HAL
open science

Etude de l'impact d'une pointe SNOM sur les propriétés des modes optiques d'une cavité à base de cristaux photoniques

Gaëlle Le Gac

To cite this version:

Gaëlle Le Gac. Etude de l'impact d'une pointe SNOM sur les propriétés des modes optiques d'une cavité à base de cristaux photoniques. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole Centrale de Lyon, 2009. Français. NNT : 2009ECDL0031 . tel-00564496

HAL Id: tel-00564496

https://theses.hal.science/tel-00564496v1

Submitted on 9 Feb 2011

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

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

N° d'ordre 2009-31 Année 2009

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Ecole Centrale De Lyon

présentée et soutenue publiquement le 08 Décembre 2009

par

Gaëlle LE GAC

Etude de l'impact d'une pointe SNOM sur les propriétés des modes optiques d'une cavité à base de cristaux photoniques

Composition du jury

Rapporteurs :	Paul MORETTI	*Professeur à l'UCBL - LPCML*
	Gilles LERONDEL	*Professeur à l'UTT - LNIO*
Examinateurs :	Frédérique DE FORNEL	*Directrice de recherche CNRS à l'ICB*
	Christian SEASSAL	*Chargé de Recherche CNRS à l'INL*
Membre invité :	Pablo A. POSTIGO	*Scientifique titulaire CSIC à l'IMM*
Directrice de thèse :	Ségolène CALLARD	*Professeur à l'ECL - INL*

Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) - CNRS UMR 5270

Remerciements

Il me faut maintenant rédiger une page cruciale : les remerciements, certainement une de celles qui attisent le plus la curiosité (après les résultats ? ? ?). 4 ans de thèse pendant lesquelles j'ai travaillé, discuté, échangé avec toute une équipe composée aussi bien de permanents que de personnes de passage, et chacun a apporté sa pierre à l'édifice : beaucoup de merci en perspective donc ! Je suis sincèrement désolée si une personne lisant ces remerciements se sent oublié, mais que de rencontres en 4 ans !

Je tenais à remercier en premier lieu l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL) de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL) et son directeur, Guy Hollinger, pour m'avoir accueilli dans le cadre de cette thèse, et particulièrement l'équipe Nanophotonique. Je remercie chaleureusement Paul Moretti et Gilles Lerondel pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail, ainsi que Frédérique De Fornel, Pablo Aitor Postigo, Christian Seassal et Ségolène Callard pour m'avoir fait l'honneur et le plaisir de faire partie du jury.

Je ne peux envisager ces remerciements sans évoquer mes deux directeurs de thèse : Jacques Joseph et Ségolène Callard que je remercie pour m'avoir proposé cette thèse et pour m'avoir encadré. Je tiens particulièrement à remercier Ségolène pour son encadrement de tous les instants, pour m'avoir orientée, écoutée et encouragée pendant ces 4 ans. Je lui suis reconnaissante de n'avoir pas perdu patience face à mes questionnements en physique ainsi qu'à mes nombreuses remises en question.

Cette thèse a également été encadrée par Christian Seassal que je remercie pour tous ces échanges fructueux, ses conseils précieux aussi bien pour la physique que pour la fabrication et surtout la rédaction ! !

Je remercie également Emmanuel Hadji, Emmanuel Picard et Kevin Foubert du CEA-INAC pour leur collaboration et surtout pour ce fameux dépôt de silicium sur mes pointes et sans lesquelles cette thèse ne serait pas ce qu'elle est. Merci également à l'ICB et notamment à Frédérique De Fornel, Benoît Cluzel, Loic Lalouat et Damien Brissinger, pour m'avoir accueillie 1 semaine à Dijon et avec qui j'ai eu le plaisir de travailler.

Ma formation aux outils théorique, je la dois à deux as de la simulation : Adel Rahmani et Frédéric Bordas, que je remercie vraiment pour leur patience dans leurs explications. Merci également à Emmanuel Drouard pour avoir répondu à mes questions. En outre, merci à Fred pour avoir partagé le bureau avec moi jusqu'à son départ au pays des tulipes !

Je souhaite également remercier tous les membres de l'équipe nanophotonique avec qui j'ai pu discuter, qui sont restés disponibles et avec qui les échanges ont toujours été enrichissants. Special thanks to Xavier, Cécile (qui a parié sur la bonne date pour ma soutenance), Ali, Taha, Jean-Louis, Michel (Garrigues) Ounsi, Pedro et Pierre V..

Mes années de thèse se sont déroulées majoritairement au 4e étage du bâtiment F7, et je voudrais donc remercier toutes les personnes qui ont fait et font partie de l'équipe du 4e : Alain, Aziz, Bertrand, Brice, Emmanuel, José, Roland (dit Dudu), Ségolène, Thérèse et Yves. Merci à L'équipe d'enseignement pour m'avoir formée aux différents TD et TP, pour votre patience et votre disponibilités pour répondre à mes questions. Merci à Aziz, Brice et Roland pour leur aide aussi bien pour les problèmes techniques, que pour les déménagements (la table anti-vibration pesant un poid considérable ! ! !) ou pour trouver des solutions. Un merci tout spécial à Thérèse pour son savoir ès-administration, sa disponibilité, et tous ces repas (et ballade) partagés ! Merci encore à tous pour votre bonne humeur et la bonne ambiance régnant dans l'équipe.

Je n'oublie pas non plus les pokemons : Lydie et Fabien qui ont comme moi évolué en Raichu et Patrick qui ne va pas tarder à nous rejoindre ! ! Que d'apéro-dînatoire, de fous rires et de moments partagés (moments de doutes, bons et mauvais moments) que je n'oublierai pas, et j'espère que vous non plus. Merci aussi pour tous les échanges scientifiques.

Je voudrais également remercier toutes les personnes que j'ai cotoyé pendant ces années au labo, et que je vais nommer en vrac :

- Les thésards passés et présents : Karim, Mohsen, Moïra, Salim, Badhise, Graziella, Nicolas, Gabriel, David, Mario, Clément, Loïc, Khalid, Jun, Gang, Thanh-Phong, Shi, Ahiram, ...
- Michel Gendry, JB, Claude, Guillaume, Philippe, Geneviève, Nicole, Pierre C., Magali, Jean-Pierre, Isabel, Yann, ...

Un merci spécial à Magali pour avoir créé *Ose les sciences !* à qui je souhaite une longue vie !

Dans l'enceinte de l'Ecole Centrale il y a bien sûr les centraliens et particulièrement ceux du club théâtre avec qui j'ai passé de supers moments et puis évidemment tout l'équipe du DDC que j'aurais voulu côtoyer un peu plus mais mon oreille interne en avait décidé autrement ! Heureusement au moment fatidique, j'étais au rendez-vous, reste juste sur la video un emmêlement de pied dans le fil du téléphone ! ! !

Dans une sphère plus privée, il me reste à remercier ma famille et mes ami(e)s pour leur soutien pendant ces années de thèse. Je voudrais particulièrement remercier Marie et Narin sans qui j'aurais peut-être arrêté en cours de route, ainsi que Anne et Estelle pour leur écoute ! Un merci à Laurent, Ludo et Yannick !

Et pour finir (the last but not the least) : Merci à Guillaume qui m'a supporté ces 4 ans de thèse et surtout ces derniers mois de rédaction... Ce n'est que le début !

Merci à tous !

A Guillaume...

A tous les trolls d'ici et d'ailleurs...

John Bauer - Trollen i Domberget

Table des matières

Introduction **1**

1 Avant-propos **5**
1.1 Champ proche optique 7
1.1.1 Le principe 7
1.1.2 Différentes configurations 12
1.2 Les cristaux photoniques 15
1.2.1 Les cristaux photoniques planaires 17
1.3 Champ proche optique et cristaux photoniques 21
1.3.1 Caractérisation optique 21
1.3.2 Ingénierie de mode en champ proche 23
1.4 Bilan 27

2 Outils et méthodes **29**
2.1 FDTD-3D 31
2.1.1 Principe 31
2.1.2 Paramètres 32
2.1.3 La source 33
2.1.4 Intérêt 33
2.1.5 Synthèse 34
2.2 Fabrication des échantillons 34
2.2.1 Epitaxie 35
2.2.2 Lithographie électronique 35
2.2.3 Gravure ionique réactive 36
2.2.4 Synthèse 37
2.3 Caractérisation des cristaux photoniques 37
2.3.1 Microscopie Electronique à Balayage (MEB) 38
2.3.2 Banc de caractérisation par photoluminescence diffractée 38
2.3.3 Synthèse 40
2.4 SNOM 41
2.4.1 Dispositif expérimental 41
2.4.2 Les pointes 47
2.4.3 Synthèse 50
2.5 Bilan 50

3 Impact théorique d'une pointe en champ proche **51**
3.1 Design de la structure photonique 53
3.1.1 Les différentes cavités étudiées 56
3.2 Etude de la cavité CL7 65
3.2.1 Introduction 65
3.2.2 Etude des modes de la cavité CL7 66
3.2.3 Etude du mode D 67
3.3 Impact de la sonde sur la mesure 71
3.3.1 Taille et forme de la pointe 72
3.3.2 Polarisabilité 74
3.3.3 Influence de la nature de la pointe 76
3.3.4 Influence de la hauteur de la pointe 81
3.4 Bilan 82

4 Résultats expérimentaux **85**
4.1 Caractérisation passive : pointe en silice 87
4.1.1 Structures fabriquées 87
4.1.2 Analyse topographique 90
4.1.3 Analyse spectroscopique 91
4.1.4 Identification des modes expérimentaux aux modes théoriques . 95
4.1.5 Etude complémentaire sur le mode D 103
4.1.6 Impact de la pointe en silice 110
4.1.7 Synthèse 114
4.2 Microscopie optique de champ proche : approche perturbative 114
4.2.1 Impact d'une pointe recouverte de silicium 114
4.2.2 Synthèse 117
4.3 Influence de la forme de la pointe 118
4.3.1 Présentation des pointes 118
4.3.2 Utilisation des pointes isotropes 120
4.3.3 Utilisation de la pointe S4 122
4.3.4 Synthèse 126
4.4 Bilan 127

Conclusion et perspectives **129**

Annexe 1 **133**

Annexe 2 **135**

Bibliographie **137**

Table des figures

1.1 Image topographique et optique d'un mode de cavité à cristal photonique. 9
1.2 Résolution d'un SNOM. 10
1.3 Vue schématique de la polarisation de la pointe par le champ proche. . . 11
1.4 Les deux grandes familles de pointes SNOM. 12
1.5 Montages SNOM à ouverture. 13
1.6 Montages SNOM sans ouverture ou « apertureless ». 14
1.7 Différentes réalisations à base de cristaux photoniques 2D. 16
1.8 Représentation schématique d'un CP2D sur membrane reportée. 18
1.9 Modes guidé et rayonné dans une membrane d'indice n entourée d'air. . 19
1.10 Courbes de dispersion de trois modes. 20

2.1 Image MEB d'une cavité linéaire CL7. 38
2.2 Schéma du banc de photoluminescence diffractée. 39
2.3 Spectre en champ lointain obtenu par photoluminescence diffractée. . . 40
2.4 Schéma du fonctionnement du microscope optique de champ proche. . . 42
2.5 Modulation du signal de la diode laser. 43
2.6 Topographie d'une CL7 et cartographie d'un mode de la CL7 à 1588 nm. 44
2.7 Vue du dessus du montage SNOM. 46
2.8 Déplacements possible de l'objectif de microscope suivant 3 axes. 47
2.9 Schéma du montage pour la fabrication des pointes. 48
2.10 Schéma du dispositif utilisé pour le dépôt du silicium sur la pointe. . . . 49

3.1 Coupes horizontale et verticale de la cavité CL3. 58
3.2 Représentation de la cavité CL3. 58
3.3 Influence du décalage des trous sur les propriétés de 3 modes de la CL3. 58
3.4 Cartographies théoriques de 2 modes de la CL3. 59
3.5 Coupes horizontale et verticale de la cavité CL3H1. 60
3.6 Représentation de la cavité CL3H1. 60
3.7 Influence du décalage des trous sur les propriétés de 2 modes de la CL3H1. 61
3.8 Cartographies théoriques de 2 modes de la CL3H1. 61
3.9 Coupes horizontale et verticale de la cavité CL7. 62
3.10 Représentation de la cavité CL7. 63
3.11 Influence du décalage des trous sur les propriétés de 2 modes de la CL7. 63
3.12 Cartographies de deux modes de la CL7. 63
3.13 Cartographies théoriques de 4 modes de la CL7. 66

3.14 Cartographies simulées par FDTD-3D du mode à 1530 nm. 67
3.15 TF des cartographies simulées par FDTD-3D du mode à 1530 nm. 69
3.16 Variation de I_{max} du champ en fonction de la distance pointe-échantillon. 70
3.17 Cartographies prenant en compte la polarisation du champ. 71
3.18 Représentation du recouvrement de plusieurs cellules par une section elliptique. 72
3.19 Cartographies d'intensité moyennées par une pointe ellipsoïdale. 73
3.20 Représentation schématique de l'anisotropie de la pointe. 74
3.21 Polarisations possibles de champ. 75
3.22 Coupe verticale de la cavité CL7 et de la pointe. 77
3.23 Positionnements de la pointe par rapport au mode D et à la cavité CL7. . 78
3.24 Evolution des propriétés modales en fonction de la position de la pointe. 79
3.25 Influence de la position et de la hauteur de la pointe sur les propriétés du mode D. 82

4.1 Images MEB : (a), (c), (e) et SNOM : (b), (d), (f) des structures X, Y et Z. 89
4.2 Profils des topographies des structures X, Y et Z. 90
4.3 Spectres de photoluminescence pour les structures X, Y et Z. 93
4.4 Topographie, cartographie optique et simulation FDTD-3D : mode D, structure Y. 97
4.5 Cartographie optique et simulation FDTD-3D : mode C, structure Y. . . . 98
4.6 Cartographie optique et simulation FDTD-3D : mode B, structure Y. . . . 98
4.7 Cartographie expérimentale, théorique et rayonnement théorique : mode A, structure Y. 99
4.8 Cartographie optique et simulation FDTD-3D : mode A', structure Y. . . . 99
4.9 Cartographie optique et simulation FDTD-3D : mode A", structure Y. . . 100
4.10 Cartographie optique et simulation FDTD-3D : mode A"', structure Y. . . 100
4.11 I_{max} normalisée de chaque mode en fonction de l'altitude de la pointe. . 101
4.12 Cartographies théoriques : modes B, A, A', A" et A"' à différentes altitudes. 102
4.13 Cartographie en champ proche du mode D à 1575 nm, structure X. . . . 104
4.14 Cartographie en champ proche et en champ lointain du mode D à 1614 nm (structure Z) et cartographie théorique du mode D à une altitude de 1194 nm. 105
4.15 Influence de la puissance émise sur la longueur d'onde. 106
4.16 Cartographie et profil expérimentaux et théorique du mode D. 108
4.17 Courbes de dispersion dans l'InP de 25 à 100 °C et évolution du coefficient linéaire de température en fonction de λ. 110
4.18 Influence de la position de la pointe en silice sur la longueur d'onde de résonance de la microcavité des structures X, Y et W. 111

4.19 Influence de la position de la pointe en silice sur la longueur d'onde de résonance de la microcavité de la structure V. 113
4.20 Influence de la position de la pointe en silicium sur la longueur d'onde de résonance de la microcavité de la structure V. 115
4.21 Images optiques des pointes avant et après utilisation. 119
4.22 Topographies d'aspérités de surface. 120
4.23 Topographies et cartographies optiques avec des pointes circulaires. . . . 121
4.24 Cartographie du mode D (Structure Z) avec différentes orientations. . . 122
4.25 Images de la pointe S4 par les aspérités des topographies. 123
4.26 Cartographie du mode D (Structure Z), sa TF et résultat de l'application d'un filtre sur la TF. 125
4.27 Cartographie d'intensité et sa TF : mode D, structure Z, pointe S4. 126
4.28 Schéma de fonctionnement du SNOM en transmission. 133
4.29 Evolution des propriétés modales en fonction de la position de la pointe. 135

Liste des tableaux

2.1 Paramètres de la Gravure Ionique Réactive. 37

4.1 Moyennes et écart-types du paramètre de maille et du facteur de remplissage pour les trois groupes de structures étudiés : 3, 4 et 5. 88
4.2 Paramètre de maille et facteur de remplissage réels pour chaque structure (X, Y, Z). 90
4.3 Longueurs d'onde des modes des structures X, Y et Z. 92
4.4 Ecarts théoriques et expérimentaux entre les longueurs d'onde des modes de la cavité CL7. 96
4.5 Mesures du petit et du grand axe (a et b respectivement) de la pointe par les petites aspérités. 124

Introduction

Dans le contexte de la nanophotonique, les cristaux photoniques membranaires (CP2D) sont des structures dont l'indice de réfraction est périodique. Ils possèdent la capacité de contrôler et de confiner les photons sur des longueurs inférieures à la longueur d'onde, ce qui a conduit à les utiliser pour réaliser des composants élémentaires très compacts (guides, filtres, cavités) pour l'optique intégrée. En particulier, les cavités réalisées dans des CP2D peuvent présenter un très grand facteur de qualité Q tout en préservant un petit volume modal V. Ce sont des propriétés recherchées pour les expériences d'électrodynamique quantique en cavité.

En effet, couplés à des émetteurs uniques, comme des boîtes quantiques, ces structures peuvent inhiber ou exalter la dynamique de la source. L'efficacité du couplage entre la source et la cavité dépend à la fois des recouvrements spectral et spatial. Cependant, la réalisation pratique de structures à base de CP2D a révélé un certain nombre de problèmes :

- Une très légère fluctuation des paramètres géométriques des structures, engendrée par une lithographie ou une gravure imparfaite, a notamment pour conséquence de modifier le mode résonant par rapport à la prédiction théorique. Dans le cas d'un émetteur que l'on veut accorder avec le mode optique, on peut passer de manière incontrôlée d'une situation en résonance à une situation hors résonance.
- Les propriétés des structures sont fixées de manière définitive lors de la fabrication, ce qui ne laisse que peu de place à un ajustement a posteriori.

La microscopie en champ proche optique (SNOM) offre une voie particulièrement intéressante pour pallier ces problèmes. Comme outil de nano-caractérisation, le SNOM permet d'accéder aux parties évanescentes des modes, livrant ainsi des informations locales (inaccessibles par des mesures classiques en champ lointain) sur la répartition réelle du champ dans la structure.

Pour modifier les propriétés de résonance (longueur d'onde, facteur de qualité) de modes très confinés après fabrication, l'idée est de venir interagir localement via une pointe de microscope en champ proche optique. Le contrôle de l'accord en longueur d'onde de la cavité et de l'émetteur nécessitant de connaître la distribution spatiale du mode dans la cavité à une échelle sub-longueur d'onde, la caractérisation par sonde peu perturbatrice est indispensable.

L'objectif de ce travail de thèse est donc d'étudier théoriquement et expérimentalement l'interaction d'une sonde de champ proche avec les modes d'une cavité active à base de cristaux photoniques membranaires. En effet, les structures étudiées sont fabriquées dans des membranes contenant des puits quantiques émettant sur une gamme de longueurs d'onde qui correspond environ à celle des modes de la cavité. En particulier, l'effet de la nature de la pointe sur la longueur d'onde de résonance d'un mode ainsi que l'influence de la forme de la pointe sur la mesure sont examinés. Pour cela une cavité présentant peu de modes a été choisie et optimisée. Ella a été étudiée afin de connaître ses propriétés spectrales et les distributions spatiales des modes.

Ce travail s'articule en 4 parties. Tout d'abord le chapitre 1 est une rapide introduction sur le microscope optique de champ proche et des cristaux photoniques qui met en avant l'intérêt d'utiliser le SNOM pour étudier ces derniers en particulier.

Le deuxième chapitre présente tous les outils expérimentaux et théoriques utilisés au cours de ce travail ainsi que les différentes étapes de l'étude :

- La simulation par FDTD-3D : Conception et optimisation des structures
- La fabrication par épitaxie, lithographie électronique et Gravure Ionique Réactive (GIR) : Utilisation des paramètres de simulation
- La caractérisation par MEB et photoluminescence diffractée : Mesure des paramètres géométriques et des propriétés spectrales des structures
- Le microscope optique de champ proche : Cartographie des modes de cavité et étude de l'influence de la pointe

Le troisième chapitre présente l'étude théorique sur les cavités et la pointe. Dans une première partie, la conception et l'optimisation de différentes cavités sont présentées.

La deuxième partie approfondie l'étude théorique de la cavité la mieux adaptée et du mode possédant les meilleures propriétés. La troisième partie se focalise sur l'influence de la pointe sur ce mode. En particulier, l'influence de la géométrie, la nature, et la hauteur de la pointe est étudiée.

Le dernier chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus. Dans une première étape ne concernant que la pointe en silice (matériau homogène, indice faible), la pointe sera tout d'abord considérée comme passive pour la caractérisation, mais cette hypothèse sera discutée à la fin de l'étude. Les mesures des paramètres géométriques et des propriétés spectrales des cavités sont présentées. Ces dernières propriétés et les cartographies obtenues par le SNOM sont utilisées pour identifier les modes expérimentaux aux modes théoriques. Une étude complémentaire du mode D est exposée. Des spectres réalisés avec différentes positions de la pointe sont comparés. Dans une seconde étape, une pointe hybride, c'est-à-dire en silice recouvertes d'un matériau d'indice élevé (silicium) est utilisée et des spectres réalisés avec différentes positions de la pointe sont comparés entre eux. Les résultats sont confrontés avec ceux de la pointe en silice. L'importance du contraste d'indice est discutée. Dans une troisième étape, des pointes circulaires (en silice et hybride) sont comparées à une pointe hybride possédant un apex elliptique. L'importance de la géométrie de la pointe est analysée. Ce dernier chapitre examine donc l'importance de différents paramètres d'une pointe sur l'interaction entre une sonde nanométrique et un mode optique.

Chapitre 1

Avant-propos

Sommaire

1.1 Champ proche optique **7**

1.1.1 Le principe 7

1.1.2 Différentes configurations 12

1.2 Les cristaux photoniques **15**

1.2.1 Les cristaux photoniques planaires 17

1.3 Champ proche optique et cristaux photoniques **21**

1.3.1 Caractérisation optique 21

1.3.2 Ingénierie de mode en champ proche 23

1.4 Bilan **27**

Ce travail traite de l'interaction entre des cristaux photoniques (CP) et la sonde d'un microscope optique de champ proche (SNOM). Afin de mieux comprendre les propriétés des premiers et le principe du microscope, nous allons les présenter ici. Tout d'abord, le principe du SNOM ainsi que ses différentes configurations seront exposés, puis les cristaux photoniques, en particulier les CP membranaires, et leurs propriétés seront introduits. Enfin, l'intérêt du SNOM aussi bien pour caractériser les cristaux photoniques que pour manipuler les propriétés des modes optiques de ces mêmes CP sera mis en évidence.

1.1 Champ proche optique

Les débuts de la microscopie en champ proche optique (Scanning near-field optical microscopy, SNOM) datent de 1984 lorsque D.Pohl [1], G.Massey [2] et A.Lewis [3], peu après l'invention du microscope à effet tunnel (STM), proposent d'utiliser une sonde optique pour capter localement le champ optique évanescent à la surface d'un matériau. Aujourd'hui, la microscopie en champ proche optique est une technique en plein essor mais qui, par rapport aux autres techniques à sondes locales comme le STM ou la microscopie à force atomique (AFM), a tardé à se développer. Plusieurs raisons expliquent ce décalage : la mise au point de sondes optiques a posé des problèmes de reproductibilité et a freiné leur commercialisation. De plus l'intérêt du SNOM est de collecter localement des informations optiques (cartographies d'intensité ou d'amplitude de la lumière, spectroscopies locales, ...) et ce n'est que récemment que le champ d'application du SNOM s'est trouvé élargi grâce à l'avènement des nanotechnologies et en particulier de la nanophotonique.

1.1.1 Le principe

Il existe à présent un certain nombre d'ouvrages et d'articles de base qui présentent la microscopie en champ proche optique de façon très pédagogique [4–6]. Les quelques notions présentées par la suite permettent de comprendre le principe général de cette

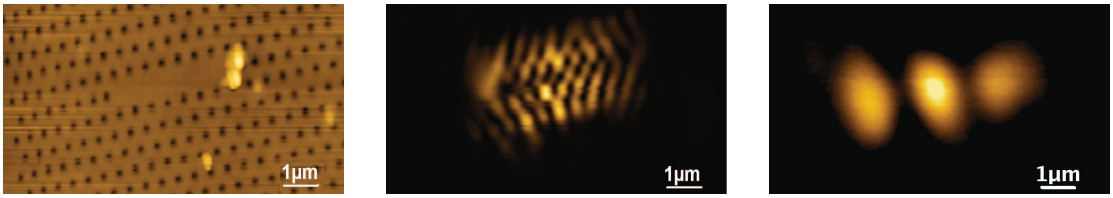
méthode.

Un système optique classique est capable de distinguer deux points si la distance qui les sépare est supérieure à la résolution de l'appareil. En microscopie classique, la diffraction limite la résolution qui est alors exprimée par le critère d'Abbe-Rayleigh :

$$\Delta x = \frac{1.22\lambda}{2n\sin\theta} \tag{1.1}$$

λ est la longueur d'onde de l'illumination, n l'indice du milieu dans lequel se trouve l'objet et θ l'angle d'ouverture de l'appareil.
Ce critère découle du phénomène de propagation des ondes électromagnétiques dans l'espace libre : il agit comme un filtre passe bas pour les fréquences spatiales de la scène optique étudiée [7]. Rappelons que les hautes fréquences spatiales concernent les petites dimensions, en particuliers toutes les dimensions inférieures à la demi-longueur d'onde et que les basses fréquences spatiales concernent les grandes dimensions. Le critère de Rayleigh indique la longueur d'onde de coupure de ce filtre. La décomposition en ondes planes du champ électrique [8, 9] montre que, si on se place à une distance z de l'objet donnée, le champ provenant de cet objet peut s'écrire en première approximation sous la forme d'une somme de deux termes : un terme qui contient les hautes fréquences spatiales de l'objet et dont l'amplitude décroit exponentiellement et un autre terme, contenant les basses fréquences, dont l'amplitude se propage jusqu'à z [10]. Les informations sur les petites dimensions de l'objet restent donc confinées au voisinage de la surface dans une zone appelée champ proche ou champ évanescent.

A titre d'illustration, la figure 1.1 montre deux images d'un mode de cavité à base de cristal photonique : la figure 1.1 (b) représente l'intensité collectée par la sonde à la surface (c'est à dire en champ proche) et la figure 1.1 (c) représente l'intensité collectée par la sonde à un micron de la surface (à une distance supérieure à la demi-longueur d'onde). Sur cet exemple, tiré de l'expérience, la différence entre les deux images est claire : sur l'image d'intensité en champ lointain, le plus petit détail mesure 750 nm



(a) (b) (c)

Fig. 1.1 – *Image topographique et optique d'un mode de cavité à cristal photonique :*
(a) Topographie de la structure.
(b) Image en champ proche à la longueur d'onde $\lambda = 1500$ nm.
(c) Image en champ lointain du même mode. La pointe est à $1\ \mu m$ de la surface.

($\approx \frac{\lambda}{2}$) alors qu'en champ proche, des détails de l'ordre de $\frac{\lambda}{6}$ sont visibles. Comme nous le verrons par la suite, la cartographie d'intensité effectuée en champ proche reproduit bien l'empreinte du mode. A plus grande distance, on ne distingue plus que trois lobes : les ondes évanescentes sont atténuées et les informations qu'elles contenaient sont perdues.

La microscopie optique en champ proche est une technique qui va permettre de s'affranchir de ce problème en venant capter ou diffuser localement le champ optique évanescent. Si par exemple, une nano-ouverture, appelée « sonde », est placée en champ proche et balaye la surface de l'objet, le champ diffusé par la sonde a généralement une amplitude proportionnelle au champ local et contient donc les informations relatives aux petites modulations spatiales de la lumière. Ce champ n'est plus évanescent et peut se propager en champ lointain jusqu'à un détecteur. La technique de balayage consiste à collecter en champ lointain l'intensité rayonnée par l'intermédiaire de la sonde et à la tracer en fonction de la position de la sonde. C'est ce procédé qui est utilisé dans certains montages de microscopie en champ proche optique à balayage. La comparaison théorique entre le profil du champ en champ proche et le profil obtenu en champ lointain permet d'évaluer les facteurs qui influent sur la résolution latérale d'un SNOM. Cette résolution dépend en général de deux paramètres :

– la distance de la sonde à l'échantillon
– la taille de la sonde.

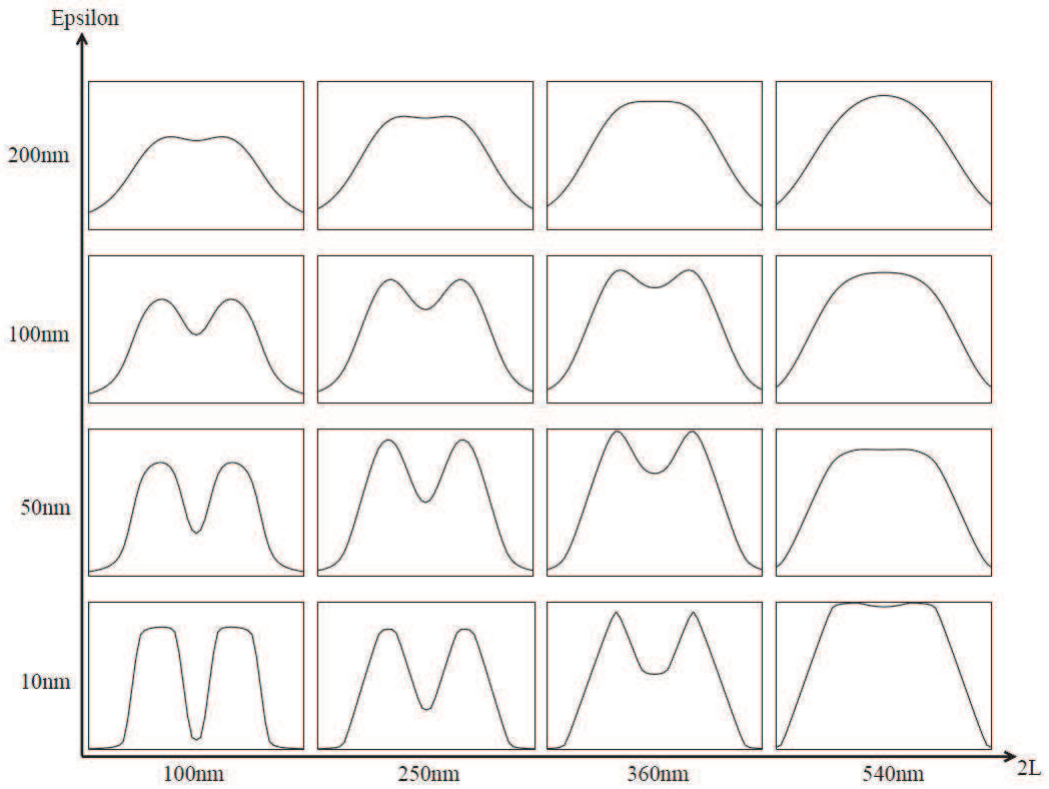


Fig. 1.2 – *Résolution d'un SNOM : images obtenues à partir du balayage de la sonde de largeur 2L située à une distance ϵ des deux trous. La longueur d'onde d'illumination est λ=1500 nm. Les différentes courbes sont obtenues en faisant varier la taille 2L de la sonde (entre 100 nm et 540 nm) et sa distance ϵ à l'échantillon (entre 10 nm et 200 nm).*

En ce qui concerne la structure de la figure 1.1, il est possible d'évaluer simplement la taille de la sonde permettant d'obtenir une résolution satisfaisante [10]. La figure 1.2 résume les résultats de ce calcul : si la sonde reste proche de la surface, à moins de 10 nm, sa taille ne doit pas excéder la distance entre deux trous du cristal. Si la sonde a une largeur de 100 nm, alors la distance sonde-échantillon peut aller jusqu'à 100 nm. La condition sur la distance sonde-objet est plus sévère que celle concernant la taille de la sonde. Cela ne pose généralement pas de problème en microscopie champ proche car les distances de travail habituelles sont comprises entre 5 et 10 nm. En pratique, seule la taille de la sonde va limiter la résolution. Le calcul simplifié qui précède tient compte des dimensions de la sonde mais laisse de côté sa nature. En réalité, la sonde (ou la pointe) peut être considérée comme un élément polarisable de polarisabilité α. Le champ $\overrightarrow{E}$ émis par l'échantillon polarise la pointe et crée un dipole $\overrightarrow{p} = \alpha\overrightarrow{E}$. L'émission

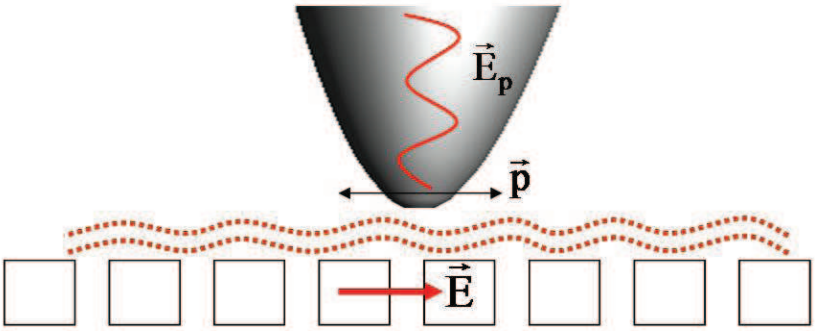


Fig. 1.3 – *Vue schématique de la polarisation de la pointe par le champ proche.*

du dipôle est donnée par :

$$\overrightarrow{E}_p(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\left(k^2(\overrightarrow{u_r} \times \overrightarrow{p}) \times \overrightarrow{u_r}\frac{\exp(ikr)}{r} + (3\overrightarrow{u_r}(\overrightarrow{u_r} \cdot \overrightarrow{p})(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2})\exp(ikr)\right) \quad (1.2)$$

avec $\overrightarrow{r} = r\overrightarrow{u_r}$. En champ lointain, les termes en $\frac{1}{r^2}$ et $\frac{1}{r^3}$ sont négligeables par rapport à celui en $\frac{1}{r}$ qui correspond à la propagation. Ainsi le champ rayonné $\overrightarrow{E}_p(r)$ est proportionnel au moment dipolaire et sa direction perpendiculaire au champ excitateur.

Dans un certain nombre de configurations, et en particulier dans celle de ce travail, la pointe est une fibre optique effilée en silice qui guide l'intensité rayonnée jusqu'au détecteur : seule l'intensité rayonnée dans le sens de propagation de la fibre (c'est-à-dire perpendiculairement à l'échantillon) est collectée (Fig. 1.3). Ce dispositif sera donc principalement sensible à la composante du champ polarisée parallèlement à la surface de l'échantillon (polarisation TE dans le cas des cristaux photoniques). Le champ rayonné par la pointe dépend également de la polarisabilité α. En première approximation l'extrémité de la pointe peut être considérée comme sphérique. La région polarisable est alors une sphère de rayon R dont la polarisabilité est égale à :

$$\alpha = 4\pi\epsilon_0\frac{\epsilon_{pointe} - 1}{\epsilon_{pointe} + 2}R^3 \quad (1.3)$$

Plus l'indice de la pointe est élevé ($n^2_{pointe} = \epsilon_{pointe}$), plus la pointe est polarisable et plus le champ rayonné est important. Cela permet d'augmenter l'efficacité de conversion

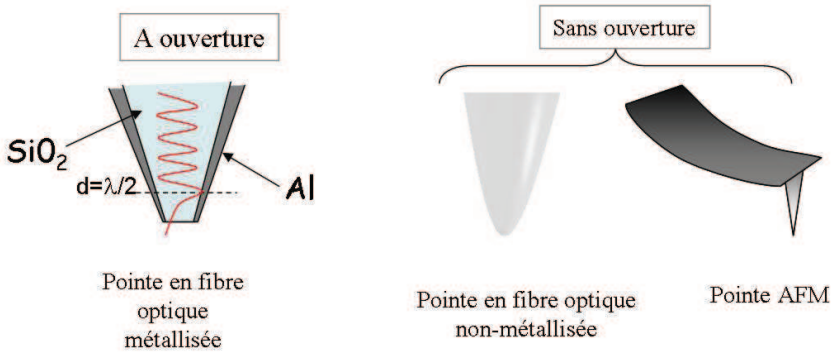


Fig. 1.4 – *Les deux grandes familles de pointes SNOM.*

du champ proche en champ rayonné. Si l'indice devient très grand, des phénomènes de couplage importants entre la pointe et l'échantillon peuvent avoir lieu et peuvent modifier le champ dans l'échantillon. Ces effets sont recherchés pour une utilisation « active » de la pointe. En revanche, ils sont indésirables lorsque la sonde est utilisée passivement, comme un outil de caractérisation. Dans ce cas, une sonde à faible indice est appropriée.

1.1.2 Différentes configurations

La richesse du SNOM vient du nombre considérable de configurations expérimentales basées sur le même principe : l'interaction entre une sonde nanométrique et un objet dont les propriétés optiques ou géométriques présentent des modulations spatiales très inférieures à la longueur d'onde. En dehors de ce dénominateur commun, tous les montages optiques sont possibles. L'objet peut être éclairé par réflexion, par transmission, ou être lui-même un émetteur de lumière. L'éclairage peut être local, s'il vient de la sonde (on parle alors de mode illumination) ou global, s'il vient d'une source classique, en champ lointain. La détection peut se faire aussi localement par la sonde (mode collection) ou en champ lointain, avec un système classique de collection (comme un objectif de microscope). Le type de sonde joue un rôle majeur dans un montage SNOM (Fig. 1.4). On distingue les sondes dites « à ouverture », qui sont en général des fibres optiques effilées et métallisées, à l'apex desquelles on a aménagé une nano-ouverture.

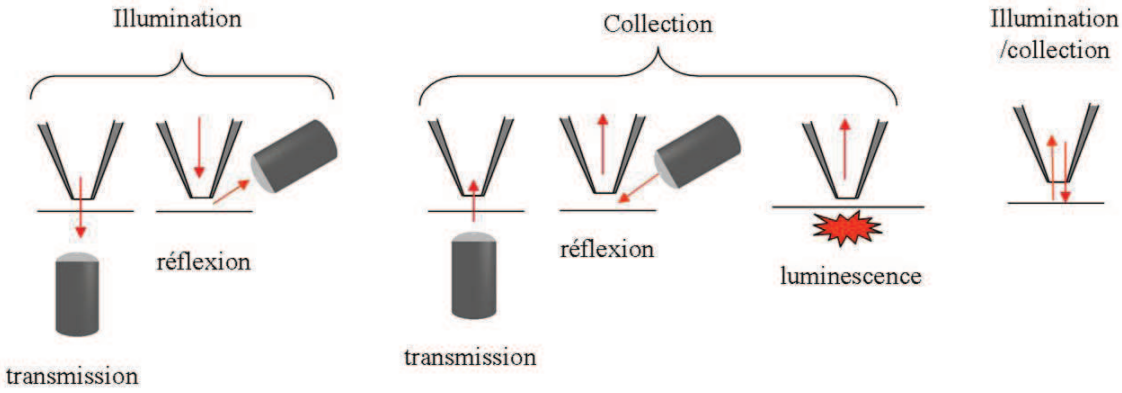


Fig. 1.5 – *Montages SNOM à ouverture.*

Elles permettent de véhiculer la lumière vers, ou à partir de l'échantillon, via la fibre. Près de la pointe, la dimension du cœur de la fibre ne permet plus à la lumière d'être guidée : le mode devient évanescent lorsque le diamètre de la fibre est inférieur à $\frac{\lambda}{2}$. Ce type de sonde peut servir de nano-source de lumière, pour éclairer localement un objet, ou de nano-collecteur. Les autres sondes sont appelées sondes sans ouverture (ou « apertureless »). Elles ne sont pas forcément transparentes aux longueurs d'onde utilisées : leur rôle est de diffuser le champ évanescent. Cela permet d'utiliser des pointes classiques de microscope à force atomique qui présentent des tailles de l'ordre de la dizaine de nanomètres, bien inférieures à ce que permettent les fibres optiques. Les pointes à base de fibre optique effilée mais non-métallisée peuvent être considérée comme des sondes sans ouverture : elles diffusent le champ évanescent mais permettent une collection locale grâce à la fibre optique. La lumière détectée est la partie du champ diffusé qui se couple au(x) mode(s) de la fibre optique. Ce sont donc des pointes apertureless un peu particulières.

Etant donnée l'importance de la sonde en microscopie optique en champ proche, c'est elle qui a permis de classer les SNOM en deux grandes classes. Les microscopes utilisant une nano-ouverture sont utilisés en mode illumination [11–14], en mode collection [15,16] ou en mode hybride illumination/collection qui associe les deux modes [17], comme le montre la figure 1.5. Le couplage optique entre la pointe et l'échantillon se fait

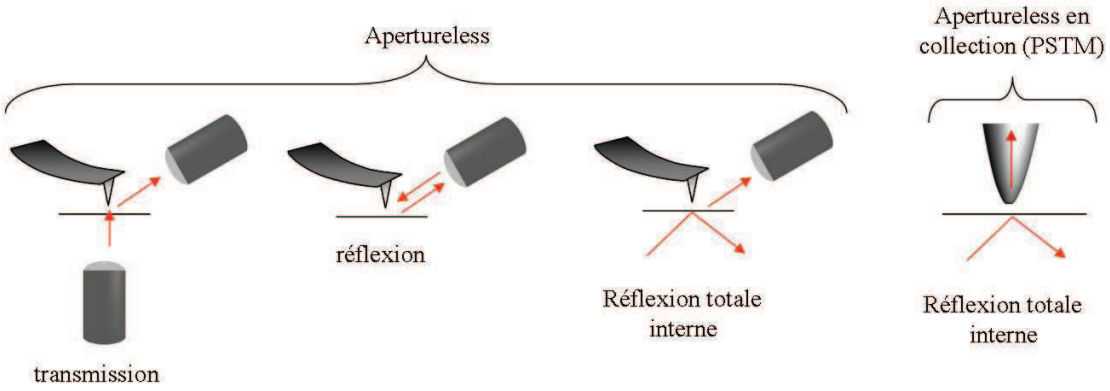


Fig. 1.6 – *Montages SNOM sans ouverture ou « apertureless ».*

par l'intermédiaire de la queue évanescente du mode guidé de la fibre optique. Un des inconvénients de ce type de pointes est que suivant l'ouverture, le facteur de transmission à travers l'apex de la fibre peut être très faible, de l'ordre de 10^{-9}. De plus le champ présent à l'apex de la pointe n'est pas toujours homogène et peut former des lobes, comme pour un dipôle [18]. Ce type de microscope est souvent utilisé pour la spectroscopie de molécule unique ou la caractérisation de composants photoniques [19, 20].

