

Imagerie hyperspectrale en champ proche optique : développement et applications à la nanophotonique

Jean Dellinger

▶ **To cite this version:**

Jean Dellinger. Imagerie hyperspectrale en champ proche optique : développement et applications à la nanophotonique. Autre [cond-mat.other]. Université de Bourgogne, 2013. Français. NNT : 2013DIJOS009 . tel-00908824

HAL Id: tel-00908824

https://theses.hal.science/tel-00908824

Submitted on 25 Nov 2013

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

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

Université de Bourgogne

THÈSE

pour obtenir le grade de **Docteur en Sciences**
de l'Université de Bourgogne

Discipline : Physique

Imagerie hyperspectrale en champ proche optique : développement et applications à la nanophotonique

soutenue publiquement par

Jean Dellinger

le 4 avril 2013

École Doctorale : Physique & Sciences de la Matière

Rapporteurs :	Hervé Rigneault	Directeur de Recherche, Univ. Aix Marseille
	Rémi Carminati	Professeur, ESPCI Paris Tech
Examinateurs :	Éric Cassan	Professeur, Univ. Paris-Sud
	Vincent Laude	Directeur de Recherche, Univ. de Franche-Comté
Directeur de thèse :	Frédérique de Fornel	Directeur de Recherche, Univ. de Bourgogne
Co-directeur de thèse :	Benoît Cluzel	Maître de Conférence, Univ. de Bourgogne

Institut Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne — CNRS UMR 6303 — Equipe OCP

À Paola, Suzon et son petit frère qui arrive

Remerciements

Je tiens, tout d'abord, à remercier les personnes qui ont accepté de faire partie du jury :

- *M. Vincent Laude qui a assuré les rôles de président du jury et d'examinateur ;*
- *MM. Hervé Rigneault et Rémi Carminati, qui ont accepté de rapporter ce travail. Je les remercie pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail ainsi que pour leurs remarques ;*
- *M. Éric Cassan qui a assuré le rôle d'examinateur ;*
- *Et surtout, Frédérique de Fornel et Benoît Cluzel, qui m'ont encadré durant ces années passées à Dijon.*

J'ai eu la chance lors de ma thèse de travailler en étroite collaboration avec deux autres laboratoires, qui, grâce à leurs échantillons, ont permis de mettre en valeur la plateforme que j'ai élaborée. Je tiens donc à remercier :

Patrice Genevet, Jao Lin et Frederico Capasso de l'université d'Harvard. Un grand merci à eux pour leurs très belles réalisations et pour les échanges scientifiques que nous avons eus. Encore désolé de ne pas avoir pu accepter votre proposition post-Doc ;

Van Do et Éric Cassan de l'université de Paris-Sud. Vos structures ont permis de « sublimer » la détection hyperspectrale. Sans vos travaux préliminaires (simulation et fabrication), je n'aurais pas eu d'aussi beaux résultats physiques et « artistiques ».

Je tiens à remercier toutes les personnes de l'université de Bourgogne. Je pense particulièrement à M. Bernard Sinardet du service éléctronique et MM. André Javelle, Jean-Marc Muller et Brice Gourier de l'atelier de mécanique.Un grand merci à ces derniers . Leur expertise a permis le dépôt d'un brevet.

Je pense aussi à toute l'équipe OCP :

Un ENORME merci à Frédérique, la Maman de l'équipe. Merci tout d'abord de m'avoir pris en CDD puis en thèse. J'ai beaucoup apprécié les discussions (bien évidement entrecoupées de pauses téléphoniques) qui s'étendaient de la nanophotonique à la collection d'insectes pour finir sur le temps dijonnais. Travailler avec toi fut très enrichissant que ce soit au niveau scientifique ou au niveau humain. Je n'avais jamais travaillé avec une « chef » aussi attentionnée et qui a pour seul objectif, la réussite de ses étudiants. Enfin, Paola et moi te remercions d'avoir rangé tout ton garage un samedi matin pour stocker notre belle table monastère pendant 2 mois.

Vient ensuite le « sous-chef » de l'équipe, Benoît. Un acharné de travail et d'apéro. Je me souviendrai longtemps des descentes dans les fins fonds de l'université qui se terminaient toujours par de superbes trouvailles (rail de diffraction X, perceuse à colonne, marbres ...). Il y a eu aussi les nombreuses « manip du vendredi » qui ont abouti à des résultats plus ou moins concluants mais qui finissaient surtout par un apéro vin-saucisson en ville. Merci aussi à ta petite famille (Audrey, Antonin et Camille) pour les belles vacances de ski que nous avons passées tous ensemble.

Comment ne pas remercier le binôme/couple Marlène/Olivier qui n'a cessé de vouloir saboter mon travail. Pour ne pas tout citer, voici quelques uns de leurs méfaits : décablage impulsif de BNC, acquisition en mode « slow scan axis desable », démontage des entrées du microscope, nettoyage à sec de nano-antennes, et bien évidement le clou du spectacle « Diiiinng », le délicieux bruit de MA tête champ proche brevetée... qui se brise. Enfin ... merci pour leur non-susceptibilité.

Je remercie aussi tous les autres membres d'OCP avec qui j'ai travaillé dans la bonne humeur : Loïc pour son air toujours enjoué, Claude et sa belle Lorraine, Laurent, Geoffroy, Damien, Denis et Colette.

Dois-je remercier les Gerard(e)s du deuxième et d'ailleurs ? Leur connaissance m'a-t-elle été bénéfique ou préjudiciable ? Je ne saurai quoi répondre. Mais bon... Ils ont quand même été présents pendant ces quatre années. Je remercie donc Oreyun pour notre session poster et nos nombreuses chopes de bières Bruxelloises, Franck pour son humeur et son sourire toujours présent (ou pas), Vincent pour ses « minutes prolos », CH_2 et son « tatanne la figure », Caroline la vice championne de tout, Claire pour notre hobby commun pour les jeux de société (non pas le Monopoly !), Anne et ses plans foireux, C++ pour nos sessions geekerie sous Blender et enfin Alexandre, notre Gerard à tous.

J'ai bien évidemment une pensé pour ma famille. Tout d'abord mes parents, pour leur patience et leur courage lors de la relecture de ma thèse. T'inquiète pas maman, je sais que l'année prochaine est une autre année et qu'elle sera encore plus difficile que celle-ci. Je remercie aussi mes sœurs Marie et Céline, leurs conjoints Vazou et Clément et leurs enfants Adama, Camille et le dernier, Simon (même si ce dernier est né après la tempête). Merci pour tous ces WE et vacances en famille qui ont permis de me vider l'esprit de ces SNOMs, photons, cristaux photoniques, plasmonique ...

Enfin, il ne me reste plus qu'à remercier deux personnes. Merci à toi, Paola, de m'avoir supporté, aidé et motivé durant ces quatre années. Mais surtout merci d'avoir donné naissance à notre petite Suzon. Les couches, les rires, les pleurs et les Dadadada m'ont paradoxalement beaucoup aidé pour la fin de thèse et la rédaction. Merci à vous deux et au futur petit frère qui pointe le bout de son nez.

« ***Le SNOM, c'est comme le Gras,***
C'est la vie »

Table des matières

Remerciements 5

Introduction générale 11

1 État de l'art de l'imagerie résolue spectralement 13
- 1.1 L'imagerie multi-longueur d'onde en astronomie . . . 13
  - 1.1.1 L'imagerie multi-bande . . . 14
  - 1.1.2 L'imagerie hyperspectrale . . . 14
- 1.2 L'imagerie hyperspectrale appliquée à la science de l'environnement . . . 15
  - 1.2.1 Le spectro-imageur MERIS . . . 16
- 1.3 L'imagerie microscopique résolue spectralement . . . 18
  - 1.3.1 L'imagerie médicale . . . 18
  - 1.3.2 La microscopie multi-photons . . . 18
- 1.4 Conclusion . . . 20

2 Microscopie en champ proche optique 21
- 2.1 Historique . . . 21
- 2.2 Principe de la microscopie en champ proche optique . . . 22
  - 2.2.1 Le mode illumination . . . 23
  - 2.2.2 Les modes collection . . . 23
- 2.3 Exemples d'images obtenues en champ proche optique . . . 25
  - 2.3.1 Imagerie de l'intensité lumineuse . . . 25
  - 2.3.2 Imagerie champ proche par détection hétérodyne . . . 26
  - 2.3.3 Imagerie en mode perturbation . . . 28
- 2.4 L'instrumentation au laboratoire . . . 29
  - 2.4.1 La plateforme dédiée à l'optique intégrée . . . 29
  - 2.4.2 La plateforme dédiée à l'imagerie résolue en angle . . . 30
- 2.5 La nouvelle plateforme épiscopique . . . 31
  - 2.5.1 Le microscope inversé . . . 31
  - 2.5.2 Mise en place du nouveau microscope . . . 32
  - 2.5.3 Validation et premiers résultats . . . 33
    - 2.5.3.1 Validation du statif par imagerie confocale . . . 34

2.5.3.2 Validation de l'imagerie en champ proche optique 35
2.6 L'apport d'une détection hyperspectrale 39
2.7 Conclusion 40

3 Implémentation de la détection hyperspectrale 41
3.1 Les bases de la détection hyperspectrale 41
3.2 Le choix du matériel 43
3.2.1 Les sources laser 43
3.2.2 L'étage de détection 44
3.3 Pilotage des différents appareils 45
3.3.1 Pilotage des instruments 45
3.3.2 Traitement des informations 46
3.4 Les premiers résultats en hyperspectrale 47
3.5 Performance de l'imagerie hyperspectrale 49
3.5.1 La résolution spatiale 50
3.5.2 La résolution spectrale 50
3.5.3 Compromis entre la résolution spatiale et la résolution spectrale . . 50
3.5.4 Étude photométrique du système de détection 54
3.6 Conclusion 55

4 Étude hyperspectrale de la génération de plasmon de Bessel 57
4.1 Les plasmons de surface 57
4.1.1 Génération de plasmons de surface 57
4.1.2 Applications et mise en forme de plasmon 58
4.2 Les faisceaux non-diffractants 59
4.2.1 Exemple simple d'un faisceau non-diffractant 59
4.2.2 État de l'art et théorie faisceaux non-diffractants 61
4.2.3 Ondes de surface non-diffractantes 62
4.3 Les faisceaux de Bessel plasmoniques 64
4.3.1 Théorie 65
4.3.2 Réalisation des échantillons 66
4.4 Caractérisation en champ proche optique 68
4.4.1 Dispositif expérimental 68
4.4.2 La réponse spectrale 69
4.4.3 L'invariance du profil transverse 70
4.4.4 Caractérisation du faisceau LCGB 71
4.4.5 Visualisation du self healing 75
4.5 Conclusion 76

5 Les cristaux photoniques, propriétés et premières caractérisations **77**
5.1 Rappel de quelques propriétés des cristaux photoniques 77
5.1.1 La bande interdite photonique 78
5.1.2 Les cristaux photoniques planaires à deux dimensions 79
5.1.2.1 Confinement vertical et cône de lumière 80
5.1.2.2 Zone de Brillouin et diagramme de bande 81
5.1.2.3 Courbes iso-fréquence d'un cristal photonique 83
5.2 Un CP présentant des effets super-prisme et d'auto-collimation 84
5.2.1 L'effet superprisme et l'effet d'auto-collimation 84
5.2.1.1 L'effet superprisme 85
5.2.1.2 L'effet d'autocollimation 85
5.2.2 Détermination de la structure à utiliser 86
5.2.2.1 Simulation 86
5.2.2.2 Réalisation 88
5.3 Caractérisation du CP 89
5.3.1 Champ lointain 89
5.3.2 Champ proche 90
5.3.3 Acquisition hyperspectrale 92
5.4 Conclusion 94

6 Caractérisation hyperspectrale d'un cristal photonique à gradient **95**
6.1 L'effet mirage en optique classique 95
6.2 Un mirage dans un cristal photonique 95
6.3 L'échantillon et les premières simulations 96
6.4 Imagerie hyperspectrale de l'effet mirage 98
6.4.1 Dispositif expérimental 98
6.4.2 Observation qualitative de l'effet mirage 99
6.4.3 Interprétations et mesures quantitatives 99
6.5 Étude de la biréfringence du cristal photonique à gradient 102
6.5.1 Le contrôle de la polarisation en optique intégrée 102
6.5.2 Théorie 103
6.5.3 Un polariseur en optique intégrée : imagerie et caractérisation . . . 104
6.5.4 Un séparateur de polarisation en optique intégrée : imagerie et caractérisation 107
6.6 Observation de la transition entre deux régimes de propagation 110
6.6.1 Élargissement de la zone d'étude 110
6.6.2 Régime diffratif et régime d'homogénéisation 112
6.6.3 Décomposition de la trajectoire du faisceau 113

6.6.4 Détermination d'un invariant 114
6.6.5 Visualisation quasi-continue d'un changement de régime de propagation 115
6.7 Conclusion 116

Conclusion générale **119**

Publications personnelles **123**

Bibliographie **125**

Introduction générale

Depuis toujours, l'observation de l'environnement par l'Homme a permis de comprendre le monde qui l'entoure. L'œil est bien évidement le plus accessible des instruments d'observation, mais la soif de connaissances a poussé l'homme à inventer et fabriquer de nouveaux instruments. Ainsi, tout au long de l'histoire, l'humanité n'a cessé d'améliorer et de perfectionner ces systèmes de visualisation.

Même si son invention n'a été que fortuite comme le prétendait Descartes,

> *« Mais, à la honte de nos sciences, cette invention, si utile et si admirable, n'a premièrement été trouvée que par l'expérience et la fortune. Il y a environ trente ans, qu'un nommé Jacques Metius, de la ville d'Alkmaar en Hollande, [. . .] ayant à cette occasion plusieurs verres de diverses formes, s'avisa par bonheur de regarder au travers de deux, dont l'un était un peu plus épais au milieu qu'aux extrémités, et l'autre au contraire beaucoup plus épais aux extrémités qu'au milieu, et il les appliqua si heureusement aux deux bouts d'un tuyau, que la première des lunettes dont nous parlons, en fut composée.* »

la lunette astronomique a permis de comprendre et de poser les premières pierres de l'astronomie moderne. De même pour le développement de la médecine, le microscope optique a permis dans les années 1670, l'observation de formes de vie minuscules : les bactéries. En continuant notre descente vers l'infiniment petit, le microscope électronique image les plans cristallins des matériaux dans le but de déterminer leurs propriétés physiques.

Grâce à l'avènement des capteurs multispectraux, il est maintenant possible d'obtenir un ensemble d'images d'une scène à différentes longueurs d'ondes. L'ajout de cette troisième dimension (deux dimensions spatiales et une spectrale) dans l'imagerie fournit à l'observateur des informations sur la nature et le comportement des objets présents dans la scène. Cette technique d'imagerie résolue spectralement est utilisée dans de nombreux domaines qu'ils soient scientifiques (astrophysique, géologie), militaires (reconnaissance de cibles, détection d'objets cachés) ou encore environnementaux (écologie, urbanisme).

Les progressions impressionnantes des technologies de fabrication ont permis ces dernières années d'intégrer sur puce des composants optiques nanométriques dans le but d'aboutir à un traitement tout optique de l'information. Pour caractériser ces briques élémentaires (guides d'ondes ruban, cristaux photoniques . . .), on utilise principalement la

microscopie en champ proche optique car elle permet d'imager la répartition de l'intensité du champ électromagnétique avec une résolution inférieure au critère de Rayleigh. Afin d'améliorer les méthodes de caractérisation, j'ai développé durant ma thèse, une détection hyperspectrale adaptée à la microscopie en champ proche optique. Cette nouvelle plateforme de mesure résolue spectralement apportera de nombreuses informations sur le champ électrique dans des objets nano-structurés.

Je commencerai ce manuscrit par deux chapitres d'introduction. Le premier portera sur l'imagerie résolue spectralement. Nous verrons que de nombreux systèmes de caractérisation utilisent déjà ce type de détection et qu'il fournit une quantité d'informations bien plus importantes que l'imagerie classique. Je présenterai ensuite le principe de la microscopie champ proche et ses nombreux modes de fonctionnement, pour finir sur la configuration de la nouvelle plateforme champ proche que j'ai développée durant ma thèse.

Le troisième chapitre sera dédié à l'élaboration d'une détection hyperspectrale adaptée aux microscopes en champ proche optique. Je présenterai les différentes étapes de développement qui ont été nécessaires pour la mise en place de ce nouveau mode d'imagerie. Je finirai ce chapitre en présentant les premiers résultats obtenus par cette détection et ces performances.

Enfin les trois chapitres suivants s'articuleront autour des résultats obtenus par la détection hyperspectrale.

Ainsi dans un premier temps, je présenterai les résultats obtenus en plasmonique. En utilisant la nouvelle plateforme en champ proche, nous avons pu visualiser et caractériser la génération d'ondes surfaciques possédant des propriétés remarquables comme la non-diffraction ou l'auto-régénération.

Je finirai ce manuscrit par deux parties dédiées aux cristaux photoniques. Avant mon arrivée, l'équipe possédait un banc dédié à la caractérisation en champ proche des composants pour l'optique intégrée. En adaptant la détection hyperspectrale sur ce banc, nous avons pu étudier la dispersion d'une onde électromagnétique dans les cristaux photoniques. Le premier chapitre permettra d'introduire les propriétés des cristaux photoniques et de montrer une première étude sur deux effets intéressants : l'effet superprisme et d'auto-collimation. Enfin, nous verrons dans le dernier chapitre une caractérisation complète de la réponse spectrale d'un cristal photonique à gradient. Cela a permis de mettre en évidence les nombreuses propriétés que possèdent les cristaux photoniques à gradient, tels que l'effet mirage, la biréfringence et les différents régimes de propagation possibles dans ce type de structure.

Chapitre 1

État de l'art de l'imagerie résolue spectralement

L'imagerie résolue spectralement consiste à obtenir lors de l'acquisition d'une image à la fois les informations spatiales mais aussi spectrales de la scène observée. Il en découle ainsi une matrice à trois dimensions (x,y,λ) qui fournira bien plus d'informations qu'une image classique.

Je présenterai dans ce chapitre plusieurs systèmes utilisant cette technique d'imagerie, leurs performances et les avantages qu'ils apportent. En commençant par l'infiniment grand, je continuerai l'étude par les techniques de visualisation à l'échelle humaine, pour finir par montrer que l'imagerie résolue spectralement est aussi utilisée en microscopie optique.

1.1 L'imagerie multi-longueur d'onde en astronomie

Les hommes ont toujours été fascinés par l'observation du ciel. La plupart des grandes découvertes astronomiques ont été obtenues par l'étude du ciel grâce aux systèmes d'imagerie. On peut citer la lunette astronomique qui a permis à Galilée dans les années 1610, de justifier le principe d'héliocentrisme proposé par Copernic. Même si cette affirmation n'est pas complètement exacte, il publia un ouvrage la défendant [1] et qui s'opposa à la théorie du géocentrisme défendue par l'Église. Plusieurs siècles plus tard, le télescope spatial Hubble a permis la découverte des premières exoplanètes en mesurant les fluctuations d'intensité lumineuse des étoiles susceptibles de posséder de telles planètes.

Ces deux exemples d'instruments, fournissent à l'observateur une image spatiale de la scène observée (soit une image à deux dimensions). L'ajout d'une troisième dimension spectrale lors de la détection, va permettre d'obtenir plus d'informations physiques sur l'objet comme sa composition, sa température, sa distance, sa vitesse de déplacement... Ces données sont très utiles pour la compréhension de l'univers et de son expansion [2].

1.1.1 L'imagerie multi-bande

En astronomie, il existe une classification dans l'imagerie multi-longueur d'onde. La plus simple, appelée multi-bande, n'est composée que d'une dizaine de bandes spectrales d'étude. Les images sont obtenues en utilisant plusieurs détecteurs sensibles dans différentes gammes spectrales ou en utilisant des filtres optiques [3].

