(3)}(\omega)\}} \quad (1.85)$$

Le facteur de mérite du silicium est relativement faible (0,34 d'après [120]), d'autant plus lorsqu'on la compare avec d'autres matériaux, notamment des polymères non linéaires tels que le PDA ($FOM > 27$) [152], ce qui renforce naturellement l'attrait des guides à fente pour l'optique non linéaire. Opérer dans le moyen infrarouge peut également être un autre moyen de s'affranchir de la TPA [153]. Au contraire, la TPA peut être utilisée pour la photo-détection en filière silicium. Cet effet a notamment été exploité dans des cavités à cristaux photoniques [66].

De manière équivalente à l'effet Kerr croisé générant de la XPM, un photon de pompe et un photon du signal peuvent être absorbés simultanément. On parle alors d'absorption à deux photons croisée (XPA).

Porteurs libres Les porteurs libres créés par la TPA sont peu susceptibles de se recombiner radiativement dans le silicium étant donné l'absence de transition directe de la bande interdite de ce matériau. La susceptibilité associée aux porteurs libres est décrite par le modèle de Drude sous la forme :

$$\chi_{Drude}^{(1)} = \frac{\omega_p^2}{-\omega + i\gamma_D\omega_p} \quad (1.86)$$

où γ_D et ω_p sont respectivement la constante d'amortissement et la fréquence plasma. Ces porteurs libres vont donc au travers de cette susceptibilité optique induire à la fois une variation d'indice de réfraction (**FCR pour Free Carrier Refraction**) et un terme d'absorption (**FCA pour Free Carrier Absorption**) que l'on va noter respectivement Δn_{fc} et $\Delta\alpha_{fc}$:

$$\Delta n_{fc}(\omega, N_e, N_h) = \frac{e^2}{2\epsilon_0 c n_0 \omega^2} \frac{E_g^2}{E_g^2 - \hbar^2 \omega^2} \left(\frac{N_e}{m_e^*} + \frac{N_h}{m_h^*} \right) \quad (1.87)$$

$$\Delta\alpha_{fc}(\omega, N_e, N_h) = \frac{2e^2}{\epsilon_0 c n_0 \omega^2} \frac{E_g^2}{E_g^2 - \hbar^2 \omega^2} \left(\frac{N_e}{\mu_e m_e^*} + \frac{N_h}{\mu_h m_h^*} \right) \quad (1.88)$$

où N_e et N_h sont respectivement les densités d'électrons et de trous. Dans le cas des semi-conducteurs, la TPA impose $N_e = N_h = N_C$. La concentration en porteurs obéit à l'équation différentielle :

$$\frac{dN_C}{dt} = \frac{\beta_{TPA}}{2\hbar\omega} I^2 - \frac{N_C}{\tau_P} \quad (1.89)$$

où τ_P est le temps de relaxation des porteurs. Ce temps de relaxation, usuellement de l'ordre de la nanoseconde pour le silicium [144], fait que les effets de porteurs libres ne disparaissent pas instantanément. Ceci induit donc un retard dans la réponse non linéaire

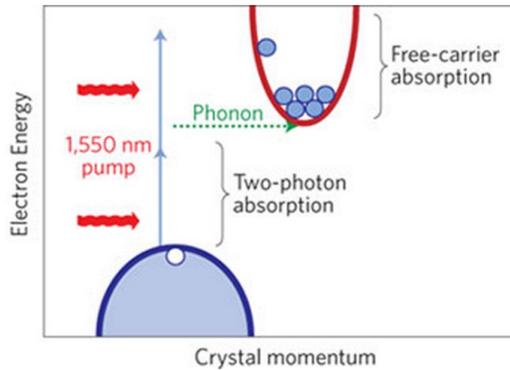


FIGURE 1.53: Représentation schématique des processus de pertes non linéaires dans le silicium, à savoir la TPA et la FCA. [153]

du matériau. On peut toutefois limiter les effets de porteurs en déposant par exemple des électrodes Schottky près d'un guide à cristal photonique et en polarisant en inverse pour chasser les porteurs créés dans le guide [145].

L'utilisation des porteurs libres est bénéfique pour la commutation optique dans une micro-cavité [64], car la FCR induit un décalage de la résonance vers le bleu. Cet effet a notamment été utilisé pour réaliser des mémoires optiques à très basse consommation en confinant les porteurs dans un puit quantique enterré dans la cavité optique [146]. Le confinement des porteurs dans des puits quantiques modifie la dynamique des porteurs, notamment lorsque le temps de vie des photons devient comparable au temps de relaxation des porteurs [147]. Il apparaît également que le fort confinement du mode optique modifie la dynamique des effets thermo-optiques en les accélérant [148], ce qui conduit à un comportement d'excitabilité (comportement similaire à l'excitation d'un neurone) mesuré dans les cristaux photoniques [149],[150]

1.3.3.5 Diffusion Raman

La diffusion Raman est un processus non linéaire faisant intervenir des phonons optiques. Il s'agit d'une diffusion inélastique d'un faisceau de photons sur le réseau cristallin d'un matériau. Un photon diffusé sera de plus basse énergie lorsqu'un phonon est créé par transfert d'un photon de pompe : il s'agit du décalage Stokes (fig. 1.54). A l'inverse, un phonon peut être absorbé lors de la diffusion, et le photon émis aura une plus grande énergie que la pompe : on parle alors de décalage anti-Stokes. La diffusion Raman faisant intervenir des phonons, son efficacité est très dépendante de l'orientation cristallographique du réseau atomique par rapport à la direction de polarisation de la lumière.

La diffusion Raman peut être fortement amplifiée par une cavité. La diffusion Raman stimulée (SRS pour *Stimulated Raman Scattering*) a permis alors de démontrer un effet laser dans le silicium en régime impulsif [154] ainsi qu'en régime continu [155] dans des cavités de type Fabry-Perot formées par un guide d'onde (pour le laser continu, une jonction *pin* est utilisée pour éliminer les porteurs libres). Ce type de laser présente l'avantage d'être faible bruit, d'avoir un spectre très étroit, et surtout de réaliser une source laser

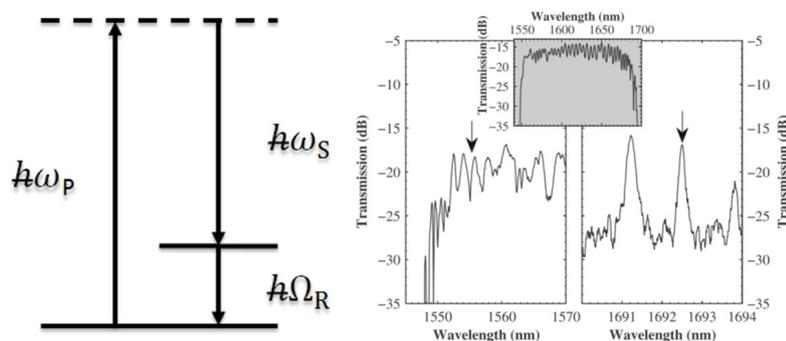


FIGURE 1.54: a) Diagramme quantique de la diffusion Raman b) Diagramme de transmission d'un guide à cristal photonique pour la SRS. Les flèches indiquent la position de la pompe (à gauche) et de l'émission Stokes (à droite). [156]

en silicium. Cependant il n'est pas possible de générer la SRS par injection de porteurs et les puissances optiques de seuil sont très importantes, ce qui rend acutellement le laser Raman peu applicable à l'optique intégrée. La SRS a également été démontrée dans des guides à cristaux photoniques [156]. Enfin, le laser Raman dans les cristaux photoniques a été démontré expérimentalement au moment de la rédaction de ce manuscrit dans des cavités à très hauts facteurs de qualité avec une puissance de seuil de l'ordre du microwatt [157].

1.3.4 Non-linéarités optiques en régime de localisation

1.3.4.1 Correction de champ local

Jusqu'à présent, nous avons considéré que le champ s'appliquant aux structures était un champ macroscopique intervenant dans les équations de Maxwell. Cependant, lorsque le champ s'exerce dans des nanostructures de type guide d'onde ou cristal photonique, le champ effectif s'appliquant aux molécules et aux atomes est beaucoup plus intense que celui d'un matériau massif. On appelle ce champ effectif le champ local de Lorentz. L'expression d'un facteur correctif tenant compte de l'exaltation du champ local est une nécessité pour tenir compte du confinement dans des dimensions sub-longueur d'onde du champ électromagnétique.

Polarisation linéaire A l'intérieur d'un matériau polarisé uniformément par un champ \mathbf{E} , nous pouvons considérer une sphère suffisamment petite ne contenant qu'un seul atome ou molécule. Le champ au sein de cette sphère est alors plus intense qu'à l'extérieur :

$$\mathbf{E}_{loc} = \mathbf{E} + \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \quad (1.90)$$

et on a alors :

$$\mathbf{P} = N\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{4\pi}{3}\mathbf{P} \right) \quad (1.91)$$

où N est le nombre d'atomes et α la polarisabilité du matériau. La relation 1.91 permet alors d'exprimer une susceptibilité linéaire effective de la forme :

$$\chi_{eff}^{(1)} = \frac{N\alpha}{1 - \frac{4\pi}{3}N\alpha} = \frac{n^2 + 2}{3}N\alpha \quad (1.92)$$

le terme $\frac{n^2+2}{3}$ étant le facteur correctif de la susceptibilité linéaire. Ce facteur correctif s'applique également au champ électrique.

Polarisation non linéaire De la même manière, le même facteur correctif s'applique à la polarisation non linéaire en considérant la polarisation non linéaire du terme source \mathbf{P}^{NLS} :

$$\mathbf{P}^{NLS} = \frac{n^2 + 2}{3}\mathbf{P}^{NL} \quad (1.93)$$

ce qui permet de réécrire l'équation de propagation non linéaire :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \left(\frac{n}{c}\right)^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NLS}}{\partial t^2} \quad (1.94)$$

On peut également lier le champ local au champ macroscopique :

$$\mathbf{E}^{loc} = \frac{n^2 + 2}{3} \mathbf{E} \quad (1.95)$$

Nous pouvons maintenant nous intéresser aux effets du champ local sur la susceptibilité non linéaire d'ordre n . En notant le facteur de champ local f , pour la fréquence ω_0 :

$$\mathbf{P}_n^{NLS} = \varepsilon_0 f(\omega_0) \underline{\chi}^{(n)}(\omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) : \mathbf{E}_1^{loc}(\omega_1) \dots \mathbf{E}_n^{loc}(\omega_n) \quad (1.96)$$

et en remplaçant les champs locaux par les champs macroscopiques :

$$\mathbf{P}_n^{NLS} = \varepsilon_0 f(\omega_0) \dots f(\omega_n) \underline{\chi}^{(n)}(\omega_0; \omega_1, \dots, \omega_n) : \mathbf{E}_1(\omega_1) \dots \mathbf{E}_n(\omega_n) \quad (1.97)$$

En supposant une exaltation uniforme pour tous les champs, $\underline{\chi}^{(n)}$ se réduit à une susceptibilité non linéaire effective :

$$\underline{\chi}_{eff}^{(n)} = f^{n+1} \underline{\chi}^{(n)} \quad (1.98)$$

L'équation 1.98 nous montre que les processus non linéaires d'ordre 3 sont très exaltés par le champ local, d'un facteur f^4 pour l'effet Kerr par exemple.

Champ local en régime d'ondes lentes L'intensité d'une impulsion lumineuse est fortement accrue lorsque celle-ci est ralentie. Nous avons dans le paragraphe (1.3.4) que le renforcement de l'intensité crête de l'impulsion entre un régime rapide et un régime lent est donné par le rapport des indices de groupe, par application du principe de conservation de l'énergie totale de l'impulsion lumineuse :

$$\frac{I_{lent}}{I_{rapide}} = \frac{n_{g,lent}}{n_{g,rapide}} \quad (1.99)$$

Intuitivement, on en déduit un facteur de champ local de la forme :

$$f = \frac{|\mathbf{E}_{lent}|}{|\mathbf{E}_{rapide}|} = \sqrt{\frac{I_{lent}}{I_{rapide}}} = \sqrt{\frac{n_{g,lent}}{n_{g,rapide}}} = \sqrt{S} \quad (1.100)$$

où S est le facteur de ralentissement. On obtient donc une exaltation en S^2 de l'effet Kerr par exemple, soit typiquement de deux ordres de grandeur par rapport au matériau massif si l'on opère à $v_g = c/30$.

Champ local dans une micro-cavité A l'instar des guides à modes lents, les nanocavités confinent très fortement le champ électrique, en particulier celles à cristaux photoniques. On relie le facteur de champ local au facteur de qualité par :

$$f = \sqrt{\frac{v_g}{v_\phi} \frac{Q}{m\pi}} \quad (1.101)$$

où m désigne l'ordre du mode de la cavité ($m=1$ pour le fondamental). Nous avons vu précédemment que les facteurs de qualité dans les cavités à hétéro-structures excèdent désormais largement le million, ce qui donne des facteurs de champ local proche de 1000. Cela impose l'usage de faibles puissances pour sonder une telle cavité car une puissance modérée induit suffisamment de non-linéarités pour désaccorder la longueur d'onde du laser de celle de la cavité, supprimant alors l'effet de localisation.

Les non-linéarités induites par les porteurs dans une nanocavité ont notamment permis de démontrer un commutateur tout-optique avec une énergie inférieure au femtojoule par bit [64].

1.3.4.2 Équation de propagation non-linéaire et aire effective non-linéaire

Équation de propagation non linéaire Nous pouvons réécrire l'équation 1.82 en tenant compte maintenant de la TPA et de la FCA. Cette équation se met alors sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{vg} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \left(i\gamma_{eff} - \frac{\beta_{TPA}}{2A_{eff}} \right) |A|^2 A - \frac{\alpha}{2} A + N_{CA} \left(ik_0 \delta - \frac{\sigma}{2} \right) \quad (1.102)$$

où δ et σ sont respectivement la dispersion et l'absorption dues aux porteurs libres. Nous avons donc écrit l'équation de propagation non-linéaire.

Aire effective non linéaire Nous avons vu dans 1.102 qu'un paramètre effectif non linéaire γ_{eff} intervient dans la variation de l'enveloppe. γ_{eff} dépend à la fois de la susceptibilité non linéaire du matériau massif et de l'effet de localisation. Ce paramètre s'exprime sous la forme :

$$\gamma_{eff} = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} = \frac{3\omega}{4\varepsilon_0 c^2 n_0^2 A_{eff}} \text{Re}\{\chi^{(3)}\} \quad (1.103)$$

où A_{eff} est l'aire effective non linéaire, en d'autres termes la surface de recouvrement entre le mode se propageant et le terme source créé par la polarisation non linéaire. L'aire effective non linéaire d'un guide à cristal photonique est exprimée à partir de la formule classique dans les fibres optiques et moyennée ici sur une période [158] :

$$A_{eff} = \frac{1}{a} \frac{\left(\iiint_{-\infty}^{+\infty} |E|^2 dV \right)^2}{\iiint_{-\infty}^{+\infty} |E|^4 dV} \quad (1.104)$$

où a est la période du cristal photonique. La valeur typique de A_{eff} dans un guide W1 est d'environ $0,3 \mu m^2$ [131]. Cette formule scalaire n'est cependant pas valable dans un milieu à fort contraste d'indice tel qu'un guide à fente. Il devient alors nécessaire d'exprimer A_{eff} en utilisant un calcul vectoriel tenant compte du flux de Poynting [151] :

$$A_{eff} = \frac{1}{a} \frac{\left(\iiint_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}\{\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}\} \cdot \mathbf{e}_z dx dy \right)^2}{\iiint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}|^4 dV} \quad (1.105)$$

Cette formule corrigée est importante pour les guides à fente car une utilisation abusive de la formule 1.104 conduit à des erreurs [159].

1.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté les bases des cristaux photoniques planaires, ainsi que les concepts d'optique non linéaire appliqués aux cristaux photoniques, et à la filière photonique silicium de manière plus focalisée. Nous avons tout d'abord abordé le formalisme servant à modéliser les équations de Maxwell en milieu périodique puis l'origine physique de l'ouverture de la bande interdite. Le confinement de la lumière dans les cristaux photoniques 2D a ensuite été présenté dans deux configurations, en membrane et sur SOI. Nous avons vu que le confinement vertical implique la présence d'un cône de lumière contenant un continuum de modes radiatifs, ce qui nécessite d'opérer dans les conditions de réflexion interne totale. Le choix des cristaux photoniques 2D pour cette thèse s'explique par leur potentiel d'intégration en technologie CMOS et leur relative facilité de fabrication comparée aux cristaux photoniques 3D.

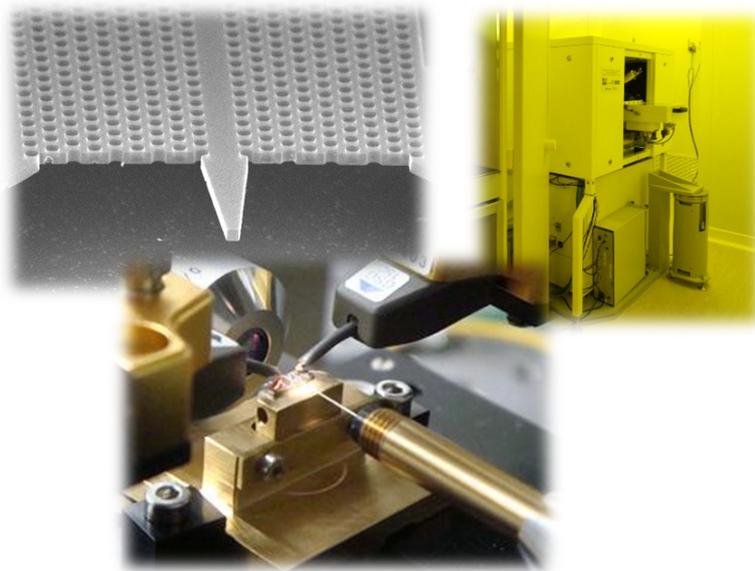
Le confinement de la lumière dans les cristaux photoniques 2D a été présenté au travers de défauts structurels : guide W1 à cristal photonique (PCW) par insertion d'un défaut linéique et microcavité par insertion de défaut localisé. Nous avons vu que deux types de mécanismes régissent le guidage de la lumière dans les PCW : l'un est basé sur la réflexion interne totale à l'instar des guides réfractifs, et l'autre sur le confinement par la bande interdite où des interférences entre des modes propagatifs et contra-propagatifs ralentissent la lumière, jusqu'à créer une onde stationnaire en bord de zone de Brillouin. Les modes lents présentent la propriété de compresser spatialement une impulsion, ce qui permet d'accroître fortement l'intensité optique. Les modes lents présentent toutefois une grande GVD, ce qui est potentiellement pénalisant pour le transport de l'information. Néanmoins, il est possible d'annuler cette GVD en réalisant de l'ingénierie de dispersion par modification du réseau du cristal photonique. En dépit de leurs bénéfices, les guides à ondes lentes sont cependant sujets à des pertes élevées. En effet, le désordre induit par les imperfections de fabrication conduit à des pertes par rétrodiffusion qui deviennent rédhibitoires même à des indices de groupe modérés, tandis que les modes rapides présentent des pertes faibles. De plus, de manière similaire au transport électronique unidimensionnel, des effets de localisation d'Anderson apparaissent et conduisent à la disparition de la notion de vitesse de groupe. Ces modes localisés sont fortement résonnants et peuvent être utilisés. De manière surprenante, l'ingénierie de dispersion permet toutefois de ramener les pertes de propagation à des niveaux acceptables, en opérant à des vecteurs d'onde éloignés du bord de la zone de Brillouin. Nous avons ensuite abordé la définition du facteur de qualité et du volume modal dans les microcavités optiques et analysé l'état de l'art des cavités à cristaux photoniques planaires à très haut facteur de qualité (1-3 millions).

Nous avons vu qu'il est possible d'utiliser la réflexion interne totale pour confiner la lumière hors du silicium. Les guides à fente permettent ainsi de confiner la lumière dans des dimensions très sub-longueurs d'onde et d'employer des matériaux non linéaires ou actifs. Il est alors possible d'exploiter à la fois les effets de la bande interdite photonique et le confinement dans la fente au sein des guides à cristaux photoniques fendus. Ces cristaux photoniques fendus peuvent aussi assurer un confinement extrême de la lumière dans des cavités dont les facteurs de qualité peuvent dépasser le million pour des volumes modaux inférieurs de deux à trois ordres de grandeur à ceux des cavités à PCS.

Nous avons par la suite présenté les principales méthodes numériques utilisées pour modéliser les cristaux photoniques, en particulier les méthodes PWE et FDTD implémentées dans les logiciels libres du MIT, MPB et MEEP.

Enfin, en seconde partie, nous avons introduit les bases de l'optique non linéaire, abordé les processus non linéaires d'ordres deux et trois, et montré l'importance de la localisation du champ sur le terme de polarisation non linéaire. Nous avons également parcouru l'état de l'art concernant l'optique non linéaire dans les cristaux photoniques, et la grande variété d'effets démontrés expérimentalement dans ces structures montre le potentiel intéressant des cristaux photoniques pour le traitement tout optique de l'information.

Fabrication et caractérisation des cristaux photoniques



2.1 Introduction

CE CHAPITRE a pour but de présenter les méthodes de fabrication et de caractérisation employées au cours de cette thèse. Toutes les structures et procédés de fabrication présentés dans ce chapitre ont été développés au sein de la Centrale Technologique Universitaire (CTU), salle blanche de l'Institut d'Electronique Fondamentale, sous la supervision de Xavier Le Roux, ingénieur d'études de l'équipe MINAPHOT. La caractérisation optique a été effectuée à l'IEF et dans le cadre de deux collaborations.

En première partie de ce chapitre, nous aborderons les procédés de fabrication des cristaux photoniques bidimensionnels sur Silicium sur Isolant (SOI). Nous avons développé des procédés différents des thèses précédentes de l'équipe en raison de l'arrivée d'un nouveau masqueur électronique 80 kV au début de ma thèse. Les cristaux photoniques étaient en effet précédemment fabriqués par lithographie électronique (EBL pour *Electron Beam Lithography*) sur le système RAITH 150 (30 kV) puis gravés par RIE (RIE pour *Reactive Ion Etching*). Nous avons développé un procédé de lithographie pour le nouveau masqueur Nanobeam Ltd. nb4 et optimisé la gravure ICP (ICP pour *Inductively Coupled Plasma etching*), puis une gravure sèche aux vapeurs HF pour libérer certains guides en membrane. Le diagramme sur la fig. 2.1 résume l'ensemble des procédés utilisés pour la fabrication des cristaux photoniques au cours de cette thèse. La caractérisation de nos échantillons au microscope électronique à balayage (MEB) a permis de valider les procédés développés au cours de cette thèse qui nous ont permis d'obtenir des dispositifs aux dimensions bien maîtrisées, proches de l'état de l'art.

La seconde partie de chapitre est dédiée aux méthodes de caractérisation expérimentale des cristaux photoniques, ainsi qu'aux techniques utilisées pour améliorer l'injection de la lumière dans les structures (couplage d'entrée). La caractérisation linéaire en champ lointain s'est faite à l'IEF. Certains échantillons ont également été caractérisés par réflectométrie à faible cohérence (OLCR pour *Optical Low Coherence Reflectometry*) à Thales-TRT dans l'équipe d'Alfredo de Rossi. Des caractérisations non linéaires ont eu lieu au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique dans l'équipe de Nicolas Dubreuil et Philippe Delaye.

2.2 Procédés de fabrication des cristaux photoniques en technologie SOI

2.2.1 Préparation des masques pour la lithographie électronique

Deux types de masques ont été réalisés durant cette thèse : des masques adaptés aux structures sur SOI et d'autres dédiés aux structures sur membrane. Ces deux types de masques sont schématiquement présentés sur la fig. 2.2. Les *wafers* qui ont été utilisés au cours de cette thèse proviennent de la société SOITEC et sont respectivement constitués d'un film de silicium de 260 nm d'épaisseur sur une couche de 2 μm de silice enterrée pour les substrats 4" et d'un film de 220 nm d'épaisseur de silicium au-dessus d'une même couche de 2 μm de silice enterrée pour les 6". Les deux types de *wafers* ont été utilisés en fonction de leur disponibilité.

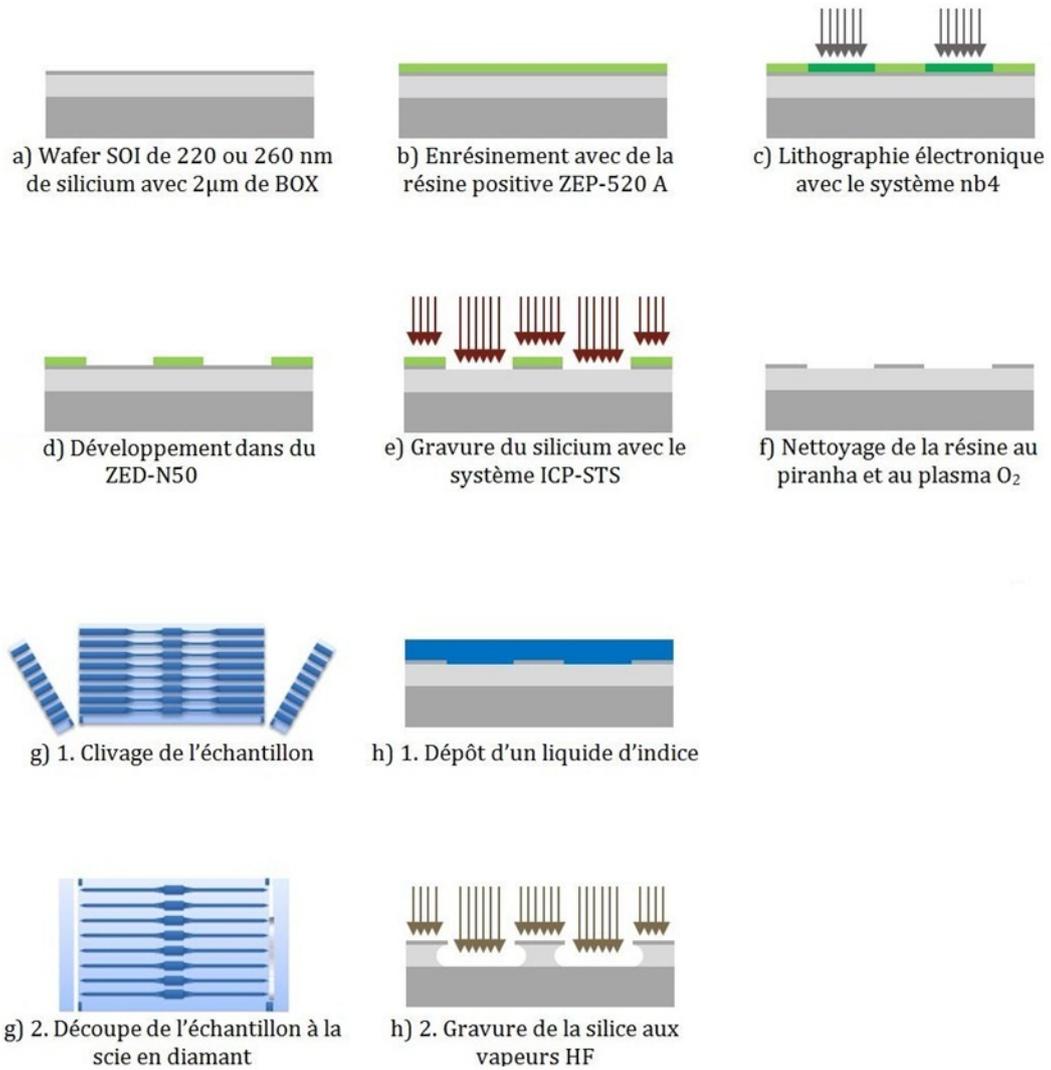


FIGURE 2.1: Synthèse des différentes étapes technologiques de fabrication des cristaux photoniques

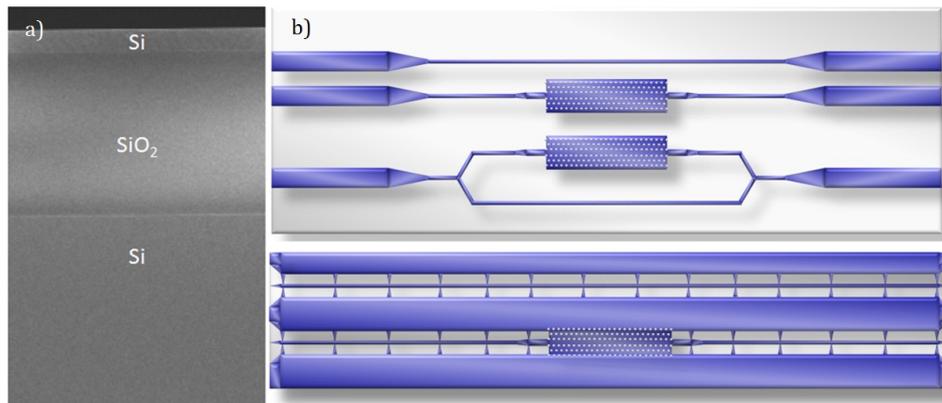


FIGURE 2.2: a) Vue en coupe au MEB d'un wafer SOI. b) Schéma de principe des dispositifs caractérisés sur SOI (en haut) et sur membrane (en bas).

Les structures étant formées dans de la résine positive, il est nécessaire de définir tous les guides par inversion du masque. Afin d'isoler tous les guides du reste de l'échantillon, nous avons choisi de détourner $3\ \mu\text{m}$ de part et d'autre des guides afin d'assurer une bonne isolation du mode optique. Les structures sur SOI sont constituées d'une zone centrale contenant les cristaux photoniques, ainsi que des guides d'accès à chaque extrémité (fig. 2.2). Ces guides d'accès sont larges ($3\ \mu\text{m}$) afin de faciliter le couplage en bout avec une fibre micro-lentillée. Afin de faciliter le clivage et la manipulation des échantillons, la longueur des structures sur les masques est d'environ 5 mm. Les structures sur membrane sont plus étroites et de part et d'autre des cristaux photoniques, les guides rubans d'accès maintenus au slab par des poutrelles se terminent par une pointe formant un *taper* inversé (fig. 2.2). Bien qu'il soit possible de découper des échantillons de dimensions inférieures au mm, les masques ont une longueur d'environ 2 mm pour une manipulation plus aisée, les guides sur membrane étant très fragiles.

Les masques conçus peuvent être divisés en trois parties pour chaque type :

- Une partie servant au couplage vers la fibre et/ou les objectifs, composée de guides rubans d'accès clivés de $3\ \mu\text{m}$ de large se rétrécissant en guides de 400 nm de large sur SOI, ou composée de *tapers* inversés se terminant par une pointe de 100 nm de large en membrane.
- Une deuxième partie sert à amener la lumière vers la région contenant les cristaux photoniques et constituée de guides rubans de 400 nm présentant des virages de déport des entrées et sorties, ou de guides rubans de même largeur suspendus par des nano-poutrelles de 100 nm de large espacées aléatoirement pour éviter toute résonance pour les membranes. Ces nano-poutrelles supportant les guides ont été proposées par Talneau *et al.* sur InP [160], puis employées par Han *et al.* sur silicium [161] et permettent de s'affranchir d'une étape d'énrésinement et de lithographie supplémentaire que requiert la libération des cristaux photoniques en membrane.
- Enfin, la dernière partie contient les guides à cristaux photoniques.

L'édition des masques pour le masqueur Nanobeam Ltd. nb4 nécessite deux étapes :

- La première étape consiste à éditer les motifs sous un logiciel de CAO. Nous avons

choisi le logiciel commercial L-Edit. Ce logiciel permet de définir aisément des masques complexes avec un grand nombre de paramètres et de structures. On exporte alors les masques sous format GDSII.

- Les fichiers *.gds* sont alors importés dans le logiciel du masqueur nb4 afin de définir par rapport au masque les champs d'écriture. Il convient alors de positionner correctement les champs d'écriture et les sous-champs afin de minimiser les raccords de champ et les aberrations du faisceau d'électrons. Les fichiers *.gds* sont ensuite fragmentés au format *.npf*. Ces fichiers sont alors implémentés dans le masqueur et contiennent toutes les données nécessaires à l'insolation.

2.2.2 Enrésinement

La résine électronique est un des principaux facteurs de la qualité de fabrication des structures. Elle consiste en des chaînes de polymères sensibles aux électrons. Les chaînes insolées vont alors réagir différemment lors du développement. En fonction du type de résine insolée, les chaînes insolées vont rester sur le substrat dans le cas d'une résine négative, ou s'en détacher par réaction chimique avec le développeur.

Dans les travaux précédant ma thèse, les cristaux photoniques étaient fabriqués en deux étapes avec deux résines différentes : une résine négative (maN) pour définir les guides d'accès, et une résine positive (ZEP-520A) pour les trous. C'est aussi ce que nous avons essayé au départ avec le RAITH 150. D'autres résines ont été testées ou utilisées durant cette thèse, à savoir la hsq (résine négative) et le PMMA (résine positive). Dans le cas des lithographies avec le masqueur nb4, la ZEP-520 A, commercialisée par Zeon Chemical Corporation, a été quasi-exclusivement employée, car les propriétés exceptionnelles de cette résine la rendent la plus appropriée pour la définition des cristaux photoniques en raison de sa très bonne sélectivité en gravure et de sa très haute résolution (< 2 nm).

Deux facteurs critiques sont à considérer pour l'énrésinement : l'épaisseur de la couche déposée pour assurer à la fois une bonne tenue à la gravure et une bonne pénétration des électrons sur l'ensemble de la couche, et la planéité de la couche déposée pour assurer une bonne uniformité de la gravure sur toute la surface de l'échantillon. La résine est tout d'abord diluée dans de l'anisole, puis est déposée par spin-coating, où la vitesse de rotation de la tournette permet de contrôler l'épaisseur. Ici l'énrésinement se fait à 6000 tours par minute, ce qui permet de déposer 90 nm de résine. La résine est finalement recuite après le *spin-coating* pour la durcir pendant 2 minutes à 170°. Après enrésinement, les échantillons doivent être soigneusement conservés afin d'éviter au minimum tout dépôt de poussière, car une poussière sur laquelle passe le faisceau d'électrons va fortement diffuser les électrons, ce qui rend le guide inutilisable (fig. 2.3).

2.2.3 Écriture des motifs par lithographie électronique

La fabrication de cristaux photoniques est très exigeante et requiert une étape de lithographie de très grande précision pour pouvoir contrôler à la fois la position et la forme des motifs. Plusieurs techniques ont été proposées pour insoler les cristaux photoniques. La

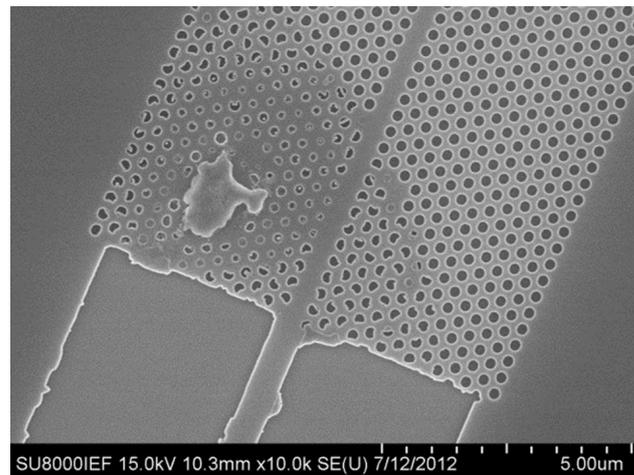


FIGURE 2.3: Image MEB illustrant l'effet de diffusion des électrons par une poussière sur un guide à cristal photonique.

plus intéressante d'un point de vue industriel est la lithographie deep UV à 193 nm car elle permet d'insoler rapidement de très grandes surfaces en parallèle, mais présente l'inconvénient de ne pas pouvoir définir de petits motifs angulaires en deçà de la limite de diffraction tels que des réseaux de Bragg et nécessite d'importants efforts de conception pour corriger les effets de proximité. La lithographie ionique (ou FIBL pour *Focused Ion Beam Lithography*) permet de définir des motifs avec grande précision et ne requiert ni masque de résine ni étape de gravure. Elle est notamment utilisée pour fabriquer des cristaux photoniques en niobate de lithium [162], pour lesquels il n'existe pas à l'heure actuelle de procédés de gravure efficace, ou encore les masques servant à la lithographie optique. Cependant, l'étape de lithographie est extrêmement longue donc inadaptée aux grandes surfaces ou volumes, et de plus les ions bombardant le substrat induisent une pollution. Le meilleur compromis entre précision et surface insolée réside dans la lithographie électronique (ou EBL pour *Electron Beam Lithography*). Cette technique de lithographie est la plus fréquemment rencontrée dans la littérature pour la fabrication de cristaux photoniques, et celle qui a été utilisée pour tous les échantillons fabriqués au cours de cette thèse.

Deux systèmes d'EBL sont disponibles au sein de la centrale technologique universitaire (CTU) de l'IEF : le RAITH 150 et le Nanobeam Ltd. nb4 (fig. 2.4). Le RAITH 150 était utilisé dans les thèses précédant la mienne, et a également servi pour réaliser des lithographies de second niveau.

Le système RAITH 150 possède une tension d'accélération maximale de 30 kV et une résolution maximale de 1,5 nm. Ce système permet à l'utilisateur un grand choix de tensions d'accélération et de courants. De plus, étant aussi présenté comme outil de métrologie, il convient parfaitement à la caractérisation des échantillons par microscopie électronique à balayage en raison de sa grande précision et de la possibilité de scanner la surface d'un échantillon en s'aidant du fichier *.gds* ayant servi à sa définition. La qualité du MEB du système RAITH 150 permet également de repérer aisément des marques pour une lithographie de second niveau. Cependant, il est inadapté à l'insolation de grandes surfaces

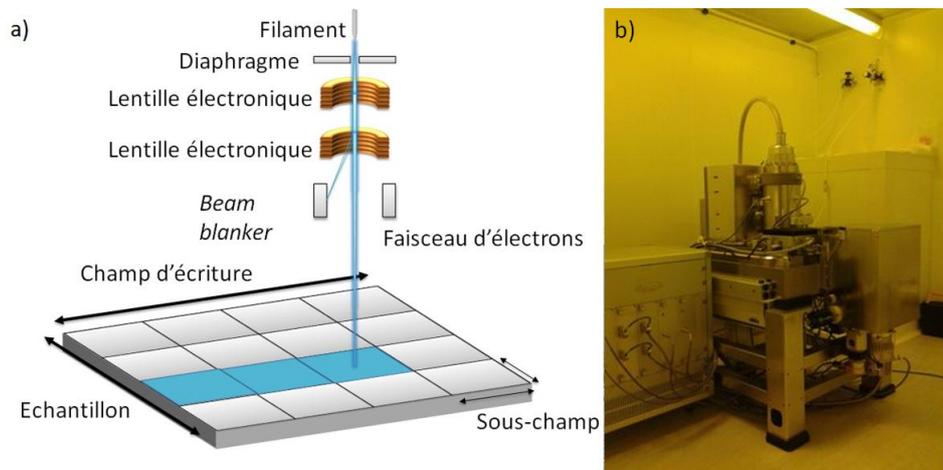


FIGURE 2.4: a) Schéma montrant le principe d'écriture avec le système nb4. b) Photographie du système nb4.

avec une haute résolution en raison de la dérive importante du faisceau d'électron (environ 100 nm par heure), d'où l'impossibilité de définir des guides d'ondes de 400 nm de large en résine positive sur plusieurs millimètres.

Nous avons utilisé lors des premiers essais de fabrication le système RAITH 150 pour insoler les cristaux photoniques à fente. Les premiers essais avec de la ZEP-520 A ont montré qu'il était possible de réaliser des cristaux photoniques à fente structurée (fig. 2.5), mais les guides devant être insolés avec de la maN, la réalisation de *tapers* à fente avec une résine négative s'avérait être un obstacle technologique (fig. 2.5) couplée à la criticité de l'alignement entre les deux niveaux de lithographie électronique.

Le système Nanobeam Ltd. nb4 présent à la CTU (fig. 2.4) possède une tension d'accélération de 80 kV et une résolution maximale de 2 nm. Cette tension d'accélération permet de réduire fortement la rétrodiffusion des électrons dans la résine, ce qui permet de s'affranchir des effets de proximité très pénalisants sur le RAITH 150. La particularité de ce masqueur par rapport à d'autres systèmes de lithographie électronique à 100 kV (par ex. VISTEC, JEOL, ...) réside dans la petite taille de la colonne qui opère à fort courant (entre 0,7 et 18 nA dans les conditions normales d'utilisation). Ce système opère par ailleurs à

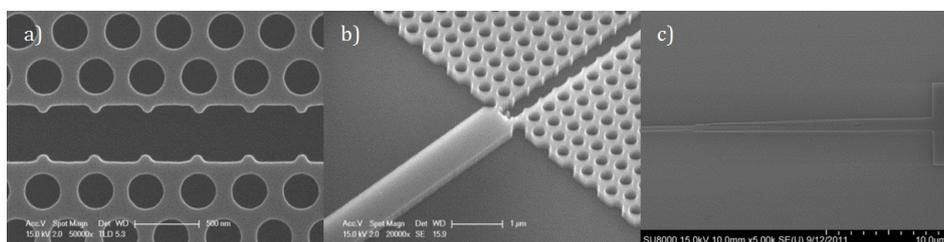


FIGURE 2.5: a) et b) Images MEB de cristaux photoniques à fente fabriqués au RAITH 150 en utilisant de la ZEP-520 A. c) Guide d'accès fabriqué en maN. On remarque que le *taper* à fente n'est pas sorti.

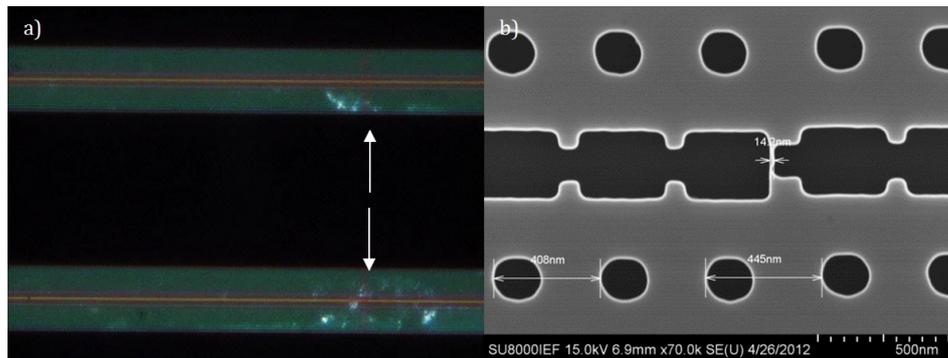


FIGURE 2.6: a) Image de microscopie optique de guides à cristaux photoniques. Les flèches indiquent des lignes rouges qui trahissent un changement de la diffraction de la lumière, mettant en évidence une erreur de raccord de champ. b) Image MEB montrant une erreur typique de raccord de champ.

haute fréquence (jusqu'à 50 MHz), ce qui permet une insolation d'un très grand nombre de motifs en un temps très court. L'échantillon est fixé sur un mandrin adapté à la taille du *wafer* d'origine puis chargé dans une cassette qui est placée dans la chambre. Le système nb4 peut repérer des marques d'alignement déjà réalisées sur la puce et se sert alors après détection d'une base de données qui lui permet de calculer le plan de focus et les corrections d'astigmatisme à partir de la calibration du faisceau. Nous utilisons pour cela des marques rectangulaires totalement gravées, et le contraste entre du silicium de 220 ou 260 nm d'épaisseur et la silice reste suffisant pour la reconnaissance automatique des marques par le système.

La zone d'insolation est divisée à la fois en champs d'écriture (*main fields*), eux-même subdivisés en sous-champs (*sub-fields*) (fig. 2.4). A l'intérieur d'un *main field*, la platine porte-échantillon est fixe et le faisceau est défléchi par une bobine pour insoler à l'intérieur du champ. Afin d'éviter au minimum les aberrations sur le faisceau, il est préférable d'utiliser des champs d'écriture de petites dimension, mais cela accroît le nombre d'erreurs de raccord de champ (*stitching errors*). Nous avons pour cela choisi des champs d'écriture de $300 \times 300 \mu\text{m}^2$, ce qui permet d'insoler des guides à cristaux photoniques sans raccord de champ, tout en conservant une bonne résolution. Le faisceau d'électrons passe d'un sous-champ à un autre grâce à une seconde bobine qui contrôle la déflexion. Pour un maximum de précision, nous avons choisi des sous-champs de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, ce qui nous permet d'y centrer les guides. Dans de bonnes conditions de calibration du faisceau, nous n'avons constaté aucun impact des raccords de sous-champ sur la structure et ceux-ci ne sont pas visibles au MEB, à l'exception des cas où un polygone possède une arête se terminant au niveau d'un raccord de sous-champ. La figure 2.6 montre une erreur typique de raccord de champ.

Après insolation des motifs en lithographie, la résine est développée en utilisant un développeur (ZED-N50) pendant 40 s, puis un mélange de MIBK et d'IPA (isopropanol) pendant 30 s, ensuite de l'IPA pendant encore 30 s, pour être enfin séchée sous flux d'azote.

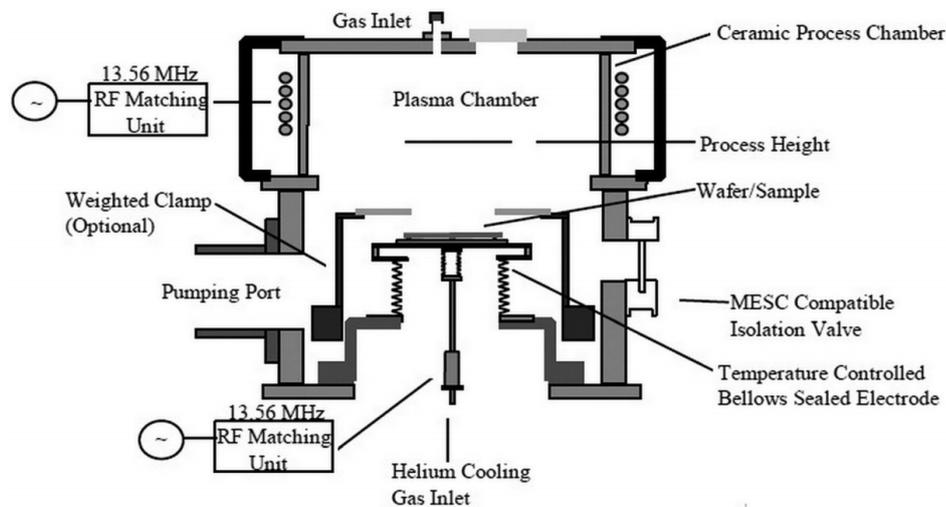


FIGURE 2.7: Schéma de principe de la gravure ICP de STS. [163].

2.2.4 Gravure du silicium par ICP

Le transfert des motifs formés par EBL dans le silicium requiert un facteur d'aspect élevé, ainsi qu'une forte anisotropie. Nous avons pour cela choisi de graver les cristaux photoniques par gravure ICP (ICP pour *Inductively Coupled Plasma ion etching*) au moyen du système ICP-STS, car une bonne qualité de gravure est un paramètre critique pour les guides à ondes lentes et les cavités. Les cristaux photoniques dans les précédentes thèses étant gravés par RIE (*Reactive Ion Etching*), il a fallu développer un procédé pour optimiser la gravure ICP afin d'obtenir une qualité de gravure satisfaisante.

Le principe de la gravure ICP repose sur l'utilisation de bobines alimentées par une source RF (fig 2.7) [163]. Ces bobines servent à générer un plasma qui sera fortement accéléré par la bobine secondaire. Les gaz générant le plasma sont constitués de SF_6 et C_4F_8 . La combinaison des deux permet à la fois de graver le silicium par réaction avec le SF_6 , tandis qu'un mince dépôt de C_4F_8 permet une passivation des flancs de gravure, ce qui renforce d'autant plus l'anisotropie de la gravure.

Le développement du procédé a donc permis d'optimiser à la fois la puissance du plasma au niveau de chaque bobine, les flux des gaz injectés dans la chambre, puis le temps de gravure. La figure 2.8 montre l'effet du temps de gravure. Dans les conditions de formation du plasma que nous avons optimisées, le temps de gravure optimal est de 22s. Pour un temps de gravure inférieur, l'échantillon est sous-gravé, tandis qu'au-delà, le plasma commence à attaquer la silice et génère un bombardement des pieds des flancs de gravure. En s'arrêtant exactement à l'interface silicium-silice, on maximise alors le facteur d'aspect de la gravure tout en minimisant la rugosité des flancs. Cette qualité de gravure est permise grâce à la forte sélectivité de la ZEP-520A en gravure même avec une épaisseur inférieure à 100 nm à l'enrésinement. Nous avons estimé qu'environ 50 nm du masque de résine était consommé lors de la gravure.

La résine est finalement retirée dans du « piranha » (solution d'acide sulfurique et

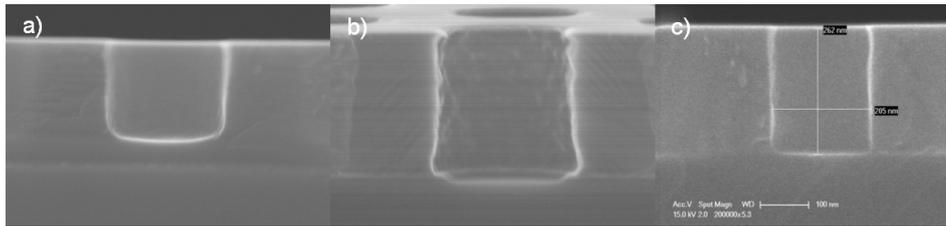


FIGURE 2.8: Images MEB d'un : a) échantillon sous-gravé, b) échantillon sur-gravé, c) échantillon correctement gravé.

d'eau oxygénée 50 : 50) pendant 4 h puis l'échantillon est nettoyé par plasma O_2 dans le délaqueur PICO pendant 10 min, qui permet notamment d'enlever le film de fluorocarbure déposé lors de la gravure ICP.

2.2.5 Découpe et clivage des échantillons

A l'issue de l'étape de nettoyage de la résine, il faut alors couper les échantillons afin de pouvoir les caractériser à l'aide d'une fibre optique. Pour cela, deux options sont possibles : la première consiste à cliver l'échantillon en créant une faille et en la faisant se propager le long des axes cristallographiques du silicium, la deuxième étant une découpe de l'échantillon avec une scie en diamant. Les caractérisations sur SOI se font en utilisant des guides d'accès de $3\ \mu\text{m}$ de large, ce qui rend plus adaptée le clivage, car la fracture se faisant le long de l'axe cristallographique du silicium, cela permet d'obtenir des facettes lisses (fig. 2.9 a)). Au contraire, une découpe à la scie rendrait les facettes très accidentées, ce qui diffuserait la lumière de manière rédhibitoire, voire endommagerait les guides. L'inconvénient du clivage est le relatif manque de précision, l'échantillon étant clivé au moyen d'une pince, et le risque d'avoir une ligne de clivage non droite si l'échantillon est trop haut. Cela nécessite de réaliser des marques de clivage visibles à l'œil nu sur l'échantillon afin de pouvoir créer un bris avec l'appareil Karl Süss-Microtec et de disposer d'un échantillon suffisamment long (au moins 3-4 mm) pour pouvoir être manipulé aisément durant la

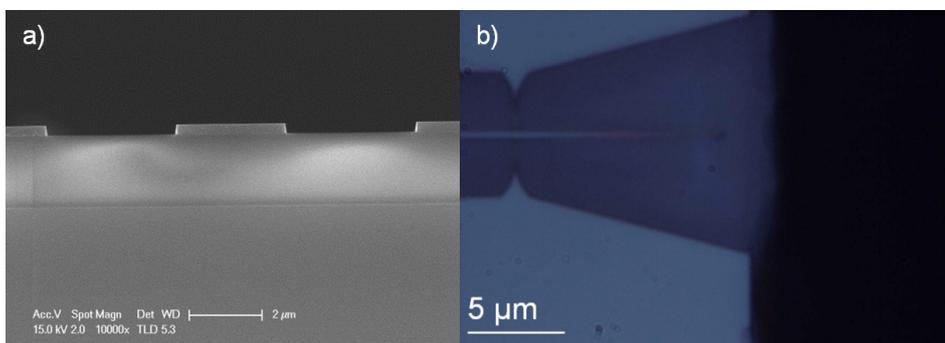


FIGURE 2.9: a) Image MEB d'une facette d'un échantillon clivé avec au centre le guide d'accès de $3\ \mu\text{m}$ de large. b) Image au microscope optique d'un échantillon découpé. La distance entre le bord de l'échantillon et le *taper* inversé est d'environ $2\ \mu\text{m}$.

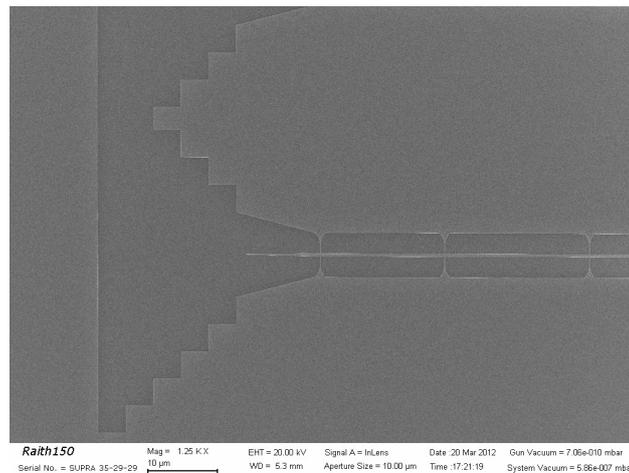


FIGURE 2.10: Image d'un échantillon avant découpe montrant les marques servant au positionnement de la scie.

phase de clivage. Le clivage ne permet donc pas d'utiliser des *tapers* inversés, car il n'est pas possible de cliver un échantillon de manière à ce que la distance entre la pointe du *taper* et la facette soit inférieure à 5 μm .

Dans le cas des échantillons sur membrane, le paramètre critique va être la distance entre la facette et l'extrémité des *tapers* inversés. L'utilisation de marques gravées d'environ 4 μm permet de positionner la lame d'une scie en diamant et de scier l'échantillon de manière précise (fig. 2.10). Le système de découpe DISCO DAD 641 de la CTU permet des découpes précises, et en ajustant les vitesses d'attaque et de rotation de la lame ainsi que le diamètre de la scie, il est possible de réaliser un sciage précis à l'échelle du micron avec peu de rugosité tandis qu'au cours du procédé de découpe, l'échantillon est refroidi par un jet d'eau sous pression. La fig. 2.9 b) montre que la distance entre la pointe et la face découpée est inférieure à 5 μm . Par ailleurs, nous avons constaté un minimum de dommages sur les pointes.

2.2.6 Gravure sèche aux vapeurs HF pour libérer les guides en membrane

Certaines structures ont été réalisées en membrane afin d'obtenir un confinement symétrique dans l'axe vertical et de permettre une étude en champ proche. Pour réaliser une membrane, la technique la plus courante consiste à effectuer une gravure humide localisée en protégeant les guides d'accès par de la résine et d'immerger l'échantillon dans du BHF. Cependant, cette méthode présente deux inconvénients : le premier est la nécessité d'effectuer une étape de lithographie supplémentaire pour effectuer des ouvertures localisées, et le deuxième d'effectuer un séchage supercritique afin d'éviter tout collage entre la membrane et le substrat.

Nous avons donc préféré effectuer une gravure sèche de la silice aux vapeurs HF. Le principe de cette gravure consiste à suspendre l'échantillon au-dessus d'un bain d'acide fluorhydrique pur et de graver la silice par dégagement de vapeur issue de ce bain. La si-



FIGURE 2.11: Système Idonus utilisé pour la gravure par vapeurs HF.

lice gravée tombant dans le bain, cette gravure par vapeur présente l'avantage de n'induire aucune pollution de l'échantillon, mais nécessite de suspendre l'ensemble des guides, car il n'y a aucune protection de l'échantillon. Cette méthode de gravure ne nécessite aucune préparation ni collage, mais elle requiert cependant une extrême prudence et des protections adaptées étant donnée la dangerosité de l'acide fluorhydrique pur. Nous utilisons le système Idonus (fig. 2.11) constitué d'un clamp électrostatique qui permet de maintenir l'échantillon au-dessus d'une cuve HF et de le chauffer à 40° afin d'augmenter le dégagement de vapeur HF. La position de l'échantillon sur le clamp influant sur la vitesse de gravure, il convient de placer les structures à graver au milieu de celui-ci.

La gravure aux vapeurs HF n'est pas uniforme dans le temps, et dépend de plusieurs facteurs, notamment du niveau du bain, du placement de l'échantillon sur le clamp, de la distance entre l'échantillon et le bain et du temps que mettent les vapeurs pour se former entre le bain et l'échantillon.

Le premier test de libération a consisté à exposer un échantillon pendant 30 min aux vapeurs HF. La fig. 2.12 montre que la gravure n'est pas isotrope : elle est plus lente sous les cristaux photoniques et les guides. Il a fallu remettre la puce dans les vapeurs de HF 45 mins de plus pour libérer totalement les guides (fig. 2.13). Au cours des gravures suivantes, les échantillons ont été exposés entre 45 min et 1 heure aux vapeurs HF.