Les microscopes sans ouverture figure 1.6, ou encore microscopes à sonde diffusante (s-snom) ont été développés plus tard et ont vite connu un immense succès [21–27]. Ils présentent l'avantage de bénéficier de la robustesse des pointes AFM du commerce. Dans ce type de configuration, l'éclairage et la détection se font en champ lointain. Le signal utile, produit par l'interaction entre la pointe et l'échantillon est collecté en même temps que le signal de fond [28]. Ce dernier est en général prépondérant et il est nécessaire de l'éliminer en utilisant des techniques de détection synchrone et de détections hétérodynes en cas de lumière cohérente. Le signal utile peut être ainsi extrait et amplifié. De plus, l'hétérodynage optique est une méthode interférométrique qui permet d'avoir accès à l'amplitude et la phase du champ proche [29–31]. Ce type de système permet aussi d'utiliser des pointes métalliques et de profiter des phénomènes d'exaltation du champ dus aux effets de pointes ou aux résonances plasmoniques. Cette propriété est utilisée en spectroscopie Raman et pour l'étude des plasmons de surface.

La configuration qui utilise une pointe en fibre optique non-métallisée est appelée PSTM (Photon Scanning Tunneling Microscopy). Cette approche est particulièrement efficace lorsque le champ est majoritairement évanescent à la surface de l'échantillon, ce qui se produit lors du phénomène de réflexion totale interne. La pointe en elle-même a une résolution moins bonne qu'une pointe AFM à cause de sa taille qui est de 5 à 10 fois plus grande. Par rapport à une pointe métallisée, elle va pouvoir collecter une partie du signal sur ses flancs, qui ne sont pas opaques. Sa section efficace de collection est donc plus grande que celle d'une pointe métallisée. Dans ce type de microscope, la résolution est en fait garantie à la fois par la pointe et par la nature évanescente du champ : le volume optique du champ diffusé par la pointe est ainsi restreint.

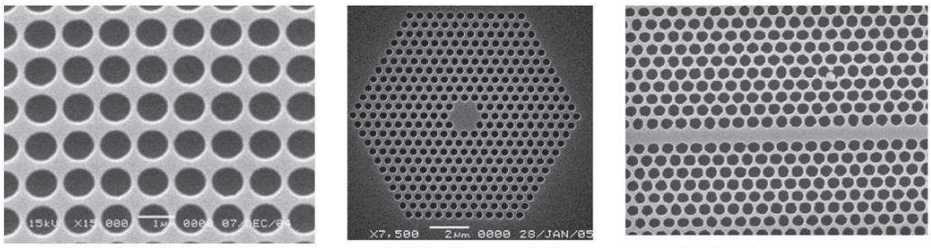
Nous avons présenté le SNOM, son principe et ses différentes configurations, ce qui a mis en évidence son intérêt pour caractériser des structures présentant des propriétés optiques définies à une échelle sub-longueur d'onde, comme les cristaux photoniques que nous allons introduire maintenant.

1.2 Les cristaux photoniques

Ce sont des structures diélectriques périodiques à l'échelle de la longueur d'onde des photons (quelques centaines de nanomètres). A l'instar des électrons, ou des phonons, dans un matériau cristallin, la relation de dispersion des photons dans un cristal photonique prend une allure particulière, que l'on représente sous la forme d'un diagramme de bandes. Des propriétés remarquables en découlent. La plus connue concerne la présence d'une bande d'énergie où la propagation des photons est prohibée : la bande interdite photonique (BIP) ou « gap » photonique. Une bande interdite efficace dans les trois dimensions nécessite un cristal tridimensionnel. Cependant, de tels cristaux sont technologiquement difficiles à fabriquer.

En revanche, les cristaux bidimensionnels, réalisés dans des membranes de diélec-

triques de haut indice sont des objets dont la fabrication est à présent bien maîtrisée. En outre, ils présentent l'avantage d'être bien adaptés au développement de composants pour les circuits intégrés planaires. La propagation des photons est contrôlée horizontalement par le cristal et verticalement par réflexion totale interne dans la membrane. Classiquement, le cristal est constitué d'un réseau de trous d'air dans la membrane diélectrique. En insérant des défauts dans le cristal, en général des lacunes de trous, il est possible de créer des composants variés comme la cavité ou le guide présentés figure 1.7.



Cristal photonique 2D à maille carrée — Cavité H2 dans un CP 2D à maille triangulaire — Guide d'onde dans un CP 2D à maille triangulaire

Fig. 1.7 – *Différentes réalisations à base de cristaux photoniques 2D.*

Les cristaux photoniques permettent de réaliser des composants de très petite taille, de l'ordre de la demi-longueur d'onde. L'avantage est de pouvoir ainsi intégrer dans le même cristal, et en une seule étape technologique, un circuit optique très compact. Dans de tels circuits, les guides ou les filtres sont des composants passifs dans lesquels la lumière est injectée et distribuée suivant la fonctionnalité optique du dispositif. D'autres composants ont des propriétés actives. Pour obtenir ces propriétés, des émetteurs de lumière sont introduits dans le cristal. La réponse optique du système va alors dépendre du couplage entre les émetteurs et les modes optiques de la structure à base de CP2D. En insérant ces émetteurs dans une cavité, il est par exemple possible de réaliser des micro-sources de lumière comme des micro-lasers à faible seuil.

Dans le domaine de l'électrodynamique quantique, notons que la réalisation de cavités de petites tailles, présentant un faible volume modal (V) mais un fort facteur de qualité (Q) permet d'obtenir un rapport $\frac{Q}{V}$ autorisant une modification importante du

taux d'émission spontanée [32, 33]. Le régime de couplage fort [1] a été observé à très basse température dans des cavités à cristaux photoniques entre le mode de cavité et une boîte quantique placée dans la cavité [34, 35]. Ces réalisations offrent des perspectives très intéressantes pour le traitement quantique de l'information, comme la réalisation de sources à photon unique.

En dehors des défauts, une autre façon d'exploiter le diagramme de bande, est d'utiliser les bandes d'énergie permises, c'est à dire les modes dont la propagation est autorisée dans le cristal (*i.e.* les modes de Bloch) mais contrôlée, en terme de vecteur d'onde et vitesse de groupe, par la relation de dispersion. En particulier, les modes de Bloch lents, pour lesquels la vitesse de groupe s'annule, ont récemment ouvert la voie à de nouveaux types de composants, comme des micro-lasers sans cavité [36–38]. Ainsi, l'utilisation complète de la relation de dispersion des cristaux photoniques offre plusieurs pistes pour contrôler la lumière dans le temps et dans l'espace à l'échelle de la longueur d'onde.

1.2.1 Les cristaux photoniques planaires

a) Description de la configuration utilisée

Les cristaux photoniques utilisés sont des CP2D actifs à base de matériaux III-V, en particulier issus de la filière InP. L'avantage de ces matériaux est qu'ils permettent de disposer de milieux à gain très efficace dans la gamme de longueur d'onde des télécommunications (1,3 μm-1,6 μm). Typiquement, une structure est constituée d'une membrane d'InP, élaborée par épitaxie, dans laquelle sont insérés des émetteurs sous forme de puits quantiques d'InAsP (Fig. 1.8).

L'épaisseur de la membrane est d'environ 250 nm ($\frac{\lambda}{2n}$), ce qui permet de la considérer comme un guide plan monomode aux longueurs d'onde d'émission des puits

1. Le régime de couplage fort correspond au cas où le photon reste suffisamment longtemps dans la cavité pour être réabsorbé par l'émetteur : l'émission spontanée devient réversible. Dans ce régime, l'émetteur et les modes de la cavité ne peuvent plus être considéré indépendamment : ils forment un nouvel état quantique mixte lumière-matière appelé polariton de cavité

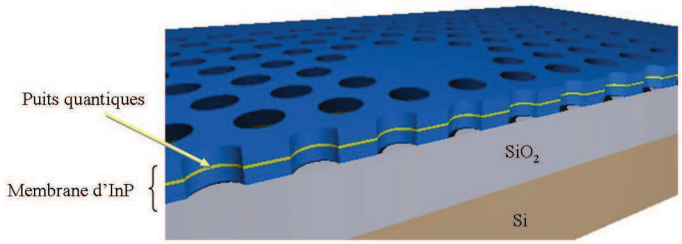


Fig. 1.8 – *Représentation schématique d'une structure à cristal photonique 2D sur membrane reportée.*

(1400 nm-1650 nm). Cette membrane peut être reportée par collage moléculaire (en partenariat avec le CEA-LETI) sur un substrat hôte (par exemple : silice fondue comme pour les échantillons utilisés dans ce travail, « silice sur silicium » comme présenté sur la figure 1.8) ou suspendue par micro-usinage sacrificiel au dessus d'un gap d'air. La dernière configuration offre un meilleur confinement optique grâce au meilleur contraste d'indice entre l'air et l'InP, tandis que le report sur substrat offre une meilleure stabilité mécanique et réduit l'échauffement des structures provoqué par le pompage optique.

La membrane est structurée latéralement par un cristal photonique constitué d'un réseau périodique de trous d'air. La réalisation de ce cristal implique plusieurs étapes technologiques, en particulier une phase de lithographie électronique à balayage suivie de gravure ionique réactive (techniques présentées dans la section 2.2, p.34). La période du réseau peut varier de 450 nm à 550 nm et le diamètre des trous de 200 nm à 300 nm, de façon à obtenir une bande interdite photonique dans la zone d'émission des émetteurs. L'avantage des structures actives est que leurs modes propres peuvent être excités directement en interne par pompage optique des émetteurs. Par construction, le champ généré par ces émetteurs est essentiellement polarisé dans le plan de la membrane (polarisation TE).

b) L'origine du confinement optique

Pour comprendre la nature du signal optique détecté en microscopie de champ proche optique, il est nécessaire de comprendre l'origine du confinement optique dans ces structures. Prenons l'exemple simple d'une membrane suspendue dans l'air. Dans ce

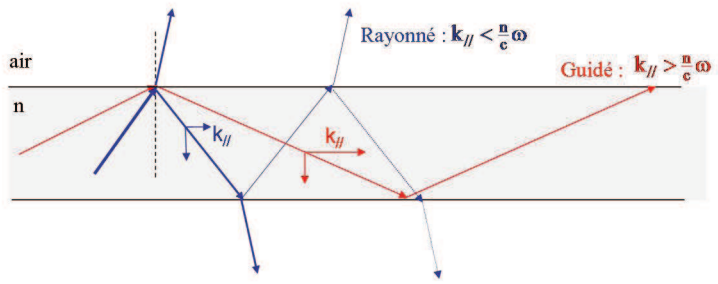


Fig. 1.9 – *Mode guidé et mode rayonné dans une membrane d'indice n entourée d'air.*

cas, le confinement vertical de la lumière est réalisé par la réflexion totale interne dû au contraste d'indice entre l'air et la membrane (Fig. 1.9). La condition de réflection totale est vérifiée quand $k_{//} > \frac{\omega}{c}$. On définit alors le cône de lumière par $k_{//} = \frac{\omega}{c}$, ce qui correspond à la limite du confinement vertical. Si la membrane était parfaite, seule la partie évanescente du mode guidé existerait dans l'air. Dans le cas où le mode est confiné horizontalement par un cristal photonique, sa géométrie devient plus compliquée et un même mode peut présenter des composantes évanescentes et radiatives dans l'air. Dans la courbe de dispersion du mode, $\omega = f(k_{//})$, les composantes se trouvant sous la ligne (ou le cône) de lumière sont guidées et celles se situant au-dessus de la ligne de lumière sont rayonnées. Il est possible de lire directement ces informations sur le diagramme de bande de la structure.

Sur la figure 1.10 est représenté de façon schématique le cas d'un mode purement guidé (toutes ses composantes se trouvent sous le cône de lumière) et d'un mode dit à pertes (une partie de ses composantes se situent au dessus du cône de lumière). Le troisième mode représenté sur cette figure est un mode de défaut. Il correspond à un niveau permis dans la bande interdite, créé en introduisant un défaut dans la périodicité du cristal : en pratique, il s'agit d'une microcavité réalisée en supprimant un ou plusieurs trous dans le cristal. La lumière est piégée dans la cavité : il s'agit d'un mode localisé dans l'espace donc délocalisé dans l'espace des $k_{//}$ (les modes de cavité présentent donc toujours une partie sous le cône de lumière et une partie au-dessus du cône de lumière). Les énergies de ces modes ($E = \hbar\omega$) correspondent aux fréquences de résonance de la cavité. Grâce à la versatilité des cristaux photoniques, il est possible

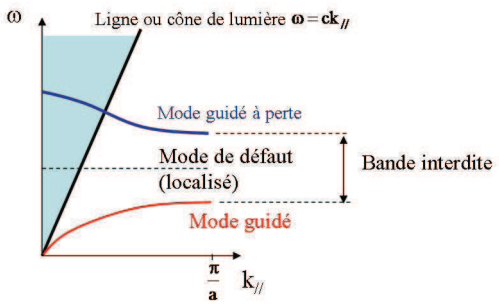


Fig. 1.10 – *Courbes de dispersion de trois modes : un mode guidé, un mode partiellement guidé et un mode de défaut dans la bande interdite. La ligne de lumière est la droite* $\omega = \frac{c}{k_{//}}$.

de fabriquer des cavités de géométries variables. Les plus classiques pour un réseau de trous triangulaire sont les cavités hexagonales et linéaires, notées respectivement H_n et CL$_n$. Dans le cas des H$_n$, n représente le nombre de trous formant un côté de l'hexagone (par exemple, sur la figure 1.7 est représentée une cavité H_2), tandis que dans celui des CL$_n$, n représente le nombre de trous omis. Ces dernières cavités en particulier ont fait l'objet de ce travail.

En dehors de la nature des composantes du mode (guidées ou rayonnées), il est nécessaire de tenir compte d'un autre phénomène : les pertes rayonnées dues aux imperfections de la structure comme l'ellipticité des trous ou les irrégularités du réseau. Ces défauts sont liés à des problèmes technologiques qui peuvent survenir lors de la fabrication du cristal. Il s'agit parfois de simples fluctuations concernant la taille ou la position des trous. Ces défauts structuraux peuvent diffuser une partie du mode guidé. Quand les pertes rayonnées par les défauts sont grandes, elles masquent le signal utile concernant les modes. Localement, ces pertes peuvent rester faibles, mais détectées collectivement, en champ lointain, elles peuvent constituer un signal de fond non négligeable.

De façon générale, la miniaturisation des composants photoniques nécessite de développer au niveau des outils de caractérisations des techniques qui permettent d'observer le champ électromagnétique dans les structures à petite échelle. Un accès direct et local

à la distribution du champ électromagnétique, en termes d'intensité, de phase, de polarisation est nécessaire pour valider les prédictions théoriques. L'objectif est d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques qui ont lieu à ces échelles, comme par exemple les phénomènes de couplages entre des émetteurs et une structure photonique.

En outre, une inspection locale doit permettre d'expliquer le comportement imprévu de certains composants. Dans le cas particulier des cristaux photoniques, la structuration de l'espace implique une structuration des modes optiques à des échelles bien inférieures à la longueur d'onde. L'observation des modes n'est pas possible par des techniques d'optique classiques car elles sont limitées latéralement par la diffraction. Certes les techniques d'optique en champ lointain permettent, par transmission, réflexion, ou photoluminescence d'obtenir des informations globales sur la structure. Cependant, elles ne peuvent pas révéler les détails des modes optiques présents dans une cavité de taille inférieure à la longueur d'onde. En revanche, la microscopie optique en champ proche (SNOM) est capable de dépasser cette limite. Elle a ouvert récemment une voie évidente pour la caractérisation des micro et nanocomposants optiques.

1.3 Champ proche optique et cristaux photoniques

1.3.1 Caractérisation optique

Parallèlement à l'essor des composants à base de cristaux photoniques, les études de ces cristaux en microscopie optique en champ proche se sont multipliées.

- Les premières études ont été réalisées dans le visible sur des cristaux photoniques fabriqués dans des matériaux à faible contraste d'indice (SiN/Air) [39, 40]. Ces structures confinent relativement peu la lumière ce qui rend la mesure SNOM essentiellement sensible aux pertes. Fluck et al. [41] ont étudié un cristal photonique 3D (une opale) en mode illumination et ont obtenu des cartographies révélant le couplage entre une nanosource (la sonde) et le cristal.
- Les guides à base de cristaux photoniques ont également été étudiés. Bozhevolnyi

et al. [42] ont mesuré l'intensité de la lumière dans des guides à base de cristaux photoniques ce qui leur a permis d'évaluer les pertes et les constantes de propagation des modes. Gersen et al. [19, 20, 43] ont observé directement la propagation d'impulsions de lumière dans un guide à base de cristaux photoniques. Cluzel et al. [44] ont déterminé les propriétés spectrales d'un guide d'onde à CP et cartographié une onde stationnaire avec une résolution de $\frac{\lambda}{8}$.

– Plusieurs études de cavités à base de cristaux photoniques ont également été menées. Gerard et al. [45] ont mesuré en champ proche l'intensité à la surface de structures similaires aux nôtres mais ont essentiellement mesuré des pertes. Shin et al. [46] ont présenté une étude sur un microlaser à base de cavité H_n, avec n de l'ordre de la dizaine, qui contient quelques images SNOM avec une bonne résolution spectrale mais une faible résolution spatiale sans comparaison avec la théorie. Okamoto et al. [47] ont présenté une étude mettant en évidence le confinement du mode de microcavité H_1 avec des résultats cohérents avec les nôtres. Kramper et al. [48] ont étudié une cavité H_1 insérée dans un guide mettant en évidence l'influence des défauts structuraux sur l'intensité dans la cavité. Des simulations FDTD-3D leur ont permis de conclure que la rupture de symétrie observée était due à la fluctuation de la taille des trous encadrant la cavité. Mintairov et al. [49] ont réalisé une étude spectrale de cavités H_2 contenant des boîtes quantiques mais avec des cartographies ne présentant pas de structuration particulière.

– Les cristaux photoniques parfaits intéressent également par les propriétés optiques particulières qu'ils peuvent présenter [50, 51]. En particulier, Lalouat et al. [52] ont cartographié les interférences d'ondes de Bloch dans un cristal photonique avec un indice de réfraction négatif et tracé sa courbe de dispersion expérimentale. Un indice de réfraction négatif permet de focaliser la lumière pour des longueurs d'onde dans le proche infra-rouge [53, 54]. Lalouat et al. [55] ont cartographié à l'aide d'un SNOM la distribution spatiale de la lumière dans la lentille et ont observé que le régime de convergence est atteint pour une gamme de longueur d'onde large de 30 nm.

Les études SNOM sur des objets à base de cristaux photoniques intéressent de nombreux groupes et les études menées sur le sujet se multiplient. Les recherches sur les composants à base de cristaux photoniques se heurtent aux limites des caractérisations en champ lointain. La caractérisation directe en champ proche de structures à base de CP2D permet de connaître la répartition du champ électromagnétique dans les structures réelles. Cette connaissance est importante pour évaluer l'impact des fluctuations structurales sur les modes de ces structures. Elle devient particulièrement intéressante si plusieurs structures sont assemblées sur le même système photonique. En effet, le couplage entre différentes structures (cavités et guides) peut être observé directement en SNOM. Cette caractérisation permet aussi de déterminer, de façon expérimentale, où placer une source pour qu'elle se couple de façon optimale avec un mode de la structure. La mesure directe des modes des structures à base de CP2D, en particulier ici de microcavités, est aussi un moyen unique de valider les modèles utilisés par les simulations numériques.

1.3.2 Ingénierie de mode en champ proche

Les cristaux photoniques permettent comme nous l'avons vu précédemment de confiner la lumière sur des distances inférieures à la longueur d'onde. Leur utilité pour réaliser des composants pour l'optique guidée ou l'optoélectronique pourrait être décuplée si des méthodes efficaces étaient développées pour moduler ou modifier localement et de façon réversible leurs propriétés optiques. En effet, à ces échelles, les moindres fluctuations géométriques qui ont lieu lors de la fabrication peuvent produire des modifications incontrôlables des propriétés optiques de la structure. La possibilité de pouvoir corriger ou moduler des propriétés comme les longueurs d'onde de résonance des modes ou leur facteur de qualité permettrait d'augmenter les fonctionnalités des structures à base de cristaux photoniques et d'ouvrir de nouvelles possibilités d'applications pour l'optique intégrée.

Utiliser une pointe SNOM pour modifier les propriétés optiques des structures à base

de cristaux photoniques est un sujet qui intéresse de nombreuses équipes [56–63]. L'obtention d'une interaction forte avec la pointe nécessite des structures qui confinent le champ sur un faible volume avec un fort facteur de qualité de manière à ce que l'action locale de la pointe soit « ressentie » fortement par le mode. Il est aussi nécessaire de chercher quel type de sonde présentera les propriétés adéquates pour modifier via le champ proche les propriétés de la structure ou du composant. En particulier, les outils du champ proche optique, tel que le SNOM, peuvent être utilisés pour effectuer des opérations de « nanochirurgie » des modes optiques, en modifiant la structuration du champ électromagnétique présent au sein de composants à cristaux photoniques (CP). Plus précisemment, une des caractéristiques essentielles des CP est que leurs propriétés optiques dépendent du rayon des trous du cristal (i.e. du facteur de remplissage). En effet, la taille effective d'une microcavité à cristaux photoniques, dépend au premier ordre du rayon des trous qui la bordent. Ainsi, en plaçant une pointe SNOM dans un trou proche de la cavité, il est possible de modifier sa taille effective, et donc, les longueurs d'onde de résonance des modes : l'augmentation relative de la taille de la cavité doit induire un décalage des modes vers le rouge. Cependant, le positionnement d'une pointe dans un trou reste une opération délicate. Le coefficient de qualité des modes peut aussi être modifié en jouant sur les pertes supplémentaires introduites par la présence de la pointe, qui crée un nouveau canal de fuite.

Les études concernant ces phénomènes mettent en avant l'utilisation de 3 types de pointes : les pointes composées d'un matériau d'indice faible (silice), d'un matériau d'indice fort (Si, Si_3N_4) ou d'un matériau d'indice faible recouvert d'un matériau d'indice fort (pointe hybride).

Trois études [61,62,64] ont montré qu'une pointe en silice introduite dans le champ proche d'un mode de cavité provoquait le décalage en longueur d'onde de ce mode de l'ordre de plusieurs dixièmes de nanomètre sans qu'il y aie une dégradation du facteur de qualité. En 2006, Cluzel et al. [62] ont utilisé une cavité à base de miroirs de Bragg,

fabriquée dans un substrat SOI (Silicon On Insulator) et atteignant un facteur de qualité de l'ordre de plusieurs milliers, alors que dans l'étude de Mujumdar et al. [61] (2007), deux hétérostructures situées autours d'un guide W1 créent une cavité atteignant un facteur de qualité expérimental de 55000 dans une membrane suspendue de GaAs.
Plus récemment, dans l'étude de Intonti et al. [64], la cavité est fabriquée dans une structure active. C'est-à-dire que des boîtes quantiques sont insérées dans la membrane suspendue de GaAs. La cavité atteint un facteur de qualité expérimental de 2400. Les cartographies expérimentales du décalage induit (la valeur maximale obtenue est 0,5 nm), et des pertes induites sont présentées. Le lien entre l'emplacement des ventres des modes et les pertes induites maximum sont discutées et il est mis en avant la correspondance entre la cartographie expérimentale des pertes induites et la distribution patiale théorique de E_z^2, ce qui tend à prouver que la densité d'états locale du champ électromagnétique pourrait être mesuré en cartographiant le décalage induit.

Deux études concernant les pointes à fort indice [59, 60] (2005 et 2007 respectivement) montrent théoriquement qu'en introduisant complètement une pointe en silicium dans un trou d'un cristal photonique sans défaut un mode de défaut possédant un faible facteur de qualité et dont les propriétés dépendent de la taille de la pointe est créé. Les calculs numériques montrent également, tout comme dans [58] (2005), que l'introduction d'une pointe en silicium jusqu'à 30 nm au-dessus d'une cavité à base de CP2D, ayant un facteur de qualité de l'ordre de 13000, permet un décalage de 2 nm avec un facteur de qualité maintenu à une valeur moyenne (5000) et qu'il est limité, entre autres, par la rapport de la polarisabilité et du volume modal. Si la pointe s'approche à moins de 30 nm, le mode voit son facteur de qualité très dégradé.
Dans ces études, la fixation d'une source en bout de pointe est envisagée et l'étude théorique montre que le déplacement vertical et horizontal de la pointe dans l'environnement d'un cristal photonique permet de contrôler l'émission spontanée d'une source [59] et de moduler le taux de fluorescence d'un émetteur [60]. Ces trois études sont principalement des études théoriques bien que l'impact d'une sonde en silice aie été

mesurée expérimentalement dans [60]. Marki et al. [57] ont montré en 2006 qu'une pointe AFM approchée d'une cavité (Q=750) réalisée dans un guide d'onde pouvait atténuer quasi complètement la transmission et dans le cas de l'utilisation du mode contact intermittent, un commutateur ON/OFF peut être réalisé. Dans le cas où la pointe est introduite dans un trou du bord de cavité, un décalage de 2,5 nm est mesuré, accompagné d'une dégradation du facteur de qualité.
Ces 4 dernières études [57–60] ont été réalisées pour des membranes de silicium suspendues. Hopman et al. [56] ont montré en 2006 qu'une pointe en Si_3N_4 permettait, en la plaçant en mode contact dans le champ proche du maximum d'intensité de la résonance d'une cavité (Q=650) fabriqué dans une membrane SOI, de diminuer la transmission à la longueur d'onde de résonance du mode seul mais d'augmenter la transmission à des longueurs d'onde décalées vers le rouge. L'utilisation en mode contact intermittent d'une pointe en Si a montré qu'une faible amplitude avait un plus grand impact sur la transmission que les grandes amplitudes. Quand la pointe est placée au-dessus d'un maximum, la transmission est suspendue mais elle peut être seulement atténuée, avec un décalage vers le rouge, si un déplacement latéral de la pointe de 100 nm par rapport au ventre du champ est effectué. Le mode est donc très sensible au déplacement de la pointe et des effets sont enregistrés à partir d'une position de la pointe distante de 500 nm du ventre du mode.

En ce qui concerne les pointes hybrides, Lalouat et al. [63] (2007) ont étudié l'impact d'une pointe diélectrique recouverte d'une bicouche de Cr/Au, et ont obtenu un décalage vers le rouge de 0,9 nm en approchant la pointe à 4 nm de la surface d'une cavité fabriquée dans un substrat SOI, sans dégradation du facteur de qualité (1200). Ils ont mis en évidence que l'interaction en champ proche est relié aux propriétés de la pointe et à la distribution du champ dans la cavité.

Toutes ces études, exceptée celle de Intonti [64], sont réalisées pour des structures passives.

Au début de ce travail, en 2005, peu d'études avaient été réalisées [58, 59] sur l'impact de la nature de la pointe. Les premiers résultats expérimentaux datent de 2006 [56,57,62]. C'est dans ce contexte que nous avons choisi de nous orienter vers des structures reportées plutôt que suspendues car, malgré un facteur de qualité amoindri, cette configuration est plus stable mécaniquement, résiste mieux à l'échauffement provoqué par le pompage optique. Les pointes hybrides silice/silicium sont bien adaptées à notre montage optique car ce dernier utilise la pointe en mode collection. Le silicium a un indice de réfraction de 3,4 à une longueur d'onde de 1,5 μm, du même ordre de grandeur que celui du substrat (n_{InP}=3,17), ce qui permet d'avoir un contraste d'indice fort avec le milieu (n_{air}=1). De plus, le silicium reste transparent dans la gamme de longueur d'onde utilisée (1,3-1,6 μm). Ces choix nous ont permis d'aboutir aux résultats qui seront présentés dans ce travail.

1.4 Bilan

Dans un premier temps, le principe du SNOM a été présenté, ainsi que les différentes configurations et les points critiques de la technique a été mis en évidence : la distance pointe-échantillon et la taille de la pointe. Pour observer des détails de l'ordre de 200 nm, il faut disposer d'une sonde de moins de 250 nm placée à moins de 50 nm de l'échantillon. Ensuite, les cristaux photoniques et quelques unes de leurs propriétés ont été présentés. En particulier les cristaux photoniques membranaires permettent de confiner la lumière sur des distances inférieures à la longueur d'onde. L'importance de pouvoir modifier les propriétés optiques des cristaux photoniques après fabrication a été soulignée. Le SNOM est un bon moyen d'atteindre cet objectif grâce au rôle majeur de la pointe.

Ce chapitre a donc permis de mettre en évidence l'intérêt de la microscopie optique en champ proche pour caractériser des cristaux photoniques ainsi que pour étudier

l'influence de la pointe sur les propriétés optiques de ces mêmes structures. Dans la suite du manuscrit, nous étudierons précisément l'influence que peuvent avoir la nature et la forme de la pointe. Nous allons maintenant présenter les différents outils expérimentaux et théoriques qui ont été nécessaires à sa réalisation.

Chapitre 2

Outils et méthodes

Sommaire

2.1 FDTD-3D 31

2.1.1 Principe 31

2.1.2 Paramètres 32

2.1.3 La source 33

2.1.4 Intérêt 33

2.1.5 Synthèse 34

2.2 Fabrication des échantillons 34

2.2.1 Epitaxie 35

2.2.2 Lithographie électronique 35

2.2.3 Gravure ionique réactive 36

2.2.4 Synthèse 37

2.3 Caractérisation des cristaux photoniques 37

2.3.1 Microscopie Electronique à Balayage (MEB) 38

2.3.2 Banc de caractérisation par photoluminescence diffractée 38

2.3.3 Synthèse 40

2.4 SNOM 41

2.4.1 Dispositif expérimental 41

2.4.2 Les pointes 47

2.4.3 Synthèse 50

2.5 Bilan 50

Dans ce travail, nous allons étudier l'influence de la nature et de la forme de la pointe sur les propriétés des modes optiques de microcavités à base de cristaux photoniques. Pour cela, nous avons utilisé divers outils théoriques et expérimentaux qui vont être présentés ici. Tout d'abord, nous allons exposer le principe de la FDTD-3D (Finite Difference Time-Domain), outil de simulation numérique dont nous nous sommes servis pour modéliser et optimiser les cristaux photoniques. Ces derniers ont ensuite été fabriqués par épitaxie, lithographie électronique et Gravure Ionique Réactive (RIE). Les structures fabriquées ont été caractérisées par le MEB et par photoluminescence diffractée. Nous allons terminer par la présentation du SNOM, clef de voûte de ce travail, qui a été utilisé, non seulement pour caractériser les cristaux photoniques membranaires mais aussi pour mesurer l'impact de la nature et de la forme de la pointe sur les modes optiques des cavités.

2.1 FDTD-3D

Afin de fabriquer des structures adaptées à nos besoins, des calculs numériques ont été réalisés pour déterminer les paramètres optimums et prévoir les propriétés optiques. Ces calculs ont été faits en utilisant la méthode FDTD-3D et les résultats présentés ont été obtenus à partir du logiciel TESSA développé à l'INL par Josselin Mouette.

2.1.1 Principe

La méthode FDTD est une des méthodes les plus utilisées pour la résolution de problèmes en électromagnétisme. Elle a été présentée pour la première fois en 1966 par Yee et repose sur la discrétisation dans le temps et l'espace des équations de Maxwell. Pour des matériaux non dispersifs, non conducteurs et non magnétiques, ces équations

s'écrivent :

$$\begin{aligned}
&\nabla \cdot (\epsilon_r \vec{E}(r,t)) = 0 \\
&\nabla \cdot \vec{H}(r,t) = 0 \\
&\nabla \times \vec{E}(r,t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(r,t) \\
&\nabla \times \vec{H}(r,t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(r,t)
\end{aligned} \tag{2.1}$$

Un maillage de l'espace de travail est réalisé dans le domaine spatial tel que $\Delta x = \Delta y = \Delta z$, et dans le domaine temporel (Δt). Le champ électromagnétique est calculé sur ce maillage de manière itérative dans le temps par l'algorithme de Yee [65].

2.1.2 Paramètres

Les paramètres présentés dans cette partie sont critiques en FDTD : le maillage de l'espace, les conditions aux limites, la source d'excitation.

a) Maillage spatial

Le maillage de la cellule de calcul est à l'origine d'une incertitude sur les motifs géométriques, ce qui se traduit par une erreur purement numérique (provenant de la validité des différences finies à $(\Delta x)^2$ près). Pour minimiser cette erreur, le maillage doit présenter des longueurs caractéristiques petites devant les longueurs d'onde de travail. Dans notre étude par FDTF-3D, les maillages ont toujours été de a/10, c'est-à-dire inférieurs à 50 nm soit environ $\frac{\lambda}{10n}$. Le maillage spatial doit également être assez petit pour assurer la convergence du calcul. Ainsi la convergence est atteinte si les calculs réalisés avec $\Delta x = a/10$ puis avec $\Delta x = a/20$ présentent des longueurs d'onde de résonance et des facteurs de qualité n'évoluant pas de manière significative avec le pas.

En outre, pour des considérations de stabilité numérique, le pas temporel doit être inférieur à $\frac{\Delta x}{\sqrt{(3)}c}$, ce qui a toujours été vérifié.

b) **Conditions aux limites**

La méthode FDTD-3D nécessitant la discrétisation de l'espace, il n'est pas possible d'envisager de simuler une structure infinie. Les bornes de la fenêtre de calcul ont donc des propriétés particulières, en fonction du résultat recherché. La condition aux limites utilisée dans nos calculs est la condition absorbante qu'on appelle PML (Perfectly Matched Layer). Cette condition permet de simuler l'espace libre aux frontières de la fenêtre de calcul. En effet, toute onde incidente sur les limites du domaine de calcul est absorbée pour éviter toute réflexion qui viendrait interférer avec le champ de la structure. La PML permet donc de disposer d'une représentation réaliste d'une structure photonique finie.

2.1.3 La source

La source d'excitation est un dipôle qui émet autour d'une longueur d'onde λ avec un certain profil spectral. Le dipôle peut être orienté dans toutes les directions de l'espace suivant les polarisations que l'on souhaite étudier. Les deux types de profils qui sont utilisés dans Tessa sont le profil gaussien et le profil sinusoïdal. Le premier permet d'exciter une plage de longueurs d'onde plus ou moins large (suivant la durée temporelle de l'excitation) et permet de calculer le spectre de la structure, tandis que le second profil permet d'obtenir un rayonnement quasi-monochromatique et ainsi d'obtenir la réponse de la structure à une longueur d'onde donnée.

2.1.4 Intérêt

La FDTD-3D permet de suivre l'évolution du champ électromagnétique au cours du temps en tout point de la structure. Ainsi, quelle que soit l'itération, et quel que soit l'endroit, on peut obtenir la cartographie du champ EM. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure. De manière concrète, on introduit un dipôle dans la structure, émettant une courte impulsion temporelle, et on mesure l'évolution des

différentes composantes du champ électromagnétique dans le temps et en différents points de la structure, ce qui donne, par transformée de Fourier, la réponse fréquentielle de la structure. Cependant, cette première simulation à partir d'une excitation à spectre large ne permet pas de connaître la répartition spatiale d'intensité des modes. Pour cela, il faut refaire un calcul FDTD avec cette fois une source spectralement fine, de manière à n'exciter qu'un seul mode. Cette seconde simulation permet également de calculer le facteur de qualité du mode à partir de la connaissance de l'évolution du champ en un point en fonction du temps. En effet, le facteur de qualité peut être extrait à partir de la décroissance exponentielle du champ au cours du temps, caractéristique des pertes du mode.

Les principaux inconvénients de cette méthode restent le temps de calcul, qui peut atteindre plusieurs jours, et la mémoire nécessaire au calcul. Cet outil requiert donc des moyens importants en matériels et en temps. Le logiciel FDTD-3D Tessa, est un outil développé depuis 8 ans au sein du laboratoire. Il a été optimisé afin de limiter les temps de calcul et des évolutions ont lieu régulièrement, comme le module permettant le calcul des diagrammes de rayonnement.

2.1.5 Synthèse

Nous disposons donc, avec cette méthode, d'un outil parfaitement adapté à l'étude des CP2D. Dans ce travail, la méthode FDTD-3D est un outil indispensable car elle permet de prédire la distribution d'intensité à la surface des structures. Tous les calculs préliminaires ont permis de sélectionner et d'optimiser les structures réunissant les critères les plus adaptés à notre étude (cf. 3.1, p.53) et donc de faire le choix des structures qui seront fabriquées par les techniques qui sont présentées dans la section suivante.

2.2 Fabrication des échantillons

Les structures sont des membranes d'InP dotées d'un milieu à gain, reportées sur silice, et dans lesquelles sont gravés des cristaux photoniques. Les trois étapes classiques

de la fabrication de telles structures sont l'épitaxie, la lithographie et la gravure.

2.2.1 Epitaxie

La croissance des couches successives de l'hétérostructure a été effectuée par Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM), puis reporté sur un substrat « hôte », via une couche intermédiaire de SiO_2, par adhésion moléculaire. Cette dernière étape est réalisée au CEA-LETI. L'échantillon de départ se présente donc comme une succession de couches dans l'ordre suivant :

- Le substrat en silice : les échantillons sont reportés sur un substrat en silice, dans l'optique de les observer par le montage en transmission actuellement développé dans le cadre de la thèse de Thanh-Phong Vo. (N.B. : le report peut également s'effectuer sur un substrat silicium)
- La couche d'InP : l'épaisseur de la membrane est choisie pour qu'elle soit monomode aux longueurs d'onde considérées (épaisseur $\frac{\lambda}{2n} \approx 250$ nm pour une longueur d'onde de 1500 nm). Des puits quantiques d'InAsP sont insérés dans cette membrane lors de l'épitaxie pour pouvoir réaliser des sources de lumière et étudier les composants en photoluminescence. Ils sont conçus pour émettre dans l'infra-rouge autour des longueurs d'onde des télécommunications (1,5 μm).
- Le masque dur en silice épais de 90 nm qui sera utilisé puis supprimé lors de l'étape de la gravure sèche.

La gravure des motifs CP est ensuite réalisée par l'intermédiaire d'une succession d'étapes décrites ci-après.

2.2.2 Lithographie électronique

La lithographie électronique consiste à exposer une couche mince électrosensible en résine, préalablement déposée sur l'échantillon, à un faisceau d'électrons. La résine en PMMA utilisée pour la fabrication de nos échantillons est dite « positive », c'est-à-dire que lors de l'exposition, elle devient soluble (les liaisons chimiques se cassent). La forme

et la taille des trous dans la résine PMMA obtenues après développement dépendent de plusieurs facteurs qui sont :

- la taille du faisceau : elle est de l'ordre de 10 nm, et augmente la taille du rayon nominal défini pour le masque. La focalisation et l'intensité du courant entraînent une fluctuation de la taille et de la forme des trous.
- la dose : lors de la fabrication, on peut faire varier la taille des trous en faisant varier la dose dans une certaine gamme limitée. Si la dose est trop faible, soit le motif n'est pas imprimé dans la résine (les liaisons ne s'étant pas cassées), soit les trous sont mal dessinés. Plus la dose est importante, plus les électrons retrodiffusés dans la résine augmentent la taille des trous jusqu'à les faire se rejoindre pour des doses trop fortes.
- la période du cristal à travers les effets de proximité,
- l'épaisseur du masque dur de silice, dans lequel les électrons sont rétrodiffusés et qui contribue donc à l'élargissement des trous.

Afin de fabriquer des structures possédant les paramètres visés, les données d'un étalonnage effectué précédemment ont été utilisées [66]. Cependant, l'étape de la lithographie reste la source d'une très grande partie des erreurs structurales intervenant lors de la réalisation d'une structure à base de cristal photonique

2.2.3 Gravure ionique réactive

L'étape de Gravure Ionique Réactive (RIE) a pour but de transférer le motif insolé dans la résine à la membrane d'InP. Pour cela, la résine est développée en utilisant une solution de MIBK. En effet, les liaisons chimiques se sont cassées lors de l'exposition au faisceau d'électrons et la résine se dissout dans une solution de MIBK. Tout d'abord, l'échantillon est placé dans un compartiment qui est mis sous vide et où un plasma est créé avec chaque gaz que l'on introduit selon les paramètres indiqués dans le tableau 2.1. A chaque plasma de gaz correspond une étape précise de la gravure. Tout d'abord le motif est transféré de la résine au masque dur de silice par le plasma de CHF_3, puis la résine PMMA est éliminée avec du O_2. Le transfert du masque dur vers l'InP a

Etape	Gaz	Débit (sccm)	Temps (min)	Pression (mTorr)	P_{RF} (W)
Gravure SiO_2	CHF_3	16	9	15	100
Retrait PMMA	O_2	20	1	160	100
Gravure InP	CH_4	15	5	30	200
	H_2	30			

Tab. 2.1 – *Paramètres de la Gravure Ionique Réactive.*

lieu avec un mélange de CH_4/H_2 puis l'échantillon est nettoyé avec du O_2 notamment pour éliminer le carbone déposé à l'étape précédente. La couche de silice est nécessaire car les espèces utilisées pour attaquer l'InP attaquent aussi la résine, cependant elle est problématique lors d'une caractérisation en champ proche, qui se fait à la surface de l'InP, elle est donc retirée également lors de la RIE.

L'avantage de la gravure ionique réactive, qui fait partie de la catégorie des gravures sèches est d'allier les avantages de la gravure chimique et de la gravure physique. La RIE est sélective comme la gravure chimique et anisotrope comme la gravure physique.

2.2.4 Synthèse

Toutes les étapes de la fabrication ont été décrites. Les problèmes de fluctuation des paramètres lors de la lithographie électronique ont été évoqués.

Ces étapes de fabrication (épitaxie, lithographie, RIE) étant terminées, les structures à base de cristaux photoniques sont prêtes à être caractérisées.

2.3 Caractérisation des cristaux photoniques

Une fois les cristaux photoniques fabriqués, il faut les caractériser de manière à connaître leurs paramètres (paramètre de maille et facteur de remplissage) et leurs propriétés optiques (longueur d'onde de résonance des modes). Le Microscope Electronique à Balayage (MEB) est utilisé pour connaître les paramètres structuraux des cristaux photoniques, et le banc de photoluminescence diffractée est employé pour connaître leurs

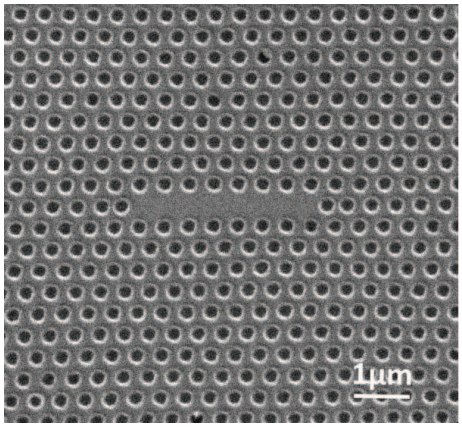


Fig. 2.1 – *Image MEB d'une cavité linéaire (7 trous manquants, nommée CL7), qui sera décrite dans la section 3.2.*

propriétés spectrales.