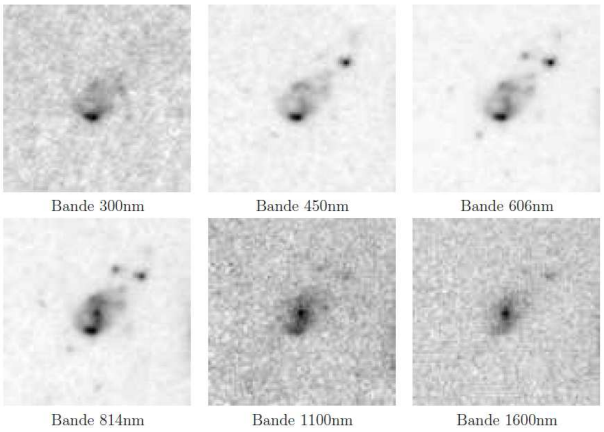


Figure 1.1 – Images multi-spectrales d'une galaxie prise par le télescope Hubble [2].

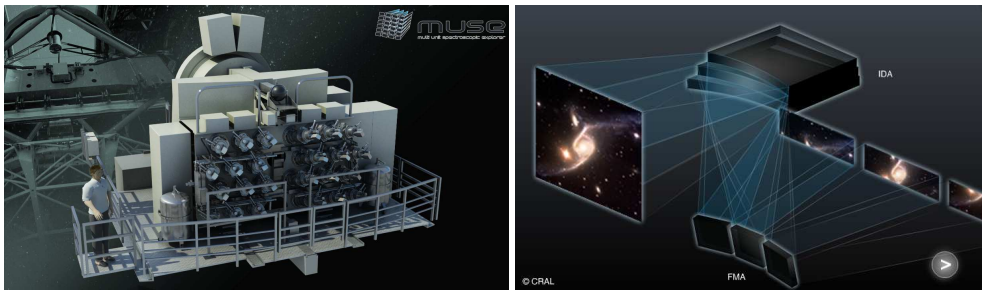
La figure 1.1 montre une acquisition multi-spectrale faite par le télescope Hubble. Cette technique permet d'imager la galaxie depuis le proche UV jusqu'à l'infrarouge. Malgré le faible nombre d'images et la faible discrétisation spectrale (la largeur spectrale des filtres est d'une centaine de nanomètres), l'imagerie multi-bande permet de différencier les zones importantes d'une galaxie. En effet, les images prises dans l'ultra-violet montrent principalement les zones de formation stellaire alors que celles dans l'infrarouge décrivent la structure globale de la galaxie observée.

1.1.2 L'imagerie hyperspectrale

Les avancés technologiques en spectrométrie et en conception de systèmes optiques ont permis d'augmenter grandement le nombre de bandes spectrales d'études. Dans ce cas, on parle d'imagerie hyperspectrale.

Le système MUSE [4–6] (Multi Unit Spectroscopic Explorer), qui est en cours d'installation sur le Very Large Telescope (VLT) du Chili (figure 1.2(a)) est le premier instrument capable d'analyser spatialement et spectralement la totalité du champ du télescope en une acquisition. Pour cela, MUSE utilise un découpeur et des séparateurs de champ pour discrétiser celui-ci en 24 images(figure 1.2(b)).

Chacune de ces 24 portions est divisée en 1152 pixels pour être ensuite analysée par des spectromètres. Au final, MUSE fournit une matrice 3D de 370 millions de pixels et



(a) (b)

Figure 1.2 – Dispositif MUSE monté sur le VLT. (a) Visualisation artistique de l'imageur. (b) Principe du séparateur et découpeur de champ [7].

1570 mega-bytes (MB) de données. La taille de cette matrice met en évidence les difficultés de stockage et de traitement de données que présente ce type d'imagerie. Cependant elle apporte énormément d'avantages. Là où les anciennes méthodes ne permettaient d'analyser qu'une petite partie du champ, MUSE permet d'analyser sa totalité en une acquisition (mode à trame pointée [8]). Cette unique acquisition est très appréciable en astronomie car les temps de pose peuvent être supérieurs à une dizaine d'heures.

L'impact de cet instrument devrait être comparable à celui apporté par le télescope spatial Hubble. MUSE permettra ainsi d'observer des galaxies dont leur intensité est dix à cent fois plus faibles que celle observées par le télescope Hubble. Cela est essentiel pour comprendre l'assemblage des premières briques de matière nécessaire à la formation des galaxies telles que nous les connaissons aujourd'hui.

1.2 L'imagerie hyperspectrale appliquée à la science de l'environnement

L'imagerie hyperspectrale occupe une place privilégiée dans l'observation de l'environnement (civile ou militaire). Il s'agit dans la plupart des cas, de systèmes optiques aéroportés pour l'observation de zones géographiques. Elle repose sur l'étude du spectre de la lumière réfléchie ou émise par l'objet observé. Les domaines d'études couverts par ces types de détection sont vastes :

- Étude de l'atmosphère : climatologie, imagerie [9]
- Cartographie : segmentation de zone (forêts, routes, champs) [10]
- Géologie : prospection minière ou diamantifère [11]
- Étude de la végétation : état de santé des plantes, hydrométrie [12]

La difficulté principale de ce type d'imagerie est la présence de l'atmosphère et de ses turbulences qui perturbent les mesures. Ainsi la connaissance des propriétés atmosphériques (absorption non uniforme sur la bande spectrale, anisotropie des milieux, diffusion des aérosols…) est essentielle pour obtenir des informations fiables, car les perturbations contribuent à la majeure partie du signal détecté.

Y. Ferrec dans son dossier technique sur les spectro-imageurs [13] et dans sa thèse [8], recense la plupart des techniques utilisées pour l'imagerie environnementale. Je vous présenterai dans cette partie, un spectro-imageur intégré dans un satellite d'observation.

1.2.1 Le spectro-imageur MERIS

En Mars 2002, l'Agence Spatiale Européenne (ESA) a lancé un satellite en orbite polaire appelé Envisat. L'orbite polaire (700 km d'altitude) permet aux satellites de survoler les pôles de la terre à chaque révolution. Ces satellites sont principalement dédiés à l'observation et à la cartographie de l'atmosphère, des océans et des continents. Pour cela, le satellite a été équipé du spectro-imageur MERIS (MEdium Resolution Imaging Spectrometer).

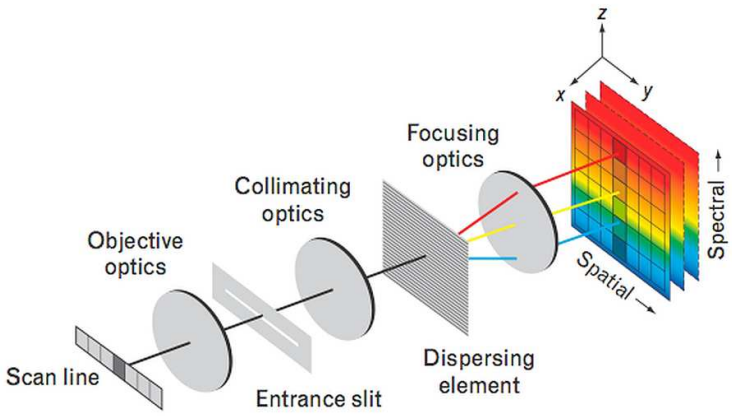


Figure 1.3 – Dispositif optique dit « Pushbroom spectrometer ». Ce dispositif permet d'acquérir le spectre de chaque pixel d'une ligne en une acquisition. La lumière issue d'un pixel est diffractée sur une matrice CCD afin d'obtenir le spectre [14].

Contrairement au système d'imagerie de la section 1.1.2, dans laquelle l'image hyperspectrale s'effectue en une acquisition, le spectro-imageur présenté ici, utilise une technique dite à champ linéaire [8]. Dans cette configuration, l'acquisition de l'image hyperspectrale se fait ligne par ligne. Pour cela, MERIS utilise un dispositif optique appelé « Pushbroom spectrometer » représenté en figure 1.3 issue de [14].

Un premier objectif image la scène observée sur une fente d'entrée (suivant y) afin de ne sélectionner uniquement une ligne de la scène. Un collimateur associé à un réseau de

Champs de vision	68,5 ° soit une ligne de 1150 km
Résolution spatiale	300 m imagerie terrestre, 1200 m imagerie maritime
Résolution spectrale	1,8 nm
Gamme spectrale	390 nm-1040 nm divisée en 15 bandes maximum
Temps d'acquisition	Cartographie de la terre entière en 3 jours

Table 1.1 – Caractéristiques et performances du spectro imageur MERIS

diffraction disperse le faisceau suivant l'axe z pour être imagé par la suite sur une matrice CCD. Ainsi le spectre d'un point y_i de la ligne s'image suivant l'axe z de la matrice CCD à la coordonnée y_i. Cette technique permet de décomposer la lumière issue d'une ligne de l'image en différentes bandes spectrales. La largeur et la résolution spectrales d'étude dépendent du pouvoir dispersif du réseau et des paramètres de la matrice CCD. Afin d'augmenter la taille du champ de vision et la résolution spatiale (cf tableau 1.1), MERIS utilise cinq systèmes de ce type alignés suivant l'axe y de la figure 1.3. Ainsi MERIS cartographie une zone géographique en enregistrant chaque ligne durant le déplacement du satellite (suivant l'axe z). Le tableau 1.1 présente les caractéristiques techniques de MERIS.

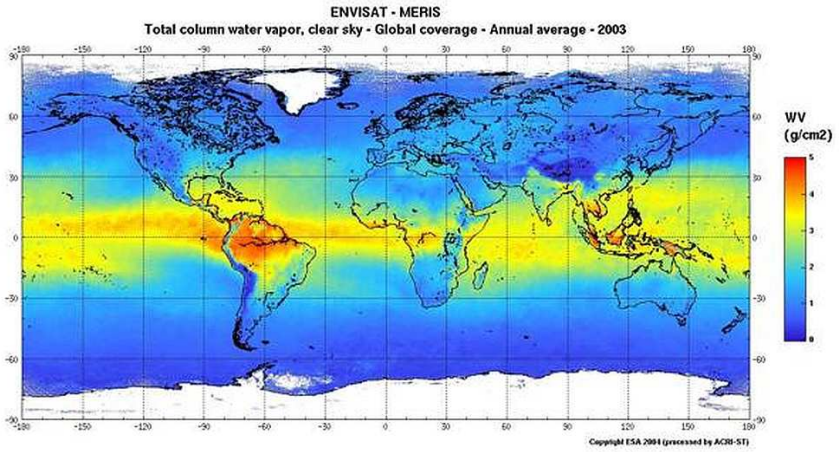


Figure 1.4 – Cartographie de la concentration de vapeur d'eau dans l'atmosphère [12].

L'objectif principal de MERIS est de mesurer la couleur de l'océan au large et dans les zones côtières. Il est possible de déduire de cette mesure, la concentration de vapeur d'eau dans l'air (figure 1.4), la concentration de chlorophylles, ou de sédiments en suspension dans l'eau. Ces mesures sont utilisées, entre autres, pour le suivi du cycle du carbone, du régime thermique océanique, ou encore la gestion des zones de pêches. Enfin, cet instrument est également très utile pour suivre l'évolution des propriétés biogéophysiques des environnements terrestres, telle que la fraction de radiation solaire utilisée par les

plantes dans les processus de photosynthèse.

1.3 L'imagerie microscopique résolue spectralement

En continuant notre démarche sur l'observation d'objets de plus en plus petits, nous arrivons à l'échelle microscopique. Je présenterai dans cette section, quelques techniques d'imagerie résolue spectralement et surtout l'avantage qu'apporte une détection hyperspectrale.

1.3.1 L'imagerie médicale

Le développement des différents traitements et vaccins a été obtenu grâce à l'observation des virus et bactéries. Cependant de nombreux objets (cellules cancéreuses, protéines) invisibles ou indifférenciables aux longueurs d'onde visibles, peuvent être la cause de nombreuses maladies ou au contraire les soigner.

Les cellules cancéreuses sont par exemple détectées, dans le cas du cancer du sein, en utilisant des colorants artificiels qui se fixent sur ces cellules. Grâce aux propriétés d'absorption du colorant, et en choisissant les bonnes longueurs d'onde d'excitation, il est possible de détecter la présence de ces cellules malades [15]. Cependant, le fait de travailler à une longueur d'onde fixe, ne rend le système de détection sensible qu'à un type de colorant. Une détection hyperspectrale permettrait d'obtenir un dispositif plus fonctionnel.

1.3.2 La microscopie multi-photons

La microscopie classique est utilisée pour imager des objets possédant des dimensions comprises entre la centaine de nanomètres et le millimètre. Cette technique d'imagerie fournit une information spatiale de l'objet observé mais il est souvent difficile de déterminer sa vraie nature.

La microscopie dite multi-photons [16, 17] permet de caractériser plus précisément la nature et les propriétés de l'objet. Elle repose sur l'utilisation des interactions lumière-matière comme nouveau mode de contraste. Qu'elles soient linéaires (fluorescence à un photon), ou non-linéaires, (génération de second harmonique, diffusion Raman) (figure 1.5), ces interactions sont propres à chaque matériau. Pour la plupart, elles ont été découvertes dans les années 60.

En effet, la génération de second harmonique mise en évidence en 1961 par P. A. Franken [18] a été appliquée à la microscopie par S. Roth et I. Freund [19] en 1979. Les premières utilisations de la fluorescence à deux photons comme source de contraste en microscopie ont été faites par W. Denk [20]. Enfin, ce n'est qu'en 1997 que le groupe de

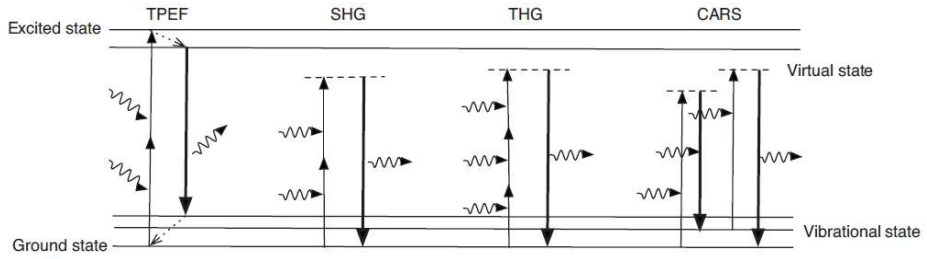


Figure 1.5 – Représentation des différents effets non linéaires [16] : Fluorescence à un ou deux photons (TPEF) ; Génération de second harmonique (SHG) ; Génération de troisième harmonique (THG) ; Diffusion Raman (CARS). Reprinted with permission from [16]. ©RSI 2009, American Institute of Physics.

Y. Silberberg [21] présente une démonstration expérimentale de la génération de troisième harmonique. Enfin, même si elle fut utilisée pour la première fois en 1982 par M. D. Duncan [22], la diffusion Raman anti-Stokes cohérente (CARS) a pris son essor plus récemment [23].

Quelle que soit la nature de l'interaction utilisée, le principe reste identique. Il consiste à illuminer point par point l'échantillon à une longueur d'onde d'excitation et à collecter la lumière diffusée. L'étude spectrale de l'onde diffusée donne une information sur les différents éléments présents dans la scène.

En effet, dans le cas de la diffusion Raman [24], le spectre de la lumière diffusée présente plusieurs raies qui sont directement liées au nombre d'états vibrationnels du matériau. En utilisant des filtres optiques ou un spectromètre, on peut imager l'échantillon pour chaque raie d'émission, et donc dissocier les différents objets que contient l'échantillon. La figure 1.6 représente une acquisition Raman des fameuses cellules immortelles HeLa [25]. Les quatre images, obtenues pour quatre longueurs d'onde, mettent en évidence la répartition des différentes protéines et corps gras de la cellule.

La plupart des techniques d'imagerie microscopique mutliphotons reposent sur une excitation et une collection mono canal. Ainsi, pour étudier plusieurs effets, il est nécessaire d'acquérir une image pour chaque jeu de paramètres. A l'inverse l'imagerie hyperspectrale permet en une acquisition de détecter l'ensemble du spectre diffusé pour une longueur d'onde d'excitation [26]. On peut aussi remplacer l'excitation mono-longueur d'onde par une excitation large bande afin d'étudier simultanément plusieurs effets linéaires ou non-linéaires .

Les résolutions obtenues par la microscopie optique sont largement suffisantes pour l'observation de cellules vivantes ou d'objets micrométriques. Cependant cette méthode n'est pas adaptée à l'observation d'objets nanométriques.

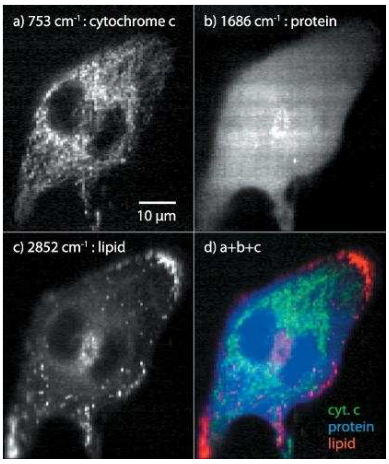


Figure 1.6 – Images de cellules cancéreuses HeLa obtenues par la distribution du signal de diffusion Raman. Les images (a)-(c) représentent respectivement la répartition des protéines cytochromes c, beta sheet et des corps gras.(d) Superposition de toutes les images [26].

1.4 Conclusion

La détection hyperspectrale est une technique permettant d'obtenir des informations à la fois spatiales et spectrales de la scène observée. L'imagerie résolue spectralement qu'elle soit multi ou hyperspectrale est adaptée sur de nombreux systèmes de visualisation, allant des télescopes pour l'observation des galaxies aux microscopes pour l'étude de cellules vivantes.

Cependant, cette détection n'a pas encore été adaptée aux techniques de microscopie en champ proche. À cette échelle, la structuration des objets est comparable aux longueurs d'onde optiques, ce qui engendre de forts effets de dispersion qu'il est indispensable d'étudier pour comprendre la propagation des ondes électromagnétiques.

Chapitre 2

Microscopie en champ proche optique

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'imagerie multi ou hyperspectrale est utilisée dans de nombreux systèmes imageurs. Cependant la détection hyperspectrale est très peu utilisée en microscopie en champ proche alors qu'à ces échelles la propagation d'une onde électromagnétique dépend fortement de la longueur d'onde. L'objectif de cette thèse a été d'implémenter une analyse hyperspectrale sur nos microscopes à sonde locale.

Je commencerai ce chapitre par une introduction sur le champ proche optique. Je parlerai ensuite des différents types de microscopes à sonde locale de l'équipe. Une partie importante sera dédiée à la nouvelle plateforme champ proche que j'ai montée durant ma thèse. Enfin je finirai par l'apport qu'offrirait une détection hyperspectrale dans ce domaine.

2.1 Historique

Pour dépasser la résolution ultime des systèmes optiques fixée par le critère de Rayleigh, il est indispensable de travailler dans le champ proche de l'échantillon. C'est E. Synge qui en 1928 énonce le principe de la microscopie en champ proche optique [27]. Son idée consistait à éclairer un échantillon sur lequel était placé à quelques nanomètres de la surface un masque ayant une ouverture sub-longueur d'onde. En collectant l'onde transmise par l'échantillon, E. Synge affirme qu'il serait possible d'observer des détails d'environ 50nm, soit bien inférieurs à la résolution d'un microscope optique. Ce n'est qu'en 1972 que E. Ash et G. Nicholls [28] ont pu démontrer expérimentalement ces affirmations. Ils ont en effet obtenu des images avec des résolutions de $\lambda/60$ en utilisant des ondes centimétriques alors que le critère de Rayleigh nous limite à des résolutions de l'ordre de $\lambda/2$.