On constate après gravure une déformation des guides et des poutrelles à certains endroits en raison de la libération des contraintes induites par la technologie Smart Cut utili-

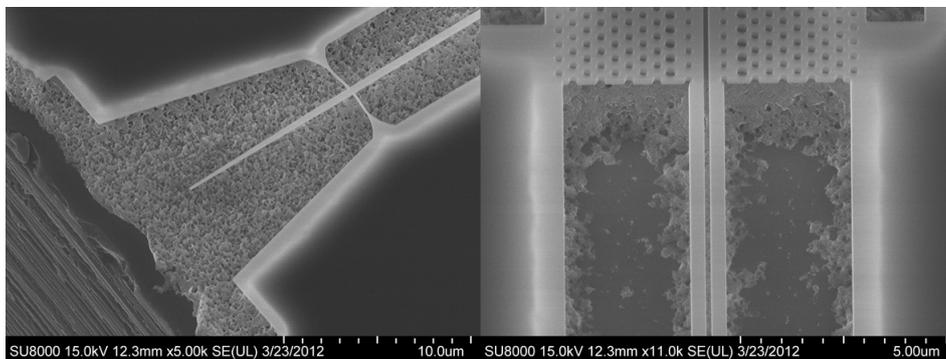


FIGURE 2.12: Images MEB de guides exposés 30 min aux vapeurs HF.

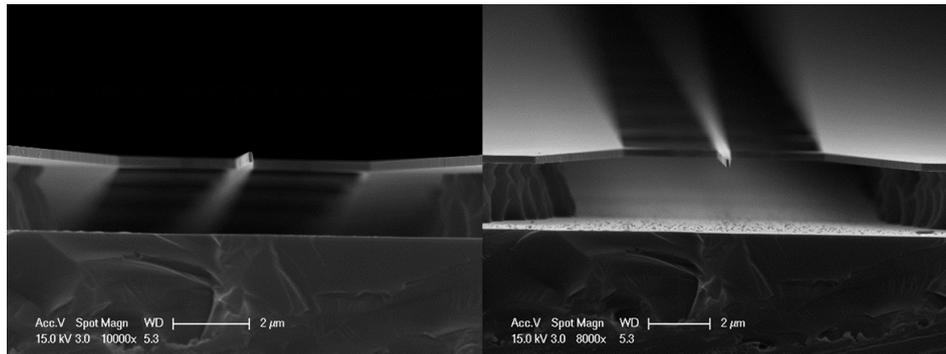


FIGURE 2.13: Images MEB d'un *taper* inversé totalement libéré après 1h15 d'exposition aux vapeurs HF.

sée pour la fabrication des substrats SOI.

2.3 Optimisations de la lithographie électronique

L'utilisation du masqueur électronique Nanobeam Ltd. nb4 a nécessité un certain nombre d'étapes d'optimisation afin d'obtenir des structures photoniques de qualité satisfaisante, car l'arrivée de ce système s'est faite peu avant le début de ma thèse, ce qui a nécessité une longue calibration et un défrichage des possibilités de la machine. Ces différentes étapes sont présentées ci-après : tout d'abord un étalonnage de la dose et du courant, puis une définition des motifs par rapport au pas d'insolation, et enfin la correction des trous et des raccords de champ.

2.3.1 Étalonnage de la dose et du courant

Le premier test à effectuer avant de fabriquer des dispositifs consiste à étudier et à évaluer la dose nécessaire pour insoler la résine dans toute l'épaisseur sans générer d'effets de proximité et permettre la définition de très petits motifs (par exemple, des fentes de largeur inférieure à 50 nm). Cette étude permet aussi de déterminer la déviation entre les dimensions des motifs sur le masque et les motifs insolés afin d'appliquer les corrections permettant d'obtenir les dimensions choisies. Nous avons pour cela choisi de balayer la dose entre 2 et 4, la dose optimale pour la ZEP-520A étant autour de 3. Le courant du faisceau d'électrons est fixé à 1,8 nA, valeur pour laquelle le masqueur électronique est calibré selon les recommandations du constructeur. Cette valeur assure un faisceau d'électrons stable au niveau de la colonne et permet une écriture rapide des motifs. Pour comparaison, cette valeur est environ 50 fois plus grande que celle utilisée pour l'écriture de cristaux photoniques avec le masqueur RAITH150.

Un échantillon ultérieur a été réalisé avec un balayage en dose de 2 à 3 par pas de 0.05. Le meilleur rendu a été obtenu avec la dose 2.9. Pour les doses plus faibles, les *tapers* à fentes ne sont pas correctement sortis.

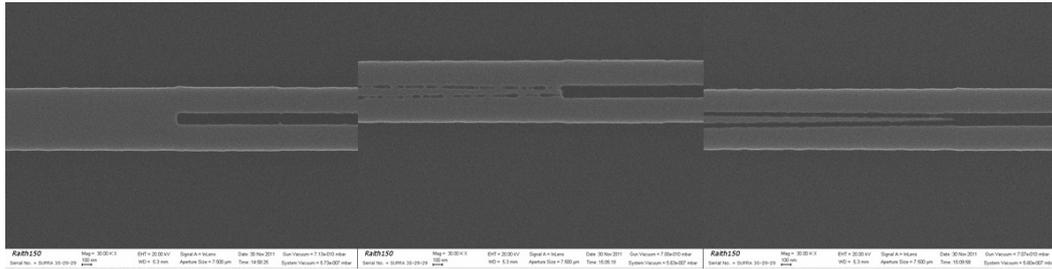


FIGURE 2.14: De gauche à droite : images MEB montrant le rendu d'un *taper* à fente insolé avec des doses de 2, 2.5 et 2.9.

2.3.2 Définition des structures par rapport au step size du masqueur électronique

Le pas d'insolation utilisé pour la lithographie électronique est de 5 nm dans les conditions de courant et de dose que permettent le masqueur et la résine. Pour diminuer le pas d'insolation, il faut soit diminuer le courant au risque d'avoir un faisceau instable, soit augmenter la dose, ce qui nous éloigne des conditions idéales de d'utilisation de la résine ZEP-520 A. Ce pas d'insolation implique la définition des fichiers *.gds* sur une grille de 5 nm, car si certains motifs ne sont pas définis sur cette grille, le masqueur va les placer aléatoirement, voire ne pas les placer du tout, ce qui donc va engendrer des erreurs de lithographie très problématiques. C'est pour cela que les dimensions de l'ensemble des motifs insolés avec le système nb4 ont été définies comme multiples de 5 nm.

Pour pouvoir descendre à un step size de 2 nm dans les conditions optimales d'utilisation du masqueur, il est alors nécessaire à la fois de changer de résine et d'opter pour du polyméthylacrylate (PMMA) et de réduire le courant à 0,8 nA, au prix toutefois d'une moins bonne tenue à la gravure. Un pas d'insolation de 2 nm peut aussi être atteint avec de la ZEP-520 A en abaissant le courant à 0,7 nA et en insolant avec une dose 4.

2.3.3 Correction des trous

Bien que les motifs aient été insolés en respectant la grille de 5 nm, on remarque que les trous insolés forment systématiquement un méplat dans leur partie inférieure (fig. 2.15), ce qui pose problème pour la propagation en régime d'ondes lentes.

En examinant la définition des motifs générés sous forme de fichiers *.npf*, on constate que le système nb4 n'étant pas capable de gérer les cercles, il fragmente ceux-ci en polygones en essayant d'ajuster les cercles sur la grille de 5 nm (fig. 2.16). Cela induit alors des points générés aléatoirement sur la grille qui vont former des polygones très irréguliers, d'où les méplats observés. La solution permettant de résoudre ce problème consiste à définir sous L-EDIT non pas des cercles mais des polygones dont l'ensemble des points est placé sur la grille de 5 nm et qui approximent le plus possible un cercle. Cela donne par exemple des polygones avec une vingtaine de sommets pour des trous dont le rayon est codé à 90 nm.

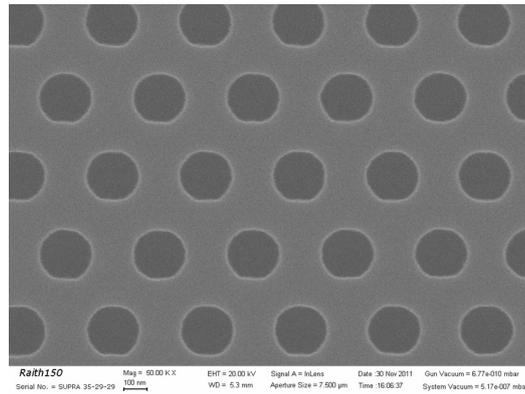


FIGURE 2.15: Image MEB d'un cristal photonique insolé avec une dose 3.

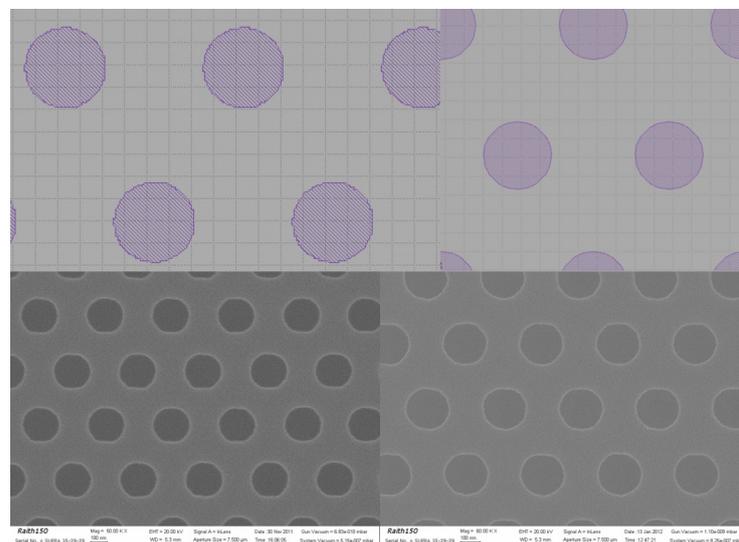


FIGURE 2.16: Vue du GDS fragmenté par le logiciel du masqueur nb4 sans correction (à gauche) et avec correction (à droite). Comparaison entre les trous fabriqués avec correction (à droite) et sans correction (à gauche).

2.4 Caractérisation au microscope électronique à balayage

Nous avons caractérisé les échantillons fabriqués au MEB afin de vérifier tout d'abord la qualité des motifs, puis la déviation entre les dimensions des motifs codés sur les *.gds* et celles mesurées au MEB. Les dimensions des motifs sont extraites des images MEB au moyen du logiciel de traitement d'image Alicona.

La fig. 2.17 montre les images MEB d'un guide à cristal photonique W1 et d'un cristal photonique à fente. Nous avons pu estimer à partir d'images à haute résolution que la rugosité induite par le procédé de fabrication est de l'ordre de 2 nm. Nous constatons également sur la fig. 2.17 b) que bien que les trous des deuxième et troisième rangées de trous soient espacés de moins de 40 nm, leur forme reste circulaire et il n'y a aucune

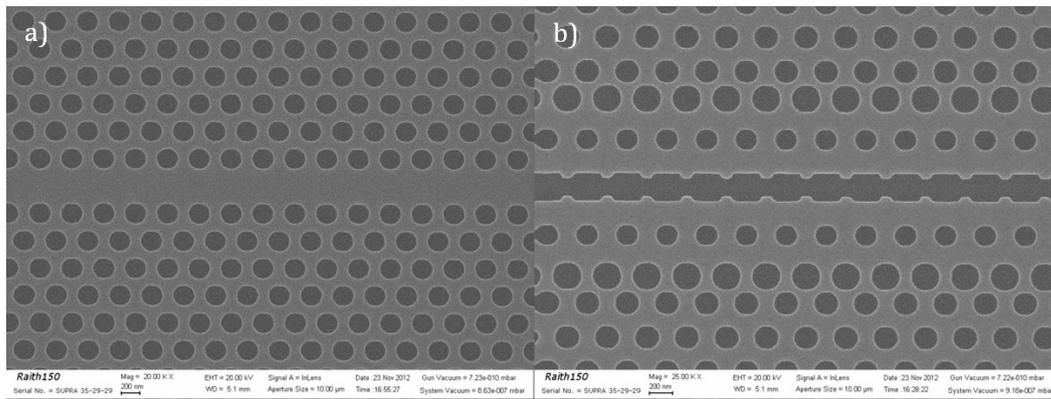


FIGURE 2.17: a) Image MEB d'un guide W1 fabriqué à l'IEF. b) Guide à cristal photonique à fente structurée fabriqué à l'IEF.

variation notable de taille. Cela montre par conséquent que les échantillons ne souffrent pas d'effets de proximité indésirables, sans qu'aucun effort spécifique n'ait été fait lors de la conception du masque, au contraire des conditions d'utilisation du système RAITH 150. Cela permet nous a permis d'enlever des contraintes sur l'édition des masques.

Nous avons estimé lors des premiers tests qu'un guide de largeur codée à 400 nm présente une largeur de 340 nm, 30 nm de résine de part et d'autre du guide étant consommés. En conséquence, nous avons corrigé les motifs et l'image 2.18 montre que les guides rubans ont finalement été fabriqués avec les largeurs attendues.

Nous avons également effectué une étude statistique concernant les dimensions des trous gravés afin de pouvoir caractériser l'ingénierie de dispersion. Le pas d'insolation

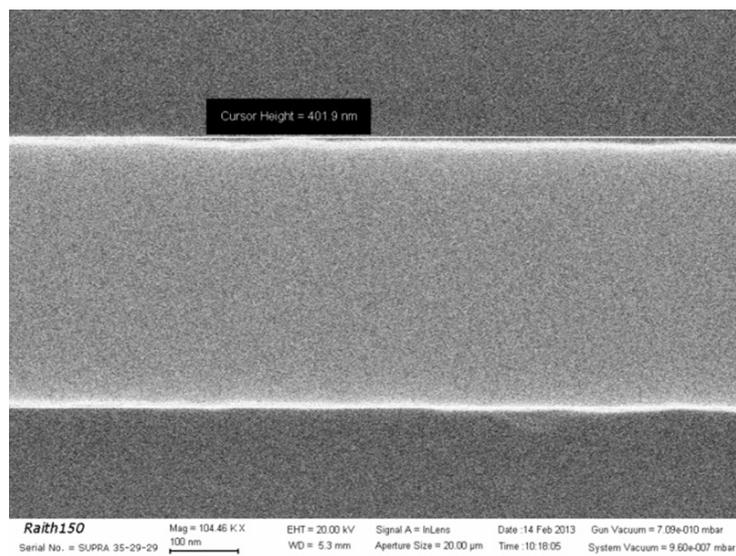


FIGURE 2.18: Image MEB d'un guide d'onde fabriqué. La mesure donne une largeur de 400 nm à plus ou moins l'incertitude sur les pixels, soit 400 ± 2 nm.

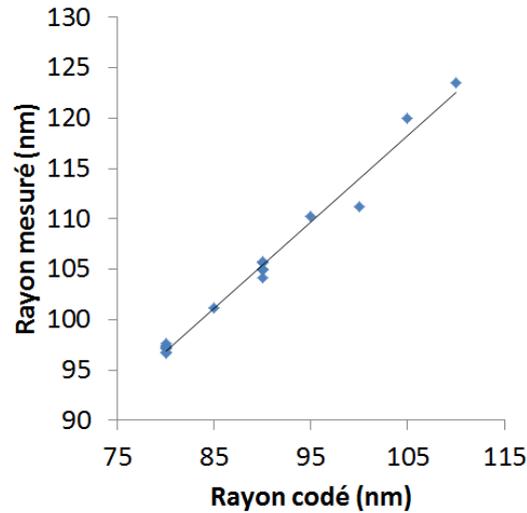


FIGURE 2.19: Evolution du rayon mesuré en fonction du rayon codé sur le masque.

utilisé ne nous autorise pas de variations inférieures à 5 nm sur le rayon, par conséquent nous avons fabriqué des trous avec des rayons codés de 80 à 110 nm. La fig. 2.19 montre l'évolution du rayon de trou mesuré expérimentalement en fonction du rayon de trou codé sur le masque. Comme attendu, l'évolution est quasi-linéaire, la déviation pour les trous codés à 100 nm étant due à un plus faible nombre d'échantillons établissant la moyenne. La déviation standard sur le rayon mesuré est au maximum de 2,5 nm quel que soit le diamètre de trou codé, et d'environ 1,5 nm pour la plupart des trous.

Dans les conditions d'utilisation du système nb4, nous avons été capables de fabriquer des fentes de largeur inférieure à 30 nm et des pointes de dimensions similaires, comme indiqué sur la fig. 2.20, tandis que les flancs des fentes sont quasi-parfaitement verticaux, signe que le plasma s'arrête exactement à l'interface silicium-silice.

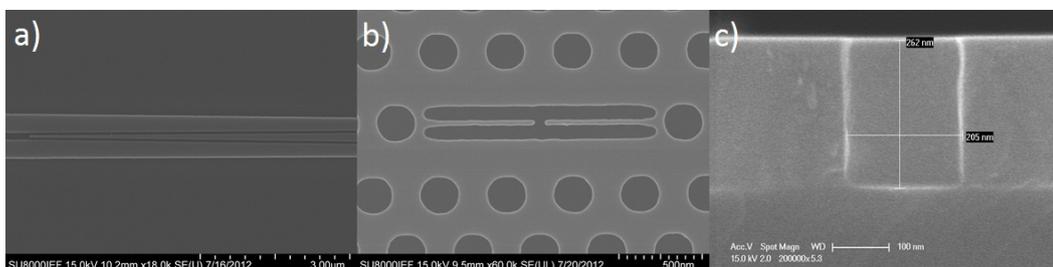


FIGURE 2.20: a) *Taper* convertissant un guide ruban en un guide à fente. b) Cavité à fente contenant deux poutrelles en opposition de moins de 30 nm de large. c) Vue en coupe d'une fente correctement gravée.

2.5 Caractérisation optique

Les échantillons fabriqués au cours de cette thèse ont tout d'abord été caractérisés en champ lointain sur un banc d'optique intégrée. Les mesures en champ lointain nous permettent d'obtenir le spectre de transmission des échantillons, de remonter à la vitesse de groupe des cristaux photoniques, ainsi qu'aux pertes de propagation. Dans ce paragraphe, le banc de caractérisation optique en champ lointain est présenté, puis sont décrites les différentes mesures effectuées sur les échantillons fabriqués à l'IEF ainsi que les méthodes de caractérisation des ondes lentes dans les cristaux photoniques.

2.5.1 Présentation du banc de caractérisation optique de l'IEF

Le banc de caractérisation optique utilisé dans cette thèse consiste en l'injection de la lumière dans la tranche de l'échantillon au moyen d'une fibre lentillée (*end-fire coupling technique*) (fig. 2.21). Trois sources accordables TUNICS-PLUS sont utilisées pour générer un faisceau laser sur une large plage de longueur d'ondes allant de 1250 à 1640 nm (Yenista Optics 1250-1380 nm, Yenista Optics 1370-1540 nm, Photonetics 1510-1640 nm). Chaque source traverse un contrôleur de polarisation pour être ensuite connectée au

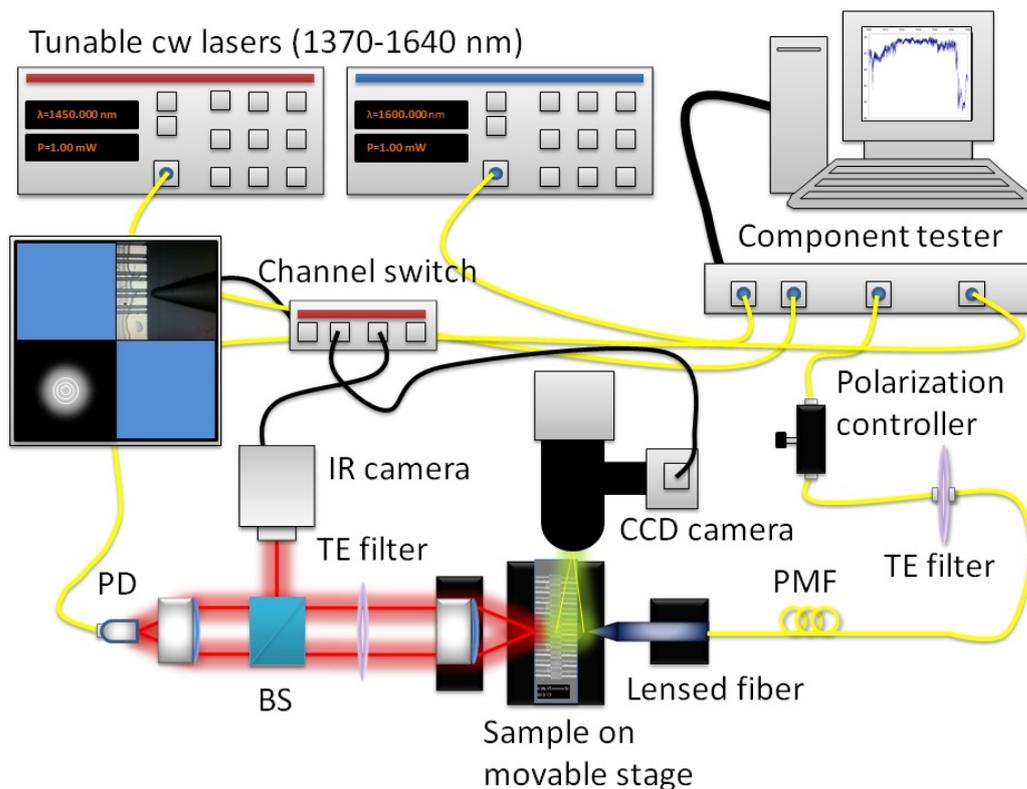


FIGURE 2.21: Représentation schématique du banc de caractérisation optique à l'IEF avec les différents composants utilisés (BS : *beamsplitter*, PD : *photodetector* et PMF : *Polarization Maintaining Fiber*).

testeur de composants Yenista Optics CT400 qui permet de scanner l'échantillon en longueur d'onde avec une résolution atteignant le picomètre par "*sweep & switch*". Ce système permet d'acquérir un spectre sur près de 400 nm en seulement quelques secondes. La sortie du composant est envoyée sur un filtre polariseur pour sélectionner les modes TE, puis est envoyée sur la platine porte-échantillon au moyen d'une fibre à maintien de polarisation. Une fibre micro-lentillée commandée par 3 moteurs piézo-électriques (déplacements X, Y, Z) sert à injecter la lumière dans la face clivée de l'échantillon. Un système Navitar avec lampe et caméra sert à imager la surface de l'échantillon. Un objectif de microscope Mitsu-toyo avec grossissement $\times 100$ et ouverture numérique 0.35 permet de positionner la fibre avec une précision submicronique. L'échantillon est monté sur une platine (déplacements, Y, Z, θ , ϕ). Le signal en sortie d'échantillon est collecté par un objectif (N.A. 0.26) servant à la collimation du faisceau. Ce faisceau traverse un filtre polariseur TE puis un cube séparateur de faisceau. Une partie du faisceau est envoyée sur une caméra infrarouge Hamamatsu servant à imager le mode optique en sortie de guide, l'autre partie sur un objectif de microscope (N.A. 0.26) focalisant le faisceau sur un photo-détecteur fibré. La lumière collectée est alors envoyée vers l'analyseur de composants du CT400 à interface GPIB ou un puissance-mètre Anritsu MT9273 permettant d'ajuster les réglages du banc optique.

En optimisant l'alignement de tous les objectifs, du détecteur et de la fibre, on obtient pour une puissance d'entrée de 1 mW une transmission en sortie d'environ -15 dB.

Afin de symétriser le confinement optique dans l'axe vertical, nous avons opté pour le dépôt d'une couche de liquide d'indice proche de la silice (1,46). La raison de ce choix est que le dépôt de liquide d'indice permet une flexibilité dans l'utilisation des échantillons, ceux-ci pouvant être réutilisés ultérieurement après nettoyage aux ultrasons dans un bain d'acétone puis d'isopropanol. De plus, il permet de confirmer l'infiltration de la fente. Les flacons de liquide employés sont commercialisés par Cargille et l'indice est garanti dans le visible, ce qui donne d'après la loi de Sellmeier un indice dans le proche infrarouge compris entre 1,45 et 1,44. Une micro-pipette est utilisée pour déposer une goutte sur la surface de l'échantillon.

2.5.2 Mesure du spectre de transmission

Les premières structures à caractériser pour évaluer la fabrication sont des guides d'ondes réfractifs. Nous avons donc fabriqué des guides d'onde de 400 nm de large dans lesquels la lumière est acheminée par des guides d'accès de 3 μm de large réduits à 400 nm par des *tapers* quasi-adiabatiques. Les facettes étant clivées, le fort contraste d'indice entre le mode sortant de la fibre dans l'air et le guide en silicium crée des réflexions aux interfaces. Celles-ci sont à l'origine d'une cavité Fabry-Perot au sein de l'échantillon, qui se traduit par des oscillations importantes dans le spectre de transmission mesuré (fig. 2.22). L'intervalle spectral libre (ISL) entre chaque frange est inférieur au nanomètre en raison de la grande longueur de la cavité (quelques mm). Le spectre de Fourier du signal présente des pics de grande amplitude caractéristique de ces réflexions. Cette cavité Fabry-Perot nous permet à la fois de caractériser l'indice de groupe de la lumière traversant le guide, mais aussi de calculer les pertes de propagation à partir de l'amplitude des franges d'interférence

sur le spectre [164] :

$$\alpha = \frac{1}{L} \frac{VR}{1 - \sqrt{1 - V^2}} \quad (2.1)$$

où α désigne les pertes de propagation, L la longueur de l'échantillon, V la visibilité des franges donnée par $V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$, et R la réflectivité des interfaces air-silicium $R = \left(\frac{n_{Si}-1}{n_{Si}+1}\right)^2$.

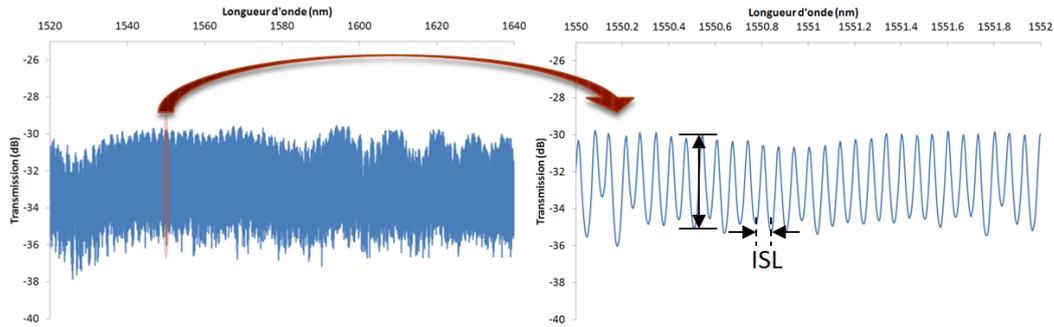


FIGURE 2.22: Spectres de transmission d'un guide ruban de 400 nm de large fabriqué à l'IEF. On observe que l'amplitude des franges de Fabry-Perot est supérieure à 5 dB pour un intervalle spectral libre d'environ 60 pm.

Les franges observées sur la fig. 2.22 montrent, en utilisant l'équation 2.1, des pertes de propagation d'environ 2-3 dB.cm⁻¹, valeurs proches de l'état de l'art sur les guides rubans [165], sachant qu'aucun traitement post-process n'a été effectué.

Au contraire du système RAITH 150, les guides d'ondes fabriqués avec le nb4 ne souffrent pas d'erreurs de raccord de champs (critique pour une résine négative car provoquant des interruptions de guide), et sont de plus insolés avec un pas d'insolation de 5 nm, contre 20 nm auparavant [166].

2.5.3 Mesure expérimentale de l'indice de groupe

Plusieurs méthodes expérimentales de mesure de l'indice de groupe dans les guides à cristaux photoniques ont été proposées dans la littérature. La méthode la plus simple consiste à exploiter les résonances Fabry-Perot (FP) près du bord de bande du guide [13], les réflexions aux interfaces guide rubans-guide à cristal photonique formant une cavité de type Fabry-Perot (fig. 2.23). En effet, en raison de la divergence de l'indice de groupe, le rapprochement du bord de bande entraîne un fort resserrement des franges de Fabry-Perot, et mesurer l'écartement entre ces franges permet de remonter à n_g :

$$n_g = \frac{\lambda^2}{2L\Delta\lambda} \quad (2.2)$$

où L est la longueur du cristal photonique. En dépit de sa simplicité, cette méthode présente toutefois l'inconvénient de ne donner qu'un nombre limité de valeurs d'indice de groupe, et les résonances Fabry-Perot du cristal photonique deviennent difficilement discernables de celles de l'échantillon lui-même, même à des indices de groupe modérés. Cette méthode permet néanmoins d'estimer l'indice de groupe dans les guides réfractifs.

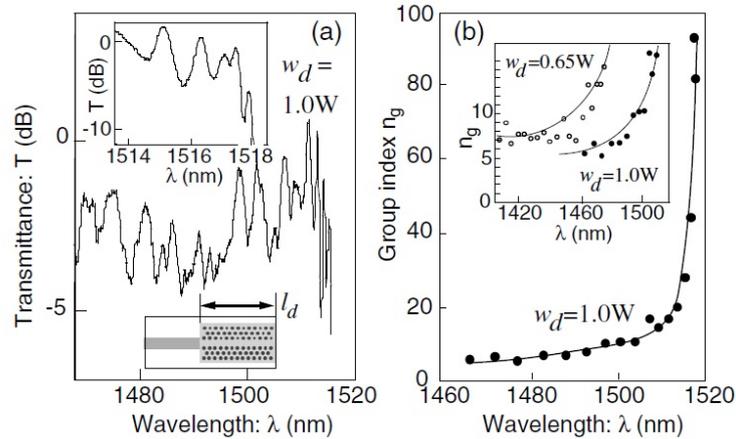


FIGURE 2.23: a) Spectre de transmission d'un guide à cristal photonique mettant en évidence les oscillations FP au bord de bande. Insert : vue détaillée de la transmission près du bord de bande. b) Indices de groupe correspondants. [13]

Notons qu'il est plus adapté de placer le guide à cristal photonique dans un interféromètre afin de pouvoir extraire avec une meilleure précision la vitesse de groupe des modes lents. L'interféromètre le plus courant est l'interféromètre de Mach-Zehnder (MZI), le bras complétant la structure à étudier étant le bras de référence. En raison de la dispersion du cristal photonique près du bord de la zone de Brillouin, un déphasage important se produit entre les deux voies de l'interféromètre, ce qui se traduit par des franges d'interférences marquées sur le spectre de transmission (fig. 2.24). A l'instar des résonances de Fabry-Perot, les franges d'interférences se resserrent près du bord de bande, et la distance spectrale entre un minimum et un maximum de transmission permet de remonter à l'indice de groupe :

$$n_g = n_g^{ref} + \frac{\lambda_{min}\lambda_{max}}{2L(\lambda_{max} - \lambda_{min})} \quad (2.3)$$

où n_g^{ref} est l'indice de groupe dans le bras de référence qui est normalement constant sur la plage de mesures. L'amplitude des franges quant à elle donne une information sur l'équilibre des pertes entre les deux bras du MZI.

Le nombre de franges d'interférences observées va dépendre du déphasage entre les deux bras, et va donc donner limiter le nombre de valeurs de n_g extraites. Pour les indices de groupe élevés, les franges deviennent difficiles à extraire car celles-ci se confondent avec celles liées à l'effet Fabry-Perot sur les facettes de l'échantillon, d'autant plus qu'en raison des pertes dues au régime d'ondes lentes, leurs amplitudes deviennent comparables. Il est possible en filtrant ces résonances d'accéder aux franges correspondants à de très faibles vitesses de groupe, mais comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le désordre induit de la localisation et ce sont ces modes localisés qui sont alors observés. Cet état de fait relativise la mesure d'indices de groupe supérieurs à 200 présentés dans [21]. Dans la mesure effectuée à l'IEF et présentée sur la fig. 2.24, les indices de groupe mesurés n'excèdent pas 50. L'amplitude des franges quant à elle donne une estimation qualitative des pertes dans le cristal photonique. Celle-ci excédant 15 dB, cela signifie que les niveaux

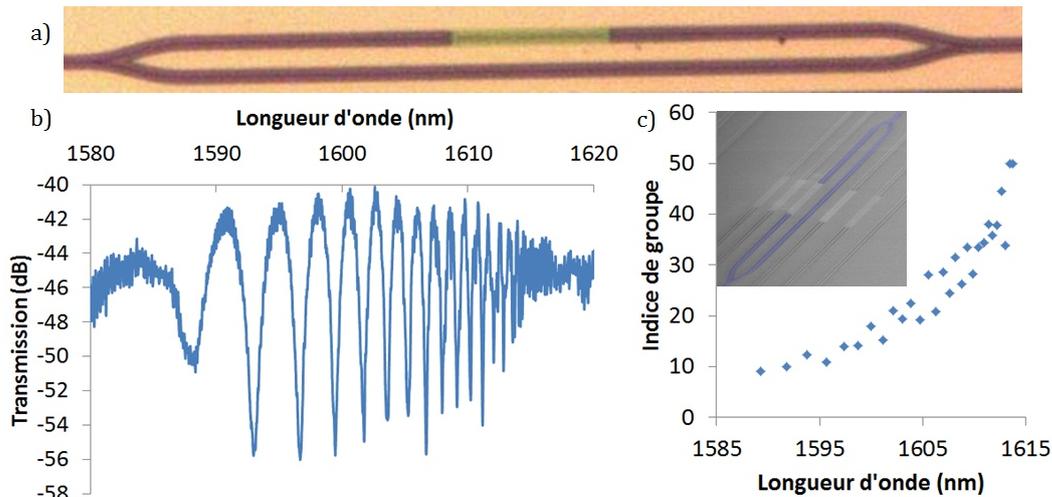


FIGURE 2.24: a) Image de microscope optique d'un MZI dont l'un des bras contient un guide à cristal photonique W1 de 100 μm de long. b) Spectre de transmission d'un MZI avec un guide à cristal photonique W1. c) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde extrait à partir des franges d'interférences. Insert : image MEB d'un MZI fabriqué à l'IEF (en bleu).

de transmission sont relativement similaires dans chacun des deux bras.

L'utilisation d'un MZI intégré permet une mesure de la vitesse de groupe, et présente un intérêt pour la modulation optique. Cependant, le déphasage entre les deux bras ne peut être ajusté. Pour cela, en plaçant le cristal photonique dans un MZI en espace libre, il est alors possible d'insérer une ligne à retard dans l'autre bras [167]. Il permet de caractériser à la fois la transmission et la vitesse de groupe d'un même guide. Ce type de montage sera réalisé à l'IEF à l'issue de cette thèse, selon le schéma de la fig. 2.25.

Alternativement à l'interféromètre de Mach-Zehnder, il est possible de caractériser l'indice de groupe d'un PCW en utilisant un interféromètre de Michelson. On mesure alors les réflexions successives de la lumière à l'aide d'un miroir mobile, et l'on peut donc remonter au temps de groupe de la lumière (fig. 2.26) [168]. Cette technique, appelée réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR), permet d'obtenir des informations plus complètes sur un PCW que le MZI, car d'une part la mesure de l'indice de groupe est immédiate, et d'autre part cette méthode permet de détecter simultanément les résonances FP, la dispersion mais aussi la lumière rétrodiffusée en raison du désordre [42]. Nous avons pu caractériser certains échantillons avec cette méthode, en effectuant les mesures à Thales-TRT en collaboration avec Sylvain Combré et Alfredo de Rossi. Ces résultats seront présentés dans le chapitre 4.

La vitesse de groupe peut également être mesurée au moyen d'autres techniques de caractérisation telles que la microscopie en champ proche résolue en temps (*Time-resolved* SNOM) [47] ou encore la mesure du temps de vie d'une impulsion optique [31].

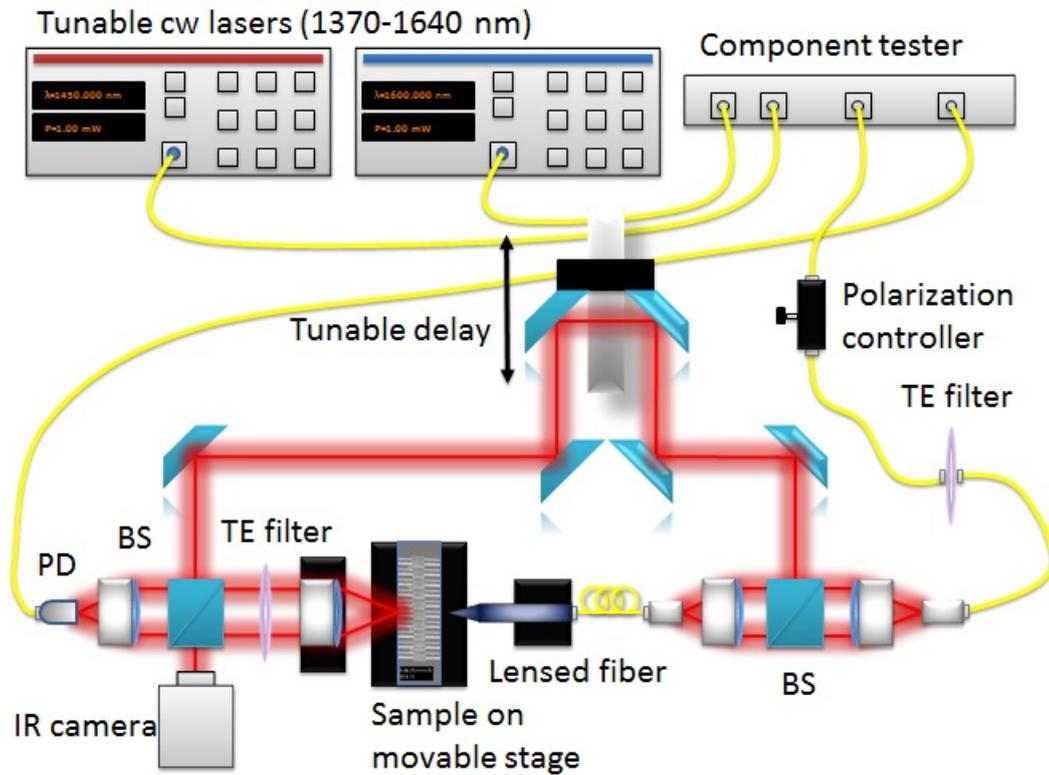


FIGURE 2.25: Schéma proposé pour la réalisation d'un MZI en espace libre.

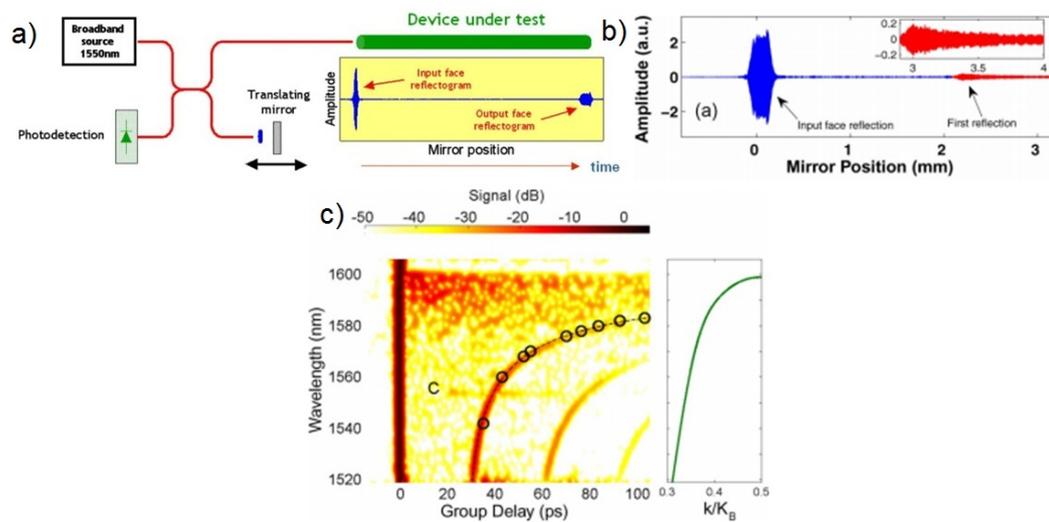


FIGURE 2.26: a) Schéma de principe de l'OLCR. b) Détection de la lumière réfléchi en fonction de la position du miroir mobile. c) Cartographie d'intensité du signal en fonction de la longueur d'onde et du retard sur laquelle on observe les réflexions successives de la lumière. Reconstruction du diagramme de dispersion associé. [168]

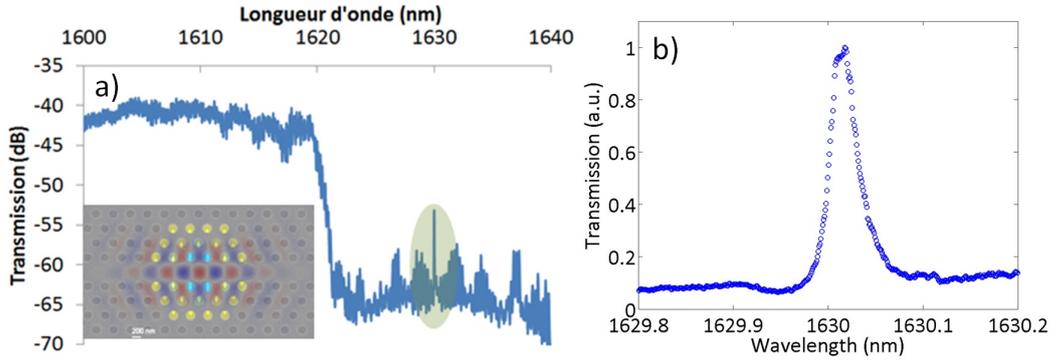


FIGURE 2.27: a) Spectre de transmission d'un guide à cristal photonique sur SOI contenant une cavité de type A1 fabriqué à l'IEF. Insert : image MEB de la cavité avec superposition de la composante E_y du mode résonant calculée par FDTD 3D. b) Spectre de la cavité donnant un facteur de qualité mesuré de 54000.

2.5.4 Mesure expérimentale du facteur de qualité d'une cavité optique

Le facteur de qualité d'une cavité optique peut être caractérisé de manière spectrale ou temporelle. La méthode spectrale, plus simple à mettre en œuvre, consiste à mesurer la largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) du pic de transmission associé à la cavité. Les modes résonants de la cavité peuvent directement être sondés en utilisant un montage de micro-photoluminescence. Ce type de mesure est principalement utilisé pour des cavités contenant un matériau actif (boîtes quantiques, Erbium, ...). On peut autrement injecter de la lumière depuis un guide en couplant en bout ou latéralement la cavité au guide. Dans le cas du couplage latéral, la lumière en résonance va se coupler à la cavité par effet tunnel puis une fraction de celle-ci va rayonner hors du plan. On mesure alors le facteur de qualité soit en collectant le spectre rayonné, soit en mesurant le FWHM du creux en transmission à résonance.

Cependant, le facteur de qualité obtenu n'est pas le facteur de qualité réel, car il faut prendre en compte le couplage entre la cavité et le guide d'accès. De fait, le facteur de qualité mesuré est nécessairement inférieur au facteur de qualité intrinsèque de la cavité. On peut toutefois le calculer en comparant les niveaux de transmission entre le pic résonant et le niveau de signal moyen par la théorie des modes couplés [75] :

$$Q_i = Q_m \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \quad (2.4)$$

où Q_i est le facteur de qualité intrinsèque de la cavité tandis que Q_m est le facteur de qualité mesuré, T_1 le niveau moyen du signal et T_2 la transmission à la résonance.

Si la cavité fait face aux guides d'accès, seule la lumière à résonance sera transmise, ainsi on observe un pic de transmission au milieu de la bande interdite (fig. 2.27). La fig. 2.27 montre le spectre de transmission d'une cavité A1 [80] fabriquée à l'IEF. La cavité est formée par un décalage latéral des trous de 15, 10 et 5 nm dans un cristal photonique sur SOI et recouvert de liquide d'indice 1,46. Les guides d'accès sont élargis de 30 nm par rapport à la largeur nominale W_1 , tandis que les barrières de part et d'autre de la cavité

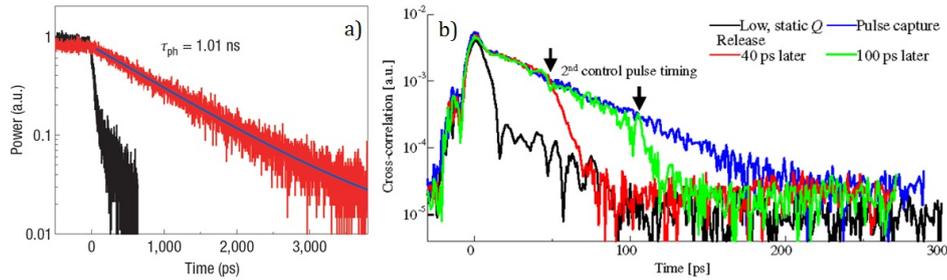


FIGURE 2.28: a) Mesure d'un temps de vie supérieur à 1 ns de photons dans une cavité à cristal photonique [18]. b) Mesure temporelle de la modulation dynamique du facteur de qualité d'une cavité à cristal photonique [169].

s'étendent sur 6 périodes. On observe une chute brutale de la transmission aux longueurs d'onde correspondant au bord de bande d'un guide W1, puis un pic très résonant émerge de la bande interdite. Un facteur de qualité chargé (*loaded quality factor*) de 50000 est déduit par *fit* lorentzien, tandis que la hauteur de la résonance supérieure à 10 dB nous permet d'estimer le facteur de qualité intrinsèque de la cavité d'environ 150000, soit un écart d'un ordre de grandeur par rapport à l'état de l'art sur ce type de cavité ($> 10^6$) [18], cependant obtenu sur membrane avec un décalage inaccessible avec le pas d'insolation utilisé par le système nb4 (9, 6 et 3 nm, contre un *step size* de 5 nm).

La méthode de caractérisation temporelle du facteur de qualité d'une cavité consiste à mesurer la décroissance de l'intensité dans la cavité en fonction du temps, soit le temps de vie des photons dans la cavité. Cette décroissance étant exponentielle, il est très aisé d'en déduire un temps caractéristique, particulièrement lorsque le facteur est très grand (fig. 2.28). Cette méthode permet également d'analyser une modulation dynamique du facteur de qualité, dans laquelle celui-ci est modulé par variation d'indice générée par un laser de commande [169].

2.6 Amélioration du couplage

2.6.1 Couplage par la tranche

Le couplage en bout (*butt-coupling* ou *end-fire coupling*) est la technique de caractérisation la plus communément employée pour acquérir les spectres de transmission de structures photoniques.

Le principe du couplage est présenté en fig. 2.29. La lumière est injectée depuis une fibre lentillée dans un guide d'onde par la tranche. Des moteurs piézo-électriques permettent de positionner la fibre avec précision afin d'optimiser l'injection. La face du guide d'accès doit être proprement clivée pour minimiser la diffraction en entrée de guide. En raison du très fort contraste d'indice entre l'air et le silicium, les pertes d'insertion sont relativement élevées et l'alignement entre la fibre et le guide est critique (ceci est toutefois moins problématique pour des guides larges), mais cette technique présente néanmoins l'avantage d'avoir un couplage invariant en longueur d'onde, ce qui convient parfaitement

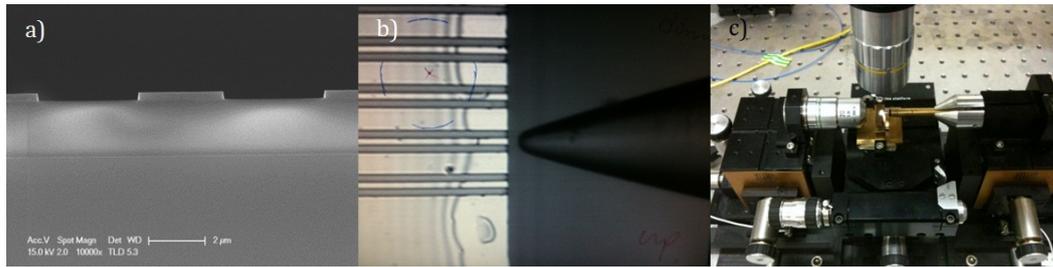


FIGURE 2.29: a) Vue en coupe d'un guide de $3\ \mu\text{m}$ de large servant à injecter la lumière depuis la face clivée. b) Photographie du bord de l'échantillon avec la fibre lentillée couplant la lumière dans l'échantillon. c) Photographie du banc utilisé à l'IEF.

à la caractérisation au moyen de lasers accordables.

2.6.2 Couplage par guides sub-longueurs d'onde

Réduire la forte réflectivité sur les facettes des guides nécessite de diminuer l'indice effectif du guide d'accès. Pour cela, il est nécessaire de déconfiner le mode optique hors du silicium. Cela peut se faire en utilisant des guides évanescents, mais qui présentent des pertes élevées. La solution alternative consiste à introduire des miroirs Bragg dans le guide en silicium, en les optimisant pour que ceux-ci opèrent à des fréquences éloignées de la bande interdite. On parle alors de *sub-wavelength grating waveguide* (SWG), où la période de plots de silicium est inférieure à la longueur d'onde de propagation. Ce type de guide se comporte comme un guide avec un faible indice effectif, celui-ci étant contrôlé par la période, la largeur et le rapport cyclique du guide, tandis qu'un *taper* assure la transition vers un guide ruban (fig. 2.30). L'utilisation de ce type de guide a été proposée dans [170], et montre une meilleure efficacité de couplage ainsi que de plus faibles résonances Fabry-Perot, conséquence de la diminution de la réflectivité.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons caractérisé des cristaux photoniques couplés

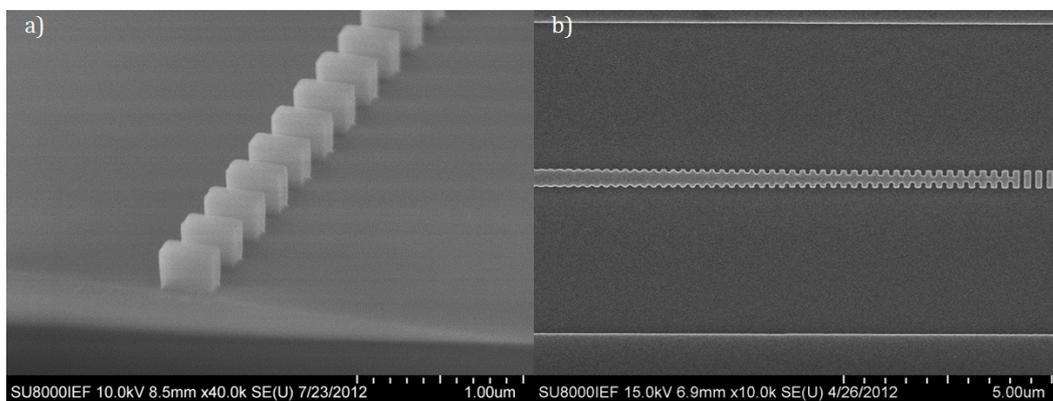


FIGURE 2.30: a) Image MEB d'un SWGW fabriqué à l'IEF. b) Vue du *taper* assurant la transition entre le guide ruban et le SWGW.

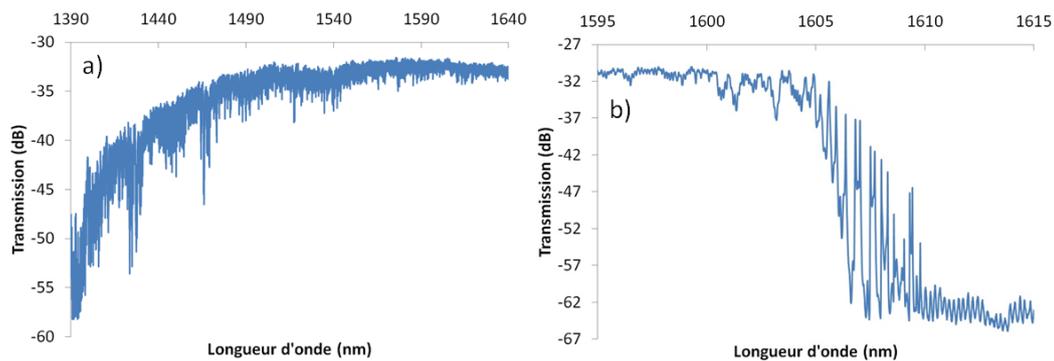


FIGURE 2.31: a) Spectre de transmission d'un SWGW. b) Spectre de transmission d'un PCW pour lequel les guides d'accès sont des SWGW. Le filtrage des résonances F-P de l'échantillon permettent de bien mettre en évidence les modes d'Anderson du PCW.

à des SWGW. La fig. 2.31 montre le spectre de transmission d'un SWGW, où le niveau de signal est élevé et constant sur une bande d'environ 100 nm centré en 1550 nm, puis décroît progressivement aux courtes longueurs d'ondes afin de s'effondrer en-deçà de 1400 nm en raison de la bande interdite. L'amplitude des résonances FP est environ 3 fois plus faible que dans un guide ruban (environ 1,5 dB, cf. fig. 2.31) dans la plage de longueurs d'onde d'intérêt (ici, entre 1550 et 1640 nm). Le spectre de transmission d'un guide à cristal photonique sur lequel les guides d'accès sont des SWGWs présente une forte coupure avec un filtrage apparent des modes TM résiduels, d'où une très forte coupure d'environ 30 dB en bord de bande. Le filtrage des résonances FP par les SWGW permet de bien visualiser les états localisés liés au désordre.

Utiliser des SWGW en entrée et en sortie de MZI permet aussi d'augmenter la résolution des franges en raison du filtrage des résonances FP liées à l'échantillon, comme montré sur la fig. 2.31. Cependant, l'alignement entre la fibre et le SWGW est plus délicat, notamment lorsque du liquide est déposé en surface de l'échantillon et génère de la diffraction en sortie.

2.6.3 Tapers inversés pour les guides en membrane

Nous avons vu précédemment que pour réaliser un couplage performant entre une fibre et un guide d'onde, il est nécessaire de réduire l'indice effectif du guide afin de diminuer la réflectivité entre le guide et l'air. La solution optimale consiste alors à utiliser un *taper* inversé afin de déconfiner entièrement le mode optique. Le contraste d'indice entre la fibre et le guide devient alors minimal, ce qui assure un couplage efficace. Le *taper* s'élargissant rapidement après la pointe, il permet alors au mode optique de se reconfiner dans le guide sur quelques μm . Le *taper* peut ensuite déboucher sur un guide d'onde ou directement sur le cristal photonique [171] (fig. 2.32). Les résonances FP résiduelles que nous avons mesurées sur ce type d'échantillons ont une amplitude inférieure à 0,5 dB.

Ce schéma de couplage convient parfaitement aux structures sur membrane, à condition que la pointe soit suffisamment proche du flanc de découpe, mais est plus délicat à mettre

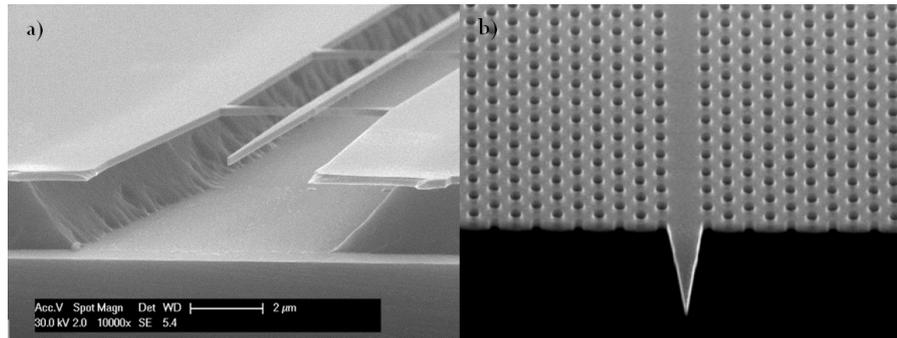


FIGURE 2.32: a) Taper inversé fabriqué à l'IEF. b) Taper inversé débouchant directement sur un cristal photonique [171].

en œuvre sur SOI. Il est possible toutefois d'utiliser un *taper* inversé en silicium sur lequel on dépose un guide d'onde en polymère qui assure le couplage depuis la fibre, montré par exemple dans [172], au prix d'étapes technologiques supplémentaires.

2.6.4 Couplage par réseaux

Le couplage par réseau est la technique la plus adaptée aux test d'un grand nombre de composants optiques similaires. En effet, il permet de tester différents composants sur un même *wafers* sans avoir besoin de découper ou de cliver, et convient également aux mesures dans un environnement cryogénique, où un hublot permet d'injecter de la lumière vers la chambre. De plus, il ne requiert pas de fibre optique micro-lentillée. Au contraire, il permet même le collage d'une fibre en surface. Le couplage est assuré par un réseau de Bragg partiellement ou totalement gravé dans lequel la diffraction de la lumière assure le couplage vers un guide d'onde (fig. 2.33) [173].

L'efficacité de couplage de ce type réseau peut atteindre 70%, cependant le réglage de l'angle entre la fibre et l'échantillon est assez critique, et sa principale limitation est la bande passante limitée pour laquelle l'injection est efficace (environ 30 nm). Un banc de couplage par réseaux est disponible dans l'équipe MINAPHOT, mais n'a pas été utilisé au cours de cette thèse en raison de sa trop faible bande passante dans le contexte d'une étude

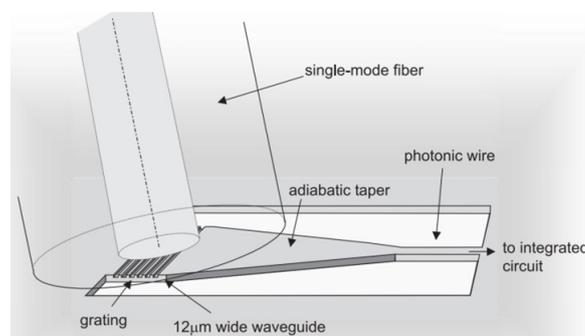


FIGURE 2.33: Schéma de couplage par réseau de Bragg. [173]

dédiée aux cristaux photoniques.