2.3.1 Microscopie Electronique à Balayage (MEB)

Une image réalisée avec le MEB (cf. Fig. 2.1) fournit des informations sur la géométrie des structures, comme le paramètre de maille (a) et le facteur de remplissage (ff), mais aussi sur les éventuels défauts qui peuvent s'introduire dans le cristal lors de la fabrication, comme deux trous confondus en un seul ou une définition fluctuante des trous. Ces informations permettent éventuellement par la suite de mieux comprendre les résultats expérimentaux. En effet, lorsque l'on a mesuré a et ff pour les structures fabriquées, on peut s'en servir pour faire une étude numérique avec ces paramètres réels. Et la présence d'un défaut dans le cristal, proche de la cavité peut permettre de comprendre certains comportements comme des résonances décalées.

Une fois cette caractérisation effectuée, une étude spectrale en champ lointain des cristaux photoniques est réalisée par un banc de caractérisation par photoluminescence diffractée présentée dans la section qui suit.

2.3.2 Banc de caractérisation par photoluminescence diffractée

Le montage utilisé repose sur la génération, la collection et l'analyse du signal photoluminescent, dans une gamme plus ou moins large centrée à 1,5 μm, émis par la

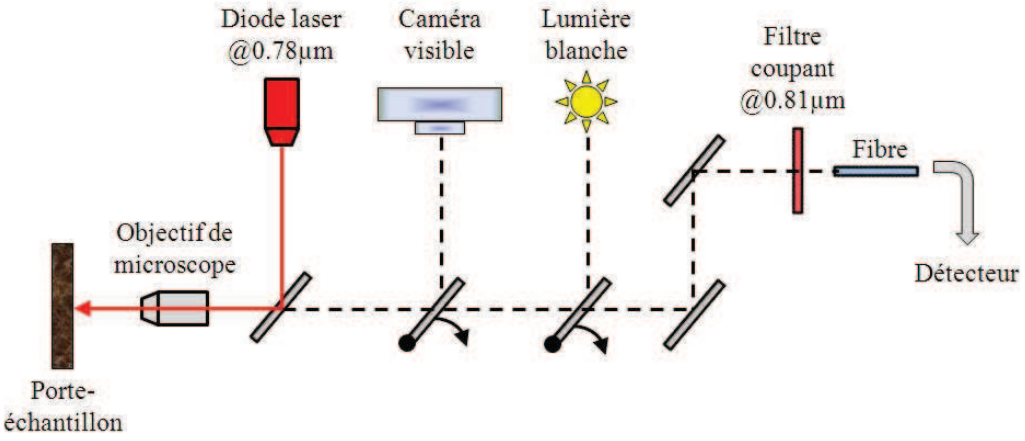


Fig. 2.2 – *Schéma du banc de photoluminescence diffractée.*

structure.

Comme le montre le schéma présenté figure 2.2, le montage permet à la fois d'exciter la structure et de collecter la photoluminescence émise par l'échantillon.

L'échantillon est pompé optiquement par une diode laser émettant à 780 nm des impulsions de durée et de rapport cyclique réglable, à travers un objectif de microscope dont l'ouverture numérique NA détermine l'angle solide d'acceptance. L'utilisation de lames séparatrices et de miroirs permet d'utiliser le même axe optique pour l'excitation et la collection. Ainsi, les photons émis par la structure sont collectés à travers le même objectif, et guidés vers un monochromateur par l'intermédiaire d'une fibre optique. Le spectre des pertes de la structure est obtenu, il permet de connaître les longueurs d'onde de résonnance de la structure et d'accéder aux facteurs de qualité expérimentaux par la mesure de la largeur à mi-hauteur (FWHM) des pics.

L'excitation des modes de cavité nécessite un faisceau excitateur de l'ordre de 2μm de diamètre, c'est pourquoi nous utilisons un objectif x50 possédant une ouverture numérique de 0,42. En effet, il faut que la puissance surfacique soit suffisante et que le rapport entre la photoluminescence provenant du mode et celle provenant de l'extérieur de la cavité soit assez important pour avoir un bon contraste.

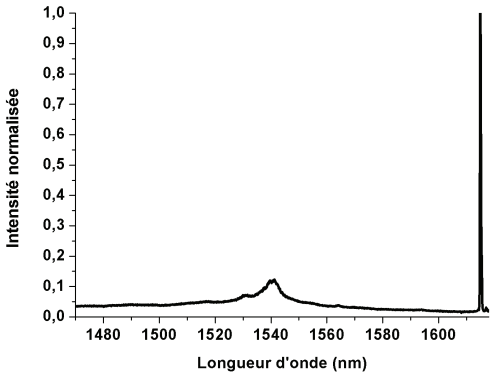


Fig. 2.3 – *Spectre en champ lointain obtenu par photoluminescence diffractée.*

L'intérêt de cette caractérisation en champ lointain est qu'elle permet une étude rapide et globale des structures fabriquées. En outre, les structures paraissant les plus intéressantes (mode laser dans le maximum d'émission des puits quantiques) peuvent être sélectionnées et celles qui sont défectueuses peuvent être écartées.

Une fois les structures caractérisées par photoluminescence diffractée, nous avons identifiés les longueurs d'onde des pics présents sur les spectres des pertes dont un exemple est présenté figure 2.3.

2.3.3 Synthèse

Dans cette section nous avons présentés les moyens de caractériser des structures photoniques pour connaître leurs propriétés structurales et spectrales. Une fois ces données enregistrées, les structures peuvent être caractérisées au moyen du SNOM tout d'abord en cherchant aux longueur d'onde identifiées en champ lointain. Si au cours des expérimentations les cartographies diffèrent des simulations, les paramètres mesurés et les éventuels défauts peuvent venir expliquer ces différences. Nous allons donc maintenant présenter l'instrument à la base de cette étude : le SNOM.

2.4 SNOM

Le banc de caractérisation par photoluminescence diffractée ne nous donne qu'une information spectrale globale. Or le champ lointain étant limité par le critère de Rayleigh, il ne peut nous donner des informations sur la répartition spatiale du mode dans la cavité car les détails sont inférieurs à $\frac{\lambda}{2}$. Le SNOM permet quant à lui de collecter l'intensité localement, à la surface de l'échantillon, c'est-à-dire qu'il donne accès à l'extension évanescente des modes de cavité. Cette technique permet donc de mesurer les cartographies d'intensité des modes avec une résolution suffisante pour les comparer aux simulations numériques. Nous allons présenter notre dispositif expérimental.

2.4.1 Dispositif expérimental

Le microscope utilisé est un microscope commercial de la compagnie NT-MDT. Le schéma de fonctionnement du dispositif expérimental est représenté figure 2.4.

Ce SNOM permet de mesurer directement la répartition réelle d'intensité dans la structure réalisée. La configuration de ce microscope est celle d'un SNOM en mode collection : une sonde en fibre optique effilée diffuse et collecte localement le champ à la surface de la cavité. Cette configuration présente l'intérêt d'utiliser des sondes dont la fabrication est possible sans matériel spécifique. Le procédé de fabrication des sondes sera décrit dans la section 2.4.2.

Cette configuration est considérée comme apertureless quand la pointe est non métallisée et ne présente pas d'ouverture. La pointe diffuse le champ proche qui se couple ensuite partiellement au mode de la fibre optique et est guidé jusqu'au détecteur. La direction du champ rayonné par la pointe est perpendiculaire au champ l'ayant excité. Un champ excitateur dans le plan de l'échantillon entraîne un champ rayonné par la pointe perpendiculaire à celui-ci. Dans notre configuration, la pointe en fibre optique guide l'intensité rayonnée jusqu'au détecteur. Ainsi, seule l'intensité rayonnée dans le sens de propagation de la fibre est collectée. Ce dispositif permet donc d'accéder aux

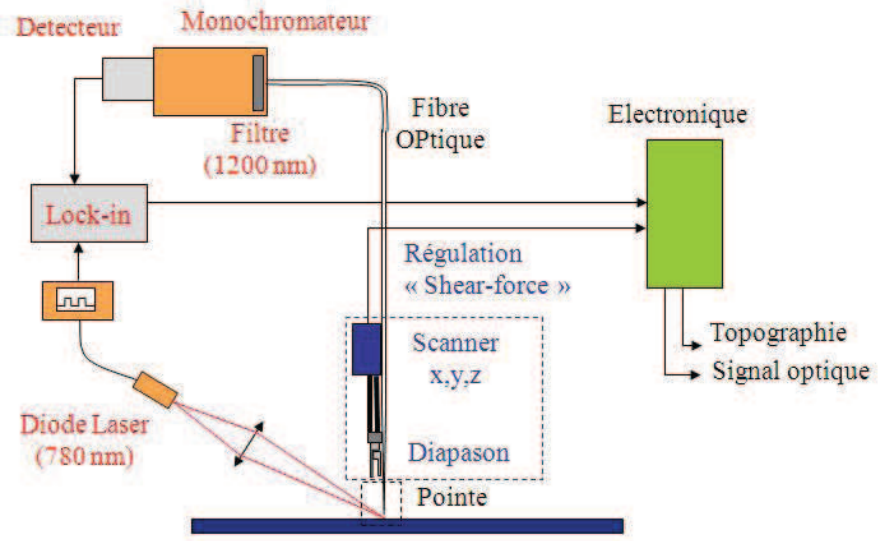


Fig. 2.4 – *Schéma du fonctionnement du microscope optique de champ proche.*

informations sur le champ existant dans le plan de l'échantillon.

Le montage se compose de 3 parties : l'illumination, la rétroaction et la collection décrites dans les paragraphes suivants.

a) Illumination

Les structures étudiées sont actives dans le sens où 4 puits quantiques d'InAsP sont insérés dans une membrane d'InP. Ces puits sont pompés optiquement et émettent entre 1250 et 1650 nm, longueurs d'onde auxquelles l'InP est transparent, et correspondant aux télécommunications optiques (1550 nm). Le pompage s'effectue avec une diode laser émettant à 780 nm, focalisée à travers un objectif de microscope à grande distance de travail. Le faisceau a une incidence oblique, avec un angle de 45°. Le spot d'excitation est donc elliptique avec une taille d'environ 6-7 μm.

Afin d'améliorer le rapport signal/bruit, le signal de la diode est modulé par un créneau. En outre la diode laser émet des impulsions avec un rapport cyclique de 10% pour éviter une surchauffe de la structure (ce qui peut l'abîmer). La figure 2.5 présente la modulation du signal de la diode laser.

Fig. 2.5 – *Modulation du signal de la diode laser.*

Pour caractériser l'échantillon, le spot laser doit être focalisé, et aligné avec la structure et la pointe. Cet alignement se fait à l'aide d'une visualisation par caméra CCD couplée à un zoom Navitar. Une fois cette étape terminée, la boucle de rétroaction qui permet de réguler la distance pointe-échantillon et de procéder au balayage est mise en marche.

b) **Rétroaction**

En régulant la distance pointe-échantillon, il est possible d'obtenir simultanément une image topographique et une cartographie optique. Pour nos structures la distance doit être inférieure à 50nm pour une taille de pointe de 250 nm [67]. Plusieurs systèmes existent pour travailler à cette distance et celui que nous utilisons emploie un diapason. C'est une régulation de type shear-force, qui consiste à faire vibrer la pointe parallèlement à la surface et à mesurer la diminution de l'amplitude des oscillations au fur et à mesure que la pointe se rapproche de la surface. L'amortissement de l'amplitude des oscillations de la pointe est dû aux forces d'interaction entre la pointe et la surface appelées forces de cisaillement (shear-force) à cause du mouvement de la pointe par rapport à la surface. D'après la littérature, plusieurs types de forces contribuent conjointement à la force de cisaillement : les forces de capillarité [68], créées par une couche mince de fluide (eau) à la surface de l'échantillon, les forces produites lors d'un contact intermittent entre la pointe et l'échantillon lors de la vibration de la pointe [69, 70] et éventuellement les forces de Van Der Walls.

Le système faisant vibrer la pointe utilise un diapason en quartz. Il permet aussi de

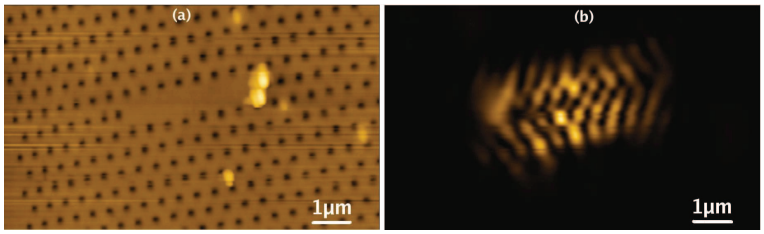


Fig. 2.6 – *(a) Topographie d'une cavité linéaire avec 7 trous manquants.*
(b) Cartographie enregistrée simultanément à la topographie, à une longueur d'onde de 1588 nm.

détecter l'amplitude des oscillations. L'utilisation d'un simple diapason du commerce a été proposé pour la première fois par Karrai [71] en 1995. Le diapason est excité à sa fréquence de résonance (32768kHz) par une céramique piézoélectrique. Les deux branches du diapason sont électriquement reliées à des contacts qui délivrent une tension proportionnelle aux déplacements des branches. L'électronique du SNOM permet de mesurer, grâce à une détection synchrone, l'amplitude et la phase des oscillations du diapason. En l'absence de fibre, on peut caractériser la réponse du diapason en effectuant un balayage en fréquence, on obtient une lorentzienne typique d'un oscillateur harmonique. Pour la régulation de la distance pointe-échantillon, la pointe est collée sur l'une des branches du diapason de manière à ce que la pointe dépasse la branche d'environ 1mm. Si la pointe est bien au contact de la branche du diapason, ses oscillations sont corrélées aux oscillations de la branche du diapason. Sinon les oscillations peuvent se découpler. Pour réaliser la rétroaction, la fréquence des oscillations du diapason est fixée. Lorsque la pointe se rapproche de la surface, l'amplitude des oscillations décroît, ce qui est dû à l'amortissement mais aussi au décalage en fréquence de résonance.

Une fois la rétroaction en fonctionnement, on peut procéder au balayage de la pointe et à la collection du signal lumineux.

c) Collection

La collection du signal se fait en champ proche avec une fibre optique taillée en pointe. Le signal est ensuite guidé dans la fibre monomode. Le rayonnement passe ensuite dans un monochromateur, un détecteur et une détection synchrone. Le différents

éléments de cette chaîne sont :

- Un filtre passe-haut à 1100 nm, utilisé pour couper efficacement le signal direct de la diode laser et la photoluminescence de l'InP
- Un monochromateur Jobin-Yvon micro-HR à fentes micrométriques permettant de faire des balayages pour l'analyse spectrale avec une résolution pouvant aller jusqu'à 0,6 nm
- Un détecteur InGaAs refroidi thermo-électriquement à la sortie du monochromateur
- Une détection synchrone permettant d'améliorer le rapport signal sur bruit. La cinétique du détecteur limite la fréquence de modulation. Plus la fréquence de modulation est grande, plus l'intensité mesurée par le détecteur est faible (100% à 100 Hz, 36% à 2000 Hz, 15% à 4000 Hz). La fréquence de modulation conditionne la vitesse de balayage de la pointe. En effet, l'acquisition en un point doit durer pendant plusieurs périodes de modulation (de l'ordre de 10) pour que la détection synchrone fonctionne correctement. Il faut trouver un compromis entre l'intensité et la vitesse de balayage. Une fréquence de 2000 Hz présente un bon compromis. En effet, à cette fréquence (soit une période de 0,5 ms) la durée d'acquisition en un point est d'environ 5 ms (dix périodes). Le logiciel d'acquisition effectue 4 fois la mesure sur chaque point pour moyenner le signal. Pour une image de 256 points par 256, la vitesse de balayage est limitée à 0,2 Hz pour une ligne. L'acquisition d'une image dure dans ces conditions 30 min environ avec les temps de déplacement des piézoélectriques. Le signal délivré par la détection synchrone est ensuite connecté à l'électronique d'acquisition qui permet de tracer point par point la carte du champ à la longueur d'onde sélectionnée.

Une fois tous les réglages d'illumination, de rétroaction et de détection effectués, la pointe peut balayer l'échantillon et l'image topographique ainsi que la cartographie d'intensité sont enregistrées simultanément, comme présenté dans la figure 2.6.

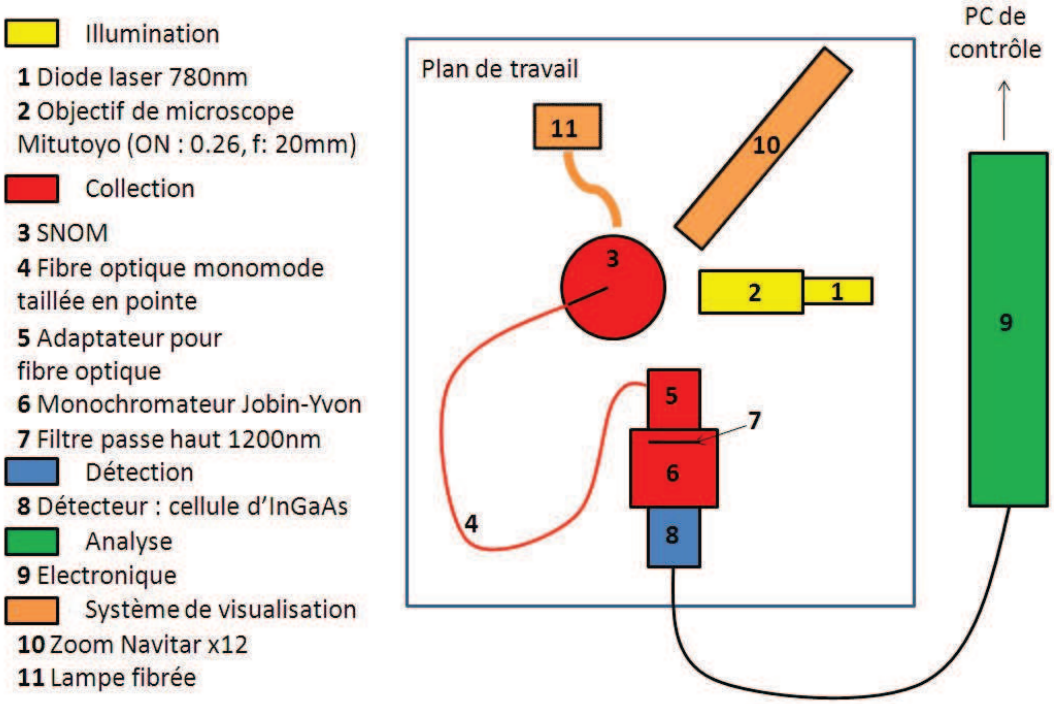


Fig. 2.7 – *Vue du dessus du montage SNOM.*

d) Vue d'ensemble du montage

La vue du dessus schématisée du montage SNOM est présenté figure 2.7. Notons l'encombrement autour du SNOM (zoom, objectif de microscope, monochromateur), qui limite et rend délicates les manipulations.

Une autre difficulté est le réglage des conditions d'excitation, et précisément la focalisation du spot tout en étant aligné avec la structure et la pointe. En effet, les directions de déplacements sont presque toujours couplées (y et z pour l'axe de translation 2 par exemple) comme le montre le schéma de la figure 2.8.

Ces deux aspects de notre montage SNOM nous ont mené au développement d'un SNOM en transmission (cf. Annexe 1) dont l'installation est en cours. Les déplacements de l'objectif de microscope, très simplifiés par rapport au montage d'origine, sont effectués dans l'enceinte d'un microscope inversé Zeiss. Des évolutions futures sont prévues.

Nous allons maintenant nous intéresser à l'un des éléments principaux de ce travail :

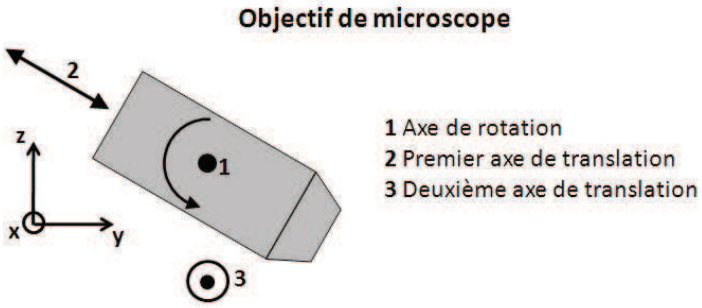


Fig. 2.8 – *Déplacements possible de l'objectif de microscope suivant 3 axes.*

la sonde SNOM et particulièrement sa fabrication.

2.4.2 Les pointes

La pointe est un élément essentiel du microscope optique de champ proche car elle détermine en partie la résolution de l'appareil. En outre dans le cadre de ce travail nous nous sommes intéressés à la nature de la pointe. Nous avons donc comparé deux types de pointes : des pointes en silice et des pointes hybrides silice-silicium. L'avantage du silicium ici est sa transparence dans l'infra-rouge et son indice élevé, proche de celui de l'InP.

Les méthodes de fabrication de ces deux types de pointes sont décrites ici.

a) Méthode de fabrication des pointes SiO_2

Les pointes sont fabriquées à partir de fibres monomodes à une longueur d'onde 1,5 μm. Pour que les pointes possèdent une bonne résolution, il faut que la taille de l'apex soit du même ordre de grandeur que les détails observés, c'est-à-dire de l'ordre de 100 nm. Une bonne efficacité de collection est également recherchée.

La méthode de production doit donc fournir des pointes reproductibles offrant une bonne résolution et une bonne efficacité de couplage. Une méthode de fabrication adaptée à notre dispositif expérimental a été développée au laboratoire [67], ce qui est avantageux économiquement, mais aussi utile puisque les pointes peuvent être fabriquées à

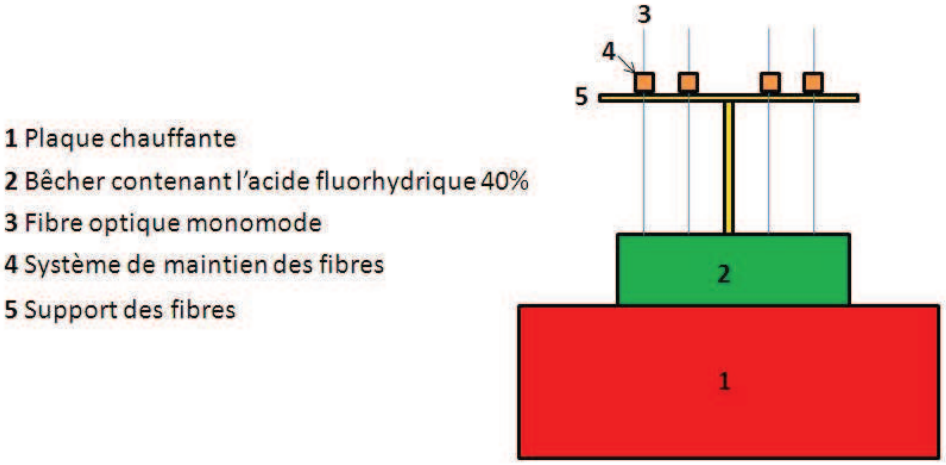


Fig. 2.9 – *Schéma du montage pour la fabrication des pointes.*

la demande. Cette méthode utilise l'attaque chimique par la méthode de Turner.

Les fibres optiques sont dénudées (la gaine protectrice est ôtée) et clivées, avant d'être introduite dans un bain d'acide fluorhydrique (HF) à 40% et de xylène pendant 45 min à 32°C (cf. Fig. 2.9). L'acide permet d'attaquer chimiquement le verre et en formant un ménisque autour de la fibre et au fur et à mesure de la gravure le ménisque diminue puis disparaît quand la pointe n'est plus dans l'acide. Le xylène forme une couche sur l'acide et évite une trop grande évaporation de l'acide et protège le reste de la fibre de l'attaque chimique du HF. L'épaisseur de la couche de xylène permet de jouer sur l'angle du cône en modifiant le ménisque et les tensions de surface entre l'acide, le solvant et la fibre. Nos paramètres aboutissent à une pointe d'angle 30° et de diamètre 200 nm.

Le schéma de la figure 2.9 présente le montage utilisé pour plonger les fibres dans le bécher contenant le HF et le xylène. On peut remarquer que quatre pointes peuvent être fabriquées simultanément. Une fois la gravure terminée les pointes sont plongées dans de l'eau distillée afin d'enlever toute trace d'acide fluorhydrique.

Les pointes peuvent être observées au microscope à contraste de phase. L'observation au microscope optique est réalisée pour chaque pointe dès la fabrication et avant toute utilisation. Les pointes peuvent également être observées au microscope élec-

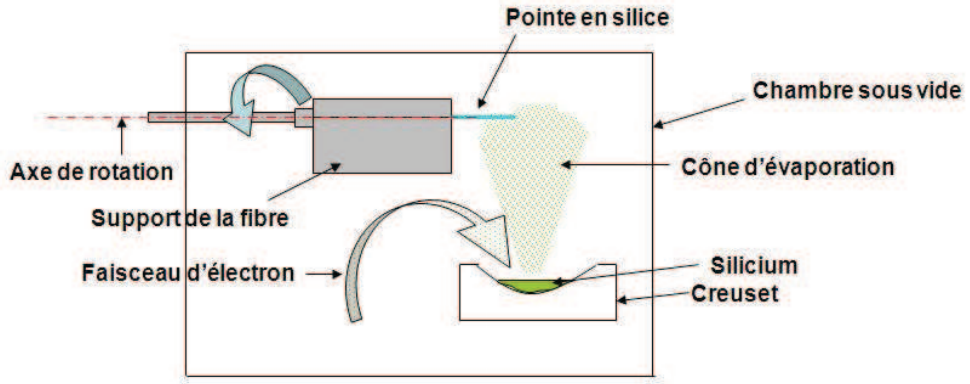


Fig. 2.10 – *Schéma du dispositif utilisé pour le dépôt du silicium sur la pointe.*

tronique à balayage si elles sont placées sur un support conducteur mais dans ce cas l'observation est destructive car il faut couper la fibre.

b) **Méthode de dépôt de Si sur les pointes SiO_2**

Les pointes hybrides sont fabriquées à partir de pointes en silice provenant de la méthode de fabrication détaillée dans la section précédente et le dépôt est réalisé en partenariat avec le CEA-INAC. Le silicium est déposé avec une épaisseur contrôlée par la méthode décrite ci-après :

- La pointe est introduite dans un bâti d'évaporation par canon à électrons pour réaliser un dépôt physique en phase vapeur (Physical Vapour Deposition PVD) de silicium.
- Le réglage de la puissance du canon à électron et du temps de dépôt est effectué pour obtenir l'épaisseur désirée.
- L'extrémité de la fibre est maintenue dans le cône d'évaporation, perpendiculaire au flux, avec en plus un mouvement de rotation autour de son axe. Ceci afin d'avoir un dépôt homogène sur toute la surface de la pointe.

La figure 2.10 présente un schéma du dispositif de dépôt de silicium.

Nous avons donc un moyen reproductible de fabrication des pointes en silice et des pointes hybrides afin d'étudier l'influence de la nature de la pointe sur les propriétés des modes optiques de cavités à base de cristaux photoniques.

2.4.3 Synthèse

Nous avons présenté la configuration du SNOM utilisée, exposé ses caractéristiques et développé la méthode de fabrication des pointes utilisées.

Nous avons mis en évidence que le SNOM est un moyen de caractériser les cristaux photoniques afin de connaître la répartition spatiale du champ électromagnétique dans la cavité. Nous allons également, au cours de ce travail, en utilisant des pointes en silice et hybrides silice-silicium, tenter de comprendre et quantifier l'influence de la nature de la pointe sur les propriétés des modes optiques des cavités.

2.5 Bilan

Nous avons dans cette partie décrit les différents outils théoriques et expérimentaux qui nous ont permis de réaliser ce travail. Par là-même nous avons développé la procédure utilisée pour concevoir, optimiser, fabriquer et caractériser les structures.

Nous allons maintenant utiliser les outils exposés dans ce chapitre suivant la méthodologie exposée pour réaliser l'étude de l'influence de la pointe. Nous allons commencer par l'étude théorique, c'est-à-dire la conception et l'optimisation des structures ainsi que l'étude théorique de l'influence de la pointe. Puis nous exposerons les résultats expérimentaux associés à cette étude théorique.

Chapitre 3

Impact théorique d'une pointe en champ proche

Sommaire

3.1 Design de la structure photonique 53

3.1.1 Les différentes cavités étudiées 56

3.2 Etude de la cavité CL7 65

3.2.1 Introduction 65

3.2.2 Etude des modes de la cavité CL7 66

3.2.3 Etude du mode D 67

3.3 Impact de la sonde sur la mesure 71

3.3.1 Taille et forme de la pointe 72

3.3.2 Polarisabilité 74

3.3.3 Influence de la nature de la pointe 76

3.3.4 Influence de la hauteur de la pointe 81

3.4 Bilan 82

Le contrôle des propriétés optiques d'un cristal photonique présente un intérêt déterminant, par exemple dans le cas du couplage d'une cavité et d'un émetteur unique du fait de la difficulté d'obtenir un bon accord spectral et spatial entre les deux (cf. section 1.2, p.15). Un des moyens qui permettrait une modification des propriétés optiques des modes après fabrication du cristal, serait l'introduction d'un objet nanoscopique dans le champ proche de la cavité, et particulièrement d'une sonde SNOM.
L'effet d'une pointe sur les modes optiques d'une cavité photonique soulève également la question de l'interprétation d'une image optique lors d'une caractérisation par SNOM. En effet, la mesure se faisant par la pointe, deux effets peuvent compliquer l'interprétation : le mode est perturbé par la pointe et/ou le signal réel n'est pas correctement transmis par la pointe.
Dans ce chapitre, nous étudierons théoriquement les conséquences de l'introduction d'une sonde nanométrique dans le champ proche d'une cavité à base de cristaux photoniques, et particulièrement les paramètres de cette sonde qui permettraient d'induire des modifications de modes suffisamment significatifs, c'est-à-dire de l'ordre du nanomètre, ainsi qu'aux paramètres qui pourraient altérer la mesure.
Nous présenteront les structures photoniques qui ont été choisies ainsi que les raisons qui nous ont menés à ces choix. La simulation numérique FDTD-3D a été utilisée pour prévoir les propriétés optiques de ces structures sans la présence d'une pointe, puis déterminer les effets de l'introduction d'une sonde (en fonction de sa nature, de sa forme) dans le champ proche de ces mêmes structures.

3.1 Design de la structure photonique

Pour mettre en évidence les effets de la pointe sur les modes optiques, des structures photoniques ont été conçues et sélectionnées. Les propriétés modales intéressantes et susceptibles d'être modifiées par une sonde nanométrique sont le facteur de qualité (Q) et la longueur d'onde (λ). Les modes de cavité, ou modes de défaut des CP2D, sont de bons candidats pour ce type de manipulation par la pointe :

- Ils sont fortement confinés à l'endroit du défaut,
- Ils peuvent présenter de bons facteurs de qualité, de l'ordre de plusieurs milliers,
- Un effet laser est possible en présence d'un milieu à gain efficace.

Cette dernière propriété est particulièrement utile pour identifier les modes et observer des décalages en longueur d'onde. En effet, il est nécessaire que la largeur à mi-hauteur du pic soit inférieure :

- à la distance entre deux modes, soit de l'ordre de la dizaine de nanomètre, pour différencier les modes,
- à l'ordre de grandeur des décalages en longueur d'onde attendus, c'est-à-dire du nanomètre, pour mesurer ces derniers.

Ainsi, pour un décalage de 1 nm à une longueur d'onde de 1550 nm, il faudrait un facteur de qualité de 1550, c'est-à-dire un facteur de qualité susceptible de donner lieu à un effet laser. Cependant, lorsqu'une structure qui a été conçue est fabriquée, son facteur de qualité réel peut être sensiblement inférieur à celui prévu par les simulations. Cette différence peut être expliquée par le fait que les paramètres géométriques réels sont susceptibles de s'écarter des paramètres nominaux ainsi que par la présence des puits quantiques qui absorbent une partie du rayonnement, ce qui induit des pertes. Le facteur de qualité théorique visé doit donc être supérieur au facteur de qualité expérimental attendu, et donc supérieur au millier.

Une autre propriété nécessaire à cette étude est que les modes de défaut soient spatialement et spectralement distincts. En effet, si le spectre présente des pics bien espacés, il sera plus aisé d'identifier les modes et si les distributions spatiales des modes dans la cavité ne se recouvrent pas, l'action locale et sélective de la pointe pourra être observée. Si deux modes avec des facteurs de qualité suffisants pour obtenir un effet laser existent dans la cavité et qu'ils ont des distributions spatiales très différentes, une comparaison de l'influence de la pointe sur chaque mode suivant la position pourrait être faite. Pour observer les effets de la pointe il faut également que le volume modal ne soit pas trop grand. En effet, si le mode est trop étendu, il ne sera pas nécessairement sensible à l'effet de la pointe, dont l'apex est de l'ordre de la centaine de nanomètre.

Des structures présentant ces propriétés sont les cavités linéiques. Noda fut le premier à étudier des cavités linéiques [72] particulières afin d'améliorer le facteur de qualité Q tout en gardant un petit volume modal V. En effet, le rapport Q/V influe sur la capacité de couplage entre un émetteur et le mode de la cavité. Dans une première approche considérant une cavité à 1 dimension entourée de deux miroirs, Noda met en évidence que la forme de la fonction enveloppe (déterminée par la structure de la cavité) peut radicalement changer l'importance des fuites, c'est-à-dire augmenter le facteur de qualité tout en gardant un petit volume modal. En effet, un changement graduel de la fonction enveloppe aux bords de la cavité, comme on peut l'avoir avec une fonction gaussienne, permet un meilleur confinement du mode qu'un changement abrupt de cette fonction. La structure choisie par Noda pour tester expérimentalement les résultats théoriques est un réseau triangulaire de trous dans lequel 3 trous alignés sont ôtés. Pour améliorer le confinement du mode, l'idée est de modifier les conditions de réflexion aux bords de la cavité en translatant les trous d'air aux extrémités. Expérimentalement, plusieurs emplacements ont été testés sur des cavités fabriquées dans une membrane de silicium, suspendue. La largeur des pics de résonance change radicalement avec le décalage et un minimum est atteint pour une configuration donnée. En effet, la franche augmentation du facteur de qualité, avec une faible modification du volume modal permet d'obtenir un rapport Q/V multiplié par 10 par rapport à la structure initiale.

Nous avons utilisé ce concept pour simuler des cavités linéiques avec trois trous manquants, dans une membrane d'InP reportée sur un substrat silice/silicium. Ces cavités sont appelées CL3 pour Cavité Linéique avec 3 trous manquants. On peut voir la cavité CL3 comme un guide W1 fermé [73]. Une famille de cavités linéiques, de type W1, peut être définie [73] [74], c'est-à-dire des cavités avec un nombre N de trous manquants, ou couplées avec des cavités H1 (cavité formée par un trou manquant [67]). Choi [74] a étudié des cavités linéiques avec de 3 à 11 trous manquants. Ces cavités sont fabriquées dans des membranes de GaAs contenant des boîtes quantiques d'InAs. Ces cavités présentent un à plusieurs modes (dans le cas des CL11) qui lasent avec un

faible seuil. Kim [73] a étudié quand à lui des CL12, qu'il présente comme des guides fermés. Ces structures sont fabriquées dans une membrane suspendue contenant des boîtes quantiques d'InGaAsP. Il en identifie les modes pairs et impairs. Il met en évidence que les modes pairs satisfont à la condition de Fabry-Perot $\pi p = kL$ et que les modes ressemblent à ceux présents dans un guide. Kim montre également que les modes pairs et impairs sont linéairement polarisés respectivement perpendiculairement et parallèlement à la cavité. Dans les deux articles précédemment cités, les cavités linéaires présentent expérimentalement des effets laser à faible seuil, c'est-à-dire que le pic sera fin sur le spectre. Cette propriété faciliterait l'observation de l'effet de la pointe sur les propriétés des modes. Les cavités de cette famille qui ont été étudiées sont des cavités linéiques avec 7 trous manquants appelées CL7, et des cavités linéiques avec 3 trous manquants, entourées par des H1, appelées CL3H1.

Pour améliorer les facteurs de qualité de ces structures, le concept présenté par Noda [72] est appliqué : on fait varier la position des trous des extrémités de la cavités. En effet, le déplacement de ces trous permet un changement plus graduel de la fonction enveloppe aux bords de la cavité et un meilleur confinement du mode. Comme nous allons le voir dans cette partie, les cavités présentants les meilleurs caractéristiques sont les CL7.

3.1.1 Les différentes cavités étudiées

Pour étudier les cavités, l'outil de simulation décrit dans la section 2.1 a été utilisé. La méthode FDTD-3D permet de calculer la réponse spectrale de la structure, les coefficients de qualité des modes ainsi que les différentes composantes du champ (E_x, E_y, E_z) et l'intensité du champ ($I = (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2)$) en tout point de l'espace de calcul (x, y, z). Les valeurs du champ et de l'intensité sont calculées pour une valeur de z particulière, à proximité de la surface et à différentes altitudes par pas de $\frac{a}{10}$, a étant le paramètre de maille et $\frac{a}{10}$ le pas de discrétisation de l'espace de calcul. Ce dernier est défini à partir des paramètres du cristal (a, rayon des trous, indices, épaisseur de la membrane, nombre de rangées de trous autour de la cavité).

Le facteur de remplissage ff est défini par :

$$ff = \frac{r^2}{a^2}\frac{2\pi}{\sqrt{3}} \tag{3.1}$$

avec a le paramètre de maille, r le rayon des trous. Il est choisi pour que les cavités aient des longueurs d'onde de résonance de l'ordre de 1,5 μm. Pour les trois structures présentées par la suite, le pas de discrétisation est de 46 nm (a=460 nm). La structure de départ est la CL3 présentée figure 3.1. Une membrane d'InP de 250 nm d'épaisseur, d'indice $n_{Si} = 3,17$ est dans l'air, d'indice $n_{air} = 1$, et reportée sur un substrat de silice d'épaisseur 2 μm et d'indice $n_{SiO_2} = 1,44$. L'espace de travail ainsi défini est un parallélépipède de 11,5 μm x 11,5 μm x 4,25 μm, ce qui représente 5,8 millions d'éléments.

Pour calculer la réponse spectrale de la structure, une source est placée dans la cavité. Il s'agit d'un dipôle, placé au milieu de la membrane (au niveau des puits quantiques). Sa position et son orientation dans le plan (x, y) sont a priori quelconques, mais on choisit d'éviter les points de haute symétrie de la cavité pour exciter tous les modes. Pour exciter la structure sur une grande gamme de fréquences, le dipôle émet une impulsion gaussienne brève, ce qui se traduit dans l'espace des fréquences par un spectre gaussien large. Dans le cas de nos structures, le spectre d'excitation est centré à 1500 nm avec une largeur à mi-hauteur de 600 nm.

Dans les parties suivantes l'optimisation de chaque structure va être décrite.

a) **CL3**

La figure 3.1 présente des coupes (verticale à z=125 à gauche et horizontale à y=48 à droite) dans l'espace de calcul de la structure CL3, c'est-à-dire les distributions verticale et horizontale de l'indice. L'air est représenté par les disques blancs, l'InP est en noir et la silice en gris. Les affectations des couleurs resteront les mêmes dans le reste du chapitre.

Les trous qui vont être décalés pour optimiser la cavité sont ceux situés aux 2 extré-

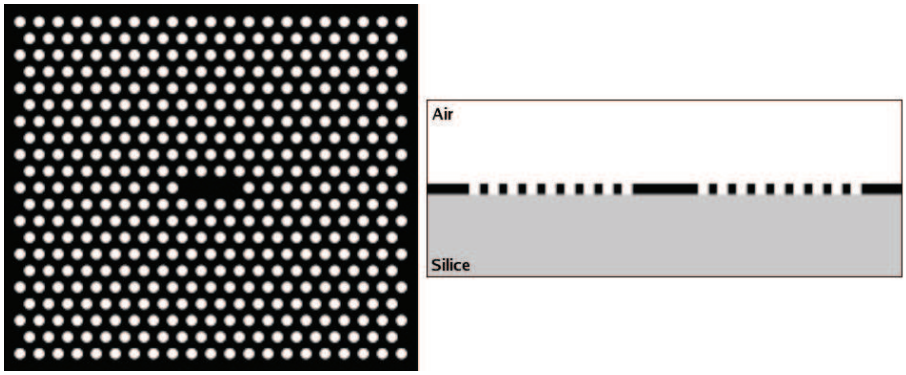


Fig. 3.1 – *Coupes horizontale (dans le plan de la membrane) et verticale de la cavité CL3.*

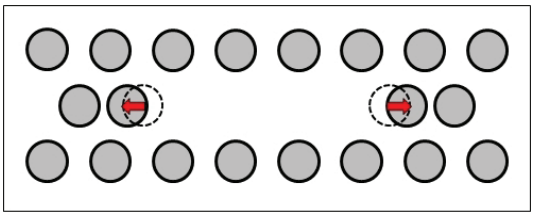


Fig. 3.2 – *Représentation de la cavité CL3. Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous des deux extrémités et la flèche rouge le sens du décalage des trous concernés.*

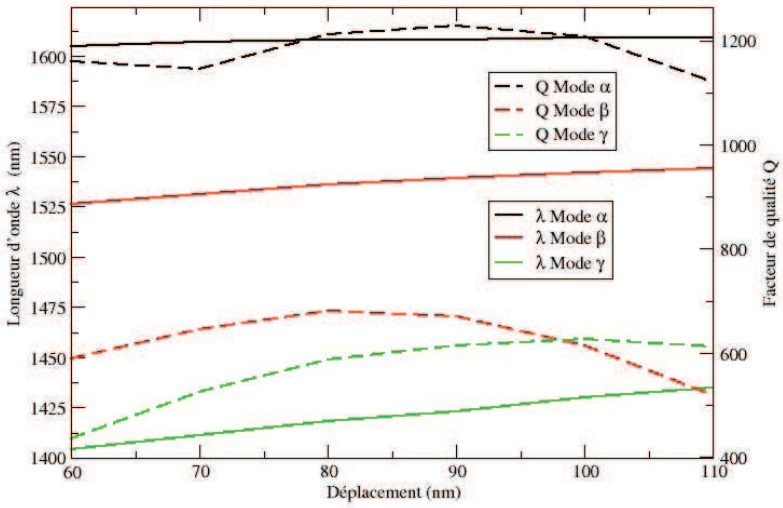
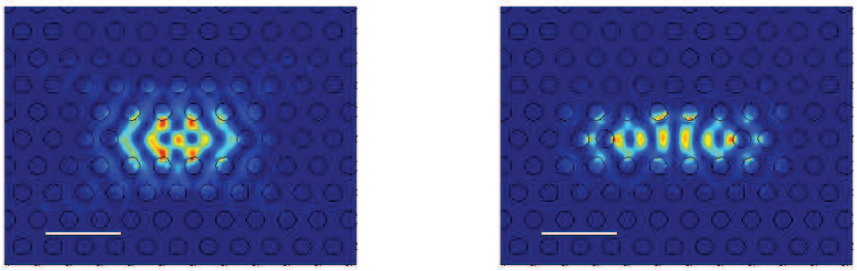


Fig. 3.3 – *Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde et le facteur de qualité des trois principaux modes de la cavité CL3.*

mités de la cavité comme le montre la figure 3.2. Ils ont été déplacés vers l'extérieur de la cavité d'une distance comprise entre 60 et 110 nm.