Les premiers microscopes à sonde locale ont vu le jour dans les années 80 avec les développements successifs du microscope à effet tunnel ou STM (Scanning Tunneling Microscope) par G.Binnig et H. Rohrer [29, 30] puis du microscope à force atomique ou AFM

(Atomic Force Microscope) par G.Binnig et C.F. Quate [31]. Ce n'est que quelques années plus tard qu'a été développée la microscopie en champ proche optique ou scanning near-field optical microscopes (SNOM). L'avantage de cette technique est qu'elle permet d'obtenir à la fois une image topographique et une image optique de l'échantillon étudié.

2.2 Principe de la microscopie en champ proche optique

Le principe de la microscopie en champ proche optique consiste à approcher une sonde locale dans le champ proche de l'échantillon, soit à une distance inférieure à 100 nm, dans le but de collecter en tout point, une partie du champ évanescent. De ce fait, on peut obtenir une image avec une résolution inférieure au critère de Rayleigh. C'est en 1984 que D. W. Pohl [32] appliqua en premier ce principe. Il obtint ainsi une image optique ayant une résolution latérale de 25 nm pour une longueur d'onde de travail de 488 nm soit une résolution d'environ $\lambda/20$ ce qui est très inférieur à la limite de Rayleigh .

La principale difficulté réside dans le maintien durant l'acquisition de la sonde locale dans le champ proche de l'échantillon. La première technique développée en 1989 dans notre équipe a été le mode PSTM (Photon STM) [33, 34]. Pour cela, on détecte la partie évanescente du signal optique émis par un échantillon donné et on balaye la sonde en conservant l'intensité optique détectée constante. Cette méthode présente un risque non négligeable de contact entre la sonde et l'échantillon car l'asservissement s'effectue sur le signal optique détecté. De plus, aucune image topographique n'est obtenue avec cette technique.

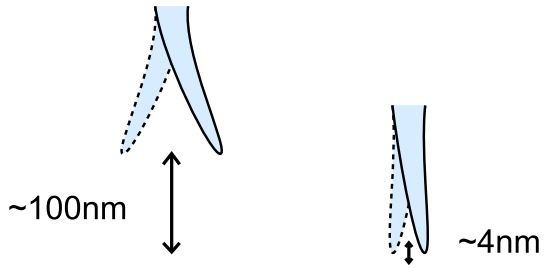


Figure 2.1 – Interaction *shear-force* entre la sonde locale et l'échantillon.

Le deuxième mode utilise les forces de cisaillement ou *shear-force* existant entre la sonde champ proche et l'échantillon [35, 36]. Pour cela, on fait vibrer la sonde sur l'un de ses modes de vibrations mécaniques propres. En approchant la sonde de la surface, les forces de cisaillement vont modifier l'amplitude de vibration de la sonde (figure 2.1). En utilisant une boucle d'asservissement, on maintient cette amplitude de vibration constante afin de garder une distance sonde-échantillon fixe au cours du balayage. Cette technique permet d'obtenir ainsi une image topographique de l'échantillon tout en

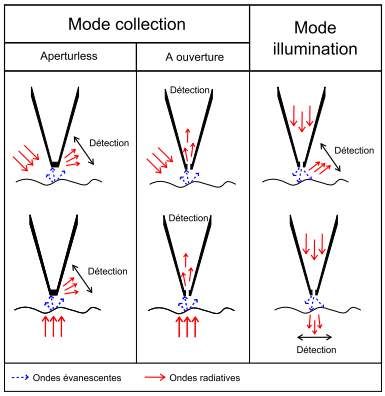


Figure 2.2 – Les différents types de fonctionnement d'un microscope à champ proche optique

collectant une partie du champ évanescent. Aujourd'hui, tous nos microscopes en champ proche utilisent l'asservissement de type shear-force.

La figure 2.2 résume les principaux modes de fonctionnement d'un microscope en champ proche optique. Un « special topic » de B. Hecht [37] résume ces modes de fonctionnement et présente plusieurs applications intéressantes.

2.2.1 Le mode illumination

Dans cette configuration, proposée par E. Synge [27], on utilise une onde évanescente pour sonder l'échantillon. Celle-ci est obtenue par une sonde locale métallisée ayant une ouverture nanométrique à son extrémité (figure 2.3). En effet, l'onde radiative se propageant dans la sonde deviendra évanescente un fois passée l'ouverture nanométrique.

Lorsque l'échantillon est positionné dans le champ proche de la sonde locale, les rugosités sub-longueur d'onde de l'échantillon vont convertir une partie du champ évanescent en onde propagative, que l'on peut ensuite collecter en champ lointain. Le principal inconvénient de ce mode d'utilisation, réside dans la difficulté à collecter les ondes radiatives. En effet, l'intensité lumineuse de ces ondes est très faible car elle découle de deux conversions successives de très faibles rendements. Cette technique est d'ailleurs de moins en moins utilisée de nos jours.

2.2.2 Les modes collection

Dans cette configuration, la sonde locale est utilisée pour convertir les ondes évanescentes en ondes radiatives.

Pour cela, l'échantillon est généralement illuminé par une onde radiative mais elle peut l'être aussi par une onde évanescente (section 2.4.2). La structuration de l'échantillon va engendrer à la fois des ondes évanescentes mais aussi radiatives dues à la diffusion. Le

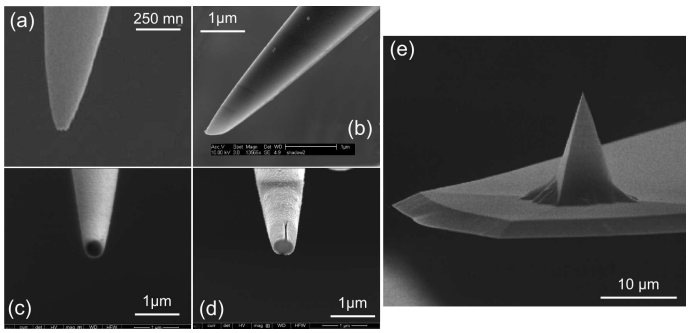


Figure 2.3 – Images au microscope électronique de différentes sondes locales. (a) Sonde diélectrique nue. (b), (c) et (d) Sondes diélectriques métallisées par une couche d'or respectivement sans ouverture, avec ouverture et avec ouverture plus une fente.(e) Sonde AFM.

but est donc de récolter ce champ évanescent en s'affranchissant au maximum des ondes radiatives qui ne portent pas les informations sub-longueur d'onde. En mode collection, deux types de sondes peuvent être utilisés : les sondes avec ou sans ouverture.

Sondes sans ouverture En mode « Aperturless » (sans-ouverture), on utilise une sonde métallisée pour convertir le champ évanescent en ondes radiatives que l'on collecte à l'aide d'un objectif de microscope [38]. L'avantage de cette technique réside dans l'utilisation de la sonde métallique (figure 2.3). En effet, celle-ci est plus robuste qu'une sonde diélectrique et le processus de fabrication est bien maitrisé. La difficulté de ce mode réside dans la collection en champ lointain du signal optique. En effet, il est nécessaire de travailler avec des détecteurs très sensibles car l'intensité des ondes diffractées est très faible. De plus la mesure est très sensible aux bruits extérieurs qui perturbent fortement la mesure (ondes radiatives dues à la diffusion, lumière ambiante ...). Pour améliorer la détectivité, une détection synchrone est souvent utilisée [39]. Celle-ci consiste à moduler à une fréquence donnée l'onde excitatrice. Le signal collecté est ensuite filtré à la fréquence donnée afin de ne garder uniquement la mesure due à l'illumination et non aux bruits extérieurs.

Malgré ces difficultés, le fait d'éclairer l'échantillon en champ lointain permet de couvrir une zone d'étude importante et surtout de pouvoir augmenter l'intensité lumineuse afin de faciliter la collection des ondes évanescentes. Enfin, ce mode d'utilisation est facilement adaptable sur un microscope AFM classique.

Sondes avec ouverture Toujours sur le principe du mode collection, l'utilisation d'une fibre cette fois-ci à ouverture va permettre de collecter directement la lumière par la sonde. Pour cela, on utilise une sonde diélectrique nue ou métallisée avec ouverture (figure 2.3). Le champ évanescent est converti par la sonde en une onde radiative dont une

partie se couple dans la sonde. En positionnant un détecteur en sortie de fibre, on mesure l'intensité lumineuse collectée par la sonde [40].

Dans cette configuration, la nature et la géométrie de la sonde sont des critères importants (figure 2.3). Les sondes métallisées à ouverture ont l'avantage de collecter principalement le champ évanescent du fait de leur ouverture nano-métrique. Cependant ces sondes ont généralement une taille de plusieurs centaines de nm à leur extrémité, ce qui induit une faible résolution spatiale pour les images topographiques.

A l'inverse, les sondes diélectriques sont plus fines (quelques dizaines de nm) mais collectent une partie du champ radiatif présent dans le champ proche de l'échantillon. Ne connaissant pas la fonction d'appareil de la sonde, il est difficile de dissocier la proportion d'ondes radiatives et d'ondes évanescentes collectées par la sonde. Pour limiter l'influence du champ radiatif, une solution consiste à faire une image dans le champ proche de l'échantillon puis une deuxième dans les mêmes configurations d'excitation mais cette fois-ci dans le champ lointain ($\sim 500\,\text{nm}$) afin de collecter uniquement les ondes radiatives. En comparant les deux images, il devient plus facile de quantifier la proportion des ondes radiatives par rapport aux ondes évanescentes.

2.3 Exemples d'images obtenues en champ proche optique

Nous avons vu dans les paragraphes précédents, les différents modes permettant de faire de l'imagerie en champ proche optique. La cartographie de l'intensité optique au niveau d'un échantillon n'est pas la seule grandeur physique observable. En fonction de la sonde et du mode de détection utilisés, il est possible d'obtenir en champ proche optique la cartographie de l'amplitude et de la phase du champ électrique ou magnétique [41,42], de faire de l'imagerie résolue en temps [43], de perturber des systèmes à l'aide de la sonde [44,45] et même d'obtenir des cartographies en température d'un échantillon [46]. Nous verrons dans les paragraphes suivants quelques unes de ces techniques.

2.3.1 Imagerie de l'intensité lumineuse

La cartographie d'intensité en champ proche optique est une des techniques que nous utilisons dans notre laboratoire. Elle consiste à positionner un détecteur directement en sortie de la sonde locale afin de mesurer en chaque point l'intensité lumineuse collectée.

La figure 2.4 montre les résultats obtenus en champ proche optique de la répartition de l'intensité lumineuse dans une cavité hexagonale à base de cristaux photoniques. Ils ont été obtenus dans notre laboratoire par L. Lalouat [47,48]. La première image représente la topographie de l'échantillon. On y distingue très clairement les trous de la structure. En imageant l'échantillon aux longueurs d'onde de résonances présentes sur le spectre, on visualise la répartition de l'intensité lumineuse des différents modes de la cavité.

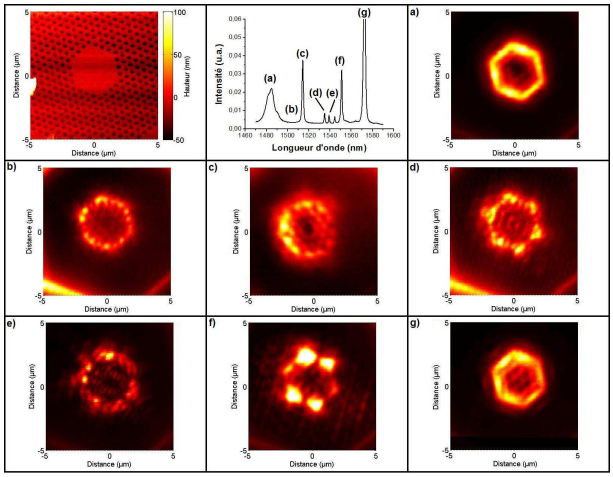


Figure 2.4 – Présentation générale des modes de cavité d'une structure H4. (a)-(g) représente la répartition de l'intensité des différents modes de la cavité [47].

Ce type de détection n'est sensible qu'à l'intensité lumineuse soit le module de l'amplitude au carré du champ électromagnétique collecté par la sonde. Pour obtenir les informations vectorielles du champ (l'amplitude et la phase), il est nécessaire de travailler avec une détection hétérodyne.

2.3.2 Imagerie champ proche par détection hétérodyne

Les détecteurs optiques ne sont sensibles qu'au module carré du champ électrique. En utilisant un montage interférométrique, l'amplitude et la phase du champ deviennent des grandeurs mesurables. Les premiers dispositifs expérimentaux ont été développés dans les années 2000 à l'université de Neufchâtel en Suisse et celle de Twente au Pays-Bas [49, 50].

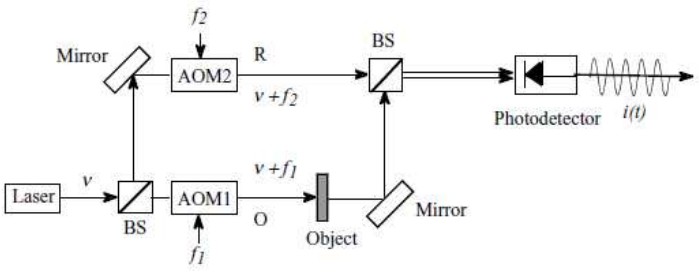


Figure 2.5 – Détection hétérodyne en champ proche optique

La figure 2.5 montre le dispositif d'une détection hétérodyne couplée à un microscope champ proche optique en utilisant un interféromètre de type Mach-Zender. Un laser monochromatique est séparé en deux faisceaux (90/10) afin d'obtenir une voie servant

à l'illumination de l'échantillon et une voie de référence. Le principe consiste à faire interférer l'onde issue du bras de référence modulée à une fréquence f_1 (cellules acousto-optiques) avec l'onde collectée par la sonde qui est modulée à une fréquence f_2. L'interférence des deux ondes monochromatiques produit une onde modulée à la fréquence $\Delta f = |f_1 - f_2|$. En démodulant à l'aide d'une détection synchrone le signal $i(t)$, on obtient la mesure de l'amplitude et de la phase de l'onde électromagnétique collectée. En effet, l'amplitude du champ mesuré se trouve dans l'amplitude de modulation de $i(t)$ et la phase est obtenue en mesurant le déphasage entre l'onde collectée et l'onde issue du bras de référence.

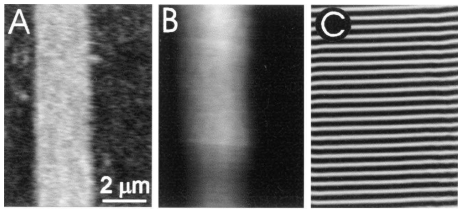


Figure 2.6 – Imagerie en champ proche optique : (a) de la topographie d'un guide d'onde monomode, (b) de l'amplitude et (c) de la phase de l'onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde monomode [51].
©2007 by the American Physical Society

La figure 2.6 tirée de l'article de M. Balistreri [51] présente la mesure de l'amplitude et de la phase du champ électrique se propageant dans un guide d'onde monomode. On retrouve sur ces images une amplitude constante le long de la propagation et une phase oscillant de façon périodique. L'inconvénient majeur de ce dispositif réside dans sa sensibilité aux bruits extérieurs. En effet une perturbation (température, vibrations...) sur un des bras de l'interféromètre rend la mesure très difficile car la phase de l'onde fluctue.

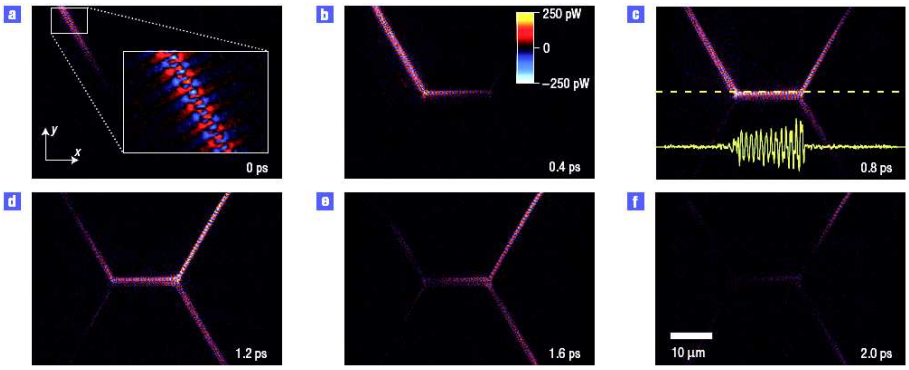


Figure 2.7 – Propagation d'une impulsion laser dans un coupleur à cristal photonique en champ proche optique à différents instants [43]. Adapted by permission from Macmillan Publishers Ltd : Nature Physics, ©2007

En modifiant la détection hétérodyne présentée dans le paragraphe précédent, il est

possible d'obtenir des images en champ proche optique résolue en temps [43, 52]. Pour cela on utilise un laser impulsionnel. Une ligne à retard est aussi ajoutée sur le bras de référence de l'interféromètre. En faisant plusieurs images avec des retards différents, il est possible de visualiser la propagation de l'impulsion lumineuse pour différents temps, comme on peut le voir sur la figure 2.7. L'étude de la propagation de l'impulsion dans le guide (amplitude, largeur) met en évidence les propriétés de dispersion de la structure.

2.3.3 Imagerie en mode perturbation

Pour l'étude de systèmes résonnants, on peut cette fois-ci mesurer la perturbation induite par la sonde sur la répartition du champ électromagnétique dans le système. En effet, A. Koenderink [53] en 2005 a démontré que la présence d'une sonde locale dans le champ proche d'une nano-cavité pouvait modifier la longueur d'onde de résonnance de celle-ci. W. Hopman [44] et L. Lalouat [45] l'ont démontré expérimentalement avec respectivement un microscope AFM sur une cavité à cristal photonique et un SNOM sur une cavité dans un guide d'onde monomode.

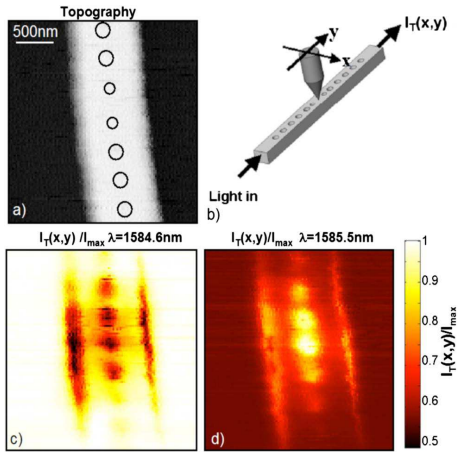


Figure 2.8 – Mise en évidence de la perturbation d'une sonde locale sur une cavité. (a) Image topographique du guide au niveau de la cavité. (b) Dispositif expérimental. (c) et (d) Modification de l'intensité transmise par la cavité en fonction de la position de la sonde pour deux longueurs d'onde proches de la résonance [45]. ©2007 by the American Physical Society

La figure 2.8 met en évidence ce phénomène. L'utilisation du SNOM en mode perturbation permet d'imager les modifications de la transmission d'une cavité en fonction de la position de la sonde. L'image ainsi obtenue permet de restituer la distribution du champ du mode de la cavité.

2.4 L'instrumentation au laboratoire

Dans notre laboratoire, nous disposons de deux microscopes en champ proche optique. Je présente dans cette section ces deux plateformes.

2.4.1 La plateforme dédiée à l'optique intégrée

Une des thématiques importantes de notre équipe de recherche est de comprendre et de contrôler la propagation d'une onde électromagnétique dans des échantillons nanostructurés tels que les cristaux photoniques.