2.6.5 Bilan sur le couplage

Les principales techniques de couplage sont résumées dans le tableau ci-après détaillant leurs avantages et inconvénients

Nom de la méthode	Avantages	Inconvénients
Couplage en bout dans un guide large	Invariant en longueur d'onde, très grande simplicité	Pertes par réflexion importantes sur les facettes
<i>Subwavelength grating waveguides</i>	Faibles réflexions de Fabry-Perot	Design à optimiser pour opérer loin de la condition de Bragg, requiert le design d'un <i>taper</i>
Taper inversé	Invariant en longueur d'onde, très bonne injection de lumière, adapté aux dispositifs sur membrane	Peu compatible avec une structure sur silice, requiert une étape de découpe à la scie, fragilité
Couplage par réseau	Très bonne efficacité d'injection, ne nécessite pas de fibre lentillée, compatible avec de grands volumes	Plage de longueurs d'onde accessibles très limitée, réglage angulaire de la fibre

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les méthodes de fabrication développées et/ou utilisées au cours de cette thèse pour le nouveau système de lithographie électronique de la CTU et le bâti de gravure ICP. Les procédés réalisés ont permis la fabrication d'échantillons sur substrat SOI et en membrane. L'optimisation de la lithographie électronique, notamment en ajustant la dose et la forme des motifs sur une grille correspondant au step size du système nb4 nous a permis d'obtenir une qualité de fabrication satisfaisante, qui s'est traduite entre autres par la réalisation des guides réfractifs à très faibles pertes ($2 \sim 3$ dB.cm⁻¹).

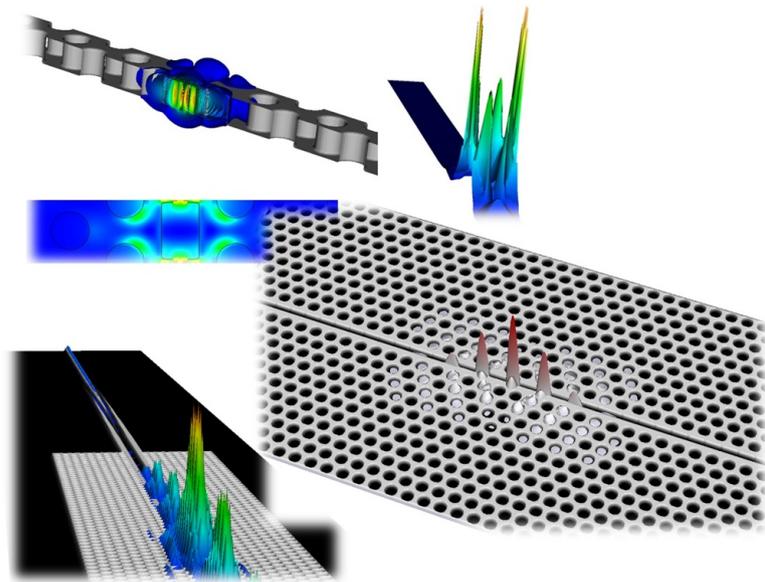
Une caractérisation au MEB des dispositifs réalisés a montré une variation linéaire entre le rayon des trous présents sur les masques et ceux mesurés, nous permettant de contrôler l'ingénierie de dispersion des trous. De plus, cette caractérisation a révélé que dans les conditions optimales d'insolation, les erreurs de raccords de champ sont minimales et les petits motifs tels que les fentes structurées sont très bien définis.

La caractérisation optique a été réalisée essentiellement par couplage en bout dans un guide d'onde de 3 μ m de large au moyen d'une fibre micro-lentillée sur le banc de caractérisation en champ lointain à l'IEF. Ceci nous a permis de mesurer la transmission des

dispositifs, notamment les modes résonants de cavités optiques et les franges d'interférences de MZI.

Nous avons décrit par la suite les principales méthodes de mesure de la vitesse de groupe dans les cristaux photoniques, et étudié plus en détail celles qui ont été mises en œuvre au cours de cette thèse. Enfin, nous avons abordé les différentes méthodes de couplage dans des guides en silicium, et examiné leurs avantages ainsi que leurs inconvénients.

Ingénierie des cristaux photoniques à fente



3.1 Introduction

Nous rappelons ici l'objectif de cette thèse, qui consiste en l'étude de structures à fente et à très fort confinement du champ électromagnétique, le dessein ultérieur étant de remplir cette fente par un matériau non linéaire ou actif pour accroître sensiblement l'interaction lumière-matière. Pour répondre à cet objectif, nous avons concentré nos efforts sur deux types de structures : les guides à cristaux photoniques à fente (SPCW) et les cavités à cristaux photoniques à fente (SPCC).

Nous présenterons tout d'abord les méthodes d'ingénierie de dispersion étudiées en simulation, notamment celle basée sur une ingénierie de la fente elle-même, et présenterons les résultats obtenus par la méthode des ondes planes. Nous avons tout d'abord mis en place la procédure d'optimisation par la méthode des ondes planes 2D, puis l'avons validée avec la méthode des ondes planes 3D, pour laquelle nous présenterons quelques résultats d'ingénierie de dispersion. Par la suite, nous nous intéresserons à la problématique du couplage entre les cristaux photoniques à fente et les guides rubans, et montrerons par simulation FDTD un design adapté à une injection efficace de la lumière. Nous montrerons enfin que ces simulations FDTD valident la procédure d'ingénierie de dispersion et que le comportement d'ondes lentes est bien observé.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de cavités à cristaux photoniques à fente. Ces cavités présentent des caractéristiques particulièrement intéressantes pour des applications variées telles que les capteurs de gaz ou biochimiques, les modulateurs électro-optiques, les mémoires optiques ou encore l'opto-mécanique de cavité. Divers designs basés sur une modulation locale de la fente elle-même sont présentés, et modélisés par FDTD. Ces designs montrent la possibilité de réaliser des cavités à facteur de qualité élevé et à volume modal extrêmement faible. Des résultats expérimentaux obtenus sur ces cavités en configuration SOI seront présentés.

3.2 Ingénierie de dispersion des guides à cristaux photoniques à fente

3.2.1 Préambule

Nous avons vu dans le premier chapitre l'intérêt du ralentissement de la lumière dans les guides à cristaux photoniques pour le traitement de l'information. Nous en avons retenu deux principales informations : l'ingénierie de dispersion permet de réduire les pertes de propagation liées au désordre [52], et d'autre part elle permet de faciliter l'accord de phase nécessaire à certains effets non linéaires tels que le mélange à quatre ondes dégénéré en fréquence [132].

Nous avons vu également que les cristaux photoniques à fente offraient des perspectives *a priori* encore plus intéressantes pour l'optique non linéaire en raison de la possibilité de confiner très fortement le champ électrique dans le cœur creux du guide et de le remplir par des matériaux à très fortes non-linéarités optiques.

Nous nous sommes donc tout naturellement intéressés dans un premier temps à une étude numérique visant à optimiser les paramètres opto-géométriques d'un guide à cristal

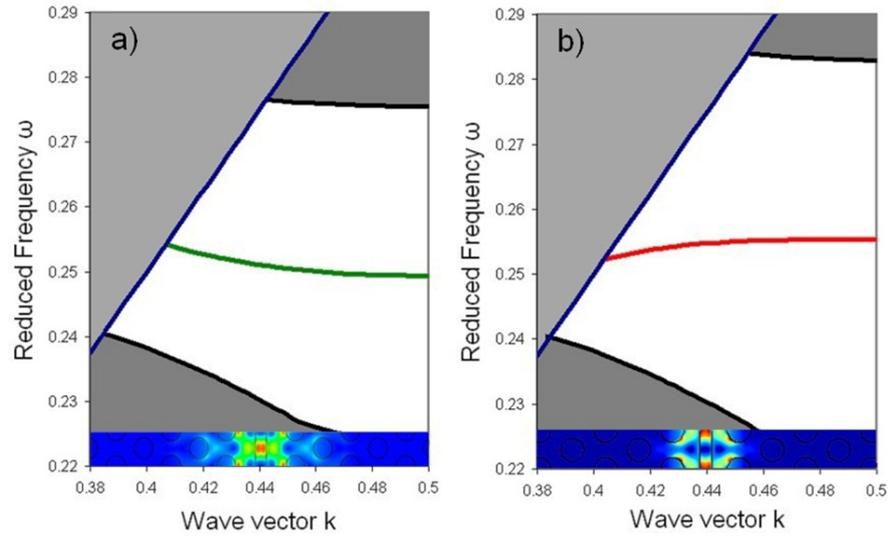


FIGURE 3.1: Diagrammes de bande d'un guide cristal photonique à fente calculés par méthode PWE 3D. a) Diagramme de bande représentant le mode du défaut linéique (en vert). b) Diagramme de bande représentant le mode du guide à fente (en rouge). Inserts : Cartes de l'énergie électrique $\epsilon|\mathbf{E}|^2$ pour chacun des deux modes dans le plan $z = 0$.

photonique fendu afin d'obtenir une GVD nulle sur plusieurs nanomètres de bande passante optique. Nous allons présenter ici cette étude, effectuée en utilisant dans un premier temps la méthode PWE, puis dans un second temps la méthode FDTD.

Les différentes configurations présentées soulignent la robustesse et la flexibilité de la méthode d'optimisation des guides à cristaux photoniques à fente.

3.2.2 Origine physique des modes de cristal photonique à fente

Comme expliqué dans le chapitre 1, l'introduction d'une fente dans le guide à cristal photonique engendre l'apparition d'un mode supplémentaire dans la bande interdite du cristal photonique.

La fig. 3.1 nous montre que l'un des modes possède une pente négative dans la première zone de Brillouin, tandis que l'autre a une pente positive. Dans chacun des modes, le champ électrique est fortement confiné dans la fente, mais l'alignement des maxima par rapport au réseau de trous diffère. Discutons de l'origine physique des deux modes : le premier mode (en vert) a pour origine le défaut linéique du cristal photonique. Nous avons vu dans le premier chapitre que l'omission d'une ligne de trous a pour effet d'introduire des états localisés dans la bande interdite, ce qui se traduit par l'apparition de deux modes, l'un à symétrie paire, l'autre à symétrie impaire. Le mode pair est fortement perturbé par l'insertion d'une fente au milieu du défaut linéique, et la réduction d'indice effectif en résultant a pour effet de faire monter la bande. Plus la fente est large, plus l'indice effectif diminue, ce qui se traduit par une montée du mode jusqu'à le faire sortir de la bande interdite et le repousser dans le continuum des modes. Simultanément, l'autre mode apparaît dans la bande interdite. Il s'agit du mode fondamental de guide à fente projeté dans la bande

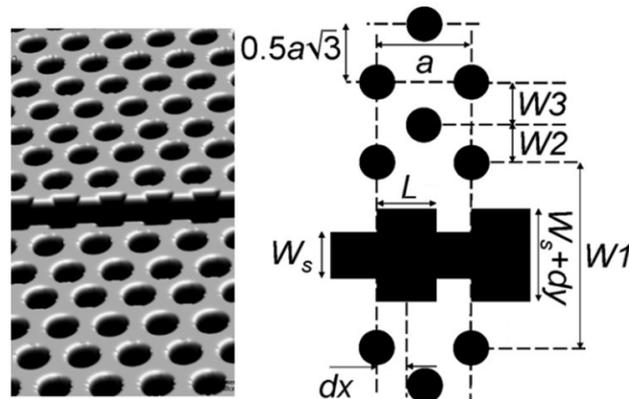


FIGURE 3.2: A gauche : Représentation schématique d'un SPCW à large fente structurée. A droite : Partie de la cellule implémentée pour le calcul par méthode d'ondes planes. Les différents paramètres décrivant les degrés de liberté permettant d'ajuster la courbe de dispersion sont représentés.

interdite,[92]. De manière inverse, le rétrécissement de la fente fait descendre le mode vers la bande diélectrique, jusqu'à disparaître dans le continuum des modes *bulk*. Toutefois, à partir d'une largeur de fente fixe, on peut modifier les paramètres du cristal photonique tels que la largeur du défaut linéique et le diamètre des trous afin de ramener l'un des modes au milieu de la bande interdite, ou permettre la coexistence simultanée des deux modes dans la bande interdite.

Au regard de cette discussion sur l'origine physique des deux modes guidés, nous désignerons par la suite le mode issu du défaut linéique sous le terme "W1" et celui issu du guide à fente sous le terme "slot".

3.2.3 Ingénierie par méthode d'ondes planes : structuration de la fente

3.2.3.1 Optimisation 2D

Afin d'obtenir rapidement des résultats qualitatifs concernant l'ingénierie de dispersion réalisable dans les SPCW (*Slot Photonic Crystal Waveguides*), nous avons choisi d'utiliser la méthode des ondes planes en utilisant l'approximation de l'indice effectif. Ayant considéré une hauteur de 260 nm de film de silicium, *wafers* disponibles dans le groupe au moment de cette étude, nous avons calculé un indice effectif de 2,93 calculé pour $\lambda = 1550\text{nm}$ et une polarisation TE. L'objectif à terme de cette étude étant le remplissage de la fente par un polymère, nous avons alors fixé l'indice du matériau dans les trous et la fente à 1.6, indice de réfraction courant pour les polymères non linéaires [151],[98].

La cellule élémentaire ayant servi aux calculs par la méthode PWE est représentée sur la fig. 3.2. Le but de cette étude est de proposer une nouvelle solution pour réaliser l'ingénierie de dispersion dans des SPCW. Nous avons choisi de modifier la fente elle-même en la structurant en une forme de peigne ou de réseau de Bragg (*Comb Photonic Crystal Waveguide* (CPCW), *Comb* désignant la fente structurée en peigne), ce qui apporte trois degrés de liberté supplémentaires pour optimiser la dispersion.

Nous avons effectué cette tâche en trois étapes :

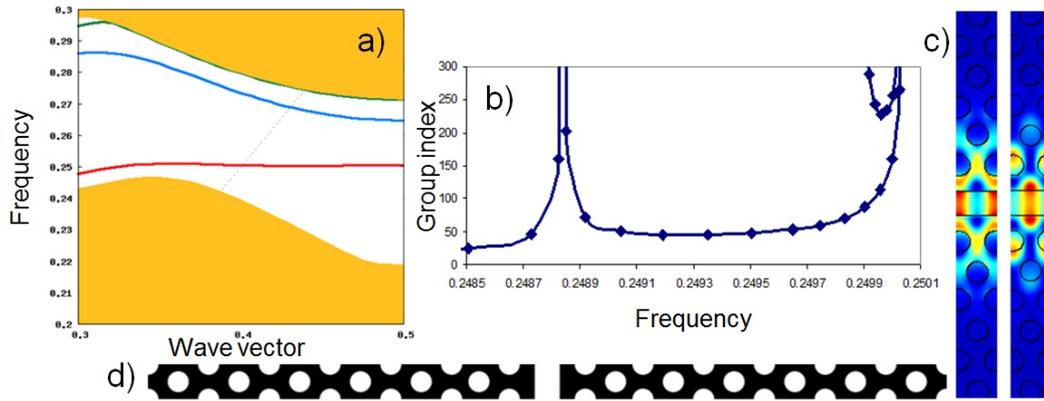


FIGURE 3.3: a) Diagramme de dispersion du SPCW avec $W_{slot} = 0,71a$. Le mode "slot" est en rouge, le mode impair en bleu, tandis que le mode "W1" est poussé dans le continuum. b) Indice de groupe correspondant. c) Profils des énergies $\epsilon|\mathbf{E}|^2$ et $\mu|\mathbf{H}|^2$. d) Cellule élémentaire utilisée pour le calcul PWE.

- La première consiste à choisir la largeur du défaut linéique et celle de fente de manière à obtenir la courbe de dispersion la plus plate possible au milieu de la bande interdite.
- Dans un second temps, on modifie les positions des rangées de trous de part et d'autre du guide de manière à inverser la pente de la courbe.
- Enfin, on introduit la structuration de la fente, ce qui a pour l'effet de faire monter la bande près du bord de la première zone de Brillouin. On ajuste les paramètres jusqu'à obtenir la courbe d'indice de groupe souhaitée.

Cette procédure nous a permis de nous rendre compte que certains paramètres sont indépendants entre eux et que certains ont davantage d'influence que d'autres sur les propriétés de dispersion.

Effet dispersif de la fente Nous avons initié la procédure d'optimisation des SPCW en étudiant tout l'abord l'effet dispersif de la fente. Comme indiqué précédemment, l'accroissement de la largeur de la fente entraîne une forte montée des modes "W1" et "slot", en raison de la diminution de l'indice effectif dans la partie centrale du guide. En considérant un simple défaut linéique W1 (où la largeur vaut $W1 = \sqrt{3}a$), nous avons constaté numériquement que le mode "W1" est repoussé dans le continuum de modes dès que la largeur de la fente est supérieure à $0,25a$.

Pour démarrer l'étape d'ingénierie de dispersion, nous avons alors recherché la largeur de la fente donnant la pente la plus plate possible pour le mode "slot". Cependant, en utilisant le défaut linéique nominal (soit $W1 = \sqrt{3}a$), accroître la largeur de la fente rapproche le mode "slot" de la bande de "l'air". Pour conserver la même largeur de fente tout en recentrant le mode au milieu de la bande interdite, il est alors nécessaire d'élargir le guide, ce qui dans le même temps réduit le recouvrement entre le mode et les trous. Les paramètres utilisés pour l'étude sont alors les suivants :

- Période du cristal photonique : $a = 400$ nm

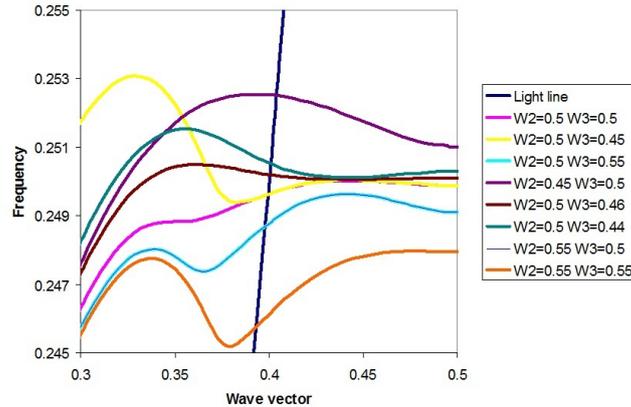


FIGURE 3.4: Courbes de dispersion du mode "slot" pour différentes valeurs de $W2$ et $W3$.

- Indice effectif du *slab* : $n_{Si} = 2,93$, $h_{Slab} = 260nm$
- Indice de remplissage : $n_{poly} = 1,6$
- Largeur du défaut linéique : $W1 = 1.25 \sqrt{3}a$
- Facteur de remplissage : $r/a = 0,3$ afin d'assurer une large bande interdite
- Distance entre les trois premières rangées de trous : $W2 = W3 = 0,5 \sqrt{3}a$, soit leurs valeurs nominales
- Largeur de la fente : W_{slot}

A partir de ce jeu de paramètres, la valeur optimale de W_{slot} que nous avons obtenue vaut environ $0,7a = 284$ nm. La bande calculée se trouve ainsi au milieu de la bande interdite avec un indice de groupe élevé, et une fraction significative de l'énergie est localisée dans la fente (25%). La bande étant très plate, cela simplifie l'ingénierie de dispersion, car de légères modifications du cristal photonique environnant vont suffire pour obtenir une courbe d'indice de groupe en forme de plateau. Les propriétés de ce guide sont présentées sur la figure 3.3. Nous constatons notamment que l'indice de groupe du mode guidé est déjà supérieur à 50 sur une bande passante d'environ 6 nm, en ne prenant en compte que les modes situés sous la ligne de lumière. La courbe n'étant pas strictement monotone, nous ne sommes pas en configuration monomode. Cependant, les autres paramètres du cristal photonique apportent alors les degrés de liberté nécessaires à l'optimisation des propriétés de dispersion.

Effet de $W2$ et $W3$ Nous remarquons qu'une modification des paramètres $W2$ et $W3$, qui représentent respectivement les distances entre la première et la deuxième rangée de trous et entre la deuxième et la troisième rangée, permet de modifier la pente du mode, à l'instar de ce qui est réalisé dans les PCW [30]. L'effet de ces deux paramètres est représenté sur la fig. 3.4. Augmenter $W2$ et $W3$ tend à rendre la pente positive, tandis que les réduire produit l'effet inverse. Cependant, nous pouvons voir que ces deux paramètres seuls ne sont pas suffisants pour obtenir une GVD nulle. Nous avons décidé d'utiliser simplement cet effet pour pré-compenser l'influence des paramètres de la fente.

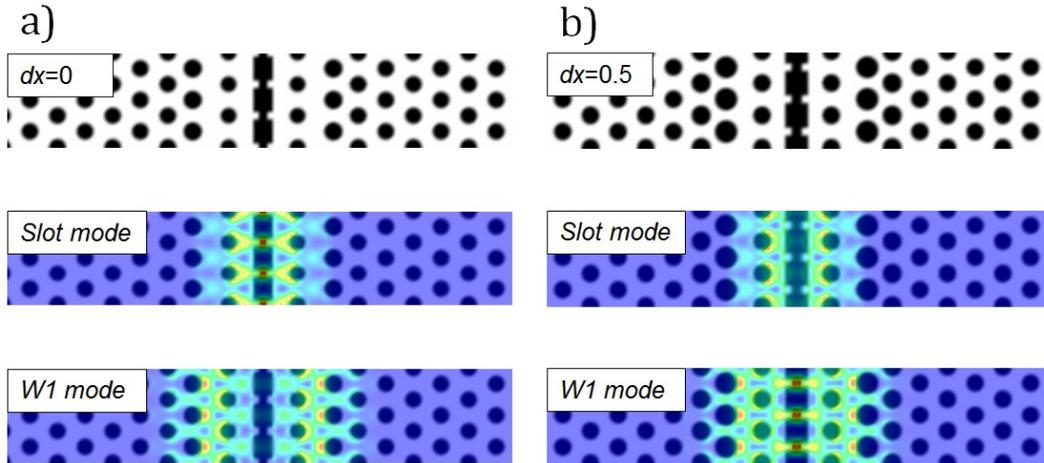


FIGURE 3.5: a) Pour $dx = 0$, de haut en bas : carte de la permittivité, profil de $\varepsilon|E|^2$ pour le mode "slot", profil de $\varepsilon|E|^2$ pour le mode "W1". b) Pour $dx = 0.5$, de haut en bas : carte de la permittivité, profil de $\varepsilon|E|^2$ pour le mode "slot", profil de $\varepsilon|E|^2$ pour le mode "W1". On remarque lorsque $dx = 0$, le mode "W1" n'est pas confiné dans la fente, tandis que le mode "slot" ne l'est pas pour $dx = 0.5$.

Effet de dx , dy , et L Comme représenté sur la figure 3.2, trois paramètres permettent de décrire la fente structurée, à savoir dx , dy , et L . L'utilisation d'une telle fente structurée a été déjà proposée dans [174] mais dans un but totalement différent, car il s'agissait dans cet article de créer une bande interdite en structurant la fente, ce qui n'est pas le cas ici, car la bande interdite photonique provient du réseau périodique de trous, les deux périodes choisies étant identiques.

Dès lors que la forme de la bande est ajustée par le choix de $W2$ et $W3$, nous pouvons alors modifier la forme de la fente. Le premier paramètre à ajuster est dx . Il représente la position du centre du bloc délimitant la partie large de la fente par rapport au centre de la cellule (fig. 3.2). Le choix de dx doit être fait selon le mode que l'on veut exploiter. Pour $dx = 0$, la partie large de la fente est centrée au milieu de la cellule. On constate alors que

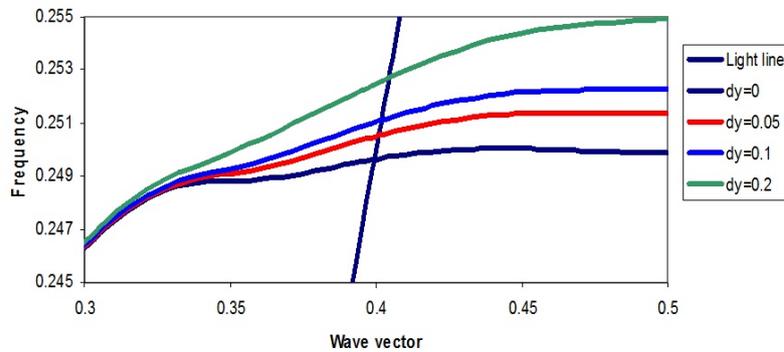


FIGURE 3.6: Courbes de dispersion du mode "slot" pour différentes valeurs de dy .

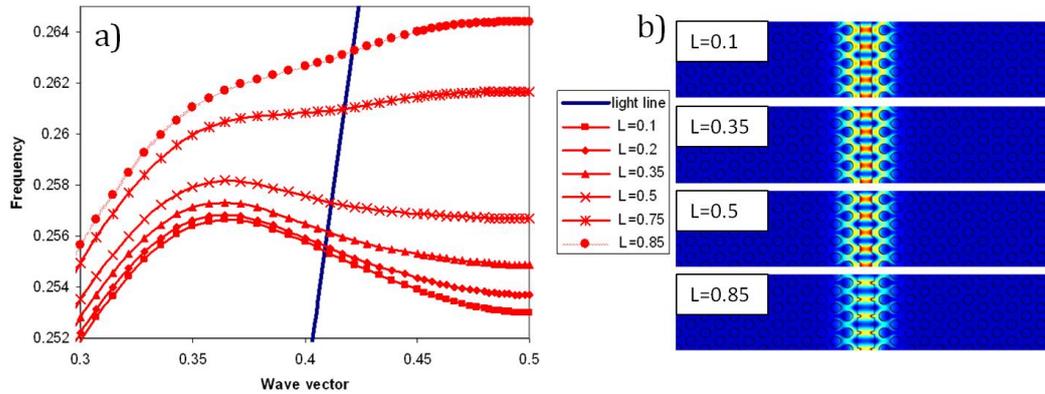


FIGURE 3.7: a) Courbes de dispersion du mode "slot" pour différentes valeurs de L . b) Profil de $\varepsilon|\mathbf{E}|^2$ dans le plan xy pour différentes valeurs de L . On constate une modification de la répartition de l'énergie lorsque L croît, et qu'un fort rapport cyclique force le champ électrique à s'aligner face aux indentations de la fente.

le mode "slot" est localisé dans la fente, tandis que le mode "W1" s'en retrouve expulsé, quand bien même il reste présent dans la bande interdite. La seconde configuration voit l'effet inverse : fixer $dx = 0.5$ localise le mode "W1" mais pas le mode "slot". Cet effet peut s'expliquer par la perturbation introduite par cette structure là où le champ est maximal.

A partir du schéma de la fig. 3.2, nous avons défini dy comme la largeur de la fente dans sa partie large. L'effet de dy sur le mode est très similaire à l'effet de l'élargissement de départ, ce qui est parfaitement prévisible en raison du fait qu'augmenter dy renforce le recouvrement entre le *cladding* et le mode guidé, ce qui a pour effet de réduire l'indice effectif de ce dernier et donc de remonter les fréquences. Nous avons constaté que l'effet dispersif de dy a une influence similaire à celle de W_{slot} .

Si l'on examine le diagramme dispersion, le rapport cyclique de la fente L semble avoir le même effet que dy , soit faire monter les bandes. Ce comportement est prévisible pour une raison similaire. Cependant, et de manière surprenante, L a également un effet très important sur le confinement de $\varepsilon|\mathbf{E}|^2$. En effet, pour différentes valeurs de L allant de $0,1a$ à $0,85a$, nous pouvons remarquer que simultanément à la montée de la bande, le champ se retrouve de plus en plus localisé entre les sillons gravés dans le silicium, et ce d'autant plus que le rapport cyclique est grand. Ce paramètre offre donc un degré supplémentaire de confinement du champ, ce qui est particulièrement intéressant lorsque l'on cherche à réduire le volume modal et réduire l'aire effective modale non linéaire de structures guidantes. Nous verrons de plus par la suite que cet effet de localisation supplémentaire n'est *a priori* pas obtenu au prix de pertes supplémentaires importantes.

Configurations 2D avec ingénierie de dispersion A partir de l'étude du rôle des différents degrés de liberté du guide, nous pouvons alors procéder à l'ingénierie de dispersion du guide à cristal photonique. Pour illustrer la souplesse de conception adoptée, nous avons retenu deux structures dans lequel le NGBP (soit le produit indice de groupe bande passante normalisé) est élevé et dont nous reproduisons ci-après les résultats publiés dans *IEEE Pho-*

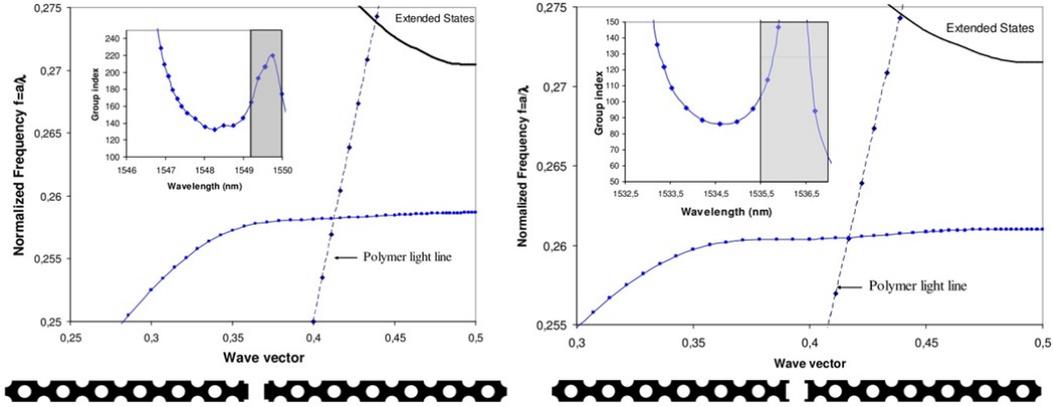


FIGURE 3.8: a) Diagramme de dispersion du second design avec les paramètres suivants : $W_2 = 0,45\sqrt{3}a$, $W_3 = 0,45\sqrt{3}a$, $dx = 0,5$, $dy = 0,4a$, $L = 0,25a$. Insert : indice de groupe correspondant. La zone grisée correspond au cône de lumière. En bas : cellule élémentaire du CPCW. b) Diagramme de dispersion du second design avec les paramètres suivants : $W_2 = 0,4\sqrt{3}a$, $W_3 = 0,5\sqrt{3}a$, $dx = 0$, $dy = 0,3a$, $L = 0,725a$. Insert : indice de groupe correspondant. La zone grisée correspond au cône de lumière. En bas : cellule élémentaire du CPCW.

tonics Technology Letters [175], le NGBP étant le facteur de mérite communément utilisé pour évaluer les propriétés d'ondes lentes des guides. La première structure présente un indice de groupe moyen de 140 sur une bande passante de 1,5 nm, soit un NGBP de 0,14, tandis que la deuxième a un indice de groupe moyen de 95 sur 2 nm de bande passante, soit un NGBP de 0,123.

Les valeurs d'indice de groupe obtenues ici sont trop élevées au regard de ce que nous avons vu dans le premier chapitre concernant les pertes de propagation. Par ailleurs, les NGBP obtenus sont plus faibles que ceux obtenus en membrane en raison du *cladding* qui élargit le cône de lumière, et réduit donc la plage des fréquences accessibles. L'étude expérimentale de ce type de guides nécessite alors de revenir à des vitesses de groupe "raisonnables", soit $< c/30$. Notons néanmoins que cette ingénierie de dispersion est obtenue pour des fentes très larges ($W_{slot} \sim 300$ nm), situation très favorables à leur remplissage. De plus, le but de cette étude est plutôt de démontrer qu'une modification de la fente elle-même permet à la fois de contrôler la dispersion et d'accroître la localisation du champ dans la fente. Cet effet est notable sur la deuxième structure, que nous avons retenue par la suite pour tous les designs de CPCW réalisés.

A l'instar d'Almeida *et al.* [81], nous avons de plus cherché à évaluer un facteur de confinement permettant de quantifier la densité de puissance normalisée dans la fente. Nous avons introduit un paramètre η défini par :

$$\eta = \frac{n_g}{n_{cladding}} I = \frac{n_g}{n_{cladding}} \frac{\iiint_{comb} (\epsilon|E|^2 + \mu|H|^2) dV}{\iiint_{cell} (\epsilon|E|^2 + \mu|H|^2) dV} \quad (3.1)$$

Ce paramètre permet de quantifier le confinement dans la fente dû à la discontinuité du champ électrique sur les flancs de la fente, mais aussi le confinement dû au régime d'ondes lentes et au renforcement de l'intensité qui en résulte. Dans le cas des guides réfractifs à

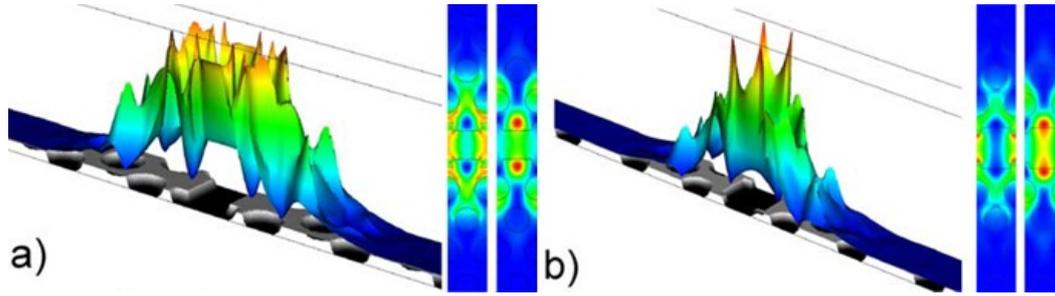


FIGURE 3.9: a) De gauche à droite : profil de $\epsilon|E|^2$ avec superposition de la carte de permittivité pour visualisation, et profils des champs pour la première structure. b) De gauche à droite : profil de $\epsilon|E|^2$ avec superposition de la carte de permittivité pour visualisation, et profils des champs pour la deuxième structure. Les champs sont calculés au vecteur d'onde $k = 0,43$ et montrent qu'une partie significative de l'énergie totale est concentrée dans la fente.

fente, la puissance optique concentrée dans la fente sature à environ 30% lorsque la fente est plus large que 200 nm, l'indice de groupe dans de tels guides restant proche de 3. Un facteur d'exaltation supplémentaire de l'intensité électromagnétique locale est attendu dans les guides à fente à cristaux photoniques, sensiblement suivant le carré du rapport des indices de groupes des deux guides.

3.2.3.2 Optimisation 3D

A partir de la procédure d'optimisation 2D exposée dans la section précédente, nous l'avons alors appliquée à des structures 3D, ce qui a permis par la suite d'obtenir des paramètres viables pour une implémentation sur un masque de lithographie électronique. La structure considérée reprend les bases de l'étude 2D. On considère un film de silicium de 260 nm d'épaisseur reposant sur 2 μm de silice enterrée d'indice 1.44. Le film de silicium est recouvert d'une couche d'indice 1,6 simulant un dépôt de polymère. La structure est légèrement asymétrique dans l'axe vertical, mais le contraste d'indice entre les couches supérieure et inférieure reste suffisamment faible pour assez nettement découpler les modes TE et TM. La cellule élémentaire reprend tous les paramètres définis précédemment (fig. 3.10), avec une hauteur totale de $7a$, afin d'éviter tout couplage avec les autres supercellules.

Nous gardons la période du cristal photonique fixée à 400 nm ainsi qu'un facteur de remplissage de 0,3. Comme des fentes larges sont recherchées, il faut également élargir le défaut linéique à W1.25, soit $W1.25 = 1,25\sqrt{3}a$. Nous reproduisons alors les résultats obtenus par méthode PWE 3D qui ont été publiés dans *Applied Physics A* [176].

Comme précédemment, le guide W1.25 sert de point de départ. On cherche la valeur de W_{slot} donnant la courbe de dispersion la plus plate possible. En raison d'un effet dispersif plus intense en 3D, l'optimum est atteint pour une largeur de fente plus étroite qu'en 2D, soit ici $W_{slot} = 0,4a$. Dans le même temps, le mode "W1" se retrouve rejeté hors de la bande interdite. Après optimisation des paramètres de la fente et du guide, pour les valeurs suivantes : $W1.25$, $W2 = W3 = 0,43a$, $W_{slot} = 0,4a$, $dx = 0$, $L = 0,8a$, $dy = 0,35a$, nous obtenons un indice de groupe de 45 sur une bande passante de 5 nm, soit un NGBP

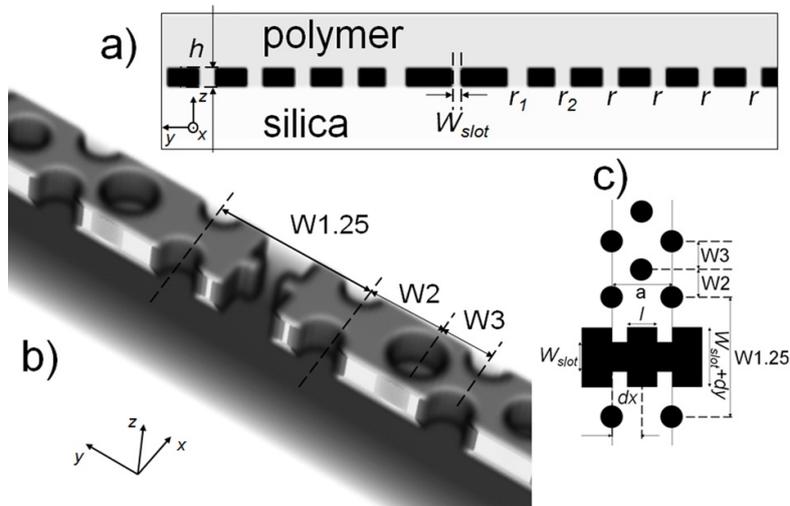


FIGURE 3.10: Cellule servant au calcul par méthode PWE en 3D : a) vue en coupe, b) vue inclinée de la fente structurée, c) vue de dessus.

de 0.139. Ce résultat est représenté sur la fig. 3.11.

Une ingénierie de dispersion similaire à la précédente peut être appliquée au mode "W1" (en vert sur la fig. 3.12 a)). L'origine du mode étant différente, celui-ci est moins sensible à la structuration de la fente lorsqu'il se situe au milieu de la bande interdite. De

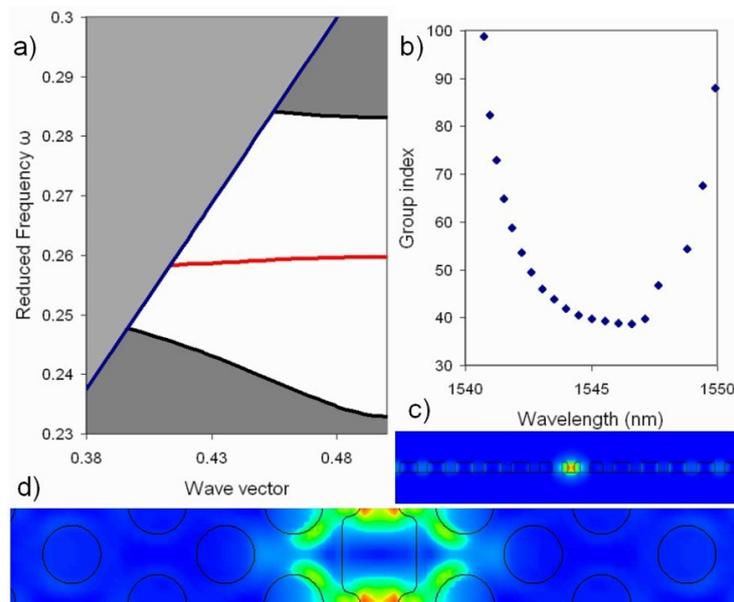


FIGURE 3.11: a) Diagramme de dispersion d'un CPCW à ingénierie du mode "slot" (en rouge). Insert : Carte de la permittivité dans le plan xy . b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde. c) Carte d'intensité du mode "W1" dans le plan $x = 0$ au point $k = 0, 45$. d) Carte d'intensité du mode "slot" dans le plan $z = 0$ au point $k = 0, 45$.

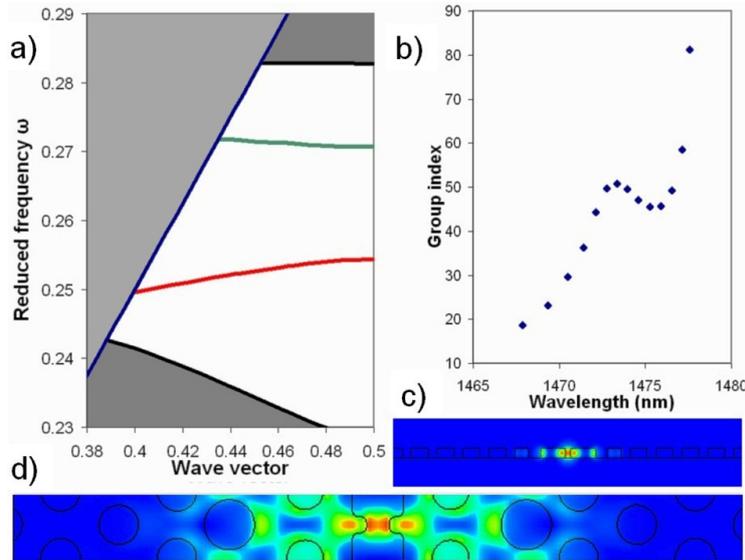


FIGURE 3.12: a) Diagramme de dispersion d'un CPCW à ingénierie du mode "W1" (en vert). Insert : Carte de la permittivité dans le plan xy b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde. c) Carte d'intensité du mode "W1" dans le plan $x = 0$ au point $k = 0,45$. d) Carte d'intensité du mode "W1" dans le plan $z = 0$ au point $k = 0,45$.

ce fait, une modification des trous permet alors d'ajuster plus finement les propriétés de dispersion. On remarque cependant qu'en fixant $dx = 0,5$, la partie étroite de la fente est placée à l'extrémum du champ et renforce donc sa localisation (fig. 3.12), d'autant que l'on augmente le rapport cyclique L . Le mode est finement ajusté en réduisant le rayon r_1 des trous de la première rangée et en augmentant celui de la deuxième rangée r_2 . Finalement, avec le jeu de paramètres suivant : $W1,25$, $W2 = 0,65$, $W3 = 0,45$, $W_{slot} = 0,35a$, $dx = 0,5a$, $dy = 0,4a$, $L = 0,75a$, $r_1 = 0,28a$, $r_2 = 0,38a$, on obtient un indice de groupe d'environ 48 sur une bande passante de 4,5 nm, soit un NGBP de 0,146 nm. Le mode "slot" est inexploité dans cette configuration malgré sa présence dans la bande interdite, car la géométrie de la fente lui est défavorable dans cette configuration, comme montré sur la fig. 3.5.

Notons toutefois que la présence simultanée de deux modes guidés à symétrie paire séparés spectralement par moins de cent nanomètres dans la bande interdite est assez remarquable. De plus, l'ingénierie de dispersion des guides à fente a révélé qu'il est possible de modifier simultanément la dispersion des deux modes afin d'obtenir une courbe d'indice de groupe en plateau. Cet effet offre une application très intéressante pour l'amplification à l'erbium en particulier. En effet, l'erbium peut être pompé à 1480 nm et émet autour de 1550 nm. Dans une telle configuration, ralentir conjointement la pompe et le signal permettrait simultanément d'augmenter le gain et de réduire la puissance de pompe.

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'un liquide est déposé sur la surface des échantillons avant caractérisation optique. L'indice de réfraction de ce liquide est très proche de celui de la silice ($n = 1,46$ à $\lambda = 800$ nm d'après la fiche du fabricant), ce qui permet de rendre la structure symétrique dans l'axe vertical, et également de caracté-

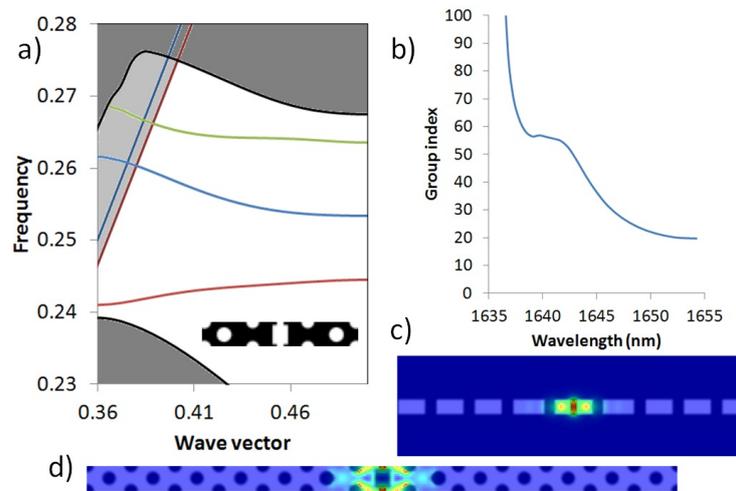


FIGURE 3.13: a) Diagramme de dispersion d'un CPCW à ingénierie du mode "slot" (en rouge). Dans cette configuration, les autres modes ne sont pas confinés dans la fente. Insert : Carte de la permittivité dans le plan xy . b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde. c) Carte d'intensité du mode "W1" dans le plan $x = 0$ au point $k = 0,45$. d) Carte d'intensité du mode "slot" dans le plan $z = 0$ au point $k = 0,45$.

riser une fente infiltrée par un liquide relativement visqueux. Pour ces raisons, nous avons alors utilisé la procédure d'ingénierie de dispersion pour obtenir des modes lents dans cette configuration. Même dans ces conditions a priori peu favorables, les essais réalisés ultérieurement concernant le remplissage de la fente ont permis de vérifier que ce dernier

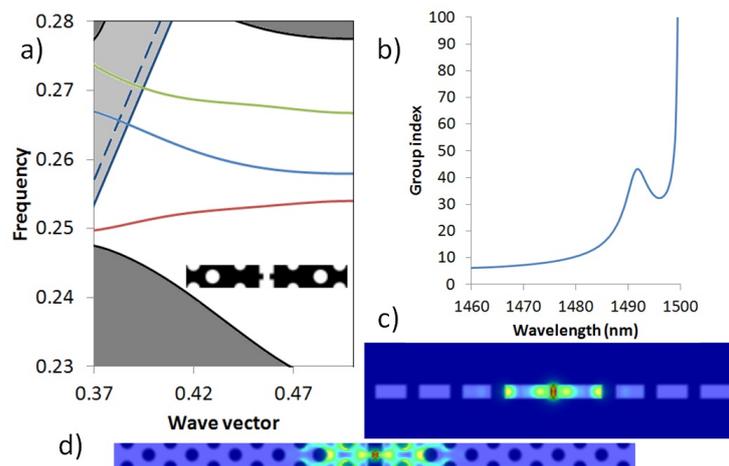


FIGURE 3.14: a) Diagramme de dispersion d'un CPCW à ingénierie du mode "W1" (en vert). Dans cette configuration, les autres modes ne sont pas confinés dans la fente. Insert : Carte de la permittivité dans le plan xy b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde. c) Carte d'intensité du mode "W1" dans le plan $x = 0$ au point $k = 0,45$. d) Carte d'intensité du mode "W1" dans le plan $z = 0$ au point $k = 0,45$.

pouvait être effectué de manière satisfaisante, apportant un élément de validation pratique important à l'ensemble de l'approche adoptée.

Les résultats présentés sur les figures 3.13 et 3.14 montrent des résultats d'ingénierie de dispersion confortant l'étude. Globalement, on retient de cette procédure d'optimisation des paramètres opto-géométriques des guides à cristaux photoniques à fente que les deux modes guidés peuvent être finement ajustés.

3.2.4 Calcul de l'aire effective non linéaire

L'objectif des cristaux photoniques à fente étant de servir d'éléments de base pour une interaction renforcée avec des matériaux actifs, tout particulièrement aux propriétés optiques non-linéaires, il est important de pouvoir calculer leur aire effective non linéaire A_{eff} .

Comme expliqué dans le chapitre 1, la définition de l'aire effective non linéaire correspond à la surface de recouvrement entre le mode optique et le terme source non linéaire. La formule scalaire usuelle utilisée dans le domaine des fibres optiques ne peut s'appliquer en raison du fort contraste d'indice existant entre le matériau de bas indice et le silicium et il est alors nécessaire de calculer A_{eff} au moyen d'une expression vectorielle. Deux expressions peuvent être prises en compte : la première consiste à exprimer les intégrales sur l'ensemble de la cellule, la seconde à ne considérer le terme source que dans la fente, en supposant une non linéarité beaucoup plus forte dans la fente que dans le silicium, ce qui n'est pas nécessairement le cas. Nous avons opté pour la première option car elle est plus générale.

En utilisant la formule ci-dessous :

$$A_{eff} = \frac{1}{a} \frac{\left(\iiint_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}\{\mathbf{E}^* \times \mathbf{H}\} \cdot \mathbf{e}_z dx dy \right)^2}{\iiint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}|^4 dV} \quad (3.2)$$

nous obtenons une aire effective non linéaire de l'ordre de $0,015 \mu\text{m}^2$ dans un CPCW, soit un ordre de grandeur de moins que celle obtenue dans un W1. Cette valeur est comparable à celle obtenue dans les guides à fente [151]. Nous rappelons également le fait que le paramètre non linéaire γ_{eff} sera par ailleurs renforcé par n_g .

3.2.5 Modélisation FDTD

Après avoir réalisé la procédure d'ingénierie de dispersion des SPCW, il est nécessaire d'étudier le couplage entre ceux-ci et des guides rubans. Nous avons choisi de nous intéresser à la propagation de la lumière dans un dispositif complet, afin d'observer à la fois le couplage entre les modes lents et les modes rapides des guides rubans et le confinement de la lumière en régime d'ondes lentes. Cette étude est effectuée par la méthode FDTD.

Nous avons pour cela implémenté une structure complète, contenant à la fois les guides d'ondes d'accès et le guide à cristal photonique. Pour des raisons pratiques, nous nous sommes contentés de simulations 2D, afin de simuler un cristal photonique de longueur réaliste, soit environ $100 \mu\text{m}$, la FDTD 3D requérant de trop grandes ressources de calcul.

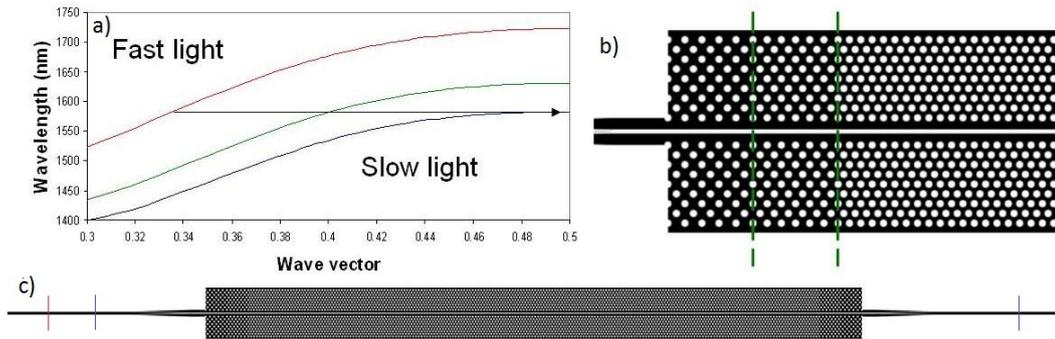


FIGURE 3.15: a) Diagramme de dispersion pour la partie centrale du guide où $a_0 = 400$ nm (en bleu) et de la zone de transition où $a_1 = 410$ nm (en vert) et $a_2 = 420$ nm (en rouge). b) Représentation de la zone d'adaptation pour les modes lents. L'élongation de la période est volontairement exagérée pour plus de clarté. c) Carte de permittivité de la cellule complète montrant les différentes parties du dispositif. Les traits rouge et bleus représentent respectivement la source et les capteurs.

De plus, désirant observer le régime d'ondes lentes, nous avons fixé des temps de simulation importants en cohérence avec les indices de groupe attendus.

Au départ de cette thèse, la question du couplage entre un guide ruban et un cristal photonique à fente et à modes lents avait été peu abordée dans la littérature. Nous avons constaté qu'en raison de leurs profils très différents, un couplage direct entre les deux guides engendre de fortes pertes par réflexion, ce qui explique pourquoi la transmission dans [91] est exprimée en unités arbitraires. L'utilisation d'une fente en *taper* doit être maniée avec beaucoup de précaution, car par exemple, dans le cas du mode "slot", si la fente s'élargit à l'entrée du cristal photonique, le mode de la zone centrale se trouve dans la bande interdite au niveau du *taper*, et est donc totalement réfléchi. De plus, la fabrication d'une telle pointe en lithographie électronique est relativement ardue.

Nous avons conclu que la meilleure approche consiste à réaliser plusieurs étapes de couplage afin de minimiser les pertes par réflexion, au prix d'une augmentation modérée de la longueur du dispositif. Le schéma de couplage est représenté sur la fig. 3.15. Nous avons tout d'abord utilisé le *taper* proposé par Wang *et al.* [90] pour passer d'un guide ruban à un guide à fente. Nous avons alors choisi de fixer la longueur de ce *taper* à $15\mu\text{m}$, ce qui s'est avéré suffisant pour assurer une transmission élevée. Puis, la lumière se propage dans un guide à fente sur quelques périodes avant de pénétrer dans le cristal photonique. Là encore, une autre adaptation est indispensable pour avoir une transmission élevée lorsque l'on excite les modes lents. Nous avons choisi de reprendre la zone de transition proposée par Hugonin *et al.* [60]. Les courbes de dispersion étant différentes, on remarque qu'en rétrécissant progressivement la période, pour une fréquence donnée, la courbe de dispersion s'aplatit progressivement, ce qui assure une réduction progressive de la vitesse de groupe à l'intérieur du SPCW. Nous avons vu dans le chapitre précédent que les modes évanescents présents à l'interface entre la section à modes rapides et la section à modes lents assurent un couplage dans les guides W1. Dans le cas des SPCW, nous confirmons également cet effet au regard de la fig. 3.16 et avons fixé la longueur de la zone de transition à 10 périodes en entrée/sortie. On constate qu'en l'absence d'adaptation, la transmission s'effondre avant

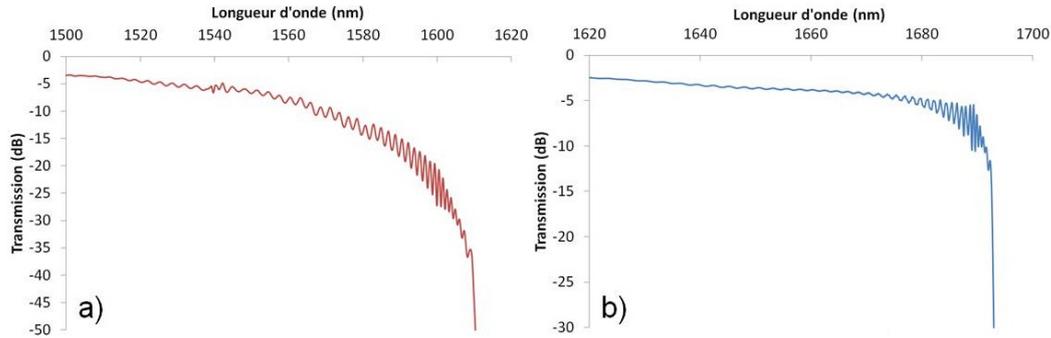


FIGURE 3.16: a) Courbe de transmission calculée par FDTD d'un SPCW avec couplage direct vers les modes lents. La transmission s'atténue de 30 dB avant même d'atteindre la bande interdite. b) Courbe de transmission calculée par FDTD d'un SPCW avec une zone de transition vers les modes lents. La transmission reste quasiment constante jusqu'au bord de bande.

même d'atteindre la bande interdite, et subit une atténuation de 30 dB. À l'inverse, l'adaptateur assure une transmission relativement plate jusqu'à la bande interdite.

À partir de cette étude du couplage, il a été possible de s'intéresser au comportement des ondes lentes du guide. La structure simulée comprend donc, comme expliqué précédemment, trois sections : une section de guides ruban de 400 nm de large en entrée et en sortie, une section de transition constituée d'un *taper* guide ruban - guide à fente de 15 μm de long, d'un guide à fente sur 10 périodes, et une zone de transition pour adapter le couplage des modes lents d'une longueur de 10 périodes avec élongation de la période de 20 nm puis 10 nm avant d'attaquer la partie centrale. Celle-ci est formée par le CPCW à ingénierie de dispersion dans lequel la période a vaut 400 nm. La longueur totale du CPCW vaut alors 88,7 μm , tandis que celle de la structure totale vaut 117,5 μm .

Pour exciter le CPCW, nous avons choisi une source gaussienne large bande centrée sur $\lambda = 1550$ nm avec une largeur spectrale de 500 nm. Les capteurs utilisés dans la simulation FDTD ont une résolution de 50 pm. La résolution de la grille de simulation est de 20 nm par pixel et le temps de simulation est 70 ps, (soit 50000 a/c unités de temps sous le logiciel MEEP). Ces paramètres représentent un temps de calcul d'environ 50 heures sur 16 CPU.