(a) Mode α (b) Mode β

Fig. 3.4 – *Cartographies dans le plan du cristal des deux modes ayant les meilleurs facteurs de qualité pour la cavité CL3 avec un décalage des trous extrêmes de 90 nm. La barre blanche représente 1 μm.*

La figure 3.3 présente l'influence du décalage des trous des extrémités sur la longueur d'onde et le facteur de qualité de trois modes de la structure. L'influence des décalages est faible. Quand le décalage augmente, la longueur d'onde augmente. En effet, plus le décalage est important, plus la cavité s'agrandit. La longueur d'onde de résonance du mode α augmente de 4 nm entre les décalages de 60 nm à 110 nm, celle du mode β augmente de 18 nm et celle du mode γ de 30 nm.

Le facteur de qualité augmente, passe par un maximum et diminue quand on augmente le décalage du trou. Le maximum pour le facteur de qualité est atteint avec un décalage différent pour chaque mode. Ainsi on observe que pour le mode α le décalage optimum est 90 nm ($\lambda = 1608$ nm, Q=1229) pour le mode β il est de 80 nm ($\lambda = 1536$ nm, Q=681) et pour le mode γ il est de 100 nm($\lambda = 1430$ nm, Q=627). Le décalage de 90 nm a été retenu car il présente un compromis entre les 3 modes. Ce décalage permet l'optimisation maximum du mode à plus fort facteur de qualité. A 90 nm, les modes β et γ ont comme caractéristiques $\lambda = 1539$ nm, Q=670 et $\lambda = 1423$ nm, Q=615 respectivement. Les facteurs de qualités des modes α, β et γ ont été amélioré de 6%, 13% et 41% respectivement.

Les cartographies d'intensité ont été calculées pour deux de ces modes et sont présentées figure 3.4. On s'aperçoit que le mode α est bien centré dans la cavité alors que le mode β est plus étendu. Cependant les cartographies se recouvrent en partie. Le décalage de 90 nm pour la CL3 a donc permis d'améliorer son facteur de qualité, cependant l'influence du décalage reste modérée, les facteurs de qualité restent de l'ordre du millier et les distributions spatiales des modes se recouvrent trop.

b) **CL3H1**

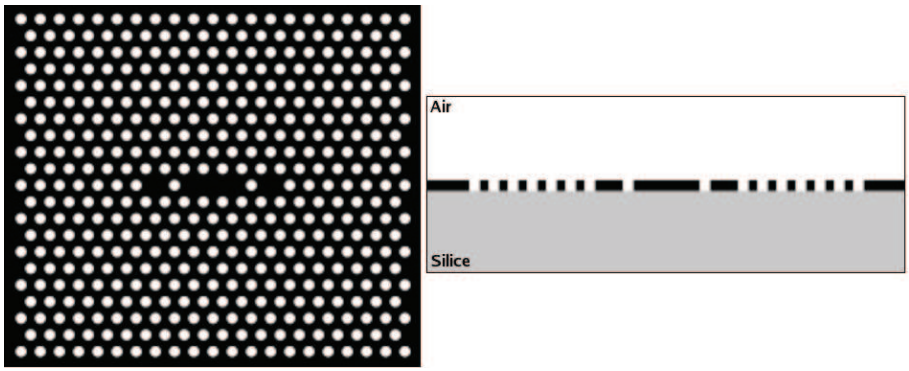


Fig. 3.5 – *Coupes horizontale (dans le plan de la membrane) et verticale de la cavité CL3H1.*

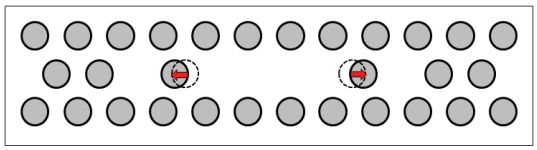


Fig. 3.6 – *Représentation de la cavité CL3H1. Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous entre la CL3 et les H1 et la flèche rouge le sens du décalage des trous concernés.*

La figure 3.5 présente des coupes (verticale à z=125 à gauche et horizontale à y=48 à droite) dans l'espace de calcul de la structure CL3H1, c'est-à-dire les distributions verticale et horizontale de l'indice.

Ce sont les trous situés entre la cavité CL3 et les cavités H1 qui ont été décalés (Fig. 3.6) entre 0 et 190 nm pour optimiser la cavité.

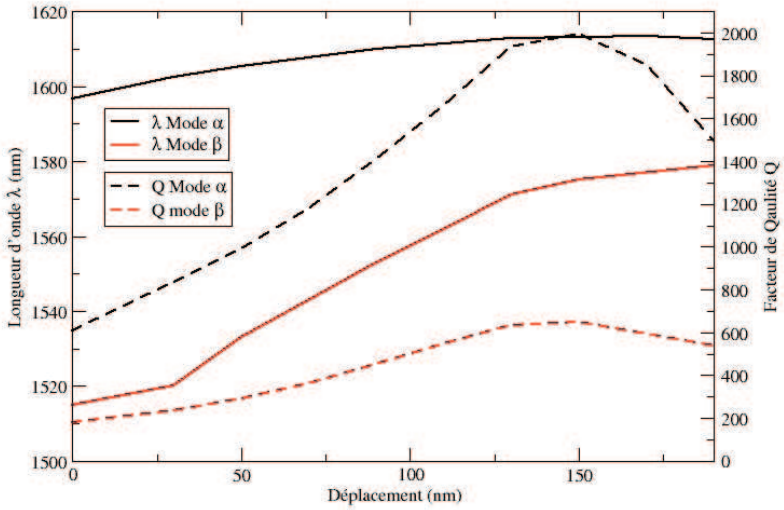
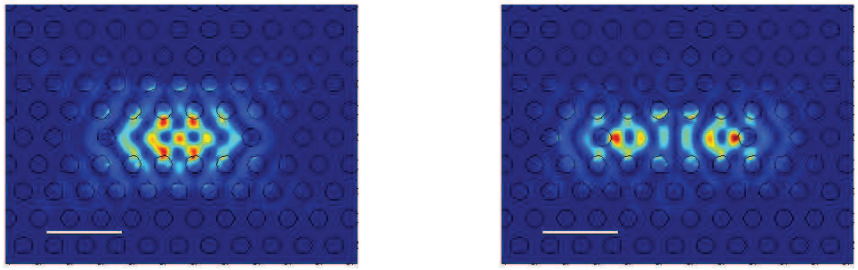


Fig. 3.7 – *Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde et le facteur de qualité des deux principaux modes de la cavité CL3H1.*



(a) Mode α (b) Mode β

Fig. 3.8 – *Cartographies dans le plan du cristal des deux modes ayant les meilleurs facteurs de qualité pour la cavité CL3H1 avec un décalage des trous entre cavités CL3 et H1 de 150 nm. La barre blanche représente 1 μm.*

La figure 3.7 montre l'influence de ce décalage sur la longueur d'onde et le facteur de qualité des deux principaux modes de la cavité. L'influence du décalage est ici beaucoup plus prononcée mais le décalage optimal est également plus grand (150 nm comparé à 90 nm pour la CL3) La longueur d'onde augmente à nouveau quand on augmente le décalage des trous. La longueur d'onde de résonance du mode α augmente de 16 nm, et celle du mode β de 60 nm lorsque le trou est décalé de 190 nm. Le décalage de 150 nm optimise aussi bien le facteur de qualité du mode α (2 fois plus grand) que celui du

mode β (3,5 fois plus grand) par rapport à la structure initiale. C'est le décalage de 150 nm qui a été retenu pour l'étude des modes. Pour ce décalage, le mode α présente une longueur d'onde de résonance de 1613 nm avec un facteur de qualité de 1993, et le mode β présente une longueur d'onde de 1575 nm et un facteur de qualité de 661.

Les cartographies des modes sont représentées figure 3.8. Le mode α de cette cavité est très bien confiné et le mode β est plus étendu. Au centre de la cavité, il y a un ventre pour le mode α alors qu'il y a un noeud pour le mode β, et inversement à l'extrémité de la cavité.

Le décalage de 150 nm a permis de doubler les facteurs de qualité de la cavité CL3H1 et les cartographies montrent que les distributions spatiales sont assez distinctes. Cependant, les facteurs de qualité restent de l'ordre du millier alors que, comme nous l'avons annoncé précédemment, nous espérons un facteur de qualité de plusieurs milliers pour au moins un mode.

c) **CL7**

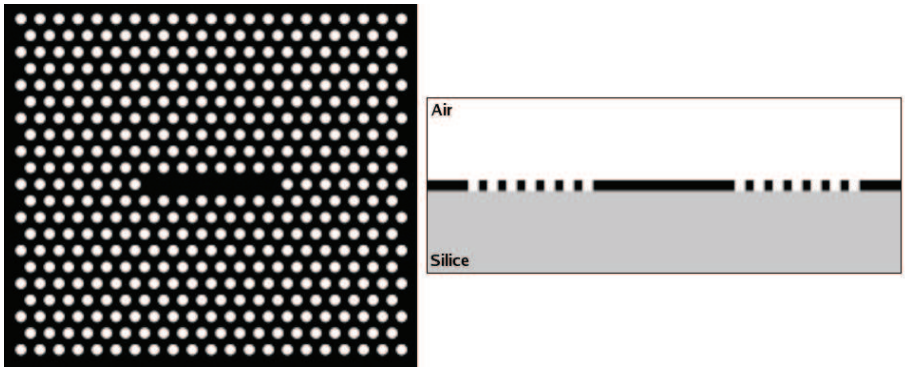


Fig. 3.9 – *Coupes horizontale (dans le plan de la membrane) et verticale de la cavité CL7.*

La figure 3.9 présente des coupes (verticale à z=125 à gauche et horizontale à y=48 à droite) dans l'espace de calcul de la structure CL7, c'est-à-dire les distributions verticale et horizontale de l'indice.

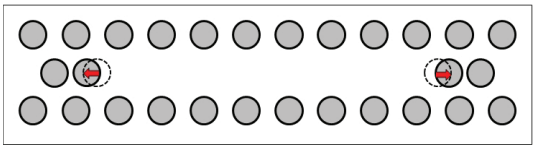


Fig. 3.10 – *Représentation de la cavité CL7. Les pointillés indiquent l'emplacement initial des trous des deux extrémités et la flèche rouge le sens du décalage des trous concernés.*

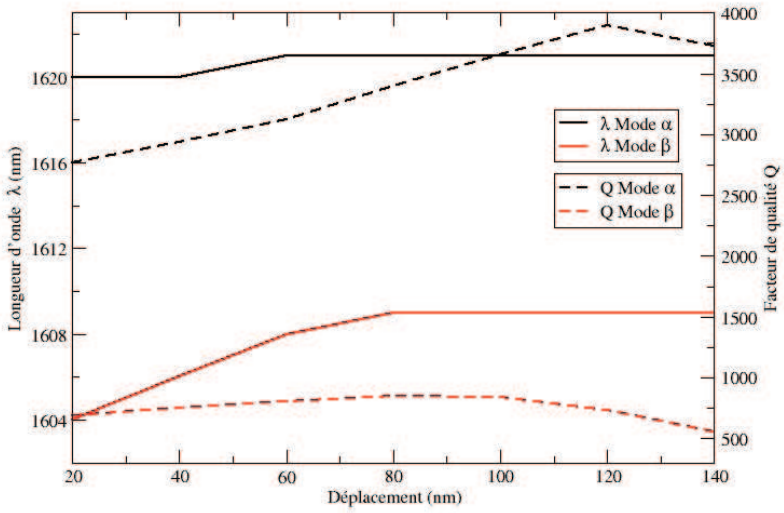
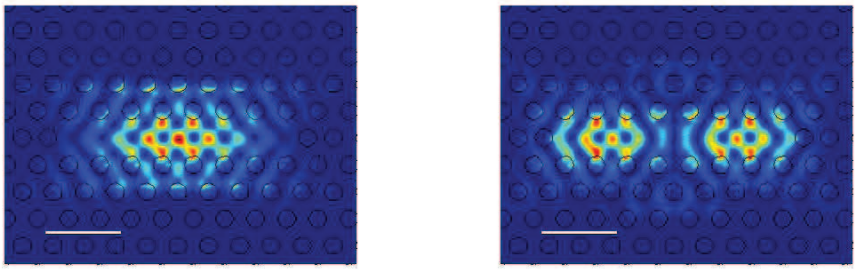


Fig. 3.11 – *Influence du décalage des trous sur la longueur d'onde et le facteur de qualité des deux principaux modes de la cavité CL7.*



(a) Mode α (b) Mode β

Fig. 3.12 – *Cartographies dans le plan du cristal des deux modes ayant les meilleurs facteurs de qualité pour la cavité CL7 avec un décalage des trous extrêmes de 80 nm. La barre blanche représente 1 μm.*

Ce sont les trous des extrémités de la cavité qui ont été décalés entre 20 et 140 nm pour optimiser la cavité comme le montre la figure 3.10.

La figure 3.11 montre l'influence de ce décalage sur la longueur d'onde et le facteur de qualité des deux principaux modes de la cavité. La longueur d'onde augmente avec le décalage des trous. La longueur d'onde de résonance du mode α augmente de 1 nm et celle du mode β de 5 nm pour des décalages de 20 et 140 nm. Le mode α voit son facteur de qualité multiplié par 1,5 pour un décalage de 120 nm alors que le mode β voit son facteur de qualité multiplié par 1,2 pour un décalage de 80 nm. Le mode β voit son facteur de qualité diminuer après 80 nm et comme il serait intéressant d'avoir deux modes avec des facteurs de qualité proches de 1000 pour comparer l'influence de la pointe, c'est le décalage de 80 nm qui est retenu. Le facteur de qualité du mode α n'est pas optimum à ce décalage mais il est quand même amélioré puisque multiplié par 1,2. Avec 80 nm de décalage, le mode α présente une longueur d'onde de 1621 nm et un facteur de qualité de 3398 alors que le mode β présente une longueur d'onde de 1609 nm et un facteur de qualité de 845. L'espace de calcul pour le décalage de 80 nm est présenté dans la figure 3.10.

Les cartographies d'intensité pour les deux modes ont été calculées. Les deux modes ont des répartitions spatiales différentes, le mode α est bien confiné dans la cavité alors que le mode β est plus étendu. Comme pour la cavité CL3H1, au centre de la cavité, il y a un ventre pour le mode α alors qu'il y a un noeud pour le mode β, et inversement à l'extrémité de la cavité.

d) **Conclusion**

Les cavités CL3, CL3H1 et CL7 ont été optimisées. Le décalage retenu pour la cavité CL3 est de 90 nm. Le mode α_{CL3} ($\lambda_{opt} = 1608$ nm, Q_{opt} = 1229) voit son facteur de qualité légèrement amélioré. Le décalage optimal pour la cavité CL3H1 est de 150 nm. Le mode α_{CL3H1} ($\lambda_{opt} = 16013$ nm, Q_{opt} = 1993) voit son facteur de qualité doubler. Le

décalage retenu pour la cavité CL7 est de 80 nm. Le mode α_{CL7} ($\lambda_{opt} = 1621$ nm, Q_{opt} = 3398) voit son facteur de qualité multiplier par 1,2. On remarque que la cavité CL7 est celle présentant le mode ayant le plus grand facteur de qualité. Le rapport facteur de qualité sur volume modal a également été calculé pour vérifier qu'avec le déplacement des trous, le volume modal n'a pas trop augmenté. En effet, le rapport $\frac{Q}{V}$ représente la capacité d'intéraction de la cavité. Si le volume modal est trop grand (rapport trop petit), la perturbation amenée par la pointe restera faible.

Ce rapport vaut 1435$(\frac{\lambda}{2n})^{-3}$ pour le mode α de la CL3 optimisée (503$(\frac{\lambda}{2n})^{-3}$ sans optimisation), 1014$(\frac{\lambda}{2n})^{-3}$ pour le mode α de la CL3H1 optimisée (782$(\frac{\lambda}{2n})^{-3}$ sans optimisation), et 2101$(\frac{\lambda}{2n})^{-3}$ pour le mode α de la CL7 optimisée (1811$(\frac{\lambda}{2n})^{-3}$ sans optimisation). Les rapports augmentent avec le décalage retenu pour les trois cavités, ce qui veut dire que l'augmentation du volume modal reste modérée.
La cavité CL7 présente le plus grand facteur de qualité, le plus grand rapport $\frac{Q}{V}$ tout en présentant deux modes spatialement et spectralement distinct. Nous allons par la suite nous focaliser sur l'étude de la cavité CL7.

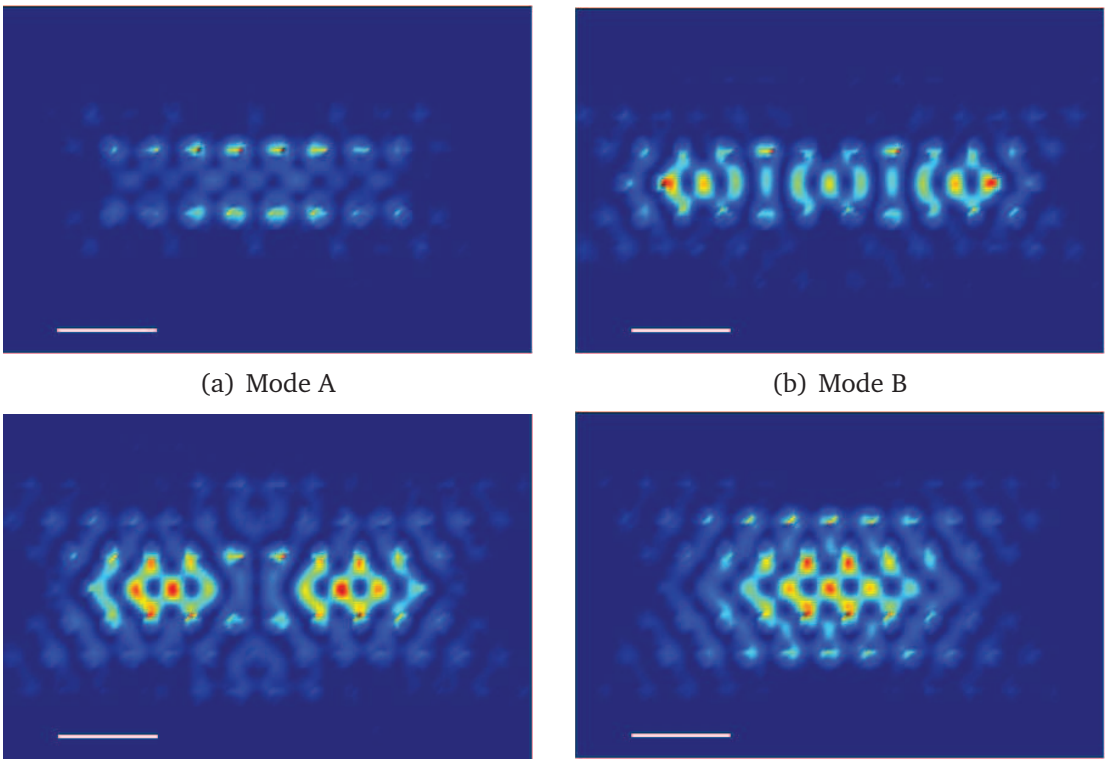
3.2 Etude de la cavité CL7

3.2.1 Introduction

Les simulations ont été renouvelées avec de nouveaux paramètres : un paramètre de maille a valant 420 nm et un facteur de remplissage ff valant 0,23. Ces nouveaux paramètres présentent des longueurs d'onde plus proches du maximum d'émission des puits quantiques expérimentaux et des facteurs de qualités bien plus importants. Notons que cette période spatiale est néamoins difficilement réalisable avec les outils de fabrication dont nous disposions au moment de la réalisation des structures et qu'une autre étude théorique a aussi été menée avec le paramètre de maille a=460 nm (Les résultats, très similaires à ce qui est présenté ci dessous sont présentés en Annexe 2, particulièrement l'influence de la pointe).

3.2.2 Etude des modes de la cavité CL7

Les simulations ont d'abord été effectuées sans introduire de pointe. La figure 3.13 présente les cartographies d'intensité à la surface des quatre principaux modes de la cavité CL7 avec les nouveaux paramètres. On appellera les modes A B C et D les modes de longueur d'onde de résonance 1444 nm, 1483 nm, 1517 nm et 1530 nm respectivement. Ces 4 modes ont un facteur de qualité de l'ordre de 1000 et en ce qui concerne le mode D, il atteint un facteur de qualité de 5800. Notons que les modes C et D correspondent aux modes β et α respectivement, calculés précédemment avec d'autres paramètres, et qu'ils présentent ici de meilleurs facteurs de qualité.



(a) Mode A (b) Mode B

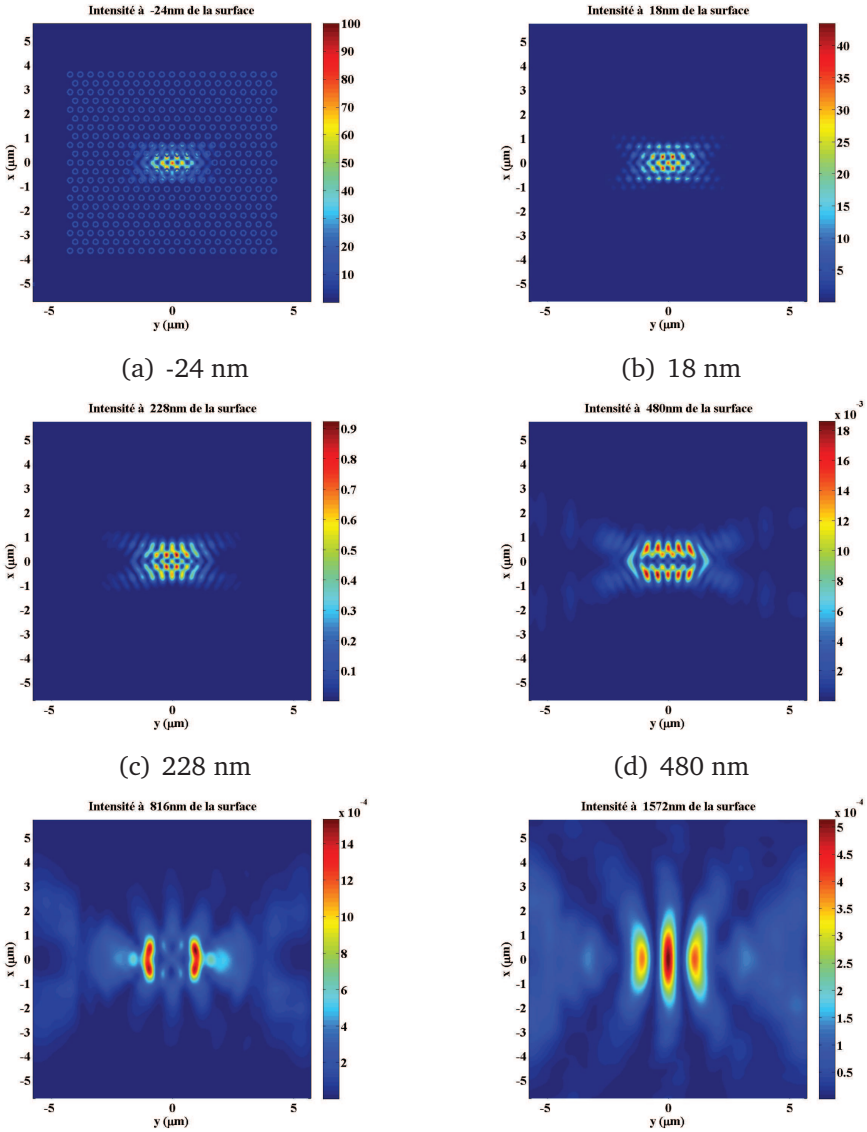
(c) Mode C (d) Mode D

Fig. 3.13 – *Simulations numériques des 4 modes ayant un facteur de qualité supérieur à 1000 présents dans la cavité :*
(a) Mode A λ=1444 nm Q=1615.
(b) Mode B λ=1483 nm Q=1000.
(c) Mode C λ=1517 nm Q=1550.
(d) Mode D λ=1530 nm Q=5800.

Ces 4 modes ont des répartitions spatiales différentes. Le mode D est le plus confiné au centre, les trois autres modes étant plus étendus dans la cavité. Le mode D présente

un ventre au centre de la cavité contrairement au mode C qui présente un noeud, et inversement au bord de la cavité. Le mode D présente des ventres sur les trous des bords supérieurs et inférieurs de la cavité, et de même pour le mode C. Ces informations sont importantes pour sélectionner des positions pertinantes pour placer la pointe.

3.2.3 Etude du mode D



(a) -24 nm (b) 18 nm

(c) 228 nm (d) 480 nm

(e) 816 nm (f) 1572 nm

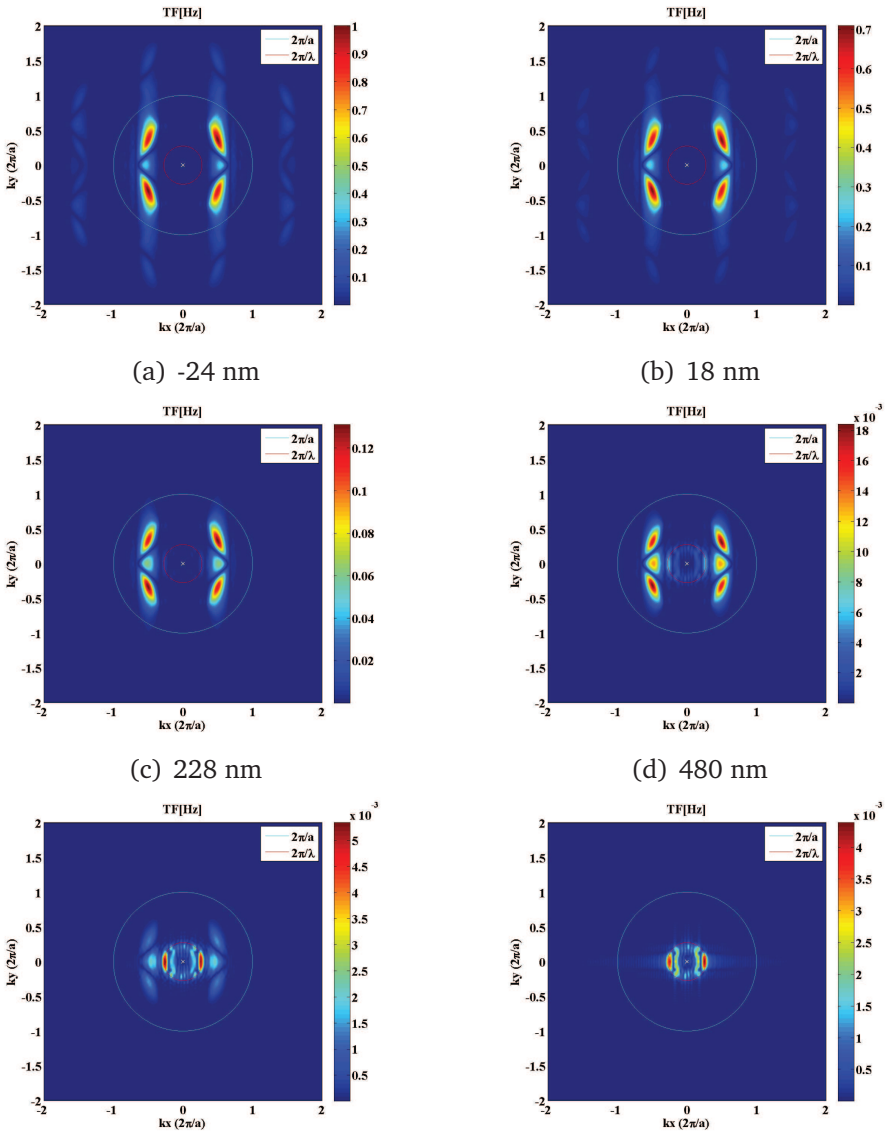
Fig. 3.14 – *Cartographies simulées par FDTD-3D du mode à 1530 nm à différentes altitudes par rapport à la surface :*
(a) -24 nm, (b) 18 nm, (c) 228 nm,
(d) 480 nm, (e) 816 nm, (f) 1572 nm.

La figure 3.14(a) présente la cartographie de l'intensité du mode à l'intérieur de la membrane d'InP, à 24 nanomètres sous la surface. On constate que le mode est bien confiné dans le défaut linéaire. Il présente 9 oscillations longitudinales, correspondant à une période de 420 nm (égale à la période du cristal). L'enveloppe de ces oscillations est gaussienne avec une largeur en $1/e^2$ de 3,1 μm (la longueur de la cavité est de 3,5 μm). Suivant la petite section de la cavité, le mode reste bien confiné avec une ou deux oscillations (la largeur de la cavité est égale à 0,5 μm).

Globalement, l'allure du mode dans un plan horizontal reste stable avec l'altitude jusqu'à 100 nm au dessus de la membrane tandis que son intensité est divisée par 5. A partir de cette altitude, le mode s'étend dans la direction latérale : certains lobes commencent à se recouvrir en particulier à l'extérieur du périmètre initialement défini par la cavité. A une altitude de 228 nm, le mode s'étend sur une largeur de 1,8 μm et sur une longueur de 3,5 μm. Comme prévu, du fait de la diffraction, il s'étend beaucoup plus rapidement suivant la direction latérale que suivant la direction longitudinale. A 480 nm de la surface (c'est à dire environ une période spatiale de cristal photonique), l'allure du mode a complétement changé : l'intensité est pratiquement nulle au centre de la cavité. A une demi-longueur d'onde puis à une longueur d'onde de la surface, on voit apparaître des cartographies comportant 2 lobes, puis 3 lobes. Sur la dernière cartographie, les lobes ont des dimensions de 1,13 μm par 2,5 μm.

Dans cette étude, on constate effectivement que les informations sur les hautes fréquences spatiales du mode sont perdues lors de la propagation des ondes dans l'espace libre. La propagation agit bien comme un filtre passe bas pour les fréquence spatiales (la longueur d'onde de coupure se situant autour de $\lambda/2$). Cet effet est beaucoup plus clair lorsqu'on se place dans l'espace de Fourier. Sur la figure 3.15, sont représentées les différentes transformées de Fourier de l'intensité, correspondants aux différentes cartographies de la figure 3.14.

Ces cartographies confirment que près de la surface, on observe bien des composantes hautes fréquences, principalement supérieures à $\frac{1}{\lambda}$. Plus on s'éloigne de la surface, plus les composantes se resserrent dans le cercle de rayon $\frac{1}{\lambda}$. A 480 nm, toutes les



(a) -24 nm (b) 18 nm

(c) 228 nm (d) 480 nm

(e) 816 nm (f) 1572 nm

Fig. 3.15 – *Transformées de Fourier des cartographies simulées par FDTD-3D du mode à 1530 nm à différentes altitudes par rapport à la surface :*
(a) -24 nm, (b) 18 nm, (c) 228 nm,
(d) 480 nm, (e) 816 nm, (f) 1572 nm.
Les cercles rouges et bleus ont respectivement des rayons de $\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{1530} nm^{-1}$ *et de* $\frac{1}{a} = \frac{1}{420} nm^{-1}$.

composantes de fréquences supérieures à $\frac{1}{\lambda}$ ont disparues et seules subsistent en champ lointain les composantes basses fréquences.

Ces cartographies donnent des informations sur la répartition spatiale du mode mais aussi sur l'intensité du mode. Cette donnée est un paramère important pour les mesures en champ proche optique. L'étude théorique permet de mesurer la profondeur de pé-

nétration du mode dans l'air. Pour cela, nous avons relevé, pour une altitude donnée, l'intensité maximale du champ. L'évolution de cette intensité en fonction de l'altitude est présentée sur la figure 3.16. On constate que la décroissance de l'intensité est exponentielle avec l'altitude et permet de déduire la profondeur de pénétration dans l'air qui est de l'ordre de 80 nm (à cette altitude, l'intensité à été divisée par $\frac{1}{e}$ par rapport à la surface). à 228 nm l'intensité est ne représente plus que quelques pour cent de l'intensité maximale.

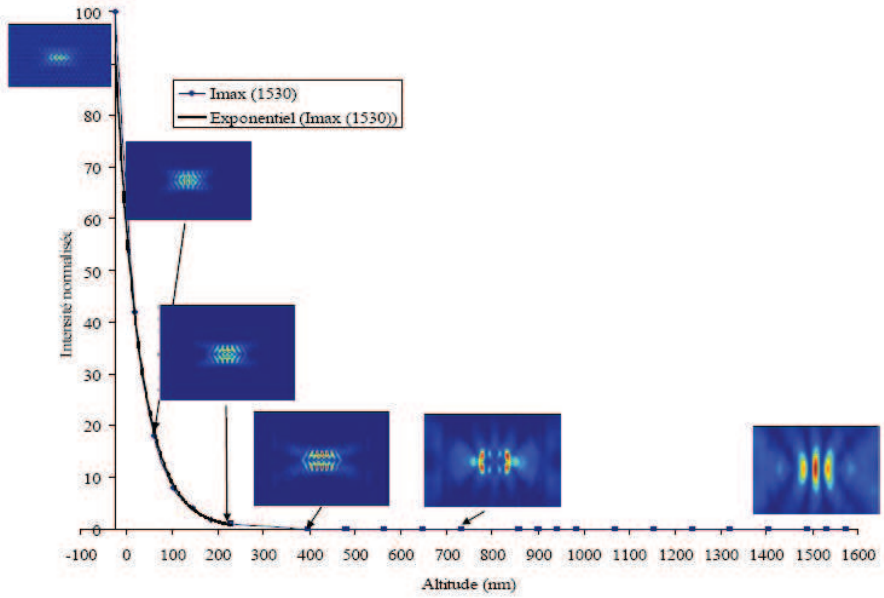
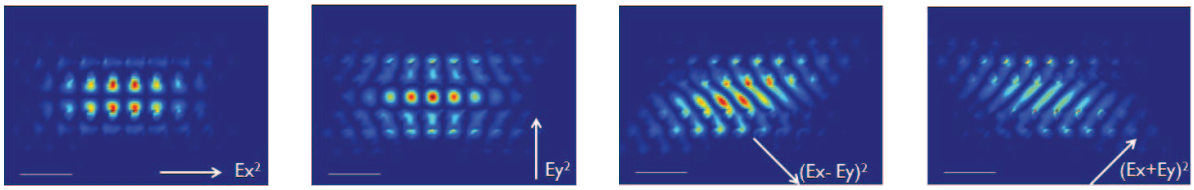


Fig. 3.16 – *Variation de l'intensité maximum du champ en fonction de la distance pointe-échantillon pour le mode à 1530 nm.*

a) Polarisation

Dans ce qui précède, l'intensité du champ a été tracée sans tenir compte de la polarisation du champ. Les cartographies théoriques permettent aussi de prédire l'intensité du champ correspondant à un type de polarisation : Ex, Ey, ou Ez qui correspondent respectivement à une polarisation parallèle à l'axe Ox, parallèle à l'axe Oy ou parallèle à l'axe Oz. Bien sûr, n'importe quelle direction de polarisation peut être choisie. Notons juste que dans le cas de nos structures, nous nous intéressons plus particulièrement aux directions de polarisations parallèle à la membrane (aussi appelées polarisations TE) pour trois raisons :

- La BIP n'est ouverte que pour la polarisation TE,
- Les puits quantiques émettent en TE,
- La pointe n'est pas sensible à TM.



(a) Ex^2 (b) Ey^2 (c) $(Ex - Ey)^2$ (d) $(Ex + Ey)^2$

Fig. 3.17 – *Cartographies prenant en compte la polarisation du champ : (a) Ex^2, (b) Ey^2, (c) $(Ex - Ey)^2$, (d) $(Ex + Ey)^2$. La barre blanche représente 1 μm.*

La figure 3.17 présente les cartographies d'intensité prenant en compte la polarisation du champ. Les cartographies sont radicalement modifiées et différentes les unes des autres. En effet, dans le cas d'une polarisation suivant $(Ex - Ey)^2$, la cartographie présente des « bandes » alors que dans le cas d'une polarisation suivant Ex^2, la cartographie présente 2 lignes de 6 lobes distincts.

Le mode D a été étudié de manière approfondie pour pouvoir comparer par la suite avec les simulations introduisant la pointe dans le calcul puis ensuite avec les caractérisations SNOM. Nous allons dans la partie suivante présenter les résultats des simulations avec la pointe.

3.3 Impact de la sonde sur la mesure

Dans cette partie, nous allons introduire un élément perturbateur, représentant la sonde, dans nos calculs, et faire varier différents paramètres : la forme, la nature, la position et la hauteur de la pointe. Les effets suivants sont étudiés :

– La géométrie : isotropie ou anisotropie de la pointe pour modifier la surface de collection de la pointe,

– La géométrie combinée à la nature : pointe anisotrope en silicium ou en silice pour modifier la polarisabilité suivant un axe d'orientation,
– La nature : pointe en silice ou en silicium pour modifier le contraste d'indice.

3.3.1 Taille et forme de la pointe

Dans le cas de l'étude de la taille et de la forme de la pointe, on cherche à tenir compte de la section efficace de collection de la pointe en considérant que la pointe n'est pas ponctuelle mais qu'elle collecte la lumière sur une surface finie telle que représentée figure 3.18. Pour rendre compte de cette section efficace, à partir des cartographies de mode calculées précédemment, l'intensité est recalculée en chaque point (x,y) en moyennant les intensités aux points environnants (x+n,y+m) (n et m étant des entiers relatifs). C'est une étude indirecte de l'effet de la pointe.

La pointe peut être isotrope [75] ou anisotrope, comme nous allons l'étudier. Dans le cas d'une pointe isotrope, un section de collection circulaire avec un diamètre de 125 nm est considérée. Dans le cas d'une pointe anisotrope une section de collection de forme elliptique est appliquée.

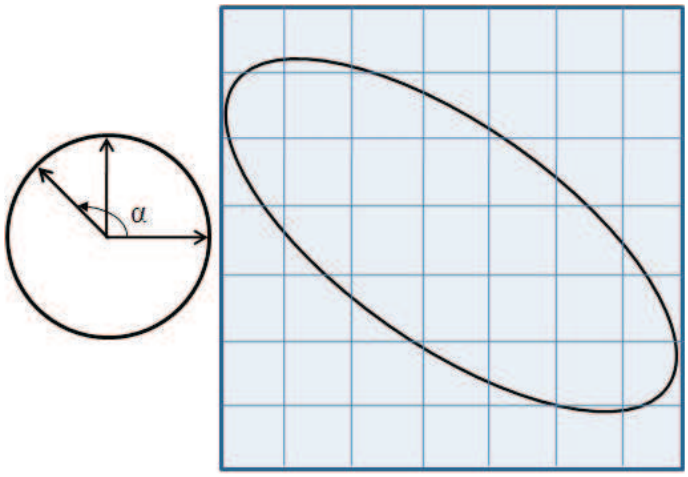
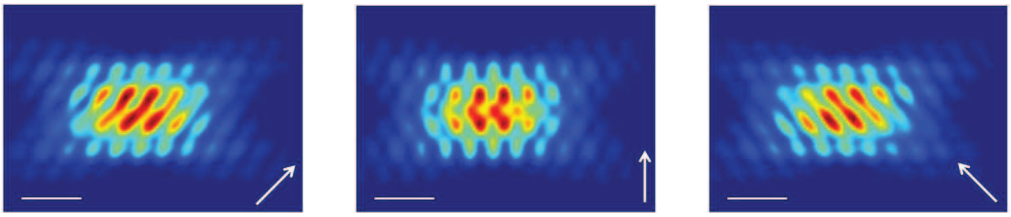


Fig. 3.18 – *Représentation du recouvrement de plusieurs cellules par une section de collection elliptique et d'angle α par rapport à l'axe horizontal.*

La figure 3.18 présente le recouvrement de plusieurs cellules par une section elliptique. Certaines cellules sont prises en compte entièrement et d'autre avec un coefficient. Plusieurs sections ont été testées sur les cartographies d'intensité. L'angle α de la section tel que défini figure 3.18 varie de 0 à 180°. 3 tailles différentes mais gardant toujours un rapport grand axe b sur petit axe a de 2,2 (ces paramètres viennent d'une pointe expérimentale que l'on a étudiée) ont été testées :

- Section 1 : b = 210 nm a = 95,5 nm,
- Section 2 : b = 304,5 nm a = 138,4 nm,
- Section 3 : b = 399 nm a = 199,5 nm.

La figure 3.19 présente les cartographies d'intensité de la section 3 pour différents angles : 45°, 90° et 135°. Les autres sections rendent les mêmes résultats, mais moins prononcés.



(a) 45° (b) 90° (c) 135°

Fig. 3.19 – *Cartographies d'intensité moyennées par une pointe ellipsoïdale de petit axe 199,5 nm et de grand axe 399 nm et orientée suivant la flèche blanche.*

Suivant l'orientation de la pointe par rapport à la cavité, le moyennage se fait différemment, et les cartographies sont distinctes. La section présentant un angle de 45° avec l'horizontale fait se mélanger les lobes suivant la diagonale parallèle au grand axe de l'ellipse et donne une cartographie avec des « bandes », tandis que la pointe présentant un angle de 90° atténue globalement la précision de la cartographie, tout en conservant la répartition initiale.

La taille et la forme de la pointe peut donc avoir un effet sur la cartographie obtenue, mais elle pourrait aussi induire une anisotropie de la polarisabilité. C'est-à-dire que la polarisabilité serait différente suivant l'axe considéré.