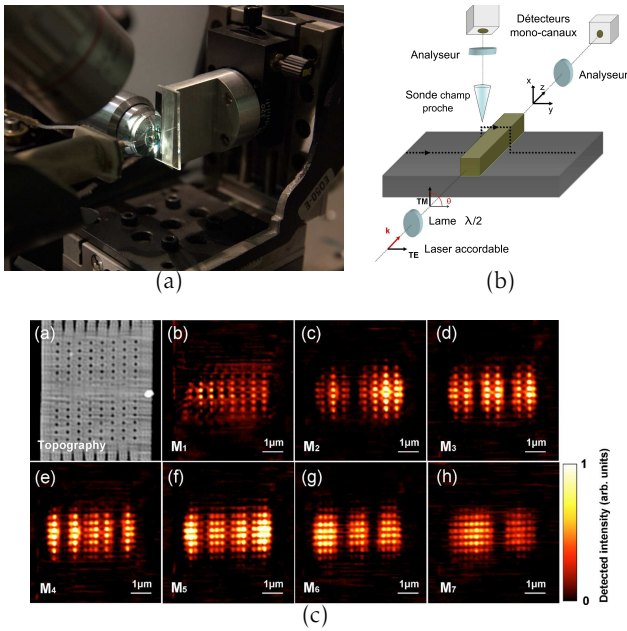


Figure 2.9 – (a) Photographie du microscope en champ proche optique dédié à la nanophotonique. (b) Schéma expérimental de la plateforme. (c) Distribution du champ pour les différents modes résonnants. L'image en haut à gauche est une image topographique des huit cavités couplées. Chaque mode M_i est obtenu pour une longeur d'onde d'illumination donnée [54]. Reprinted with permission from [54] ©APL, 2011, American Institute of Physics.

C'est dans les années 1990 que E. Yablonovitch montra qu'il était possible de concevoir des matériaux ayant des bandes interdites photoniques [55,56], à l'instar des gaps d'énergie électronique dans les semi-conducteurs. En fonction de la géométrie de la structure photonique, la propagation de la lumière ne sera permise que dans certaines directions et pour certaines longueurs d'ondes. Je reviendrai plus en détails sur les cristaux photoniques dans le chapitre 5.

Pour caractériser ce type d'échantillon, nous disposons d'une plateforme dédiée à la

caractérisation de systèmes intégrés sur puce. Une photographie du dispositif est visible sur la figure 2.9(a). Le principe consiste à injecter à l'aide d'un objectif de microscope un laser monochromatique dans un guide d'onde gravé sur la puce. Celui-ci guide la lumière jusqu'à la structure à étudier que nous imageons par la suite en champ proche optique (figure 2.9(b)).

Une illustration d'un résultat obtenu sur cette plateforme est représentée en figure 2.9(c). Il s'agit d'un travail effectué au laboratoire par K. Foubert sur l'étude des modes résonnants de cavités couplées [54]. En imageant l'échantillon aux longueurs d'onde de résonance, on visualise la répartition de l'intensité lumineuse des différents modes de la cavité.

C'est cette plateforme que nous utilisons pour travailler en mode perturbation (paragraphe 2.3.3) [45].

2.4.2 La plateforme dédiée à l'imagerie résolue en angle

Nous disposons également d'un deuxième microscope en champ proche optique avec un contrôle angulaire. L'échantillon est placé sur une platine de rotation afin de pouvoir régler l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon. De plus, en positionnant l'échantillon sur la face arrière d'un prisme semi-cylindrique (figure 2.10(b)), nous pouvons utiliser le phénomène de réflexion totale interne afin de générer au voisinage de l'échantillon des ondes évanescentes.

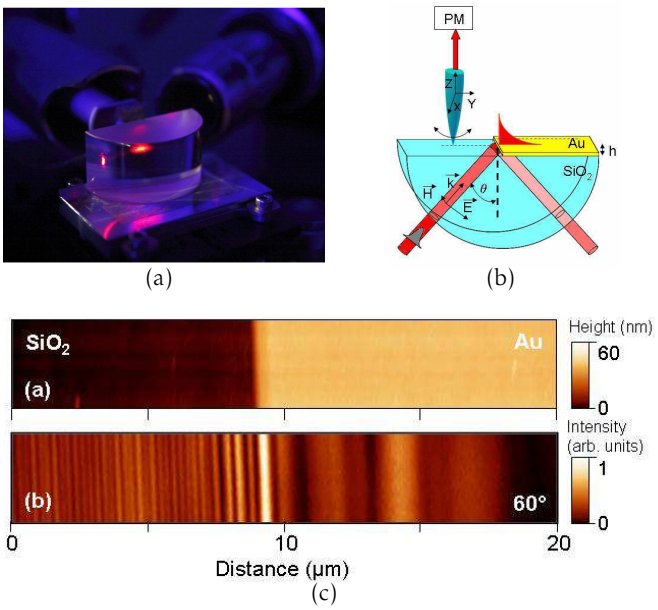


Figure 2.10 – (a) et (b) Photographie et schéma expérimental de la plateforme d'imagerie avec contrôle angulaire. (c) Image topographique et optique d'une marche d'or pour un angle d'incidence de 60° [57].

Cette configuration a permis à D. Brissinger d'étudier la génération de plasmons de surface en fonction de différents angles d'incidence [57]. Les oscillations (figure 2.10(c)) sont dues aux interférences entre les ondes présentes au voisinage de la surface : l'onde radiative incidente, l'onde radiative réfléchie par la face du prisme, l'onde plasmonique air/métal et l'onde plasmonique verre/métal.

Sur les deux plateformes que j'ai présentées, l'échantillon est en position verticale et donc la tête champ proche est placée horizontalement, car celle-ci est toujours orthogonale à l'échantillon. Ces géométries sont bien adaptées pour injecter la lumière dans un guide d'onde planaire car il faut focaliser le spot d'excitation sur le flan de l'échantillon (figure 2.9(a)) ou pour l'illumination d'un échantillon par des ondes évanescentes (figure 2.10(a)).

Une autre configuration consisterait cette fois-ci à positionner l'échantillon horizontalement. Dans ce cas, cela pourrait simplifier le dispositif tout en offrant de nouvelles configurations d'études.

2.5 La nouvelle plateforme épiscopique

L'un des objectifs de ma thèse fut de monter une plateforme de microscopie en champ proche optique possédant un éclairage épiscopique dans le but de faire de l'imagerie non-linéaire et plasmonique en champ proche.

Le choix et l'achat des différents instruments ont été faits durant ma première année de thèse grâce au financement de la région Bourgogne et aux projets ANR (Agence Nationale de la Recherche) de notre laboratoire. Dans cette partie, je présenterai les grandes étapes du développement de cette plateforme. Je ne parlerai pas du choix des sources laser ni des détecteurs dans cette partie car il est lié à la détection hyperspectrale que je présenterai dans le chapitre suivant.

2.5.1 Le microscope inversé

Pour développer cette nouvelle plateforme, l'utilisation d'un statif de microscope inversé s'est avéré être la configuration la plus adaptée. En effet cela permet d'illuminer facilement un échantillon avec un faisceau d'incidence nulle, de travailler avec plusieurs types d'objectifs (à immersion, à miroir, à champ sombre ...) et de positionner l'échantillon verticalement ce qui permet l'étude de milieux biologiques ou de cellules microfluidiques. Enfin, cette configuration permettra comme nous le verrons dans la partie 2.5.3.1 de faire de l'imagerie confocale.

Nous avons choisi un microscope Nikkon Eclipse Ti car il possède deux tourelles mobiles et plusieurs voies d'entrée/sortie optiques dont une pour la visualisation directe de l'échantillon. Les positions et les propriétés des différentes optiques présentes dans

les deux tourelles d'injection permettent de travailler dans de nombreuses configurations. Ainsi, une voie peut être dédiée à l'injection du laser excitateur, une autre à la visualisation de l'échantillon par une caméra et une dernière à la collection du signal en configuration de microscopie confocale (section 2.5.3.1).

Lors de l'acquisition d'une image classique ou hyperspectrale , nous travaillons dans le champ proche de l'échantillon, donc à quelques nanomètres de la surface. Il faut donc s'assurer que le support soit stable mécaniquement (vibrations, dérives lentes ...) afin que la sonde champ proche ne rentre pas en contact avec la surface.

Dans notre laboratoire, tous nos microscopes sont installés sur des tables anti-vibratoires. Ces tables dont l'intérieur est architecturé en forme de nid d'abeilles, sont positionnées sur quatre pieds pneumatiques afin d'amortir au maximum les vibrations extérieures. La figure 2.11 nous montre la transmission des fréquences mécaniques de l'ensemble. Malgré une faible résonance autour de 1 Hz, toutes les fréquences supérieures sont atténuées.

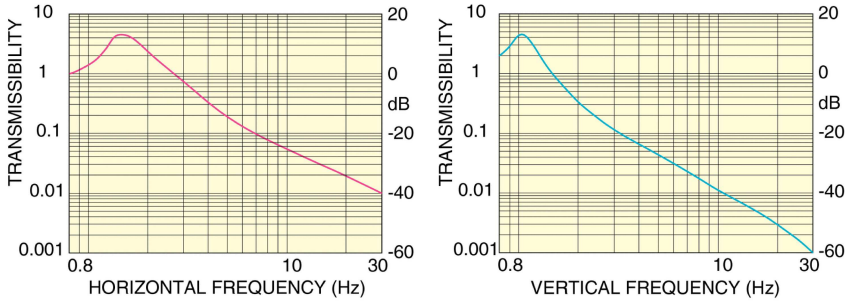


Figure 2.11 – Transmission des fréquences mécaniques exterieurs vers la table optique. Données fournies par le constructeur.

2.5.2 Mise en place du nouveau microscope

Tout d'abord nous avons dû travailler sur l'aménagement de la salle d'expérience. En effet la table anti-vibratoire de 1,5 m de large et 3,5 m de long prend une place non négligeable. Disposant de deux plateformes de champ proche optique dans cette salle nous avons regroupé les différents contrôleurs afin d'obtenir une « tour de contrôle générale » comportant les ordinateurs et les électroniques de commandes au centre de la pièce. Le contrôle des deux plateformes expérimentales s'effectue ainsi sur le même poste de travail.

De plus, il est important que la future détection hyperspectrale soit utilisable par les trois plateformes de microscopie du laboratoire. Nous avons donc dédié une table entière à la partie détection qui comporte les spectromètres, les photo-multiplicateurs, les caméras et leur électronique de commande. Nous avons enfin installé un réseau de fibres

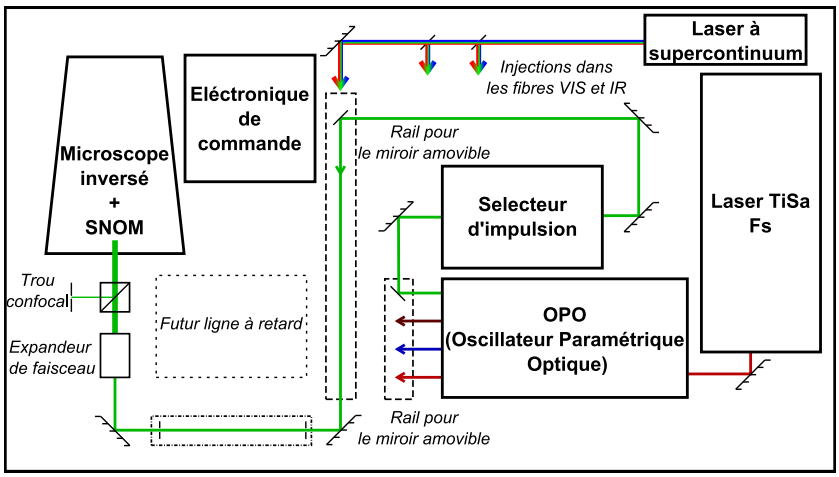


Figure 2.12 – Disposition des instruments sur la table anti-vibratoire.

optiques afin de guider tous les signaux collectés par les différentes plateformes vers les détecteurs.

Une fois le « gros œuvre » terminé, il a fallu positionner sur la même table, le microscope et les différentes sources laser dans l'objectif d'obtenir un agencement simple permettant d'utiliser rapidement les différentes sources laser. La figure 2.12 représente l'agencement choisi. On y retrouve les deux sources lasers, le microscope inversé, l'électronique de contrôle de la tête champ proche et de la platine piézoélectrique. Les deux miroirs mobiles montés sur rail permettent d'obtenir plusieurs configurations d'excitation (injection directe des sorties de l'OPO, utilisation d'un signal issu du sélecteur d'impulsion). De même pour la source à super continuum, deux dispositifs d'injection dans des fibres optiques (visible et infra-rouge) permettent d'utiliser cette source dans notre deuxième salle d'expérience. Le réglage de toutes ces voies optiques n'a pas été aisé mais cela a permis d'obtenir une plateforme modulaire.

2.5.3 Validation et premiers résultats

Au fur et à mesure de l'acquisition du matériel et de son implémentation, nous nous sommes fixés des étapes de validation afin de nous assurer du bon fonctionnement du matériel et des logiciels de commande. Trois étapes importantes ont ponctué ces validations :

- Validation du statif par imagerie confocale,
- Validation de la microscopie en champ proche optique,
- Validation de la détection hyperspectrale .

Je présenterai dans cette partie les résultats obtenus pour les deux premiers tests. Les résultats de la détection hyperspectrale seront présentés dans le chapitre 3.

2.5.3.1 Validation du statif par imagerie confocale

Le principe de la microscopie confocale a été décrit pour la première fois par M. Minsky dans le brevet intitulé « Microscopy Apparatus » [58]. La particularité de cette technique réside dans l'utilisation d'un trou micrométrique placé dans le plan conjugué au plan focal de l'objectif (plans confocaux). De cette manière, et lors du balayage, seuls les photons provenant du plan focal passent par l'ouverture et participent à la formation de l'image. La figure 2.13 représente le premier dispositif confocal proposé par M. Minsky. On y retrouve le plan de focalisation (15) et l'ouverture nanométrique conjugée au plan de focalisation (26). Cette technique permet entre autres de faire de l'imagerie tri-dimensionnelle en mesurant le signal réfléchi tout en déplaçant le plan de focalisation dans l'échantillon.

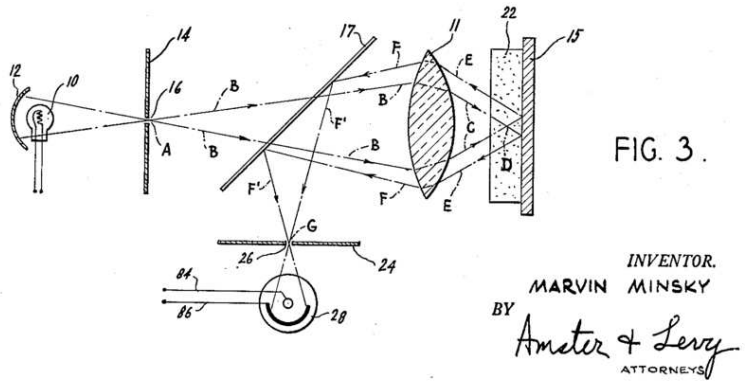
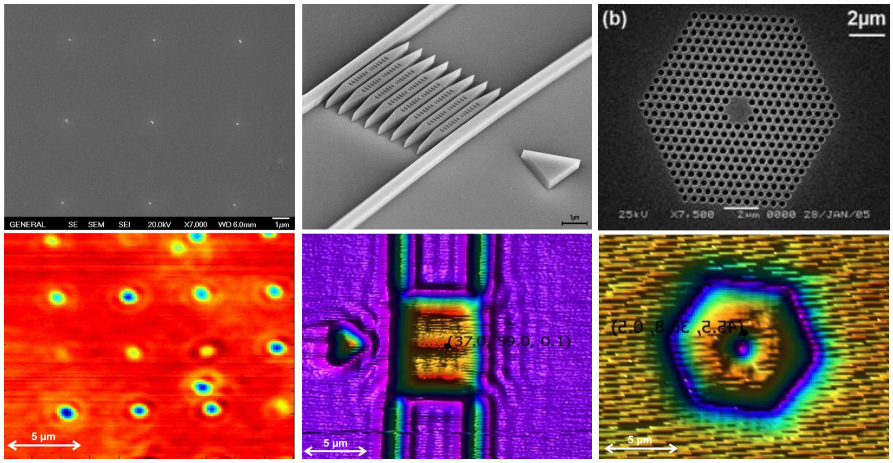


Figure 2.13 – Principe d'un miscroscope confocal issu de [58]. L'ouverture 26 se trouve dans le plan focal image afin de filtrer les photons issus uniquement du plan focal objet, sur l'échantillon.

Nous utilisons cette technique d'imagerie pour caractériser l'échantillon en champ lointain et positionner précisément le laser d'excitation. Pour cela l'échantillon est placé sur une platine de positionnement piézo-électrique. Elle permet de déplacer l'échantillon sur une plage de 100 μm^2 avec une précision de positionnement de quelques nanomètres. J'ai développé le programme permettant à la fois de gérer les déplacements de la platine tout en acquérant, en chaque point, l'intensité lumineuse collectée.

Avant d'acquérir une image confocale, il est nécessaire de faire coïncider le plan focal de l'objectif avec celui de l'ouverture nanométrique pour une position donnée sur l'échantillon. Ainsi lors du balayage, chaque variation topographique de l'échantillon se traduira par une diminution du signal mesuré car les plans focaux ne coïncideront plus.

Les images obtenues sur la figure 2.14 montrent différents exemples d'images confocales obtenues lors des tests de validation, et les images MEB associées. Pour cette technique d'imagerie, la résolution dépend de la taille du spot focalisé et de la dimension de l'ouverture confocale. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 2.14(a), nous arrivons à visualiser des billes de 100 nm de diamètre. En réalité, nous observons la convolution de la bille par le spot focalisé. Cette technique permet aussi de donner en première approximation, une information sur l'état de surface général d'un guide d'onde (figure 2.14(b)). Enfin la figure 2.14(c), met en évidence les contours d'un cristal photonique.



(a) (b) (c)

Figure 2.14 – Validation de l'imagerie confocale. Images en fausse couleur (a) Nanobilles d'or de 100 nm fabriquées au LTM à Grenoble, (b) Cavités couplées [54], (c) Cavité Hexagonal à cristal photonique [48].

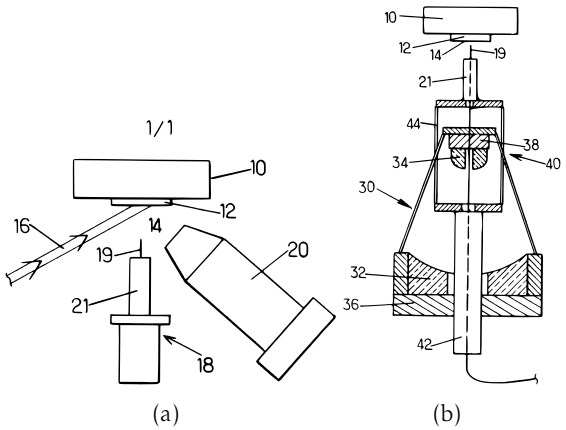
Il est aussi possible de faire des images confocales dites polarimétriques. Dans ce cas, nous éclairons la surface avec un laser polarisé et nous collectons la lumière réfléchie dans la polarisation orthogonale. Cette technique permet d'être sensible au changement de nature de la surface de l'échantillon (mesure de dépolarisation) ou de visualiser des objets nanométriques possédant des résonances qui dépendent de la polarisation incidente.

Ces premiers tests nous ont permis de valider la configuration d'imagerie confocale de notre microscope inversé. Cette technique sert dans un premier temps à positionner le spot de focalisation à l'endroit désiré avec une précision nanométrique. De plus elle nous informe rapidement (fréquence de balayage de 2 Hz) sur l'état de surface de l'échantillon avant de commencer une image en champ proche optique.

2.5.3.2 Validation de l'imagerie en champ proche optique

Après validation de l'imagerie confocale, la principale interrogation a été de savoir s'il était possible d'effectuer un asservissement Shear-Force et donc une image en champ proche optique sur la platine du microscope inversé. En effet, c'est la première fois que nous utilisons une configuration dans laquelle la tête champ proche est verticale et positionnée sur un statif de microscope inversé. Ce sont principalement les vibrations mécaniques de l'ensemble que nous ne connaissons pas et qui peuvent rendre difficile voire impossible l'acquisition en champ proche optique.