Le CPCW implémenté possède les paramètres suivants : $W1.4$, $W2 = 0,65\sqrt{3}a$, $W3 = 0,45\sqrt{3}a$, $r_1 = 0,25a$, $r_2 = 0,38a$, $r = 0,3a$, $W_{slot} = 0,4a$, $dy = 0,5a$, $dx = 0,5a$, $L = 0,75$. Un mode "W1" avec un indice de groupe de 45 sur une bande passante de 5 nm est calculé par la méthode PWE. Les résultats de méthode PWE sur ce guide sont représentés sur la fig. 3.17. Nous calculons alors la transmission à travers le guide ayant les mêmes paramètres en FDTD. Le niveau de transmission est d'environ -6dB au bord de bande, ce qui confirme l'efficacité du couplage. On observe sur le spectre des franges Fabry-Perot de plus en plus amples et rapprochées à mesure que l'on s'approche de la fréquence de coupure (fig. 3.18). À partir de ces franges, on extrait un indice de groupe d'environ 40 sur une bande passante de 6 nm. On retrouve bien une courbe d'indice de groupe en plateau. Un désaccord est présent entre les méthodes PWE et FDTD, aussi bien en longueur d'onde qu'en indice de groupe obtenu. Cette différence s'explique tout d'abord

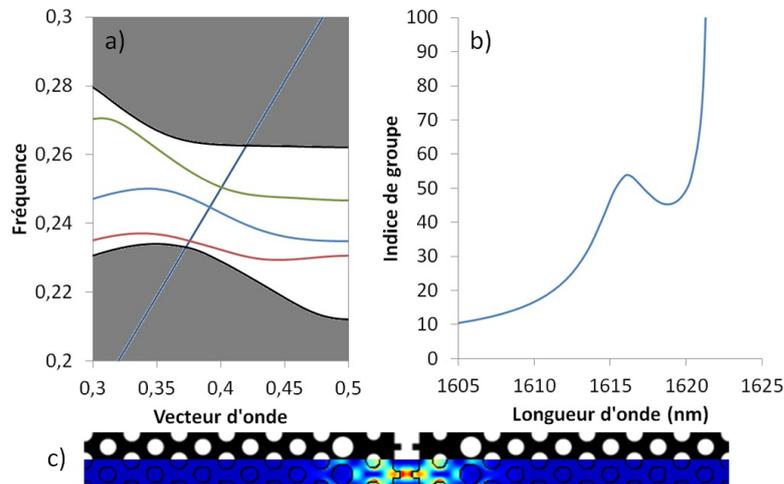


FIGURE 3.17: a) Diagramme de dispersion du CPCW. le mode "W1" est représenté en vert. b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde pour le mode "W1". c) Cartes de permittivité et de $\epsilon|\mathbf{E}|^2$ du mode "W1".

par des définitions différentes de la grille de calcul, puis de par la structure elle-même. Dans le premier cas, des modes de Bloch sont en effet calculés dans une super-cellule périodisée à l'infini, tandis que dans l'autre cas, les équations de Maxwell sont résolues récursivement dans une structure de longueur finie. On peut améliorer la convergence des deux méthodes en augmentant la résolution des deux maillages, mais cela se fait au prix d'une forte consommation de ressources de calcul.

Pour obtenir un meilleur accord avec la méthode expérimentale utilisée au cours de cette thèse pour caractériser les modes lents dans les cristaux photoniques, nous avons également voulu simuler un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) entier par FDTD. Ce MZI est constitué de deux bras formés par des guides rubans. La jonction en Y se fait en utilisant des virages à 90° avec un rayon de courbure de $5 \mu\text{m}$. Dans l'un des bras est inséré un CPCW conçu selon la procédure présentée plus haut et d'un design similaire à celui

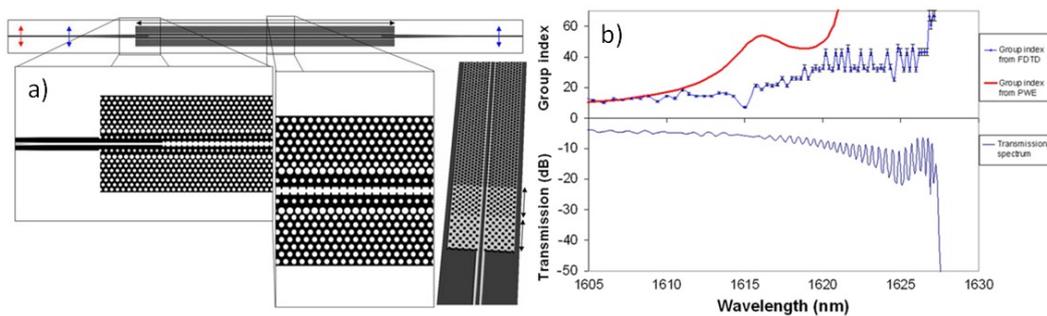


FIGURE 3.18: a) Cellule simulée par FDTD avec différentes vues détaillées. La source et les capteurs sont respectivement représentés en rouge et en bleu. b) Spectre de transmission calculé et indice de groupe correspondant. La courbe d'indice calculée par méthode PWE est représentée en rouge.

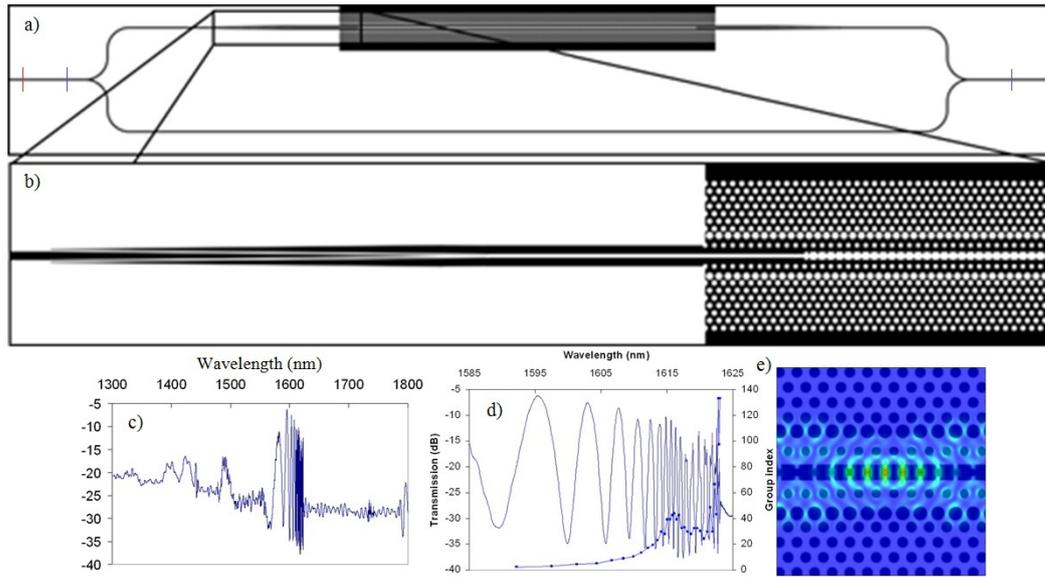


FIGURE 3.19: a) Représentation de la structure simulée avec la source (en rouge) et les capteurs (en bleu). b) Vue détaillée du *taper* d'entrée et de la partie centrale du CPCW. c) Diagramme de transmission de la structure. On observe des franges d'interférence très prononcées. d) Vue détaillée des franges d'interférence du MZI avec la courbe d'indice de groupe extraite présentant une bande plate caractéristique de l'ingénierie de dispersion. e) Profil de $\varepsilon |\mathbf{E}|^2$ dans le CPCW pour une source continue à $\lambda = 1621$ nm confirmant la localisation du champ observée par l'étude PWE.

étudié précédemment (fig. 3.17). La longueur totale de la cellule est cette fois $277,5 \mu\text{m}$. La source et les capteurs possèdent les mêmes caractéristiques que précédemment. Nous avons allongé le temps de simulation à $70000 a/c$, soit environ 90 ps, afin de pouvoir collecter un maximum de modes lents. Le spectre de transmission est représenté sur la fig. 3.19. On observe de très fortes franges d'interférence aux alentours de 1600 nm d'amplitude d'environ 30 dB indiquant un bon équilibre des niveaux de puissance dans chaque bras. Ces franges d'interférence permettent de remonter à un indice de groupe de 35 sur 7 nm. En excitant le CPCW avec une source continue à $\lambda = 1621$ nm, soit au milieu de la bande plate de la courbe d'indice, on observe le fort ralentissement dans le guide avec un profil de champ révélant la très forte localisation dans le champ, conformément à ce qui a été observé par la méthode des onde planes.

Cette étude numérique a servi de base aux designs qui ont été générés sur des masques. La caractérisation expérimentale de ce type de guide fera l'objet du prochain chapitre.

3.3 Nano-cavités à fente et à cristaux photoniques

Les cavités optiques sont une alternative aux guides à modes lents pour obtenir des structures à très fort confinement de la lumière, En dépit de leur très étroite largeur spectrale, leur très grand rapport Q/V est particulièrement intéressant pour l'optique non linéaire et le renforcement de l'émission de lumière, car il permet de fortement réduire la

puissance de seuil conduisant à l'apparition des effets désirés tout en induisant un confinement fortement sub-longueur d'onde dans un matériau de bas indice.

Nous avons vu dans le premier chapitre que les cavités à cristaux photoniques peuvent avoir des temps de vie pour les photons supérieurs à la nanoseconde, tout en confinant ceux-ci dans un volume inférieur à $((\lambda/n)^3)$. Cet effet est encore plus accentué dans les cavités à fente, où la discontinuité du champ électrique au niveau de la fente permet de réduire encore le volume modal.

Ayant observé un confinement accru du champ dans la fente en structurant celle-ci, il est apparu intéressant d'étudier ce type de fente dans des cavités à cristaux photoniques. La géométrie de fente présentée précédemment offre trois degrés de liberté supplémentaires pour modifier la dispersion, et ceux-ci peuvent être également utilisés pour réaliser une modulation locale de la fente pour introduire un état localisé dans la bande interdite. Dans la suite du chapitre, nous désignerons les cavités à cristaux photoniques à fente sous le terme SPCC (*Slotted Photonic Crystal Cavity*).

3.3.1 Description des structures

Nous pouvons distinguer les SPCC en deux catégories. La première regroupe les cavités formées par modulation du réseau de trous. Ces cavités ont été présentées dans le premier chapitre, notamment la cavité L3 fendue [106], la cavité A1 fendue [104] et la cavité à hétérostructure à fente [105], et sont représentées sur la fig. 3.20. L'autre type de cavités regroupe les cavités formées par modulation locale de la fente elle-même, comme proposé par exemple dans [110]. Les cavités étudiées au cours de cette thèse ont été simulées par FDTD 3D, sans prendre en compte les guides d'accès.

Nous avons tout d'abord étudié les SPCC de la première catégorie en prenant en compte les paramètres de design accessibles pour la lithographie électronique, c'est-à-dire que le déplacement d'un trou par rapport à sa position nominale doit nécessairement être un multiple de 5 nm afin de respecter le pas d'insolation du système de lithographie électronique nb4, comme expliqué dans le précédent chapitre. Ceci engendre des contraintes sur le design et, par exemple, impose pour la cavité de type A1 des décalages de trous de 15, 10 et 5nm, sans valeurs intermédiaires possibles. Néanmoins, le pas d'insolation pris en compte ici est suffisant pour obtenir de très haut facteurs de qualité par FDTD 3D (typiquement de l'ordre de 10^6).

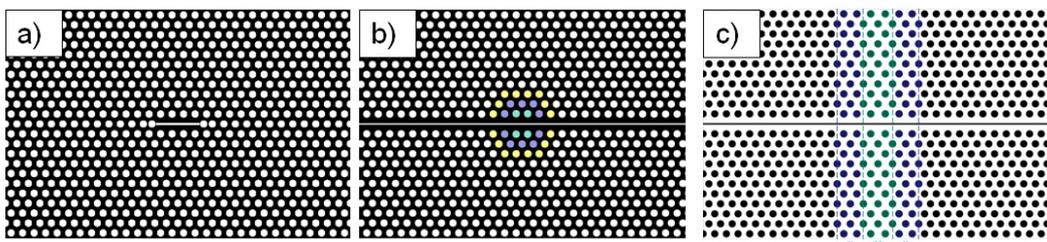


FIGURE 3.20: a) Cavité L3 à fente. b) Cavité à fente et à modulation du défaut linéique c) Cavité à fente et à hétérostructure.

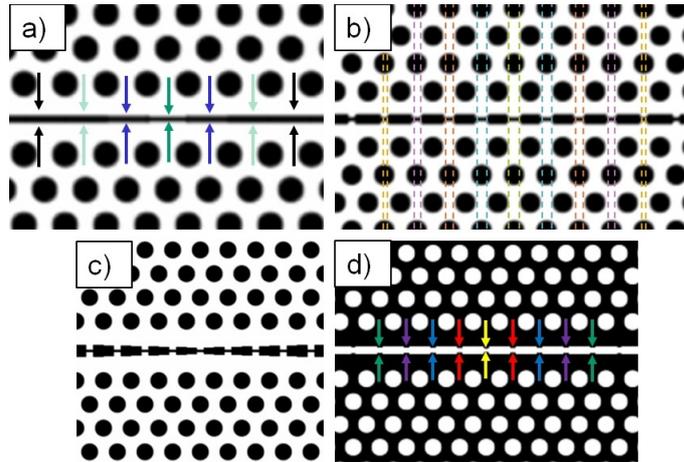


FIGURE 3.21: a) Cavité D1 à modulation de la largeur de la fente. b) Cavité D2 à modulation de L . c) Cavité D3 à modulation de $W_{slot} + dy$. d) Cavité D4 à modulation de W_{slot} .

Nous avons étudié quatre designs de cavités dans la deuxième catégorie de structures, soit une modulation locale de la fente (fig. 3.21). Le premier consiste en une cavité formée par une modulation graduelle de la largeur de la fente (fig. 3.21 a)) que nous appellerons D1. Nous avons vu précédemment que faire varier la largeur de la fente induit une très forte modulation des propriétés dispersives des modes guidés. Cela signifie que la moindre variation de largeur va être suffisante pour créer une barrière pour les photons par décalage de la longueur d'onde de coupure du mode. Les autres designs font appel à l'ingénierie de la fente présentée dans la partie précédente. Dans le design D2 (fig. 3.21 b)), la cavité est formée par modulation du rapport cyclique L , tandis que dans le design D3 (fig. 3.21 c)), la partie large de la fente, soit le paramètre dy , est modulée. Enfin, la partie large est fixe ($W_{slot} + dy$) et la partie étroite est modulée (W_{slot}) dans le design D4 (fig. 3.21 d)).

Les structures simulées l'ont été en considérant un cristal photonique en membrane de 220 nm d'épaisseur avec une période de 500 nm, mais moyennant une adaptation de la géométrie du cristal, les modes résonants sont similaires sur SOI avec remplissage par du liquide, en dépit d'une inévitable dégradation du facteur de qualité de ces cavités.

3.3.2 Etude numérique des cavités à fente

L'étude numérique des cavités avec MEEP s'effectue en quatre étapes :

- Une première simulation est effectuée avec une source large afin d'exciter l'ensemble des résonances de la structure en utilisant le module numérique *harminv*, développé par le MIT et adapté à la détection de résonances dans un signal complexe. Celle-ci permet de vérifier si des modes fortement résonants sont présents dans la cavité.
- Une deuxième simulation utilisant MEEP avec une source large bande placée près du centre de la cavité sert à obtenir le diagramme de transmission de la structure et vérifier que les résonances calculées par *harminv* sont bien situées dans la bande

interdite.

- Une troisième simulation est lancée avec *harminv* si le facteur de qualité renvoyé par *harminv* est supérieur à 10000. Dans ce cas, la largeur spectrale de la source est beaucoup plus étroite et la fréquence centrale de la source correspond à la fréquence de résonance. Cette simulation sert à affiner le calcul du facteur de qualité.
- Une dernière simulation est lancée sous MEEP avec la même source pour calculer le profil de champ du mode résonant afin de pouvoir obtenir le volume modal et le profil du champ E_y dans le plan de Fourier.

Il convient de noter que la résolution utilisée pour le calcul des résonances est problématique pour l'estimation du facteur de qualité des cavités. En effet, le changement de permittivité au niveau de la fente n'est pas discontinu mais interpolé par MEEP, ce qui engendre des erreurs, notamment lorsque la variation locale de la largeur de la fente est très faible (< 5 nm, soit $a/100$ pour une résolution de 25 nm par pixel). Cependant, une augmentation de la résolution requiert un temps de calcul prohibitif, car la détermination des résonances optiques de la cavité se fait en plusieurs étapes, chacune d'elles requérant une vingtaine d'heures de calcul.

3.3.2.1 Cavité L3 à fente

Une cavité L3 à fente consiste, comme son nom l'indique, en une fente insérée dans une cavité L3. De la même manière que pour son pendant sans fente, on change la réflectivité des miroirs de la cavité en déplaçant les trois trous adjacents à la cavité de manière équivalente à ce qui se fait pour les cavités L3. Le volume modal est en théorie jusqu'à 500 fois plus faible que dans une cavité L3 équivalente en raison du confinement du mode dans l'air. La fig. 3.22 montre que même avec une fente très étroite (< 50 nm), le champ reste très localisé dans la fente. Cependant, le facteur de qualité reste faible en raison de la terminaison abrupte de la fente au niveau des trous qui génère une mauvaise adaptation d'impédance sur les miroirs, et ne dépasse pas 2000, même en optimisant le déplacement des trous (avec $s_1 = 0, 2a$, $s_2 = 0, 025a$, $s_3 = 0, 2a$). On constate par ailleurs un grand nombre de composantes du champ présentes dans le cône de lumière (fig. 3.23). Une explication supplémentaire au faible facteur de qualité réside dans le fait que l'introduction d'une fente dans le défaut linéique fait monter les fréquences et les rapproche donc de la bande de l'air. Cela rend donc beaucoup plus probable un couplage entre le mode de la cavité et des modes de Bloch du cristal photonique environnant situés au-dessus de la ligne de lumière lors de la réflexion sur les miroirs.

On peut donc raisonnablement supposer que modifier le défaut linéique dans la cavité pour amener le mode au milieu de la bande interdite et s'assurer que les modes du guides à fente correspondant ne sont pas situés au-dessus de la lumière permet d'accroître le facteur de qualité. Ces suppositions ont été confirmées par le design de cavités L3 à triple fente avec des facteurs de qualité théoriques supérieurs à 60000, dans lesquelles le défaut linéique a été élargi à W1.35 [177].

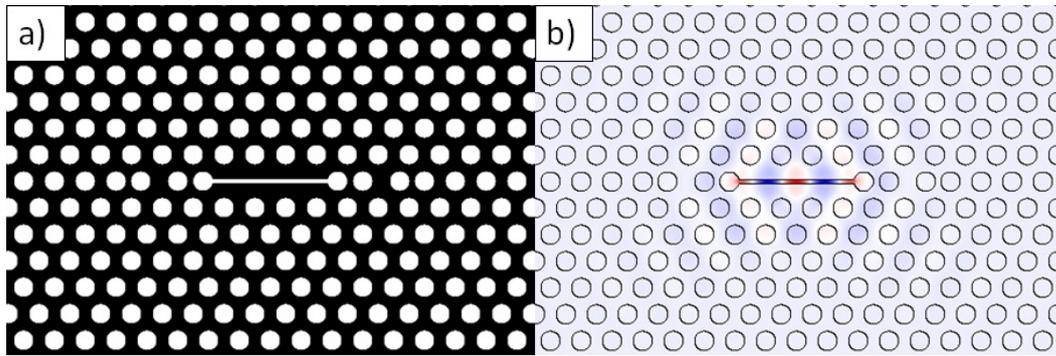


FIGURE 3.22: a) Profil E_y du mode résonant de la cavité L3 à fente dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x .

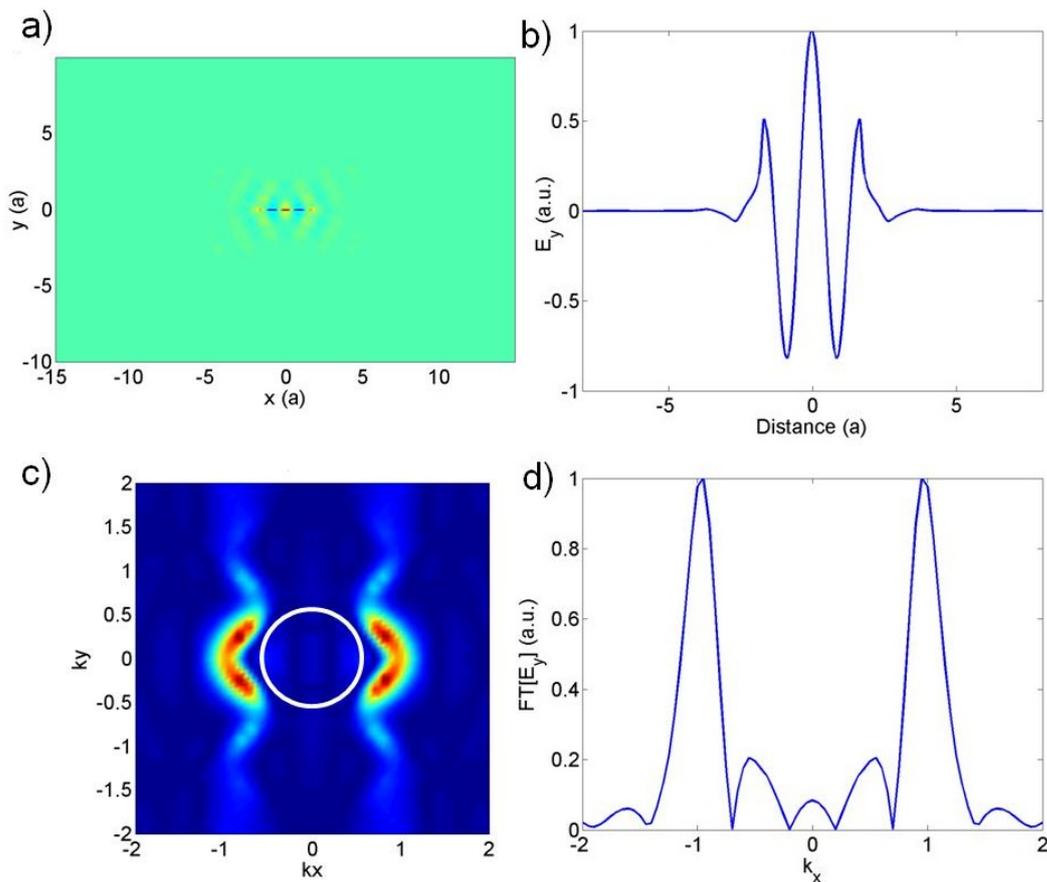


FIGURE 3.23: a) Profil E_y du mode résonant de la cavité L3 à fente dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

3.3.2.2 Cavité A1 à fente

Des facteurs de qualité théoriques supérieurs à 10^6 ont été calculés dans les cavités A1 à fente [104]. En considérant un décalage de trous de respectivement 5, 10 et 15 nm (fig. 3.24), nous obtenons un facteur de qualité d'environ 1400000 pour une fente $W_{slot} = 40$ nm. La fig. 3.25 confirme le très fort confinement du champ dans la fente ainsi que la très

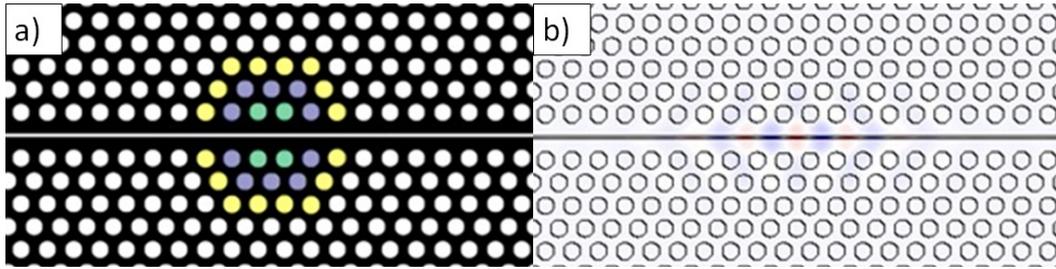


FIGURE 3.24: a) Schéma illustrant la géométrie de la cavité A1 à fente. Les trous sont respectivement décalés de 15 nm (en vert), 10 nm (en bleu) et 5 nm (en jaune). b) Profil E_y du mode résonant dans le plan $z = 0$.

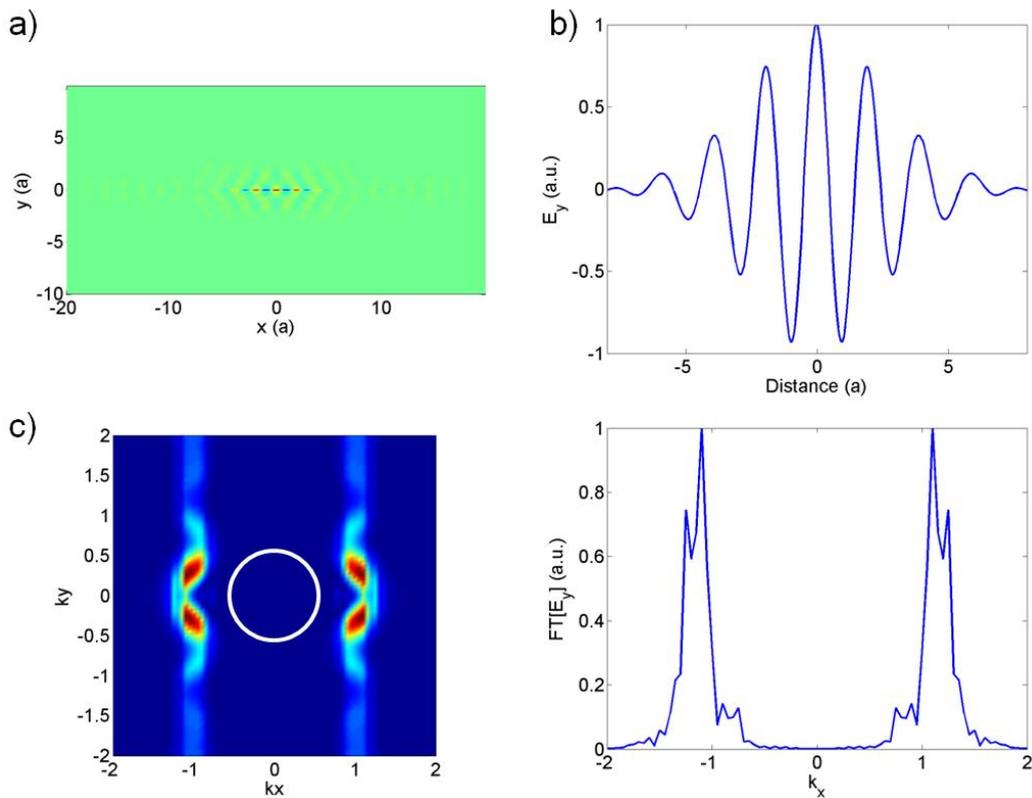


FIGURE 3.25: a) Profil E_y du mode résonant de la cavité A1 à fente dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

faible amplitude du champ dans le cône de lumière.

L'introduction des paramètres structurant la fente conserve les résonances optiques de la cavité A1, mais modifie la localisation du champ de la même manière que dans les guides

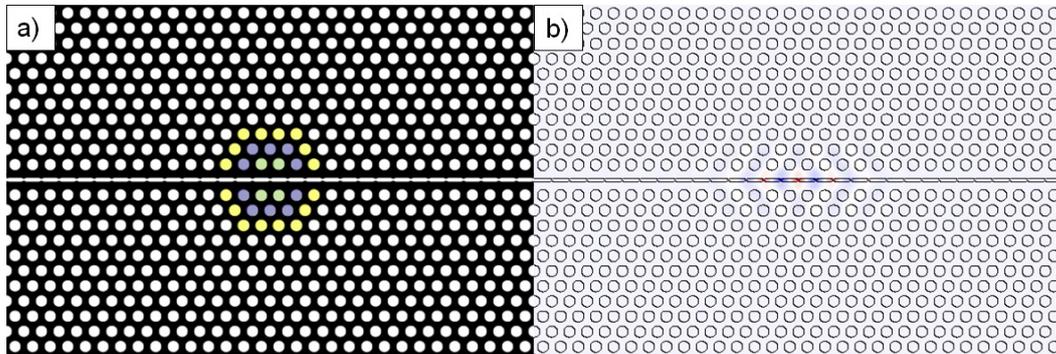


FIGURE 3.26: a) Schéma illustrant la géométrie de la cavité. Les trous sont respectivement décalés de 15 nm (en vert), 10 nm (en bleu) et 5 nm (en jaune). b) Profil E_y du mode fondamental de la cavité A1 à fente structurée en peigne dans le plan $z = 0$.

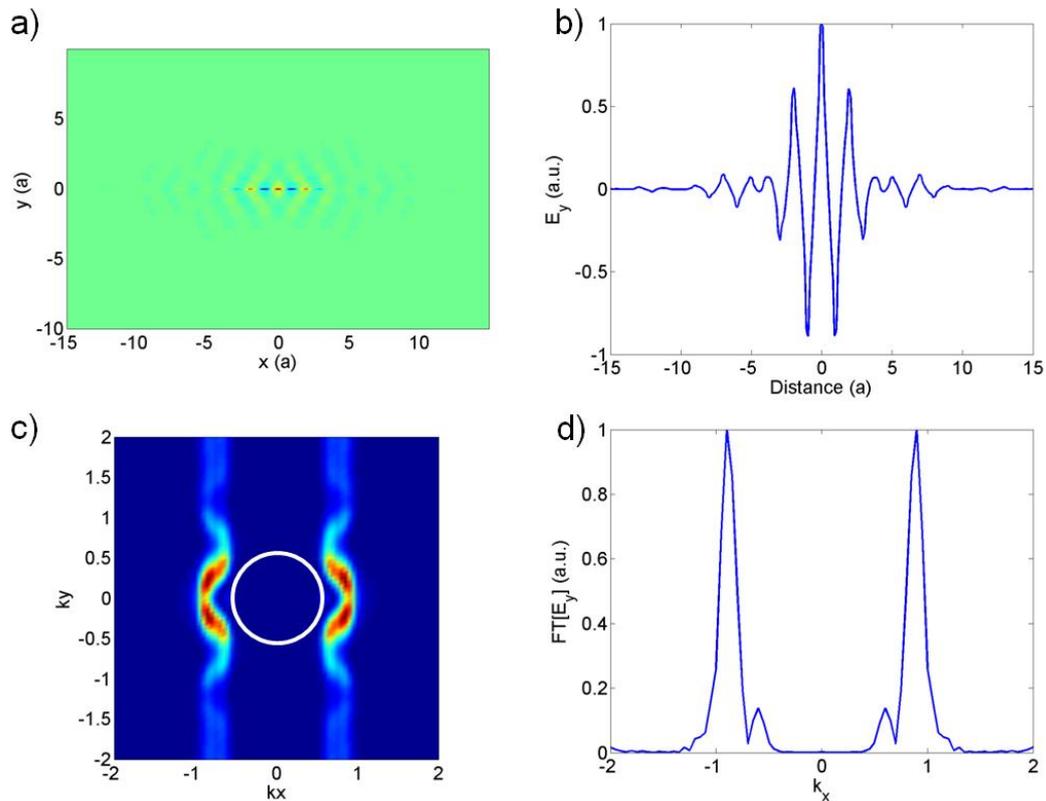


FIGURE 3.27: a) Profil E_y du mode résonant dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

(fig. 3.26).

Avec les paramètres suivants : $a = 500$ nm, $W_{slot} = 0,1a$ nm, $dx = 0,5$, $dy = 0,15a$, $L = 0,75a$, nous obtenons un facteur de qualité supérieur à $2 \cdot 10^6$ confirmé par l'absence de composantes radiatives dans le cône de lumière (fig. 3.27). Ce résultat montre qu'en dépit de la localisation accrue du champ électrique en raison de la géométrie de la fente, des facteurs de qualité du même ordre de grandeur que ceux obtenus pour une fente droite sont atteignables.

3.3.2.3 Cavité hétérostructure à fente

L'utilisation d'une hétérostructure formée par élongation longitudinale de la période du cristal photonique permet de créer un très fort confinement de la lumière, comme montré dans [79], car la très faible variation de période permet une très bonne adaptation d'impédance au niveau de miroirs. Cela reste valable pour un guide à fente (fig. 3.28), car une faible variation de période module localement la bande de manière identique.

En formant une multi-hétérostructure ($a_3 = 530$ nm, $a_2 = 520$ nm, $a_1 = 510$ nm et $a_0 = 500$ nm), le confinement graduel nous permet d'obtenir un facteur de qualité de $1,2 \cdot 10^6$ dans un SPCW dont la largeur de la fente vaut $W_{slot} = 40$ nm, ce qui rejoint le résultat obtenu par Safavi-Naeini *et al.* [109]. Le facteur de qualité pourrait être encore

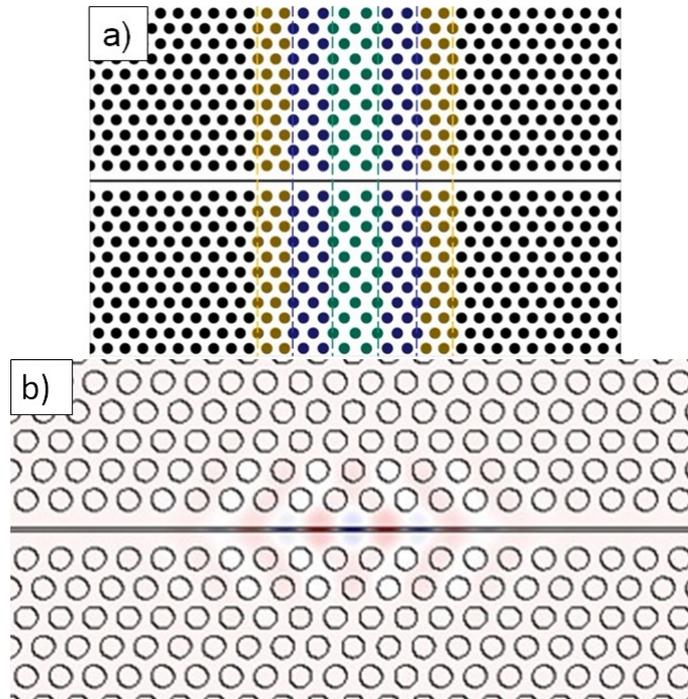


FIGURE 3.28: a) Schéma illustrant la géométrie de la cavité à fente et à hétérostructure. La période au niveau de la barrière est $a_0 = 500$ nm, et s'étire progressivement dans l'axe du guide à 510 nm (en jaune), 520 nm (en bleu) puis 530 nm (en vert) au centre de la cavité. L'élongation de la période est exagérée sur le schéma pour plus de clarté. b) Profil E_y du mode fondamental de la cavité fendue à hétérostructure dans le plan $z = 0$.

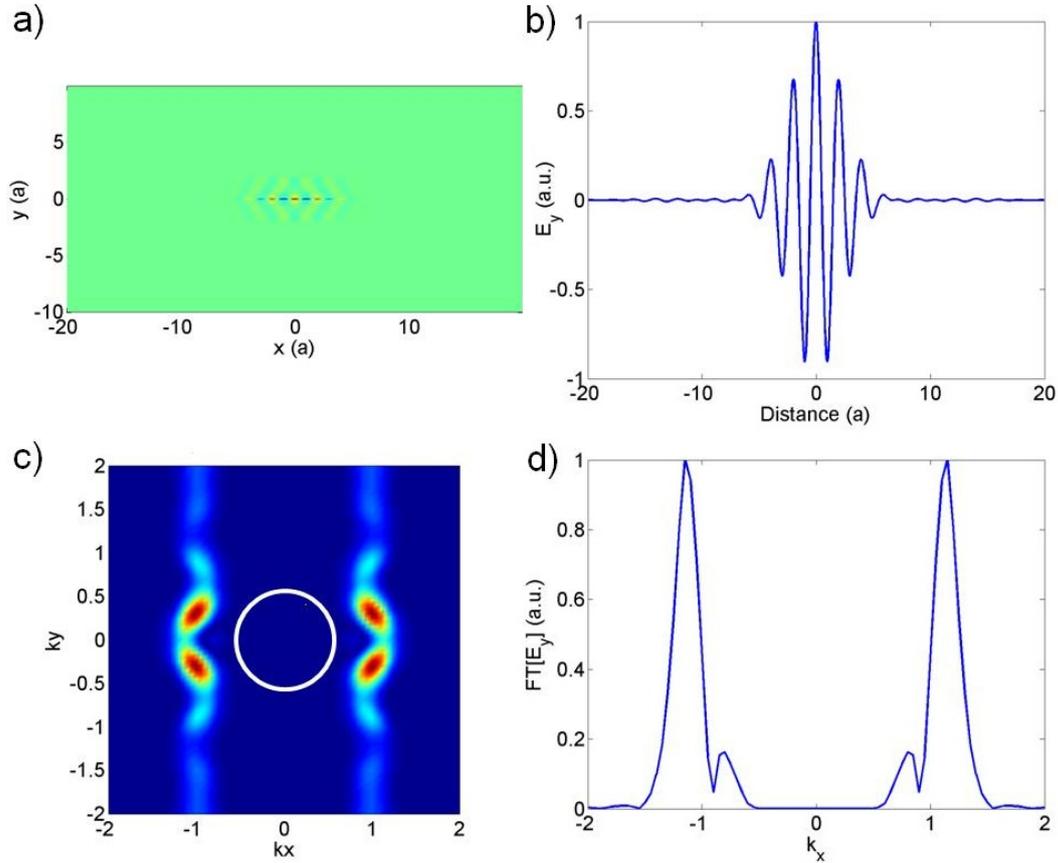


FIGURE 3.29: a) Profil E_y du mode résonant de la cavité à hétérostructure dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

amélioré en modulant la période de manière beaucoup plus graduelle, par exemple avec $\Delta a = 2$ nm. Cependant, une telle variation n'est pas accessible au système nb4.

3.3.2.4 Cavité D1

En raison du très fort effet dispersif dans les SPCW, il est aisé de former une SPCC en modulant localement la largeur de la fente. Dans le cas du mode "W1", on peut réaliser un puits de potentiel pour les photons en rétrécissant localement la fente (fig. 3.30). La fente a une largeur de 50 nm au centre et la largeur est incrémentée de 10 nm par période jusqu'à 90 nm au niveau de la barrière. La variation de largeur de la fente se fait en bord de période, là où l'amplitude de E_y est minimale, ce qui assure un minimum de perturbation du champ électrique. Pour maintenir la bande dans la bande interdite au niveau de la barrière, le défaut linéique est élargi à W1.15.

Le design choisi permet d'obtenir un facteur de qualité 95000, valeur plus faible que pour les designs précédents, mais qui montre la possibilité de réaliser un fort confinement des photons par modulation locale de la fente seule. Il est raisonnable de supposer aussi

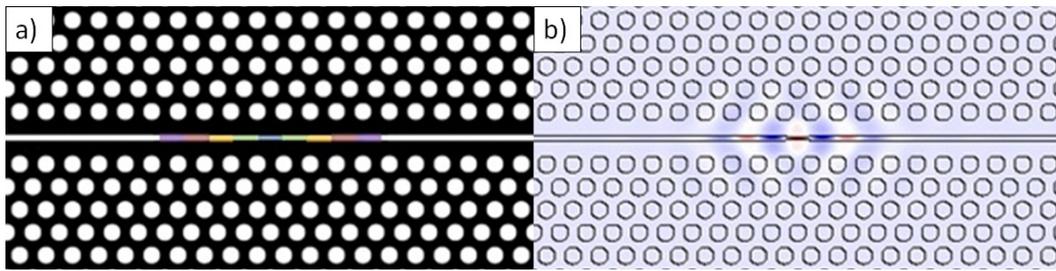


FIGURE 3.30: a) Schéma illustrant la géométrie de la cavité D1 pour le mode "W1". La fente se rétrécit de 10 nm par période jusqu'au centre de la cavité. b) Profil E_y du mode fondamental de la cavité D2 dans le plan $z = 0$.

qu'une variation plus graduelle de la largeur de la fente (par exemple $\Delta W_{slot} = 2$ nm) permettrait de réhausser le facteur de qualité en minimisant la perturbation du champ qu'elle induit.

Le même design peut être appliqué au mode "slot", en inversant la structure. Le confinement est effectué dans ce cas en élargissant localement la fente pour faire monter la bande,

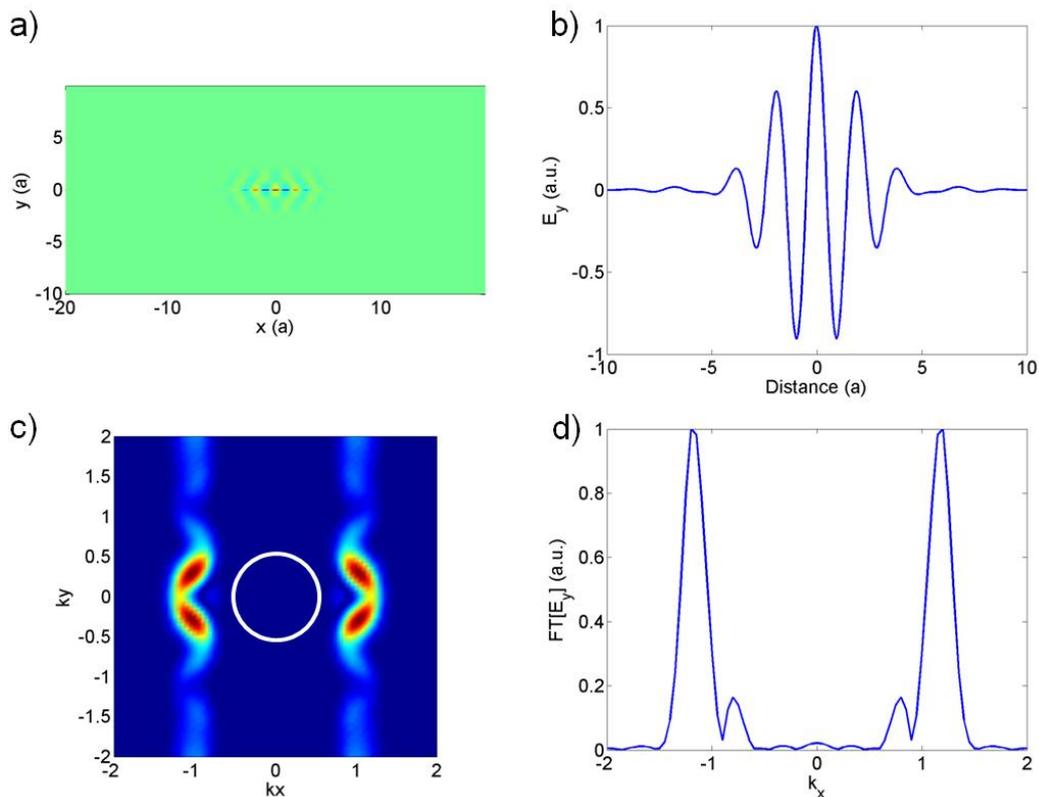


FIGURE 3.31: a) Profil E_y du mode résonant dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

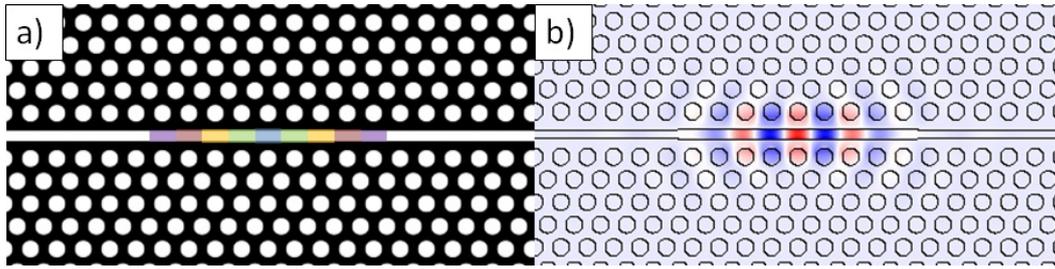


FIGURE 3.32: a) Schéma illustrant la géométrie de la cavité D1 pour le mode "slot". La fente s'élargit de 10 nm par période jusqu'au centre de la cavité. b) Profil E_y du mode fondamental de la cavité D2 dans le plan $z = 0$.

comme représenté sur la fig. 3.32. Il faut toutefois prendre soin de faire varier la fente là où l'amplitude du champ est minimale afin de minimiser la perturbation du champ, ce qui impose dans ce cas de moduler la fente entre les trous de la première rangée car le champ

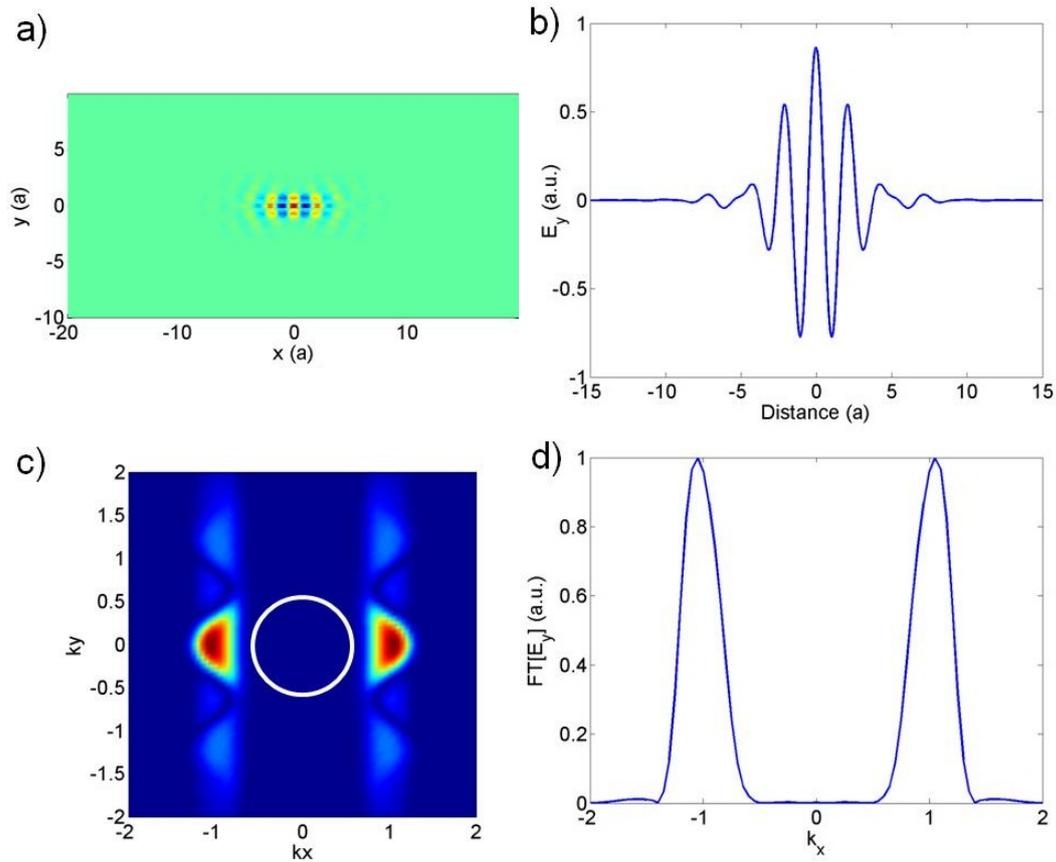


FIGURE 3.33: a) Profil E_y du mode résonant dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

s'aligne en face de ceux-ci. En réalisant une hétérostructure par élargissement graduel de la fente (4-8-12-16-20 nm), nous obtenons un facteur de qualité de 80000 calculé par *harminv*. La valeur élevée du facteur de qualité est confirmée par la très faible amplitude de la transformée de Fourier du champ électrique dans le cône de lumière (fig. 3.33). Etant donné que la largeur nominale de la fente vaut 200 nm, ce résultat montre que des facteurs de qualité élevés peuvent être obtenus indépendamment de la largeur de la fente.

L'impact de la variation de la largeur de la fente induite par le désordre sur la localisation de la lumière va être très grand en raison de la perturbation créée sur la structure de bandes locales. En effet, un $\Delta\sigma$ d'environ 2 nm sera suffisant pour créer des modes localisés très résonants.

3.3.2.5 Cavité D2

Le design de la cavité D2 exploite les trois degrés de liberté de la fente structurée, dx , dy et L . Il est basé sur une modulation locale du rapport cyclique de la fente (fig. 3.34). En effectuant une modulation graduelle de L , il est possible d'obtenir un fort confinement du champ avec une enveloppe du champ qui s'atténue progressivement dans les miroirs, tout en conservant la localisation de la lumière liée à la géométrie de la fente (fig. 3.35). Nous avons utilisé les paramètres suivants avec le mode "W1" : $W_{slot} = 0,1a$, $dy = 0,15a$, $dx = 0,5$, et L varie de $0,69a$ à $0,75a$ avec un pas de $0,02a$. Cette variation permet d'obtenir un facteur de qualité de 200000. Là encore, nous pouvons supposer qu'une variation beaucoup plus graduelle de L devrait permettre d'accroître le facteur de qualité.

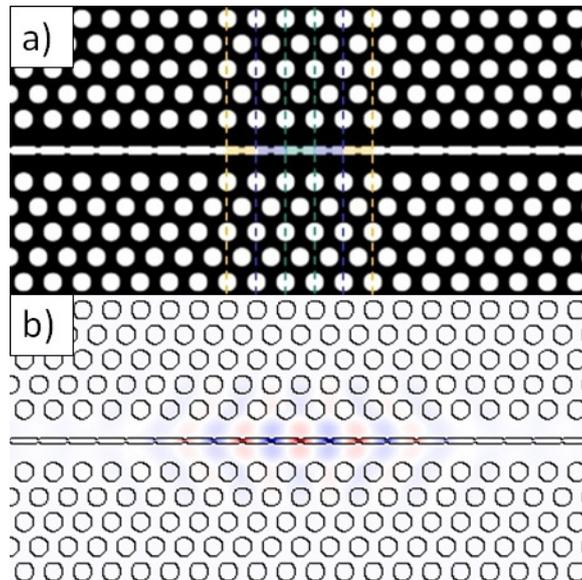


FIGURE 3.34: a) Schéma illustrant la géométrie de la cavité D2 pour le mode "W1". L vaut $0,69a$ au centre de la cavité, puis $0,71a$, $0,73a$ jusqu'à $0,75a$ au niveau de la barrière. b) Profil E_y du mode fondamental de la cavité D2 dans le plan $z = 0$.

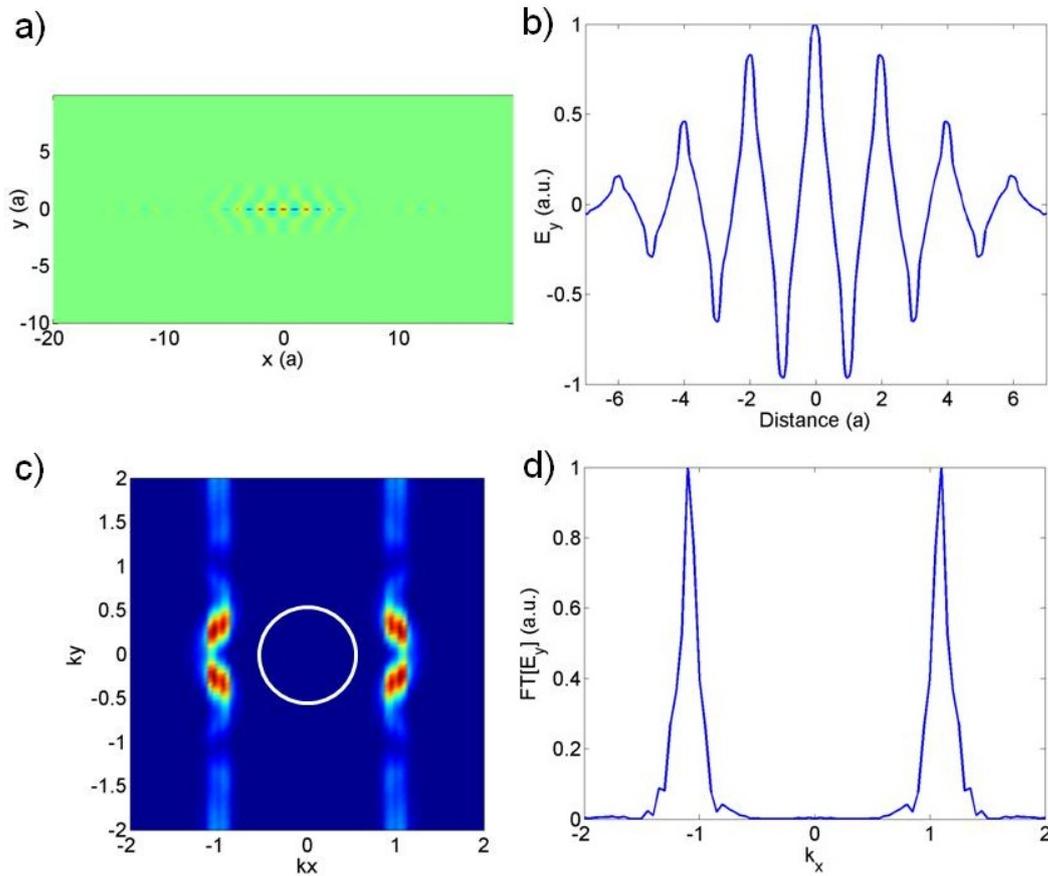


FIGURE 3.35: a) Profil E_y du mode résonant dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

3.3.2.6 Cavité D3

La cavité D3 possède un design alternatif également basé sur l'exploitation des trois degrés de liberté de la fente structurée. Il est basé sur une modulation locale du paramètre

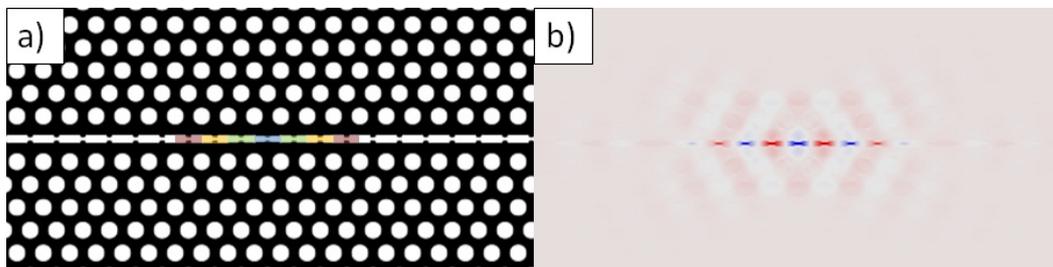


FIGURE 3.36: a) Schéma de principe de la cavité D3 implémenté sous MEEP. b) Profil E_y du mode fondamental de la cavité D3 dans le plan $z = 0$.

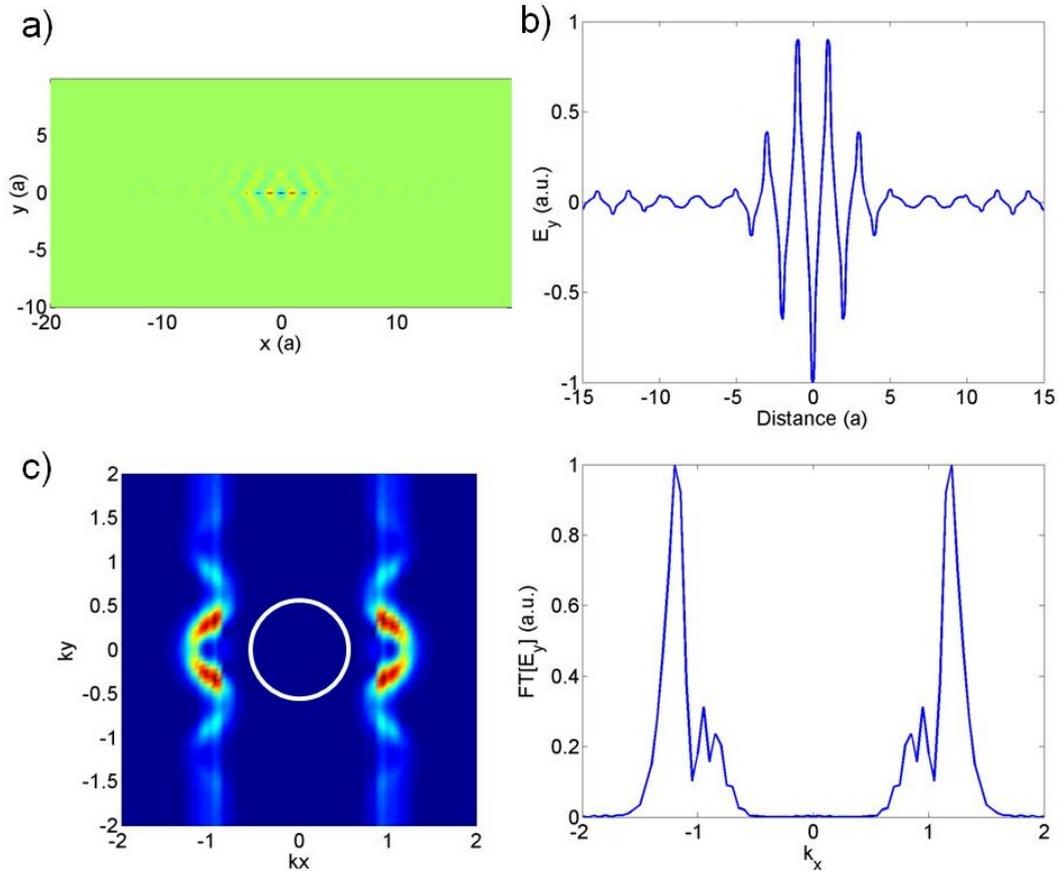


FIGURE 3.37: a) Profil E_y du mode résonant dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

dy décrivant la profondeur des sillons dans la fente (fig. 3.36). Une variation graduelle de dy sans modifier W_{slot} permet de former une cavité avec une faible perturbation du champ localisé dans la partie étroite. Le mode exploité dans ce cas étant le mode "W1", le piégeage des photons se fait par diminution de dy .

Le profil du champ dans la cavité semble indiquer que très peu de composantes radiatives sont présentes dans le cône de lumière. Cependant le champ électrique ne paraît pas ici amorti sur les miroirs de la cavité (fig. 3.37). Le facteur de qualité calculé par *harminv*, soit $Q = 1300$, est incohérent avec le profil de champ calculé par MEEP. Ce désaccord illustre la difficulté à modéliser par FDTD 3D des cavités à facteurs de qualité élevés avec des géométries nécessitant une résolution élevée.