3.3.2 Polarisabilité

Si la pointe est elliptique, on peut imaginer que sa polarisabilité sera plus petite suivant le petit axe que suivant le grand axe. L'effet serait qu'une composante du champ se couple préférenciellement suivant le grand axe de la pointe. Cet effet s'ajouterait à l'effet de la géométrie. Nous allons donc calculer le rapport des polarisabilités suivant les axes et étudier l'effet que pourrait avoir le couplage privilégié d'une composante du champ.

Pour calculer les polarisabilités suivant les axes, nous utiliserons la théorie présenté dans l'article de Sqalli pour une particule métallique [76].

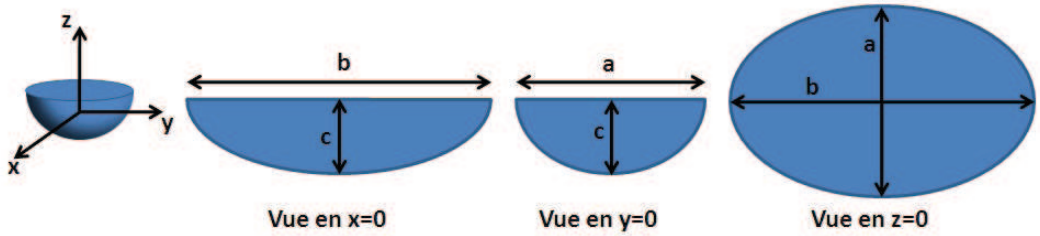


Fig. 3.20 – *Représentation schématique de l'anisotropie de la pointe.*

En effet, la polarisabilité α_i (i=x, y, z) pour une particule métallique ellipsoïdale peut s'écrire :

$$\alpha_i(\lambda) = 4\pi abc \frac{\epsilon_{np}(\lambda) - \epsilon_m(\lambda)}{3\epsilon_m(\lambda) + 3A_i[\epsilon_{np}(\lambda) - \epsilon_m(\lambda)]} \tag{3.2}$$

telle que a, b, et c sont les dimensions de la nanoparticule suivant les axes x, y et z respectivement, ϵ_{np} est la constante diélectrique de la nanoparticule, ϵ_0 est la constante diélectrique du milieu, $i = x, y, z$ et A_i le facteur de dépolarisation.
L'expression de A selon x donne :

$$A_x = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s+a^2)^{3/2}(s+b^2)^{1/2}(s+c^2)^{1/2}} \tag{3.3}$$

Les expressions pour A_y et A_z sont déduites en inversant les rôles de x et y (respectivement x et z).

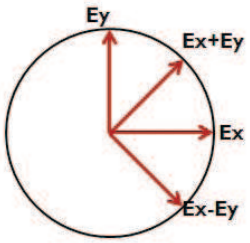


Fig. 3.21 – *Polarisations possibles de champ.*

Dans ces formules, la nature de la pointe est introduite par l'intervention de la constante diélectrique et du contraste d'indice. Le calcul a donc été fait pour deux types de pointes : une pointe en silice (n=1,44 : faible contraste d'indice) et une pointe en silicium (n=3,4 : fort contraste d'indice). Le rapport R_j (j représente Si ou SiO_2) calculé pour comparer les deux natures de pointe est :

$$R_j = (\frac{\alpha_y}{\alpha_x})^2 \tag{3.4}$$

Le carré vient de ce que l'intensité est proportionnelle à la polarisabilité au carré. On trouve par le calcul $R_{SiO_2} = 1,15$ et $R_{Si} = 2,37$. R_{Si} est deux fois supérieur à R_{SiO_2}, ce qui est non négligeable et indique qu'il pourrait effectivement y avoir la possibilité du couplage d'une composante du champ suivant une direction privilégiée, ici le grand axe de l'ellipse, surtout dans le cas d'une pointe en silicium.

L'effet de la géométrie peut donc aussi être combiné à un effet de la nature de la pointe.

Les répartitions du champ observées après le couplage d'un composante du champ suivant le grand axe de la pointe ressembleraient à celles présentées dans les figures 3.17. Dans le cas où la pointe n'est sensible qu'à la composante Ex (Fig. 3.17(a)), la cartographie est différente de celle présentée figure 3.14(b), mais on constate sa contribution à cette dernière. En effet, la somme des cartographies d'intensité présentées figures 3.17(a) et 3.17(b) correspond à la figure 3.14(b). Les figures 3.17(c) et 3.17(d) sont également complémentaires, mais aussi symétriques. Les répartitions du champ se

font en « bandes » suivant les diagonales. La pointe pourrait jouer le rôle d'un polariseur lors de mesures SNOM.

Nous avons rendu compte de l'influence de la taille et de la forme de la pointe sur les cartographies, ainsi que de l'effet de la polarisabilité dans le cas de la pointe elliptique. La géométrie de la pointe peut modifier radicalement la cartographie d'intensité, ainsi que la polarisabilité qui pourrait venir s'ajouter à l'effet de géométrie dans le cas d'une pointe ayant un indice élevé, comme le silicium. La polarisabilité a donc introduit la notion de nature de la pointe et de contraste d'indice. Nous allons maintenant nous focaliser sur cet aspect uniquement.

3.3.3 Influence de la nature de la pointe

Dans les deux sections précédentes, un modèle analytique est employé, qui a ses limites, et qui donne seulement un ordre de grandeur. Maintenant, pour l'étude de la nature de la pointe, la FDTD-3D est employée, qui est un outil de calcul exact du champ électromagnétique, à la discrétisation près, c'est-à-dire qu'il est quantitatif.

Ce qui est mis en avant dans cette partie, c'est l'importance du contraste d'indice entre le milieu et la sonde nanométrique. En effet, plus le contraste est grand, et plus la diffusion est efficace : on peut donc s'attendre à un impact significatif sur la longueur d'onde et le facteur de qualité des modes. La hauteur a également son importance, comme nous allons le voir, essentiellement à cause de la nature évanescente du champ.

Ainsi la pointe, qui dans cette section sera simplement circulaire, est introduite dans le calcul FDTD afin d'étudier l'influence de sa nature et de sa hauteur.

a) Introduction de la pointe dans les calculs

La pointe est modélisée par un cône tronqué d'angle 30° et d'apex circulaire de rayon 100 nm. Ces paramètres correspondent aux pointes fabriquées au laboratoire. Cette modélisation est limitée par le pas de la cellule de calcul : 42 nm, mais ce pas permet également de modéliser les imperfections de la pointe. Introduire la pointe dans le calcul nécessite quelques changements dans la fenêtre de calcul. En effet, si l'on in-

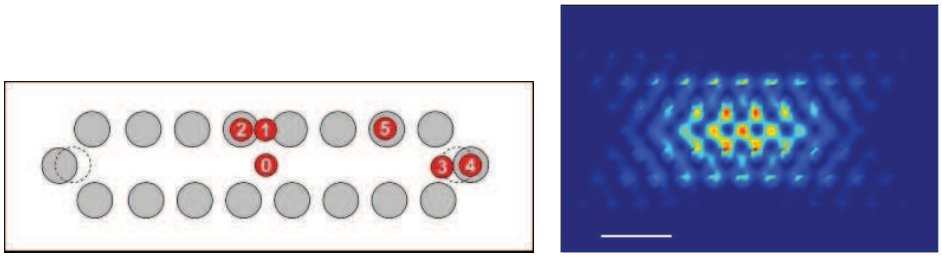
troduit la pointe, elle agit comme un résonateur. C'est-à-dire que des modes de galleries apparaissent dans le cône tronqué. La mise en place d'un bloc couvrant la surface supérieure de la fenêtre de calcul (Fig. 3.22), d'épaisseur 50 nm, de même indice que la pointe, et supportant la pointe permet d'éviter cet effet tout en ne perturbant pas le calcul.

Fig. 3.22 – *Coupe verticale de la cavité CL7 et de la pointe située à une extrémité de la cavité.*

b) **Position de la pointe**

La structure étudiée précédemment a été simulée avec la présence de la pointe tel que présenté plus haut. Les positions stratégiques pour la pointe dépendent de la distribution spatiale des 4 modes, c'est-à-dire de la position des noeuds et ventres du mode, ainsi que de la position des trous du cristal par rapport à ces noeuds. Nous nous sommes particulièrement focalisés sur la distribution spatiale du mode D pour établir ces positions (Fig. 3.23(b)). Nous appellerons les positions P_i (i=0, 1, 2, 3, 4, 5 comme montré figure 3.23(a)). La position verticale de la pointe est de 18 nm au-dessus de la structure à cause de la grille.

Trois positions stratégiques sont : le centre de la cavité (P0), le bord de la cavité au-dessus d'un trou(P4) et le bord mais à côté d'un trou(P3). Positionner la pointe sur ou à côté des trous supérieurs est également stratégique (P1, P2, P5). Pour 3 positions (P2, P4 et P5), la pointe se situe au-dessus d'un trou et les simulations ont été faites également avec la pointe 3 nm à l'intérieur des trous. $P2_{in}$, $P4_{in}$, $P5_{in}$ sont les positions dans le trou et $P2_{out}$, $P4_{out}$, $P5_{out}$ sont les positions au-dessus du trou.



(a) (b)

Fig. 3.23 – *(a) Positionnements de la pointe par rapport à la cavité CL7.*
(b) Cartographie théorique du mode D de la CL7.

c) Comparaison Si/SiO$_2$

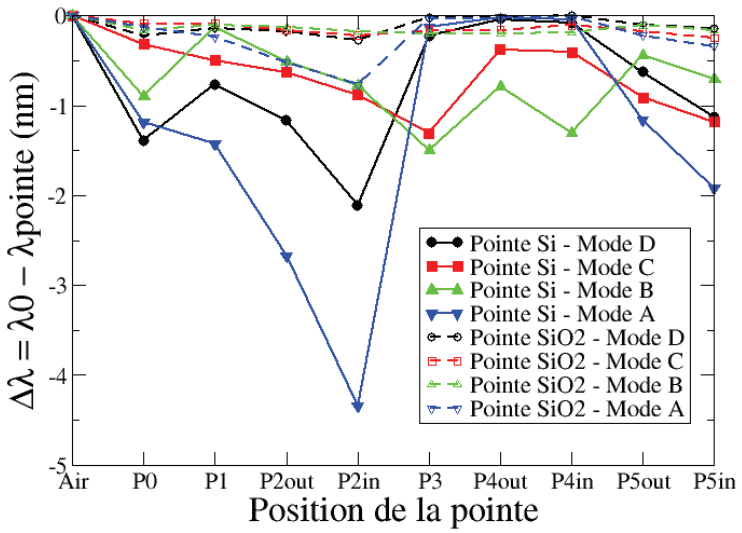
Une pointe en silice (n=1,44) est d'abord introduite dans la simulation à ces positions et les résultats sont résumés figure 3.24. Le décalage en longueur d'onde et les pertes induites relatives sont calculés en fonction de la position de la pointe.

Les pertes induites PI_{P_i} sont calculées pour toutes les positions P_i à partir du facteur de qualité à partir de la formule suivante :

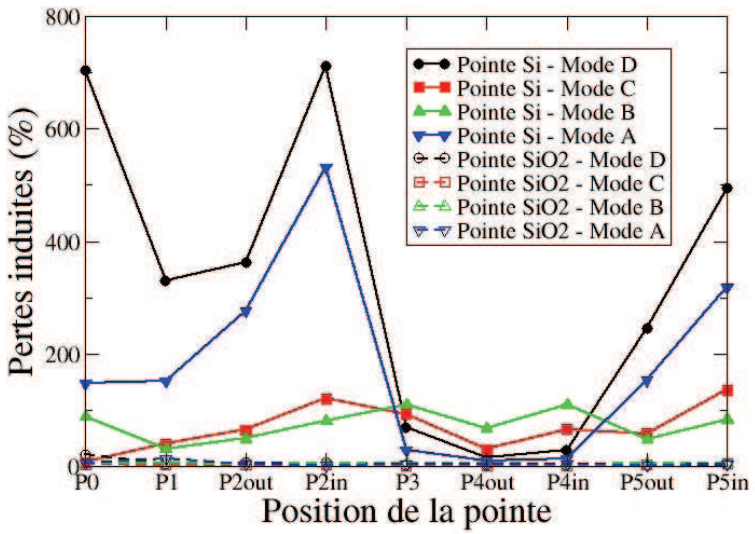
$$PI_{P_i} = Q_0 * 100 * \left| \frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_{Pointe\ en\ P_i}} \right| \tag{3.5}$$

avec Q_0 le facteur de qualité du mode sans présence de la pointe et $Q_{Pointe\ en\ P_i}$ le facteur de qualité du mode en présence de la pointe. Cette formule donne en pourcentage le taux relatif de pertes rajoutées par la pointe. En effet, $\frac{1}{Q_0}$ représente les pertes sans pointe. Si PI$_{P_i}$=0, cela signifie que le facteur de qualité ne change pas en présence de la pointe ($Q_{Pointe\ en\ P_i} = Q0$). En revanche, PI$_{P_i}$=100% signifie que la présence de la pointe double les pertes par rapport à la situation sans pointe ($Q_{Pointe\ en\ P_i} = \frac{Q0}{2}$).

L'influence de la pointe en silice est représentée figure 3.24 (lignes en pointillés). Le plus grand décalage en longueur d'onde pour cette pointe est de 0,4 nm et les plus grandes pertes induites ne dépassent pas 20%. C'est-à-dire que les pertes induites par la pointe représentent au plus le cinquième des pertes sans présence de la pointe. Bien qu'un décalage en longueur d'onde existe, il est de l'ordre de 10^{-1} nm, ce qui confirme



(a)



(b)

Fig. 3.24 – *Evolution de la longueur d'onde (a) et des pertes relatives induites (b) en fonction de la position de la pointe.*

les précédents résultats [67] qui montrent qu'une pointe en silice, non recouverte, utilisée pour caractériser les échantillons perturbe peu la caractérisation en champ proche optique.

Avec les mêmes conditions de calcul, une pointe en silicium (n=3,4) est également

introduite aux mêmes positions. La ligne continue dans la figure 3.24 représente les effets de cette pointe. La pointe en silicium induit des effets beaucoup plus importants que la pointe silice. Le décalage en longueur d'onde atteint 1,5 nm sans que les pertes induites dépassent les pertes sans pointe (positions P3 et P4, à l'extrémité de la cavité, pour le mode C) et 4 nm avec des pertes induites jusqu'à 7 fois plus importantes que les pertes sans pointe (position P2 - au-dessus et à gauche du centre de la cavité - et P0 - au centre de la cavité - pour les modes A et D).

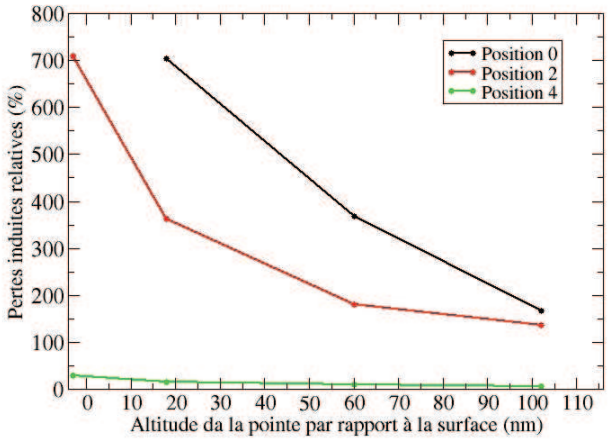
En particulier, le mode D, qui a le plus grand facteur de qualité, présente des décalages importants. Prenons la position P3 à l'extrémité de la cavité, correspondant à un noeud du mode D, en tant que référence : de la position P3 à la position P2$_{in}$, le mode D présente une augmentation de la longueur d'onde de 2 nm avec des pertes 10 fois plus importantes. En comparaison, la variation de position de P3 à P0 induit une augmentation de la longueur d'onde de 1,1 nm avec des pertes 10 fois plus importantes. De P0 à P2$_{in}$, la longueur d'onde n'augmente que de 0,8 nm avec peu de différence entre les pertes induites, puisque ce sont deux positions ayant une grande influence sur le mode. La position P2$_{out}$ induit un décalage en longueur d'onde plus petit de 0,2 nm que celui induit par la position P0. On remarque que c'est au bord de la cavité (P3 et P4) que le mode D est le moins perturbé. La comparaison entre les positions in et out (pour P2, P4 et P5) indique que quand la pointe est située dans le trou, le décalage en longueur d'onde et les pertes sont plus importantes que quand la pointe est au-dessus du trou, ce qui peut être expliqué par un meilleur couplage entre le mode et la pointe quand la pointe est dans le trou.

L'introduction de la pointe dans les calculs a montré que la pointe en silice avait une influence 10 fois moins importante sur le décalage en longueur d'onde que la pointe en silicium. Jusqu'à présent la pointe était placée dans le calcul à 18 nm de la surface, où l'on a vu que la pointe silicium induisait un décalage en longueur d'onde jusqu'à 2 nm et une augmentation des pertes induites jusqu'à 700%. La pointe va être placée à différentes hauteurs dans les calculs présentés dans la partie suivante, afin d'évaluer l'impact de l'altitude de la pointe sur le décalage en longueur d'onde et les pertes induites.

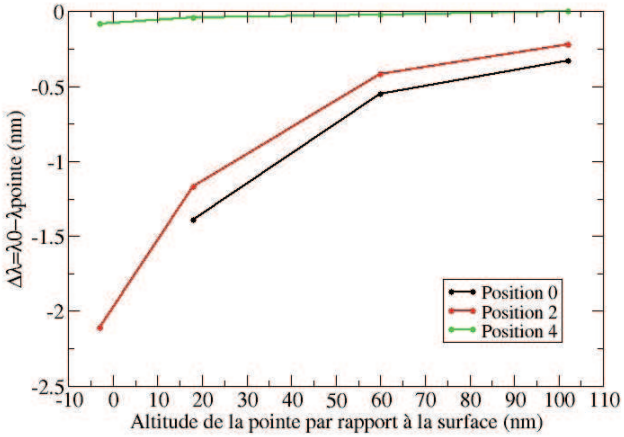
3.3.4 Influence de la hauteur de la pointe

Dans cette partie nous allons étudier l'influence de la hauteur de la pointe en silicium sur les propriétés optiques du mode D. La pointe en silice n'est pas présentée car son influence reste très faible et très inférieure à celle de la pointe en silicium. La pointe a été placée à différentes altitudes, suivant le pas du maillage de l'espace de calcul (42 nm) : 18 nm, 60 nm et 102 nm. Plusieurs positions ont été testées : P0, P2 et P4. Les positions P2 et P4 étant au-dessus d'un trou, une position supplémentaire plaçant la pointe 3 nm à l'intérieur du trou a été simulée. La figure 3.25 présente l'évolution du décalage en longueur d'onde et des pertes induites relatives en fonction de la position et de la hauteur de la pointe.

En P4 (extrémité de la cavité), le mode D présente un noeud. Sur la figure 3.25, la hauteur de la pointe n'a pas d'influence car le mode est peu perturbé par la pointe, ce qui est en accord avec les résultats de la section 3.3.3. En revanche, en P0 (centre de la cavité) et P2 (bord supérieur de la cavité), le décalage en longueur d'onde et les pertes diminuent nettement quand on élève la pointe. En P0, en passant de 18 à 60 nm de la surface, le décalage en longueur d'onde diminue de 60% et les pertes induites relatives de 47%. Lorsque la pointe se situe à 102 nm d'altitude, le décalage, comme les pertes diminue de 76% par rapport à une altitude de 18 nm. En P2, de -3 à 18 nm, le décalage diminue de 44% et les pertes de 49%. Le décalage diminue de 89% et les pertes de 81% d'une altitude de -3 à 102 nm. L'influence de la pointe reste notable, même à 60 nm d'altitude : le décalage en longueur d'onde reste de l'ordre de 0,5 nm pour P2 et P0 et les pertes induites par la pointe sont de 2 (P2) à 4 (P0) fois plus importantes que les pertes sans pointe. La diminution des perturbations dues à la pointe en silicium lors de l'élévation de la pointe vient du fait que le champ est évanescent. Quand la pointe est éloignée de la surface, le couplage entre le mode et la pointe est plus faible. A 60 nm, c'est à dire à peu près la distance de pénétration du mode dans l'air, le mode reste encore perturbé par la présence de la pointe, puis passé cette distance, l'influence de la pointe devient très faible, de l'ordre de grandeur de l'influence de la pointe en silice.



(a) Pertes



(b) Décalage en longueur d'onde

Fig. 3.25 – *Influence de la hauteur de la pointe sur la longueur d'onde et les pertes induites relatives du mode D de la cavité, suivant la position de la pointe.*

3.4 Bilan

L'étude théorique des cavités linéiques a permis de sélectionner une cavité, la CL7, présentant des modes optiques avec des facteurs de qualité et des volumes modaux suffisant pour espérer observer l'impact de la pointe expérimentalement, ainsi que des répartitions spectralement et spatialement distinctes. L'un de ces modes présente un facteur de qualité proche de 6000 qui permet d'espérer un effet laser expérimentalement. Cet effet laser est utile à la détection de l'impact de la sonde sur les propriétés

optiques.

Ce mode a été étudié de manière approfondie afin de pouvoir le comparer avec les résultats des simulations avec la pointe et plus tard avec les résultats expérimentaux.

Puis la pointe a été introduite dans le calcul afin d'évaluer l'influence de la géométrie, de la nature et de la hauteur de la pointe. Les résultats de l'étude analytique ont été présentés et ont mis en évidence l'importance d'une éventuelle anisotropie de la pointe sur les cartographies. En effet dans le cas d'une pointe elliptique, la géométrie fait que la pointe capte l'intensité sur une grande surface, ce qui diminue la précision de la cartographie et peut même la modifier radicalement. L'ellipticité introduit également une différence de polarisabilité suivant l'axe, surtout pour des pointes d'indice optique élevé, comme notamment en silicium. Un effet de couplage, combiné à un effet de géométrie, suivant la direction du grand axe (polarisabilité plus élevée) peut être attendu.

L'importance de la nature d'une pointe (isotrope), c'est-à-dire du contraste d'indice entre le milieu et la pointe, a été introduite, et une étude par FDTD-3D sur l'impact de la présence de pointes de deux natures différentes (Si, SiO_2) a été présentée. Il a été mis en évidence que la pointe en silicium permet d'obtenir des décalages en longueur d'onde de l'ordre du nanomètre, c'est-à-dire 10 fois plus importants qu'avec la pointe en silice. Cependant les pertes induites par la pointe peuvent dans le même temps être multipliées par 8. Ces effets varient pour chaque mode suivant la position de la pointe. L'importance de la nature de la pointe a ainsi été démontrée théoriquement.

L'étude portant sur un champ évanescent, il était important de connaître l'influence de la hauteur d'une pointe en silicium sur les décalages en longueur d'onde et les pertes induites, ce qui a été présenté. Jusqu'à la distance de pénétration dans l'air du mode, l'influence de la pointe décroît très rapidement mais reste notable, ensuite elle continue de décroître et devient faible.

Ce chapitre a permis de montrer théoriquement l'importance de la géométrie et de la nature de la pointe. Ces effets peuvent être couplés, notamment dans le cas d'une pointe en silicium elliptique qui pourrait modifier radicalement la cartographie d'intensité. La

cavité étudiée a été fabriquée et étudiée expérimentalement comme présenté dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Sommaire

4.1 Caractérisation passive : pointe en silice 87

4.1.1 Structures fabriquées 87

4.1.2 Analyse topographique 90

4.1.3 Analyse spectroscopique 91

4.1.4 Identification des modes expérimentaux aux modes théoriques 95

4.1.5 Etude complémentaire sur le mode D 103

4.1.6 Impact de la pointe en silice 110

4.1.7 Synthèse 114

4.2 Microscopie optique de champ proche : approche perturbative 114

4.2.1 Impact d'une pointe recouverte de silicium 114

4.2.2 Synthèse 117

4.3 Influence de la forme de la pointe 118

4.3.1 Présentation des pointes 118

4.3.2 Utilisation des pointes isotropes 120

4.3.3 Utilisation de la pointe S4 122

4.3.4 Synthèse 126

4.4 Bilan 127

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats expérimentaux de l'étude de l'influence de la pointe sur les propriétés optiques des modes de la Cavité Linéique à 7 trous manquants (CL7). La structure CL7 a été fabriquée à partir de paramètres théoriques optimaux de la section 3.1 (p.53). Les structures obtenues ont ensuite été caractérisées à la fois en champ lointain (montage de photoluminescence diffractée) et en champ proche par un SNOM de marque NT-MDT (ces techniques ont été présentées dans les sections 2.3, p.37 et 2.4, p.41). Pour étudier l'impact de la sonde, différents types de pointes ont été utilisés : tout d'abord des pointes en silice fabriquées par attaque chimique de fibres optiques monomodes, puis des pointes en silice, semblables aux précédentes, recouvertes de silicium au CEA-INAC (cf. section 2.4.2 p.47).

4.1 Caractérisation passive : pointe en silice

4.1.1 Structures fabriquées

Dans cette section, les paramètres optimaux déterminés théoriquement dans le chapitre 3 ont été utilisés pour fabriquer des séries de structures dans le but de valider les résultats de l'étude numérique réalisée. Trente structures ont été fabriquées par lithographie électronique et par gravure ionique réactive (méthodes présentées dans le chapitre 2). Il est nécessaire de fabriquer un grand nombre de structures afin de balayer les différents paramètres géométriques. Ceci permet d'atteindre expérimentalement les paramètres nominaux. En effet, lors de la fabrication, des fluctuations des paramètres ont parfois lieu, notamment lors de l'étape de lithographie électronique. Les structures sont réparties en 5 groupes (1, 2, 3, 4, 5) de 6 structures présentant le même paramètre de maille : a=460 nm. Chaque groupe a un facteur de remplissage nominal différent (de 19% à 41%) variant autour de l'optimum déterminé lors de l'étape du design : 29%. Ainsi, par exemple, des groupes 1 à 2, le rayon nominal est augmenté de 10 nm et le facteur de remplissage augmente de 19% à 23%. Dans chaque groupe, la dose d'exposition au faisceau d'électrons est différente pour chaque structure afin de s'assurer d'atteindre la valeur optimale.

	Groupe	a (nm)	σ(a)	ff (%)	σ(ff)
MEB	3	457	4	19,7	1
	4	460	8	25,2	2,6
	5	448	1	33,8	0,9

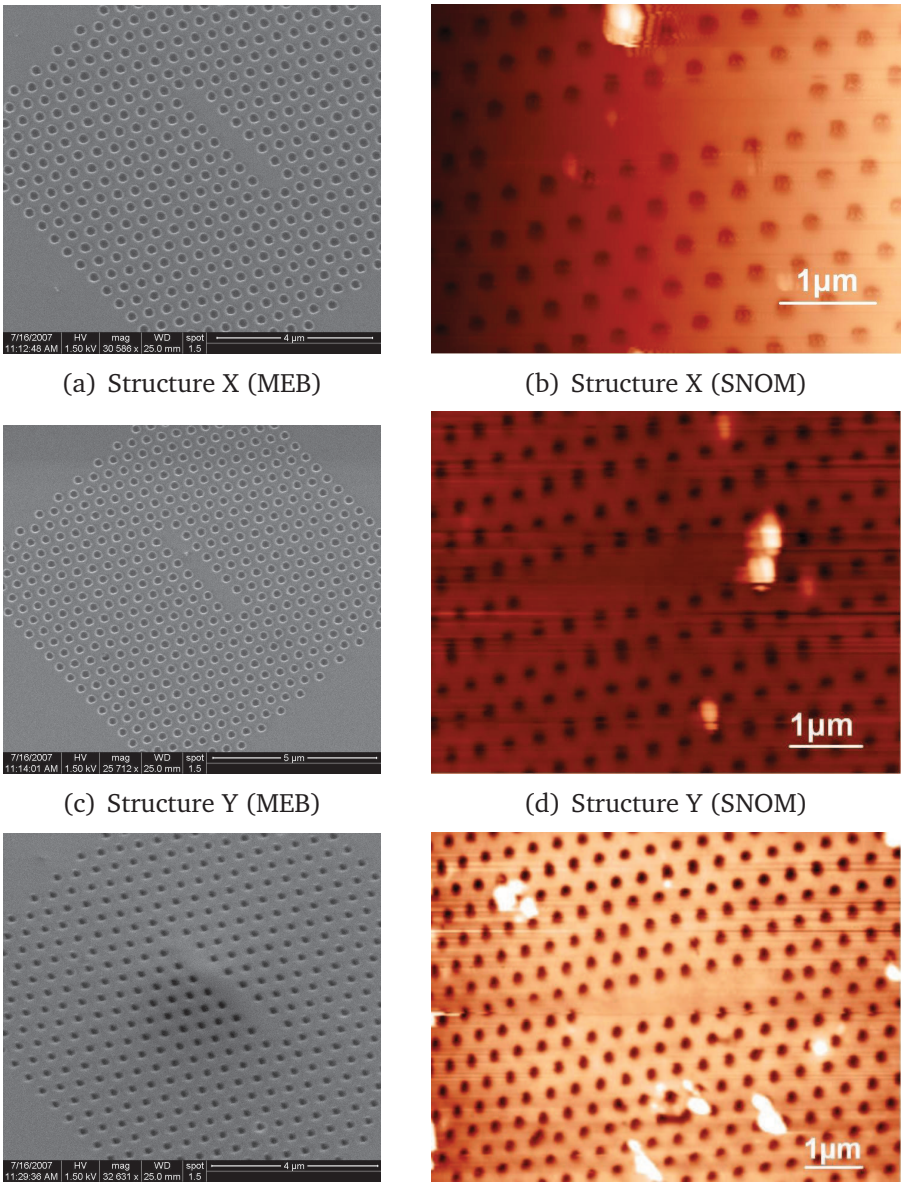
Tab. 4.1 – *Moyennes et écart-types du paramètre de maille et du facteur de remplissage pour les trois groupes de structures étudiés : 3, 4 et 5.*

Les paramètres de maille (a) et les facteurs de remplissage (ff) ont été mesurés et calculés à partir des images MEB, les résultats sont résumés dans le tableau 4.1. Il présente les moyennes de a et ff, et les écart-types associés. Les groupes 1 et 2 n'ayant pas donné de résultats, seuls les groupes 3, 4 et 5 sont présentés.

En moyenne, le facteur de remplissage augmente quand on passe du groupe 3 au 4 et du 4 au 5, ce qui est cohérent par rapport à l'augmentation du rayon nominal.
Ces mesures sont également cohérentes avec les mesures réalisées sur les images topographiques obtenues avec le SNOM : les facteurs de remplissage sont du même ordre de grandeur avec une légère différence des paramètres géométriques. En effet, la résolution du SNOM n'est pas aussi bonne que celle du MEB.
Dans le tableau 4.1, l'écart-type associé au facteur de remplissage indique une variation significative du facteur entre les structures du groupe 4 et une fluctuation moins importante dans les groupes 3 et 5.

Le paramètre de maille présente des variations pouvant atteindre 2,6% par rapport à la valeur visée de 460 nm. Cela représente une modification maximum du facteur de remplissage (si on prend un rayon constant) de 0,05%, ce qui reste faible. A l'intérieur de chaque groupe, le paramètre de maille varie plus dans le groupe 4 que dans les groupe 3 et 5, comme l'indique l'écart type. En effet, dans le groupe 4, les fluctuations géométriques sont importantes tandis que pour les groupes 3 et 5 ces variations restent acceptables.

L'analyse des structures fabriquées indique donc que les groupes 4 et 5 sont ceux qui présentent les paramètres géométriques les plus proches des paramètres nominaux visés (a=460 et ff=29%), qui sont ceux utilisés pour les simulations de la sec-



(a) Structure X (MEB) (b) Structure X (SNOM)

(c) Structure Y (MEB) (d) Structure Y (SNOM)

(e) Structure Z (MEB) (f) Structure Z (SNOM)

Fig. 4.1 – *Images MEB : (a), (c), (e) et SNOM : (b), (d), (f) des structures X, Y et Z respectivement.*

tion 3.1.1 (p.62).

Nous nous focaliserons sur trois structures nommées X, Y et Z pour la suite de l'étude. Dans la figure 4.1 sont présentées les images MEB et les topographies SNOM de ces structures qui ont permis de déterminer leurs paramètres réels, présentés dans le tableau 4.2.

Les structures X et Y appartiennent au groupe 4 alors que la structure Z provient du groupe 3, ce qui explique que le facteur de remplissage de Z soit inférieur à ceux de X et

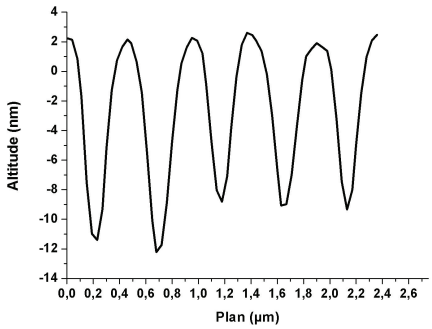
Structure	a (nm)	ff (%)
X	457	27
Y	458	27,5
Z	456	18,2

Tab. 4.2 – *Paramètre de maille et facteur de remplissage réels pour chaque structure (X, Y, Z).*

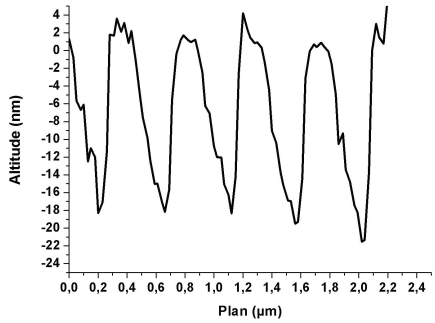
Y, qui sont très proches. Les images des figures 4.1(a) et 4.1(e) montrent que les trous du cristal de la structure Z sont plus petits que ceux du cristal de la structure X.

Nous allons maintenant présenter l'analyse topographique de ces trois structures.

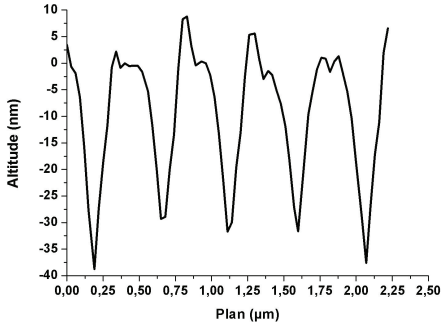
4.1.2 Analyse topographique



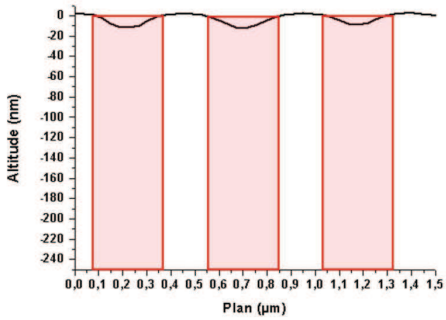
(a) Structure X



(b) Structure Y



(c) Structure Z



(d) Comparaison aux trous du cristal

Fig. 4.2 – *Profils des topographies des structures X (a), Y (b) et Z (c) et profil de la topographie de la structure X à l'échelle de la profondeur des trous (surfaces colorées) : 250 nm (d).*

Comme le montrent les exemples de profil d'images topographiques des trois struc-

tures X, Y et Z présentées figures 4.2(a), 4.2(b) et 4.2(c) respectivement, la pointe pénètre dans les trous à une profondeur comprise entre 15 et 30 nm en général. Ainsi, par exemple, sur la figure 4.2(a) (structure X), la pointe pénètre jusqu'à 14 nm dans les trous, sur la figure 4.2(b) (structure Y), la pointe pénètre jusqu'à 20 nm et sur la figure 4.2(c) (structure Z), la pointe pénètre jusqu'à 30 nm. Ces profondeurs sont petites par rapport à la profondeur des trous (250 nm), comme on peut le voir sur la figure 4.2(d) qui représente un profil de la topographie de la structure X à l'échelle des trous, ces derniers étant représentés par les surfaces colorées.

L'analyse topographique permet de connaître le comportement de la pointe à l'approche d'un trou et aussi de quelle manière elle y pénètre. En effet, lors du balayage, on peut constater des oscillations sur le profil après le passage d'un trou comme l'illustre les figures 4.2(b) et 4.2(c). Le suivi de la topographie pendant le balayage permet de régler par exemple la vitesse de balayage ou la rétroaction afin d'éviter au mieux ces oscillations et obtenir les meilleures images topographique et optique possible.

En obtenant une bonne image topographique, on peut ensuite placer la pointe à un endroit relativement précis au-dessus de la cavité et réaliser des spectres de photoluminescence en champ proche. Nous allons maintenant analyser les spectres qui ont été enregistrés au-dessus des cavités des structures X, Y et Z.

4.1.3 Analyse spectroscopique

La figure 4.3 présente les spectres de photoluminescence, en champ proche et en champ lointain, des trois structures X, Y et Z. Pour effectuer ces spectres en champ proche, la pointe est approchée de la surface en mode « shear-force » et reste à une position fixe, le temps du spectre.

Les figures 4.3(a), 4.3(c) et 4.3(e) présentent les spectres en champ lointain superposés aux spectres en champ proche (l'échelle de l'intensité est logarithmique, et elle le sera pour tous les spectres suivant).

On peut noter que le rapport signal sur bruit en champ proche est meilleur qu'en champ lointain grâce à la collection locale du signal. En effet, en champ lointain, le

Mode	A'''	A''	A'	A	B	C	D (laser)
Structure X : λ_{Mode} (nm)	1466	1472	1486	1492	1523	1560	1576
Structure Y : λ_{Mode} (nm)	1457	1476	1488	1494	1542	1575	1588
Structure Z : λ_{Mode} (nm)	1490	1516	1531	1541	1565	1599	1614

Tab. 4.3 – *Longueurs d'onde des modes des structures X, Y et Z.*

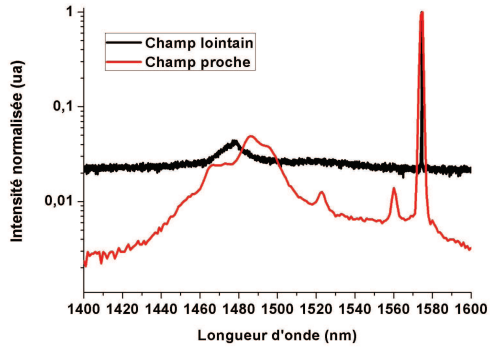
signal de photoluminescence des puits quantiques diffracté par le cristal est collecté en même temps que le signal dû au mode de la cavité. Dans la configuration SNOM, la détection est localisée sous la pointe, et seul ce qui est émis par la cavité est détecté : le contraste est donc meilleur.

On constate dans la figure 4.3(e), sur le spectre en champ lointain, la présence d'un ensemble de pics d'intensité élevée situé vers 1620 nm qui est un artefact dû au montage optique. En effet, la présence d'un réseau génère la diffraction d'ordre 2 du faisceau de la diode laser, que nous retrouvons ensuite sur le spectre car il n'est pas complètement éliminé par le filtre. Ce problème ne se présente pas dans les spectres en champ proche, car un filtre plus performant élimine plus efficacement le faisceau provenant de la diode laser.

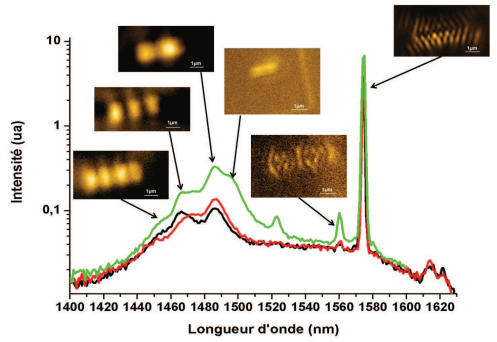
Notons sur la figure 4.3(b) que trois spectres réalisés sur la même structure mais avec trois positions différentes de la pointe au-dessus de la cavité sont superposés. Les pics n'ont pas exactement la même intensité pour chaque spectre car à une position donnée, la pointe détecte les modes dont l'extension spatiale est non nulle sous la pointe. La superposition de multiples spectres permet de s'assurer de la détection de tous les modes existants dans la cavité. Ces spectres sont collectés à des positions stratégiques tenant compte de l'étude théorique préliminaire.

Les spectres en champ proche des trois structures présentent 7 pics qu'on identifiera par la suite aux modes A''', A'', A', A, B, C et D tel que le mode D est le mode de plus basse énergie. Les longueurs d'onde de résonance des pics sont présentées dans le tableau 4.3.

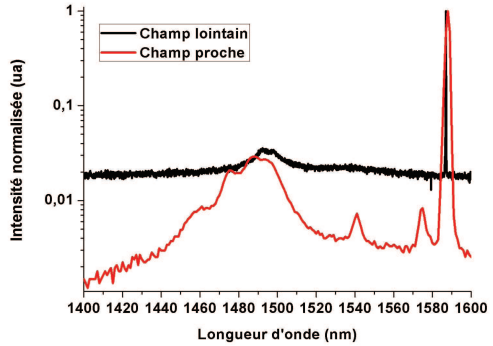
Pour chaque structure, le mode de plus basse énergie (mode D), qui est aussi le mode fondamental, présente un effet laser. On remarque qu'en champ lointain (Fig. 4.3(a), 4.3(c) et 4.3(e)), les pics des modes de plus haute énergie que le mode laser se dis-



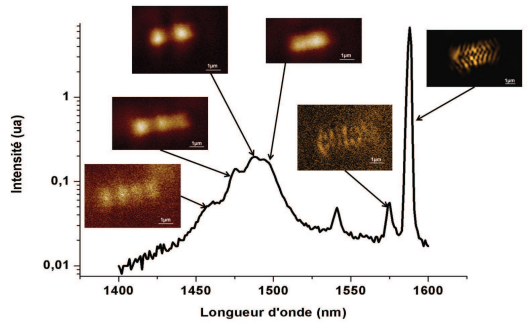
(a) Structure X



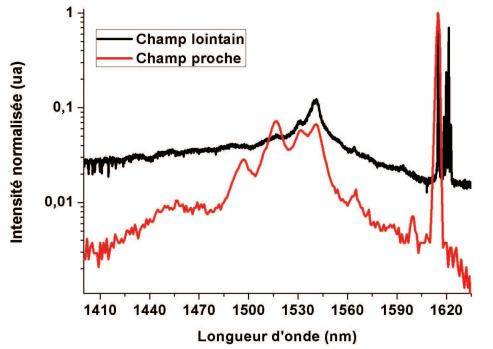
(b) Structure X



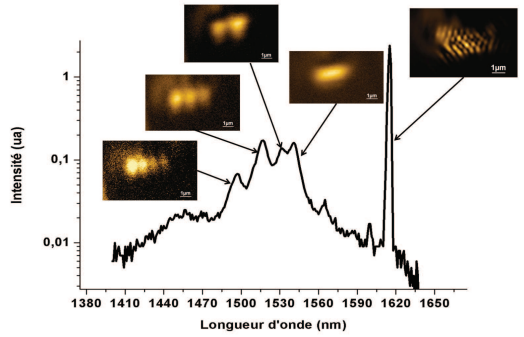
(c) Structure Y



(d) Structure Y



(e) Structure Z



(f) Structure Z

Fig. 4.3 – *Spectres de photoluminescence pour les structures X, Y, Z.*
(a), (c) et (e) : Spectre en champ proche superposé au spectre en champ lointain.
(b), (d), (f) : Spectres en champ proche avec les cartographies associées.

tinguent mal voire pas du tout. En effet, le champ lointain ne nous donne pas accès à tous les modes, notamment à ceux qui ne sont pas collectés dans l'ouverture numérique de l'ojectif de microscope utilisé : nous utilisons un objectif x50 d'ouverture numérique 0,42 qui collecte dans un cône de demi-angle 24,8°.