Sur cette plateforme, nous utilisons une nouvelle tête champ proche que j'ai développée. En effet, avant de commencer ma thèse, je fus embauché en CDI de chantier dans l'équipe afin de développer une nouvelle architecture de tête champ proche. Il s'agit d'un système compact qui combine à la fois la tête champ proche avec ses scanners piézo-électriques et un système de visualisation. Pour cela, nous avons déporté le Dither-tube (partie permettant de faire osciller la sonde diélectrique) de la partie scanner, respectivement éléments 21 et 18 de la figure 2.15(a), afin d'y insérer un miroir secondaire. Ce miroir, combiné à un miroir primaire, forme un objectif de type Cassegrain (figure 2.15(b)), qui permet à la fois la visualisation et l'illumination de l'échantillon mais aussi la collection du signal réfléchi ou diffusé en champ lointain. Cette étude a abouti au dépôt d'un brevet [59].



(a) (b)

Figure 2.15 – Brevet déposé sur la nouvelle tête champ proche, (a) Ancienne configuration avec la visualisation déportée, (b) Dispositif breveté avec l'objectif Cassegrain inseré autour des scanners piézo-électriques .

Lors des tests en champ proche optique, nous n'avons pas monté l'objectif Cassegrain autour de la tête afin de limiter dans un premier temps les vibrations mécaniques. Du fait d'avoir déporté le Dither-tube des tubes piézo-électrique de balayage, il a fallu mesurer les nouveaux spectres de bruit du système de détection afin de définir les nouvelles fréquences de travail. Deux études sur les spectres de bruit et les fréquences de travail

d'une tête champ proche ont été faites par L. Berguiga et K. Foubert [35, 60] lors de leur thèse au sein de notre laboratoire.

Image topographique La première étude consiste à quantifier le bruit topographique. Pour cela, on fixe le balayage à 1 nm afin de maintenir la sonde immobile lors de l'acquisition de l'image. On obtient ainsi une image (128 × 128 px) représentant le bruit topographique. Le graphique de la figure 2.16 représente la répartition des hauteurs mesurées durant l'acquisition. Le RMS (Root Mean Square) ou moyenne quadratique est de 2,4 nm. Cette mesure peut être assimilée à la limite de sensibilité verticale de notre microscope en champ proche optique. Cette valeur est très bonne car les meilleures résolutions obtenues dans notre laboratoire avec une configuration dédiée à la topographie ont été de 0,5 nm.

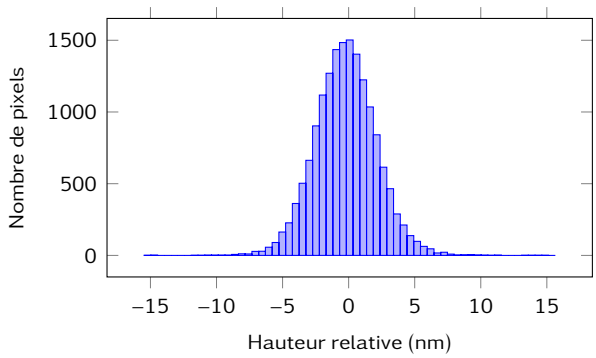
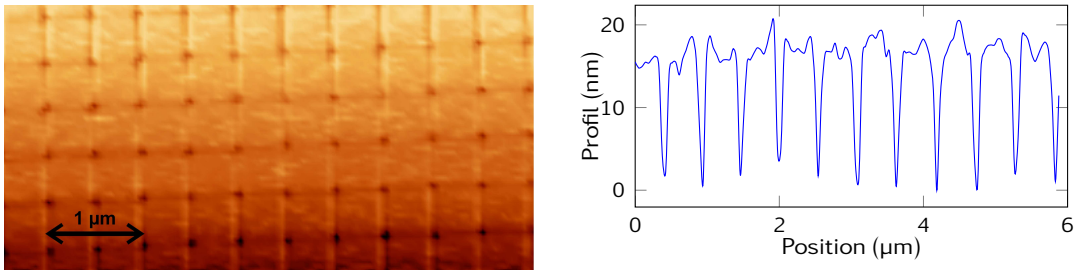


Figure 2.16 – Représentation sous forme d'histogramme de la répartition des différentes hauteurs mesurées par la sonde champ proche pour une image de 1 nm^2.

Après avoir mesuré l'erreur systématique de notre système, nous avons fait des images sur des échantillons étalons que l'on utilise pour calibrer les scanners piézoélectriques de la tête de balayage. La figure 2.17(a) représente un réseau de plots d'or de 400 nm de coté avec une période de 500 nm. Sur cette image, nous pouvons observer la répartition périodique des plots. De plus, l'image de chaque plot est carré, ce qui prouve qu'il n'y a pas de couplage entre les axes x et y sur notre tête champ proche.

Le graphique 2.17(b) montre le profil topographique d'une ligne de l'image. On y mesure une période de 520 nm et une largeur d'un plot de 390 nm. Ces mesures sont proches des dimensions réelles du réseau de plots.

On peut remarquer sur l'image topographique que les zones verticales entre les plots sont mieux définies que les lignes horizontales. Cela est dû au sens de balayage horizontal de la sonde. Celle-ci rentre ou « tombe » plus facilement dans les tranchées verticales car elle se déplace perpendiculairement à celle-ci. De plus la forme de la sonde rentre aussi en jeu. En effet, une sonde elliptique dont le grand axe est perpendiculaire à l'axe



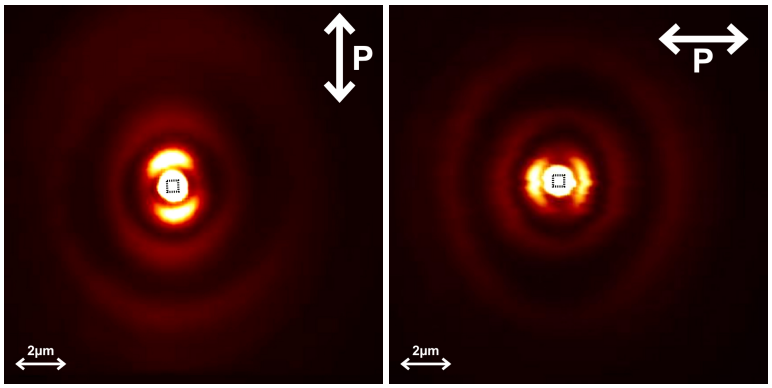
(a) (b)

Figure 2.17 – Imagerie topographique d'un réseau de plot d'or, (a) Image topographique du réseau, (b) Profil sur une ligne de balayage .

de balayage, ne permettra pas de discrétiser correctement les variations topographiques suivant son grand axe.

Même si nous avons montré que l'asservissement était possible dans cette configuration, nous n'avons pas validé l'étage de détection classique, c'est à dire l'acquisition d'une image optique en champ proche.

Image optique Pour l'imagerie optique, nous avons utilisé des échantillons fournis par l'université de Southampton. Il s'agit d'une ouverture carrée de 400 nm de coté gravée dans un film d'or. Nous focalisons un faisceau laser ($\lambda = 750\,\text{nm}$) au niveau de l'ouverture puis nous mesurons en champ proche optique l'intensité lumineuse en chaque point à l'aide d'un photo-multiplicateur. Les images de la figure 2.18 sont les premières images optiques obtenues par la nouvelle tête champ proche. Elles montrent la répartition du champ autour de la nano-ouverture.



(a) (b)

Figure 2.18 – Image en champ proche optique d'une ouverture sublongueur d'onde illuminée par un laser, avec une polarisation d'excitation verticale (a) et horizontale (b) .

Les anneaux concentriques sont dus à la diffraction de l'onde incidente par le trou gravé dans le film d'or. Cependant, on remarque que la répartition du champ varie et présente des maxima et minima en fonction de l'état de polarisation de l'onde incidente. Ces résultats sont en accord avec les études faites sur la transmission optique de nano-ouverture [61–63]. Les maxima de champ sont dus à l'accumulation de charges causées par la discontinuité du courant induit par le champ incident [61]. En effet il a été montré théoriquement [62] et expérimentalement [63] que ces maxima sont induits lorsque la polarisation du champ électrique est perpendiculaire aux bords de l'ouverture nanométrique, là où l'indice optique présente une discontinuité (interface air/or). C'est ce que nous observons sur la figure 2.18(a) dans laquelle les maxima du champ sont proches des bords horizontaux de l'ouverture nano-métrique alors qu'ils sont le long des bords verticaux pour une polarisation d'excitation horizontale (figure 2.18(b)).

Cette étude a permis de valider l'imagerie en champ proche optique classique, c'est à dire la mesure directe du champ collecté par la sonde champ proche.

2.6 L'apport d'une détection hyperspectrale

Les techniques développées dans les paragraphes précédents, montrent que la microscopie en champ proche optique permet de caractériser le comportement du champ électromagnétique dans différents types d'échantillons. Cependant une grandeur physique importante n'a pas été mentionnée : la longueur d'onde.

Si l'expérimentateur souhaite caractériser la réponse spectrale de son échantillon, il sera obligé de faire une série d'images aux longueurs d'onde souhaitées (figure 2.4). Or, l'acquisition d'une image champ proche étant assez délicate et lente (environ une vingtaine de minutes), l'acquisition de plusieurs images sur une grande gamme spectrale risque d'être fastidieuse. Lors de ces nombreuses acquisitions la difficulté résidera dans la répétabilité des mesures. En effet pour pouvoir comparer les différentes images, les conditions expérimentales (injections dans l'échantillon, température, bruit environnent...) doivent être similaires tout au long de la série de mesure [35, 60].

La détection hyperspectrale permet de s'affranchir de ces problèmes car une seule acquisition suffit pour avoir toute l'information spectrale, et pendant une durée acceptable. De plus, il peut être souvent utile de visualiser de façon « quasi-continue » un effet de dispersion dans les cristaux photoniques comme par exemple l'effet superprisme [64]. Les résultats obtenus dans l'article [65], montrent la réfraction à différentes longueurs d'ondes d'un faisceau gaussien entrant dans un cristal photonique. Les images champ proche ont été faites durant ma thèse avant que la détection hyperspectrale ne soit opérationnelle. J'ai donc dû faire de nombreuses acquisitions à plusieurs longueurs d'onde pour visualiser de façon « discrète » l'effet superprisme. Nous verrons dans le chapitre 5,

que la détection hyperspectrale a permis de visualiser l'effet de façon continue sur toute la gamme spectrale d'étude.

D'autre part, si nous revenons sur le mode perturbation, nous avons vu que la sonde peut modifier la transmission d'une cavité sur un guide monomode. Dans cette configuration, les paramètres intrinsèques de la cavité (longueur, effectif du guidage) sont modifiés en fonction de la position de la sonde. Cela induit une modification de la longueur d'onde de résonance de la cavité et donc une chute de la transmission car l'excitation monochromatique n'est plus dans la plage de résonance de la cavité. Avec une détection hyperspectrale couplée à une excitation large bande, il est possible de suivre l'évolution de cette longueur d'onde de résonance en fonction de la position de la sonde (article en cours de rédaction).

Enfin, la détection hyperspectrale est un outil peu développé en microscopie champ proche. En effet nous n'avons recensé qu'un seul article datant de 2010 sur une détection hyperspectrale en champ proche optique [66]. Elle est utilisée pour l'observation de modes propres d'un réseau plasmonique. Cependant aucun autre résultat n'a été publié depuis.

2.7 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter la microscopie en champ proche optique. L'ajout d'une troisième plateforme en configuration épiscopique offre de nouvelles perspectives de recherche comme l'imagerie plasmonique ou non-linéaire.

Nous avons vu qu'il existe plusieurs techniques de détection permettant de mesurer différentes grandeurs physiques (intensité lumineuse, amplitude et phase du champ électromagnétique ...). Toutes les études que j'ai présentées ont été faites en multi-spectral. Passer à une détection hyperspectrale permettrait d'acquérir en une seule passe la réponse spectrale d'un échantillon. L'implémentation d'une telle détection sur nos microscopes est donc une étape indispensable pour la compréhension de la dispersion spectrale des ondes électromagnétiques dans les nano-structures.

Chapitre 3

Implémentation de la détection hyperspectrale

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la détection hyperspectrale apporte une dimension supplémentaire à l'imagerie classique. Le deuxième objectif de ma thèse fut d'élaborer et de mettre en place une telle détection.

Dans ce chapitre, je présenterai les démarches techniques et scientifiques qui ont été nécessaires pour l'implémentation de la détection hyperspectrale. Je continuerai en présentant les premiers résultats obtenus en champ proche. Enfin, je finirai par une étude sur les performances de cette nouvelle détection.

3.1 Les bases de la détection hyperspectrale

Avant de monter un nouveau système de détection, il est important de s'interroger sur la faisabilité d'une telle entreprise. L'objectif principal que nous nous sommes fixés est l'élaboration d'une détection hyperspectrale adaptable sur tous nos microscopes en champ proche optique.

Intéressons-nous tout d'abord à la partie champ proche et hyperspectrale. Comme nous l'avons vu précédemment au paragraphe 2.2, le principe du SNOM consiste à balayer une sonde diélectrique au voisinage de la surface d'un échantillon. Le long d'une ligne de balayage, nous échantillonnons le signal collecté afin d'obtenir une image discrétisée de la répartition du champ dans la zone observée. Nous utilisons principalement des photo-multiplicateurs (PM) comme détecteurs. Ils ont l'avantage d'être sensibles sur de larges gammes spectrales (400-800 nm pour le PM visible et de 1100-1600 nm pour le PM infrarouge). Ces détecteurs mono-canaux intègrent le champ sur toute leur gamme de sensibilité spectrale. Il n'est donc pas possible de différencier les longueurs d'onde du spectre en utilisant uniquement un PM. Cependant en le positionnant en sortie d'un spectromètre (en mode monochromateur), on peut résoudre le spectre de la lumière collectée afin d'obtenir une image résolue spectralement.

La complexité d'un microscope en champ proche n'a pas rendu facile l'ajout d'une détection hyperspectrale . Ne voulant pas modifier le mode de fonctionnement du microscope, nous avons cherché à obtenir la configuration la plus simple et la plus efficace.

Une première idée serait de faire de l'imagerie dite multi-spectrale (cf 1.1.1). Cette méthode consiste à effectuer une série d'images à chaque longueur d'onde. Elle est facilement réalisable en positionnant le PM en sortie du monochromateur. Pour chaque image, on change la position du réseau de diffraction afin de filtrer une nouvelle longueur d'onde. Nous ne pouvons malheureusement pas utiliser cette technique si nous souhaitons faire de l'imagerie sur une large bande spectrale tout en ayant une très bonne résolution spectrale. En effet, cela demanderait d'acquérir un très grand nombre d'images, or nous avons vu au paragraphe 2.6, qu'il n'était pas envisageable de faire autant d'acquisitions en champ proche optique. Cette idée n'est donc pas viable.

Une deuxième idée consisterait à acquérir directement les spectres en chaque point de l'image. Pour obtenir un spectre en utilisant la configuration précédente, il faut, pour chaque point de l'image, balayer la position du réseau de diffraction afin que le PM puisse enregistrer les contributions de chaque longueur d'onde. Cette méthode impose de rester plusieurs secondes à une position donnée afin d'enregistrer la totalité du spectre puis de déplacer de quelques dizaines de nanomètre la sonde afin de démarrer une nouvelle acquisition. Cependant l'électronique de commande du microscope n'est pas adaptée pour effectuer de tels déplacements. En effet, celle-ci est optimisée pour travailler en mode continu (sonde toujours en mouvement) et non pas en mode pas à pas avec des petits déplacements.

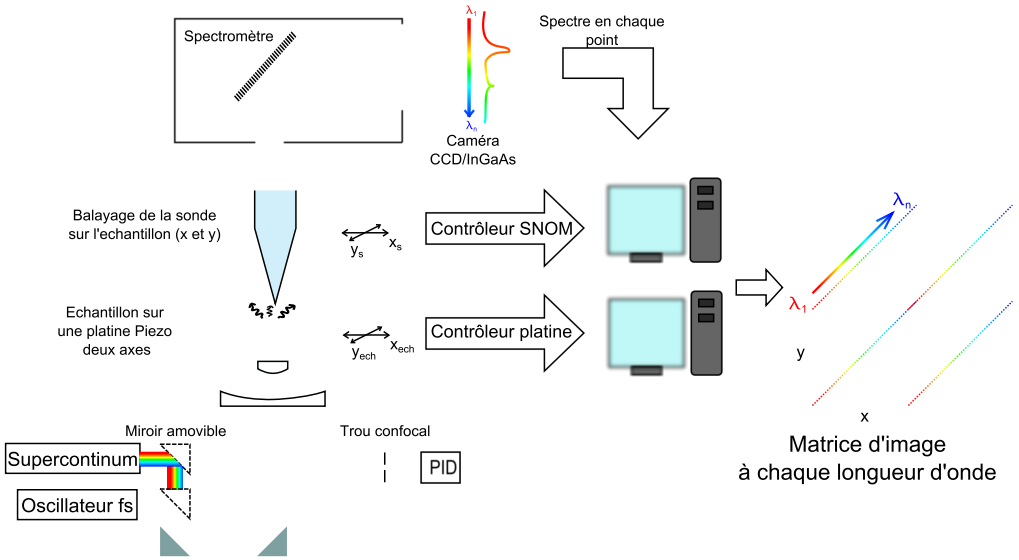


Figure 3.1 – Plateforme de champ proche optique hyperspectrale en configuration épiscopique.

Cette dernière limitation rend cette configuration inexploitable. Cependant l'idée de mesurer le spectre en chaque point est très bonne et cela peut être obtenu en changeant le dispositif de détection. En effet, en utilisant le spectromètre en mode « imageur », il est possible de mesurer un spectre rapidement et surtout en une acquisition.

Pour obtenir un « spectromètre imageur », il suffit de remplacer la fente de sortie du monochromateur par un détecteur multi-canal. La fente de sortie d'un monochromateur n'est utilisée que pour filtrer une longueur d'onde de la lumière dispersée par le réseau de diffraction. En enlevant cette fente et en plaçant à cet endroit une matrice de détecteur (dans la direction de la diffraction), on pourra mesurer directement le spectre de la lumière collectée par la sonde. C'est cette configuration que nous avons choisi de mettre en place.

La figure 3.1 représente schématiquement la détection hyperspectrale adaptée sur le montage épiscopique présenté au paragraphe 2.5. On y retrouve l'échantillon placé horizontalement, la tête champ proche verticale, l'éclairage en incidence normale avec un objectif à miroir et la partie détection hyperspectrale.

3.2 Le choix du matériel

La configuration globale de la détection hyperspectrale étant fixée, nous avons choisi le matériel. Dans cette partie, je vous présenterai les sources laser et les détecteurs que nous utilisons pour cette nouvelle détection.

3.2.1 Les sources laser

Deux possibilités d'éclairage s'offrent à nous, cela dépend de la nature du phénomène que l'on veut observer.

Dans le cas de l'imagerie non-linéaire, il est nécessaire de travailler avec un laser de forte puissance du fait du faible taux de conversion des phénomènes non-linéaires (un photon sur un million). De plus il est nécessaire de pouvoir accorder la longueur d'onde d'illumination afin de travailler dans la gamme d'efficacité maximum de l'effet non-linéaire. Ainsi nous avons choisi un laser impulsionnel (fs) Titane Saphir de 3 W d'intensité moyenne. Celui-ci est accordable de 700 nm à 1100 nm. Pour augmenter la plage spectrale utile, nous avons fait l'acquisition d'un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO) qui permet d'élargir la gamme spectrale du laser femtoseconde de 400 nm à 2000 nm. L'utilisation d'un laser impulsionnel permettra par la suite de mesurer les temps de vie des phénomènes non-linéaires et de faire des images en champ proche résolues en temps.