3.3.2.7 Cavité D4

Les cavités D4 constituent le dernier design exploitant la structuration de la fente. Le design consiste à fixer $W_{slot} + dy$, puis à moduler localement la largeur de la fente dans

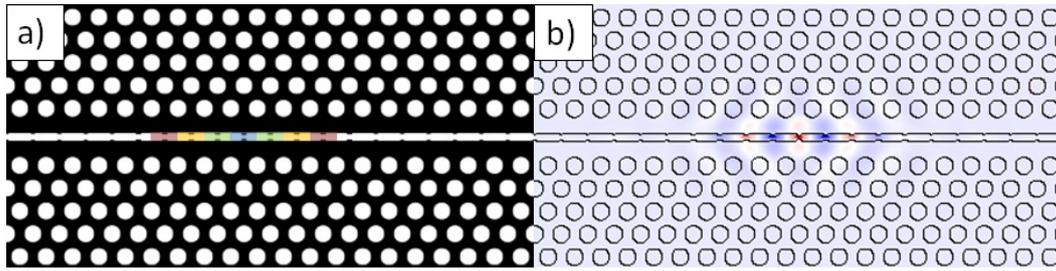


FIGURE 3.38: a) Schéma de principe de la cavité D4 implémenté sous MEEP. b) Profil E_y du mode fondamental de la cavité D4 dans le plan $z = 0$.

sa section étroite W_{slot} (fig. 3.38). Cette modulation permet d'obtenir un facteur de qualité d'environ 180000, avec un fort confinement du champ le long des plots de silicium (fig. 3.39).

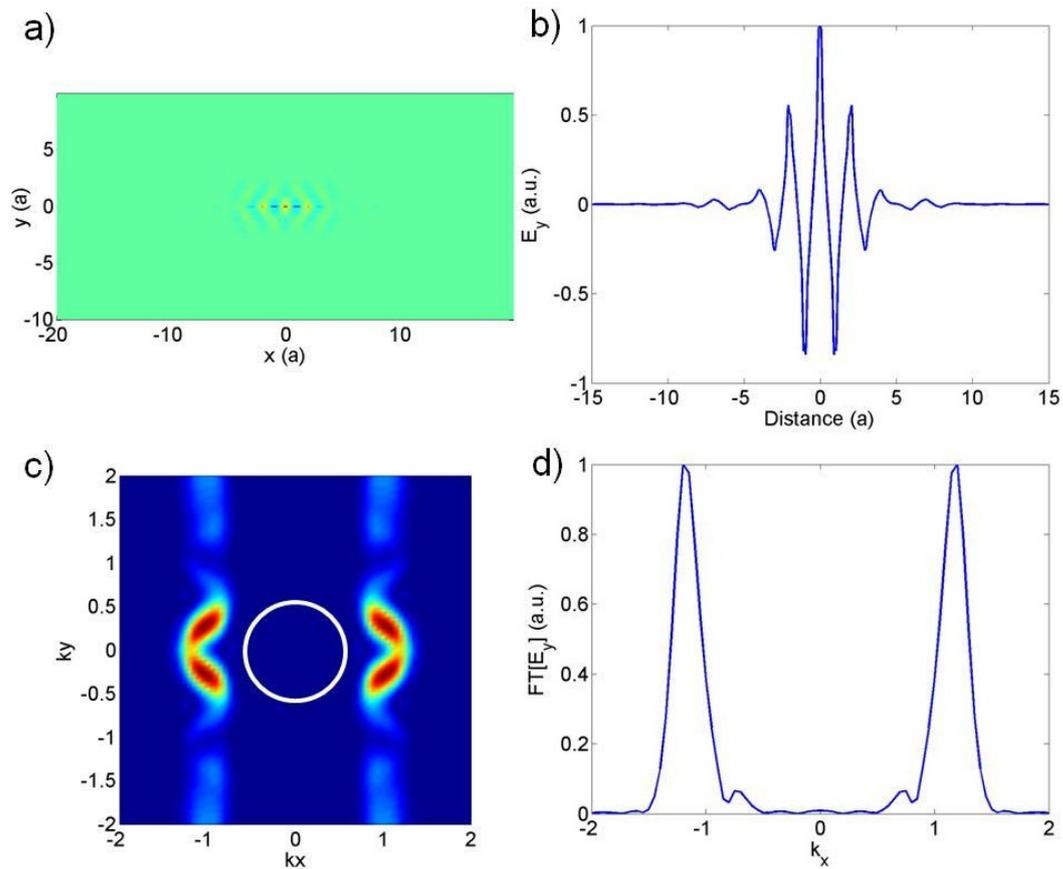


FIGURE 3.39: a) Profil E_y du mode résonant dans le plan $z = 0$. b) Profil E_y le long de l'axe x . c) Profil de E_y dans le plan de Fourier. Le cercle blanc représente le cône de lumière. d) Transformée de Fourier de E_y en fonction de k_x .

3.3.2.8 Étude du couplage vers une cavité à fente

Nous nous sommes également intéressés au couplage latéral entre une SPCC et un guide à cristal photonique. Pour des raisons de gain de temps, cette étude a été effectuée avec la méthode FDTD 2D en utilisant l'approximation de l'indice effectif. La cavité choisie est une cavité L3 à fente avec décalage des trous adjacents ($s_1 = 0,18a$, $s_2 = 0,025a$, $s_3 = 0,18a$). Le calcul de la cavité seule permet d'obtenir trois modes résonants, représentés sur la fig. 3.40, avec en vert le mode fondamental (et les modes d'ordres supérieurs en rouge et en bleu).

La courbe de transmission montre que la lumière se couple très faiblement dans la cavité, et que les trois modes possèdent des niveaux de transmission assez proches, très inférieurs à la transmission de la lumière hors de la bande interdite. Ce résultat suggère qu'exciter une SPCC depuis un guide W1 nuit à l'efficacité du couplage.

Dans le second cas (fig. 3.41), le guide W1 est remplacé par un SPCW dont les paramètres géométriques sont identiques à la SPCC (même largeurs de guide et de fente). Le diagramme de transmission montre alors que l'intensité du signal transmis est maximale lorsque la lumière est en résonance avec le mode fondamental de la SPCC (fig. 3.41 b)). La hauteur du pic associé au fondamental est dans ce cas bien supérieure à celles de autres modes ou du continuum. Il apparaît clairement qu'il est préférable d'exciter une SPCC

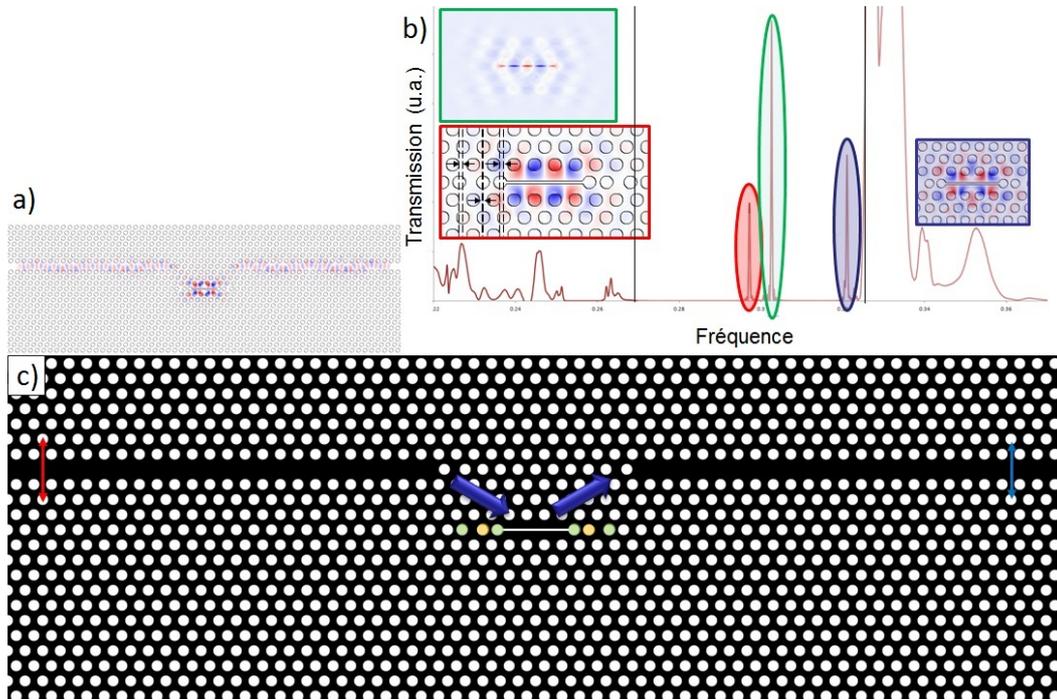


FIGURE 3.40: a) Profil de E_y montrant l'excitation de la cavité par cw à résonance depuis un guide W1. b) Diagramme de transmission avec mise en évidence des trois modes de la cavité. Inserts : profils de E_y pour chacun des trois modes, dont le fondamental (en vert). c) Schéma de couplage avec deux guides W1 interrompus en entrée et en sortie et la cavité au centre. La source et le capteur sont représentés en rouge et en bleu respectivement.

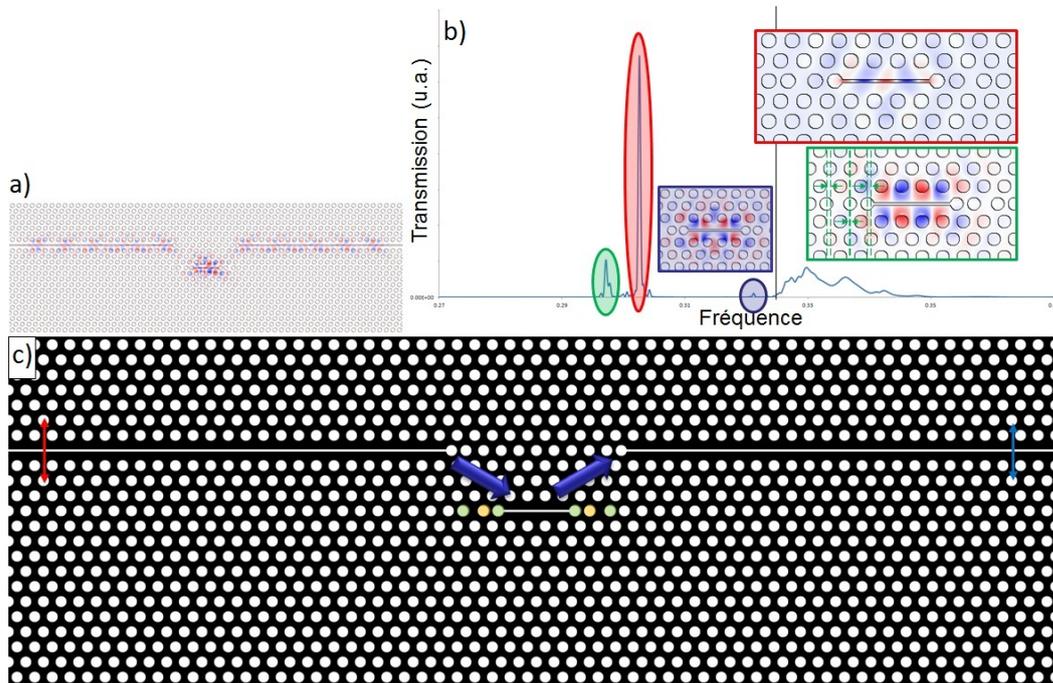


FIGURE 3.41: a) Profil de E_y montrant l'excitation de la cavité par cw à résonance depuis un SPCW. b) Diagramme de transmission avec mise en évidence des trois modes de la cavité. Inserts : profils de E_y pour chacun des trois modes, dont le fondamental (en rouge). c) Schéma de couplage avec deux SPCW interrompus en entrée et en sortie et la cavité au centre. La source et le capteur sont représentés en rouge et en bleu respectivement.

avec un SPCW, ce qui est prévisible de par leurs diagrammes de bande similaires.

Dans le dernier cas (fig. 3.42), la cavité est couplée latéralement à un SPCW. Le diagramme de transmission montre que le couplage entre le guide et la cavité est efficace, car la coupure du signal transmis à résonance est importante.

Cette étude montre qu'il est nécessaire d'exciter une SPCC par un guide à fente afin de maximiser le couplage, schéma qui sera employé dans l'étude expérimentale des cavités présentées dans le prochain chapitre.

3.3.2.9 Bilan de l'étude sur les cavités

Les principaux résultats obtenus sur les cavités à fente sont résumés dans le tableau ci-après :

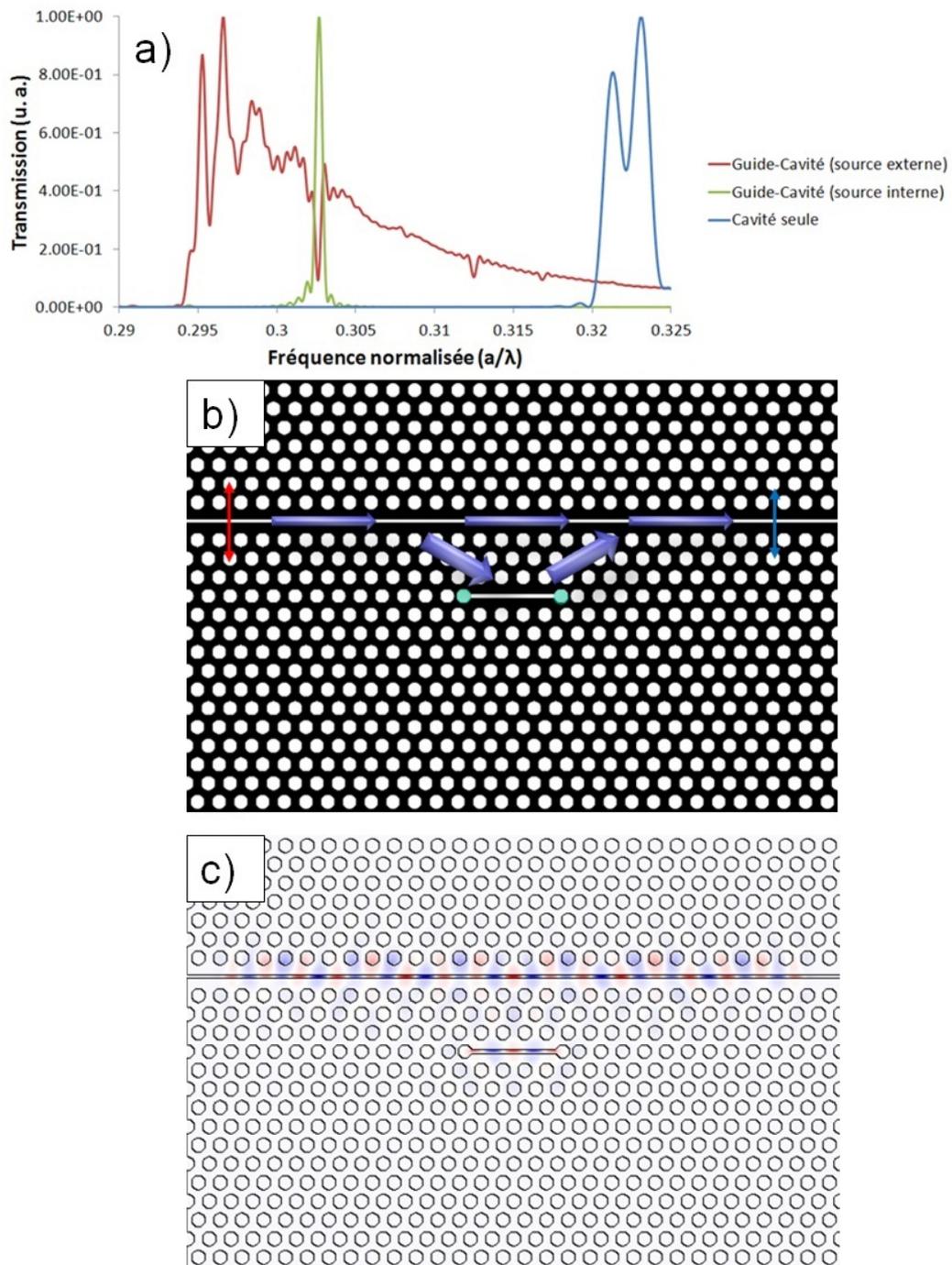


FIGURE 3.42: a) Diagrammes de transmission obtenus pour l'ensemble guide-cavité avec source placée dans le guide (en rouge), l'ensemble guide-cavité avec la source placée dans la cavité (en vert), et enfin la cavité seule (en bleu). b) Schéma de couplage de l'ensemble SPCW-SPCC avec source (en rouge) et capteur (en bleu). c) Profil de E_y montrant l'excitation de la cavité par cw à résonance depuis un SPCW.

Nom	Design employé	Facteur de qualité
L3	Trois trous manquants	1200
A1	Modulation locale de la largeur du guide	1400000
A1 CPCW	Modulation locale de la largeur du guide par décalage des trous	2000000
Hétérostructure	Modulation locale de la période du cristal photonique	1200000
D1 W1	Modulation locale de la largeur de la fente (rétrécissement)	95000
D1 Slot	Modulation locale de la largeur de la fente (élargissement)	80000
D2	Modulation locale du rapport cyclique de la fente L	200000
D3	Modulation locale de la profondeur des sillons dy	N.C.
D4	Modulation locale de la partie étroite de la fente W_{slot} , $W_{slot} + dy$ restant fixe	180000

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentés les résultats numériques d'ingénierie de cristaux photoniques à fente. Nous avons vu qu'il est possible de contrôler la dispersion d'un guide à cristal photonique fendu en structurant la fente. Une méthode d'ingénierie de dispersion basées sur la méthode des ondes planes en 2D puis en 3D a été proposée. Elle consiste à modifier le guide à cristal photonique afin de préparer la structuration de la fente permettant d'obtenir un indice de groupe constant sur une bande passante de quelques nanomètres.

Les SPCW possédant deux modes guidés à symétrie paire, il est possible d'appliquer cette procédure à ces modes de manière indépendante, selon le diagramme de bande. Il apparaît qu'en structurant la fente en peigne (CPCW), il est possible d'accroître la localisation du champ dans la fente entre les plots de silicium. Des structures avec des indices de groupe supérieurs à 40 sur des bandes passantes d'environ 5 nm ont été obtenues en considérant un remplissage par un polymère, tout en ayant des aires effectives non linéaires un ordre de grandeur inférieures à celles de guides W1.

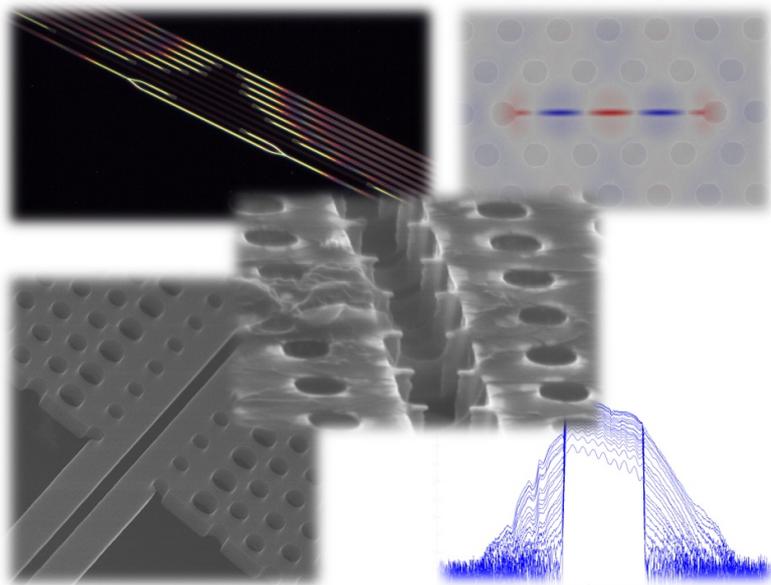
Les modalités de couplage entre un guide ruban et les modes lents des SPCW ont été étudiés par la méthode FDTD 2D. Un schéma de couplage à trois étages a permis d'obtenir une efficacité de couplage très satisfaisante. Dans un premier temps, le mode du guide ruban

d'entrée est converti en un mode de guide à fente, qui se couple ensuite aux modes rapides du SPCW, et enfin une zone de transition permet d'adapter les modes rapides vers les modes lents par élongation longitudinale de la période du cristal photonique. En insérant le CPCW dans un interféromètre de Mach-Zehnder ou en exploitant les résonances de cavités Fabry-Perot, les franges d'interférences permettent de retrouver le comportement d'ondes lentes ainsi que l'optimisation de la dispersion malgré un léger désaccord entre les logiciels numériques lié à des problèmes de maillage.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons également vu qu'il est possible de réaliser des cavités à fente avec des facteurs de qualité élevés, en modulant le défaut linéique ou la période des trous, mais aussi en modulant les paramètres de la fente elle-même, l'ensemble offrant une variété intéressante de designs. Enfin, le couplage entre un guide et une SPCC a montré que l'injection de la lumière dans une SPCC est maximisée lorsque le guide est lui aussi fendu.

La suite du manuscrit sera consacré à l'étude expérimentale des structures abordées dans ce chapitre.

Résultats expérimentaux



4.1 Introduction

CE CHAPITRE est dédié à l'étude expérimentale des structures photoniques à fente présentées dans le chapitre précédent. La première section porte sur l'étude des guides à ingénierie de la fente. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats de caractérisation linéaire obtenus sur ces guides et les mesures d'ondes lentes associées, obtenues par analyse des franges d'interférences dans des interféromètres de Mach-Zehnder puis par réflectométrie à faible cohérence. Nous étudierons l'impact des modifications de la fente sur la dispersion. Dans un second temps, nous nous intéresserons aux pertes de propagation dans les guides à cristaux photoniques à fente. Nous montrerons que ces pertes, obtenues dans des SPCW de différentes longueurs sur SOI, restent raisonnables si on les compare à celles de guides W1 dans la même configuration (notamment l'indice de groupe), ce qui rend ce type de structures tout à fait intégrables en photonique silicium.

Dans la deuxième section seront présentés des résultats de caractérisations non linéaires dans des guides à cristaux photoniques. L'étude porte sur la propagation d'impulsions picosecondes à spectre carré dans des SPCW. Les résultats obtenus montrent que les effets non linéaires générés dans le silicium sont limités, ce qui ouvre la voie à une photonique hybride s'affranchissant partiellement des pertes non linéaires du silicium.

La troisième partie de ce chapitre porte sur l'étude de cavités à cristaux photoniques à fente. Les facteurs de qualité mesurés pourront permettre à terme de réaliser un contrôle cohérent d'impulsions à partir de l'effet Kerr pur dans des SPCC (*Slot Photonic Crystal Cavities*) remplies par un matériau fortement non linéaire.

La dernière partie de ce chapitre présentera certaines perspectives de l'étude des cristaux photoniques à fente. Des résultats préliminaires sur des cristaux photoniques entièrement suspendus serviront de base pour la réalisation de cavités optomécaniques à fente structurée. Les cavités à fente optimisées à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ permettront de renforcer l'émission spontanée de nanotubes de carbone. Les résultats préliminaires ainsi que les premiers tests de remplissage pourraient servir de point de départ à la réalisation future de nano-lasers à base de nanotubes de carbone semiconducteurs.

4.2 Caractérisation des guides à cristaux photoniques à fente

4.2.1 Premiers résultats

Les premiers échantillons fabriqués à l'IEF ont été tout d'abord caractérisés en configuration air-SOI. Les premières structures étudiées étaient constituées de :

- Guides d'accès de $3 \mu\text{m}$ de large se rétrécissant vers des guides de 400 nm de large *via* un *taper* de $100 \mu\text{m}$ de long.
- Deux virages de $100 \mu\text{m}$ de rayon de courbure permettant un déport des entrées et des sorties afin de pouvoir aisément imager le mode du guide sur la caméra IR.
- Guides à cristal photonique W1 et SPCW avec tapers d'entrée/sortie de $20 \mu\text{m}$ de long.

Ces premières structures ont tout d'abord été caractérisées dans l'air. On observe sur le diagramme de transmission des oscillations près du bord de bande (fig. 4.1), ainsi qu'une

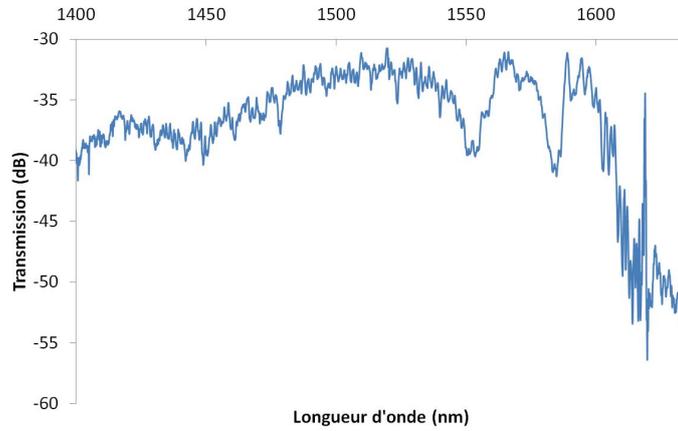


FIGURE 4.1: Diagramme de transmission d'un guide à cristal photonique W1 en configuration air-SOI.

résonance en transmission. Cette courbe de transmission est due à un couplage entre les modes TE/TM qui induit une conversion de polarisation en raison de l'asymétrie de la structure, et ce couplage est d'autant plus fort que l'indice de groupe est élevé, comme constaté dans la ref. [178].

Ce résultat nous a alors incité à chercher à symétriser le confinement vertical. Afin de conserver une compatibilité avec les procédés CMOS et faciliter une intégration future, nous avons fait le choix de déposer un liquide de la marque *Cargille* dont l'indice de réfraction est de 1,46. Après dépôt, la transmission des guides s'est trouvée grandement améliorée et nous a permis alors de caractériser des ondes lentes dans un guide W1. Cependant, il s'est avéré que l'amplitude des franges d'interférences était relativement limitée (< 10 dB) et que les tapers d'entrée/sortie étaient beaucoup trop courts. Ces premières observations ont conduit à l'optimisation des procédés de fabrication, notamment une optimisation du temps de gravure, les premiers échantillons étant surgravés, puis une amélioration des masques en tenant compte des spécificités du système de lithographie électronique nb4. Les améliorations d'ordre technologique ont été décrites dans le chapitre 2. Afin d'optimiser le filtrage des modes d'ordre supérieur présents dans les guides de 3 μm de large, nous avons allongé les *tapers* à 800 μm de long, ce qui garantit une conversion quasi-optimale.

Toutes ces optimisations ont conduit à un accroissement de l'amplitude des franges d'interférence dans les MZI (> 15 dB), signe d'un meilleur équilibrage des niveaux de transmission, ce qui permet de remonter à des indices de groupe élevés ($n_g > 40$). Le MZI dont la figure d'interférences est représentée sur la fig. 4.2 contient un guide ruban de 400 nm dans le bras de référence et un guide W1 de 82 μm dans le bras de mesure. Il est formé par deux jonctions en Y constituées de 2 virages successifs de rayon de courbure $R = 180 \mu\text{m}$ et d'angle de 15 degrés. Nous rappelons que l'indice de groupe est extrait par la relation :

$$n_g^{sig} = n_g^{ref} + \frac{\lambda_{min}\lambda_{max}}{2L(\lambda_{max} - \lambda_{min})} \quad (4.1)$$

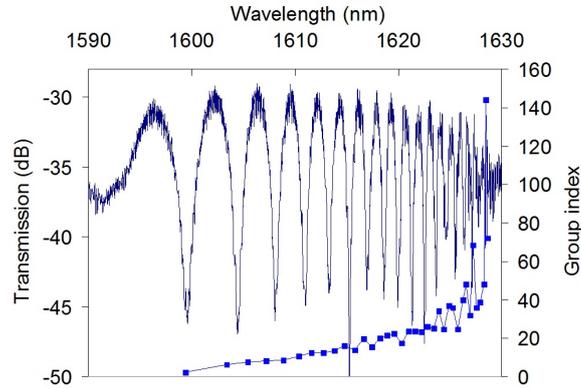


FIGURE 4.2: Diagramme de transmission d'un MZI contenant un guide W1.

À l'instar des guides étudiés par FDTD, le guide W1 contient des adaptateurs pour modes lents. La fig. 4.3 illustre l'effet de ces adaptateurs : à basse longueur d'onde, le niveau de transmission est similaire dans les deux guides, puis à mesure que l'on s'approche de la bande interdite, la transmission décroît progressivement pour le guide sans adaptateur, tandis qu'elle reste constante dans toute la bande passante avant de chuter brutalement dans l'autre cas. On constate également un léger décalage du bord de bande interdite en raison de la courte longueur du cristal photonique (ici $100\ \mu\text{m}$). Notons aussi que l'effet de bande interdite est très fort, la transmission étant atténuée de plus de 35 dB entre la bande passante et la bande interdite, soit d'un facteur supérieur à 3000. L'amplitude des franges est supérieure à 15 dB dans toute la bande passante du guide W1 jusqu'à $n_g > 30$. Près du bord de bande interdite, l'amplitude des franges chute drastiquement jusqu'à ce qu'elles se noient dans les franges du résonateur de Fabry-Perot constitué par les facettes de l'échantillon. Des indices de groupe supérieurs à 100 sont extraits après filtrage de ces franges. Cependant, l'amplitude des franges correspondantes est très faible et en pratique, seuls les

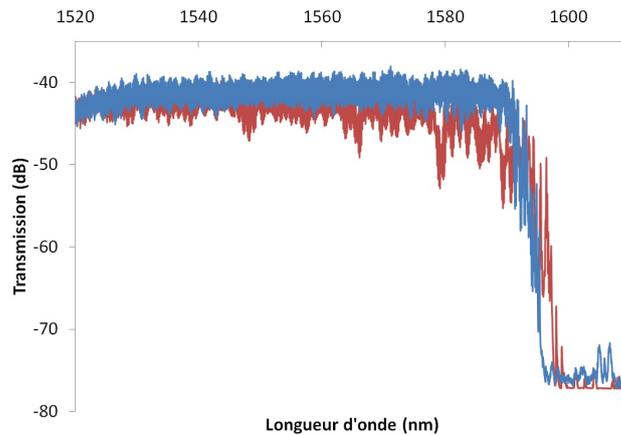


FIGURE 4.3: Diagramme de transmission d'un CPCW de $100\ \mu\text{m}$ de long avec adaptateur de modes lents (en bleu) et sans (en rouge).

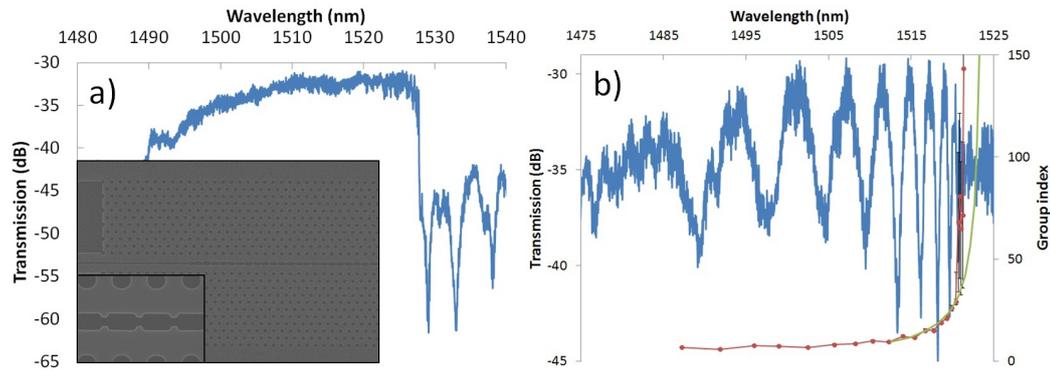


FIGURE 4.4: a) Courbe de transmission du CPCW seul. Inserts : images MEB du CPCW. b) Courbe de transmission du MZI contenant le CPCW (en bleu) avec indice de groupe correspondant (en rouge) et indice de groupe calculé par MPB 3D [179].

indices de groupe inférieurs à 50 correspondent à un signal cohérent en raison du désordre. Cela veut dire qu'au-delà de ces indices de groupe, une impulsion se propageant dans le guide est tellement déformée temporellement par le désordre qu'elle ne transporte plus d'information.

Nous avons inséré un CPCW dans le même type de MZI afin de mesurer expérimentalement des ondes lentes. Le CPCW possède les paramètres suivants : $W_{1.4} = 1,4\sqrt{3}a = 970$ nm, $a = 400$ nm, $W_2 = W_3 = 345$ nm, $r = 112,5$ nm, $W_{slot} = 100$ nm, $dy = 100$ nm, $L = 280$ nm, $dx = 0,5$, ainsi qu'une longueur de $100\ \mu\text{m}$ en incluant les zones de transitions (fig. 4.4). Ce MZI possède des franges d'interférences de même amplitude que le MZI précédent contenant un guide W_1 . À plus courtes longueurs d'onde, l'amplitude des franges est réduite en raison du guidage au-dessus de la ligne de lumière. Les franges se rétrécissent brutalement lorsque n_g excède 30. Des indices de groupe plus élevés sont extraits après filtrage mais correspondent à des modes localisés. Ce résultat constitue la première d'ondes lentes mesure dans un CPCW et a fait l'objet d'une publication dans *Optics Letters* [179].

4.2.2 Lumière lente dans les guides cristaux à photoniques fendus

4.2.2.1 Caractérisation par MZI

Les améliorations apportées au design des masques et à la fabrication ont permis d'accroître notablement la transmission dans les guides, ce qui s'est traduit notamment dans l'amplitude des franges d'interférence. Dans le SPCW dont les résultats sont représentés sur la fig. 4.5, les franges d'interférence du MZI ont une amplitude supérieure à 20 dB, ce qui montre un très bon équilibre des niveaux de transmission entre le guide ruban et le cristal photonique photonique à fente. De plus, le niveau de transmission quasiment constant sur toute la bande passante (~ 60 nm) du guide montre que les pertes de propagation sont relativement faibles pour des indices de groupe modérés (< 20), et ce pour des longueurs d'onde situées dans la fenêtre des télécommunications. Les propriétés du SPCW sont les suivantes : $a = 400$ nm, $W_{1.4} = 970$ nm, $W_2 = W_3 = 0,5\sqrt{3}a = 345$ nm, $r = 105$

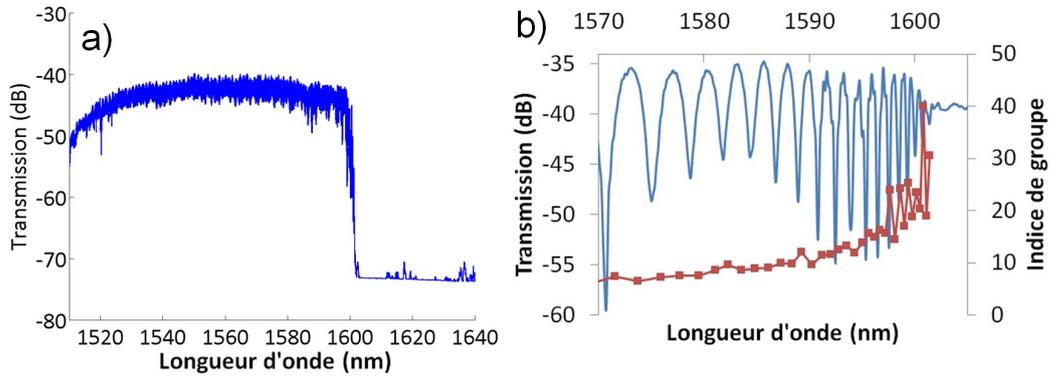


FIGURE 4.5: a) Diagramme de transmission d'un SPCW de 200 μm . b) Diagramme de transmission après filtrage des résonances FP liées à l'échantillon d'un MZI contenant le même SPCW et indice de groupe correspondant.

nm, $W_{slot} = 110$ nm, pour une longueur de guide de 200 μm . Le MZI permet de remonter à des indices de groupe supérieurs à 30, ce qui représente un facteur de ralentissement $S = n_g/n_{liquide} \sim 20$.

Nous observons un comportement similaire dans les CPCW. On pourrait s'attendre à une augmentation drastique des pertes de propagation dans des guides à fente structurée en raison de la localisation accrue du champ dans la fente. Cependant, la fig. 4.6 montre un le spectre d'un MZI contenant un CPCW dont les franges d'interférences sont d'amplitudes supérieures par endroits à 25 dB. **Cette mesure effectuée dans un CPCW de 200 μm de long montre que les pertes en régime rapide sont similaires à celle d'un guide à fente droite.** La mesure avec le MZI permet de remonter jusqu'à un indice de groupe de 30. On constate néanmoins que l'amplitude des franges diminue rapidement pour des indices de groupe supérieurs à 15, mais reste tout de même de l'ordre de 10 dB. Le facteur de ralentissement est supérieur à 7 sur une bande passante d'environ 10 nm. Le CPCW

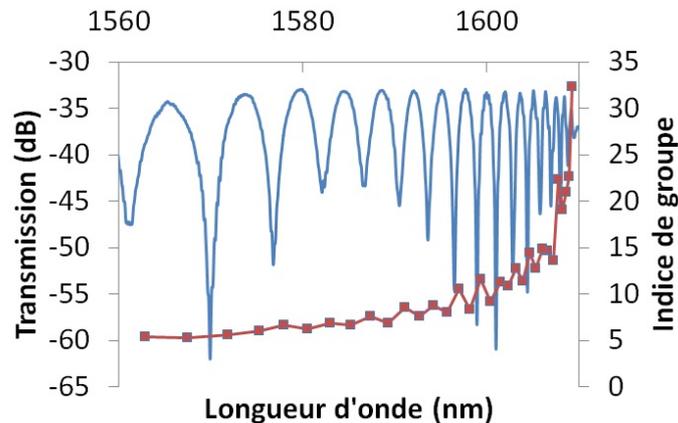


FIGURE 4.6: a) Diagramme de transmission après filtrage des résonances FP liées à l'échantillon d'un MZI contenant un CPCW et indice de groupe correspondant.

présenté sur la fig. 4.6 possède les paramètres suivants : $a = 420$ nm, $W_{1.4} = 1020$ nm, $W_2 = W_3 = 0,5\sqrt{3}a = 365$ nm, $r = 125$ nm, $W_{slot} = 110$ nm, $dx = 0,5$, $dy = 50$ nm, $L = 380$ nm.

La mesure d'ondes lentes est établie grâce à l'utilisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder intégré. Cependant, il est plus aisé de pouvoir caractériser directement la vitesse de groupe dans un guide donné, ce qui réduit les écarts de fabrication et l'obligation de mettre un grand nombre de MZI sur les masques. Nous verrons dans le paragraphe suivant que la caractérisation par méthode OLCR permet de répondre à ce besoin.

4.2.2.2 Caractérisation par méthode OLCR

Divers échantillons ont été caractérisés par la méthode de réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) sur le banc de mesure de Thales-TRT au sein de l'équipe d'Alfredo de Rossi. Le principe de la méthode OLCR a été décrit dans le deuxième chapitre, et est basée sur l'utilisation d'un interféromètre de Michelson. L'intérêt de cette mesure pour nos structures réside dans la possibilité de collecter la lumière rétrodiffusée en régime de localisation et de mesurer directement l'indice de groupe, ce qui permet aussi de mesurer l'atténuation en transmission en fonction de l'indice de groupe. La source accordable étant pilotée par un amplificateur *lock-in*, et la lumière étant injectée puis collectée par des fibres micro-lentillées en entrée/sortie, le banc de caractérisation permet de réaliser des mesures avec une très grande dynamique. La plage de longueurs d'onde accessibles (1510-1630 nm) a cependant nécessité de positionner la fréquence de coupure des cristaux photoniques dans cette gamme.

Nous avons tout d'abord commencé par la caractérisation d'un guide ruban qui sert de référence pour le calcul de l'indice de groupe dans les cristaux photoniques. La cartographie retard/longueur d'onde permet d'imager tous les modes se propageant dans le guide. La fig. 4.7 montre qu'en plus du mode fondamental TE, deux modes TM sont guidés, bien que leurs intensités respectives soient très faibles devant celle du mode. Ce guidage

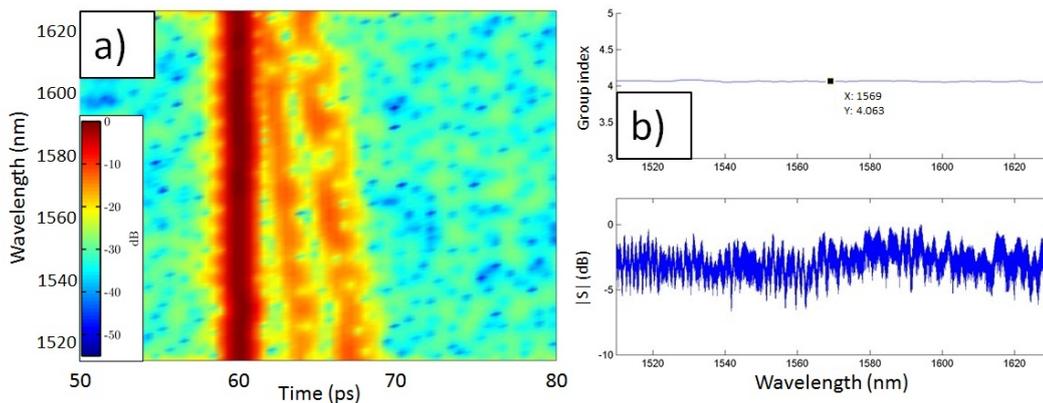


FIGURE 4.7: a) Cartographie retard/longueur d'onde d'un guide ruban. Le mode le plus intense est polarisé TE. b) En haut : indice de groupe extrait à partir du retard. En bas : diagramme de transmission correspondant.

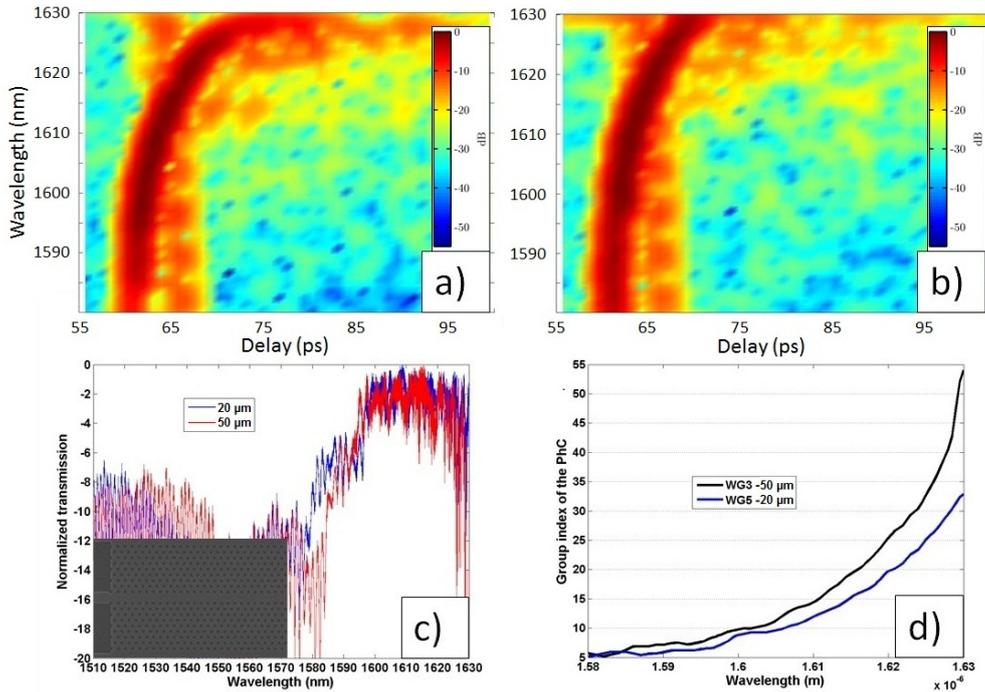


FIGURE 4.8: a) Cartographie retard/longueur d'onde d'un guide W1 avec taper d'entrée de 50 μm de long. b) Cartographie retard/longueur d'onde d'un guide W1 avec taper d'entrée de 20 μm de long. c) Diagramme de transmission des deux guides. d) Indices de groupe extraits à partir du temps de groupe.

provient du fait que la lumière n'est pas injectée par une fibre à maintien de polarisation. L'indice de groupe mesuré dans le guide est d'environ 4 sur tout le spectre, valeur cohérente avec celle calculée par solveur de modes.

Nous avons par la suite caractérisé les guides W1 de 82 μm de long présentés précédemment et dont l'indice de groupe a été mesuré dans un MZI (fig. 4.2). L'un des guides W1 a un *taper* d'entrée de 50 μm de long, 20 μm pour l'autre. Bien qu'ils soient identiques, leurs fréquences de coupure diffèrent de quelques nanomètres, probablement en raison de variations issues d'imperfections de fabrication. Leurs niveaux de transmission sont très proches, mais celui ayant un taper de 50 μm de long voit sa fréquence de coupure excéder la plage de caractérisation du laser. De fait, l'indice de groupe mesuré reste inférieur à 30, tandis qu'il est supérieur à 50 pour le premier guide W1. Dans chaque cas, on observe un mode TM qui se propage également dans les guides. Cette mesure permet donc d'estimer les indices de groupe raisonnablement atteignables dans les guides à cristaux photoniques.

Des guides à cristaux photoniques fendus ont également été caractérisés par la méthode OLCR. Quatre guides de différentes longueurs (100, 200, 300 et 500 μm) ont été mesurés afin de mesurer l'indice de groupe par une méthode complémentaire et observer les effets du désordre dans ce type de guide. On constate que sur les derniers guides, la diffusion, qui se traduit par un étalement temporel de l'intensité collectée, devient importante. Cela indique que les pertes en régime de localisation sont importantes dans les SPCW, mais on

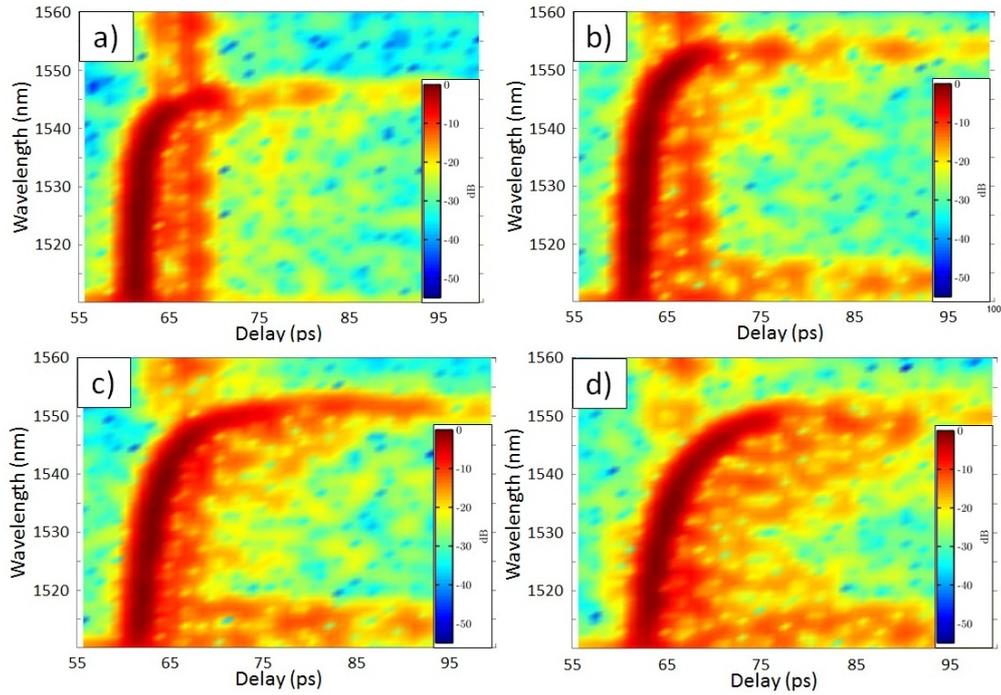


FIGURE 4.9: a) Cartographies retard/longueur d’onde de guides SPCW de : a) 100 μm de long, b) 200 μm de long, c) 300 μm de long, et d) 500 μm de long.

ne peut discriminer sur cette courbe l’impact des erreurs de raccord de champ (*stitching errors*) de celui dû au désordre issu de la rugosité. Des modes TM se propageant dans les guides sont également détectés, et leurs échanges d’énergie sont observés à travers de battements. Les paramètres géométriques des SPCW fabriqués sont les suivants : $a = 400$ nm, $W_{1,25} = 1,25 \sqrt{a} = 870$ nm, $W_2 = 0,65 \sqrt{3}a = 450$ nm, $W_3 = 0,45 \sqrt{3}a = 310$ nm, $W_{slot} = 140$ nm, $r = 210$ nm, $r_1 = 180$ nm, $r_2 = 140$ nm.

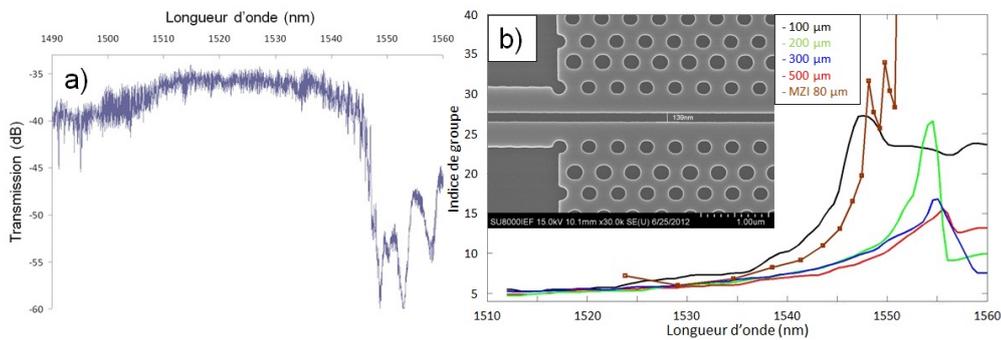


FIGURE 4.10: a) Diagramme de transmission du SPCW de 100 μm caractérisé par OLCR. Insert : indice de groupe calculé par méthode PWE 3D. b) Indices de groupe des SPCW de différentes longueurs déduits de la méthode OLCR, superposés à la courbe d’indice de groupe extraite des franges d’interférence d’un MZI contenant un SPCW de 80 μm . Insert : image MEB du SPCW.

De cette mesure sont extraits des indices de groupe maximums de 25 pour les SPCW de 100 et 200 μm de long, tandis qu'ils n'excèdent guère 15 pour les deux derniers guides, ce qui illustre l'impact du désordre dans les SPCW (fig. 4.10). La mesure de l'indice de groupe par la méthode OLCR dans un guide de 100 μm est très cohérente avec celle effectuée par interférométrie dans un MZI contenant un SPCW de 80 μm de long. En revanche, la position de leurs fréquences de coupure diffère de près de 10 nm avec celles des autres guides, en raison de leur faible longueur. On observe sur le spectre de transmission la présence des battements des modes TM dans la bande interdite. La courbe d'indice de groupe calculée par la méthodes des ondes planes 3D est très cohérente avec mesurée dans les guides les plus longs. Lors de l'étape de conception de ce guide, la courbe de dispersion de ce SPCW a été modifiée afin d'obtenir une courbe d'indice de groupe en plateau autour de $n_g = 65$ (non représenté sur la fig. 4.10). Cependant, aucune des deux méthodes n'a pu permettre la mesure de ce plateau en raison des pertes. Cela montre qu'il est difficile de chercher à réaliser une ingénierie de dispersion pour des indices de groupe très élevés, d'autant plus que sur SOI les pertes sont importantes. Néanmoins, la méthode OLCR montre de manière indiscutable que les SPCW supportent bien des modes lents avec des facteurs de ralentissement importants ($n_g/n_{\text{liquide}} > 15$).

4.2.2.3 Étude des propriétés de dispersion des SPCW

Après avoir pu caractériser l'indice de groupe de SPCW par OLCR et dans des MZI, nous avons alors cherché à étudier les propriétés de dispersion des SPCW en fonction de paramètres géométriques clés. Les premiers guides fabriqués à partir des designs simulés par méthode PWE 3D visaient des indices de groupe élevés, et en raison d'écarts en fabrication, possédaient une courbe de dispersion multimode sous la ligne de lumière, ce qui créait de fortes oscillations sur le spectre de transmission.

Afin d'évaluer les effets de l'ingénierie de dispersion, différents guides avec une variation des paramètres de la fente ont été étudiés. Comme représenté sur la fig. 4.13, une étude sur l'ingénierie des SPCW a été entreprise en modifiant à la fois les rayons des trous r_1 et

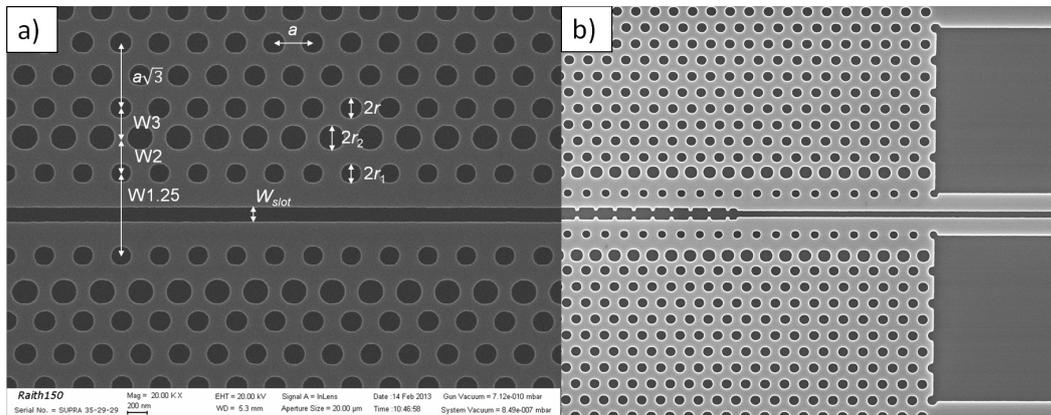


FIGURE 4.11: a) Image MEB d'un SPCW à ingénierie de dispersion avec tous les paramètres exploités. b) Image MEB d'un CPCW à ingénierie de dispersion.

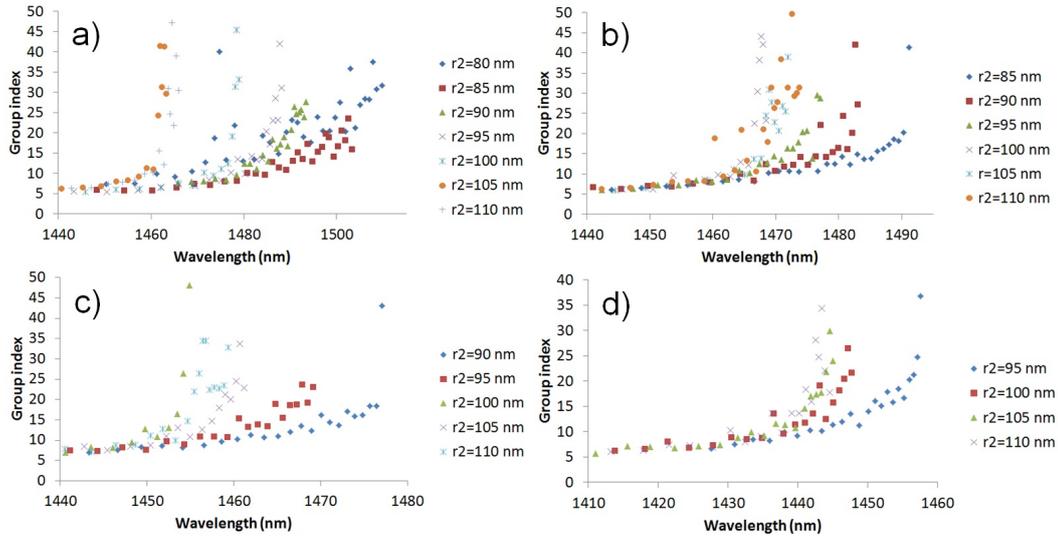


FIGURE 4.12: Courbes d'indices de groupe en fonction de la longueur d'onde extraites pour différentes valeurs de r_1 et r_2 codées sur le masque : a) $r_1 = 80$ nm et r_2 varie de 80 à 110 nm, b) $r_1 = 85$ nm et r_2 varie de 85 à 110 nm, a) $r_1 = 90$ nm et r_2 varie de 90 à 110 nm, a) $r_1 = 95$ nm et r_2 varie de 95 à 110 nm.

r_2 ainsi que leurs positions W_2 et W_3 . Conformément à l'étude sur le rayon présentée dans le chapitre 2, différents couples (r_1, r_2) ont été insolés par incrément de 5 nm.

Les propriétés géométriques des ces différents guides sont les suivantes : $a = 400$ nm, $W_{1.25} = 870$ nm, $W_2 = 0,55\sqrt{3}a = 380$ nm, $W_3 = 0,45\sqrt{3}a = 310$ nm, $r = 105$ nm, $W_{slot} = 140$ nm. Quatre séries différentes ont été caractérisées (fig. 4.12). Elles montrent qu'à l'instar des guides W_1 , une modification du rayon des trous de 5 nm permet d'ajuster finement les propriétés de dispersion. Le décalage du bord de bande interdite n'est toutefois pas linéaire, et l'apparente convergence du bord de bande interdite pour de grands r_2 est due au fait que la pente de la bande s'inverse, et que le SPCW devient alors multimode, créant une divergence de l'indice de groupe loin du bord de la première zone de Brillouin.