Les spectres en champ proche et en champ lointain se superposent assez bien, particulièrement pour le mode D, ce qui valide les longueurs d'onde de résonance.

Les largeurs à mi-hauteur des pics du mode laser sont de l'ordre du dixième de nanomètre pour les mesures en champ lointain alors qu'ils sont de l'ordre du nanomètre pour les mesures en champ proche à cause de la résolution des appareils. En effet, en régime laser, la largeur intrinsèque du pic est bien plus étroite que la largeur du mode [77], c'est-à-dire que le pic sur le spectre aura une largeur à mi-hauteur limitée par la résolution de l'appareil si elle est supérieure à 0,1 nm. Expérimentalement, un effet laser se manifeste pour nos structures pour des modes présentant un facteur de qualité de l'ordre de grandeur du millier minimum [78] (pour Q de l'ordre de 2000, $\Delta\lambda$=0,8 nm), ce qui est donc le cas du mode D.

Les longueurs d'onde de résonance mesurées pour le mode laser sont 1575 nm pour la structure X, 1588 nm pour la structure Y et 1614 nm pour la structure Z. Il y a donc un écart de 13 nm entre les longueurs d'onde du mode de plus basse énergie des structures X et Y et de 26 nm entre celles des structures Y et Z. De même, les modes de plus haute énergie que le mode laser ont des longueurs d'onde de résonance différentes suivant la structure étudiée.

L'écart existant entre les résonances des 3 structures provient de leurs différents paramètres géométriques. En effet, le facteur de remplissage tient un rôle important : s'il est plus grand, la cavité est plus petite et la longueur d'onde de résonance est également plus petite. Or, comme présenté dans la section 4.1.1 (p.87), le facteur de remplissage de la structure Z est plus faible (18,2%) que ceux des structures X et Y (respectivement 27 et 27,5%), ce qui explique le grand décalage existant entre les structures Y et Z. Cependant cette explication ne convient pas à l'écart de longueur d'onde entre les structures X et Y qui ont des facteurs de remplissage similaires. Cet écart peut être expliqué par des fluctuations géométriques non mesurées (circularité, emplacement et taille des trous, symétrie), car souvent peu visibles sur les images MEB.

Malgré l'écart en longueur d'onde entre les spectres obtenus pour les différentes structures, ceux-ci gardent la même allure, c'est-à-dire que l'on peut utiliser ces spectres

pour identifier les pics aux modes théoriques obtenus par les simulations. Comme on le voit dans les figures 4.3(b), 4.3(d) et 4.3(f) les cartographies expérimentales ont été réalisées aux longueurs d'onde mesurées sur les spectres grâce aux pics.

Le SNOM permet l'identification de deux pics situés à des longueurs d'onde très proches et obtenus pour deux cavités différentes : ainsi le mode à 1542 nm de la structure Y et le mode à 1541 nm de la structure Z n'ont pas la même cartographie et sont donc identifiés comme deux modes distincts.

Ainsi, grâce à la comparaison des données spectrales et cartographiques aux données des simulations numériques, l'identification des pics aux modes théoriques est possible.

4.1.4 Identification des modes expérimentaux aux modes théoriques

L'identification des pics observés sur les spectres des microcavités aux modes prévus théoriquement est une tâche généralement délicate. La possibilité de combiner la comparaison des spectres et les cartographies théoriques et expérimentales facilite considérablement ce travail. Nous considérerons tout d'abord le mode fondamental, correspondant au mode D qui présente un effet laser : les cartographies expérimentales et théoriques concordent très bien. Les autres critères d'identification sont l'utilisation des spectres en champ proche, et particulièrement de la position des pics et des distances intermodales, ainsi que la comparaison des cartographies expérimentales et théoriques.

Des simulations numériques ont été refaites avec des paramètres (a=458 nm et ff=32%) proches de ceux de la structure Y afin de mieux comparer les résultats. Les calculs concernant les longueurs d'onde de résonance et les facteurs de qualité sont présentés ici. Les distances intermodales expérimentales et théoriques sont présentées dans le tableau 4.4.

Comparons tout d'abord les écarts de la structure Y avec les simulations : pour les écarts entre C et D, entre B et C, entre A et B et entre A''' et A'', l'accord est plutôt bon contrairement aux écarts entre A'' et A' et entre A' et A. Cet accord partiel entre théorie et expérience est dû aux écarts géométriques entre structures réelle et théorique. En effet, la structure théorique présente des fluctuations géométriques dues à la discrétisation

	A'''-A''	A''-A'	A'-A	A-B	B-C	C-D
Théorie : $\Delta\lambda$ (nm)	18	22	16	57	31	10
Structure X : $\Delta\lambda$ (nm)	6	14	6	31	37	15
Structure Y : $\Delta\lambda$ (nm)	19	12	6	48	33	13
Structure Z : $\Delta\lambda$ (nm)	26	15	10	24	34	15

Tab. 4.4 – *Ecarts théoriques et expérimentaux entre les longueurs d'onde des modes de la cavité CL7.*

de la cellule de calcul distincte de celles de la structure fabriquée, qui proviennent notamment de la lithographie électronique (cf. Section 2.2.2, p.35).

Comparons maintenant les cartographies expérimentales associées aux pics d'intensité sur les spectres (Fig. 4.3(b), 4.3(d) et 4.3(f)), et particulièrement celles des modes de la structure Y, avec les cartographies théoriques afin de corroborer les identifications. Pour cela, toutes les cartographies de la structure Y sont présentées dans les figures 4.4, 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, associées aux simulations FDTD-3D correspondantes.

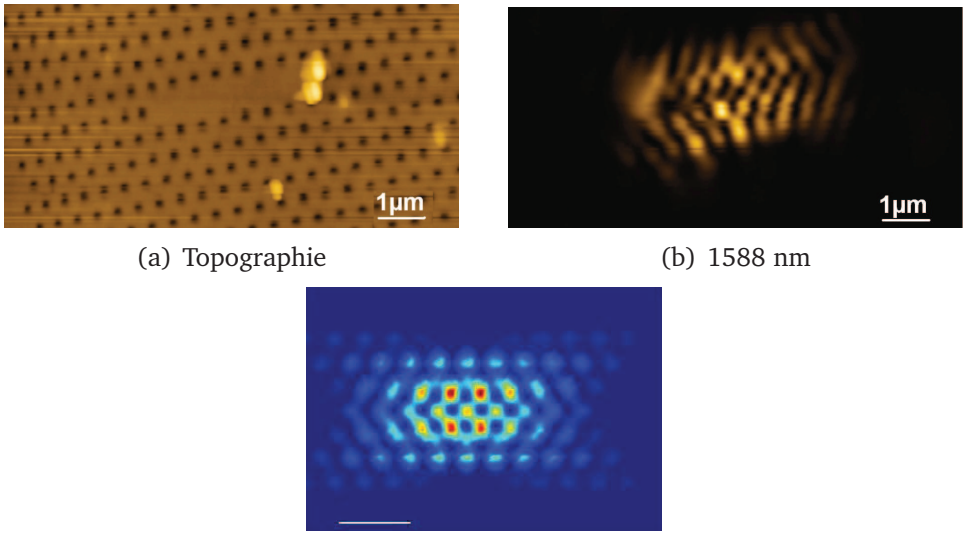
Cependant, comme nous allons le voir, dans le cas où le signal lié au mode est trop faible (par exemple le mode B de la structure Y à 1542 nm), voire nul lors de la caractérisation, la cartographie présente un très mauvais rapport signal sur bruit et la comparaison peut se révéler complexe.

Nous allons commencer par l'identification du mode fondamental.

a) Le mode fondamental : le mode D

La comparaison des figures 4.4(b) et 4.4(c) permet d'identifier le mode de la structure Y présentant un effet laser (1588 nm) au mode D des simulations numériques. En effet, les distributions spatiales sont identiques. Notons que la résolution spatiale atteint ici $\frac{\lambda}{6}$.

Dans l'étude théorique, le mode D est le mode fondamental de la cavité et aussi celui qui présente le facteur de qualité le plus fort (jusqu'à 4 fois supérieur à celui des autres modes). Expérimentalement, le mode de plus basse énergie est le seul à présenter un facteur de qualité suffisant pour permettre un effet laser. Ces éléments corroborent l'identification du mode expérimental de plus basse énergie au mode D.



(a) Topographie (b) 1588 nm

(c) 1530 nm

Fig. 4.4 – *Topographie (a), cartographie optique (b) et simulation FDTD-3D (c) du mode D, structure Y.*

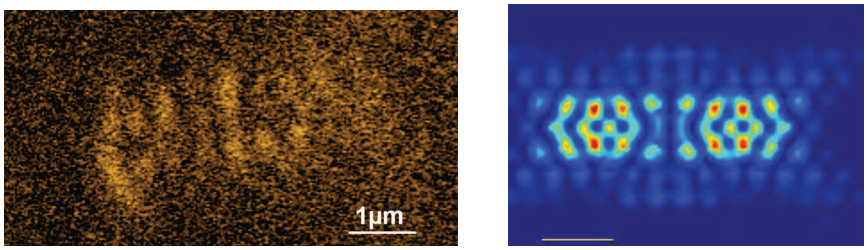
Dans ce qui suit, les modes expérimentaux de plus haute énergie que le mode D sont identifiés aux modes théoriques par rapport au mode D, en utilisant les distances intermodales et les cartographies.

b) Les modes C et B

Les modes autres que le mode D ne lasent pas. Le signal issu de la cavité est uniquement dû à la photoluminescence des puits quantiques structurée par les modes. L'intensité du signal est beaucoup plus faible que lors d'une émission laser et la qualité des images SNOM, en terme de contraste et de rapport signal sur bruit, est moindre que pour le mode D. Néanmoins pour certains modes, le signal est suffisant pour avoir une cartographie identifiable aux simulations, comme pour le mode C.

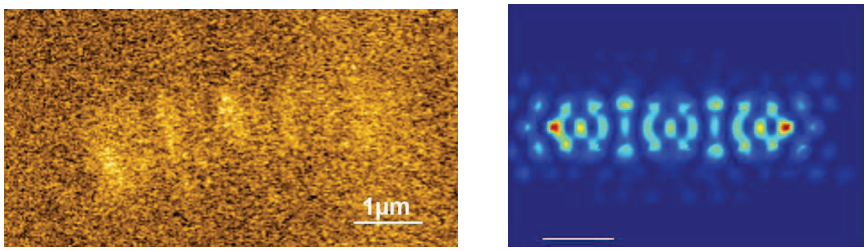
En effet, expérimentalement, le mode dont la longueur d'onde est inférieure de 13 nm à celle du mode laser (mode à 1575 nm présenté figure 4.5(a)) a une répartition spatiale similaire à celle du mode théorique C (Fig. 4.5(b)) dont la longueur d'onde est 10 nm inférieure à celle du mode D. Comme les distances intermodales et les distributions spatiales concordent, on peut identifier ce mode au mode C.

Le mode suivant (1542 nm), présenté figure 4.6, est très peu intense (le rapport si-



(a) 1575 nm (b) 1517 nm

Fig. 4.5 – *Cartographie optique (a) et simulation FDTD-3D (b) du mode C, structure Y.*



(a) 1542 nm (b) 1483 nm

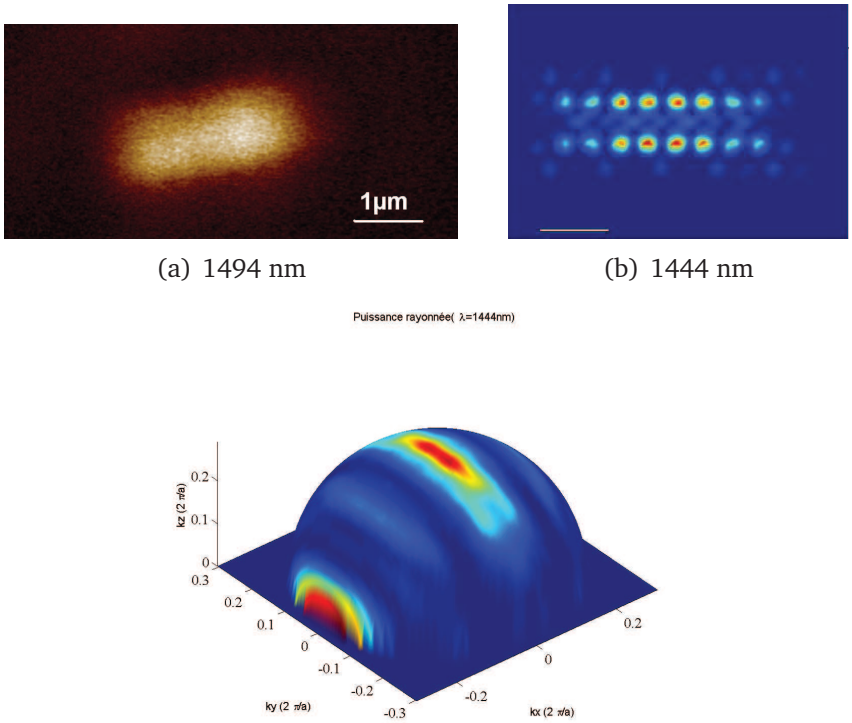
Fig. 4.6 – *Cartographie optique(a) et simulation FDTD-3D (b) du mode B, structure Y.*

gnal sur bruit est très faible) et il est difficile de comparer la cartographie expérimentale à la cartographie théorique du mode B. Cependant la distance intermodale expérimentale est de 33 nm, et les simulations prévoient un écart spectrale de 31 nm entre les modes B et C. L'identification se fait donc sur la seule comparaison des distances intermodales dont les valeurs sont proches. Le pic à 1542 nm est donc identifié au mode B.

c) Les modes A, A', A" et A"'

Les modes suivants ne présentent pas une cartographie similaire aux simulations, mais leurs positions dans le spectre permettent de les identifier. La raison de l'écart entre les distributions spatiales et théoriques sera discutée par la suite.

Les pics à 1494 nm, 1488 nm et 1476 nm présentent des intervalles spectraux (6 et 12 nm respectivement) différents des distances intermodales entre les modes A et A' (16 nm) et entre les modes A' et A" (22 nm) des simulations numériques. En revanche, l'intervalle spectral entre les pics à 1476 nm et à 1457 nm est de 19 nm, valeur proche

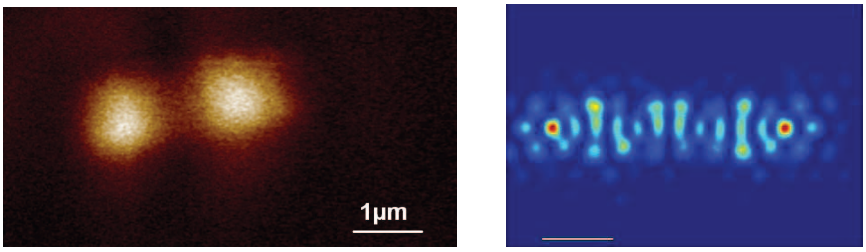


(a) 1494 nm (b) 1444 nm

(c) 1444 nm

Fig. 4.7 – *Cartographie optique expérimentale (a), cartographie (b) et rayonnement (c) obtenus par simulation FDTD-3D pour le mode A, structure Y.*

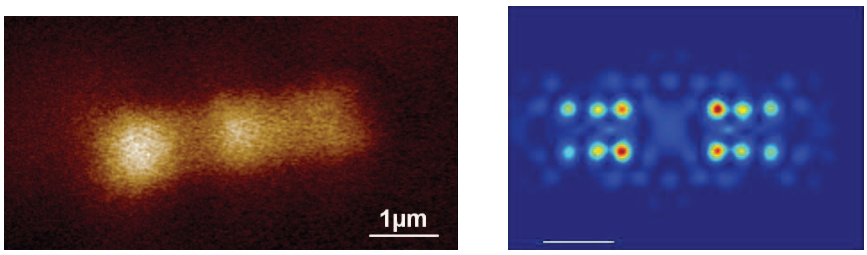
de la distance intermodale théorique qui est de 18 nm (Tableau 4.4). Il est donc délicat de s'appuyer sur la comparaison des intervalles spectraux et des distances intermodales. D'autre part les cartographies expérimentales ne peuvent pas être identifiées aux modes théoriques. Nous nous appuyons donc sur le fait que la cavité présente 7 modes, et sur l'ordre d'apparition des pics sur le spectre pour identifier les modes expérimentaux dont les longueurs d'onde de résonance sont de 1494 nm, 1488 nm, 1476 nm et 1457 nm aux modes A, A', A" et A"' respectivement.



(a) 1488 nm (b) 1427 nm

Fig. 4.8 – *Cartographie optique (a) et simulation FDTD-3D (b) du mode A', structure Y.*

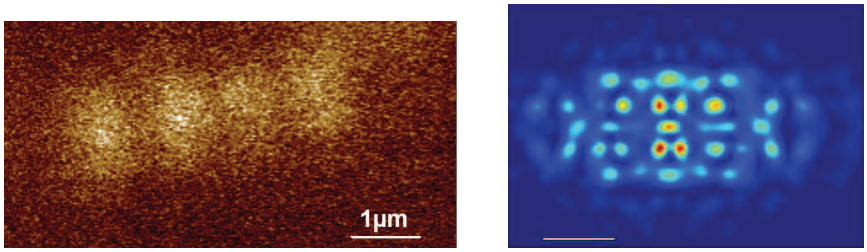
Comme nous venont de l'évoquer, les cartographies expérimentales ne correspondent pas aux cartographies théoriques. En revanche, les cartographies expérimentales obtenues sur la structure Y sont très semblables à celles obtenues pour les structures X et Z, ce qui indique que les propriétés des structures sont stables et les mesures reproductibles. Nous allons donc étudier ces cartographies pour comprendre pourquoi elles sont différentes de celles de l'étude théorique.



(a) 1476 nm (b) 1419 nm

Fig. 4.9 – *Cartographie optique (a) et simulation FDTD-3D (b) du mode A", structure Y.*

On observe sur les cartographies présentées figures 4.7(a), 4.8(a), 4.9(a) et 4.10(a) que les distributions spatiales des modes forment des lobes, respectivement 1, 2, 3 et 4 lobes (Fig. 4.3).



(a) 1457 nm (b) 1395 nm

Fig. 4.10 – *Cartographie optique (a) et simulation FDTD-3D (b) du mode A"', structure Y.*

Essayons d'évaluer la résolution spatiale obtenue pour ces modes. L'analyse de la figure 4.7(a) donne une largeur de lobe de 2,6 μm. L'écart entre les deux lobes de la figure 4.8(a) est de 1,65 μm avec une taille des lobes de l'ordre de 1,15 μm. Dans le cas du mode à 3 lobes (Fig. 4.9(a)), les écarts mesurés entre les maxima sont 1,3 μm et 1,2μm et la taille des lobes est de l'ordre de 1 μm. Quant au mode de la figure 4.10(a) présentant 4 lobes, les écarts entre maxima sont en moyenne de 1,15 μm et la taille des

lobes est de l'ordre de 0,9 μm.

Ces distances sont supérieures à $\frac{\lambda}{2}$, ce qui nous indique que la résolution n'est pas sub-longueur d'onde et donc que le signal optique ne correspond pas à un champ évanescent. La résolution est donc beaucoup moins bonne que pour les modes précédents. Hors, si l'on regarde le diagramme de rayonnement du mode A (Fig. 4.7(c)), on observe que le mode A a un rayonnement rasant mais également vertical, ce qui expliquerait la faible résolution. En effet, la pointe capte alors beaucoup de signal mais perd en résolution.

Pour essayer de vérifier cette hypothèse, nous avons calculé les cartographies à différentes altitudes afin de les comparer aux cartographies expérimentales.

Nous avons remarqué qu'à certaines altitudes les cartographies théoriques correspondaient aux distributions spatiales expérimentales. Ce qui pourrait confirmer notre hypothèse que le signal du champ évanescent est masqué par le champ rayonnant. Un

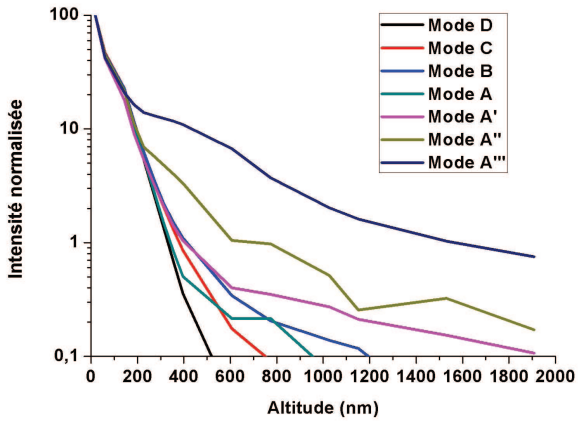
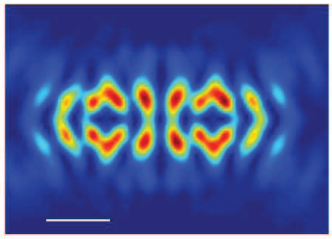
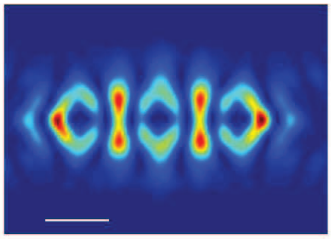


Fig. 4.11 – *Intensité maximum normalisée de chaque mode en fonction de l'altitude de la pointe. L'échelle de l'intensité est logarithmique.*

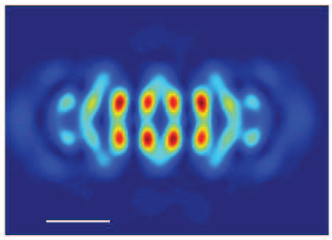
autre phénomène se superpose : la position des pics par rapport au pic d'émission des puits quantiques. En effet, le pic de photoluminescence est centré sur 1500 nm, c'est-à-dire à l'emplacement spectral des pics entre 1457 et 1494 nm. Au contraire, les pics des modes B, C et D sont situés sur la partie décroissante du pic de photoluminescence. Ce qui signifie que lors du balayage, la pointe capte également la photoluminescence résiduelle. Le champ n'est donc pas purement évanescent. Cet effet, ajouté au rayonnement



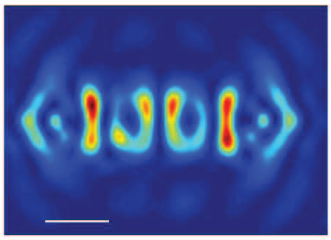
(a) Mode C à 270 nm



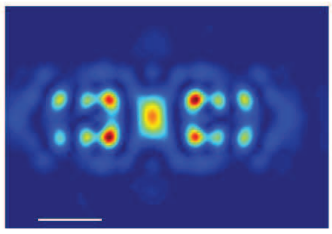
(b) Mode B à 270 nm



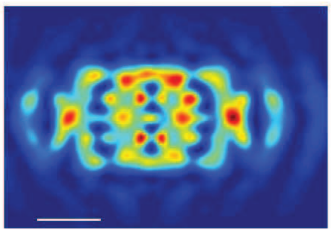
(c) Mode A à 354 nm



(d) Mode A' à 270 nm



(e) Mode A" à 186 nm



(f) Mode A"' à 144 nm

Fig. 4.12 – *Cartographies théoriques :*
(a) Mode C à 270 nm, (b) Mode B à 270 nm, (c) Mode A à 354 nm,
(d) Mode A' à 270 nm, (e) Mode A" à 186 nm, (f) Mode A"' à 144 nm.

vertical d'un mode, peut diminuer la résolution spatiale lors de la caractérisation.

Pour comparer les comportements évanescents des modes théoriques, nous pouvons analyser la figure 4.11 qui présente l'intensité maximum normalisée de chaque cartographie à une altitude donnée.

On remarque que l'intensité du mode D décroît exponentiellement, tandis que les autres modes présentent une décroissance exponentielle jusqu'à environ 200 nm d'altitude. Au-delà, leur décroissance est plus lente. Les courbes s'écartent de la droite pour les mode C, B et A' à 270 nm, pour le mode A à 354 nm, pour le mode A" à 186 nm,

pour le mode A'" à 144 nm. Les cartographies des modes à ces altitudes sont présentées figure 4.12.

Pour déterminer la profondeur de pénétration théorique du mode D, nous avons modélisé la courbe d'intensité par une décroissance exponentielle et la valeur obtenue est de 69,4 nm. Les autres modes de correspondant pas au modèle exponentiel (en particulier A, A', A" et A'"), leur profondeur de pénétration n'a pas été estimée.

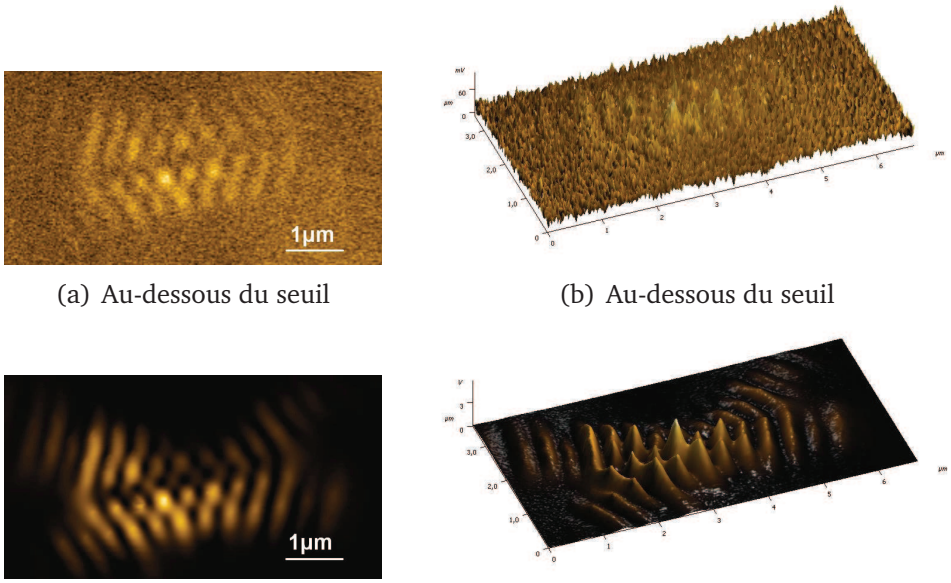
4.1.5 Etude complémentaire sur le mode D

Nous allons approfondir l'étude sur le mode D car c'est le mode qui a été utilisé pour évaluer l'impact de la nature et de la forme de la pointe. Parmi tous les modes, celui-ci a donné d'excellents résultats avec le SNOM. En effet, ce mode ayant un bon facteur de qualité, il présente un excellent confinement et un effet laser. Son champ est donc intense. De plus, le diagramme de rayonnement indique qu'il est purement évanescent, ce qui correspond à des conditions de PSTM (Photon Scanning Tunneling Microscope).

a) Cartographies avec ou sans effet laser

Nous avons évoqué plusieurs fois au cours de ce chapitre l'effet laser du mode D. Des cartographies ont été réalisées au-dessous et au-dessus du seuil laser afin de les comparer. La figure 4.13 présente les cartographies représentées en 2 dimensions et 3 dimensions au-dessous et au-dessus du deuil laser pour la structure X. On observe tout d'abord que le rapport signal sur bruit est meilleur pour les cartographies au-dessus du seuil laser. En effet, La comparaison des cartographies en 3 dimensions des figures 4.13(b) et 4.13(d) montre que le signal se détache mieux du bruit dans le cas de la cartographie au-dessus du seuil laser.

Nous venons de voir le comportement du mode D en champ proche au-dessus et au-dessous du seuil laser, maintenant nous allons voir son comportement expérimental en champ lointain.



(a) Au-dessous du seuil (b) Au-dessous du seuil

(c) Au-dessus du seuil (d) Au-dessus du seuil

Fig. 4.13 – *Cartographie en champ proche du mode D à 1575 nm (structure X) :*
(a) Représentée en 2D au-dessous du seuil laser.
(b) Représentée en 3D au-dessous du seuil laser.
(c) Représentée en 2D au-dessus du seuil laser.
(d) Représentée en 3D au-dessus du seuil laser.
La barre blanche représente 1 μm.

b) Cartographie en champ lointain

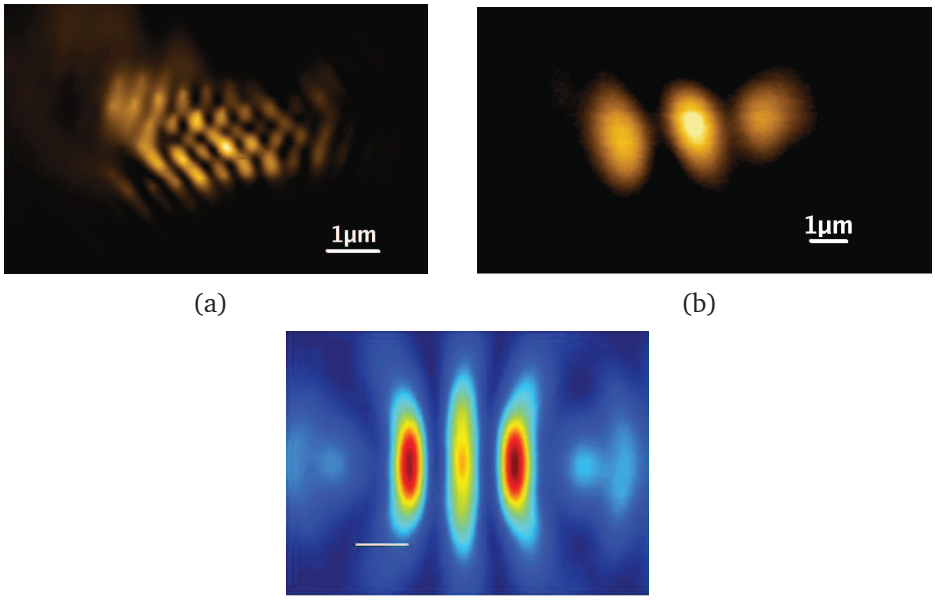
Une cartographie expérimentale du mode D en champ lointain (à 1200 nm de la surface) a été réalisée pour la structure Z (Fig. 4.14(b)).

La figure 4.14(a) présente la cartographie expérimentale du même mode en champ proche, et on remarque que les cartographies sont différentes.

En effet, sur la cartographie expérimentale à 1200 nm d'altitude, on observe 3 lobes distincts. La figure 4.14(c) présente la cartographie calculée à 1194 nm d'altitude, et la distribution spatiale du mode est très similaire à celle du mode expérimental.

La distance entre les maxima de la cartographie expérimentale présentée figure 4.14(b) est de 1,9 μm et la taille des lobes est de l'ordre de 1 μm, alors que pour la cartographie théorique, la distance entre les maxima est de 1 μm avec une taille de lobe de l'ordre de 0,68 μm.

Cette légère différence peut s'expliquer par le fait que la pointe n'est pas ponctuelle



(a) (b)

(c)

Fig. 4.14 – *(a) Cartographie en champ proche optique du mode D à λ=1614 nm, structure Z.*
(b) Cartographie optique du mode D à une longueur d'onde de 1614 nm, structure Z et à une altitude de 1200 nm.
(c) Cartographie théorique du mode D à une altitude de 1194 nm.
La barre blanche représente 1 μm.

mais de taille finie, ce qui a pour conséquence d'augmenter sensiblement sa section efficace de collection.

Le comportement du mode D coïncide donc globalement bien avec les simulations : aussi bien à la surface qu'en champ lointain. Ce mode a été observé sur la plupart des structures caractérisées, avec la même allure, mais à divers emplacements spectraux à cause des disparités géométriques des structures. C'est donc le mode le mieux adapté pour observer l'influence d'une pointe.

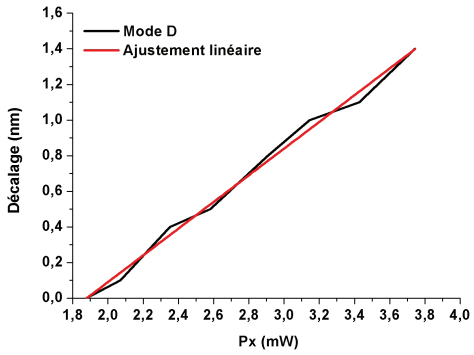
Cependant, pour observer cet effet, il faut identifier les autres paramètres pouvant influencer la longueur d'onde : notamment la puissance de pompe.

c) Comportement du mode en fonction de l'excitation

Nous avons estimé l'influence que pouvait avoir la puissance de pompe sur la longueur d'onde du mode D. Pour cela, la pointe a été placée au-dessus de la cavité et après avoir optimisé et fixé les paramètres (alignement, illumination), un spectre a été

enregistré pour chaque puissance de pompe. La position du pic du mode D a été relevée pour chaque puissance et représentée figure 4.15. Ces mesures ont été faites au-dessus du seuil laser. La puissance utilisée ici, P_x est reliée à la puissance que reçoit la structure de façon directe avec un coefficient difficile à estimer notamment à cause de l'incidence oblique et de la taille du spot d'excitation.

Les résultats présentés ont été réalisés sur le mode D de la structure Z avec une pointe silice. La figure 4.15 présente l'évolution de la longueur d'onde du mode D quand la puissance émise par la diode laser varie de 1,9 à 3,7 mW. La pente a été estimée en effectuant un ajustement linéaire de la courbe. La valeur obtenue est de l'ordre de 0,8 nm/mW Le décalage en longueur d'onde obtenu pour une augmentation de la puissance de 1,2 mW est de 1,4 nm avec la pointe en silice. Un décalage similaire pour la même variation a été obtenu avec une pointe en silice recouverte de silicium. Le décalage en longueur d'onde étant significatif, seuls deux spectres réalisés à la même puissance de pompe et dans les mêmes conditions d'excitation (alignement, focalisation) pourront être comparés. En effet, les spectres sont reproductibles quand les conditions ne sont pas modifiées.



(a)

Fig. 4.15 – *Influence de la puissance émise sur la longueur d'onde du mode D de la structure Z avec une pointe en silice.*

La longueur d'onde augmente donc significativement quand on augmente la puissance de pompe mais la nature de la pointe ne modifie pas cette influence : nous pourrons donc étudier l'influence de la nature de la pointe à condition de garder la puissance

de pompe constante entre deux spectres.

L'explication de ce phénomène repose sur un effet thermique car les conditions de pompage provoquent un échauffement local. Cet échauffement a pour effet de modifier l'indice de réfraction de la membrane d'InP qui varie linéairement avec la température [79]. Dans ce qui suit, nous avons tenté d'évaluer l'élévation de température en utilisant les valeurs de l'indice de l'InP trouvées dans la littérature [80] pour modéliser schématiquement notre cavité linéaire.

Pour une cavité Fabry-Pérot linéaire qui présenterait les mêmes caractéristiques (mêmes longueur, indice et résonance), les longueurs d'onde des modes s'exprimeraient en fonction de l'indice, par la formule :

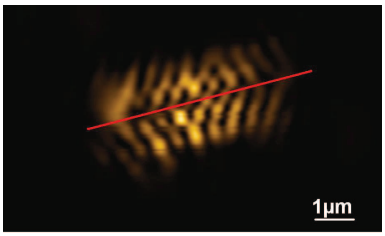
$$\lambda = \frac{2Ln(\lambda, T)}{q} \tag{4.1}$$

où L est la longueur de la cavité, n l'indice de réfraction et q le numéro du mode. En prenant comme indice l'indice effectif (2,6), cette équation permet d'évaluer la valeur de q que l'on trouve égale à 12. Cette valeur est dans le même ordre de grandeur que celui donné par l'analyse des images SNOM et de simulations. 9 oscillations (ou 9 maxima) sont comptées le long de la cavité CL7 comme le montre le profil du mode à la surface sur les figures 4.16(b) pour la cartographie expérimentale et 4.16(d) pour la cartographie théorique.

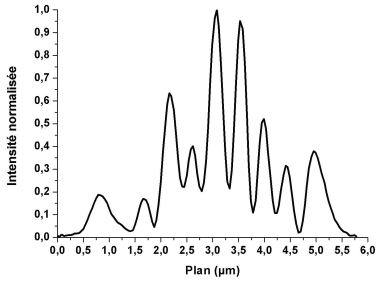
Expérimentalement, comme nous pouvons le lire sur la figure 4.15, la puissance de pompe provoque un décalage en longueur d'onde de 1,4 nm. Toujours en modélisant simplement notre cavité CL7 par une cavité Fabry-Pérot linéaire, la variation d'indice dn correspondant à la variation de longueur d'onde $d\lambda$ peut être estimée grâce à la relation suivante (découlant de la relation 4.1) :

$$dn = \frac{q}{2L} d\lambda \tag{4.2}$$

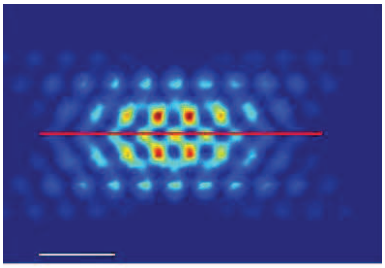
Ainsi, pour une augmentation de la longueur d'onde de 1,4 nm, la variation d'indice correspondante est $2,21.10^{-3}$.



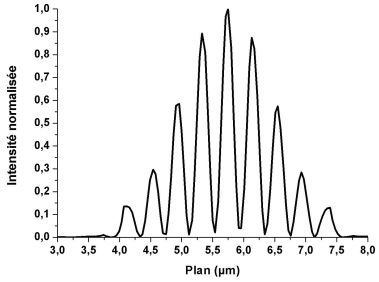
(a) Cartographie expérimentale



(b) Profil expérimental



(c) Cartographie théorique



(d) Profil théorique

Fig. 4.16 – *(a) Cartographie expérimentale du mode D.*
(b) Profil du mode D au centre de la cavité.
(c) Cartographie théorique du mode D.
(d) Profil théorique du mode D au centre de la cavité.
Les profils sont suivant les droites rouges.

Nous allons utiliser cette estimation rudimentaire de la variation de l'indice de réfraction pour remonter à la variation de température qui l'a induite. Pour cela, nous allons utiliser les travaux de Gini [79] qui établit pour l'InP une formule empirique reliant $\frac{dn}{dT}$ à λ.

Tout d'abord, la formule semi-empirique donné par Pettit et Turner [81] est utilisée pour nous donner, à une température donnée, la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde dans le domaine de transparence :

$$n^2 = A + \frac{B}{1 - \frac{C^2}{\lambda^2}} \tag{4.3}$$

Les valeurs de A, B et C^2 à $25°$C, qui sont empiriques, sont données pour l'InP dans [79]. La relation s'écrit alors :

$$n^2 = 7,233 + \frac{2,34}{1 - \frac{0,382}{\lambda^2}} \tag{4.4}$$

La variation de l'indice en fonction de la longueur d'onde à $25°$C est tracée sur la figure 4.17.

Ensuite, les travaux de Gini [79] ont montré que, à une longueur d'onde fixée, l'indice varie linéairement avec la température. Dans ces travaux, le coefficient linéaire de température $\frac{dn}{dT}$ (K^{-1}) a été mesuré en fonction de la longueur d'onde (de 1,2 à 1,6 μm), et l'équation de la courbe d'ajustement des mesures expérimentales est :

$$\frac{dn}{dT} = (8,36 - 8,194\lambda).10^{-4} + 2,6.10^{-4}\lambda^2 \tag{4.5}$$

avec λ en μm.

Par l'intermédiaire des valeurs du coefficient linaire de température, la courbe de dispersion peut être cette fois-ci tracée pour n'importe quelle température. Nous l'avons fait pour 40, 55, 70, 85 et 100°C (Fig. 4.17(a) et 4.17(b)).

Connaissant maintenant le coefficient linéaire de température pour la longueur d'onde de résonance de notre cavité (1607 nm), la variation de température peut être calculée : elle est de l'ordre de $12°$C. En prenant comme condition expérimentale une température de départ de 25°C, on peut considérer que la température atteinte est 37°C. La courbe de dispersion à cette température a été tracée dans la figure 4.17(a) à titre de comparaison.

Grâce au modèle de Fabry-Pérot, nous avons pu donner un ordre de grandeur à la variation de température correspondant à notre expérience : elle est d'une dizaine de degré. Cette valeur paraît raisonnable au regard de nos conditions expérimentales. Cette élévation de température provoque une augmentation de la longueur d'onde de résonance des cavités, ce qui signifie que les spectres doivent être enregistrés à puissance de pompe constante pour pouvoir les comparer entre eux et pour que notre étude sur l'impact de la nature de la pointe, que nous allons présenter par la suite, soit valide.