Une seconde configuration consiste cette fois-ci à éclairer l'échantillon avec une lumière blanche afin de visualiser la réponse spectrale de l'échantillon à toutes les lon-

gueurs d'onde. Nous utilisons dans ce cas un laser à supercontinuum. Ce type de source permet d'obtenir un spectre continu de 400 nm à 2000 nm avec une puissance d'environ 1 mW/nm. L'utilisation de ce type de laser va permettre par exemple d'étudier la dispersion dans des cristaux photoniques comme nous le verrons dans le chapitre 5.

3.2.2 L'étage de détection

Concernant l'étage de détection, il a fallu faire l'acquisition d'un spectromètre et de détecteurs matriciels.

Nous utilisons un spectomètre composé de trois réseaux de diffraction blasés à 500 nm, 1100 nm et 1500 nm avec des pas de 150 tr/mm pour les deux premiers et 600 tr/mm pour le troisième. Nous disposons ainsi d'un jeu de deux réseaux faiblement dispersifs ce qui permet de mesurer un spectre sur une bande spectrale d'environ 500 nm dans le visible et l'infrarouge. Quant au réseau très dispersif, nous l'utilisons pour travailler sur une plus petite plage spectrale afin d'obtenir une très bonne résolution spectrale (paragraphe 3.5.2).

Les signaux collectés étant très faibles, il est indispensable de travailler avec des détecteurs sensibles. Pour cela nous utilisons une caméra iCCD (Intensified Charge-Coupled Device) pour les acquisitions dans la gamme visible (cf figure 3.2). Le principe de l'intensificateur de lumière est de convertir par effet photo-émissif un rayonnement lumineux en signal électronique. Après amplification, ce signal est ensuite reconverti en lumière pour obtenir une image intensifiée. Comme le montre la figure 3.2 fournie par le constructeur, la caméra est équipée d'une galette de tubes intensificateurs placée sous vide et fermée aux deux extrémités par des fenêtres optiques. Sur les faces internes de ces fenêtres sont déposées, une couche photo-émissive pour la fenêtre d'entrée et une couche luminophore pour la sortie. La nouvelle image, plus intense, est ensuite détectée par une matrice CCD classique. Pour la détection dans l'infrarouge nous utilisons cette fois-ci une barrette InGaAs refroidie (Jobin-Yvon).

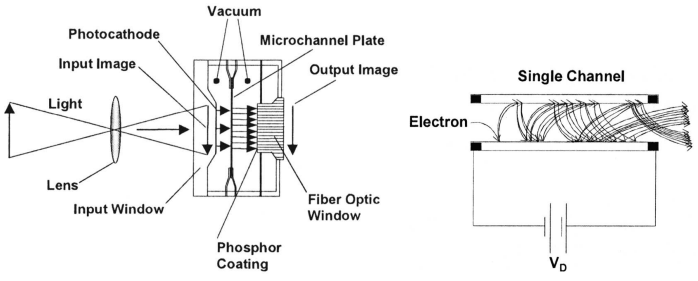


Figure 3.2 – Principe d'un détecteur iCCD. (a) Vue en coupe d'un caméra iCCD, (b) Principe d'un tube intensificateur de lumière [67].

Chaque caméra est positionnée sur une des deux sorties du spectromètre. En orientant le miroir de sortie du spectromètre, le spectre est projeté sur l'une des deux caméras. Le tableau 3.1 recense les caractéristiques des deux caméras. Elles sont importantes car elles définissent la résolution spectrale que nous pourrons obtenir. Ce tableau montre aussi que nos détecteurs couvrent de façon continue, mais pas forcément avec le même rendement quantique de détection, une large bande spectrale allant de 180 nm jusqu'à 1650 nm. Ainsi ce sont les détecteurs qui limitent la gamme spectrale d'étude pour les hautes longueurs d'onde alors que ce sont les sources pour les basses longueurs d'onde.

	Caméra visible (iCCD)	Caméra infrarouge (InGaAs)
Nombre de pixels	1024×256	512×1
Taille du pixel	$25 \times 25\,\mu m$	$50 \times 500\,\mu m$
Gamme spectrale	180-850 nm	800-1650 nm
Temps d'acquisition minimal	21 ms	2 ms

Table 3.1 – Caractéristiques des deux caméras visible et infrarouge.

Une fois tout le matériel acquis, l'ensemble de la plateforme de mesure à été monté. Je vous présenterai dans la section suivante les différentes étapes de l'installation de la plateforme hyperspectrale.

3.3 Pilotage des différents appareils

Une fois tous les instruments installés, j'ai appris à « communiquer » avec eux. En effet chaque appareil possède son propre protocole et son propre support de communication (USB, port série, carte dédiée, carte d'aquisition). Après une phase de recensement de tous les proptocoles, j'ai commencé le développement de plusieurs Interfaces Homme Machine (IHM) permettant l'acquisition et le traitement des images hyperspectrales.

3.3.1 Pilotage des instruments

Le but de la détection hyperspectrale est de mesurer le spectre de la lumière collectée par la sonde durant son balayage. La difficulté principale fut donc de concevoir un programme permettant d'acquérir tous les spectres de l'image hyperspectrale. Pour cela, j'ai utilisé Labview, un logiciel de conception de système d'ingénierie. Il permet de piloter différents appareils grâce à ses nombreuses librairies et ports de communication, mais aussi de générer et mesurer des signaux électriques.

La problématique principale fut de synchroniser l'acquisition de la caméra de détection avec le balayage de la sonde. Je n'ai pas eu à développer le balayage de la sonde car une électronique externe de Digital Instrument (Nanoscope) permet de déplacer et de

maintenir la sonde locale à quelques nanomètres de la surface au cours du balayage. J'ai donc récupéré les signaux de synchronisation (ligne et image) issus du Nanoscope afin de synchroniser la caméra sur ces signaux. Ainsi, à chaque début de ligne de balayage, la caméra attend le signal de synchronisation du Nanoscope pour débuter l'enregistrement des spectres de tous les points de la ligne. En fin de ligne, je récupère les données que j'enregistre dans un fichier puis la caméra attend un second « top » de synchronisation pour débuter une nouvelle acquisition.

Un important travail d'optimisation a été fait concernant le transfert des données afin de ne pas surcharger les mémoires internes des caméras et de l'ordinateur. En effet, une ligne d'acquisition de 128 pixels correspond environ à 130000 points car, ne l'oublions pas, chaque pixel spatial comprend un spectre de 1024 points. La caméra iCCD et l'InGaAs n'ont pas le même protocole de communication et les mêmes capacités mémoires. Chaque caméra est donc pilotée par un programme spécifique permettant de prendre en compte la gestion particulière de sa mémoire interne.

J'ai aussi développé une application permettant de contrôler les paramètres du spectromètre : choix et position du réseau, largeur de la fente d'entrée, shutter ...

De plus, sur la plateforme épiscopique, l'échantillon est placé sur une platine de positionnement piézoélectrique (section 2.5.1). Cela offre la possibilité de travailler en scannant non plus la sonde, mais plutôt l'échantillon sous le faisceau lumineux tout en gardant la sonde dans le waist du faisceau. Il a donc fallu programmer une routine de positionnement et de balayage de cette platine tout en étant synchronisé sur les « top » de lignes du Nanoscope. Cela permet d'acquérir l'image topographique synchronisée avec le balayage de la platine.

Afin de rationaliser toutes ces routines, j'ai développé deux programmes regroupant toutes ces fonctionnalités, l'un fonctionnant avec la caméra visible et l'autre avec celle sensible dans l'infrarouge.

3.3.2 Traitement des informations

En fin d'acquisition, on obtient un ficher dont la taille est en moyenne d'une centaine de méga-octets, pour une image de $128 \times 128 \times 1024$ pixels, soit 16 millions de points chacun codé sur 16 bits. Il s'agit en fait d'une matrice de 128 lignes et de 128×1024 colonnes soit 128 spectres de 1024 points. Il faut donc réorganiser ce fichier afin de pouvoir exploiter les résultats de l'acquisition. J'utilise Matlab, un logiciel de calcul numérique, pour formater cette matrice 2D en une matrice hyperspectrale à 3 dimensions (x,y,λ). J'obtiens ainsi un empilement de 1024 images séparées de 0,5 nm dans la meilleure configuration. Je reparlerai de la résolution spatiale et spectrale dans le paragraphe 3.5.2.

Au regard du grand nombre de données enregistrées, j'ai codé plusieurs types de représentation :

Image unique à la longueur d'onde désirée, représentation simple similaire à la microscopie en champ proche classique.

Vidéo de toutes les images hyperspectrales, représentation dynamique permettant de voir l'évolution de l'image optique en fonction de la longueur d'onde de façon continue.

Image en 3 dimensions du cube hyperspectrale, représentation directe du cube hyperspectrale, soit 3 images $y = f(x)$ à λ_i, $\lambda = f(x)$ à y_i,$\lambda = f(y)$ à x_i.

Image blanche, superposition de toutes les images dont chacune est codée sur une teinte. L'intensité de chaque image est codée sur la saturation en utilisant le codage TSL (teinte, saturation, lumière) [68]

Spectre d'un pixel ou d'une zone de l'image, représentation spectrale d'une zone ou d'un point de l'image.

Je vous montrerai dans les chapitres suivants chacune de ces représentations.

3.4 Les premiers résultats en hyperspectrale

Pour tester la détection hyperspectrale, nous avons choisi une configuration simple permettant de visualiser un phénomène physique connu. Ainsi, nous allons acquérir une image hyperspectrale de la focalisation d'un laser sur une lame de verre en utilisant la plateforme épiscopique. Pour cela, nous utilisons le laser à super-continuum sur la gamme spectrale 400-650 nm et un objectif à miroir de type Cassegrain, afin de s'affranchir des aberrations chromatiques.

Le résultat est représenté sur la figure 3.3. Pour un souci de clarté, j'ai regroupé onze images issues de la matrice hyperspectrale. Celle-ci comprend normalement 512 images mais il serait superflu de toutes les présenter. Les images de la figure 3.3 sont espacées spectralement de 25 nm. Les anneaux concentriques que l'on observe correspondent aux lobes secondaires de la tache d'Airy du fait de la focalisation à travers l'objectif. L'inter-frange de la tache d'Airy est défini par

$$i = 1.22\lambda \mathrm{ON} \tag{3.1}$$

ou λ correspond à la longueur d'onde d'illumination et ON l'ouverture numérique de l'objectif.

Cette équation montre que l'inter-frange varie proportionnellement à la longueur d'onde. L'imagerie hyperspectrale permet de mettre en évidence ce phénomène en une acquisition et sur une large bande spectrale.

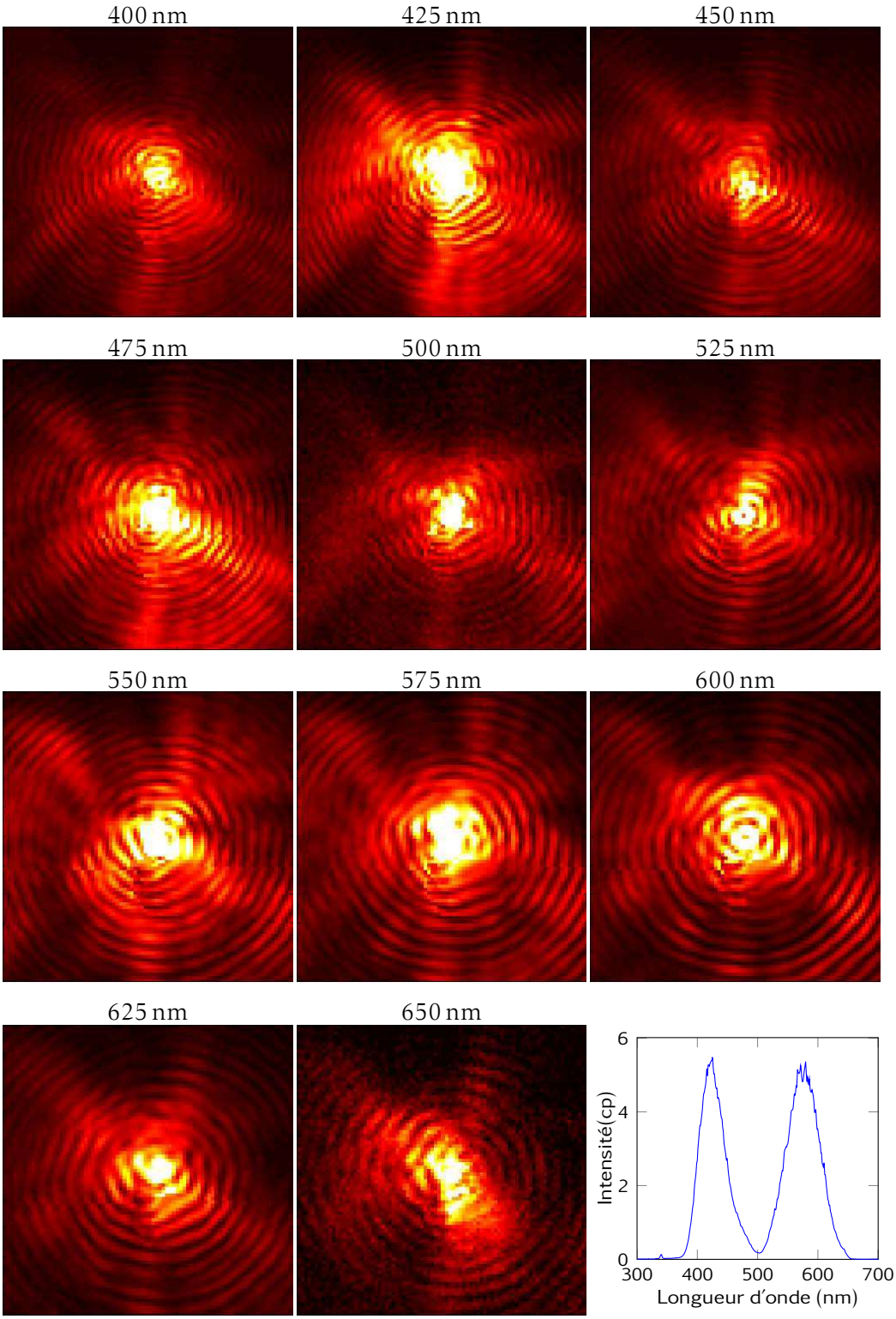


Figure 3.3 – Images hyperspectrales de la focalisation d'un laser à travers un objectif Cassegrain (x72). Chaque image ($10 \times 10 \mu m^2$) correspond à une longueur d'onde. En bas à droite est représenté le spectre de la source laser.

Pour cela, nous travaillons avec un objectif de grossissement 72 et ayant une ouverture de 0.65. Ainsi pour une longueur d'onde de 570 nm, l'interfrange théorique i_{th} est de 457 nm et nous mesurons une interfrange expérimentale i_{exp} de 466 nm. De même pour une longueur d'onde de 425 nm, nous obtenons i_{th} = 337 nm et i_{exp} = 342 nm. Nos mesures sont proches des valeurs théoriques. Cependant nos résultats seraient plus précis en augmentant la résolution spatiale de notre image. En effet l'image (non tronquée) fait 12 µm de coté et possède 128×128 px. La discrétisation spatiale est donc de 94 nm, ce qui est juste suffisant pour résoudre des périodes de 300 nm.

On peut remarquer que les images sont fortement bruitées au niveau de la tache centrale sur le point de focalisation du laser. En fait, à cet endroit, le fort confinement du champ peut induire un échauffement de la surface et donc perturber l'asservissement de la sonde champ proche. A pleine puissance, il est même possible de perdre l'asservissement lors du passage de la sonde dans le waist du faisceau. Pour limiter ces perturbations, nous travaillons avec de faibles puissances laser et un jeu de filtres afin de diminuer le rayonnement infra-rouge. Nous obtenons ainsi une illumination large bande dont le spectre est représenté sur la figure 3.3. Ce spectre a été mesuré par la sonde, au centre du faisceau. Le creux autour de 500 nm est dû au filtre interférentiel IR qui absorbe autour de cette longueur d'onde. De plus, à faible puissance, le spectre de la source à super-continuum n'est pas encore parfaitement plat. Les images autour de 500 nm sont donc moins contrastées, mais en les saturant, on peut toujours visualiser les franges dues à la focalisation.

Cette étude a permis de valider l'implémentation de la détection hyperspectrale en champ proche optique.

3.5 Performance de l'imagerie hyperspectrale

Nous avons vu qu'une image hyperspectrale possède trois dimensions (deux spatiales et une spectrale). En imagerie classique nous avons l'habitude de parler de résolution spatiale qui est définie par le détecteur et le système optique permettant la mise en forme de l'image. L'ajout de la troisième dimension spectrale fait apparaitre une nouvelle discrétisation suivant la longueur d'onde, on peut donc parler de résolution spectrale.

Nous verrons dans cette section les performances que nous pouvons obtenir avec la plateforme de microscopie en champ proche optique hyperspectrale. Nous continuerons par une discussion sur les relations qui existent entre les paramètres de balayage et les résolutions obtenues. Enfin nous finirons par une étude sur la sensibilité de notre plateforme de détection.

3.5.1 La résolution spatiale

Pour un microscope en champ proche optique utilisant un asservissement shear-force, la résolution spatiale est limitée par la sonde diélectrique utilisée. En effet, c'est le diamètre de l'extrémité de la sonde qui définit la résolution maximale que nous pourrons atteindre.

C'est avant l'acquisition que l'utilisateur fixe la discrétisation spatiale en choisissant les paramètres du balayage de la sonde. En effet, en fixant une taille d'image de 20 µm avec un nombre de pixels par ligne de 128, on obtient une image avec une discrétisation spatiale de 156 nm/px (cf figure 3.4). Si l'apex de la sonde locale mesure plus de 156 nm, la discrétisation sur l'image topographique sera évidemment limitée par la sonde et non plus par le rapport taille de l'image sur le nombre de pixels.

3.5.2 La résolution spectrale

La résolution spectrale dépend quant à elle principalement de la configuration du spectro-imageur et de la caméra. Les réseaux à 150 tr/mm diffractent un spectre de 500 nm de large sur la totalité de la matrice des deux détecteurs (visible et infrarouge). Ainsi nous obtenons au mieux une résolution spectrale de 0,5 nm/px dans le visible et de 0,98 nm/px dans l'infrarouge du fait du nombre moins important de pixels de la barette InGaAs (cf tableau 3.1). En revanche, en utilisant le réseau à 600 tr/mm, nous obtenons cette fois-ci une résolution de 0,2 nm/px dans l'infrarouge.

Bien entendu, il s'agit des meilleures résolutions que l'on peut obtenir. Pour la plupart des images hyperspectrales, nous faisons du « binning » latéral. Cela consiste à regrouper les pixels deux par deux afin de simuler une matrice avec deux fois moins de pixels. Dans ce cas, la résolution spectrale est dégradée d'un facteur deux, mais par contre la sensibilité sera accrue.

Enfin la taille de la fente d'entrée du spectro-imageur joue un rôle dans la définition de la résolution spectrale. En effet, plus celle-ci sera ouverte, moins bonne est la résolution.

Nous allons voir dans la discussion de la section suivante, que les paramètres de balayage rentrent aussi en jeu dans la détermination de la résolution spectrale et spatiale.

3.5.3 Compromis entre la résolution spatiale et la résolution spectrale

Lors de l'acquisition d'une image hyperspectrale en champ proche optique, quatre paramètres permettent de définir les caractéristiques de l'image hyperspectrale. Voici la liste de ces paramètres et leur gamme d'utilisation :

- la fréquence de balayage de la sonde ($f_{bal} = 0.01 \sim 0.4\text{Hz}$)
- le temps d'intégration de la caméra ($\tau = 10 \sim 200\text{ms}$)

- le coté de l'image (L = 1 ∼ 100µm)
- le nombre de pixels d'une ligne (n_{pix} = 64 ∼ 1024px).