Nous avons également étudié l'influence de la fente sur les propriétés de dispersion. Pour cela, nous avons fabriqué divers SPCW aux réseaux de trous identiques ($W_{1.25}$, $a = 400$ nm, $r = 105$ nm), pour lesquels la largeur de la fente varie entre 110 et 160 nm. On constate un très fort décalage de la fréquence de coupure des SPCW dès que la fente s'élargit. Le bord de bande interdite se décale vers le bleu, ce qui est prévisible car une plus grande fraction du mode se trouve alors dans le matériau de bas indice, ce qui diminue l'indice effectif et fait monter les bandes. Cependant, il s'avère que la variation de position du bord de bande en fonction de la largeur de la fente n'est pas linéaire, et que la variation est plus importante pour des fentes étroites. Le parcours de la position du bord de bande interdite en nm lorsque l'on élargit la fente est plus important que la variation de la largeur de la fente. Ici, il est décalé vers le bleu d'environ 70 nm alors que la fente s'est élargie de seulement 50 nm. Le fait d'élargir la fente ne décale pas seulement la position de la bande interdite ; il modifie également le diagramme de dispersion et réduit la bande passante du SPCW. Au regard de ce résultat, nous insistons sur le fait que pour contrôler la dispersion

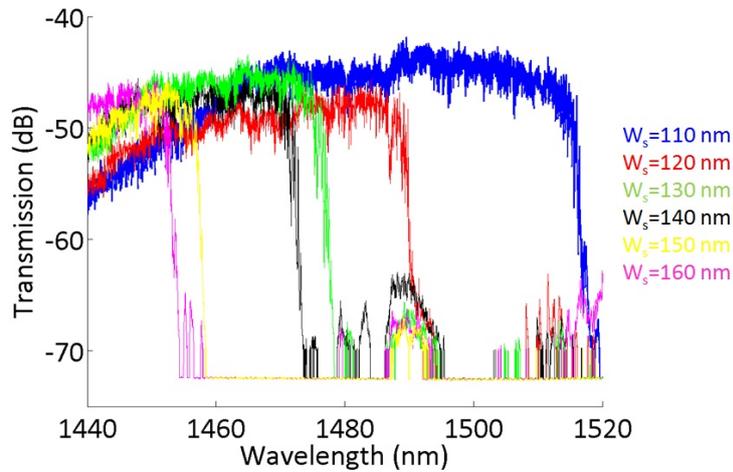


FIGURE 4.13: Diagrammes de transmission de SPCW dont la largeur de la fente varie de 110 (en bleu) à 160 nm (en magenta) par incrément de 10 nm.

d'un SPCW, il est absolument indispensable de maîtriser la largeur des fentes fabriquées.

4.2.3 Pertes dans les cristaux photoniques à fente

L'étude des pertes dans les SPCW est particulièrement importante pour l'intégration de ces composants en filière photonique silicium, et cette étude était très peu documentée au moment de la rédaction du présent manuscrit. A notre connaissance, seuls Di Falco *et al.*

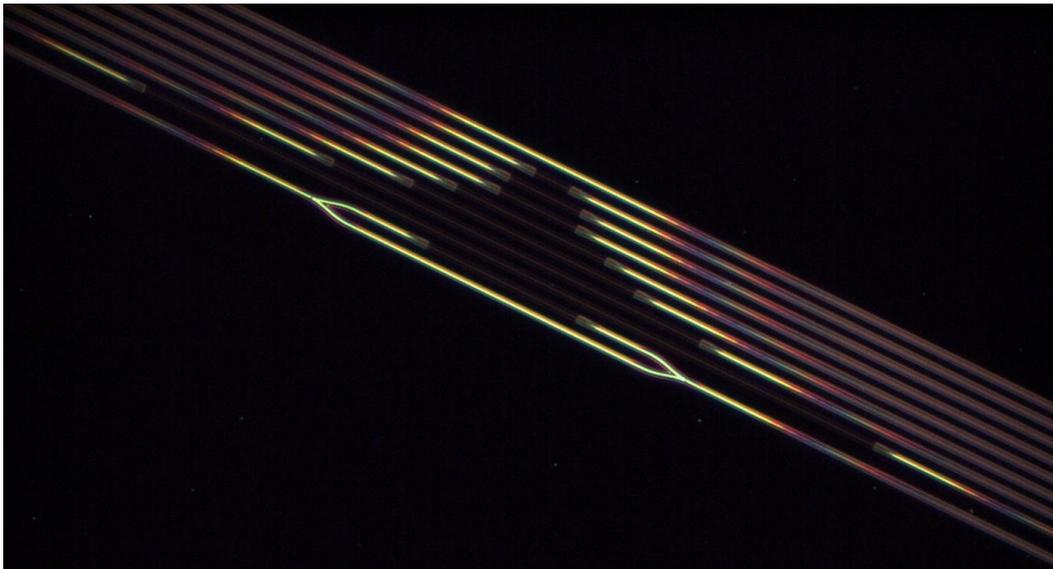


FIGURE 4.14: Image de microscopie optique montrant un même design de SPCW de différentes longueurs (de 50 μm à 1 mm) utilisé pour caractériser les pertes de propagation.

ont présenté des mesures de pertes dans les SPCW [180]. Cependant, cette étude est critiquable sur quelques points : tout d'abord, les niveaux de transmission des SPCW présentés sont très faibles (< -60 dB). De plus, aucune adaptation n'est faite pour mieux exciter les modes lents. Enfin, l'étude ne mentionne nullement les pertes en fonction de l'indice de groupe, mais au contraire en fonction de la largeur de la fente. Or, nous avons vu précédemment que modifier la largeur de la fente change considérablement le diagramme de dispersion, et qu'alors les indices de groupe entre différents SPCW ne sont plus comparables. Une conclusion intéressante émane néanmoins de cette étude : **les pertes de propagation dans les SPCW en régime rapide ($n_g \sim 5$) sont comparables à celles des guides à fente réfractifs standards, soit environ 10 dB.cm^{-1} .**

Nous nous sommes également intéressés aux pertes de propagation en réalisant tout d'abord une étude par méthode *cut-back*. Elle consiste à mesurer l'atténuation de la transmission pour une longueur d'onde donnée dans des guides de différentes longueurs. De tels guides sont représentés sur la fig. 4.14. Leurs longueurs varient entre $50 \mu\text{m}$ et 1 mm . Ce type de mesure permet d'obtenir une estimation raisonnable des pertes de propagation à faible indice de groupe, à la condition toutefois que le couplage soit identique d'un guide à l'autre, ce qui n'est malheureusement pas toujours le cas en raison des imperfections liées à la fabrication et au positionnement de la fibre d'entrée.

Une première mesure d'indice de groupe par méthode *cut-back* dans des CPCW de $100, 200, 300$ et $500 \mu\text{m}$ de long pour un indice de transmission a donné un coefficient d'atténuation de 370 dB.cm^{-1} [179] à $n_g = 37$. Ces pertes mesurées correspondent à environ 2,5 fois celles mesurées dans un guide W1 en membrane [52]. Cependant, cette mesure doit être relativisée *a posteriori*, car les niveaux de désordre sont différents d'un guide à l'autre, plus encore lorsque s'ajoutent les erreurs de raccords de champ. Nous pouvons tout au plus supposer que cette mesure donne approximativement un ordre de grandeur.

Nous avons alors étudié les pertes dans les SPCW en utilisant la méthode OLCR, celle-ci permettant de mesurer le forward scattering et le backscattering, ceux-ci étant détectés à des intervalles temporels différents. Nous avons utilisés des guides W1 de différentes longueurs ($30, 100, 200, 300, 500$ et $700 \mu\text{m}$) avec adaptateurs de modes lents comme guides de référence.

Nous observons sur la figure 4.15 les cartographies de trois guides de différentes lon-

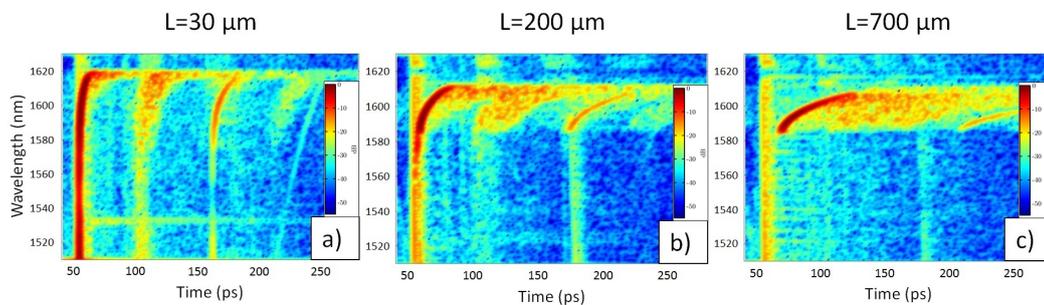


FIGURE 4.15: Cartes de réflectométrie longueur d'onde/retard pour différents guides W1 : a) $L = 30 \mu\text{m}$, b) $L = 200 \mu\text{m}$, c) $L = 700 \mu\text{m}$.

guez. Les pertes des modes radiatifs au-dessus de la ligne de lumière sont clairement visibles, car on observe une extinction de l'intensité lumineuse pour des longueurs d'onde inférieure à 1580 nm dans le guide 700 μm de long (fig. 4.15 c)). Or ces modes sont bien visibles sur les guides de longueurs plus petites. En raison des différents retards, les contributions du *forward scattering* et du *backscattering* sont bien distinctes pour des longueurs réduites, mais se superposent pour le guide de 700 μm . On constate que la diffusion liée au désordre est importante. Notons également que deux raccords de champ sont présents dans ce guide, ce qui accentue la diffusion. Cependant, il apparaît qu'il reste toutefois suffisamment d'énergie pour que la lumière effectue deux aller-retours dans le guide de 700 μm .

À partir de ces cartographies, les différents retards sont extraits, et d'importants retards sont mesurés pour les guides les plus longs. La fig. 4.16 a) illustre le compromis à effectuer entre la longueur et les pertes pour maximiser le retard ; en effet, le retard mesuré dans le guide de 500 μm est supérieur d'environ 20 ps par rapport à celui de 700 μm . Cela est dû aux pertes de propagation qui atténuent très fortement le signal à un indice de groupe élevé. Le retard mesuré entre le guide de 500 μm de long et celui des guides rubans (non représenté sur la fig. 4.16) approche les 100 ps. Ces différents retards permettent de remonter aux indices de groupe. Les indices de groupe maximums mesurés vont de 30 ($L = 700 \mu\text{m}$) à des valeurs au-delà de 100 ($L = 30 \mu\text{m}$). Le retard important mesuré dans le guide de 500 μm donne un indice de groupe maximal supérieur à 50, et cette valeur excède celles mesurées dans les guides de 200 et 300 μm de long. Cette différence s'explique par des problèmes de fabrication (par exemple, présence de poussières sur la résine avant insolation).

Ces résultats nous ont alors permis de tracer l'atténuation de la transmission en fonction de l'indice de groupe pour chaque guide (fig. 4.16 c),d)). On remarque très clairement l'atténuation rapide de la transmission pour les très faibles indices de groupe en raison de la présence du cône de lumière. L'atténuation de la transmission dans le guide le plus court reste faible, même pour des indices de groupe proches de 100 (environ 2 dB). En revanche, l'atténuation est plus importante pour les autres guides. On observe après filtrage des oscillations des pertes en fonction de l'indice de groupe, notamment sur celui de 700 μm de long. Ces oscillations plus ou moins régulières trahissent vraisemblablement une fluctuation des pertes en raison des erreurs de raccord de champ, car les écarts de transmission entre les niveaux hauts et niveaux bas de ces oscillations sont de l'ordre de 5 dB.

Après avoir caractérisé ces guides W1 de référence, nous avons ensuite étudié un SPCW de 1 mm de long. Le diagramme de transmission de guide est représenté sur la fig. 4.17. Ce guide a un niveau de signal important pour une telle longueur et a été fabriqué avec les paramètres suivants : $a = 400 \text{ nm}$, $W_{1.4} = 1,4\sqrt{3}a = 970 \text{ nm}$, $W_2 = W_3 = 345 \text{ nm}$, $r = 105 \text{ nm}$ et $W_{slot} = 100 \text{ nm}$. Le défaut linéique a été élargi afin de positionner la fréquence de coupure du SPCW près de 1590 nm.

La cartographie temps/longueur d'onde montre un retard allant de 60 à 100 ps (fig. 4.18). De là, on en déduit des indices de groupe allant de 5 à 21, cette courbe d'indice de groupe étant assez fidèle à celle calculée par la méthode des ondes planes 3D (fig. 4.17 b)). L'examen de la courbe de transmission en fonction de l'indice de groupe permet de distinguer deux régimes de pertes : pour n_g compris entre 6 et 12, la transmission reste

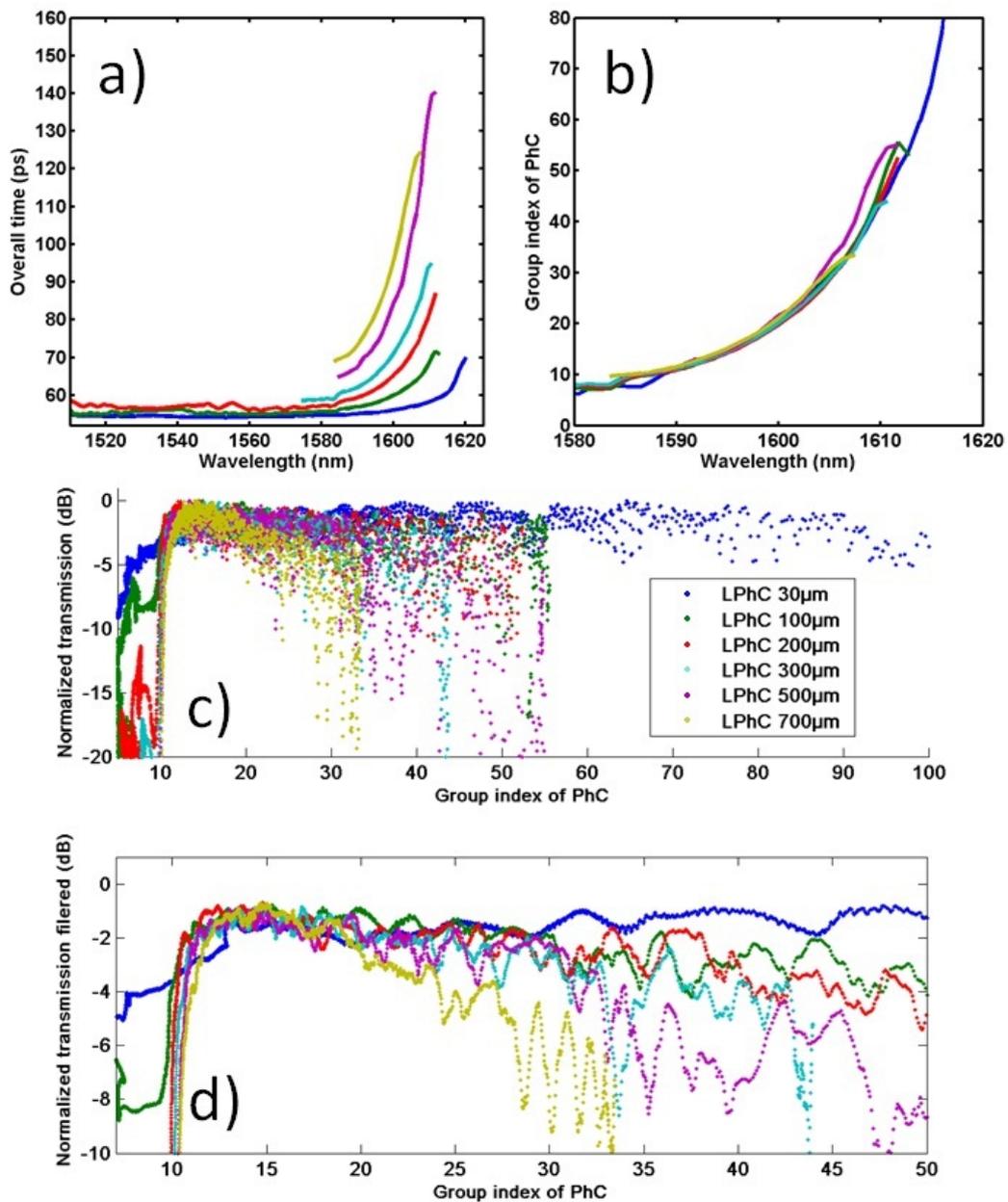


FIGURE 4.16: a) Retard en fonction de la longueur d'onde pour différents guides W1. b) Courbes d'indices de groupe correspondants. c) Atténuation de la transmission en fonction de l'indice de groupe pour différentes longueurs de guide W1. d) Même courbe après filtrage.

quasiment constante, tandis qu'au-delà de 12, celle-ci diminue rapidement jusqu'à être atténuée de 20 dB à $n_g = 20$. On observe néanmoins une remontée de la transmission autour de $n_g = 21$. **Cette étude montre que les pertes des SPCW en régime rapide sont faibles mais qu'à l'instar des guides W1, elles croissent rapidement avec l'indice de groupe.**

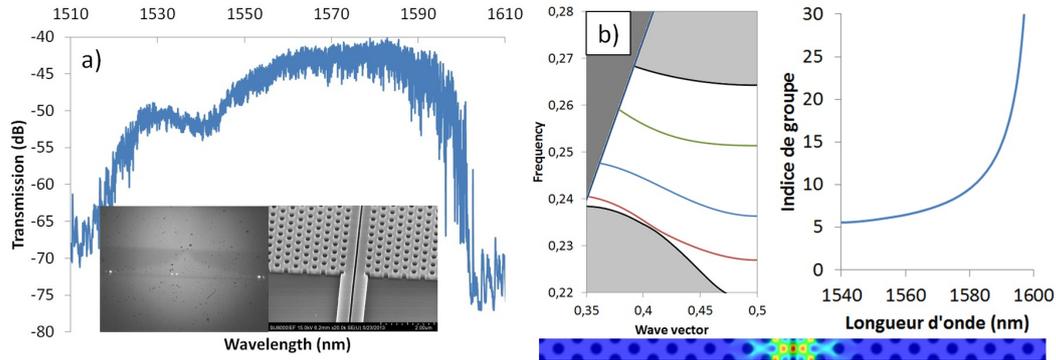


FIGURE 4.17: a) Diagramme de transmission d'un SPCW de 1 mm de long. Inserts : surface du SPCW imagée par une caméra IR à $\lambda = 1585$ nm, image MEB du même SPCW. b) Diagramme de bande du SPCW calculé par méthode PWE 3D, courbe d'indice de groupe correspondante et profil de $\varepsilon|\mathbf{E}|^2$ dans le plan xy .

Nous avons également étudié à titre de comparaison le comportement de cristaux photoniques à fente structurée en fonction de l'indice de groupe. Une série de guides allant de 50 μm à 1 mm de long a été fabriquée avec les paramètres suivants : $a = 420$ nm, $W_{1.4} = 1020$ nm, $W_2 = W_3 = 0,5\sqrt{3}a = 365$ nm, $r = 125$ nm, $W_{slot} = 110$ nm, $dx = 0,5$, $dy = 50$ nm, $L = 380$ nm. Comme pour les guides W1, on remarque que le retard maximum n'est pas atteint pour le guide le plus long, mais celui de 500 μm , le retard étant supérieur à 80 ps (fig. 4.19 a)). Les indices de groupe extraits sont inférieurs à 25 à l'exception du guide de 50 μm (fig. 4.19 b)), l'indice de groupe maximum du guide de 1 mm de long étant inférieur à 15. La courbe de transmission en fonction de l'indice de groupe montre un forte atténuation pour les guides longs (fig. 4.19 c)). On remarque un fort écart en transmission pour des indices de groupe élevés entre un guide de 100 μm avec adaptateurs de modes lents et un guide de même sans longueur sans transition (courbes rouge et verte, respectivement). La forte différence de transmission entre les guide de 200 et 300 μm montre ici le très fort impact des erreurs de raccords de champs sur les pertes

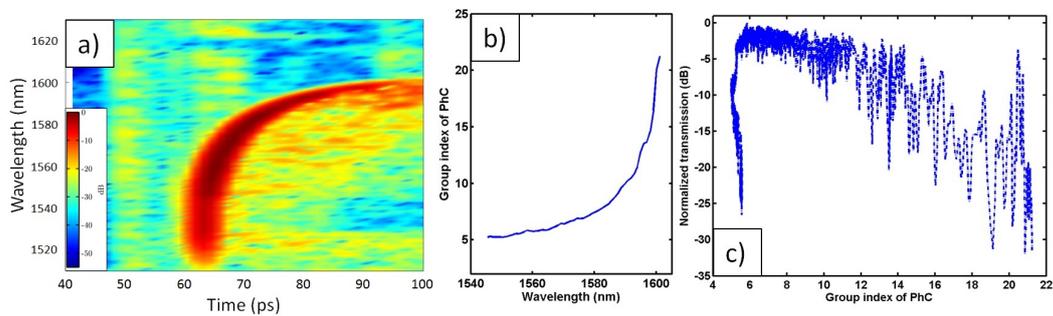


FIGURE 4.18: a) Carte de réflectométrie temps/longueur d'onde du SPCW de 1 mm de long. b) Indice de groupe correspondant. c) Atténuation de la transmission du SPCW en fonction de l'indice de groupe.

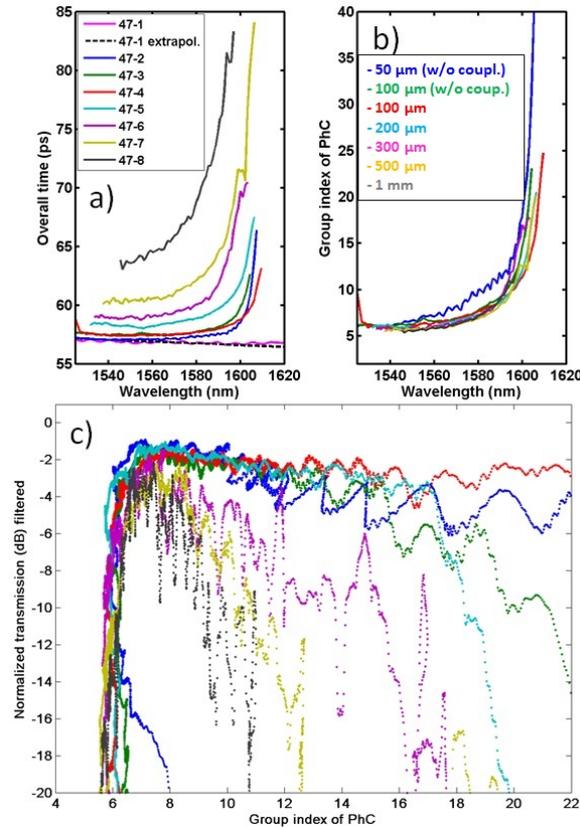


FIGURE 4.19: a) Retard en fonction de la longueur d'onde pour des CPCW de différentes longueurs (de 50 μm à 1 mm). La courbe en pointillée et la courbe 47-1 correspondent à un guide ruban de référence. b) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde pour les différents guides c) Atténuation de la transmission des ces guides en fonction de l'indice de groupe.

dans ce type de guide. En effet, le champ d'écriture étant de $300 \times 300 \mu\text{m}^2$, il n'y a pas de raccord dans le premier mais deux dans le second, ce qui crée des pertes supplémentaires. Cet impact est encore bien plus grand sur le guide de 1 mm de long qui lui possède 4 raccords de champ, ce qui multiplie fortement les pertes. En revanche, on observe également que pour de faibles indices de groupe ($n_g \sim 6 - 8$), le niveau de transmission est quasiment constant, signe de faibles pertes en régime rapide. L'examen ultérieur de ces guides au microscope électronique a montré qu'en raison d'une mauvaise calibration du masqueur électronique, ceux-ci ont souffert non seulement d'erreurs de raccord de champ, mais également d'erreurs de raccord de sous-champs, ce qui accroît sensiblement les pertes. Le SPCW présenté plus haut fig. (4.17) et ces guides n'étant pas sur le même échantillon, les problèmes de calibration du masqueur électronique nb4 expliquent donc la différence de comportement vis-à-vis des pertes.

L'étude des pertes par la méthode OLCR a été effectuée dans les mêmes conditions sur des SPCW (mêmes longueurs et mêmes guides d'accès). La cartographie temps/longueur d'onde de ces guides montre une diffusion importante (fig. 4.20), particulièrement sur le guide 1 mm de long où le *forward scattering* induit un fort étalement temporel de l'intensité

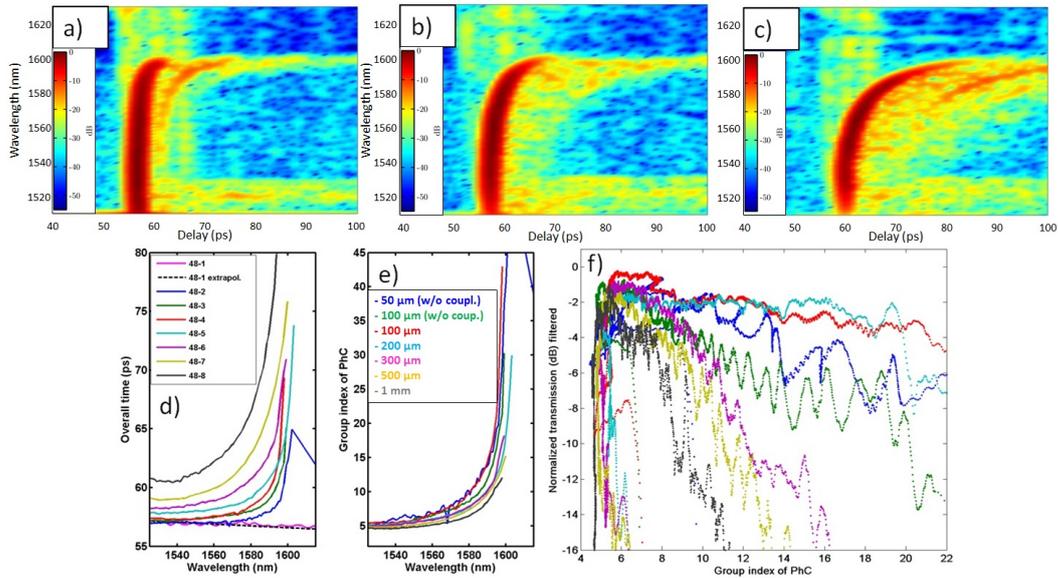


FIGURE 4.20: Cartes de réflectométrie longueur d'onde/retard pour différents guides W1 : a) $L = 30 \mu\text{m}$, b) $L = 200 \mu\text{m}$, c) $L = 700 \mu\text{m}$. d) Retard en fonction de la longueur d'onde pour des CPCW de différentes longueurs (de $50 \mu\text{m}$ à 1mm). La courbe en pointillée et la courbe 48-1 viennent de guides rubans de référence. e) Indice de groupe en fonction de la longueur d'onde pour les différents guides f) Atténuation de la transmission des ces guides en fonction de l'indice de groupe.

(fig. 4.20 c)). Certaines fluctuations régulières de l'intensité semblent montrer l'impact des raccords de champ sur la transmission. La mesure du retard permet de remonter à des indices de groupe jusqu'à 12 pour le guide de 1mm , jusqu'à 30 pour celui de $200 \mu\text{m}$ et plus de 40 pour le guide $100 \mu\text{m}$ avec adaptateurs de modes lents. La courbe de transmission en fonction de l'indice de groupe révèle l'étendue de l'impact des raccords de champs sur les pertes (fig. 4.20 f)), car entre les guides de 200 et $300 \mu\text{m}$ de long (respectivement en cyan et en magenta), la chute de transmission est particulièrement brutale, celle-ci s'atténuant de 10dB à $n_g = 15$, la transmission du guide de $200 \mu\text{m}$ de long ne chutant vraiment qu'au-delà de $n_g = 20$. Ce graphe montre encore une fois l'importance des adaptateurs de modes lents, car la transmission des guides de 50 et $100 \mu\text{m}$ de long (respectivement en bleu et en vert) décroît rapidement avec le ralentissement de la lumière, alors que dans celle des guides de 100 et $200 \mu\text{m}$ avec adaptateurs (respectivement en rouge et en cyan), la transmission commence vraiment à décroître au-delà de $n_g = 20$. En régime rapide, on peut rapidement estimer à partir de ce graphe des pertes de propagation de l'ordre de 30dB.cm^{-1} , ce qui est environ trois fois supérieur à celles de guides à fente réfractifs (environ 10dB.cm^{-1} [84]). Cependant, l'indice de groupe y est également trois fois plus élevé ($n_g = 2,4$ à $\lambda = 1,6 \mu\text{m}$ dans un guide réfractif à fente [82]).

En dépit de pertes élevées pour les structures les plus longues, il faut noter cela dit que pour un grand nombre d'applications, il n'est pas nécessaire de fabriquer des SPCW de grandes dimensions, d'autant plus que l'on cherche à accroître la densité de composants optiques. La caractérisation d'échantillons avec des champs d'écriture plus grands

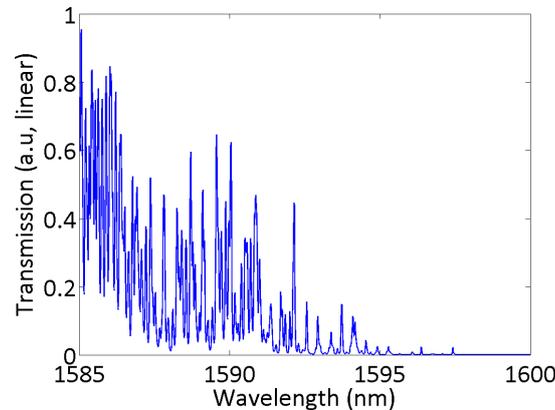


FIGURE 4.21: Courbe de transmission linéaire d'un SPCW de 500 μm de long mettant en évidence les modes localisés.

(1 mm \times 1 mm) a par ailleurs montré que les effets d'aberrations du faisceau sont encore plus néfastes sur la transmission que le gain escompté sur la suppression des raccords de champs.

Le désordre de la fente ayant une forte incidence sur la transmission de modes lents, on observe un certain nombre de résonances correspondant à des modes localisés, avec des FWHM très étroites. **Les SPCW apparaissent comme de très bons candidats pour l'étude de la localisation d'Anderson.**

Pour conclure cette partie, nous avons vu que les pertes dans les SPCW et CPCW sont globalement similaires, et que celles-ci sont tout à fait acceptables en régime rapide. Cependant, nous avons vu également que les erreurs liées à l'EBL induisent une sévère atténuation de la transmission pour des indices de groupe typiquement supérieurs à 20.

L'étude des pertes dans les guides à cristaux photoniques fendus ne saurait être complète sans un travail théorique qui permettra une description rigoureuse des mécanismes de pertes dans les SPCW ainsi qu'une expression des pertes en fonction de l'indice de groupe. Par ailleurs, l'étude des SPCW en régime de localisation et de SPCW désordonnés avec des modes d'Anderson resterait à explorer.

4.3 Vers l'optique non linéaire dans les cristaux photoniques à fente

Les guides à cristaux photoniques à fente trouvent tout naturellement des applications en optique non linéaire, grâce à leur exaltation du champ liée au régime d'ondes lentes ou au très grand rapport Q/V autorisé les cavités à fente. Avant de chercher à remplir la fente par un matériau non linéaire, nous avons souhaité au préalable étudier les effets non linéaires du silicium dans ce type de structures, afin de pouvoir, le cas échéant, estimer la contribution non linéaire du silicium dans la réponse d'un guide à fente remplie par un

par exemple un régime de Kerr pur. Les dispositifs ont été caractérisés par des impulsions de 3,5 et 7 nm de largeur spectrale. La plage d'amplification du laser étant centrée autour de 1580 nm, des efforts de conception ont dû être fournis pour obtenir des guides à cristaux photoniques opérant entre 1570 et 1600 nm.

4.3.2 Mesure de l'absorption à deux photons

Les différents spectres sont acquis en fonction de la puissance d'entrée. Cette dernière est ajustée au moyen d'une lame demi-onde. À faible puissance, la puissance de sortie P_{out} dépend linéairement de la puissance d'entrée P_{in} :

$$P_{out} = \kappa_l P_{in} \quad (4.2)$$

où κ_l est le coefficient de couplage exprimé par :

$$\kappa_l = \kappa_{in} \kappa_{out} e^{-\alpha L} \quad (4.3)$$

avec α le coefficient de pertes linéaires, κ_{in} et κ_{out} les taux de couplage en entrée/sortie [181].

L'absorption à deux photons est décrite par l'équation différentielle :

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -f^4 \beta_{TPA} I^2(z, t) \quad (4.4)$$

où β_{TPA} représente le coefficient de TPA et f le facteur de champ local ($f = \sqrt{n_g/n_{Si}}$), ce qui permet d'exprimer I sous la forme :

$$I(z, t) = \frac{I(0, t)}{1 + f^4 \beta_{TPA} I(0, t) L_{eff}} \quad (4.5)$$

L_{eff} représentant la longueur effective du guide :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (4.6)$$

Ceci nous permet alors de réécrire l'expression de la puissance de sortie :

$$P_{out} = \frac{\kappa_l P_{in}}{1 + f^4 \beta_{TPA} \kappa_{in} \frac{P_{peak}}{A_{eff}} L_{eff}} \quad (4.7)$$

où A_{eff} est l'aire effective non linéaire du mode guidé et P_{peak} la puissance crête.

L'acquisition des spectres se fait sur une fenêtre spectrale de 40 nm avec une résolution de 0,5 nm et 1001 points de mesure. À partir de cette mesure, il est possible d'exprimer le rapport entre la puissance d'entrée et la puissance de sortie sous la forme d'une droite [181],[182] :

$$\frac{P_{in}}{P_{out}} = \frac{1}{\kappa_l} + \frac{f^4 \beta_{TPA} \kappa_{in} \eta P_{in} L_{eff}}{\kappa_l A_{eff}} = a + b P_{in} \quad (4.8)$$

avec $\eta P_{in} = P_{peak}$. Un fit linéaire permet alors d'obtenir facilement les coefficients a et b .

On peut réécrire alors κ_{in} en fonction de a et b :

$$\kappa_{in} = \frac{a}{b} \frac{A_{eff}}{f^4 \beta_{TPA} \eta L_{eff}} \quad (4.9)$$

Cela permet d'exprimer la puissance crête de l'impulsion dans le guide :

$$P_{peak} = \kappa_{in} \eta P_{in} = \frac{a}{b} \frac{A_{eff}}{f^4 \beta_{TPA} \eta L_{eff}} P_{in} \quad (4.10)$$

Au final, cette mesure d'absorption à deux photons permet d'estimer la puissance crête envoyée dans le guide.

4.3.3 Effets non linéaires dans les guides de référence

4.3.3.1 Guide ruban

Afin de pouvoir quantifier les effets non linéaires dans les guides à fente, nous avons tout d'abord mesuré la réponse non linéaire des guides de référence. Un guide ruban d'une longueur de 3,5 mm a tout d'abord été caractérisé par des impulsions de 7 nm de large et de puissances moyennes croissantes (de 0,1 mW à 13 mW, pour des puissances crêtes de plusieurs watts), puis des impulsions de 3,5 nm de large pour des puissances allant de 0,1 mW à 7 mW.

Nous observons sur le spectre à faibles puissances un élargissement spectral symétrique des flancs de l'impulsion en raison de l'automodulation de phase (SPM) induite par l'effet Kerr. À mesure que la puissance croît, l'élargissement devient dissymétrique puis tend à saturer en raison de l'absorption à deux photons (TPA). Dans le même temps, les effets des porteurs libres commencent à apparaître. Un déphasage non linéaire est induit par la réfraction due aux porteurs (FCR), tandis qu'une fraction de l'énergie est absorbée par les porteurs libres dans le silicium (FCA). Cela se traduit par un creusement au centre de l'impulsion. L'apparition de "cornes" aux extrémités du spectre est due au déphasage non linéaire induit par l'effet Kerr. L'élargissement spectral également devient plus important dans la partie droite du spectre.

Dans le cas du guide ruban avec une impulsion de spectre carré de 7 nm de large (fig. 4.23 a)), nous observons déjà de l'effet Kerr au minimum de puissance (0,1 mW). Les effets de la TPA commencent à se manifester à partir de 1 mW de puissance. A puissance maximale (soit 13 mW), l'impulsion accumule un très grand déphasage non linéaire qui élargit l'impulsion sur près de 40 nm, tandis que la FCA génère un creux d'environ 20 dB au centre de l'impulsion. Le tracé de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée ($P_{out} = f(P_{in})$) montre clairement une saturation en raison de la TPA (fig. 4.23 b)). Pour une impulsion de 3,5 nm de large, les effets non linéaires sont moins importants (fig. 4.23 c)), et l'on constate de plus, que le creusement de l'impulsion au centre à forte puissance n'est pas symétrique en raison de la FCR. On observe néanmoins une saturation de la puissance de sortie liée à la TPA.

4.3.3.2 Guide à cristal photonique W1

Les premiers guides W1 caractérisés n'ont pas pu donner d'informations sur la réponse non linéaire du cristal photonique en raison de leur longueur (100 μm) trop petite devant celle des guides rubans d'accès de 400 nm de large ($\sim 1,5$ mm). Le déphasage non linéaire accumulé par les guides rubans étant plus important que celui dans les guides W1, la courbe de TPA n'a donc pas permis d'observer des différences notables entre les deux configurations.

Nous avons alors fabriqué des guides W1 de différentes longueurs (jusqu'à 700 μm de long), tout en réduisant au minimum les sections de guides rubans (< 300 μm). Ceci a permis de caractériser la réponse non linéaire des cristaux photoniques avec un déphasage important tout en s'affranchissant des effets non linéaires des guides d'accès. On suppose par ailleurs que la réponse non linéaire des guides de 3 μm de large est négligeable, hypothèse tout à fait raisonnable.

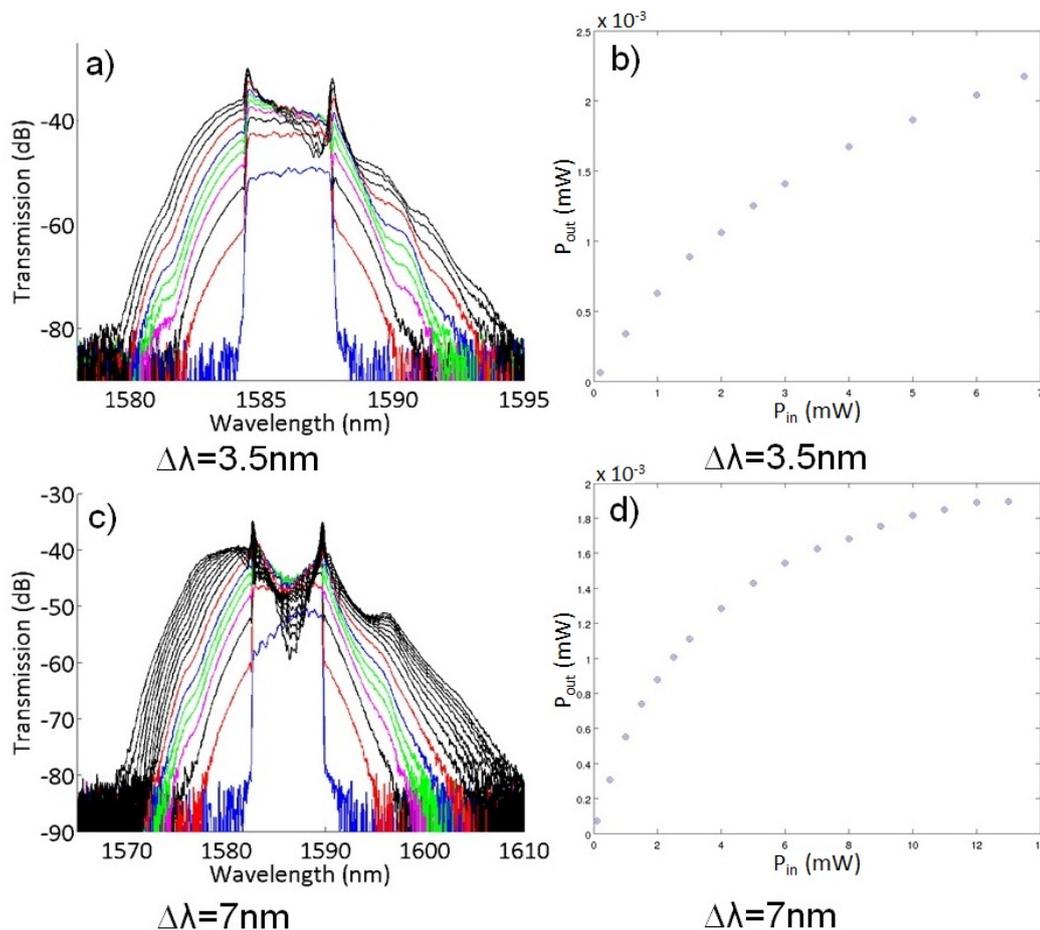


FIGURE 4.23: Diagrammes de transmission d'un SPCW pour des puissances d'entrée P_{in} croissantes avec différentes impulsions : a) Impulsion de 3,5 nm de largeur spectrale centrée en $\lambda = 1587$ nm. b) Courbe de TPA correspondante. c) Impulsion de 7 nm de largeur spectrale centrée en $\lambda = 1587$ nm. d) Courbe de TPA correspondante, montrant une forte saturation à puissance élevée.

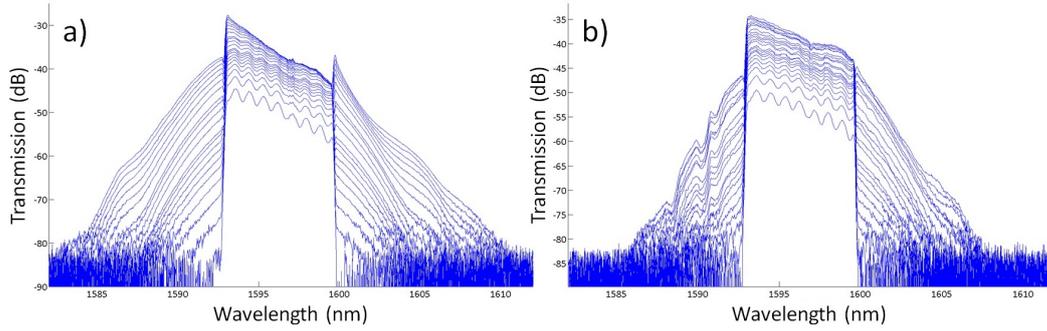


FIGURE 4.24: Diagrammes de transmission pour des puissances d'entrée P_{in} croissantes avec une impulsion de 7 nm de largeur spectrale centrée en $\lambda = 1597$ nm : a) dans un guide ruban de $700 \mu\text{m}$ de long, b) dans un guide à cristal photonique W1 de $700 \mu\text{m}$ de long. Ces longueurs ne tiennent pas compte des guides larges d'accès.

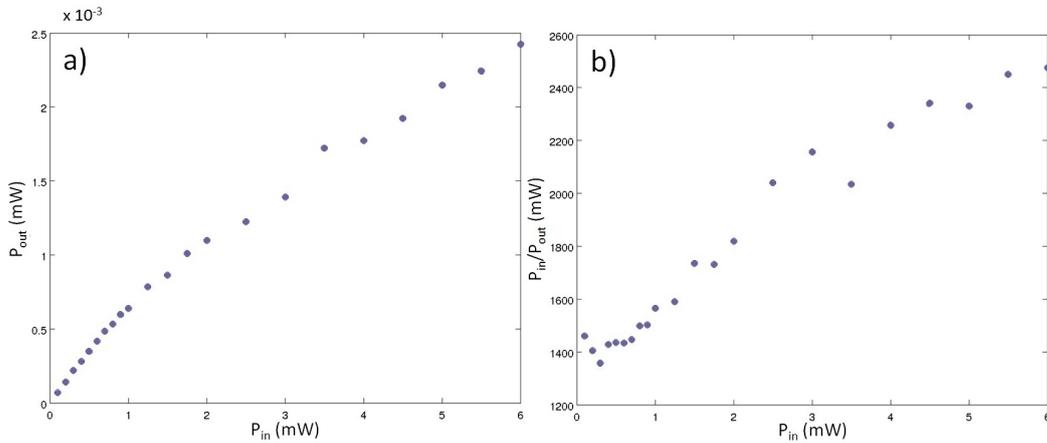


FIGURE 4.25: Courbes de TPA dans un guide W1 de $700 \mu\text{m}$ avec une impulsion de 7 nm de large. a) $P_{out}(P_{in})$ et b) $(P_{in}/P_{out})(P_{in})$ à $\lambda = 1595$ nm.

En comparant la réponse non linéaire d'un guide W1 de $700 \mu\text{m}$ de long avec celle d'un guide ruban de même longueur (fig. 4.24), on constate un comportement radicalement différent dans les deux guides. Les deux guides subissent de la SPM qui induit un élargissement spectral. Cependant, la SPM est beaucoup plus prononcée dans le guide ruban (20 nm dans le guide ruban contre moins de 15 nm dans le guide W1). De plus, la partie gauche du spectre présente des oscillations dans le guide W1. Il apparaît que les effets des porteurs libres sont beaucoup plus intenses dans le guide W1, ce qui est dû à l'accroissement du facteur de champ local lié aux ondes lentes (d'après 4.16, n_g est ici à peu près égal à 20 dans la fenêtre spectrale de l'impulsion). Le facteur de champ local vaut $f_{W1} = 2,4$ dans le guide W1 tandis que $f_{strip} = 1,072$ dans le guide ruban. L'effet Kerr et la TPA sont renforcés d'un facteur $(f_{W1}/f_{strip})^4$, soit d'un facteur 25 tandis que la FCA et la FCR sont quant à elles renforcées d'un facteur 125 . Cela montre que l'effet des porteurs est prépondérant dans le guide W1 et que les pertes non linéaires, dans les conditions de l'étude, sont très importantes dans un guide à cristal photonique.

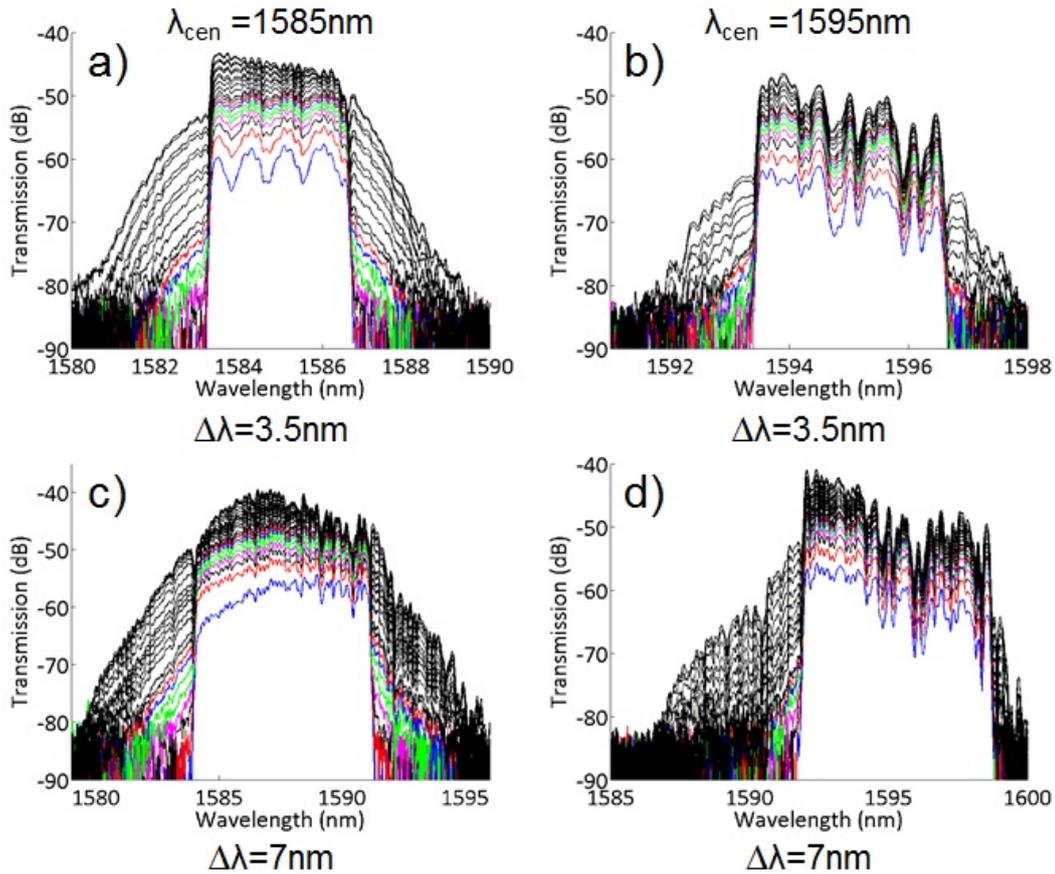


FIGURE 4.26: Diagrammes de transmission d'un SPCW pour des puissances d'entrée P_{in} croissantes avec différentes impulsions : a) Impulsion de 7 nm de largeur spectrale centrée en $\lambda = 1585$ nm. b) Impulsion de 7 nm de largeur spectrale centrée en $\lambda = 1595$ nm. c) Impulsion de 3,5 nm de largeur spectrale centrée en $\lambda = 1585$ nm. d) Impulsion de 3,5 nm de largeur spectrale centrée en $\lambda = 1595$ nm.

4.3.4 Non linéarités dans les cristaux photoniques à fentes

Ayant observé la réponse non linéaire de deux types de guides de référence possédant chacun des régimes de localisation différents, nous pouvons désormais nous intéresser à la réponse non linéaire de guides à cristaux photoniques à fente. La fente étant remplie par un liquide de réfraction d'indice de 1,46, ce type de liquide possède un indice de Kerr faible devant celui du silicium. Etant donné le profil de champ à l'intérieur d'un SPCW, on s'attend donc à ce que la réponse non linéaire soit plus faible que celle d'un guide W1 pour une même puissance, l'intensité crête du signal étant considérablement renforcée dans la fente. Ce résultat est préalable à l'étude d'effets non linéaires dans la fente en présence de matériaux à très fort indice de Kerr, afin d'être en mesure d'opérer dans un régime non linéaire où les effets du silicium sont relativement négligeables.

Pour commencer, on constate sur la fig. 4.26 que le niveau de transmission diffère d'environ 6 dB par rapport à un guide W1, ce qui peut s'expliquer par la présence des

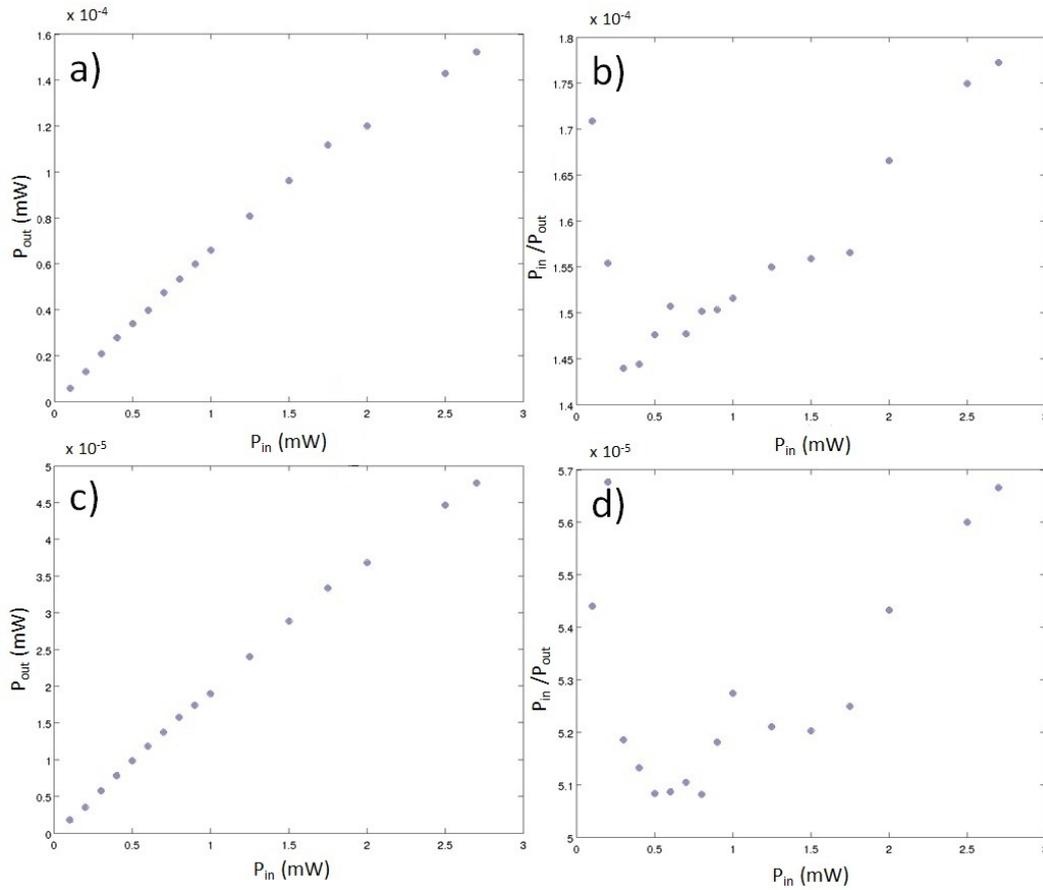


FIGURE 4.27: Courbes de TPA dans un SPCW avec une impulsion de 3,5 nm de large. a) $P_{out}(P_{in})$ et b) $(P_{in}/P_{out})(P_{in})$ à $\lambda = 1585$ nm, c) $P_{out}(P_{in})$ et d) $(P_{in}/P_{out})(P_{in})$ à $\lambda = 1595$ nm.

tapers d'entrée/sortie qui ont souffert d'erreurs d'EBL. Cela correspond à une diminution d'environ 50 % de la puissance crête envoyée dans le SPCW par rapport à un guide W1. Nous rappelons à cet effet qu'au vu de la figure 4.24, la moitié de la puissance maximale est déjà suffisante pour observer une réponse fortement non linéaire.

La caractérisation du guide à fente étudié ici, d'une longueur de 1 mm a été présentée dans la section précédente (fig. 4.17). Ce guide a été caractérisé avec des impulsions de 3,5 nm et 7 nm centrées en $\lambda = 1585$ nm puis en $\lambda = 1595$ nm (fig. 4.26). Nous pouvons donc estimer le facteur de champ local pour chacune des deux impulsions. Pour $\lambda_{cen} = 1585$ nm, $n_g \sim 7$, d'où $f = 1,41$ (fig. 4.26 a,c)), tandis que pour $\lambda_{cen} = 1595$ nm, $n_g = 15$, soit $f = 2,076$ (fig. 4.26 b,d)). On constate qu'à $\lambda = 1585$ nm, l'impulsion s'élargit de manière quasi-symétrique, même à forte puissance. De plus, on n'observe le creusement typique de l'impulsion due aux porteurs libres qu'à forte puissance, et cet effet est beaucoup moins marqué que dans un W1. Les oscillations de la partie gauche du spectre dues aux porteurs sont absentes elles aussi. On observe également un élargissement spectral à $\lambda = 1595$ nm, mais celui-ci est dissymétrique, pour la simple raison que l'impulsion étant proche du bord de bande interdite, les pertes linéaires ainsi que la bande interdite elle-même s'opposent à

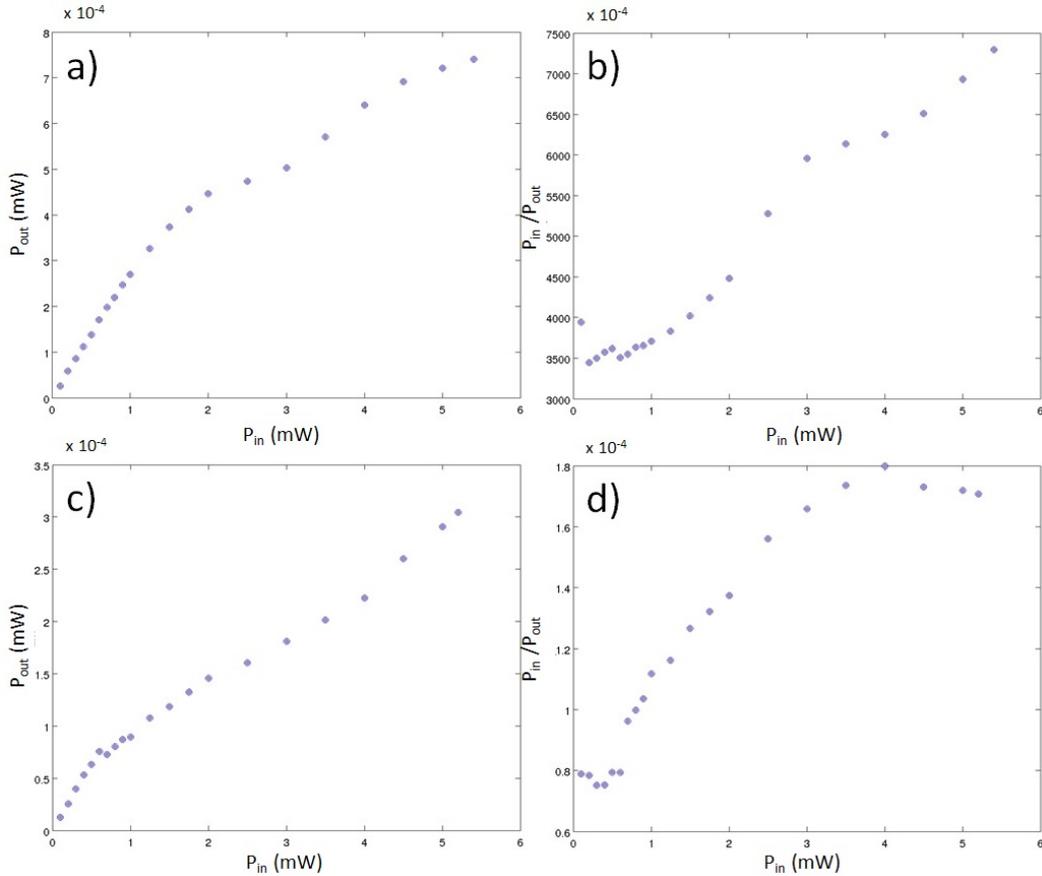


FIGURE 4.28: Courbes de TPA dans un SPCW avec une impulsion de 7 nm de large. a) $P_{out}(P_{in})$ et b) $(P_{in}/P_{out})(P_{in})$ à $\lambda = 1585$ nm, c) $P_{out}(P_{in})$ et d) $(P_{in}/P_{out})(P_{in})$ à $\lambda = 1595$ nm.

la SPM. L'impulsion s'élargit cependant à gauche sans que le spectre ne semble souffrir de pertes non linéaires.