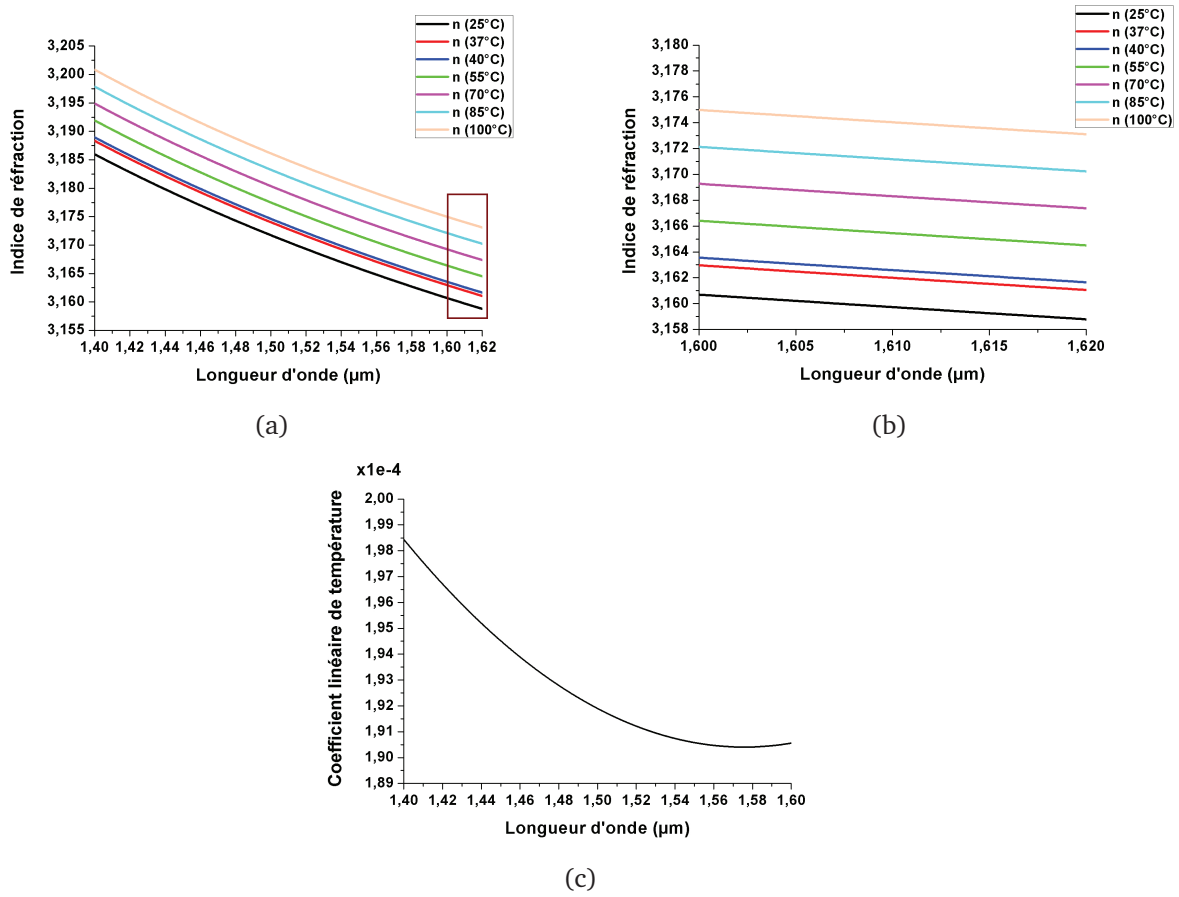


Fig. 4.17 – *(a) Courbes de dispersion dans l'InP pour des températures de 25 à 100 °C.*
(b) Zoom sur la gamme de longueur d'onde de 1,5 à 1,6 μm.
(c) Evolution du coefficient linéaire de température en fonction de la longueur d'onde.

4.1.6 Impact de la pointe en silice

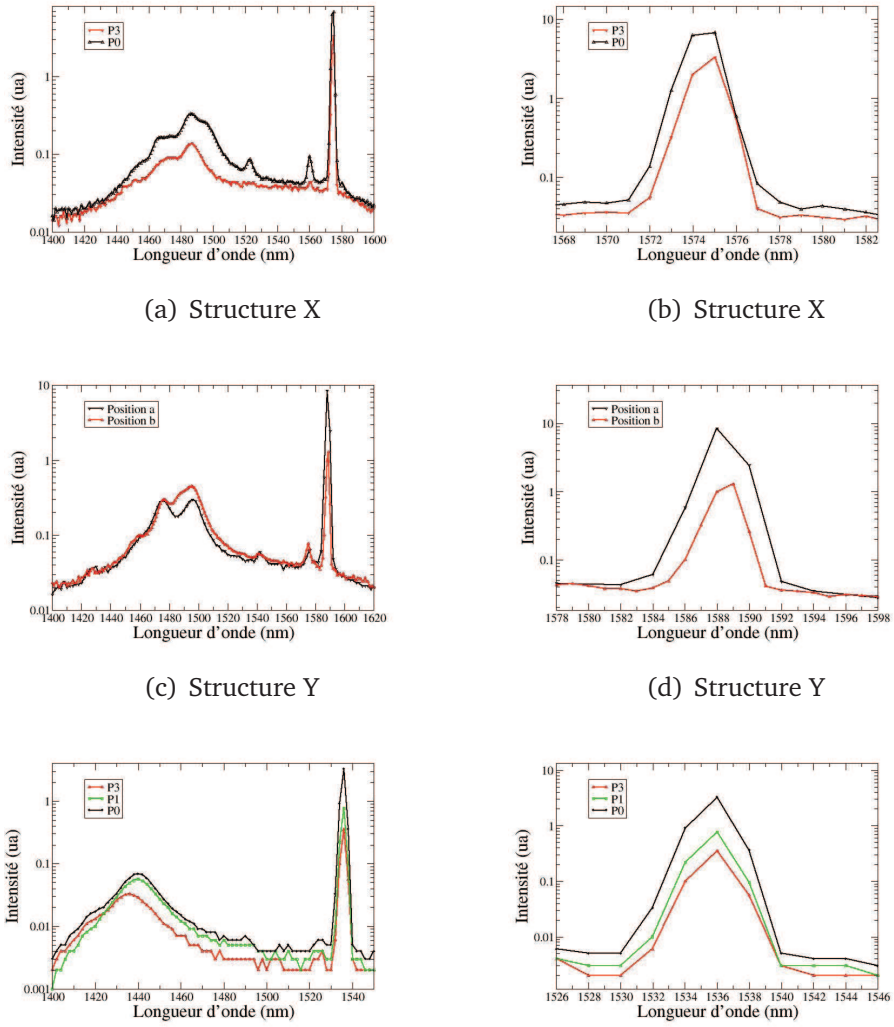
Nous allons tout d'abord étudier l'impact d'une pointe en silice sur les modes de nos cavités, et particulièrement sur le mode D. En effet, ce mode présentant un effet laser, il devrait être plus sensible que les autres aux conditions expérimentales. Nous allons donc comparer des spectres réalisés à différentes positions au-dessus de la cavité, parfois à des positions aléatoire pour vérifier l'impact de la pointe sur la longueur d'onde de résonance du mode D.

Nous nous concentrerons ici principalement sur les positions P0 et P3, qui ont fait l'objet de l'analyse la plus complète.

Nous utiliserons une échelle logarithmique pour l'axe des ordonnées car le mode D

étant un mode laser, son intensité est très supérieure à celle des autres modes, et cette échelle nous permet de visualiser facilement les pics des modes B, C, A, A', A" et A"'.

Dans un premier temps regardons les spectres en champ proche pour les structures X (Fig. 4.18(a) et 4.18(b)) et Y (Fig. 4.18(c) et 4.18(d)), ainsi que pour une structure du groupe 5 dont le mode D se présente à une longueur d'onde de 1536 nm, que l'on nommera ici la structure W ((Fig. 4.18(e) et 4.18(f)). Dans le cas de la structure X, ce



(a) Structure X (b) Structure X

(c) Structure Y (d) Structure Y

(e) Structure W (f) Structure W

Fig. 4.18 – *Influence de la position de la pointe en silice sur la longueur d'onde de résonance de la microcavité des structures X, Y et W :*
(a) Spectre en champ proche et (b) agrandissement sur le mode D, structure X.
(c) Spectre en champ proche et (d) agrandissement sur le mode D, structure Y.
(e) Spectre en champ proche et (f) agrandissement sur le mode D, structure W.
L'axe des ordonnées représente l'intensité avec une échelle logarithmique.

sont les positions P0 et P3 qui ont été testées, dans le cas de la structure Y, ce sont des positions aléatoires au-dessus de la cavité et pour la structure W, ce sont les positions P0, P1 et P3. On remarque que dans les trois cas, il n'y a pas d 'influence notable de la pointe sur la longueur d'onde de résonance du mode D. Notons que dans tous les cas, le pic du mode D en P0 est toujours le plus intense, ce qui indique bien que l'on est sur le ventre principal de la cavité.

Ensuite, une structure différente des structures précedentes (X, Y, Z, ...), présentant le mode D à 1576 nm et que l'on notera comme la structure V est étudiée pour observer l'influence de la pointe en silice sur son spectre. Le spectre du pic à 1576 nm, obtenu en champ lointain, est présenté figure 4.19(b). La largeur à mi-hauteur est de 0,2 nm, largeur limitée par la résolution de l'appareil car c'est un mode laser. La figure 4.19(c) montre le spectre en champ proche pour deux positions de la pointe : P0 (centre de la cavité) et P3 (extrémité de la cavité) comme présenté figure 4.19(a). Un agrandissement du pic à 1576 nm est présenté figure 4.19(d). La largeur à mi-hauteur du pic est de 2 nm. Cette valeur élevée, éloignée de la valeur obtenue par photoluminescence diffractée est due à l'ouverture des fentes du monochromateur. En effet, il faut faire un compromis entre l'intensité reçue par le capteur et la résolution.

Quand la pointe est déplacée de P0 à P3, les propriétés du modes sont très légèrement modifiées. En effet, comme nous l'avons évoqué auparavant, suivant la position de la pointe, le mode se couple différemment avec celle-ci. Ainsi, la figure 4.19(c) montre que le mode à 1531,5 nm (mode B) est détecté quand la pointe est en P0 mais pas quand la pointe est en P3. Inversement le mode à 1565 nm (mode C) est détecté en P3 et pas en P0. Suivant la position de la pointe, les pics correspondants aux différents modes ont donc une intensité variable, d'où l'intérêt de réaliser plusieurs spectres pour être sûr que tous les modes soient détectés.

La figure 4.19(d) montre que la longueur d'onde du mode D n'est pas clairement modifiée quand on déplace la pointe, mais l'intensité est divisée par 4 car à la position P3, le mode D présente un noeud. A cette position, l'extension spectrale du mode D est moindre qu'en P0 et donc son intensité sur le spectre est moindre. Cependant, on

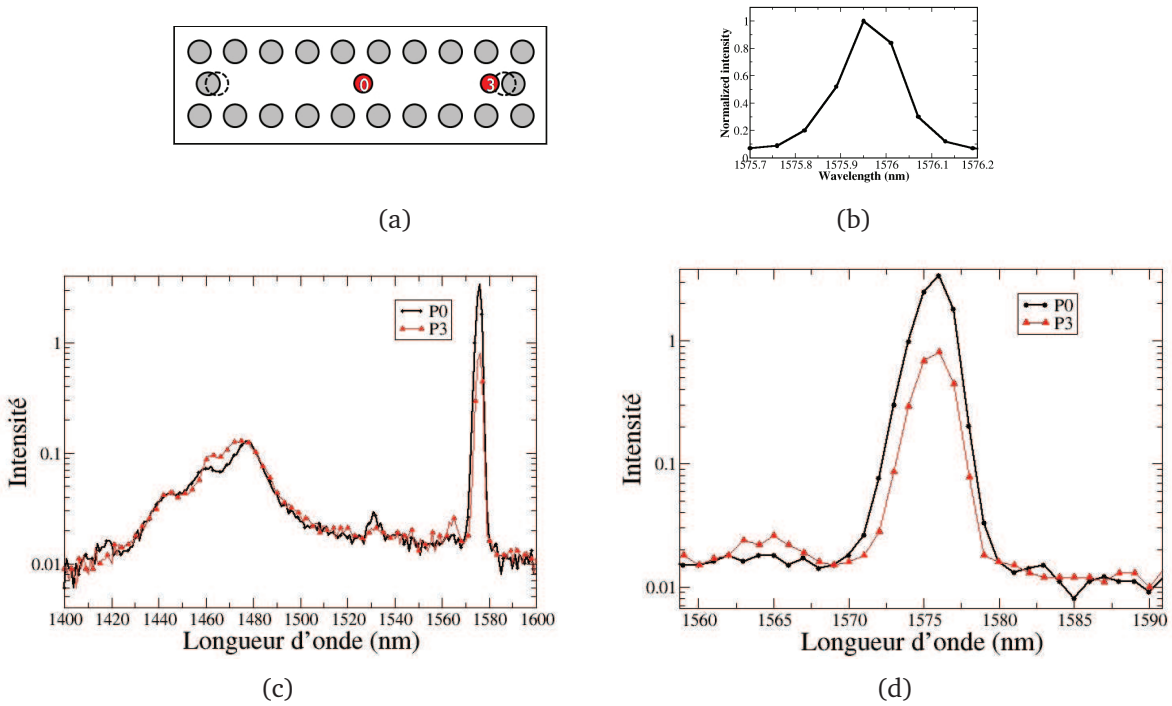


Fig. 4.19 – *Influence de la position de la pointe en silice sur la longueur d'onde de résonance de la microcavité de la structure V :*
(a) Positions P0 et P3 par rapport à la cavité
(b) Spectre en champ lointain du pic du mode D
(c) Spectre en champ proche avec la pointe au centre (P0) et sur le bord (P3) de la cavité.
(d) Zoom sur le pic du mode D.
L'axe des ordonnées représente l'intensité avec une échelle logarithmique

peut noter que même si l'on ne détecte pas de décalage en longueur d'onde, il peut y en avoir un, mais très faible par rapport au pas de collection du spectre (1 nm) et de la résolution de notre monochromateur.

Ces différentes observations confirment cependant les résultats théoriques qui montrent que la pointe en silice est un outil de caractérisation quasimment passif. Elle peut induire des décalages en longueur d'onde de l'ordre de 10^{-1} nm et elle est sensible à la distribution spatiale du mode. Cette caractéristique de la pointe en silice est essentielle pour cartographier la distribution spatiale d'un mode avec le minimum de perturbation possible.

4.1.7 Synthèse

Dans cette partie nous avons caractérisé les structures fabriquées et identifié les modes de la cavité. En faisant varier les conditions de pompage, un décalage en longueur d'onde de l'ordre du nanomètre peut être obtenu, ce qui nous indique que si nous voulons montrer l'influence de la nature de la pointe sur la longueur d'onde, les spectres devront être mesurés avec la même puissance de pompe. Ensuite grâce au mode D, nous avons pu montrer l'influence limitée de la pointe en silice sur la longueur d'onde et nous allons estimer l'influence d'une pointe en silice recouverte de silicium.

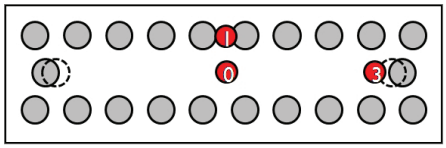
4.2 Microscopie optique de champ proche : approche perturbative

4.2.1 Impact d'une pointe recouverte de silicium

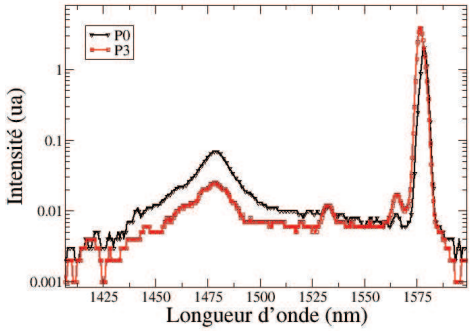
Le SNOM a été utilisé avec une pointe haut indice, c'est-à-dire recouverte de 50 nm de silicium (n=3,4) (opération réalisée au laboratoire SINAPS, du CEA-INAC, à Grenoble). Nous allons analyser les spectres réalisés avec cette pointe sur la structure V, comme cela a été fait dans la section 4.1.6 (p.110) avec une pointe en silice.

a) Comparaison avec la pointe en silice

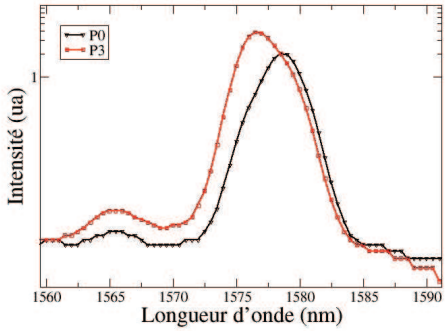
Les spectres aux positions indiquées sur la figure 4.20(a) ont été mesurés. Afin de pouvoir comparer la pointe hybride silice/silicium avec la pointe en silice, nous avons tout d'abord réalisé les spectres aux mêmes positions. Les figures 4.20(b) et 4.20(c) montrent le spectre champ proche au-dessus de la cavité aux positions P0 (au centre) et P3 (à l'extrémité de la cavité). Comme nous l'attendions, la longueur d'onde du mode D est sensible à la position de la pointe : un décalage en longueur d'onde de 2 nm est observé (Fig. 4.20(c) : agrandissement des pics autour de 1576 nm). La longueur d'onde de résonance est décalée de 1576,5 à 1578,5 nm lorsque la pointe est déplacée de P3 à P0. Afin de valider cette observation, nous avons réitéré l'expérience avec une autre



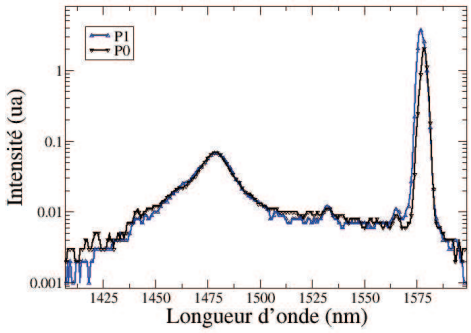
(a)



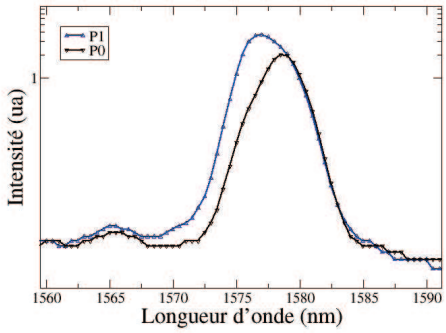
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig. 4.20 – *Influence de la position de la pointe en silicium sur la longueur d'onde de résonance de la microcavité de la structure V :*
(a) Positions P0, P1 et P3 par rapport à la cavité
(b) Spectre en champ proche avec la pointe au centre (P0) et à l'extrémité de la cavité (P3).
(c) Zoom sur le pic du mode D.
(d) Spectre en champ proche avec la pointe au centre (P0) et sur le bord supérieur de la cavité (P1).
(e) Zoom sur le pic du mode D.
L'axe des ordonnées représente l'intensité avec une échelle logarithmique.

position. Nous avons donc réalisé des spectres pour comparer les positions P0 (au centre de la cavité) et P1 (au bord supérieur) comme le montre les figures 4.20(d) et 4.20(e). Lorsque la pointe est déplacée de P1 à P0, un décalage de 1,5 nm est observé : la

longueur d'onde passe de 1577 à 1578,5 nm. Notons que le décalage obtenu en passant de P0 à P3 est plus grand que celui obtenu en passant de P0 à P1.

Nous pouvons également remarquer que le mode D continue de présenter un effet laser, même quand la pointe est en P0, ce qui indique que le facteur de qualité du mode n'est pas trop dégradé.

Nous avons donc observé un décalage en longueur d'onde de l'ordre du nanomètre dépendant de la position de la pointe. Comparativement à ceux mesurés avec une pointe en silice, ces décalages sont supérieurs d'environ un ordre de grandeur.

Nous allons maintenant comparer ces résultats aux simulations numériques.

b) Comparaison avec les simulations numériques

L'étude théorique présentée dans la section 3.3.3 (p.78) indique que la longueur d'onde de résonance quand la pointe est placée en P0 est supérieure de 1,2 nm à celle prévue quand la pointe est positionnée en P3 (Fig. 3.24(a), p.79). Comparativement, la pointe en P0 induit une longueur d'onde supérieure de 0,8 nm à celle induite par le positionnement en P1. Ces décalages en longueur d'onde sont accompagnés par une dégradation radicale du facteur de qualité : avec la pointe en P0, les pertes induites sont deux fois plus importantes qu'en P1 et sept fois plus importantes qu'en P3 (Fig. 3.24(b), p.79). Notons également que le positionnement de la pointe en P0 induisait un $d\lambda$ plus grand qu'en P1 qui lui-même induisait un décalage plus grand qu'en P3.

Nous remarquons donc que la comparaison des positions P0/P3 expérimentales nous donne bien un décalage en longueur d'onde plus grand que la comparaison des positions P0/P1 (2 nm>1,5 nm), comme prévu par la théorie (1,2 nm>0,8 nm). En revanche, les décalages en longueur d'onde expérimentaux sont plus grands que ceux prévus théoriquement, et la dégradation du facteur de qualité n'empêche pas l'effet laser.

c) Discussion

Par la comparaison des pointes silice et hybride silice/silicium, qui indique que la pointe hybride induit des décalages en longueur d'onde d'un ordre de grandeur supé-

rieur à ceux induits par la pointe silice, nous pouvons dire que la nature de la pointe est bien un facteur important lors du balayage d'un échantillon. Comme montré dans la section 4.1.4, la largeur à mi-hauteur intrinsèque du pic à 1576 nm est inférieure à 0,2 nm. On peut donc souligner que le décalage en longueur d'onde peut atteindre une valeur 10 fois supérieure à la largeur spectrale du pic.

L'écart entre les valeurs des décalages expérimentaux et théoriques peut être expliqué par les différences entre simulation et expérience : en simulation, la pointe modélisée est située à 18 nm au-dessus de la surface alors qu'expérimentalement, pendant le balayage, la pointe est située entre 5 et 15 nm au-dessus de la surface.

Cependant, le facteur de qualité ne semble pas trop dégradé, alors qu'à priori, la pointe est plus proche de l'échantillon que dans les simulations. L'influence de la hauteur de la pointe (3.3.4, p.81) montrait effectivement que plus la pointe est proche de la cavité, plus son impact est important autant sur le décalage en longueur d'onde que sur les pertes induites. Une explication pourrait être que dans les simulations, la pointe est complètement en silicium alors qu'expérimentalement, la pointe est en silice recouverte de silicium.

4.2.2 Synthèse

Le décalage dû à la présence de silicium sur la pointe met en avant l'importance de la nature de la pointe. En effet, la polarisabilité dépend du contraste d'indice entre la pointe et le milieu. Si celui-ci est important (cas du silicium), le champ évanescent sera mieux diffusé par la pointe que dans le cas d'un faible contraste (cas de la silice). Le couplage étant plus efficace dans le cas d'un fort contraste d'indice, on peut s'attendre à une perturbation du mode, et particulièrement à un décalage en longueur d'onde tel qu'on l'observe ici. Une telle sensibilité met en évidence la difficulté générale de l'interprétation d'une image SNOM. Un objet nanoscopique (non souhaité) dans le champ proche de la structure pourrait perturber considérablement la caractérisation. A l'inverse, un décalage de l'ordre de grandeur du nanomètre peut être souhaité pour accorder en longueur d'onde la résonance d'une cavité.

Nous avons montré que la nature de la pointe pouvait avoir une influence sur la longueur d'onde d'un mode de cavité. La seule présence de silicium a suffi a induire un décalage de 2 nm entre deux positions. Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la forme de la pointe sur les cartographies d'intensité et sur le mode lui-même.

4.3 Influence de la forme de la pointe

Quatre pointes différentes utilisées pour observer le mode D seront comparées. Elles seront notées S1, S2, S3 et S4. Les pointes S1, S2 sont des pointes en silice isotropes, les pointes S3 et S4 sont recouvertes de silicium et la pointe S4 en particulier pourrait présenter une anisotropie. Nous allons donc essayer d'apporter un éclairage sur l'influence que pourrait avoir la forme de la pointe sur l'observation d'un mode de cavité. Les résultats présentés dans cette partie sont des résultats préliminaires.

4.3.1 Présentation des pointes

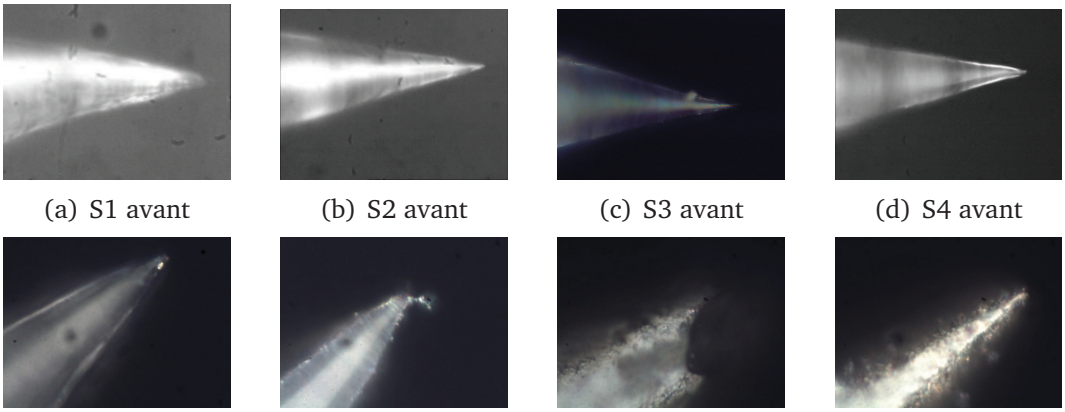
Nous allons tout d'abord présenter les différentes pointes utilisées et quelles méthodes ont été employées pour obtenir des informations sur leur taille et leur forme.

a) Caractérisation des pointes

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pout caractériser les pointes. Le microscope optique à contraste de phase est utile pour une première observation, pour connaître l'angle du cône par exemple, mais cette méthode ne permet pas de connaître exactement la forme de l'apex. En revanche, le MEB est un outil adéquat pour en déterminer la forme. Cependant, l'observation au MEB est destructive (la fibre doit être coupée pour pénétrer dans la chambre) ce qui implique que l'observation doit être effectuée uniquement après l'utilisation de la pointe pour le balayage. Hors cette étape peut endommager la pointe en cas de contact avec l'échantillon.

On peut également utiliser un moyen non conventionnel et indirect pour évaluer la forme de l'apex. En effet, lors de la présence d'aspérité de taille inférieure à la pointe à la surface de l'échantillon, c'est l'image de la pointe que l'on observe sur la topographie. Ceci est un artefact bien connu des utilisateurs d'AFM. Cette méthode reste imprécise mais permet d'obtenir un ordre de grandeur de la taille de la pointe et une évaluation de la forme de la pointe.

b) **Observation au miscroscope optique**



(a) S1 avant (b) S2 avant (c) S3 avant (d) S4 avant

(e) S1 après (f) S2 après (g) S3 après (h) S4 après

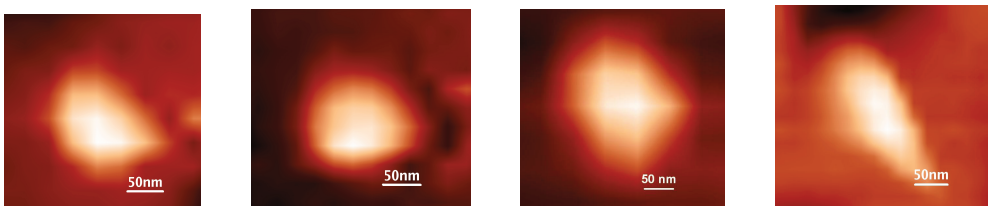
Fig. 4.21 – *Images optiques des pointes :*
- Avant utilisation (objectif x50) pour (a) S1, (b) S2, (c) S3 et (d) S4).
- Après utilisation (objectif x100) pour (e) S1, (f) S2, (g) S3 et (h) S4.
Dans le cas de S3 et S4, les images avant utilisation ont été réalisées avant le dépôt de silicium.

La figure 4.21 présente les images obtenues au microscope optique à contraste de phase des pointes S1, S2, S3 et S4, avant utilisation (avec un objectif x50) et après utilisation avec le SNOM (avec un objectif x100). Les cônes des pointes présentent des angles de 26,5°±6%. La reproductibilité est donc bonne. Sur les pointes S3 et S4 après utilisation (Fig. 4.21(g) et 4.21(h)) on observe un aspect granuleux dû au dépôt de silicium. Sur les images avant utilisation, toutes les pointes semblent présenter un apex convenable, en revanche après utilisation, les pointes S3 et S4 semblent dégradées. En ce qui concerne la pointe S2(Fig. 4.21(f)), une poussière est présente qui gêne l'observation.

Nous allons compléter ces informations sur les pointes par leur observation via les aspérités topographiques.

c) **Observation indirecte par les images topographiques**

La figure 4.22 présente les topographies des aspérités de surface donnant l'image de la pointe qui la balaie pour les pointes étudiées (S1, S2, S3 et S4). Ces topographies montrent que les pointes S1 et S2 ont un aspect plutôt circulaire avec un diamètre de l'ordre de 110-130 nm. S3 présente également un aspect circulaire, mais avec un diamètre de l'ordre de 150-170 nm. En revanche, S4 a un aspect plutôt elliptique avec un grand axe de l'ordre de 200 nm. Les pointes S3 et S4 ayant été recouvertes de silicium, il est cohérent que leur diamètre soit plus grand. S4 semble différente des autres pointes par sa forme, et nous allons voir dans la suite du chapitre si nous obtenons les mêmes cartographies de mode à partir de cette pointe et évaluer si la forme de la pointe a une influence.



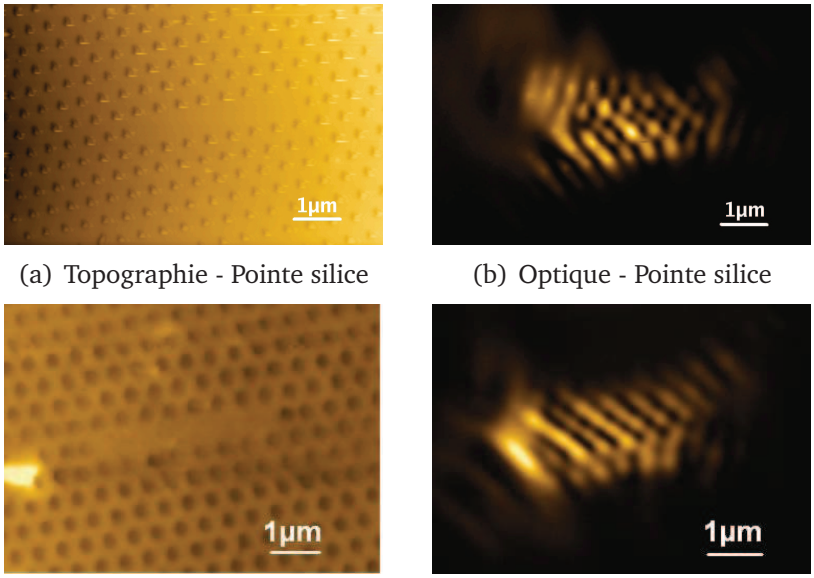
(a) S1 (b) S2 (c) S3 (d) S4

Fig. 4.22 – *Topographies d'aspérités de surface donnant une image indirecte des pointes (a) S1, (b) S2, (c) S3 et (d) S4.*

4.3.2 Utilisation des pointes isotropes

Nous nous focaliserons sur S1 et S3 car S2 présentent les mêmes caractéristiques que S1 et a donné des cartographies d'intensité identiques à celles obtenues avec S1.

Les figures 4.23(a) et 4.23(b) présentent la topographie de la cavité Z obtenue avec la pointe S1, en silice, ainsi que l'image optique du mode D enregistrée simultanément, et qui correspond à une cartographie d'intensité standard pour ce mode. Ce dernier est bien défini et confiné dans la cavité. Si nous observons ce même mode mais



(a) Topographie - Pointe silice (b) Optique - Pointe silice

(c) Topographie - Pointe Si/SiO_2 (d) Optique - PointeSi/SiO_2

Fig. 4.23 – *Topographies et cartographies optiques :*
(a) et (b) Mode D à 1614 nm de la structure Z avec S1.
(c) et (d) Mode D à 1588 nm de la structure Y avec S3.

pour la cavité Y, avec la pointe S3, recouverte de silicium, comme présenté dans les figures 4.23(c) et 4.23(d), la distribution spatiale est très proche. Les images provenant de la pointe recouverte de silicium semblent toutefois moins bien définies, ce qui peut s'expliquer par son plus gros diamètre (dépôt de silicium).

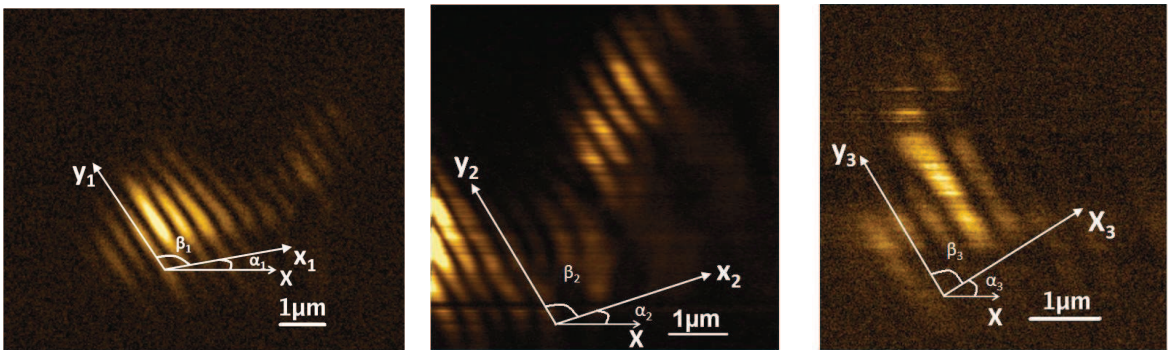
Nous pouvons en conclure que ces trois pointes, dont l'apex est d'aspect circulaire, sont isotropes car leur circularité leur permet de se coupler avec le champ de manière isotrope. Elles permettent d'obtenir des cartographies semblables aux simulations numériques.

La figure 4.23 nous montre donc que si la pointe est d'aspect circulaire, le fait qu'elle soit recouverte ou non de silicium ne modifie pas fondamentalement la cartographie de mode obtenue. La pointe S4, recouverte de silicium, nous a donné des résultats différents qui sont présentés et étudiés dans la partie suivante.

4.3.3 Utilisation de la pointe S4

Nous avons caractérisé la structure Z avec la pointe S4 en modifiant l'orientation α_i de l'axe de la cavité par rapport à l'axe du balayage de la pointe. Trois orientations ont été testées : α_1=10,2±1,3°, α_2=17,6±1,3° et α_3=32±1°.

La figure 4.24 présente les cartographies d'intensité correspondants aux trois orientations pour le mode D à 1608 nm de la structure Z.



(a) (b) (c)

Fig. 4.24 – *Cartographie d'intensité du mode D de la structure Z, à 1608 nm, pour les trois orientations (a) α_1, (b) α_2 et (c) α_3.*

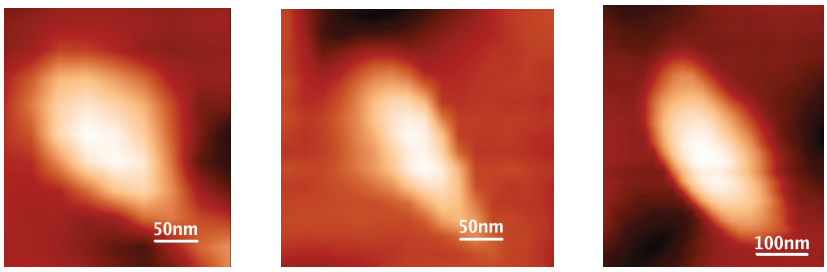
Notons que les cartographies d'intensité sont totalement différentes de celles présentées pour S1 et S3 (pointes isotropes) figure 4.23. Elles présentent, pour toutes les orientations, une structure en « bandes » dont la direction est indiquée par les axes $\vec{Y_i}$ (i = 1, 2 ou 3 pour les orientations α_1, α_2 et α_3 respectivement). Les axes $\vec{X}$ correspondent à la direction du balayage et les axes $\vec{X_i}$ à l'orientation de l'axe de la cavité. L'angle α_i correspond donc à la rotation de la cavité par rapport à l'axe $\vec{X}$ et l'angle β_i à l'angle formé par l'axe de la cavité et l'orientation des bandes des cartographies. On peut également définir un angle $\gamma_i = \alpha_i + \beta_i$ qui correspond donc à l'angle formé par l'axe du balayage $\vec{X}$ et la direction des bandes $\vec{Y_i}$.

Les « bandes » ont une largeur de moyenne 250 nm, c'est-à-dire que la résolution atteinte est $\frac{\lambda}{6}$, ce qui est autant que la résolution des images avec une pointe isotrope comme S1, S2 ou S3.

Mesurons les angles formés par la direction des « bandes » et l'axe de balayage de la pointe. γ_1=124±2,5°, γ_2=124,2±1,9° et γ_3=124,5±3,2°. Les valeurs de ces angles

sont très proches et ceci indique que l'orientation de l'échantillon n'influence pas la cartographie d'intensité, c'est-à-dire que la différence de répartition avec la cartographie présentée figure 4.23(b) pourrait provenir de la pointe.

Afin de connaître un peu mieux les caractéristiques de S4, observons les aspérités présentes sur l'échantillon des topographies correspondantes aux trois cartographies des figures 4.24(a), 4.24(b) et 4.24(c). Les topographies des aspérités donnant une image de la pointe sont présentées figure 4.25.



(a) (b) (c)

Fig. 4.25 – *Images de la pointe S4 par les aspérités des topographies associées aux positionnements (a) α_1, (b) α_2 et (c) α_3.*

Les aspérités présentent toutes une allure elliptique. Nous pouvons mesurer les grandes et les petites longueurs (b et a respectivement). Les mesures sont données dans le tableau 4.5. La moyenne des rapports $\frac{b}{a}$ est 2,2, valeur utilisée pour les calculs sur la polarisabilité dans la section 3.3 (p.71). Les valeurs mesurées de a et de b varient beaucoup, mais les plus grandes dépendent en partie de l'aspérité. Nous n'avons pu observer la pointe S4 au MEB pour vérifier son ellipcité car elle s'est cassée lors d'une manoeuvre. Les valeurs réelles de cette ellipcité supposée n'ont pas été mesurées directement.

L'angle formé par le grand axe des ellipses de la figure 4.25 et la direction du balayage $\vec{X}$ vaut :

- 124,5±2,5° pour l'orientation α_1,
- 124,6±2,7° pour l'orientation α_2,
- 124,2±3° pour l'orientation α_3.

Ces valeurs sont très proches entre elles, mais aussi des valeurs de γ mesurées précédemment. Ceci indique que quelque soit l'orientation de l'échantillon, le grand axe de

Orientation de l'échantillon	a	b	Facteur b/a
10,2±1,3°	99,7±20 nm	193,1±30 nm	1,9
17,6±1,3°	70,5±10,2 nm	198±25 nm	2,8
32±1°	168±31 nm	341±69 nm	2

Tab. 4.5 – *Mesures du petit et du grand axe (a et b respectivement) de la pointe par les petites aspérités.*

la pointe est orienté dans la direction des « bandes » , ce qui renforce notre hypothèse d'un effet de la forme de la pointe sur les cartographies.

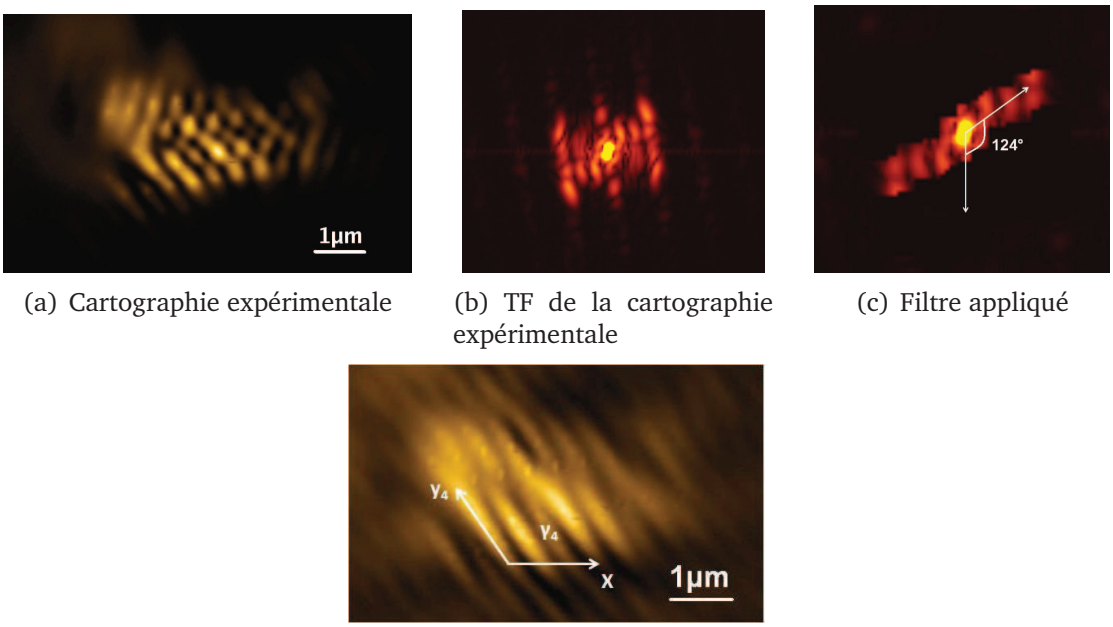
Avec toutes ces données, nous pouvons penser que la pointe est elliptique. Nous avons alors formulé l'hypothèse que la pointe modifiait la mesure de la cartographie. Cette hypothèse repose sur l'observation d'une analogie entre la cartographie de la figure 4.24(a) et le calcul réalisé dans la section a) (p.70) présentant la cas où la pointe se couplerait préférentiellement avec une composante du champ, combinaison linéaire de Ex et Ey.

Nous pouvons donc nous poser la question : est-ce que la pointe joue le rôle d'un polariseur ? En effet, comme nous l'avons vu dans la section 3.3.2, si la pointe est elliptique, on peut imaginer que sa polarisabilité sera plus petite suivant le petit axe que suivant le grand axe. Les calculs des polarisabilités suivant les axes ont montré la possibilité d'un couplage suivant une direction privilégiée (ici parallèle au grand axe de l'ellipse) dans le cas d'une pointe de haut indice, ce qui indique que la pointe pourrait jouer le rôle de polariseur pendant les mesures.

Dans notre cas, pour chaque orientation α_i de l'échantillon, la pointe devrait coupler une composante du champ différente, et toujours parallèle au grand axe de la pointe. Les calculs des cartographies d'intensité des composantes orientées parallèlement, perpendiculairement et à 45° de l'axe de la cavité montrent que la combinaison linéaire fait bien apparaître des « bandes » (Fig. 3.17, section a), p.70), qui garde une orientation fixe par rapport à l'axe de la cavité. Cependant, l'orientation des « bandes » ne reste pas fixe par rapport à ce dernier : au contraire lorsque la cavité subit une rotation, l'orientation des « bandes » reste fixe, aligné avec l'axe du balayage de la pointe

(130°). Expérimentalement, le polariseur ne change pas d'orientation, mais l'axe de la cavité subit une rotation (α_i). Il n'y a donc pas de corrélation entre les cartographies de champ et la direction de polarisaion du champ.