Ces paramètres étant liés, l'expérimentateur en fixe généralement trois et le quatrième sera déduit des trois précédents.

Prenons un exemple simple (cf figure 3.4), on fixe comme paramètres, la fréquence de balayage à 0,1 Hz, la taille d'image à 20 µm et le nombre de pixels sur une ligne à 128 px. Dans cette configuration, le temps d'intégration τ de la caméra sera imposé à 39 ms soit le temps d'une ligne (5 s) divisé par le nombre de pixels.

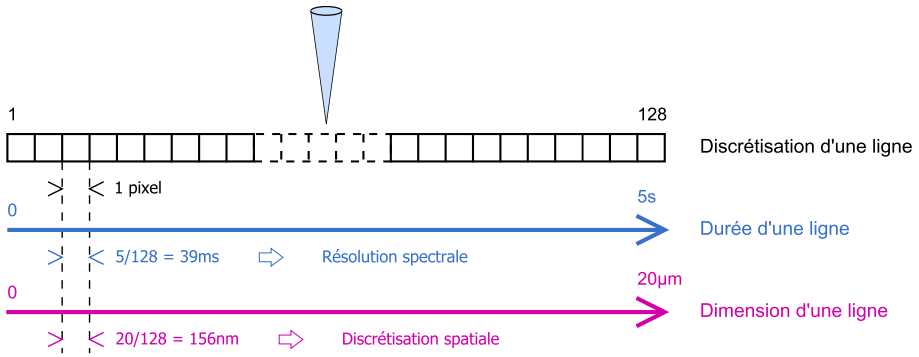


Figure 3.4 – Exemple de discrétisation en champ proche optique.

Avec ces paramètres, nous obtenons une image hyperspectrale avec une discrétisation spatiale de 156 nm/px. La résolution spectrale est quant à elle directement liée au temps d'intégration de la caméra. En effet plus le temps d'intégration sera long, plus le signal mesuré par la caméra sera important (en cp s^{-1}). Paradoxalement, nous allons diminuer la taille de la fente d'entrée afin de de diminuer le signal mesuré. Cette perte de signal s'accompagne d'une augmentation de la résolution spectrale. En effet, la résolution spectrale d'un spectromètre est meilleure lorsque la fente d'entrée est très peu ouverte. Bien entendu, la résolution limite est fixée par les paramètres définis dans le paragraphe 3.5.2.

Dans cet exemple nous avons choisi de fixer le nombre de pixels par ligne, mais il est tout à fait possible de fixer le temps d'intégration de la caméra afin de maximiser les niveaux de signaux puis d'en déduire les autres paramètres de balayage. C'est d'ailleurs dans cette configuration que nous travaillons le plus. En effet, l'intensité collectée par la sonde étant très faible, nous ajustons le temps d'intégration de la caméra afin d'obtenir un signal peu bruité.

Pour étudier l'influence des facteurs du balayage sur la résolution spatiale, nous avons tracé la répartition de la discrétisation spatiale en fonction de la fréquence de balayage et de la taille de l'image. Cette discrétisation est donnée par l'équation 3.2

$$D = 2\tau f_{bal} L \tag{3.2}$$

dans laquelle D représente la discrétisation en nm/px, τ le temps d'intégration de la caméra, f_{bal} la fréquence de balayage et L la taille de l'image.

La figure 3.5 représente l'évolution de la discrétisation spatiale pour un temps d'intégration de 20 ms (figure (a)) et 80 ms (figure (b)) et pour une longueur d'onde de 650 nm. Nous avons tracé sur les deux graphiques, deux courbes de niveaux caractéristiques. La courbe en pointillé représente la ligne de niveau pour laquelle la discrétisation est égale à $\lambda/2$. Au dessus de cette ligne, la résolution spatiale sera plus grande que la limite de Rayleigh. On perd dans ce cas l'avantage qu'offre le SNOM au niveau de la résolution spatiale. La courbe pleine suit le niveau de discrétisation égal à $\lambda/15$. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.5, la résolution ultime d'une image en champ proche optique est limitée par la taille de la sonde soit quelques dizaines de nanomètres. En travaillant avec une discrétisation de $\lambda/15$, on pourra résoudre correctement les détails qui correspondent à la résolution « ultime » du SNOM. Ainsi nous allons principalement travailler dans la zone comprise entre les deux lignes de niveau.

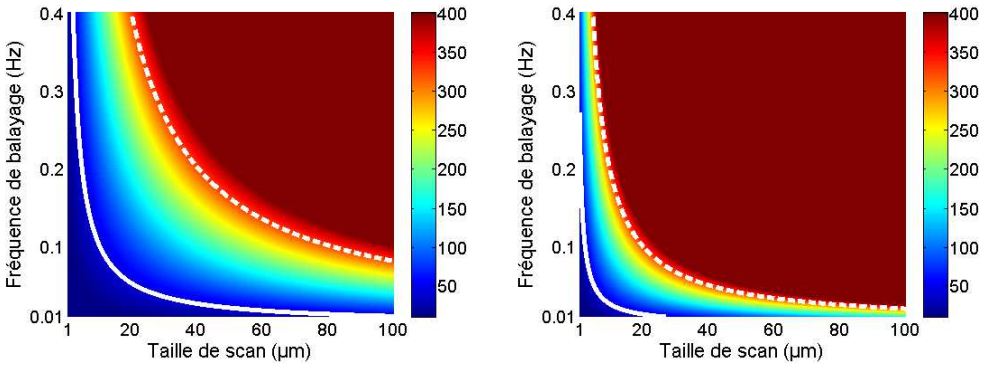


Figure 3.5 – Discrétisation spatiale en nm/px en fonction de la taille de l'image et de la fréquence de balayage, (a) pour un temps d'intégration de 20 ms et (b) de 80 ms.

La figure 3.5 met en évidence que plus la fréquence de balayage sera faible, plus il sera possible de faire des images de grandes dimensions tout en ayant une résolution spatiale sub-longueur d'onde. Cependant, l'acquisition de l'image sera plus longue.

Il est possible de retracer le graphique de la figure 3.5 en remplaçant l'axe des ordonnées par le temps total d'une acquisition. Pour cela nous utilisons l'équation :

$$T_{total} = nbr_{ligne}.T_{ligne} \tag{3.3}$$

Ici T_{ligne} représente le temps que la sonde met pour faire un aller et retour soit l'inverse de la fréquence de balayage. On suppose que nous faisons des images carrées donc nbr_{ligne} =

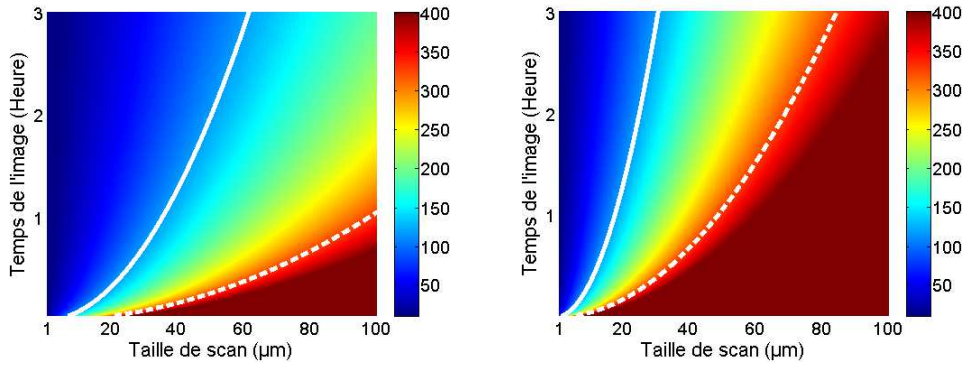
nbr_{pixel}. Vu que le nombre de pixels est directement lié au temps d'intégration de la caméra et que nous faisons l'acquisition uniquement sur un aller du balayage, l'équation devient :

$$T_{total} = nbr_{pixel} \cdot \frac{1}{f_{bal}} = \frac{T_{ligne}}{2\tau} \cdot \frac{1}{f_{bal}} = \frac{1}{2\tau f_{bal}^2} \tag{3.4}$$

L'équation met en évidence que la durée d'acquisition d'une image va devenir très grande dès que l'on souhaite faire une grande image avec une bonne discrétisation (faible fréquence de balayage). Prenons l'exemple d'une image de 80 µm par 80 µm, on fixe τ à 80 ms et nous souhaitons une discrétisation spatiale de 156 nm/px. Avec ces paramètres, l'acquisition de l'image durera environ 11 heures et 30 minutes. On obtient cette valeur en reprenant l'équation 3.4 et en exprimant la fréquence de balayage en fonction de τ et nbr_{pixel} soit :

$$T_{total} = nbr_{pixel} \cdot \frac{1}{f_{bal}} = 2nbr_{pixel} \cdot T_{ligne} = 2nbr_{pixel}^2 \tau \tag{3.5}$$

Nous avons vu dans le chapitre 2.6 qu'il n'est pas envisageable de travailler avec ces durées d'image. J'ai donc représenté dans la figure 3.6, la cartographie de la discrétisation que nous obtenons pour des durées d'images allant jusqu'à trois heures.



(a) (b)

Figure 3.6 – Discrétisation spatiale en nm/px en fonction de la taille de l'image et de la durée d'une image, (a) pour un temps d'intégration de 20 ms et (b) de 80 ms.

Ces graphiques montrent que plus le temps d'intégration de la caméra est grand, plus la discrétisation spatiale se dégradera, ceci bien évidemment pour une fréquence de balayage et une taille d'image données. Cependant en augmentant le temps d'intégration de la caméra, le signal mesuré par celle-ci sera plus grand et pourra même saturer le détecteur. Pour éviter cette saturation, la solution consiste à fermer la fente d'entrée

du spectro-imageur, ce qui induit une augmentation de la résolution spectrale de notre image hyperspectrale.

Ces exemples montrent l'apparition du paradoxe de l'imagerie en champ proche optique hyperspectrale. En fonction de l'échantillon et du phénomène que l'on souhaite observer, nous devrons favoriser soit la résolution spatiale, soit la résolution spectrale ou bien travailler dans une configuration intermédiaire afin d'obtenir un bon compromis.

3.5.4 Étude photométrique du système de détection

En champ proche optique, le champ collecté par la sonde est très faible. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que ce sont ces niveaux de signaux qui définissent les résolutions de l'image hyperspectrale. En effet si l'intensité mesurée est importante, nous pourrons soit diminuer le temps d'intégration de la caméra (augmentation de la résolution spatiale) soit diminuer la largeur de la fente d'entrée du spectromètre (augmentation de la résolution spectrale).

La question que nous nous posons ici est de connaitre la puissance nécessaire qu'il faut injecter dans l'échantillon afin de pouvoir faire une image en champ proche optique hyperspectrale de qualité. Pour cela, il faut d'abord connaitre le flux minimum que nos caméras peuvent mesurer. Il est donc nécessaire de faire une étude photométrique.

Le but de cette étude est de calculer le NEP (Noise Equivalent Power), c'est à dire le flux énergétique minimal mesurable par notre système de détection. Lors d'une acquisition, la caméra mesure l'intensité du flux. Le résultat qu'elle nous fournit est un nombre de coups par seconde. Notons C_{cam} ce paramètre. Le facteur C_{cam} mesuré par la caméra est directement relié au flux photonique F_{ph} incident sur la caméra par l'équation :

$$F_{ph} = \frac{G}{\eta} C_{cam} \tag{3.6}$$

dans laquelle G correspond au gain de conversion électron/coup et η le rendement quantique de la caméra, soit la probabilité pour qu'un photon incident génère un électron sur le détecteur.

Pour passer d'un flux photonique à un flux énergétique F_e, il suffit de prendre en compte l'énergie d'un photon :

$$F_e = \frac{hc}{\lambda} F_{ph} \tag{3.7}$$

avec h la constante de Plank, c la vitesse de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde du photon incident. On obtient la relation finale en regroupant les équations 3.6 et 3.7.

$$F_e = \frac{hc}{\lambda} \frac{G}{\eta} C_{cam} \tag{3.8}$$

En photométrie, le NEP est défini par le flux donnant un signal juste égal à la valeur efficace de bruit. Le bruit d'obscurité de notre système de détection est d'environ 250 coups pour un temps d'intégration de 50 ms. Ainsi C_{cam} est égale à 5000 cp/s. De plus, le gain G et le rendement quantique η de la caméra infrarouge sont respectivement de 58 e/cp et de 85% (données constructeur). Ainsi, pour une longueur d'onde de 1500nm, nous obtenons un NEP d'environ 50 fW soit −103 dbm. Il s'agit du plus petit signal détectable par notre plateforme de mesure. En condition normale, nous essayons de travailler avec des niveaux de l'ordre de 10 000 cp pour le même temps d'intégration. Ce qui nous donne un flux incident sur le détecteur de 2 pW soit −87 dbm.

A partir de ce flux, il serait intéressant de remonter à la puissance laser nécessaire pour obtenir une telle mesure. Le flux mesuré correspond à la lumière collectée par la sonde, puis diffracté par le spectromètre sur un pixel de la caméra. Nous savons que la sonde collecte très peu d'intensité. Son efficacité de collection a été estimée à environ 10^{-6} pour une fibre étirée. Elle comprend le taux de collection de la sonde, les pertes au niveau des soudures de fibres et de l'injection dans le spectromètre.

Il est aussi important de prendre en compte ce qu'on appelle l'excitabilité de l'échantillon. Ce qui équivaut à la « quantité » de l'onde excitatrice qui se transformera en signal utile. En effet, lors de l'injection d'un laser dans un guide d'onde monomode de 300 nm, uniquement quelques pourcents de l'intensité du flux incident se retrouvent correctement couplés dans le guide. De plus, on utilise des jeux de miroirs et/ou plusieurs fibres optiques afin de guider la lumière issue du laser jusqu'à l'échantillon, ce qui engendre d'autres pertes (4% par réflexion sur un miroir, quelques centaines de millidécibels au niveau des jonctions des fibres optiques). On surestime ainsi le taux d'excitabilité à 10^{-3}.

Ainsi, un flux incident de 2 pW sur la caméra, correspond à une intensité laser de 2 mW. Cette intensité est faible comparée aux sources monochromatiques classiques, cependant il est important de comprendre que nous désirons cette puissance pour chaque longueur d'onde comprise dans une bande spectrale d'environ 500 nm.

C'est principalement grâce au développement récent des sources à super-continuum (paragraphe 3.2.1) que l'imagerie hyperspectrale a pu être mise en place.

3.6 Conclusion

J'ai consacré la première moitié de ma thèse à implémenter cette nouvelle plateforme de mesure. Malgré les difficultés que nous avons rencontrées lors de l'installation et les nombreux problèmes de programmation dus aux protocoles propres des caméras, nous avons réussi en environ un an et demi à développer entièrement un microscope en champ proche optique couplé à une détection hyperspectrale. Ce travail a été très intéressant car il a demandé une connaissance dans de nombreux domaines, allant de l'optique à

l'électronique en passant par la mécanique qu'elle soit macroscopique ou microscopique.

Les étapes de validation se sont toutes bien déroulées et nous avons pu obtenir des premières images hyperspectrales très concluantes. À partir de ces résultats, nous nous sommes fixés un nouveau but, faire « parler » cette plateforme de mesure sur des échantillons présentant des phénomènes physiques pas encore caractérisés en hyperspectrale. Pour cela, nous avons travaillé en collaboration avec deux laboratoires qui nous ont fourni des échantillons que je vais vous présenter dans les chapitres suivants.

Chapitre 4

Étude hyperspectrale de la génération de plasmon de Bessel

Dans le cadre d'un partenariat avec l'équipe du Pr F. Capasso de l'université d'Harvard, nous avons mené une étude hyperspectrale sur des plasmons de surface dits de Bessel.

Je commencerai ainsi ce chapitre par une introduction générale sur la plasmonique puis sur les faisceaux non-diffractants, cas général des faisceaux de Bessel. Je présenterai ensuite les résultats obtenus en champ proche optique et je montrerai l'apport de la détection hyperspectrale dans l'analyse de ces ondes plasmoniques non-diffractantes.

4.1 Les plasmons de surface

Un plasma, suivant le modèle de Drude, désigne le gaz d'électrons libres présent dans un métal. En illuminant un métal par une onde électromagnétique, le gaz d'électrons peut se mettre à osciller et à rentrer en résonance à une pulsation ω_0 ; on appelle cela un plasmon. Dans une structure présentant une interface métal diélectrique, des plasmons de surface peuvent être excités par une une onde électromagnétique aux longueurs d'onde optiques. Les premières études sur ces modes résonnants ont été faites par R.H. Ritchie [69] en 1957.

4.1.1 Génération de plasmons de surface

Il existe plusieurs techniques pour générer un plasmon de surface. La figure 4.1 présente la configuration d'excitation de Kretschman-Rather [70] dans laquelle une onde de surface se propage au voisinage de l'interface métal/air. La particularité de cette onde est qu'elle possède à la fois une composante longitudinale et transverse par rapport à sa direction de propagation. Ainsi on définit le vecteur d'onde $\overrightarrow{k}_{sp}$ qui traduit la propagation du plasmon de surface le long de l'interface et une composante imaginaire $\overrightarrow{k}_z$ traduisant la décroissance évanescente de l'onde perpendiculairement au plan de propagation.

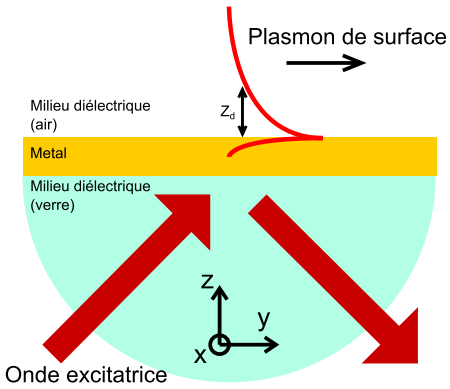


Figure 4.1 – Excitation d'un plasmon de surface dans la configuration de Kretschmann-Rather. À l'interface métal/air, une onde plasmonique est excitéee et se propage suivant y avec une décroissance exponentielle du champ suivant l'axe z.

Dans le cas de la figure 4.1, le champ électrique du plasmon de surface s'écrit

$$\text{dans l'air :} \qquad E_{air}(y,z) = E_0 \exp(-\alpha_{air} z)\exp(ik_{sp} y) \tag{4.1}$$

$$\text{dans le métal :} \qquad Emetal(y,z) = E_0 \exp(-\alpha_{metal} z)\exp(ik_{sp} y) \tag{4.2}$$

où le terme en $\exp(-\alpha_{air} z)$ et $\exp(-\alpha_{metal} z)$ traduisent respectivement la décroissance du champ dans l'air et le métal. La profondeur de pénétration Z_d dépend des permittivités électriques ϵ du métal et du milieu diélectrique. Ainsi, pour un couple argent/air, les plasmons de surface excités par une onde à 590 nm ont une profondeur de pénétration de 39 nm dans l'argent et de 262 nm dans l'air [71].

Le terme $\exp(ik_{sp} y)$ de l'équation 4.1 traduit quant à lui, l'atténuation du champ le long de l'axe de propagation et dépend évidemment de la nature des deux milieux. On peut ainsi définir une longueur d'atténuation L_{sp} pour laquelle l'intensité du champ a diminué d'un facteur $1/e$. En reprenant la même configuration que l'exemple précédent, on obtient une longueur de propagation d'environ 50 µm [71].

Une étude plus approfondie sur les plasmons de surface a été effectuée par D. Brissinger durant sa thèse au sein de notre équipe [57, 72]. Il y étudie les différentes possibilités d'excitation d'un plasmon, et les modes résonnants existant sur un film métallique simple et pour différentes configurations (fente unique, marche ...).