Ces observations sont confirmées par les courbes de TPA obtenues pour chaque impulsion. Pour $\Delta\lambda = 3,5$ nm, le tracé de P_{out} en fonction de P_{in} est quasiment linéaire sur toute la gamme de puissance (fig. 4.27) pour $\Delta\lambda = 3,5$ nm pour les deux longueurs d'onde d'impulsion, ce qui indique que **la TPA du silicium est limitée dans un SPCW**, malgré la longueur importante du guide. Cependant, il est difficile de réaliser un *fit* linéaire de P_{in}/P_{out} en raison du bruit à basse puissance.

On observe une légère saturation de la courbe de TPA pour une impulsion de 7 nm de large à $\lambda_{cen} = 1585$ nm (fig. 4.28), beaucoup moins marqué que celle observée dans un guide ruban. La courbe P_{in}/P_{out} est difficilement interprétable, car son comportement n'est pas linéaire. Cependant, en raison de la dispersion du SPCW, il faut prendre en compte le fait que le coefficient de couplage κ_{in} n'est pas constant. À $\lambda_{cen} = 1595$ nm, la courbe de TPA semble avoir deux régimes linéaires, mais les pertes linéaires étant prédominantes près du bord de bande, celles-ci empêchent une saturation de la puissance de sortie.

Ces premiers résultats montrent une tendance de réduction des effets non linéaires du

silicium dans les SPCW et confirment une fois de plus le fort confinement du champ électrique dans la fente. Les indices de Kerr très élevés de certains polymères (1 à 2 ordres de grandeur comparés au silicium) offrent donc de belles perspectives pour réaliser des effets non linéaires à basse puissance en filière intégrée.

Les perspectives consisteront donc à mesurer l'automodulation de phase induite par un matériau à très grand n_2 dans un SPCW, puis à réaliser une expérience de pompe-sonde pour effectuer de la conversion de fréquence à très haute efficacité de conversion.

4.4 Caractérisation des dispositifs en membrane

Nous avons également étudié les guides à cristaux photoniques à fente en configuration membrane, afin que ceux-ci puissent être caractérisés aisément en champ proche, car ils offrent des applications très intéressantes pour la réalisation de cavités optomécaniques. La fabrication de ces guides a été détaillée dans le chapitre précédent. Nous avons fait le choix d'une libération par vapeur HF pour deux raisons : la première étant de s'affranchir d'une seconde étape d'enrésinement et de lithographie, la deuxième étant de réduire au minimum le risque de collage des membranes contre le substrat. Cependant, cette étape requiert alors de suspendre tous les guides, ce qui rend les échantillons très fragiles. Nous avons au départ suspendu tous les guides d'accès par des nanopoutrelles dont les dimensions sont les suivantes : 80 nm de largeur à la base et 300 nm de largeur au niveau du *slab*, pour une longueur de 3 μm . Ces poutrelles sont espacées d'environ 30 μm , mais de manière aperiodique afin d'éviter toute résonance. La stabilité mécanique de ces poutrelles s'est avérée satisfaisante, mais il est apparu après observation de la surface des échantillons au moyen d'une caméra infrarouge que ces poutrelles rayonnaient de manière excessive, en dépit de leurs petites dimensions, à tel point que le signal est totalement atténué après 1 mm de propagation. Nous avons alors dû modifier notre stratégie en vue de coupler la lumière dans les guides à cristaux photoniques.

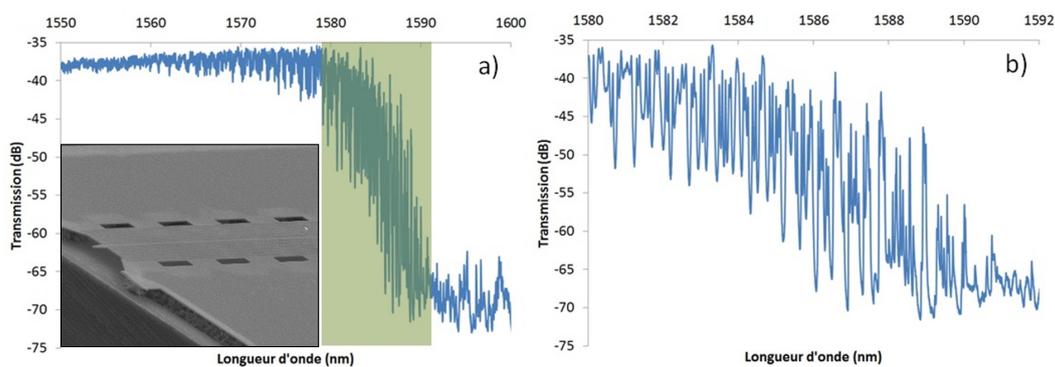


FIGURE 4.29: a) Diagramme de transmission d'un guide W1 de 2 mm de long sur membrane. Insert : image MEB du guide W1. b) Vue détaillée de la zone en vert du diagramme de transmission montrant les modes localisés près du bord de bande interdite.

4.4.1 Guides W1

Le premier choix que nous avons fait a été de réaliser des guides à cristaux photoniques dans la même configuration que dans la ref. [171]. Nous avons donc fabriqué des guides W1 en membrane sur toute la longueur de l'échantillon, soit 2 mm (fig. 4.29), terminés aux extrémités par des *tapers* inversés. Des zones ont été détournées de part et d'autre des guides afin de faciliter la pénétration des vapeurs HF sous la membrane et accélérer la gravure. La collecte et la détection se sont avérées très efficaces dans cette configuration, ce qui s'est traduit par l'acquisition de spectres avec une transmission élevée. La transmission en régime rapide est particulièrement élevée avec un spectre très plat, ce qui montre que les pertes sont faibles. En revanche, du fait de la longueur importante des guides W1 et des inévitables raccords de champ, la transmission devient bruitée en bord de bande interdite avec l'apparition d'un grand nombre de modes localisés.

En exploitant les modes rapides situés sous la ligne de lumière, ce type de guide pourrait être utilisé pour exciter des SPCW ou des SPCC au moyen de coupleurs directionnels ou d'interfaces à hétérostructures permettant la transition avec de faibles pertes.

Enfin, des SPCW avec la même configuration seront à étudier.

4.4.2 Cavités à cristaux photoniques sur membrane (guides non fendus)

Nous avons également réalisé des cavités à cristaux photoniques sur membrane afin que celles-ci servent à étalonner notre procédé de fabrication, ainsi que pour estimer les possibilités de réalisation de cavités à fente. Nous avons dû pour cela concevoir des cristaux photoniques courts, ce qui a à nouveau nécessité l'emploi de nanopoutrelles. Pour minimiser les pertes par rayonnement, nous avons alors choisi de suspendre des guides larges de 3 μm et de réduire ceux-ci à 400 nm de large en réalisant un *taper* suspendu de 300 μm de long avec seulement deux ancrages. L'instabilité mécanique d'un tel *taper* était à craindre, aussi les nanopoutrelles ont été élargies à 120 nm, et il s'est avéré que même les *tapers*

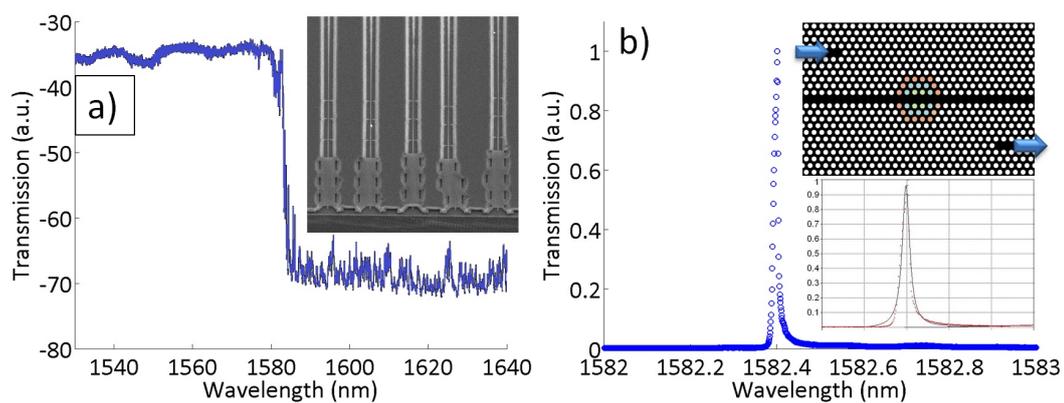


FIGURE 4.30: a) Diagramme de transmission d'un guide W1 de 200 μm de long sur membrane avec un *taper* d'accès de 300 μm de long. Insert : image MEB des guides W1 avec *taper* inversé en sortie. b) Spectre linéaire d'une cavité de type A1 sur membrane. Inserts : schéma de couplage de la cavité, *fit* lorentzien de la résonance.

déformés ont guidés la lumière sans différence notable. Cela nous a permis de caractériser des guides de référence et des cavités (fig. 4.30).

Les guides W1 présentent dans cette configuration des oscillations de Fabry-Perot très atténuées comparées à la configuration sur SOI, ce qui est très favorable à la caractérisation spectrale des cavités. Nous avons notamment réalisé une cavité de type A1 avec couplage latéral et décalage des trous (respectivement 15, 10 et 5 nm) (fig. 4.30 b)). Des résonances très étroites sont observées sur le spectre avec une hauteur de 10 dB et un scan de la surface par une caméra IR permet de repérer le mode fondamental. Cependant, la gamme de puissance employée ne nous a pas permis de sonder la cavité en régime linéaire (la puissance minimale étant limitée à 0,5 mW). De fait, la résonance est déformée par les porteurs et est élargie, ce qui conduit à une sous-estimation du facteur de qualité de la cavité. Un *fit* lorentzien nous permet tout de même de mesurer un facteur de qualité d'environ 150000, ce qui montre que notre procédé de fabrication permet de fabriquer des cavités à très haut facteur de qualité.

La caractérisation d'une cavité à hétérostructure a donné des résultats similaires. Cette cavité est formée par une élongation de la période du cristal photonique ($a_0 = 420$ nm, $a_1 = 430$ nm et $a_2 = 440$ nm), et est séparée des guides d'entrée et de sortie par une barrière de 7 périodes (fig. 4.31). La cavité se traduit par l'apparition d'une résonance en transmission remontant de 20 dB au-dessus du niveau de signal dans la bande interdite. Un *fit* lorentzien donne un facteur de qualité de 130000, mais comme précédemment, la cavité n'est pas véritablement sondée en régime linéaire en raison de la limitation des sources laser. En revanche, la très importante hauteur du pic de résonance permet de déduire un facteur de qualité intrinsèque supérieur au million, grâce à la relation [75] :

$$Q_i = Q_m \sqrt{\frac{T_{max}}{T_{min}}} \quad (4.11)$$

Ces résultats nous rendent confiants sur la possibilité d'obtenir des facteurs de qualité supérieurs à 100 000 dans des SPCC sur membrane.

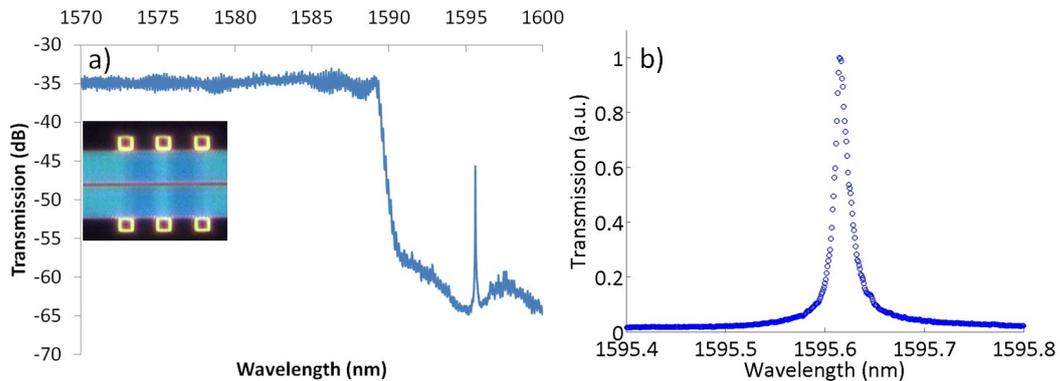


FIGURE 4.31: a) Spectre de transmission d'une cavité à hétérostructure. Insert : image de microscopie optique montrant la cavité, le gradient de couleur révélant le gradient de période de la cavité. b) Spectre linéaire de cette même cavité.

4.4.3 Cristaux photoniques à fente sur membrane

Parmi les structures que nous avons testées pour remédier au problème dans les nanopoutrelles, ont été considérés des SPCW séparés des guides d'accès. Les guides d'accès de $3\ \mu\text{m}$ de large collectent la lumière issue de la fibre. Puis la lumière sort du guide, transite en espace libre sur quelques micromètres puis se couple dans le SPCW grâce à un *taper* inversé dans lequel est présente une fente (fig. 4.32) Un *taper* inversé identique est présent en sortie pour envoyer la lumière vers l'objectif de sortie. Le guide d'accès peut être alternativement terminé par un *taper* inversé se réduisant à $250\ \text{nm}$ sur $30\ \mu\text{m}$ de distance. La fig. 4.32 montre le diagramme de transmission d'un SPCW et d'un CPCW caractérisés selon ce schéma. On observe le bord de bande interdite de ces deux guides à respectivement $1570\ \text{nm}$ et $1560\ \text{nm}$. Les paramètres de design de ces guides sont les suivants : $a = 500\ \text{nm}$, $W_{1.4}$ et $W_{1.25}$, $r = 150\ \text{nm}$ et $W_{slot} = 80\ \text{nm}$. La transmission est assez bruitée dans les deux cas car les guides ayant des dimensions réduites, une partie de la lumière issue des guides d'ondes est collimatée par l'objectif de sortie et pollue le spectre de transmission, particulièrement lorsque la transmission du SPCW est très faible. De plus, les guides larges étant larges, plusieurs modes se propagent et leurs échanges d'énergie sous forme de battements sur le spectre se superposent à la transmission du CPCW (fig. 4.32 b)). Effectuer ce couplage au centre de la puce et filtrer les modes supérieurs des guides d'ondes devrait améliorer la transmission dans ce type de configuration qui a l'avantage de renforcer la stabilité mécanique des dispositifs.

Les SPCW présentant un très fort confinement du champ électrique dans la fente, Taniyama *et al.* ont montré théoriquement un très fort gradient de champ générant d'intenses forces optiques [183]. Ils concluent dans leur article que les forces optiques sont si intenses qu'elles pourraient être détectées par un système électromécanique. Nous avons donc voulu étudié par calcul PWE 3D les propriétés de dispersion des SCPW en considérant deux membranes mécaniquement indépendantes, l'une étant attachée à un actionneur en peigne

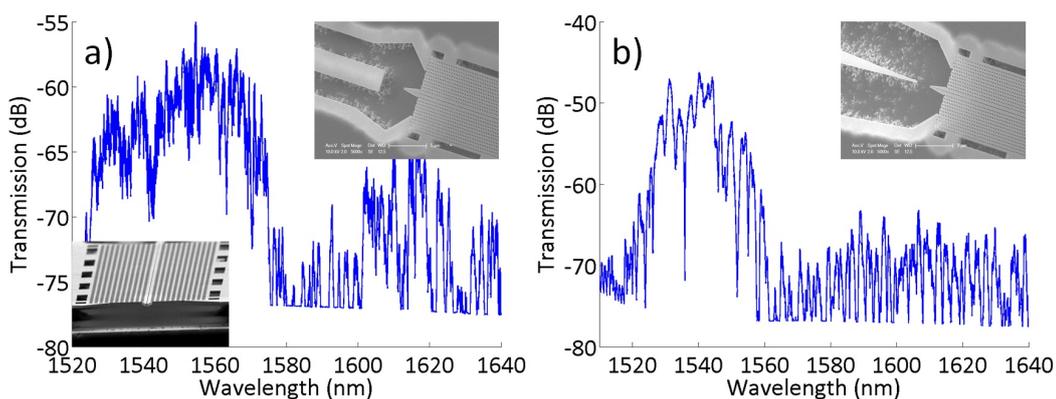


FIGURE 4.32: a) Diagramme de transmission d'un SPCW sur membrane excité par un guide d'onde interrompu de $3\ \mu\text{m}$ de large. Inserts : image MEB du SPCW montrant la sortie du SPCW, image MEB montrant le couplage entre le guide d'onde et le SPCW. b) Diagramme de transmission d'un CPCW sur membrane excité par un guide d'onde de $3\ \mu\text{m}$ de large terminé par un *taper* inversé. Inserts : image MEB montrant le couplage entre le guide d'onde et le CPCW.

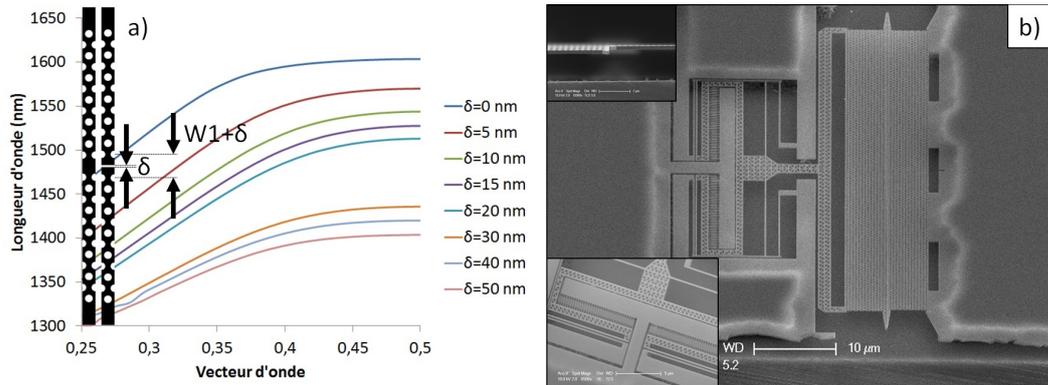


FIGURE 4.33: a) Longueur d'onde en fonction du vecteur d'onde pour différentes valeurs de l'écartement δ entre les deux membranes. Insert : représentation schématique du SPCW avec écartement paramétrable. b) Images MEB d'un dispositif électro-opto-mécanique envisagé : un SPCW avec deux membranes indépendantes dont l'écartement est commandé par un actionneur à peigne électrostatique (*comb-drive actuator*). Inserts : vue de face des deux membranes séparées par la fente et terminées en un *taper* (en haut à gauche), vue détaillée de l'actionneur (en bas à gauche).

(*comb-drive actuator*) (fig. 4.33). En fonction du déplacement δ de l'actionneur, la largeur de la fente et le défaut linéique varient de $\pm\delta$. Le calcul PWE 3D montre que même une variation de la fente de 5 nm suffit pour déplacer nettement la position du bord de bande interdite (plus d'une dizaine de nanomètres). Il faut toutefois prendre en compte que la résolution de la cellule lors du calcul numérique induit une interpolation de la permittivité électrique qui approxime nécessairement la variation de taille de la fente. Un calcul par éléments finis serait plus précis pour cette configuration. Ce résultat montre toutefois qu'une faible variation de la polarisation électrique de l'actionneur sera probablement suffisante pour ajuster finement la fréquence de coupure du SPCW (ou la résonance si l'on insère une cavité dans le SPCW) pour la détection de gaz ou le piégeage de particules, mais également pour la réalisation d'un commutateur optique commandé par un MEMS. Par ailleurs, si le guide est excité par une onde, la déformation de la membrane due à un couplage optomécanique pourra être détectée sous la forme d'une variation de potentiel au niveau de l'actionneur due à un effet piézo-électrique. Nous avons fabriqué un dispositif de test (fig. 4.33 b)). L'actionneur en peigne et les membranes ont été correctement fabriqués, cependant un effort de design sera à produire, car le poids de la membrane l'a fait s'affaisser, ce qui a rendu le dispositif inopérant. Il faudra notamment accroître la rigidité de la structure. Ce type de dispositif pourrait être intéressant pour la réalisation d'oscillateurs mécaniques à très hautes fréquences (> 100 MHz).

Tous ces résultats préliminaires obtenus sur des structures en membrane devraient permettre une étude en champ proche des structures photoniques à fente, la réalisation de structures optomécaniques et à forces optiques.

4.5 Caractérisation de cavités à cristaux photoniques à fente

Suite à l'étude numérique des cavités à fente présentée dans le précédent chapitre, nous avons réalisé divers types de cavités à cristaux photoniques fendus (SPCC) sur SOI. Ces cavités offrent notamment des applications intéressantes dans le cas de remplissage par des matériaux non linéaires ou d'opération en milieu aqueux, et pour lesquelles il est plus avantageux de disposer de structures sur SOI, en dépit d'une réduction anticipée du facteur de qualité par rapport aux échantillons sur membrane et à confinement dans l'air.

Nous avons fabriqué des cavités de type A1 [80] servant de résonateurs de référence. Le spectre de transmission de l'une de ces cavités est présenté sur la fig. 4.34. La cavité est formée par une modulation locale du guide (décalage des trous de 15, 10 et 5 nm, fig. 4.34 b)), et est séparée des guides d'accès par des barrières s'étendant sur 6 périodes. La transmission de la cavité à résonance est -60 dB, soit 15 dB au-dessus du niveau de la bande interdite. La longueur d'onde de résonance est $\lambda = 1584,62$, et est confirmée par observation de la surface de l'échantillon par une caméra IR pour une excitation résonnante (fig. 4.34 a)). Le spectre de la cavité est ensuite calculé et normalisé, puis un *fit* lorentzien est effectué pour calculer le facteur de qualité. Nous avons trouvé pour cette cavité un facteur de qualité de 64 000, pour une valeur moyenne d'environ 50 000 pour l'ensemble des cavités A1 caractérisées.

Le pic de résonance n'est pas symétrique pour deux raisons : la première vient du fait que l'absorption à deux photons génèrent des porteurs libres qui élargissent la résonance dans la partie bleue du spectre. Cependant, les sources accordables employées ne nous permettent pas de descendre en-dessous de 0,5 mW en puissance, or pour les cavités à facteur de qualité élevé, cette puissance est déjà suffisante pour induire des effets non linéaires. La seconde est due au fait qu'en raison de la dispersion du cristal photonique, l'indice de groupe du guide est différent dans la partie gauche et dans la partie droite de la résonance, ce qui induit une différence de couplage qui élargit la résonance sur la partie droite, d'autant

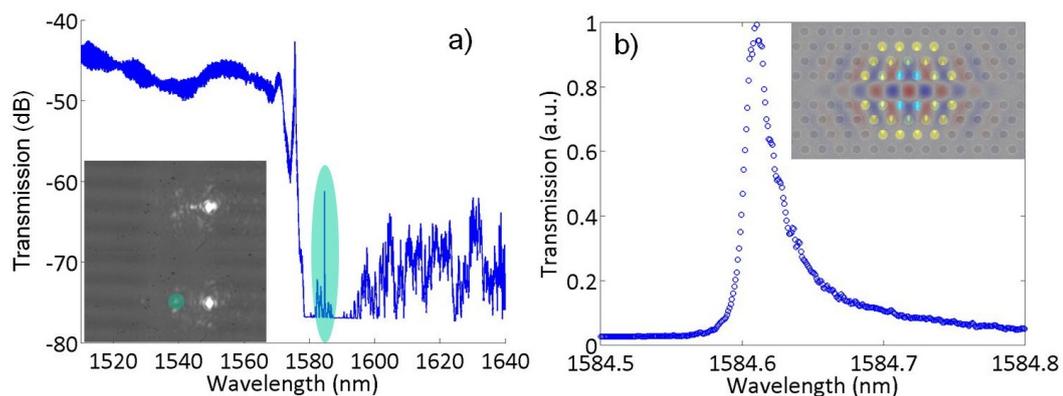


FIGURE 4.34: a) Diagramme de transmission d'une cavité A1 avec guide d'accès. Inserts : observations de la surface de la cavité avec une caméra IR hors résonance (en haut) et à résonance (en bas). b) Transmission de la cavité montrant une résonance à $\lambda = 1584,4$ nm. Insert : Image MEB de la cavité avec superposition du champ E_y calculée par FDTD 3D.

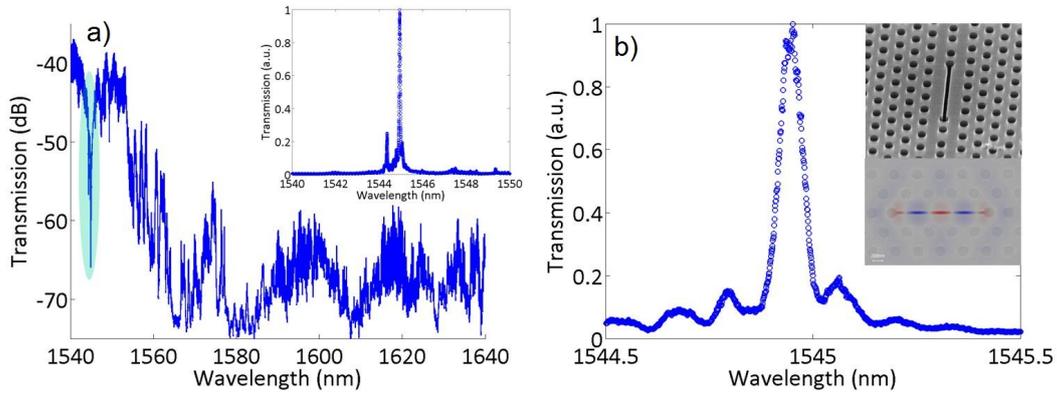


FIGURE 4.35: a) Diagramme de transmission de l'ensemble cavité guide. Insert : diagramme de transmission normalisé et renversé de la cavité montrant deux modes de résonance. b) Spectre du mode fondamental de la cavité. Un *fit* lorentzien de la résonance permet d'estimer le facteur de qualité de la cavité à 25 000. Inserts : image MEB de la cavité L3 fendue (haut), image MEB d'une cavité L3 fendue avec superposition du mode fondamental calculé par FDTD 3D.

plus lorsque la puissance d'excitation de la cavité est faible.

Nous avons fabriqué et caractérisé des cavités de type L3 à fente. Comme l'on pouvait s'y attendre à partir de l'étude par la méthode FDTD 3D, les cavités L3 à fente avec un défaut linéique nominal n'ont donné aucun résultat exploitable en raison de leur trop faible facteur de qualité, d'autant plus qu'initialement la cavité était excitée par un guide W1. Nous avons par la suite choisi d'exciter la cavité L3 par un SPCW de même géométrie avec un schéma de couplage latéral, dans un cristal photonique de période $a = 400$ nm, et $r = 105$ nm, et de largeur de fente $W_{slot} = 100$ nm. La cavité est séparée du guide par six rangées de trous. Pour maintenir le mode guidé au milieu de la bande interdite, le défaut linéique a été élargi à $W_{1.25} = 1,25\sqrt{3}a = 870$ nm, et la cavité a été optimisée par un décalage des trous adjacents ($s_1 = 70$ nm, $s_2 = 10$ nm, $s_3 = 70$ nm), comme représenté sur la fig. 4.35 b).

Grâce à cette configuration, nous avons pu observer un mode fortement résonnant près de $\lambda = 1545$ nm. Un scan plus fin a montré la présence de deux modes résonnants assez rapprochés. L'utilisation d'une caméra IR nous a permis d'identifier le mode fondamental de la cavité, correspondant à celui qui est le plus résonnant, centré à $\lambda = 1544,93$ nm (fig. 4.35 a). Un *fit* lorentzien de cette résonance après filtrage des oscillations de Fabry-Perot permet d'obtenir un facteur de qualité d'environ 13 000, ce qui améliore de deux ordres de grandeur le facteur de qualité précédemment obtenu sur membrane [106]. Nous pensons qu'au-delà de l'optimisation de la cavité par un déplacement des trous, le facteur responsable de l'accroissement du facteur de qualité est ici l'élargissement du défaut linéique qui a pour effet de faire descendre le mode résonnant dans la bande interdite, et de diminuer par la même occasion la probabilité que le mode réfléchi sur les miroirs se couple à des modes de Bloch situés au-dessus de la ligne de lumière. Une étude rigoureuse de l'interface où la fente se termine dans les trous par une méthode modale, comme proposé dans la ref. [69], permettra certainement d'accroître le facteur de qualité dans ce type de cavité.

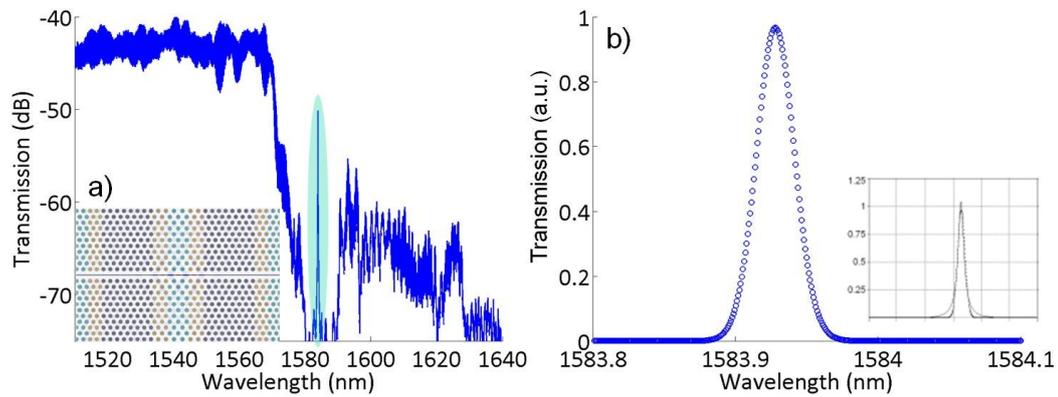


FIGURE 4.36: a) Diagramme de transmission de l'ensemble cavité guide. Insert : représentation schématique de la cavité avec superposition du champ E_y calculé par FDTD 3D. b) Transmission de la cavité en échelle linéaire après filtrage des résonances Fabry-Perot de l'échantillon. Un *fit* lorentzien de cette résonance donne un facteur de qualité supérieur à 20000, confirmé par la mesure d'un FWHM de 45 pm.

Le meilleur résultat expérimental a été obtenu avec une cavité à fente à double-hétérostructure (fig. 4.36). La largeur de la fente est de 100 nm pour les paramètres suivants : $a_2 = 420$ nm, $a_1 = 410$ nm, $a_0 = 400$ nm, $W_{1.25} = 1,25\sqrt{3}a_0$. Cette cavité est séparée des guides d'accès par une barrière s'étendant sur 7 périodes, barrière suffisante pour atténuer la transmission d'environ 30 dB hors résonance. À l'instar de la cavité, le paramètre de maille des guides est de 420 nm, puis se réduit à 410 nm avant d'attaquer la barrière afin d'améliorer l'accord d'impédances au niveau des miroirs.

La cavité présentée ici possède une résonance vers 1582 nm, pour une largeur spectrale à mi-hauteur d'environ 70 pm. Un fit lorentzien renvoie un facteur de qualité d'environ 23000. La hauteur du pic en transmission est supérieure à 20 dB, ce qui permet de déduire un facteur de qualité intrinsèque de plus de 200000. Notons aussi le fait que le niveau de transmission de la cavité n'est réduit que de 6 dB par rapport à la bande passante du guide à cristal photonique, soit une transmission d'environ 25 % à résonance, ce qui rend cette cavité aisément intégrable dans un dispositif. Notons aussi que contrairement à la cavité de type A1, la résonance ne souffre pas ici d'une déformation liée aux porteurs pour une même puissance d'excitation, en raison du fort confinement du champ dans la fente. Ce résultat est à l'état de l'art des cavités à fente sur SOI, et représente un ordre de grandeur d'amélioration par rapport aux précédents travaux [184],[105]. Cette cavité sera ultérieurement sondée en régime non linéaire afin d'y étudier la dynamique des porteurs.

Nous avons également réalisé des cavités basées sur une modulation de la fente. En modulant la largeur de la fente de 20 nm (fig. 4.37), il a été possible de former une cavité dont le facteur de qualité est de 2600, calculé par *fit* lorentzien de la résonance à $\lambda = 1570$ nm. Ce résultat valide expérimentalement les designs étudiés dans le chapitre précédent, cependant les facteurs de qualité obtenus sont modestes comparés à ceux mesurés dans les cavités à fente droite.

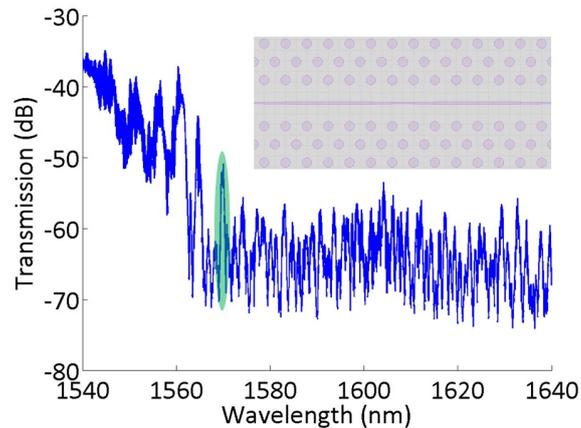


FIGURE 4.37: a) Diagramme de transmission de l'ensemble cavité guide. Insert : masque de la cavité montrant la modulation de la largeur de la fente permettant de former la cavité et les barrières.

En conclusion, nous avons obtenu des résultats à l'état de l'art concernant les cavités à fente sur SOI (avec $Q > 20000$), tout en ayant symétrisé la structure par un dépôt de liquide. Ce type de cavité devrait s'avérer particulièrement efficace pour réaliser un commutateur optique basé sur un effet Kerr pur ou un effet Pockels, à la condition que le remplissage par un polymère fortement non linéaire maintienne le facteur de qualité élevé. Nous avons également démontré expérimentalement des cavités basées sur une modulation de la fente, leurs facteurs de qualité étant toutefois plus modestes. Les SPCC ont des applications très prometteuses pour l'émission de lumière en raison du très grand rapport Q/V . On peut notamment envisager l'incorporation dans la fente de boîtes quantiques colloïdales (CdSe, PbS) diluées par exemple dans du PMMA ou du SOG (*Spin On Glass*), ou encore les nanotubes de carbone comme nous le verrons dans la prochaine section de ce chapitre.

4.6 Vers une source de lumière hybride SPCW - nanotubes de carbone semiconducteurs

Les nanotubes de carbone semi-conducteurs (s-CNT), feuillets de graphène enroulés selon une chiralité spécifique, possèdent des propriétés très intéressantes pour la photonique, telles que l'absorption saturable, un effet Stark et une bande interdite à transition directe [185]. Cette bande interdite a pour conséquence la recombinaison radiative des porteurs, sujet étudié dans l'équipe MINAPHOT par Nicolas Izard et Adrien Noury. Les s-CNT utilisés dans l'équipe MINAPHOT sont synthétisés par la méthode HiPCO (*High Pressure catalytic decomposition of Carbon Monoxide*), basée sur une décomposition du gaz CO sous forte pression et d'une croissance par catalyse. La synthèse des CNT générant un grand nombre de chiralités différentes ainsi que du carbone amorphe, il est nécessaire après la synthèse de pouvoir purifier les échantillons afin de ne retenir qu'une chiralité choisie. Cette extraction a notamment été réalisée par ultracentrifugation à 150000g en utilisant un polymère qui s'enroule spécifiquement autour d'une chiralité choisie et migre dans le

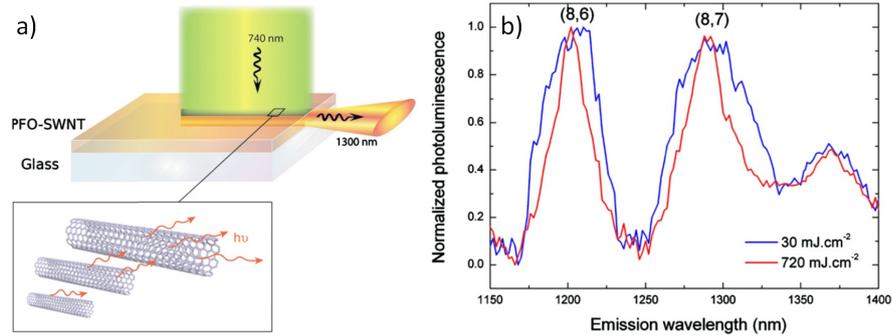


FIGURE 4.38: a) Schéma de principe du pompage optique du mélange PFO+CNT. b) Spectre de photoluminescence du mélange PFO+CNT pour des puissances différentes, montrant la réduction du FWHM signature d'un régime de gain. [187]

solvant [186]. Cette méthode permet d'obtenir un mélange s-CNT - PFO (Polyfluorène) d'une grande pureté, ce qui rend ce mélange propre à une fonctionnalisation. Les s-CNT employés dans l'équipe MINAPHOT présentent une photoluminescence intense à $\lambda = 1, 3 \mu\text{m}$.

L'étude des s-CNT en photonique silicium a été effectuée par Etienne Gaufres, ancien doctorant dans l'équipe Minaphot. Ses travaux ont notamment permis de démontrer un gain optique dans les CNTs [187] ainsi qu'un couplage de la photoluminescence des nanotubes dans un guide d'onde en silicium [188]. Un pompage optique à $\lambda = 740 \text{ nm}$ du mélange PFO+CNT déposé sur du verre a montré deux pics de PL provenant de deux chiralités de nanotubes présents, à 1200 et 1300 nm (fig. 4.38). Un rétrécissement du FWHM de ces pics a été mesuré à forte puissance, signature d'un régime de gain.

Il nous est donc apparu naturel de chercher à intégrer les nanotubes de carbone dans des cristaux photoniques. Pour amplifier la photoluminescence des s-CNT de fabrication HiPCO, il nous a fallu modifier les designs pour fabriquer des PCW avec un bord de bande proche de 1300 nm. Des guides W1 fabriqués sur du SOI de 220 nm d'épaisseur de silicium, avec une période réduite $a = 350 \text{ nm}$ nous ont permis d'observer une forte transmission

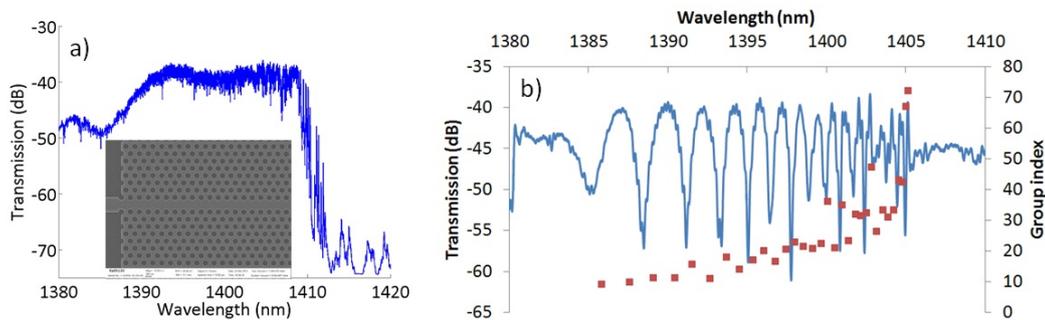


FIGURE 4.39: a) Diagramme de transmission d'un guide W1 dont la période vaut 350 nm. Insert : image MEB du guide caractérisé. b) Diagramme de transmission de ce même guide dans un MZI et indice de groupe de correspondant.

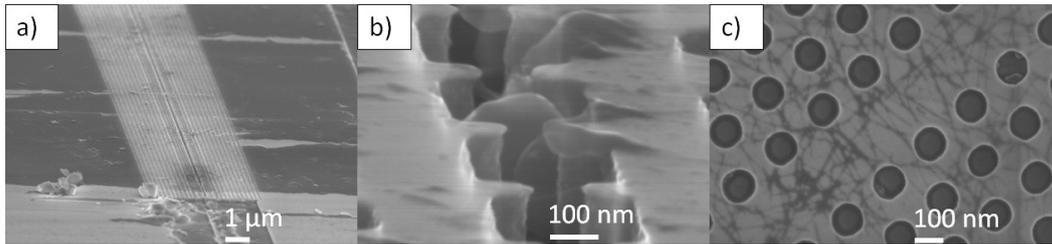


FIGURE 4.40: Images MEB de cristaux photoniques remplis par une solution de nanotubes de carbone et de PFO : a) Image d'un SPCW. b) Vue détaillée de la fente montrant l'infiltration par la gaine de PFO et des nanotubes individuels suspendus. c) Vue de surface d'un guide W1 sur lequel on observe un tapis de nanotubes de carbone.

malgré la réduction de la période du cristal photonique (fig. 4.39). L'amplitude des franges dans le MZI caractérisé est d'environ 20 dB, ce qui montre une transmission élevée dans le guide W1.

Nous avons par la suite effectué des tests de remplissage d'une matrice de PFO contenant des s-CNT. Les premiers dépôts ont été fait par *dropcast*, une goutte ayant été déposée directement sur l'échantillon au moyen d'une micro-pipette. Cette technique de dépôt permet de déposer une grosse épaisseur de nanotubes sur les structures photoniques, cependant la couche déposée n'est pas uniforme. La fig. 4.40 a) illustre bien l'inhomogénéité de la couche de nanotubes-PFO déposée. On constate néanmoins que les fentes des guides sont bien remplies par le mélange, et l'observation au MEB à très haute résolution permet de visualiser la présence de nanotubes suspendus au-dessus de la fente. Dans le cas de la fig. 4.40 c), les s-CNT ont cette fois été déposés par *spin coating*, ce qui permet d'uniformiser le dépôt sur toute la surface de l'échantillon, même si les vitesses de rotation élevées (>1000 tr/min) des tournettes réduisent l'épaisseur de la couche. On observe néanmoins une densité importante de s-CNT sur la surface du guide W1.

Les s-CNT ayant d'importantes propriétés d'absorption dans le proche infrarouge, il est important d'isoler les guides d'ondes en dehors de la zone d'interaction souhaitée. Pour cela, nous avons développé un procédé technologique pour assurer cette isolation optique.

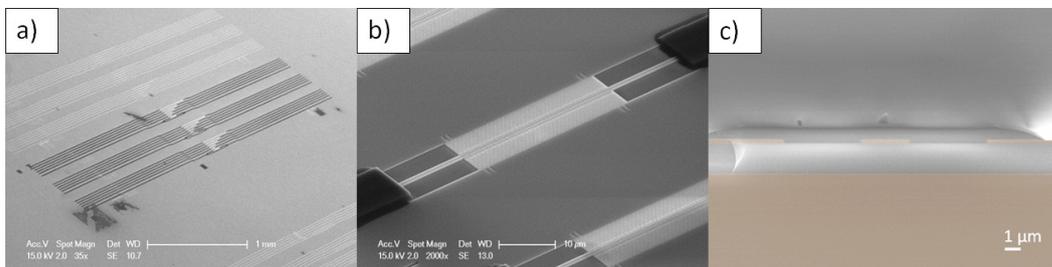


FIGURE 4.41: a) Vue d'ensemble au MEB de la surface de l'échantillon avant clivage. b) Image MEB d'un CPCW de 50 μm de long dont les guides d'accès sont recouverts par de la hsq. c) Vue en coupe au MEB d'une face clivée. Le guide de 3 μm de large au centre est recouvert par environ 800 nm de hsq. Le silicium est coloré en orange pour plus de clarté.

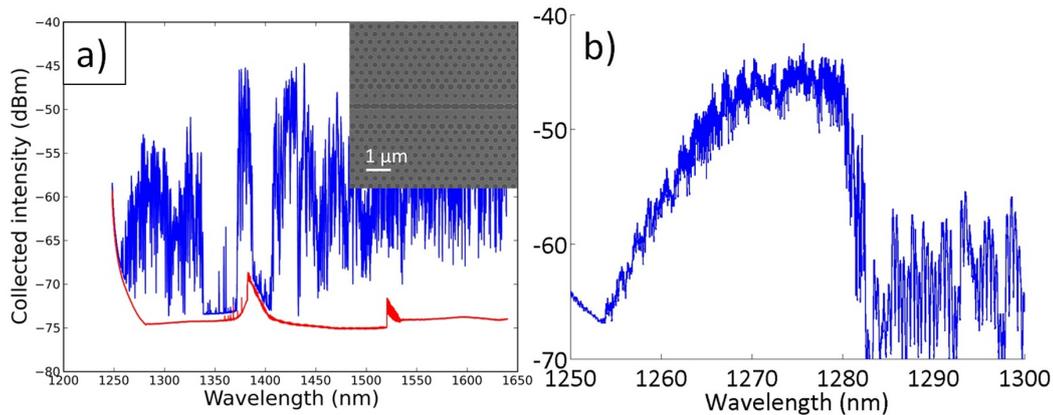


FIGURE 4.42: a) Courbe de transmission d'un CPCW infiltré par un mélange de PFO et de s-CNT. Insert : image MEB du CPCW avant dépôt. b) Diagramme de transmission du même guide rempli par un liquide d'indice de réfraction 1,46.

Nous avons pour cela choisi de masquer tous les guides d'accès par de la *hsq* (*hydrogen silsesquioxane*), cette résine négative ayant la particularité de se transformer en silice après recuit à haute température. La résine a été déposée à faible vitesse afin de maximiser l'épaisseur de la couche, puis a été insolée à fort courant sur le système RAITH150, des croix d'alignements ayant été gravées au préalable dans le silicium. Après développement, la résine a été recuite dans un four. Seuls les guides à cristaux photoniques n'ont pas été masqués lors de cette étape (fig. 4.41). Une mesure à partir des images MEB (fig. 4.41) a permis d'estimer à 800 nm d'épaisseur la couche de *hsq* déposée sur les guides d'ondes (fig. 4.41 c)).

Après masquage des guides d'accès par la *hsq*, nous avons effectué deux types de mesures : l'une avec dépôt de s-CNT, l'autre avec du liquide d'indice de réfraction de 1,46. Nous avons notamment caractérisé des CPCW conçus pour un bord de bande interdite vers 1290 nm avec des indices de groupe visés autour de 40. La fig. 4.42 nous montre les transmissions mesurées. Dans le cas du CPCW caractérisé avec du liquide (fig. 4.42 b) de longueur de 50 μm de long, on observe un niveau de transmission à environ -45 dB sur une bande passante de 15 nm. La fréquence de coupure se situe à $\lambda = 1280$ nm. Dans le cas d'un dépôt de s-CNT, on constate un décalage vers le rouge, qui s'explique par l'indice du PFO ($n_{PFO} = 1,52$). Cependant, il apparaît surtout que la transmission chute fortement en raison de l'absorption des nanotubes. Le signal est atténué de près 10 dB par rapport à la mesure avec liquide. Les nanotubes ne sont pas les seuls responsables de la chute drastique de la transmission. Il est vraisemblable que la couche déposée soit inhomogène, ce qui accentue la diffusion. Le faible signal constaté sur cet échantillon ne nous permet pas d'observer la signature de pics d'absorption des nanotubes. Cet échantillon n'a pas été caractérisé en micro-photoluminescence car il n'existait pas encore de banc de mesure adapté au sein du groupe au moment de sa caractérisation.

La solution la plus adaptée pour étudier l'interaction entre un cristal photonique et les s-CNT consiste à effectuer une mesure de micro-photoluminescence. Le banc de caractérisation en cours de montage dans l'équipe MINAPHOT permettra de mesurer le renfor-

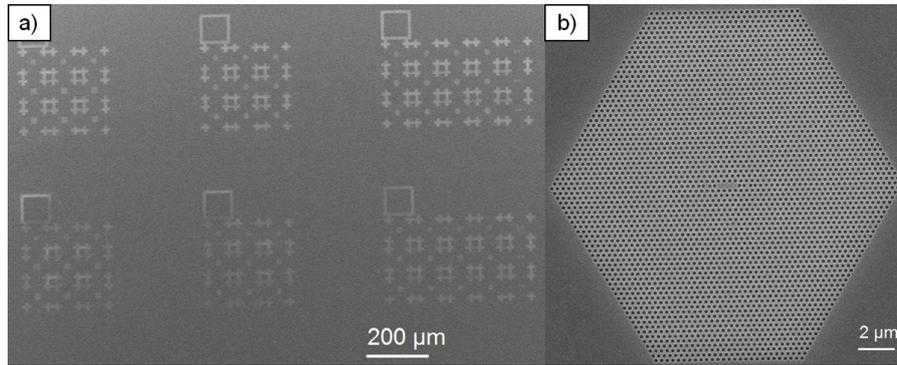


FIGURE 4.43: a) Image MEB d'un échantillon contenant différentes cavités à cristaux photoniques avant *spin-coating* des nanotubes de carbone b) Image MEB d'une cavité L3 destinée à être caractérisée par micro-photoluminescence.

cement de la PL des s-CNT par effet Purcell dans des cavités à cristaux photoniques (fig. 4.43), plus particulièrement à fente, par pompage optique au moyen d'un laser Ti :Sa. Les premiers résultats obtenus très récemment par d'autres groupes dans des échantillons de CNT non purifiés sont très encourageants [189],[190] quant à la perspective future de réaliser un laser à base de nanotubes de carbone. L'ultime étape restera néanmoins le pompage électrique, avec un certain nombre de verrous qui restent à lever. Les s-CNT s'avèrent également prometteurs pour l'électrodynamique quantique de cavité en tant que nano-objets individuels pour la réalisation de sources à photon unique [191].

Les CNT possèdent également d'autres propriétés très intéressantes pour la photonique. Une mesure récente de la susceptibilité non linéaire d'ordre trois $\chi^{(3)}$ dans des HiPCO s-CNT purifiés démontre une très forte nonlinéarité des nanotubes de carbone à une longueur d'onde de 1275 nm [192]. Un $\chi^{(3)}$ de partie réelle $\text{Re}[\chi^{(3)}] = -3,0 \cdot 10^{-8}$ esu et de partie imaginaire $\text{Im}[\chi^{(3)}] = -2,9 \cdot 10^{-8}$ esu a été mesuré par mélange à quatre ondes non dégénéré. Ce résultat rejoint les prédictions théoriques d'un effet Kerr géant dans les nanotubes de carbone [193], bien qu'inférieur aux $2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}$ prédits ! Cela montre néanmoins que les non-linéarités optiques dans les nanotubes de carbone sont de loin très supérieures à celle du silicium (deux ordres de grandeur) et ont un très grand potentiel pour le développement d'une photonique hybride s-CNT-Si.

Une des perspectives de cette étude sera ainsi l'étude de la réponse non linéaire de guides rubans et à fente sur lesquels sera déposé un mélange de CNT+PFO, notamment en sondant de tels guides par une impulsion à spectre carré afin de mesurer l'indice de Kerr à partir de l'automodulation de phase observée. Dans de telles conditions, on devrait alors s'attendre à une réponse non linéaire du silicium négligeable devant celle des CNT. Un effort devra également être porté sur l'étude de la dynamique des porteurs créés par la TPA.

4.7 Conclusion

Les différents résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse ont été présentés dans ce chapitre.

Nous avons tout d'abord réalisé et caractérisé des guides à cristaux photoniques fendus ; nous avons notamment vu que les guides à fente, et en particulier ceux à fente structurée, supportent des modes lents dont nous avons caractérisés les indices de groupe par méthode OLCR et par l'utilisation d'interféromètres de Mach-Zehnder intégrés. Nous avons obtenus des indices de groupe supérieurs à 20 dans des guides dont la longueur est de l'ordre du millimètre. Les propriétés de dispersion des SPCW obtenues en modifiant les trous et la fente ont été examinées. La prochaine étape consistera à réaliser des guides à ingénierie de dispersion afin d'obtenir une courbe d'indice de groupe en forme de plateau.

Les pertes de propagation des cristaux photoniques à fente ont été étudiées par la méthode OLCR et il est apparu que les pertes en régime rapide sont relativement modérées même en présence d'une fente structurée. Elles sont également comparables à celles mesurées dans les guides réfractifs à fente, alors que la localisation y est plus intense. Nous avons observé une très rapide augmentation des pertes lorsque la lumière ralentit à l'instar des guides W1. Par ailleurs, le désordre dans la fente induit par les imperfections de fabrication modifie considérablement la dispersion et crée des modes fortement localisés. Un accroissement du désordre devrait conduire à l'observation de la localisation d'Anderson dans les cristaux photoniques à fente. Une étude théorique rigoureuse permettra de mieux comprendre les mécanismes de pertes et de localisation dans ce type de guides.

Nous avons caractérisé en régime non linéaire des SPCW en les sondant au moyen d'une impulsion picoseconde à spectre carré. Les résultats ont montré un effet Kerr et une TPA moins intense que dans un guide W1, preuve de la localisation préférentielle du champ électrique dans la fente, ce qui réduit les effets non linéaires du silicium. Cela permettra à terme d'exalter très fortement les non-linéarités optiques de matériaux remplissant la fente, telles que le mélange à quatre ondes.

En raison de leurs applications pour l'optomécanique et les capteurs et en vue de futures caractérisations en champ proche, nous avons réalisé des dispositifs sur membrane et avons développé à cet effet un procédé technologique. Confronté à des problèmes de pertes et de stabilité mécanique, des efforts de conception nous ont permis de caractériser des guides entièrement suspendus qui pourraient aboutir à la réalisation de cavités optomécaniques à fente. Des facteurs de qualité très élevés mesurés dans ces dispositifs nous ont permis également de valider notre procédé de fabrication. Enfin, nous avons proposé un dispositif optomécanique commandé par un micro-actionneur en peigne ayant pour but de mesurer les forces optiques et accorder la longueur d'onde de résonance ou de coupure dans un SPCW.

Des cavités à cristaux photoniques à fente ont été réalisées et un facteur de qualité mesuré record de 20 000 sur SOI a été obtenu dans une cavité à hétérostructure. Ce type de cavité est très prometteur pour la réalisation de commutateurs basés sur un effet Kerr pur en filière silicium et l'intégration d'émetteurs de lumière dans la fente.

Pour finir, nous avons réalisé une étude préliminaire et un procédé technologique visant à contribuer à l'intégration des nanotubes de carbone dans des cristaux photoniques à fente

pour l'émission de lumière à $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$.

Conclusion et perspectives

Les cristaux photoniques à fente, de par leur capacité à confiner la lumière dans des volumes très inférieurs au cube de la longueur d'onde et de par leur caractéristiques de structures guidantes remplissables (cœur creux), offrent de nombreuses et prometteuses perspectives pour le traitement optique de l'information dans la filière silicium, que ce soit sous forme de capteurs, de modulateurs, de systèmes optomécaniques, voire même de sources de lumière. Les trois grands objectifs de ma thèse ont été les suivants : tout d'abord l'étude des propriétés de dispersion et la réalisation expérimentale de guides à cristaux photoniques fendus opérant en régime de lumière lente. Le second objectif a été la caractérisation de tels guides en régime non linéaire, afin de démontrer une diminution des effets non linéaires du silicium par renforcement du champ dans la fente. Le troisième objectif a été la réalisation de cavités à cristaux photoniques à fente afin d'accroître le régime de localisation et de compléter le panel des structures photoniques diélectriques à très fort confinement du champ. À ces objectifs sont venus se greffer plus tardivement l'étude de structures à fente en membrane afin de permettre une exploration ultérieure de ces structures ou leur étude pour la réalisation de cavités optomécaniques, ou l'intégration de nanotubes de carbone semiconducteurs pour l'émission de lumière.

Le premier chapitre a été consacré à une présentation des propriétés générales des cristaux photoniques, allant des équations de Maxwell en milieu périodique et l'ouverture de la bande interdite jusqu'à l'état de l'art des guides à modes lents en terme de pertes et des cavités à très haut facteur de qualité, puis aux structures photoniques à fente. Nous avons abordé par la suite les différents effets d'optique non linéaire, exposé un état de l'art des mécanismes observés dans les cristaux photoniques, et décrit les effets de localisation du champ sur l'exaltation des effets non linéaires.

Le deuxième chapitre a porté sur la présentation des technologies de fabrication et de caractérisation des cristaux photoniques. L'objectif était de décrire les moyens et les procédés mis en œuvre pour l'étude expérimentale des cristaux photoniques à fente. Un procédé de fabrication adapté au nouveau masqueur électronique installé à l'IEF au début de cette thèse a été développé et optimisé. Celui-ci a permis la réalisation de tous les échantillons caractérisés par la suite. L'ensemble des étapes technologiques a été présenté, et des structures sur SOI et sur membrane ont été fabriquées et caractérisées. Nous avons abordé par la suite les différentes méthodes de caractérisations des guides et des cavités, et examiné les différentes stratégies de couplage. Nous avons également présenté les méthodes mises en œuvre pour caractériser expérimentalement le ralentissement de la lumière.

Le troisième chapitre a concerné la méthodologie d'optimisation cristaux photoniques à fente par simulation numérique, à savoir les guides et les cavités. Le résultat principal a été de montrer qu'une structuration de la fente permet de réaliser une ingénierie des propriétés de dispersion d'un cristal photonique à fente, et qu'une modulation locale des paramètres

de la fente permet de réaliser des cavités à facteur de qualité élevé. Nous avons pour cela étudié tout d'abord par la méthode des ondes planes des guides et réalisé une optimisation du diagramme de bandes des cristaux photoniques permettant d'obtenir une faible dispersion à indice de groupe élevé. La méthode FDTD nous a ensuite permis de confirmer cette stratégie d'ingénierie de dispersion et d'étudier le couplage depuis des guides rubans. La suite du chapitre a été consacrée aux cavités à fente et différents designs ont été proposés puis étudiés par méthode FDTD 3D et nous avons ainsi montré l'existence de modes à très hauts facteurs de qualité ($> 10^5$).