En effet, même si la valeur de cet angle fixe (130°) est proche de celle de γ_i (124°), quelque soit la l'orientation de la cavité par rapport au polariseur, la direction des « bandes » n'est pas modifiée. Ce n'est donc pas la bonne hypothèse car elle ne correspond pas à l'expérience. Nous pouvons faire une autre hypothèse : celle que la pointe agit comme un filtre spatial. Pour vérifier cette nouvelle hyptothèse, nous avons pris une cartographie expérimentale (Fig. 4.26(a)) provenant d'une pointe isotrope (S1) et nous avons tout d'abord calculé sa transformée de Fourier (TF), présentée figure 4.26(b). Notons que la TF correspond bien aux simulations présentées dans la section 3.2.3 sur la figure 3.15 (p.69) et que l'on a des composantes haute fréquence, et donc que le champ est bien évanescent. Pour valider l'hypothèse d'un filtre, nous allons prendre



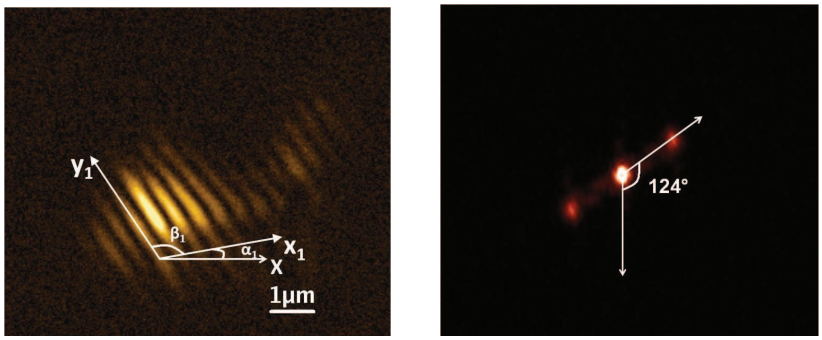
(a) Cartographie expérimentale (b) TF de la cartographie expérimentale (c) Filtre appliqué

(d) Résultat

Fig. 4.26 – *(a) Cartographie expérimentale du mode D de la structure Z avec la pointe S1.*
(b) Transformée de Fourier de la cartographie expérimentale.
(c) Application d'un filtre sur la transformée de Fourier.
(d) Résultat de l'application du filtre sur la cartographie optique.

cette transformée de Fourier et appliquer un filtre tel que les composantes haute fré-

quence ne se situent que suivant une droite présentant un angle (124°) proche de celui de γ que nous avons précédemment mesuré. Ce filtre est présenté figure 4.26(c). La cartographie optique qui correspondrait à la tranformée de Fourier avec ce filtre est donné figure 4.26(d). Elle correspond relativement bien aux cartographies d'intensité présentées dans la figure 4.24 et l'angle γ_4 entre la direction des « bandes » $\vec{Y_4}$ et l'axe de balayage $\vec{X}$ vaut 124,6°, ce qui nous conforte dans notre hypothèse. Pour aller plus loin



(a) Cartographie expérimentale (b) FFT de la cartographie expérimentale

Fig. 4.27 – *(a) Cartographie d'intensité du mode D de la structure Z avec la pointe S4. (b) Transformée de Fourier de la cartographie d'intensité.*

dans la comparaison, prenons la cartographie d'intensité de la figure 4.27(a) qui a été mesurée avec la pointe S4, et qui présente des « bandes » et calculons sa transformée de Fourier. La figure 4.27(b) montre que les composantes haute fréquence se situent suivant une droite dont l'angle vaut 124° comme dans la figure 4.26(c). Ces données sont proches de celles obtenues en appliquant le filtre de la figure 4.26(c), ce qui tendrait à prouver notre hypothèse.

Ainsi la pointe agirait comme un filtre spatial optique et ne conserverait que les composantes haute fréquence se situant sur une droite qui serait parallèle, dans l'espace réel, au grand axe de la pointe.

4.3.4 Synthèse

L'anisotropie de la pointe et l'action de la pointe tel un polariseur n'ont pas été démontré. En revanche, il semblerait que la pointe agisse tel un filtre spatial optique, ce

qui modifierait la mesure de la cartographie. La pointe ayant une forme de type ellipse, ou de forme plus complexe, elle possède un grand axe et c'est suivant cet axe que le fitre opèrerait. Des études plus approfondies avec une forme de pointe maîtrisée (direction du grand axe, taille, rapport $\frac{b}{a}$, et même autre forme) permettraient de pouvoir conclure sur l'action exacte de la forme de la pointe.

4.4 Bilan

Les cavités CL7, étudiées théoriquement dans le chapitre 3, ont été caractérisées. Les modes expérimentaux ont été identifiés avec les modes théoriques, et le mode D en particulier qui a présenté un effet laser expérimentalement. Les propriétés de ces structures sont stables et les mesures sont reproductibles. La position spectrale varie avec les paramètres géométriques de la structure, mais l'allure globale des spectres reste la même et les distances intermodales restent du même ordre de grandeur.

Grâce au mode D, nous avons pu montrer expérimentalement que la pointe en silice n'influence pas significativement la longueur d'onde du mode. L'importance des conditions de pompage des puits quantiques a été démontrée. Si le rapport cyclique et la durée du pulse ne permettent pas le refroidissement de la structure, l'indice de réfraction augmente et la longueur d'onde de résonance du mode augmente également. Les décalages sont de l'ordre de grandeur du nanomètre. Afin d'étudier l'influence de la nature de la pointe sur la longueur d'onde, il est nécessaire de réaliser les spectres à même puissance de pompe.

Une pointe en silice recouverte de silicium a ensuite été utilisée pour caractériser les structures. Un décalage en longueur d'onde de 2 nm a été observé. La nature de la pointe est donc d'importance lors de la caractérisation d'une structure.

Enfin une pointe ayant donné des cartographies du mode D radicalement différentes des précédentes a été étudiée, et l'hypothèse de l'anisotropie de la pointe a été proposée, et particulièrement, l'action de la pointe comme un filtre spatial optique. Les résultats préliminaires sont plutôt encourageant et une étude plus approfondie avec diverses

anisotropies connues permettrait de mieux comprendre l'influence de la forme de la pointe sur la cartographie obtenue grâce au SNOM.

Il ressort de ce chapitre que les modes optiques des structures à base de cristaux photoniques sont très sensibles à l'approche d'un objet de taille nanométrique dans leur champ proche, et que la modification de la taille, de la forme et de la nature de cet objet a son importance dans une caractérisation par SNOM.

Cette sensibilité dans le cas des cristaux photonique peut s'élargir à d'autres objets observés par le SNOM et qui pourraient être perturbés soit par un objet nanométrique non voulu dans le champ proche soit par la pointe elle-même et pose le problème de la difficulté d'interprétation d'une image SNOM selon les conditions d'observation. A l'inverse, cette sensibilité peut être utilisée de manière contrôlée pour accorder en longueur d'onde une cavité et un émetteur.

Conclusion et perspectives

L'intérêt d'utiliser un SNOM pour caractériser des cristaux photoniques n'est plus à démontrer, cependant la pointe jouant un rôle essentiel dans la mesure, il est primordial de comprendre l'interaction entre la pointe et le champ évanescent. En effet, de ceci découle, entre autres, l'interprétation des images. Si la présence de la pointe perturbe le mode, cela met en avant la sensibilité d'un mode à la présence d'un objet nanoscopique dans son champ proche, ce qui peut perturber une mesure, mais cette perturbation ouvre également des possibilités pour l'accord en longueur d'onde entre un émetteur unique et le mode d'une cavité. Si la pointe perturbe la mesure elle-même, cela met en évidence la nécessité d'une méthode de fabrication reproductible et le contrôle à faire sur les pointes avant de les utiliser. Le but de ce travail était donc de comprendre l'influence de la nature et de la forme de la pointe sur les modes optiques et les mesures, respectivement.

Nous avons présenté une étude théorique et expérimentale sur une cavité linéaire (7 trous manquants) et particulièrement sur un mode présentant expérimentalement un effet laser : le mode D. Tout d'abord l'étude théorique a mené à concevoir et sélectionner ces cavités pour leurs propriétés : un nombre de mode réduit mais possédant un facteur de qualité correct (de l'ordre du millier)

Ce mode, mode fondamental possédant un facteur de qualité assez élevé pour espérer un effet laser, a été utilisé pour évaluer par une étude théorique l'influence de la nature et de la forme de la pointe. Puis des structures possédant des propriétés structurales différentes de celles utilisées pour les simulations numériques ont été fabriquées. Une première caractérisation permettant de mesurer les paramètres structuraux (MEB) et de connaître les propriétés spectrales (Caractérisation en champ lointain) a été réalisée. Le mode D présentait effectivement un effet laser expérimentalement, c'est pourquoi les études expérimentales se sont ensuite concentrées sur ce mode. Le SNOM a

donc été ensuite employé pour étudier l'influence de la nature de la pointe et pour cela, différents types de pointes ont été testées :

- des pointes fabriquées dans un matériau homogène, la silice (fibre optique monomode attaquée chimiquement),possédant un indice faible, c'est à dire proche de celui de l'air mais inférieur à celui de l'InP dans lequel est fabriquée la structure,
- des pointes dites hybrides, c'est-à-dire des pointes en silice recouvertes de silicium, matériau possédant un indice élevé, très supérieur à celui de l'air mais du même ordre de grandeur que celui du substrat.

Tout d'abord des pointes en silice ont été utilisées et il a été démontré que leur influence sur le mode D de nos cavités était très faible. En effet, d'une part les cartographies du mode D sont très semblables à celles obtenues par simulation, d'autre part la longueur d'onde du mode D et son facteur de qualité ne sont pas modifiés de manière significative. Les simulations prédisaient un décalage en longueur d'onde de l'ordre du dixième de nanomètre, mais que nous ne pouvons détecter avec la résolution de notre monochromateur. Ce faible décalage est dû au faible contraste d'indice entre l'air et la pointe qui induit un couplage faible entre le champ et la pointe : la diffusion par la pointe est peu efficace.

Ensuite, il a été démontré que les pointes hybrides SiO_2/Si perturbait significativement le mode D, et particulièrement sa longueur d'onde, car un décalage jusqu'à 2 nm a été observé suivant la position de la pointe. Les résultats théoriques, bien qu'utilisant une pointe homogène en silicium, sont relativement cohérents avec les résultats expérimentaux, car les simulations prévoyaient un décalage jusqu'à 1.2 nm sur le mode D suivant la position de la pointe au-dessus de la cavité. Le fort contraste d'indice existant entre l'air et le silicium entraîne un couplage plus important du champ avec la pointe, c'est-à-dire une diffusion plus efficace et donc une action perturbatrice plus grande.
L'ordre de grandeur du décalage prévu avec une pointe d'indice faible par les simulations étant plus faible d'un ordre de grandeur que celui prévu, et obtenu expérimentalement, avec une pointe d'indice fort, on peut considérer que la caractérisation avec nos pointes en silice correspond quasiment à une caractérisation passive.

La forme de la pointe a ensuite été étudiée. Des pointes présentants des apex plutôt circulaires ont été comparées à une pointe dont l'ellipticité a été montrée d'une manière indirecte. Des cartographies radicalement différentes de celles provenant d'une pointe ciculaire ont été obtenues avec la pointe elliptique. La première hypothèse que nous avons avancé était que cette dernière agissait comme un polariseur, mais elle ne correspondait pas à l'expérience. En revanche, la seconde hypothèse proposant de comparer l'action de la pointe à un filtre spatial correspond relativement bien à l'expérience. Cependant, ce ne sont que des résultats préliminaires, et des études avec une forme contrôlée pourrait permettre de mieux comprendre l'influence de la forme de la pointe, et savoir si c'est la forme seule ou la forme combinée à la nature de la pointe qui modifie la mesure.

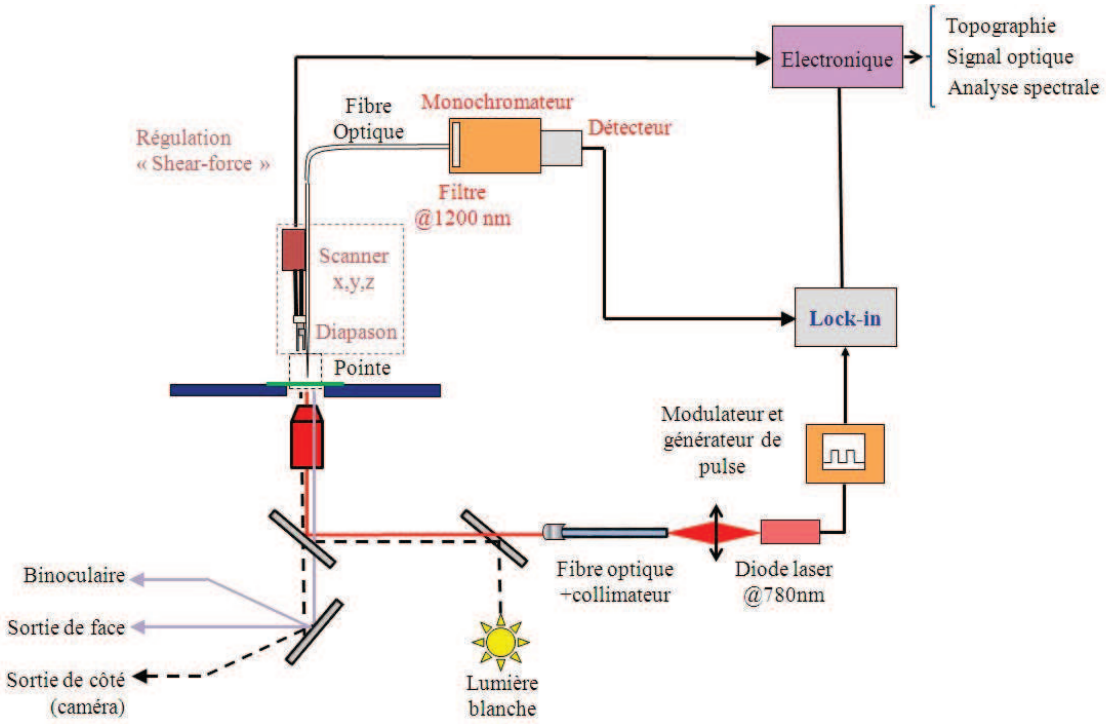
Cette étude a donc montré que la pointe utilisée est d'une grande importance lors des expériences utilisant un SNOM, qu'on peut utiliser un matériau particulier et/ou une forme spécifique pour modifier soit le mode, soit la mesure. Le décalage en longueur d'onde obtenue avec la pointe en silice recouverte de silicium montre bien la faisabilité de l'accord en longueur d'onde réversible d'un mode de cavité avec un émetteur. En outre, cela ouvre des possibilités sur d'autres modifications sur la pointe elle-même (fabrication d'une nano-antenne en bout de pointe) ou l'environnement de la pointe (fonctionnalisation : nanosphère d'or, matériau déposé sur la pointe,...) pour être actif sur le champ proche d'un substrat. En effet, l'environnement d'une structure est d'importance lors d'une mesure.

C'est pourquoi dans le cadre d'une thèse en cours, de nouvelles pointes vont être étudiées et fabriquées. Un nouveau montage a été développé, dans une configuration en transmission, nécessitant donc des échantillons transparents. Ce nouveau montage améliore le contrôle de la taille du spot d'excitation, et permet de nouveaux développements.

Les études théoriques que nous avons présentés ici ont débouché sur des structures possédant des facteurs de qualité restant plutôt moyens au regard de ce qui se fait actuellement, malgré notre optimisation. Même si cette différence peut s'expliquer en

partie par les membranes qui sont reportées et non suspendues, elle peut également s'expliquer par des calculs réalisés avec un pas assez grand, et une lithographie effectuée avec un MEB moyennement performant. Un nouveau MEB est en place et les capacités de calculs du laboratoire évolue rapidement, et de nouvelles cavités, possédants de meilleurs caractéristiques et dont l'optimisation se ressent mieux, peuvent être attendues dans la continuité de cette thèse.

Annexe 1

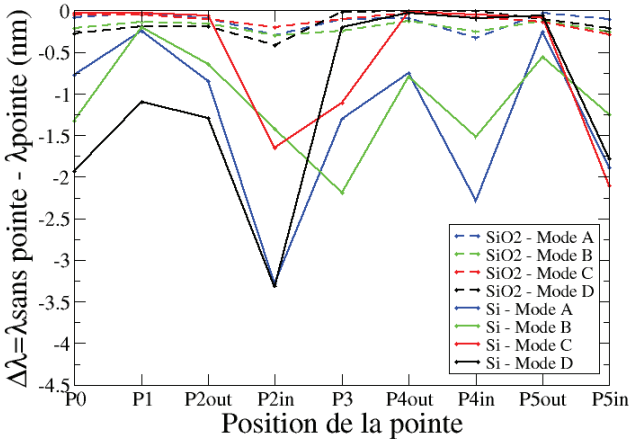


(a)

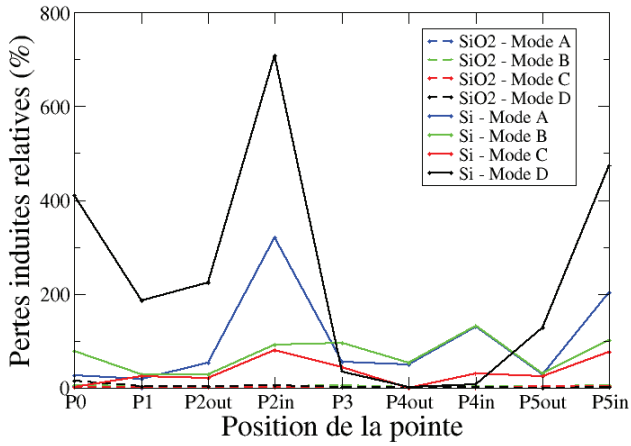
Fig. 4.28 – *Schéma de fonctionnement du SNOM en transmission.*

La configuration du SNOM en transmission est telle que le spot de la diode laser peut atteindre un diamètre de 1,38 μm, ce qui est très intéressant pour exciter localement, sachant que les cavités mesurent environ 3,8 μm. Le faisceau laser est collimaté et couplé à une fibre monomode qui injecte la lumière dans le système d'alignement du microscope. La taille et la position du spot peuvent être modifiées respectivement en changeant d'objectif sous l'échantillon et en translatant la plateforme de l'échantillon. La lumière réfléchie est collectée par un objectif et guidé vers une sortie telle qu'une caméra CCD ou un spectromètre. La caméra CCD permet d'observer en temps réel. Un spectromètre permettrait des mesures de spectres en champ lointain. En effet, le microscope inversé est configuré pour être utilisé aussi bien en mode collection qu'en mode transmission.

Annexe 2



(a)



(b)

Fig. 4.29 – *Evolution de la longueur d'onde (a) et des pertes relatives induites (b) en fonction de la position de la pointe pour une structure dont les paramètres sont a=460 nm et ff=29%.*

Des simulations avec les paramètres a=460 nm et ff=29% ont été réalisées pour évaluer l'impact de la nature de la pointe sur la longueur d'onde et les pertes induites.

La figure 4.29 présente les résultats obtenus en introduisant une pointe en silice puis une pointe en silicium dans les calculs FDTD-3D. En particulier, la figure 4.29(a) présente les décalages en longueur d'onde et la figure 4.29(b) les pertes induites par la présence de la pointe.

L'influence d'une pointe en silice est représentée en pointillés et le plus grand décalage en longueur d'onde pour cette pointe est de 0,4 nm et les plus grandes pertes induites ne dépassent pas 15%.

L'influence d'une pointe en silicium (n=3,4) est représentée par une ligne continue. La pointe en silicium induit des effets beaucoup plus importants que la pointe silice. Le décalage maximum obtenu est de 3,2 nm pour la position P2$_in$, à l'intérieur d'un trou.

On peut remarquer que le mode D se dénote moins des autres modes que dans l'étude numérique du chapitre 3 : le mode D a ici un facteur de qualité moindre (3100). Cependant les effets de la pointe sur la longueur d'onde et les pertes induites sont cohérents (excepté pour le mode A en P4$_in$ ou l'effet est plus important. Des cartographies sont en cours de calcul pour comparer les distributions spatiales.

Bibliographie

[1] DW Pohl, W. Denk, and M. Lanz. Optical stethoscopy : image recording with resolution $\lambda/20$. *Applied physics letters*, 44 :651, 1984.

[2] GA Massey. Microscopy and pattern generation with scanned evanescent waves. *Applied Optics*, 23(5) :658–660, 1984.

[3] A Lewis. Developpement of a 500 Å spatial resolution light microscope. *Ultramicroscopy*, 13 :227, 1984.

[4] D. Courjon. *Near field microscopy and Near field optics*. World Scientific Publishing Company, 2003.

[5] M.A. Paesler and P.J. Moyer. *Near-Field Optics : Theory, Instrumentation, and Applications*. Wiley, New York, 1996.

[6] M. Ohtsu et al. *Near-field nano/atom optics and technology*. Springer Tokyo, 1998.

[7] BEA Saleh and MC Teich. Fundamentals of photonics. 1991.

[8] J.M. Vigoureux and D. Courjon. Detection of nonradiative fields in light of the Heisenberg uncertainty principle and the Rayleigh criterion. *Applied Optics*, 31(16) :3170–3177, 1992.

[9] JM Vigoureux, F. Depasse, and C. Girard. Superresolution of near-field optical microscopy defined from properties of confined electromagnetic waves. *Applied Optics*, 31(16) :3036–3045, 1992.

[10] N. Louvion, D. Gérard, J. Mouette, F. de Fornel, C. Seassal, X. Letartre, A. Rahmani, and S. Callard. Local observation and spectroscopy of optical modes in an active photonic-crystal microcavity. *Physical review letters*, 94(11) :113907, 2005.

[11] W.P. Ambrose, P.M. Goodwin, J.C. Martin, and R.A. Keller. Single molecule detection and photochemistry on a surface using near-field optical excitation. *Physical review letters*, 72(1) :160–163, 1994.

[12] WE Moerner, T. Plakhotnik, T. Irngartinger, U.P. Wild, D.W. Pohl, and B. Hecht. Near-field optical spectroscopy of individual molecules in solids. *Physical review letters*, 73(20) :2764–2767, 1994.

[13] R. Riehn, A. Charas, J. Morgado, and F. Cacialli. Near-field optical lithography of a conjugated polymer. *Applied Physics Letters*, 82 :526, 2003.

[14] S. Hosaka, T. Shintani, M. Miyamoto, A. Hirotsune, M. Terao, M. Yoshida, K. Fujita, and S. Kämmer. Nanometer-sized phase-change recording using a scanning near-field optical microscope with a laser diode. *Japanese Journal of Applied Physics*, 35(part 1) :443–447, 1996.

[15] K. Matsuda, T. Saiki, S. Nomura, M. Mihara, Y. Aoyagi, S. Nair, and T. Takagahara. Near-field optical mapping of exciton wave functions in a GaAs quantum dot. *Physical review letters*, 91(17) :177401, 2003.

[16] A. Chavez-Pirson, J. Temmyo, H. Kamada, H. Gotoh, and H. Ando. Near-field optical spectroscopy and imaging of single InGaAs/AlGaAs quantum dots. *Applied Physics Letters*, 72 :3494, 1998.

[17] E. Betzig, M. Isaacson, and A. Lewis. Collection mode near-field scanning optical microscopy. *Applied Physics Letters*, 51 :2088, 1987.

[18] A. Drezet, S. Huant, and J.C. Woehl. In situ characterization of optical tips using single fluorescent nanobeads. *Journal of Luminescence*, 107(1-4) :176–181, 2004.

[19] H. Gersen, TJ Karle, RJP Engelen, W. Bogaerts, JP Korterik, NF Van Hulst, TF Krauss, and L. Kuipers. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. *Physical review letters*, 94(7) :73903, 2005.

[20] H. Gersen, E. Van Dijk, JP Korterik, NF van Hulst, and L. Kuipers. Phase mapping of ultrashort pulses in bimodal photonic structures : A window on local group velocity dispersion. *Physical Review E*, 70(6) :66609, 2004.

[21] G. Wurtz, R. Bachelot, and P. Royer. A reflection-mode apertureless scanning near-field optical microscope developed from a commercial scanning probe microscope. *Review of Scientific Instruments*, 69 :1735, 1998.

[22] O.J.F. Martin and C. Girard. Controlling and tuning strong optical field gradients at a local probe microscope tip apex. *Applied Physics Letters*, 70 :705, 1997.

[23] R. Bachelot, F. H'Dhili, D. Barchiesi, G. Lerondel, R. Fikri, P. Royer, N. Landraud, J. Peretti, F. Chaput, G. Lampel, et al. Apertureless near-field optical microscopy : a study of the local tip field enhancement using photosensitive Azobenzene-containing films. *Journal of Applied Physics*, 94 :2060, 2003.

[24] R. Bachelot, G. Lerondel, S. Blaize, S. Aubert, A. Bruyant, and P. Royer. Probing photonic and optoelectronic structures by apertureless scanning near-field optical microscopy. *Microscopy research and technique*, 64, 2004.

[25] J. Koglin, UC Fischer, and H. Fuchs. Scanning near-field optical microscopy with a tetrahedral tip at a resolution of 6 nm. *Journal of Biomedical Optics*, 1 :75, 1996.

[26] F. Zenhausern, Y. Martin, and HK Wickramasinghe. Scanning interferometric apertureless microscopy : optical imaging at 10 Angström resolution. *Science*, 269(5227) :1083–1085, 1995.

[27] A. Nesci, R. Dändliker, and H.P. Herzig. Quantitative amplitude and phase measurement by use of a heterodyne scanning near-field optical microscope. *Optics letters*, 26(4) :208–210, 2001.

[28] S. Hudlet, S. Aubert, A. Bruyant, R. Bachelot, P.M. Adam, J.L. Bijeon, G. Lerondel, P. Royer, and A.A. Stashkevich. Apertureless near field optical microscopy : a contribution to the understanding of the signal detected in the presence of a background field. *Optics Communications*, 230(4-6) :245–251, 2004.

[29] I. Stefanon, S. Blaize, A. Bruyant, S. Aubert, G. Lerondel, R. Bachelot, and P. Royer. Heterodyne detection of guided waves using a scattering-type Scanning Near-Field Optical Microscope. *Opt. Express*, 13 :5553–5564, 2005.

[30] P. Tortora, M. Abashin, I. Märki, W. Nakagawa, L. Vaccaro, M. Salt, HP Herzig, U. Levy, and Y. Fainman. Observation of amplitude and phase in ridge and photonic crystal waveguides operating at 1.55 μm by use of heterodyne scanning near-field optical microscopy. *Optics letters*, 30(21) :2885–2887, 2005.

[31] B.C. Buchler, P. Kramper, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, and V. Sandoghdar. Near-field optical investigations of photonic crystal microresonators. *IEICE Trans. Electron*, 87 :371–377, 2004.

[32] E.M. Purcell, HC Torrey, and RV Pound. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Physical Review*, 69(1-2) :37–38, 1946.

[33] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto, and J. Vuckovic. Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal. *Physical review letters*, 95(1) :13904, 2005.

[34] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, HM Gibbs, G. Rupper, C. Ell, OB Shchekin, and DG Deppe. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, 432(7014) :200–203, 2004.

[35] JP Reithmaier, G. Sęgon, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, LV Keldysh, VD Kulakovskii, TL Reinecke, and A. Forchel. Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system. *Nature*, 432(7014) :197–200, 2004.

[36] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, D. Cassagne, JP Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, et al. InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser. *Applied Physics Letters*, 81 :5102, 2002.

[37] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J.L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, R. Perreau, and H. Moriceau. Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon. *Electronics Letters*, 39(6) :526–528, 2003.

[38] S.H. Kwon, S.H. Kim, S.K. Kim, Y.H. Lee, and S.B. Kim. Small, low-loss heterogeneous photonic bandedge laser. *Optics Express*, 12(22) :5356–5361, 2004.

[39] PL Phillips, JC Knight, BJ Mangan, P.S.J. Russell, MDB Charlton, and GJ Parker. Near-field optical microscopy of thin photonic crystal films. *Journal of Applied*

Physics, 85 :6337, 1999.

[40] AL Campillo, JWP Hsu, CA White, and A. Rosenberg. Mapping the optical intensity distribution in photonic crystals using a near-field scanning optical microscope. *Journal of Applied Physics*, 89 :2801, 2001.

[41] E. Flück, NF Van Hulst, WL Vos, and L. Kuipers. Near-field optical investigation of three-dimensional photonic crystals. *Physical Review E*, 68(1) :15601, 2003.

[42] S.I. Bozhevolnyi, V.S. Volkov, T. Søndergaard, A. Boltasseva, P.I. Borel, and M. Kristensen. Near-field imaging of light propagation in photonic crystal waveguides : Explicit role of Bloch harmonics. *Physical Review B*, 66(23) :235204, 2002.

[43] R.J.P. Engelen, T.J. Karle, H. Gersen, J.P. Korterik, T.F. Krauss, L. Kuipers, and N.F. van Hulst. Local probing of Bloch mode dispersion in a photonic crystal waveguide. *Appl. Phys. Lett*, 85 :1101–1103, 2004.

[44] B. Cluzel, D. Gérard, E. Picard, T. Charvolin, F. de Fornel, and E. Hadji. Subwavelength imaging of field confinement in a waveguide-integrated photonic crystal cavity. *Journal of Applied Physics*, 98 :086109, 2005.

[45] D. Gérard, L. Berguiga, F. de Fornel, L. Salomon, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch. Near-field probing of active photonic-crystal structures. *Optics letters*, 27(3) :173–175, 2002.

[46] D.J. Shin, S.H. Kim, J.K. Hwang, H.Y. Ryu, H.G. Park, D.S. Song, and Y.H. Lee. Far-and near-field investigations on the lasing modes in two-dimensional photonic crystal slab lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(7) :857–866, 2002.

[47] K. Okamoto, M. Loncar, T. Yoshie, A. Scherer, Y. Qiu, and P. Gogna. Near-field scanning optical microscopy of photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters*, 82 :1676, 2003.

[48] P. Kramper, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, A. Birner, F. Müller, U. Gösele, R.B. Wehrspohn, J. Mlynek, and V. Sandoghdar. Near-field visualization of light confinement in a photonic crystal microresonator. *Optics letters*, 29(2) :174–176, 2004.

[49] A. Mintairov, Y. Tang, J. Merz, V. Tokranov, and S. Oktyabrsky. Single dot near-field spectroscopy for photonic crystal microcavities. *physica status solidi (c)*, 2(2), 2005.

[50] E. Schonbrun, T. Yamashita, W. Park, and CJ Summers. Negative-index imaging by an index-matched photonic crystal slab. *Physical Review B*, 73(19) :195117, 2006.

[51] A. Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylen, A. Talneau, and S. Anand. Negative refraction at infrared wavelengths in a two-dimensional photonic crystal. *Physical review letters*, 93(7) :73902, 2004.

[52] L. Lalouat, B. Cluzel, L. Salomon, C. Dumas, C. Seassal, N. Louvion, S. Callard, and F. de Fornel. Real space observation of two-dimensional Bloch wave interferences in a negative index photonic crystal cavity. *Physical Review B*, 78(23) :235304, 2008.

[53] T. Matsumoto, K.S. Eom, and T. Baba. Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate. *Optics letters*, 31(18) :2786–2788, 2006.

[54] Z. Lu, B. Miao, T.R. Hodson, C. Lin, J.A. Murakowski, and D.W. Prather. Negative refraction imaging in a hybrid photonic crystal device at near-infrared frequencies. *Optics Express*, 15(3) :1286–1291, 2007.

[55] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel, and O. Vanbésien. Optical near-field microscopy of light focusing through a photonic crystal flat lens. *Physical Review Letters*, 101(7) :73901, 2008.

[56] WCL Hopman, AJF Hollink, RM de Ridder, KO van der Werf, V. Subramaniam, and W. Bogaerts. Nano-mechanical tuning and imaging of a photonic crystal microcavity resonance. *probe*, 14 :2969–2978, 2006.

[57] Herzig H.P. Märki I., Salt M. Tuning the resonance of a photonic crystal microcavity with an AFM probe. *Optics Express*, 14 :2969, 2006.

[58] A.F. Koenderink, M. Kafesaki, B.C. Buchler, and V. Sandoghdar. Controlling the resonance of a photonic crystal microcavity by a near-field probe. *Physical review letters*, 95(15) :153904, 2005.

[59] AF Koenderink, R. Wüest, BC Buchler, S. Richter, P. Strasser, M. Kafesaki, A. Rogach, RB Wehrspohn, CM Soukoulis, D. Erni, et al. Near-field optics and control of photonic crystals. *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 3(2-3) :63–74, 2005.

[60] S. Mujumdar, AF Koenderink, R. Wuest, and V. Sandoghdar. Nano-optomechanical characterization and manipulation of Photonic Crystals. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(2) :253–261, 2007.

[61] S. Mujumdar, AF Koenderink, T. Sünner, BC Buchler, M. Kamp, A. Forchel, and V. Sandoghdar. Near-field imaging and frequency tuning of a high-Q photonic crystal membrane microcavity. *Opt. Express*, 15 :17214–17220, 2007.

[62] B. Cluzel, L. Lalouat, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J.C. Rodier, T. Charvolin, P. Lalanne, F. de Fornel, and E. Hadji. A near-field actuated optical nanocavity. *probe*, 14 :2969–2978, 2006.

[63] L. Lalouat, B. Cluzel, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, JP Hugonin, P. Lalanne, E. Hadji, and F. de Fornel. Near-field interactions between a subwavelength tip and a small-volume photonic-crystal nanocavity. *Physical Review B*, 76(4) :41102, 2007.

[64] F. Intonti, S. Vignolini, F. Riboli, A. Vinattieri, D.S. Wiersma, M. Colocci, L. Balet, C. Monat, C. Zinoni, L.H. Li, et al. Spectral tuning and near-field imaging of photonic crystal microcavities. *Physical Review B*, 78(4) :41401, 2008.

[65] K. Yee. Numerical solution of inital boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 14(3) :302–307, 1966.

[66] F. Bordas. *Sources laser à très faible seuil par ralentissement et piégeage de la lumière dans un cristal photonique*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2008.

[67] N. Louvion. *Microscopie en champ proche optique de structures à base de cristaux photoniques*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2005.

[68] R. Toledo-Crow, PC Yang, Y. Chen, and M. Vaez-Iravani. Near-field differential scanning optical microscope with atomic force regulation. *Applied Physics Letters*, 60 :2957, 1992.

[69] DA Lapshin, EE Kobylkin, and VS Letokhov. Shear force distance control in near-field optical microscopy : experimental evidence of the frictional probe-sample interaction. *Ultramicroscopy*, 83(1-2) :17–23, 2000.

[70] K. Hsu and L.A. Gheber. Tip-sample interaction in a shear-force near-field scanning optical microscope. *Review of Scientific Instruments*, 70 :3609, 1999.

[71] K. Karrai and R.D. Grober. Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes. *Applied Physics Letters*, 66 :1842, 1995.

[72] Y. Akahane, T. Asano, B. Song, and S. Noda. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425(6961) :944–947, 2003.

[73] S.H. Kim, G.H. Kim, S.K. Kim, H.G. Park, Y.H. Lee, and S.B. Kim. Characteristics of a stick waveguide resonator in a two-dimensional photonic crystal slab. *Journal of Applied Physics*, 95 :411, 2004.

[74] Y.S. Choi, MT Rakher, K. Hennessy, S. Strauf, A. Badolato, PM Petroff, D. Bouwmeester, and EL Hu. Evolution of the onset of coherence in a family of photonic crystal nanolasers. *Applied Physics Letters*, 91 :031108, 2007.

[75] N. Louvion, D. Gérard, J. Mouette, F. de Fornel, C. Seassal, X. Letartre, A. Rahmani, and S. Callard. Local observation and spectroscopy of optical modes in an active photonic-crystal microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 94(11) :113907, Mar 2005.

[76] O. Sqalli, I. Utke, P. Hoffmann, and F. Marquis-Weible. Gold elliptical nanoantennas as probes for near field optical microscopy. *Journal of Applied Physics*, 92 :1078, 2002.

[77] G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, and C. Cohen-Tannoudji. *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, pages 333–337. ellipses, 1997.

[78] C. Monat. *Ilôts quantiques et cristaux photoniques planaires pour un microlaser faible seuil à 1,5μm*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.

[79] E. Gini and H. Melchior. Thermal dependence of the refractive index of inp measured with integrated optical demultiplexer. *Journal of Applied Physics*, 79(8) :4335–4337, 1996.

[80] AR Forouhi and I. Bloomer. *Properties of Indium Phosphide*, pages 103–137. EMIS Datareviews Series No. 6. INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London and New York, 1991.

[81] GD Pettit and WJ Turner. Refractive index of InP. *Journal of Applied Physics*, 36 :2081, 1965.

Study of a SNOM probe impact on optical mode properties of a photonic crystal cavity

Photonic crystals (PC) provide us with an unprecedented ability to control and confine photons. In particular, PC slab structures (2D-PC), which rely on total internal reflection for the vertical optical confinement, and the photonic bandgap effect for the in-plane confinement, play an increasingly important role in nanophotonics.

When combined with defect engineering, such structures can support localized modes with small mode volumes and large quality factors. When coupled to a single emitter like a quantum dot, these PC structures can be used to enhance or inhibit the dynamics of the source. The efficiency of the coupling between the emitter and the cavity depends both on the spectral matching and the spatial overlap between the cavity mode and the emitter. To address the issue of the optimal positioning of an emitter inside a cavity it is crucial to know the actual cavity mode profile on a small enough scale.

For that purpose, near-field scanning optical microscopy (NSOM) has proved to be an invaluable tool as it gives us access to the mode profiles inside the cavity with a spatial resolution beyond what can be achieved with far-field techniques. We show that the near-field probing yields important information such as the local spectral response of a structure, or light intensity distribution inside a nanophotonic component.

However, the potential of 2D-PC structures to foster new photonic devices would be greatly enhanced if their optical properties could be modified after fabrication. In particular, for active structures, the ability to post-tune, in a reversible way, a cavity to match the emission or absorption line of an emitter is of great interest.

A near-field optical microscope (NSOM) can be used to achieve this effect.

In this work, we design and optimize a linear cavity with seven holes missing (CL7). We study theoretically the properties of the cavity and especially the fundamental mode presenting a good quality factor. Then, the interaction of near-field probes with the modes of the CL7 and, in particular, the effect of the probe material on the emission wavelength and the relative induced losses are investigated. For this purpose, a tip is introduced in the 3D-FDTD simulations, either with silica index (1.44) or with silicon index (3.4). Then, the effect of the probe shape on the cartography is studied, particularly the influence of the polarisability and the cross-section.

The CL7 cavity are fabricated and characterized by refractive optical set-up and by near-field optical microscope. Laser emission is achieved and the mode presenting laser effect is used to investigate the interaction with the near-field probe. NSOM characterization with a bare silica tip and an hybrid silica/silicon tip are made on CL7 cavity and we demonstrate the silicon-coated tip induces a shift in the range of a few nanometers, from 5 to 10 times higher than the intrinsic linewidth of the peak. The silica tip induces wavelength shifts in the range of 0.1 nm, which is not detected by our set-up.

We also demonstrate the importance of the probe shape when observing directly and locally the field distribution with NSOM. We show that an isotropic low index tip can be used as a passive tool as the near-field map gives a good approximation of the mode as it exists in the structure without the tip. Conversely, an anisotropic tip gives partial information as it will convert the field in the direction of the small axis.

Etude de l'impact d'une pointe SNOM sur les propriétés des modes optiques d'une cavité à base de critaux photoniques

Les cristaux photoniques (CP) nous fournissent un moyen sans précédent de contrôler et de confiner les photons. En particulier, les cristaux photoniques membranaires (CP-2D) (confinement vertical par réflexion totale interne), et l'effet de bande interdite photonique (confinement dans le plan), jouent un rôle très important en nanophotonique.

En introduisant des défauts dans le cristal (omission d'un ou de plusieurs motifs), il est possible de générer des modes optiques très localisés, possédant un faible volume modal et un grand facteur de qualité. Coupler un émetteur unique à ce type de mode peut être alors utile pour exalter ou inhiber sa dynamique. L'efficacité du couplage dépend à la fois de l'accord en longueur d'onde entre l'émetteur et le mode optique ainsi que de leur recouvrement spatial, c'est pourquoi le contrôle du couplage entre l'émetteur et le mode localisé doit être optimal. Il est donc crucial de connaître le profil du mode dans la cavité à une échelle suffisamment petite.

Jusqu'à présent, le SNOM s'est révélé un outil de caractérisation particulièrement bien adapté à l'observation directe du champ dans des structures nanophotoniques. En effet, il permet d'accéder aux parties évanescentes des modes, livrant ainsi des informations locales, inaccessibles par des mesures classiques en champ lointain. Cependant, le potentiel des structures à base de CP-2D pour développer de nouveaux composants photoniques serait considérablement accru si leurs propriétés optiques pouvaient être modifiées après fabrication. En particulier, pour les structures actives, la capacité à accorder de manière réversible une cavité à l'emission ou à l'absorption d'une source est de grand intérêt.

Dans cette étude, l'idée est donc d'utiliser la sonde d'un SNOM dans le but de perturber la résonnance (longueur d'onde, facteur de qualité) d'un mode.

Dans ce travail, Nous concevons et optimisons une cavité linéaire dans laquelle sept trous ont été omis (CL7). Nous étudions théoriquement les propriétés de la cavité et particulièrement un mode présentant un bon facteur de qualité. Ensuite, l'interaction de pointes champ proche avec les modes de la CL7 et en particulier l'effet du matériau de la pointe sur l'émission en longueur d'onde et les pertes induites relatives sont étudiés. Dans ce but, une pointe est introduite dans des simulations FDTD-3D, soit avec l'indice de la silice (1.44), soit avec l'indice du silicium (3.4). Ensuite, l'effet de la forme de la pointe sur les cartographies est étudié, et particulièrement l'influence de la polarisabilité et de la section efficace.

Les cavités CL7 sont fabriquées et caractérisées par un dispositif d'optique réfractive et par un microscope optique de champ proche. Le mode fondamental, présentant un effet laser, est utilisé pour étudier l'interaction ave la pointe champ proche. Des caractérisations SNOM avec une pointe en silice et une pointe hybride silice/silicium sont réalisées sur la cavité CL7 et nous démontrons que la pointe en silice recouverte de silicium provoque un décalage en longueur d'onde de l'ordre de quelques nanomètres, de 5 à 10 fois supérieur que la largeur intrinsèque du pic. La pointe en silice induitdes décalages en longueur d'onde de l'ordre du dixième de nanomètre, qui n'est pas détecté par notre montage expérimental.

Nous démontrons également l'importance de la forme de la pointe lors de l'observation directe et locale de la distribution du champ avec le SNOM. Nous montrons qu'une pointe isotrope de bas indice peut être utilisée comme un outil de caractérisation passive car la cartographie champ proche donne une bonne approximation du mode tel qu'il existe dans la structure sans présence de la pointe. A l'inverse, une pointe anisotrope donne une information partielle car elle ne convertie le champ que dans la direction du petit axe.