Le dernier chapitre de ce manuscrit a été consacré à la présentation des différents résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse. Les guides à cristaux photoniques fendus étudiés en simulation ont été fabriqués et caractérisés et le ralentissement de la lumière y a été observé. Des vitesses de groupe inférieures à $c/20$ ont notamment été mesurées sur des distances de l'ordre du millimètre, et les propriétés de dispersion de ces guides ont été explorées. La méthode de réflectométrie optique à faible cohérence a été employée notamment pour ces mesures et a conduit à une étude de pertes dans les guides à cristaux photoniques fendus dans les deux régimes rapide et lent. Cette étude a montré que les pertes en régime rapide sont relativement faibles ($< 30 \text{ dB.cm}^{-1}$), mais que les modes lents subissent un fort impact lié au désordre dans les structures, révélé par des modes localisés en limite de bord de bande interdite. Les guides à fente ont ensuite été caractérisés en régime non linéaire, et ont montré une réduction de la réponse non linéaire comparée à des guides W1. Nous avons ensuite présenté des résultats concernant les guides en membrane, qui permettront ultérieurement une exploitation des cristaux photoniques à fente dans cette configuration. Puis nous avons caractérisé des cavités à fente avec des facteurs de qualité à l'état de l'art en configuration SOI, et enfin le chapitre s'est achevé sur une étude préliminaire visant à l'intégration de nanotubes de carbone dans les cristaux photoniques à fente pour la réalisation de sources de lumière en filière SOI.

L'étude des cristaux photoniques à fente a fait l'objet d'un nombre important de publications au cours des années sur lesquelles s'est déroulée cette thèse, mais les efforts ont principalement portés sur la réalisation de modulateurs électro-optiques basés sur l'effet Pockels ([93],[94],[95],[98]) ou encore la réalisation de cavités à fente pour l'optomécanique ([108],[109],[177]). Nous pensons néanmoins que ces structures sont très prometteuses pour deux applications cruciales en photonique silicium : le traitement tout-optique de l'information et l'émission de lumière, car les cristaux photoniques à fente permettent de combiner les propriétés de confinement de la lumière avec celle du matériau choisi pour remplir la fente.

Ce travail de thèse amène donc à de nombreuses perspectives vers des champs d'applications très différents.

Tout d'abord, une étude minutieuse reste à faire concernant les pertes dans les guides à cristaux photoniques à fente. Cette étude pourra probablement être effectuée par une description théorique des pertes puis des caractérisations optiques en champ proche. Par la suite, la démonstration de guides à ingénierie de dispersion et à modes lents sera utile

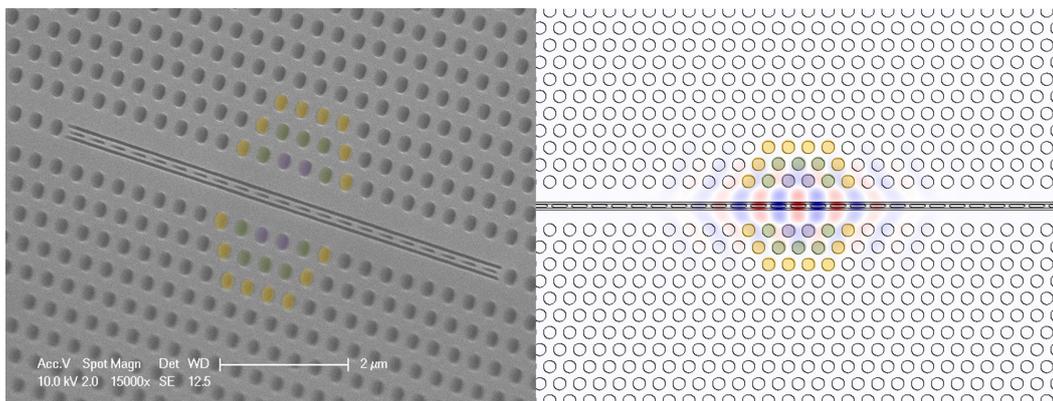


FIGURE 4.44: À gauche : image MEB d'une cavité à double fente et à nanopoutre trouée. La cavité est formée par décalage des trous (en fausses couleurs). Schéma de la cavité avec superposition de la composante E_y du champ calculée par méthode FDTD.

pour le renforcement de l'exaltation du champ dans la fente et l'efficacité des processus non linéaires.

Le remplissage de la fente par des matériaux très fortement non linéaires ouvre la voie à une optique non linéaire intégrée à faible puissance. Dans le cas de polymères à grand facteur de mérite ($FOM_{TPA} \gg 1$), des commutateurs optiques basés sur un effet Kerr pur pourraient voir le jour dans des cavités à fente. L'efficacité de conversion du mélange à quatre ondes devrait également être considérablement renforcée.

L'étude de cavités à fentes multiples (fig. 4.44) pourrait permettre la réalisation de résonateurs optomécaniques à très faibles masses (\sim fg), ce qui est prometteur pour la réalisation de résonateurs à hautes fréquences et l'étude de systèmes optomécaniques à l'état fondamental quantique.

Les cristaux photoniques à fente offrent également des perspectives intéressantes dans le domaine des capteurs, pour lesquels des applications ont déjà été démontrées ([97],[110]).

Pour finir, la combinaison des nanotubes de carbone avec les cristaux photoniques pourrait permettre de répondre à un certain nombre de besoins pour la photonique silicium, grâce aux propriétés exceptionnelles des nanotubes de carbone (laser à nanotubes de carbone, électrodynamique quantique de cavité et optique non linéaire).

Bibliographie

- [1] S. Matsuo, A. Shinya, C.-H. Chen, K. Nozaki, T. Sato, Y. Kawaguchi, H. Taniyama, M. Notomi, "20-Gbit/s directly modulated photonic crystal nanocavity laser with ultra-low power consumption," *Optics Express* **19** (3), 2242 (2011). vi
- [2] K. Tanabe, K. Watanabe, Y. Arakawa, "III-V/Si hybrid photonic devices by direct fusion bonding," *Scientific Reports* **2**, 349 (2012). vi
- [3] J. Michel, J. Liu, L. C. Kimerling, "High-performance Ge-on-Si photodetectors," *Nature Photonics* **4**, 527 (2010). vi
- [4] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Physical Review Letters* **58**, 2059 (1987). 2
- [5] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Physical Review Letters* **58**, 2486 (1987). 2
- [6] T. F. Krauss, R. M. De La Rue, S. Brand, "Two-dimensional photonic bandgap structure at near-infrared wavelengths," *Nature* **383**, 699 (1996). 2
- [7] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, D. G. Deppe, "Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity," *Nature* **432**, 200 (2004). 2, 26
- [8] M. Eichenfield, J. Chan, R. M. Camacho, K. J. Vahala, O. Painter, "Optomechanical Crystals," *Nature* **462**, 78 (2009). 2
- [9] P. Lodahl, F. van Driel, I. S. Nikolaev, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh, W. L. Vos, "Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystal," *Nature* **430**, 654, (2004). 2
- [10] T. Baba, "Remember the light", *Nature Photonics* **1**, 11 (2006). 3
- [11] R. W. Boyd, "Nonlinear optics," *Academic Press* (2003). 4, 38
- [12] M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, G. Bohm, J. Roskopf, R. Shau, E. Ronneberg, W. Hofmann, M.-C. Amann, "2.5-mW single-mode operation of 1.55- μ m buried tunnel junction VCSELs," *IEEE Photonics Technology Letters* **17** (8), 1596 (2005). 6
- [13] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, I. Yokohama, "Extremely Large Group-Velocity Dispersion of Line-Defect Waveguides in Photonic Crystal Slabs," *Physical Review Letters* **87**, 253902 (2001). 11, 78, 79
- [14] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi, "Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas," *Nature* **397**, 594 (1999). 12
- [15] M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov, L. Hollberg, G. R. Welch, M. D. Lukin, Y. Rostovtsev, E. S. Fry, M. O. Scully, "Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas," *Physical Review Letters* **82**, 5229 (1999). 12

- [16] M. S. Bigelow, N. N. Lepeshkin, R. W. Boyd, "Superluminal and slow light propagation in a room-temperature solid," *Science* **301**, 200 (2003). 12
- [17] A. Melloni, A. Canciamilla, C. Ferrari, F. Morichetti, L. O'Faolain, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, A. Samarelli, and M. Sorel, "Tunable delay lines in silicon photonics : Coupled resonators and photonic crystals, a comparison," *IEEE Photonics Journal* **2**, 181 (2010). 12
- [18] T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya, H. Taniyama, "Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity," *Nature Photonics* **1**, 49 (2007). 12, 24, 26, 27, 35, 83
- [19] J. Adachi, N. Ishikura, H. Sasaki, T. Baba, "Wide range tuning of slow light pulse in SOI photonic crystal coupled waveguide via folded chirping," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **16**, 192 (2010). 12
- [20] T. F. Krauss, "Slow light in photonic crystal waveguides," *Journal of Physics D : Applied Physics* **40**, 2666 (2007). 13
- [21] Y. A. Vlasov, M. O'Boyle, F. H. Hamann, S. J. McNab, "Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides," *Nature* **438**, 65 (2005). 13, 18, 79
- [22] A. Hosseini, X. Xu, H. Subbaraman, C.-Y. Lin, S. Rahimi, R. T. Chen, "Large optical spectral range dispersion engineered silicon-based photonic crystal waveguide modulator," *Optics Express* **20** (12), 12318 (2012). 13
- [23] B. Corcoran, C. Monat, C. Grillet, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, T. F. Krauss, "Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic crystal waveguides," *Nature Photonics* **3**, 206 (2009). 13, 47
- [24] C. Monat, B. Corcoran, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, T. F. Krauss, "Slow light enhancement of nonlinear effects in silicon engineered photonic crystal waveguides," *Optics Express* **17** (4), 2944 (2009). 13, 46
- [25] C. Monat, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. Corcoran, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, J. Li, T. F. Krauss, "Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides," *Optics Express* **18** (22), 22915 (2010). 13, 15
- [26] J. F. McMillan, X. Yang, N. C. Panoiu, R. M. Osgood, C. W. Wong, "Enhanced stimulated Raman scattering in slow-light photonic crystal waveguides," *Optics Letters* **31** (9), 1235 (2006).
- [27] A. Y. Petrov, M. Eich, "Zero dispersion at small group velocities in photonic crystal waveguides," *Applied Physics Letters* **85**, 4866 (2004). 14
- [28] L. H. Frandsen, A. V. Lavrinenko, J. Fage-Pedersen, P. I. Borel, "Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties," *Optics Express* **14**, 9444 (2006). 14
- [29] S. Kubo, D. Mori, T. Baba, "Low-group-velocity and low-dispersion slow light in photonic crystal waveguides," *Optics Letters* **32** (20), 2981 (2007). 14

- [30] J. Li, T. P. White, L. O'Faolain, A. Gomez-Iglesias, T. F. Krauss, "Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides," *Optics Express* **16** (9), 6227 (2008). [14](#), [15](#), [16](#), [94](#)
- [31] Y. Hamachi, S. Kubo, T. Baba, "Slow light with low dispersion and nonlinear enhancement in a lattice-shifted photonic crystal waveguide," *Optics Letters* **34** (7), 1072 (2009). [14](#), [80](#)
- [32] R. Hao, E. Cassan, X. Le Roux, D. Gao, V. D. Khanh, L. Vivien, D. Marris-Morini, X. Zhang, "Improvement of delay-bandwidth product in photonic crystal slow-light waveguides," *Optics Express* **18** (16), 16309 (2010). [14](#)
- [33] R. Matzen, J. S. Jensen, O. Sigmund, "Systematic design of slow-light photonic waveguides," *Journal of Optical Society of America B* **28** (10), 2374 (2009). [14](#)
- [34] T. Baba, "Slow light in photonic crystals," *Nature Photonics* **2**, 465 (2008). [12](#), [15](#)
- [35] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Hughes, A. Shinya, T. Watanabe, L. Ramunno, "Disorder-induced scattering loss of line-defect waveguides in photonic crystal slabs," *Physical Review B* **72**, 161318(R), 2005. [16](#), [17](#)
- [36] M. Notomi, T. Tanabe, A. Shinya, E. Kuramochi, H. Taniyama, S. Mitsugi, M. Morita, "Nonlinear and adiabatic control of high-Q photonic crystal nanocavities," *Optics Express* **15** (26), 17458 (2007). [16](#)
- [37] D. Gerace, L. C. Andreani, "Disorder-induced losses in photonic crystal waveguides with line defects," *Optics Letters* **29** (16), 1897 (2004). [16](#)
- [38] S. G. Johnson, M. L. Povinelli, M. Soljacic, A. Karalis, S. Jacobs, J. D. Joannopoulos, "Roughness losses and volume-current methods in photonic-crystal waveguides," *Applied Physics B* **81** (2), 283 (2005). [16](#)
- [39] B. Wang, S. Mazoyer, J. P. Hugonin, P. Lalanne, "Backscattering in monomode periodic waveguides," *Physical Review B* **78**, 245108 (2008). [18](#)
- [40] S. Mazoyer, J. P. Hugonin, P. Lalanne, "Disorder-Induced Multiple Scattering in Photonic-Crystal Waveguides," *Physical Review Letters* **103**, 063903 (2009). [18](#)
- [41] R. J. P. Engelen, D. Mori, T. Baba, L. Kuipers, "Two Regimes of Slow-Light Losses Revealed by Adiabatic Reduction of Group Velocity," *Physical Review Letters* **101**, 103901 (2007). [18](#)
- [42] M. Patterson, S. Hughes, S. Combrié, N.-V.-Quynh Tran, A. De Rossi, R. Gabet, Y. Jaouën, "Disorder-Induced Coherent Scattering in Slow-Light Photonic Crystal Waveguides," *Physical Review Letters* **102**, 253903 (2009). [18](#), [80](#)
- [43] A. Baron, S. Mazoyer, W. Smigaj, P. Lalanne, "Attenuation Coefficient of Single-Mode Periodic Waveguides," *Physical Review Letters* **107**, 153901 (2011). [18](#)
- [44] M. Patterson, S. Hughes, S. Schulz, D. M. Beggs, T. P. White, L. O'Faolain, T. F. Krauss, "Disorder-induced incoherent scattering losses in photonic crystal waveguides : Bloch mode reshaping, multiple scattering, and breakdown of the Beer-Lambert law," *Physical Review B* **80**, 195305 (2009). [18](#)
- [45] S. Mazoyer, "Lumière lente dans les guides à cristaux photoniques réels," *Thèse de l'Université Paris-Sud XI* (2011). [18](#)

- [46] N. Le Thomas, H. Zhang, J. Jágerská, V. Zabelin, R. Houdré, I. Sagnes, A. Talneau, "Light transport regimes in slow light photonic crystal waveguides," *Physical Review B* **80**, 125332 (2009). 18, 19
- [47] H. Gersen, T. J. Karle, R. J. P. Engelen, W. Bogaerts, J. P. Korterik, N. F. van Hulst, T. F. Krauss, L. Kuipers, "Real-Space Observation of Ultraslow Light in Photonic Crystal Waveguides," *Physical Review Letters* **94**, 073903 (2005). 18, 80
- [48] P. W. Anderson, D. J. Thouless, E. Abrahams, D. S. Fisher, "New method for a scaling theory of localization," *Physical Review B* **22** (8), 3519 (1980). 19
- [49] S. Mazoyer, A. Baron, J.-P. Hugonin, P. Lalanne, A. Melloni, "Slow pulses in disordered photonic-crystal waveguides," *Applied Optics* **50** (31), G113 (2011). 19
- [50] N. Le Thomas, Z. Diao, H. Zhang, R. Houdré, Statistical analysis of subnanometer residual disorder in photonic crystal waveguides : Correlation between slow light properties and structural properties," *Journal of Vacuum Science and Technology B* **29**, 051601 (2011). 19
- [51] M. Minkov, V. Savona, "Effect of hole-shape irregularities on photonic crystal waveguides," *Optics Letters* **37** (15), 3108 (2012). 20
- [52] L. O'Faolain, S. A. Schulz, D. M. Beggs, T. P. White, M. Spasenovic, L. Kuipers, F. Morichetti, A. Melloni, S. Mazoyer, J. P. Hugonin, P. Lalanne, T. F. Krauss, "Loss engineered slow light waveguides," *Optics Express* **18** (26), 27627, 2010. 20, 90, 139
- [53] S. Mazoyer, P. Lalanne, J. C. Rodier, J. P. Hugonin, M. Spasenovi ?, L. Kuipers, D. M. Beggs, T. F. Krauss, "Statistical fluctuations of transmission in slow light photonic-crystal waveguides," *Optics Express* **18** (14), 14654 (2010). 21
- [54] J. Topolancik, B. Illic, F. Vollmer, "Experimental Observation of Strong Photon Localization in Disordered Photonic Crystal Waveguides," *Physical Review Letters* **99**, 253901 (2007). 21
- [55] L. Sapienza, H. Thyrrstrup, S. Stobbe, P. D. Garcia, S. Smolka, P. Lodahl, "Cavity Quantum Electrodynamics with Anderson-Localized Modes," *Science* **327**, 1352 (2010). 20, 21
- [56] J.-K. Yang, H. Noh, M. J. Rooks, G. S. Solomon, F. Vollmer, H. Cao, "Lasing in localized modes of a slow light photonic crystal waveguide," *Applied Physics Letters* **98**, 241107 (2011). 21
- [57] Y. A. Vlasov, S. J. McNab, "Coupling into the slow light mode in slab-type photonic crystal waveguides," *Optics Letters* **31** (1), 50 (2006). 22
- [58] D. Marris-Morini, E. Cassan, D. Bernier, G. Maire, L. Vivien, "Ultracompact tapers for light coupling into two-dimensional slab photonic-crystal waveguides in the slow light regime," *Optical Engineering* **47** (1), 014602 (2008). 22
- [59] C.-Y. Lin, X. Wang, S. Chakravarty, B. S. Lee, W.-C. Lai, R. T. Chen "Wideband group velocity independent coupling into slow light silicon photonic crystal waveguide," *Applied Physics Letters* **97**, 183302 (2010). 22

- [60] J. P. Hugonin, P. Lalanne, T. P. White, T. F. Krauss, "Coupling into slow-mode photonic crystal waveguides," *Optics Letters* **32** (18), 2638 (2007). 21, 22, 103
- [61] M. Spasenovic, T. P. White, S. Ha, A. A. Sukhorukov, T. Kampfrath, Y. S. Kivshar, C. M. de Sterke, T. F. Krauss, L. Kuipers, "Experimental observation of evanescent modes at the interface to slow-light photonic crystal waveguides," *Optics Letters* **36** (7), 1170 (2011). 21, 22
- [62] E. M. Purcell, "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies," *Physical Review* **69**, 681 (1946). 24
- [63] B.-S. Song, T. Asano, S. Noda, "Photonic Devices Based on In-Plane Hetero Photonic Crystals," *Science* **300**, 1537 (2003). 24
- [64] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, M. Notomi, "Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity," *Nature Photonics* **4**, 477 (2010). 24, 52, 55
- [65] T. Tanabe, K. Nishiguchi, E. Kuramochi, M. Notomi, "Low power and fast electro-optic silicon modulator with lateral p-i-n embedded photonic crystal nanocavity," *Optics Express* **17** (25), 22505 (2009). 24
- [66] T. Tanabe, H. Sumikura, H. Taniyama, A. Shinya, M. Notomi, "All-silicon sub-Gb/s telecom detector with low dark current and high quantum efficiency on chip," *Applied Physics Letters* **96**, 101103 (2010). 24, 50
- [67] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, "Two-dimensional photonic band-gap defect mode laser," *Science* **284**, 1818 (1999). 24
- [68] W.-C. Lai, S. Chakravarty, Y. Zou, R. T. Chen "Silicon nano-membrane based photonic crystal microcavities for high sensitivity bio-sensing," *Optics Letters* **37** (7), 1208 (2012). 24
- [69] P. Lalanne, C. Sauvan, J.-P. Hugonin, "Photon confinement in photonic crystal nanocavities," *Laser & Photonics Review* **2** (6), 514 (2008). 22, 23, 160
- [70] K. Srinivasan, O. Painter, "Momentum space design of high-Q photonic crystal optical cavities," *Optics Express* **10** (15), 670 (2003). 25
- [71] B. Ellis, M. A. Mayer, G. Shambat, T. Sarmiento, J. Harris, E. E. Haller, J. Vuckovic "Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser," *Nature Photonics* **5**, 297 (2011). 26
- [72] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu, A. Imamoglu, "Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system," *Nature* **445**, 896 (2007). 26
- [73] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, S. Noda "High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal," *Nature* **425**, 944 (2003). 26, 33
- [74] C. Sauvan, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, "Tuning holes in photonic-crystal nanocavities," *Nature* **429**, 1 (2004). 26
- [75] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, S. Noda "Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity," *Optics Express* **13** (4), 1202 (2005). 26, 82, 156

- [76] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano, Y. Akahane, "Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity." *Nature Materials* **4**, 207 (2005). 27, 34
- [77] Y. Taguchi, Y. Takahashi, Y. Sato, T. Asano, S. Noda, "Statistical studies of photonic heterostructure nanocavities with an average Q factor of three million," *Optics Express* **19** (12), 11916 (2011). 27
- [78] B.-S. Song, S.-W. Jeon, S. Noda, "Symmetrically glass-clad photonic crystal nanocavities with ultrahigh quality factors," *Optics Letters* **36** (1), 91 (2011). 27
- [79] Y. Tanaka, T. Asano, S. Noda, "Design of Photonic Crystal Nanocavity With Q-Factor of $\sim 10^9$," *Journal of Lightwave Technology* **26** (11), 1532 (2008). 27, 113
- [80] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Matsugi, A. Shinya, T. Tanabe, "Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect," *Applied Physics Letters* **88**, 041112 (2006). 27, 28, 82, 159
- [81] V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios, M. Lipson, "Guiding and confining light in void nanostructure," *Optics Letters* **29** (11), 1209 (2004). 27, 28, 29, 97
- [82] Q. Xu, V. R. Almeida, R. R. Panepucci, M. Lipson, "Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material," *Optics Letters* **29** (14) 1626 (2004). 28, 29, 144
- [83] C. A. Barrios, M. J. Bañuls, V. González-Pedro, K. B. Gylfason, B. Sánchez, A. Griol, A. Maquieira, H. Sohlström, M. Holgado, R. Casquel, "Label-free optical biosensing with slot-waveguides," *Optics Letters* **33**, 708 (2008). 28
- [84] C. Koos, P. Vorreau, T. Vallaitis, P. Dumon, W. Bogaerts, R. Baets, B. Esembeson, I. Biaggio, T. Michinobu, F. Diederich, W. Freude, J. Leuthold, "All-optical high-speed signal processing with silicon-organic hybrid slot waveguides," *Nature Photonics* **3**, 216 (2009). 29, 31, 144
- [85] A. Trita, C. Lacava, P. Minzioni, J.-P. Colonna, P. Gautier, J.-M. Fedeli, I. Cristiani, "Ultra-high four wave mixing efficiency in slot waveguides with silicon nanocrystals," *Applied Physics Letters* **99**, 191105 (2011). 29
- [86] R. Ding, T. Baehr-Jones, W.-J. Kim, A. Spott, M. Fournier, J.-M. Fedeli, S. Huang, J. Luo, A. K.-Y. Jen, L. Dalton, M. Hochberg, "Sub-Volt Silicon-Organic Electro-optic Modulator with 500 MHz Bandwidth," *Journal of Lightwave Technology* **29** (8), 1112 (2011). 29
- [87] M. Galli, D. Gerace, A. Politi, M. Liscidini, M. Patrini, L. C. Andreani, A. Canino, M. Miritello, R. Lo Savio, A. Irrera, F. Priolo, "Direct evidence of light confinement and emission enhancement in active silicon-on-insulator slot waveguides," *Applied Physics Letters* **89**, 241114 (2006). 30
- [88] K. Foubert, L. Lalouat, B. Cluzel, E. Picard, D. Peyrade, E. Delamadeleine, F. de Fornel, E. Hadji, "Near-field modal microscopy of subwavelength light confinement in multimode silicon slot waveguides," *Applied Physics Letters* **93**, 251103 (2008). 30
- [89] N.-N. Feng, R. Sun, L. C. Kimerling, J. Michel, "Lossless strip-to-slot waveguide transformer," *Optics Letters* **32** (10), 1250 (2007). 31

- [90] Z. Wang, N. Zhu, Y. Tang,, L. Wosinski, D. Dai, S. He, "Ultracompact low-loss coupler between strip and slot waveguides," *Optics Letters* **34** (10), 1498 (2009). [30](#), [31](#), [103](#)
- [91] A. Di Falco, L. O'Faolain, T. F. Krauss, "Dispersion control and slow light in slotted photonic crystal waveguides," *Applied Physics Letters* **92**, 083501 (2008). [31](#), [33](#), [103](#)
- [92] J. Gao, J. F. McMillan, M.-C. Wu, J. Zheng, S. Assefa, C. W. Wong, "Demonstration of an air-slot mode-gap confined photonic crystal slab nanocavity with ultrasmall mode volumes," *Applied Physics Letters* **96**, 051123 (2010). [31](#), [35](#), [92](#)
- [93] X. Chen, Y.-S. Chen, Y. Zhao, W. Jiang, R. T. Chen, "Capacitor-embedded 0.54 pJ/bit silicon-slot photonic crystal waveguide modulator," *Optics Letters* **34** (5), 602 (2009). [32](#), [170](#)
- [94] C.-Y. Lin, X. Wang, S. Chakravarty, B. S. Lee, W. Lai, J. Luo, A. K.-Y. Jen, R. T. Chen, "Electro-optic polymer infiltrated silicon photonic crystal slot waveguide modulator with 23 dB slow light enhancement," *Applied Physics Letters* **97**, 093304 (2010). [32](#), [170](#)
- [95] J.-H. Wülbern, S. Prorok, J. Hampe, A. Petrov, M. Eich, J. Luo, A. K.-Y. Jen, M. Jenett, A. Jacob, "40 GHz electro-optic modulation in hybrid silicon-organic slotted photonic crystal waveguides," *Optics Letters* **35** (16), 2753 (2010). [32](#), [170](#)
- [96] W.-C. Lai, S. Chakravarty, X. Wang, C. Lin, R. T. Chen, "Photonic crystal slot waveguide absorption spectrometer for on-chip near-infrared spectroscopy of xylene in water," *Applied Physics Letters* **98**, 023304 (2011). [32](#)
- [97] M. G. Scullion, A. Di Falco, T. F. Krauss, "Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications," *Biosensors and Bioelectronics* **27** (1), 101 (2011). [32](#), [171](#)
- [98] X. Wang, C.-Y. Lin, S. Chakravarty, J. Luo, A. K.-Y. Jen, R. T. Chen "Effective index n_{33} of 735 pm/V on electro-optic polymer infiltrated silicon photonic crystal slot waveguides," *Optics Letters* **36** (6), 382 (2011). [32](#), [33](#), [42](#), [92](#), [170](#)
- [99] J.-M. Brosi, C. Koos, L. C. Andreani, M. Waldow, J. Leuthold, W. Freude, "High-speed low-voltage electro-optic modulator with a polymer-infiltrated silicon photonic crystal waveguide," *Optics Express* **16** (6), 44177 (2008). [33](#)
- [100] C.-Y. Lin, A. X. Wang, W.-C. Lai, J. L. Covey, S. Chakravarty, R. T. Chen, "Coupling Loss Minimization of Slow Light Slotted Photonic Crystal Waveguides Using Mode Matching with Continuous Group Index Perturbation," *Optics Letters* **37** (2), 232 (2012). [33](#)
- [101] M. G. Scullion, T. F. Krauss, A. Di Falco, "High Efficiency Interface for Coupling Into Slotted Photonic Crystal Waveguides," *IEEE Photonics Journal* **3** (2), 203 (2011). [33](#)
- [102] X. Chen, W. Jiang, J. Chen, L. Gu, R. T. Chen "20 dB-enhanced coupling to slot photonic crystal waveguide using multimode interference coupler," *Applied Physics Letters* **91**, 091111 (2007). [33](#)

- [103] J. T. Robinson, C. Manolatou, L. Chen, M. Lipson, "Ultrasmall Mode Volumes in Dielectric Optical Microcavities," *Physical Review Letters* **95**, 143905 (2005). 24, 33
- [104] T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii, T. Kuga, "Design of a high-Q air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a photonic crystal slab," *Optics Express* **16** (18), 13809 (2008). 34, 107, 111
- [105] J.-H. Wülbern, J. Hampe, A. Petrov, M. Eich, J. Luo, A. K.-Y. Jen, A. Di Falco, T. F. Krauss, J. Bruns, "Electro-optic modulation in slotted resonant photonic crystal heterostructures," *Applied Physics Letters* **94**, 241107 (2009). 34, 35, 107, 161
- [106] J. Gao, X. Yang, C. W. Wong, W. M. J. Green, Y. Vlasov, S. Assefa, "Demonstrations of an air-slot photonic crystal nanocavity with ultrasmall mode volumes for enhanced light-matter interactions," *CLEO/IQEC*, **CFE5** (2009). 35, 107, 160
- [107] J. Gao, F. Gesuele, W.-K. Koh, C. B. Murray, S. Assefa, C. W. Wong, "Weak exciton-photon coupling of PbS nanocrystals in air-slot mode-gap Si photonic crystal nanocavities in the near-infrared," *CLEO/QELS*, **QFH3** (2010). 35
- [108] Y. Li, J. Zheng, J. Gao, J. Shu, M. S. Aras, C. W. Wong, "Design of dispersive optomechanical coupling and cooling in ultrahigh-Q/V slot-type photonic crystal cavities," *Optics Express* **18** (23), 23844 (2010). 35, 170
- [109] A. Safavi-Naeini, T. P. Mayer Alegre, M. Winger, O. Painter, "Optomechanics in an ultrahigh-Q two-dimensional photonic crystal cavity," *Applied Physics Letters* **97**, 181106 (2010). 35, 36, 113, 170
- [110] J. Jágerská, H. Zhang, Z. Diao, N. Le Thomas, R. Houdré, "Refractive index sensing with an air-slot photonic crystal nanocavity," *Optics Letters* **35** (15), 2523 (2010). 36, 107, 171
- [111] K. M. Leung, Y. F. Liu, "Photon band structures - the plane wave method," *Physical Review B* **41** (14), 10188, (1990). 36
- [112] L. C. Andreani, D. Gerace, "Photonic-crystal slabs with a triangular lattice of triangular holes investigated using a guided-mode expansion method," *Physical Review B* **73**, 235114 (2006). 36
- [113] S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, "Block-iterative frequency domain methods for Maxwell's equations in a plane wave basis," *Optics Express* **8** (3), 173 (2001). 36, 37
- [114] A. F. Oskooi, D. Roundy, M. Ibanescu, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, "A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method," *Computational Physics Communications* **181**, 687 (2010). 36, 38
- [115] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, "Photonic Crystals : Molding the flow of light," *Princeton University Press* (2008). 37
- [116] K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **14** (3), 302 (1966). 38

- [117] Y. Shi, C. Zhang, H. Zhang, J. H. Bechtel, L. R. Dalton, B. H. Robinson, W. H. Steier, "Low (Sub-1-Volt) Halfwave Voltage Polymeric Electro-optic Modulators Achieved by Controlling Chromophore Shape," *Science* **288**, 119 (2000). 41, 42
- [118] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff, C. M. Savage, "Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics," *Physical Review Letters* **8**, 21 (1962). 43
- [119] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," *Physical Review* **127**, 1918 (1962). 43
- [120] M. Dinu, F. Quochi, H. Garcia, "Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths," *Applied Physics Letters* **82**, 2954-2956 (2003). 45, 50
- [121] G. P. Agrawal. "Nonlinear Fiber Optics," *Academic Press*, San Diego, third edition (2001). 45
- [122] J. M. Harbold, F. O. Ilday, F. W. Wise, J. S. Sanghera, V. Q. Nguyen, L. B. Shaw, I. D. Aggarwal, "Highly nonlinear As-S-Se glasses for all-optical switching," *Optics Letters* **27**, 121 (2002).
- [123] R. G. Brewer, "Frequency Shifts in Self-Focused Light," *Physical Review Letters* **19**, 8 (1967). 45
- [124] F. Shimizu, "Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse," *Physical Review Letters* **19**, 1097 (1967). 45
- [125] H. Oda, K. Inoue, Y. Tanaka, N. Ikeda, Y. Sugimoto, H. Ishikawa, K. Asakawa, "Self-phase modulation in photonic-crystal-slab line-defect waveguides," *Applied Physics Letters* **90**, 231102 (2007). 46
- [126] A. Baron, A. Rysanyanskiy, N. Dubreuil, P. Delaye, Q. V. Tran, S. Combrie, A. de Rossi, R. Frey, G. Roosen, "Light localization induced enhancement of third order nonlinearities in a GaAs photonic crystal waveguide," *Optics Express* **17**, 552 (2009). 46
- [127] K. Inoue, H. Oda, N. Ikeda, Y. Asakawa, "Enhanced third-order nonlinear effects in slow-light photonic-crystal slab waveguides of line-defect," *Optics Express* **17**, 7206 (2009). 46
- [128] Ö. Boyraz, P. Koonath, V. Raghunathan, B. Jalali, "All optical switching and continuum generation in silicon waveguides," *Optics Express* **12** (17), 4095 (2004). 46
- [129] C. Monat, C. Grillet, B. Corcoran, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, T. F. Krauss, "Investigation of phase matching for third-harmonic generation in silicon slow light photonic crystal waveguides using Fourier optics," *Optics Express* **18** (7), 6831 (2010). 47
- [130] C. Husko, T. D. Vo, B. Corcoran, J. Li, T. F. Krauss, B. J. Eggleton, "Ultra-compact all-optical XOR logic gate in a slow-light silicon photonic crystal waveguide," *Optics Express* **19** (21), 20681 (2011). 48
- [131] J. F. McMillan, M. Yu, D.-L. Kwong, C. W. Wong, "Observation of four-wave mixing in slow-light silicon photonic crystal waveguides," *Optics Express* **18** (15), 15484 (2010). 48, 55

- [132] C. Monat, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, B. Corcoran, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, J. Li, T. F. Krauss, "Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides," *Optics Express* **18** (22), 22915 (2010). 48, 90
- [133] J. Li, L. O'Faolain, T. F. Krauss, "Four-wave mixing in slow light photonic crystal waveguides with very high group index," *Optics Express* **20** (16), 17474 (2012). 48
- [134] N. Matsuda, T. Kato, K. Harada, H. Takesue, E. Kuramochi, H. Taniyama, M. Notomi, "Slow light enhanced optical nonlinearity in a silicon photonic crystal coupled-resonator optical waveguide," *Optics Express* **19** (21), 19862 (2012). 48
- [135] K. Lengle, L. Bramerie, M. Gay, M. C. e Silva, S. Lobo, J.-C. Simon, P. Colman, S. Combrie, A. de Rossi, "Slow light enhanced optical nonlinearity in a silicon photonic crystal coupled-resonator optical waveguide," *Optics Express* **20** (15), 16154 (2012). 48
- [136] C. Xiong, C. Monat, A. S. Clark, C. Grillet, G. D. Marshall, M. J. Steel, J. Li, L. O'Faolain, T. F. Krauss, J. G. Rarity, B. J. Eggleton, "Slow-light enhanced correlated photon pair generation in a silicon photonic crystal waveguide," *Optics Letters* **36** (17), 3413 (2011). 48
- [137] N. Matsuda, H. Takesue, K. Shimizu, Y. Tokura, E. Kuramochi, M. Notomi, "Slow light enhanced correlated photon pair in photonic-crystal coupled-resonator optical waveguides," *Optics Express* **21** (7), 8596 (2013). 48
- [138] P. Del'Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, T. J. Kippenberg, "Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator," *Nature* **450**, 1241 (2007). 48, 49
- [139] A. R. Johnson, Y. Okawachi, J. S. Levy, J. Cardenas, K. Saha, M. Lipson, A. L. Gaeta, "Chip-based frequency combs with sub-100 GHz repetition rates," *Optics Letters* **37** (15), 865 (2011). 48
- [140] N. J. Zabusky, M. D. Kruskal, "Interaction of 'solitons' in a collisionless plasma and the recurrence of initial states," *Physical Review Letters* **15**, 240 (1965). 48
- [141] A. Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Applied Physics Letters* **23**, 142 (1973). 48
- [142] P. Colman, C. Husko, S. Combrié, I. Sagnes, C. W. Wong, A. De Rossi, "Temporal solitons and pulse compression in photonic crystal waveguides," *Nature Photonics* **4**, 862 (2010). 49, 50
- [143] W. Ding, C. Benton, A. V. Gorbach, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, D. V. Skryabin, M. Gnan, M. Sorrel, and R. M. De La Rue, "Solitons and spectral broadening in long silicon on-insulator photonic wires," *Optics Express* **16** (5), 3310 (2008). 50
- [144] T. Vallaitis, S. Bogatscher, L. Alloatti, P. Dumon, R. Baets, M. L. Scimeca, I. Biaggio, F. Diederich, C. Koos, W. Freude, J. Leuthold "Optical properties of highly nonlinear silicon-organic hybrid (SOH) waveguide geometries," *Optics Express* **17** (20), 17357 (2009). 51

- [145] L.-D. Haret, X. Checoury, F. Bayle, N. Cazier, P. Boucaud, S. Combrié, A. De Rossi, "Schottky MSM junctions for carrier depletion in silicon photonic crystal microcavities," *Optics Express* **21** (8), 10324 (2013). 52
- [146] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, Y. Suzaki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi, R. Takahashi, M. Notomi, "Ultralow-power all-optical RAM based on nanocavities," *Nature Photonics* **6**, 248 (2012). 52
- [147] A. M. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, J. A. Levenson, R. Raj, "Nonadiabatic Dynamics of the Electromagnetic Field and Charge Carriers in High-Q Photonic Crystal Resonators," *Physical Review Letters* **96**, 093901 (2006). 52
- [148] A. De Rossi, M. Lauritano, S. Combrié, Q. V. Tran, C. Husko, "Interplay of plasma-induced and fast thermal nonlinearities in a GaAs-based photonic crystal nanocavity," *Physical Review A* **79**, 043818 (2009). 52
- [149] A. M. Yacomotti, P. Monnier, F. Raineri, B. Ben Bakir, C. Seassal, R. Raj, J. A. Levenson, "Fast Thermo-Optical Excitability in a Two-Dimensional Photonic Crystal," *Physical Review Letters* **97**, 143904 (2006). 52
- [150] M. Brunstein, A. M. Yacomotti, I. Sagnes, F. Raineri, L. Bigot, A. Levenson, "Excitability and self-pulsing in a photonic crystal nanocavity," *Physical Review A* **85**, 031803 (R) (2012). 52
- [151] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Leuthold, W. Freude, "Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing," *Optics Express* **15** (10), 5976 (2007). 50, 55, 92, 102
- [152] B. L. Lawrence, M. Cha, J. U. Kang, W. Toruellas, G. Stegemann, G. Baker, J. Meth, S. Etemad. "Large purely refractive nonlinear index of single-crystal P-toluene sulphonate (PTS) at 1600nm," *Electronics Letters* **30**, 447 (1994). 50
- [153] B. Jalali, "Silicon photonics : Nonlinear optics in the mid-infrared," *Nature Photonics* **4**, 506 (2010). 50, 51
- [154] O. Boyraz, B. Jalali, "Demonstration of a silicon Raman laser," *Optics Express* **12** (21), 5269 (2004). 52
- [155] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, M. Paniccia, "A continuous-wave Raman silicon laser," *Nature* **433**, 725 (2005). 52
- [156] X. Checoury, Z. Han, P. Boucaud, "Stimulated Raman scattering in silicon photonic crystal waveguides under continuous excitation," *Physical Review B* **82**, 041308 (2010). 52, 53
- [157] Y. Takahashi, Y. Inui, M. Chihara, T. Asano, R. Terawaki, S. Noda, "A micrometre-scale Raman silicon laser with a microwatt threshold," *Nature* **498**, 470 (2013). 53
- [158] C. Monat, B. Corcoran, D. Pudo, M. Ebnali-Heidari, C. Grillet, M. D. Pelusi, D. J. Moss, B. J. Eggleton, T. P. White, L. O'Faolain, T. F. Krauss, "Slow Light Enhanced Nonlinear Optics in Silicon Photonic Crystal Waveguides," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **16** (1), 344 (2010). 55
- [159] I. Rukhlenko, M. Premaratne, G. P. Agrawal, "Effective mode area and its optimization in silicon-nanocrystal waveguides," *Optics Letters* **37** (12), 2295 (2012). 55

- [160] A. Talneau, K. H. Lee, S. Guilet, I. Sagnes, "Efficient coupling to W1 photonic crystal waveguide on InP membrane through suspended access guides," *Applied Physics Letters* **92**, 061105 (2008). 62
- [161] Z. Han, X. Checoury, D. Néel, S. David, M. El Kurdi, P. Boucaud, "Optimized design for 2×10^6 ultra-high Q silicon photonic crystal cavities," *Optics Communications* **283**, 4387 (2010). 62
- [162] F. Lacour, N. Courjal, M.-P. Pernal, A. Sabac, C. Bainier, M. Spajer, "Nanostructuring lithium niobate substrates by focused ion beam milling," *Optical Materials* **27** (8), 1421 (2005). 64
- [163] J. K. Bhardwaj, H. Ashraf, "Advanced silicon etching using high-density plasmas," *Proceedings of the SPIE Micromachining and Microfabrication Process Technology* **2639**, 224 (1995). 67
- [164] D. F. Clark, M. S. Iqbal, "Simple extension to the Fabry-Perot technique for accurate measurement of losses in semiconductor waveguides," *Optics Letters* **15** (22), 1291 (1990). 78
- [165] P. Dumon, G. Priem, L. R. Nunes, W. Bogaerts, D. V. Thourhout, P. Bienstman, T. K. Liang, M. Tsuchiya, P. Jaenen, S. Beckx, J. Wouters, R. Baets, "Linear and nonlinear nanophotonic devices based on silicon-on insulator wire waveguides," *Japanese Journal of Applied Physics* **45**, 6589 (2006). 78
- [166] D. Bernier, "Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde," *Thèse de l'Université Paris-Sud XI* (2008). 78
- [167] A. Gomez-Iglesias, D. O'Brien, L. O'Faolain, A. Miller, T. F. Krauss, "Direct measurement of the group index of photonic crystal waveguides via Fourier transform spectral interferometry," *Applied Physics Letters* **90**, 261107 (2007). 80
- [168] A. Parini, P. Hamel, A. De Rossi, S. Combrié, N.-V.-Q. Tran, Y. Gottesman, R. Gabet, A. Talneau, Y. Jaouën, G. Vadalà, "Time-Wavelength Reflectance Maps of Photonic Crystal Waveguides : A New View on Disorder-Induced Scattering," *Journal of Lightwave Technology* **26**, 3794 (2008). 80, 81
- [169] J. Upham, Y. Tanaka, S. Noda, "Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity," *Optics Express* **1**, 49 (2011). 83
- [170] P. Cheben, D.-X. Xu, S. Janz, A. Densmore, "Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics," *Optics Express* **14**, 4695 (2006). 84
- [171] Q. V. Tran, S. Combrié, P. Colman, A. De Rossi, "Photonic crystal membrane waveguides with low insertion losses," *Applied Physics Letters* **95**, 061105 (2009). 85, 86, 155
- [172] M. Pu, L. Liu, H. Ou, K. Yvind, J. M. Hvam, "Photonic crystal membrane waveguides with low insertion losses," *Optics Communications* **283**, 3678 (2010). 86

- [173] D. Taillaert, F. Van Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. Van Thourout, P. Bienstman, R. Baets, "Grating Couplers for Coupling between Optical Fibers and Nanophotonic Waveguides," *Japanese Journal of Applied Physics* **45** (8A), 6071 (2006). 86
- [174] F. Riboli, P. Bettotti, L. Pavesi, "Band gap characterization and slow light effects in one dimensional photonic crystals based on silicon slot waveguides," *Optics Express* **15** (19), 11769 (2007). 95
- [175] C. Caër, X. Le Roux, K. V. Do, D. Marris-Morini, N. Izard, L. Vivien, D. Gao, E. Cassan, "Dispersion Engineering of Wide Slot Photonic Crystal Waveguides by Bragg-Like Corrugation of the Slot," *IEEE Photonics Technology Letters* **23** (18), 1298 (2011). 97
- [176] C. Caër, X. Le Roux, L. Vivien, E. Cassan, "Dispersion engineered slot photonic crystal waveguides for slow light operation," *Applied Physics A* **109**, 895 (2012). 98
- [177] J. Zheng, X. Sun, Y. Li, M. Poot, A. Dadgar, N. N. Shi, H. X. Tang, C. W. Wong, "Femtogram dispersive L3-nanobeam optomechanical cavities : design and experimental comparison," *Optics Express* **20** (24), 26486 (2012). 109, 170
- [178] A. H. Atabaki, E. S. Hosseini, B. Momeni, A. Adibi, "Enhancing the guiding bandwidth of photonic crystal waveguides on silicon-on-insulator," *Optics Letters* **33** (22), 2608 (2008). 129
- [179] C. Caër, X. Le Roux, E. Cassan, "Enhanced Localization of Light in Slow Wave Slot Photonic Crystal Waveguides," *Optics Letters* **109**, 895 (2012). 131, 139
- [180] A. Di Falco, M. Massari, M. G. Scullion, S. A. Schulz, F. Romanato, T. F. Krauss, "Propagation Losses of Slotted Photonic Crystal Waveguides," *IEEE Photonics Journal* **4** (5), 1536 (2012). 139
- [181] A. Baron, "Optique non-linéaire dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ," *Thèse de l'Université Paris-Sud XI* (2010). 147
- [182] F. Kroeger, A. Ryasnyanskiy, A. Baron, N. Dubreuil, P. Delaye, R. Frey, G. Roosen, D. Peyrade, "Saturation of the Raman amplification by self-phase modulation in silicon nanowaveguides," *Applied Physics Letters* **96**, 241102 (2010). 147
- [183] H. Taniyama, M. Notomi, E. Kuramochi, T. Yamamoto, Y. Yoshikawa, Y. Torii, T. Kuga, "Strong radiation force induced in two-dimensional photonic crystal slab cavities," *Physical Review B* **78**, 165129 (2008). 157
- [184] S. H. Mirsadeghi, E. Schelew, J. F. Young, "Photonic crystal slot-microcavity circuit implemented in silicon-on-insulator : High Q operation in solvent without undercutting," *Applied Physics Letters* **102**, 131115 (2013). 161
- [185] P. Avouris, M. Freitag, V. Perebeinos, "Carbon-nanotube photonics and optoelectronics," *Nature Photonics* **2**, 341 (2008). 162
- [186] N. Izard, S. Kazaoui, K. Hata, T. Okazaki, T. Saito, S. Ijima, N. Minami, "Semiconductor-enriched single wall carbon nanotube networks applied to field effect transistors," *Applied Physics Letters* **92**, 243112 (2008). 163

-
- [187] E. Gauffrès, N. Izard, X. Le Roux, D. Marris-Morini, S. Kazaoui, E. Cassan, L. Vivien, "Optical gain in carbon nanotubes," *Applied Physics Letters* **96**, 231105 (2010). 163
- [188] E. Gauffrès, N. Izard, A. Noury, X. Le Roux, G. Rasigade, A. Beck, L. Vivien, "Light Emission in Silicon from Carbon Nanotubes," *ACS Nano* **6**, 3813 (2012). 163
- [189] R. Watahiki, T. Shimada, P. Zhao, S. Chiashi, S. Iwamoto, Y. Arakawa, S. Maruyama, Y. K. Kato, "Enhancement of carbon nanotube photoluminescence by photonic crystal nanocavities," *Applied Physics Letters* **101**, 141124 (2012). 166
- [190] H. Sumikura, E. Kuramochi, H. Taniyama, M. Notomi, "Cavity-enhanced Raman scattering of single-walled carbon nanotubes," *Applied Physics Letters* **102**, 231110 (2013). 166
- [191] A. Högele, C. Galland, M. Winger, A. Imamoğlu, "Photon Antibunching in the Photoluminescence Spectra of a Single Carbon Nanotube," *Physical Review Letters* **100**, 217401 (2008). 166
- [192] W. Zhao, "Four-Wave Mixing Measurement of Third-Order Nonlinear Susceptibilities of Length-Sorted Single-Walled Carbon Nanotubes," *The Journal of Physical Chemistry Letters* **2**, 482 (2011). 166
- [193] V. A. Margulis, T. A. Sizikova, "Theoretical study of third-order nonlinear optical response of semiconductor carbon nanotubes," *Physica B* **245**, 173 (1998). 166

Production scientifique

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

- C. Caer, X. Le Roux, L. Vivien and E. Cassan, "Dispersion engineered slot photonic crystal waveguides for slow light operation", *Applied Physics A* **109**, 895 (2012).
- C. Caer, X. Le Roux and E. Cassan, "Enhanced localization of light in slow wave slotted photonic crystal waveguides", *Optics Letters* **37** (17), 3660 (2012).
- K. V. Do, X. Le Roux, C. Caer, D. Morini, L. Vivien, E. Cassan, "All-dielectric photonic metamaterials operating beyond the homogenization regime," *Advanced Electromagnetics* **1** (1) (2012).
- C. Caer, V. K. Do, X. Le Roux, D. Marris-Morini, N. Izard, L. Vivien, D. Gao and E. Cassan, "Dispersion Engineering of Wide Slot Photonic Crystal Waveguides by Bragg-like Corrugation of the Slot", *IEEE Photonic Technology Letters* **23**, 1298 (2011).
- V. K. Do, X. Le Roux, C. Caer, D. Marris-Morini, N. Izard, L. Vivien and E. Cassan, "Wavelength demultiplexer based on a two-dimensional graded photonic crystal", *IEEE Photonics Technology Letters* **23**, 1094 (2011).
- F. Mazzamuto, V. H. Nguyen, Y. Apertet, C. Caer, C. Chassat, J. Saint-Martin and P. Dollfus, "Enhanced thermoelectric properties in graphene nanoribbons by resonant tunneling of electrons", *Physical Review B* **83**, 235426 (2011).
- E. Cassan, V. K. Do, X. Le Roux, C. Caer, D. Marris-Morini, N. Izard and L. Vivien, "Short-Wavelength Light Propagation In Graded Photonic Crystals", *Journal of Lightwave Technology*, **29**, 1937 (2011).
- E. Cassan, X. Le Roux, C. Caer, R. Hao, D. Bernier, D. Marris-Morini and L. Vivien, "Silicon slow light photonic crystals structures : present achievements and future trends", *Frontiers of Optoelectronics in China*, **4** (3), 243 (2011).

Conférences internationales avec actes

- C. Caër, X. Le Roux, L. Vivien, E. Cassan, "Engineered SOI slot photonic crystal waveguides," SPIE NanoScience + Engineering 2013, du 25 au 29 août 2013, San Diego, USA. (*Présentation orale*)
- E. Cassan, J. Dellinger, X. Le Roux, K. V. Do, C. Caër, F. de Fornel, B. Cluzel, "Probing the transition between the long-wavelength and the short-wavelength regimes of light propagation in all-dielectric metamaterials," SPIE NanoScience + Engineering 2013, du 25 au 29 août 2013, San Diego, USA. (*Présentation orale*)
- C. Caër, X. Le Roux, L. Vivien, E. Cassan, "Comb Slow Wave Slot Photonic Crystal Waveguides for Enhancing Nonlinear Effects in Silicon Photonics," International Conference on Materials for Advanced Technologies (ICMAT 2013), du 30 juin au 5 juillet 2013, Singapour. (*Présentation orale*)

- C. Caër, X. Le Roux, L. Vivien, E. Cassan, "Comb Slow Wave Slot Photonic Crystal Waveguides for reinforcing nonlinear effects in silicon photonics," Photonics and Optoelectronics Meetings 2013 (POEM 2013), mai 2013, Wuhan, Chine. (*Présentation orale invitée*)
- C. Caër, X. Le Roux, E. Cassan, "Dispersion engineered wide slot photonic crystal waveguides by Bragg-like corrugation of the slot to a comb", Asia Communications and Photonics Conference, 7 novembre, Guangzhou, Chine. (*Présentation orale*)
- C. Caër, X. Le Roux, E. Cassan, "Engineered slot-comb photonic crystal waveguides", "Engineered slot-comb photonic crystal waveguides", SPIE Photonics Asia, 20 novembre 2012, Pékin, Chine. (*Présentation orale*)
- K. V. Do, C. Caër, X. Le Roux, E. Cassan, "Giant dispersive properties of planar graded photonic crystals", SPIE Photonics Asia, 20 novembre 2012, Pékin, Chine. (*Présentation orale*)
- C. Caër, X. Le Roux, E. Cassan, "Wide slot photonic crystal waveguides : dispersion engineering by modifying the slot shape itself", Photonics and Optoelectronics Meetings 2012 (POEM 2012), novembre 2012, Wuhan, Chine. (*Présentation orale*)
- C. Caër, X. Le Roux, E. Cassan, "Comb photonic crystal waveguides," European Optical Society Annual Meeting 2012, septembre 2012, Aberdeen, Royaume-Uni. (*Présentation orale*)
- C. Caër, X. Le Roux, D. Marris-Morini, L. Vivien, E. Cassan, "Slow light in slot photonic crystal waveguides by dispersion engineering", SPIE Photonics Europe 2012, avril 2012, Bruxelles, Belgique. (*Présentation orale*)
- C. Caër, X. Le Roux, L. Vivien and E. Cassan, "Dispersion engineered slot photonic crystal waveguides for slow light operation", META'12, avril 2012, Paris, France. (*Présentation orale*)
- C. Caër, E. Cassan, "Dispersion engineering in slot photonic crystal waveguides", 4th International Photonics and Optoelectronics Meetings (POEM 2011), novembre 2011, Wuhan, Chine. (*Présentation poster*)
- F. Mazzamuto, V.-H. Nguyen, C. Caër, V.-N. Do, C. Chassat, J. Saint-Martin, P. Dollfus, "Phonon and electron transport in graphene nanoribbons", 14th International Workshop on Computational Electronics (IWCE), du 26 au 29 octobre 2010, Pise, Italie. (*Présentation orale*)

Conférences nationales avec actes

- C. Caer, X. Le Roux, L. Vivien, E. Cassan, « Guides à cristaux photoniques à cœur creux et à modes lents : renforcement de l'interaction lumière-matière pour la plateforme photonique silicium », GDR Ondes : Journées thématiques RF/millimétrique et optique intégrée, janvier 2013, Grenoble, France. (*Présentation orale*)

Cristaux photoniques à fente : vers une photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique

Résumé : Les travaux de cette thèse apportent une contribution théorique et expérimentale aux études portant sur les cristaux photoniques planaires à fente pour l'exaltation locale du champ électromagnétique. Nous avons étudié la propagation de lumière lente dans des cristaux photoniques à fente en réalisant une ingénierie de dispersion et le confinement de la lumière dans des micro-cavités à fente structurée. Nous avons pour cela effectué des calculs 3D pour optimiser les propriétés de dispersion des cristaux photoniques en structurant la fente elle-même. Cette optimisation a permis d'observer un renforcement de la localisation du champ électromagnétique dans la fente en vue d'un remplissage par des matériaux fortement non linéaires. Nous avons développé un procédé de fabrication pour les cristaux photoniques dans des structures en silicium sur isolant (SOI) basé sur la lithographie électronique et la gravure plasma. Le régime de lumière lente a été caractérisé expérimentalement et nous a permis de valider la méthode d'optimisation choisie. Des facteurs de ralentissement supérieurs à 20 ont été mesurés dans des dispositifs allant jusqu'à 1 mm de long. Des micro-cavités à fente avec des facteurs de qualité supérieurs à 20000 sur substrat SOI ont été réalisées. Nous avons effectué des mesures d'optique non linéaire dans des guides à cristaux photoniques à fente et avons montré que les effets non linéaires du silicium sont réduits malgré l'exaltation du champ électromagnétique comparés à ceux présents dans des guides à cristaux photoniques standards. Nous avons enfin évalué les pertes liées au désordre dans ce type de structure par mesures de réflectométrie optique à faible cohérence.

Mots clés : Cristaux photoniques, optique non linéaire, photonique silicium, ondes lentes, micro-cavités

Slot Photonic Crystal Waveguides : towards a silicon photonics with a localized exaltation of the electromagnetic field

Abstract : The work described in this PhD thesis brings theoretical and experimental contributions to the study of planar slot photonic crystals for a local exaltation of the electromagnetic field. The propagation of slow light in slot photonic crystal waveguides is investigated by achieving dispersion engineering and confinement of light in slotted microcavities. We have performed 3D calculations to optimize the dispersion properties of the photonic crystals by tailoring the slot itself. This allowed the observation of an enhancement of the field localization aiming at the infiltration of the slot by highly nonlinear materials. We achieved a fabrication process of slot photonic crystal waveguides in silicon on insulator (SOI) structures based on electron beam lithography and plasma etching. Slow light measurements are reported and validate the optimization method. Group indices higher than 20 have been measured in 1 mm long devices. Slot photonic crystal microcavities with quality factors higher than 20,000 have been achieved on SOI. We have performed nonlinear optical measurements and revealed that silicon nonlinear effects in slot photonic crystal waveguides are reduced compare to standard waveguides, despite the increase of the exaltation of the electromagnetic field. Finally, we have investigated disorder-induced losses in this type of waveguides by optical low coherence reflectometry.

Keywords : Photonic crystals, nonlinear optics, silicon photonics, slow light, microcavity