4.1.2 Applications et mise en forme de plasmon

Le contrôle des plasmons de surface est une thématique qui s'est fortement développée ces dernières années. Ces ondes de surfaces sont utilisées en biologie pour la détection de l'activité cérébrale des neurones [73] mais aussi en nano-photonique pour la fabrication de composants pour l'optique intégrée (filtres [74], miroirs [75], guides plasmoniques

[76]) dans le but de remplacer les circuits électroniques intégrés.

L'inconvénient majeur des plasmons de surface est leur très faible distance de propagation. En effet, l'absorption due au métal et les pertes radiatives limitent grandement la propagation de l'onde de surface. D'autre part, la nature évanescente du plasmon de surface rend son observation en champ lointain difficile.

La microscopie en champ proche optique est une technique de visualisation parfaitement adaptée pour l'observation de plasmons de surface. En effet, le fait d'approcher le détecteur (la sonde champ proche) dans le champ proche de l'échantillon permet de collecter un maximum d'intensité lumineuse issu du plasmon de surface.

L'enjeux de ces dernières années en plasmonique est d'augmenter la distance de propagation du plasmon tout en conservant un bon confinement. Cela est possible par exemple en assistant la propagation de l'onde par une émission stimulée de puits quantiques présents dans le guide plasmonique [77]. Cependant la fabrication de ce type de structure est complexe. Afin d'améliorer le confinement une solution consiste à travailler avec des faisceaux non-diffractants.

4.2 Les faisceaux non-diffractants

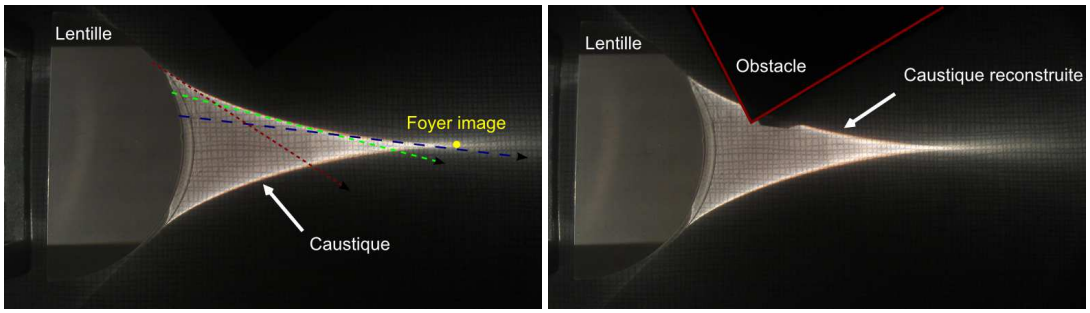
Les premières observations et descriptions de la diffraction ont été faites par Grimaldi et publiées en 1665 dans son traité post mortem intitulé *Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride* que l'on peut traduire par *Connaissances physiques sur la lumière, les couleurs et l'arc-en-ciel*. Il y montre que toutes les ondes lumineuses voient leur profil transverse s'élargir lors de leur propagation. Cela entraine un étalement du profil en intensité du faisceau. Afin de propager une onde le plus loin possible, il est indispensable de minimiser cet élargissement en utilisant par exemple des guides d'ondes (fibres optiques, guide ruban…) ou des systèmes optiques de collimation.

Dans les années 80, des recherches ont abouti à l'obtention de faisceaux en espace libre dont le profil transverse est invariant tout au long de la propagation. Dans son article, W.J. Madore recense les nombreuses propriétés de ces faisceaux, les différentes méthodes de génération et leurs applications [78].

Dans cette section, je commencerai par un exemple concret pour ensuite présenter ces faisceaux appelés « non-diffractants » et les différentes méthodes permettant de les obtenir.

4.2.1 Exemple simple d'un faisceau non-diffractant

Afin d'introduire les principales propriétés des faisceaux non-diffractants, prenons l'exemple de la caustique générée lors de la focalisation d'une onde plane par une lentille.



(a) (b)

Figure 4.2 – Mise en évidence des propriétés d'un faisceau non-diffractant en espace libre. (a) La caustique formée par la focalisation est un exemple d'onde non diffractante. Elle possède une trajectoire curviligne et ne diffracte pas tout au long de la propagation. (b) Principe de régénération d'un faisceau non diffractant, après l'obstacle le faisceau est reconstitué.

La figure 4.2(a) est une réalisation simple d'un faisceau non-diffractant que j'ai réalisé au laboratoire en focalisant un faisceau collimaté par une lentille plan-sphérique. Dans cette configuration, le contour du faisceau qu'on appelle la caustique peut être considéré comme un faisceau non-diffractant. En effet, la largeur de cette caustique semble constante le long de la propagation.

Une autre propriété de ce faisceau réside dans sa trajectoire particulière. En effet, une onde qui se propage dans l'air (milieu homogène) devrait avoir une trajectoire rectiligne or dans notre cas, la caustique suit une trajectoire curviligne (figure 4.2(a)).

Enfin, la dernière propriété très importante de ce faisceau non diffractant est son autorégénération ou *self-healing* en anglais. En effet, comme nous pouvons voir sur la figure 4.2(b), le faisceau se « reconstruit » après avoir rencontré un obstacle.

Toutes ces propriétés découlent du fait qu'il ne s'agit pas véritablement d'un faisceau comme nous l'entendons en optique ondulatoire. La caustique est constituée point par point par la somme des rayons tangents à l'enveloppe (figure 4.2(a)). Cette concentration de rayons lumineux entraine une augmentation de la luminosité le long de l'enveloppe, d'une trajectoire curviligne et d'une largeur spatiale constante. Concernant l'effet d'autorégénération, celui ci s'explique par le fait que les rayons nécessaires à la génération de la caustique après l'obstacle, n'ont pas rencontré celui-ci et contribuent à la « re-formation » de celle-ci (figure 4.2(b)).

Notons enfin que l'appellation « faisceau » peut être considérée comme un abus de langage car aucun photon ne suit cette trajectoire curviligne. Il serait plus juste de parler de confinement spatial mais la littérature a définitivement adopté ce terme de faisceau non-diffractant et de trajectoire associée.

Après cette première approche sur les faisceaux non-diffractants, nous allons voir que de nombreux travaux ont été effectués pour comprendre et caractériser ces faisceaux.

4.2.2 État de l'art et théorie faisceaux non-diffractants

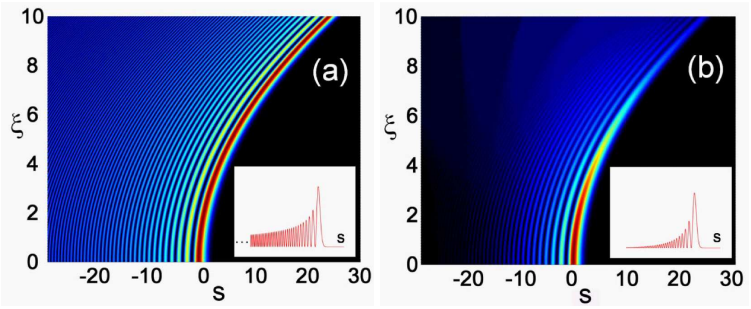
C'est en 1979 que M. Berry et N. Balazs [79] ont découvert une nouvelle solution de l'équation de Schrödinger. Celle-ci présente une invariance dans le temps et possède une accélération transverse (trajectoire curviligne) sans qu'aucune force extérieure n'affecte le système. Il a appelé ces solutions faisceaux d'Airy en l'honneur de l'astronome du même nom, car cette solution présentait comme la tache d'Airy une succession de maxima et de minima d'intensité.

La première réalisation expérimentale de ce type de faisceaux a été faite par J. Durnin en 1987 [80] en transposant les résultats de M. Berry et de N.Balazs aux longueurs d'onde optiques. Ce n'est que dix ans après que G. Siviloglou remet au goût du jour cette thématique en réalisant des faisceaux d'Airy à une et deux dimensions [81].

Ces études ont démontré que le champ électrique d'un faisceau d'Airy s'écrivait sous la forme :

$$\overrightarrow{E}(s,\xi) = \mathrm{Ai}\left[s - \left(\frac{\xi}{2}\right)^2\right] \exp\left[i\frac{s\xi}{2} - i\left(\frac{\xi^3}{12}\right)\right] \tag{4.3}$$

où Ai[] est la fonction d'Airy, $s = x/x_0$ une coordonnée transverse normalisée et $\xi = z/kx_0^2$ la distance de propagation normalisée avec $k = 2\pi/\lambda_0$ le vecteur d'onde. Le terme dans l'exponentielle montre que la phase de ce champ varie de façon cubique en fonction de ξ.



(a) (b)

Figure 4.3 – Simulation de la propagation d'un faisceau d'Airy (a) d'énergie infinie et (b) d'énergie finie en tronquant l'équation 4.3 par une ouverture exponentielle. Malgré l'atténuation durant la propagation, le profil transverse ne varie pas [81]. ©2007 by the American Physical Society

La figure 4.3(a) montre la propagation d'un faisceau d'Airy obtenu par l'équation 4.3. On remarque que ce faisceau est composé d'un lobe principal d'intensité maximale qui ne diffracte pas le long de la propagation. De plus, cette solution possède une trajectoire

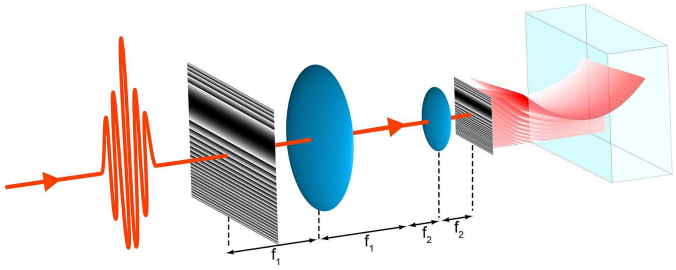


Figure 4.4 – Dispositif expérimental permettant la génération de faisceaux d'Airy en espace libre [83]. Un SLM (Spatial Light Modulateur) placé dans le plan de Fourier de la première lentille permet de moduler la phase de l'onde de façon à générer un faisceau d'Airy en espace libre après la deuxième lentille.

curviligne qui est due au terme en $(\xi/2)^2$ présent dans la fonction d'Airy de l'équation 4.3. Bien évidemment cette solution n'est que théorique et impossible à réaliser expérimentalement du fait de son énergie infinie (aucune atténuation n'est visible sur la figure 4.3(a)). J.E. Morris a démontré qu'il était toutefois possible d'obtenir une solution réelle en tronquant l'équation 4.3 par une ouverture exponentielle [82]. Le résultat est visible sur la figure 4.3(b).

Afin de réaliser expérimentalement ce style de faisceau il est nécessaire de pouvoir moduler cubiquement la phase de l'onde. En effet, G. Siviloglou a démontré que la transformée de Fourier de l'équation 4.3 tronquée par une exponentielle était assimilable à une fonction gaussienne modulée par un facteur de phase. Un faisceau d'Airy peut ainsi être obtenu en modulant la phase d'une onde incidente dans le plan de Fourier d'un système à lentilles (figure 4.4).

Enfin, en modifiant ce déphasage, L. Froehly a pu contrôler la forme du faisceau d'Airy dans les trois dimensions de l'espace [83]. La géométrie variable de ces faisceaux en fait de très bons candidats pour la micromanipulation de particules. En effet la grande distance de propagation et la trajectoire curviligne permettent un guidage particulier [84]. Les lobes d'intensités inférieures peuvent être utilisés pour séparer spatialement les particules en fonction de leur diamètre [85].

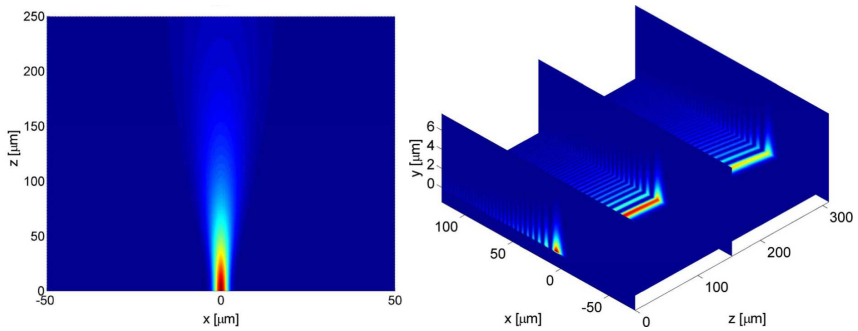
Les exemples de faisceaux d'Airy que je vous ai présentés dans cette partie ont tous été obtenus en espace libre, cependant il est possible de générer des faisceaux d'Airy plasmoniques (FAP).

4.2.3 Ondes de surface non-diffractantes

Comme nous l'avons vu dans la section 4.1, un plasmon de surface est fortement atténué lors de sa propagation (absorption du métal, pertes radiatives dues aux rugosités de la surface). De plus il est aussi soumis, comme toutes ondes électromagnétiques, à la

diffraction.

L'ingénierie des guides métalliques permet de propager plus efficacement un plasmon tout en conservant un fort confinement. Les travaux de P. Berini ont montré qu'il était possible d'augmenter la propagation d'un plasmon par un facteur 100 en utilisant des guides d'or ou d'argent sur un substrat de dioxyde de silicium (SiO_2) [86]. Ce confinement plasmonique permet ainsi de développer de nombreuses structures optiques [87] (séparateurs, interféromètres, résonateurs...) comme celles développées pour l'optique intégrée en nanophotonique sur silicium.



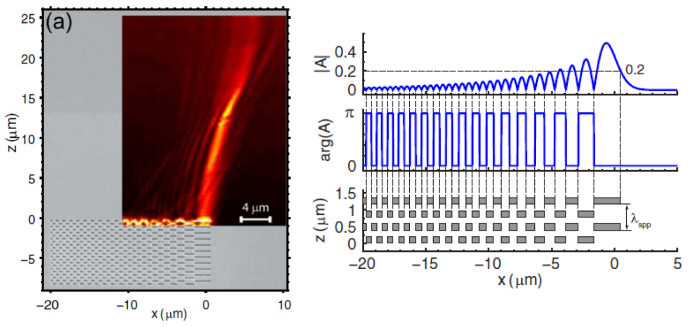
(a) (b)

Figure 4.5 – Simulation de la propagation (a) d'un faisceau plasmonique gaussien et (b) d'un faisceau d'Airy plasmonique. La figure (b) est en 3 dimensions afin de mettre en évidence l'invariance du profil transverse en intensité du FAP [88].

Une autre solution pour contrôler la diffraction de l'onde plasmonique est d'utiliser les faisceaux d'Airy plasmoniques. Les premières simulations numériques ont été faites par A. Salandrino en 2010. Il a montré que des faisceaux d'Airy pouvaient être générés par des plasmons de surface. La figure 4.5 issue de [88] représente deux simulations de la propagation d'une onde plasmonique gaussienne et celle d'un FAP. À l'instar des faisceaux d'Airy en espace libre, le FAP possède un profil transverse en intensité constante tout au long de la propagation alors que le faisceau gaussien diverge rapidement. De plus, on retrouve la trajectoire curviligne caractéristique des faisceaux d'Airy.

Comme en espace libre, il est nécessaire de moduler la phase de l'onde de surface pour générer un FAP. Cette modulation de phase peut être obtenue en utilisant un réseau de fentes gravé dans un film d'or [89]. Les paramètres du réseau sont visibles sur la figure 4.6(b). Il s'agit en fait de deux réseaux de pas identiques mais décalés spatialement d'une demi période. Les plasmons de surface excités sont ainsi déphasés les uns par rapport aux autres de π et interfèreront de manière à définir le FAP. La répétition des fentes suivant l'axe z permet un meilleur couplage de l'onde incidente vers les modes plasmoniques. La figure 4.6(a) montre une image champ proche du FAP obtenu.

Dans cette configuration, le réseau gravé sur le film métallique joue le rôle de coupleur



(a) (b)

Figure 4.6 – Mise en forme expérimentale d'un faisceau d'Airy plasmonique. (a) Image champ proche d'un FAP superposée à une vue MEB du réseau. (b) Amplitude et phase du faisceau d'Airy excité par le réseau de pas variable dont la géométrie est représentée sur le dernier graphique [89]. ©2007 by the American Physical Society

et de modulateur de phase. Une autre technique présentée par P. Zhang [90] consiste à séparer ces deux étapes. Comme précédemment, un réseau de fentes est utilisé pour coupler l'onde incidente dans les modes plasmoniques, mais cette fois-ci, l'onde incidente utilisée est un faisceau d'Airy. Ainsi les ondes excitatrices du plasmon de surface sont déjà modulées en phase. Grâce à ce dispositif, la géométrie du FAP est contrôlable en ajustant soit l'angle d'incidence de l'onde excitatrice soit en modifiant l'allure du faisceau d'Airy excitateur en utilisant un montage semblable à la figure 4.4.

Les faisceaux d'Airy plasmoniques ont l'avantage de ne pas diffracter lors de leur propagation. Cependant leurs trajectoires curvilignes sont très limitantes pour des applications en optique intégrée. L'équipe du Pr. Capasso a proposé un nouveau type de faisceaux plasmoniques non-diffractants possédant une trajectoire rectiligne. Il a fait appel à notre équipe afin de les caractériser en champ proche optique.

4.3 Les faisceaux de Bessel plasmoniques

La première étude théorique sur ce type de faisceau a été faite par C.J. Zapata en simulant la propagation de plasmons sur les interfaces d'un empilement de plusieurs couches métal/diélectrique [91]. Il y démontre que dans cette configuration, une onde non-diffractante peut s'y propager avec une trajectoire rectiligne. Cependant, cette architecture est difficilement réalisable.

Dans cette section, je vous présenterai les études faites par l'équipe du Pr Capasso qui ont abouti à l'obtention de structures permettant la génération de faisceaux non-diffractants possédant une trajectoire rectiligne [92].

4.3.1 Théorie

Pour une onde plasmonique, la composante E_z du champ, normale au plan du film métallique (x,y), doit satisfaire l'équation :

$$\nabla^2 E_z + \epsilon_d k_0^2 E_z = 0 \tag{4.4}$$

où k_0 est le vecteur d'onde dans le vide et ϵ_d la permittivité diélectrique du métal. Les solutions de cette équation sont de la forme de l'équation 4.1. Cependant, on peut montrer que l'équation suivante est aussi solution de 4.4 :

$$E_z(x,y,z) = E_0 \exp(-\alpha z)\exp(jk_x x)\cos(k_y y) \tag{4.5}$$

dans laquelle E_0 est une constante, α un coefficient d'atténuation dépendant de la structure et k_x, k_y les composantes du vecteur d'onde $\overrightarrow{k}_{sp}$ du plasmon de surface. Celui-ci dépend des permittivités du métal ϵ_m et celle du milieu diélectrique ϵ_d :

$$k_{sp}^2 = k_x^2 + k_y^2 = \alpha^2 + \epsilon_d k_0^2 = k_0^2 \epsilon_d \epsilon_m / (\epsilon_d + \epsilon_m) \tag{4.6}$$

L'équation 4.5 définit un *Cosine Beam* (CB) parfait. En effet, son profil transverse suivant y est invariant le long de la propagation x. Comme dans le cas d'un faisceau d'Airy en espace libre, cette solution théorique possède une énergie infinie. En tronquant cette solution par une fonction gaussienne, on obtient une solution avec une énergie finie afin d'obtenir un *Cosine Gauss Beam* (CGB) qui s'écrit de la forme :

$$E_z(x,y,z) = E_0 \exp(jk_x x)\cos(k_y y)\exp(-\frac{y^2}{w_0^2})\exp(-\alpha z) \tag{4.7}$$

où w_0 correspond à la largeur du faisceau gaussien générant l'onde non diffractante. Les profils transverses en intensité d'un CB et d'un CGB sont représentés respectivement sur la figure 4.7(a) et 4.7(b). Plus ω_0 sera petit, plus le profil transverse tendra vers une fonction de Bessel.

Comme dans le cas des faisceaux de Bessel en espace libre [80], un *Cosine Gauss Beam* résulte d'une somme de deux ondes planes qui interfèrent entre elles avec un angle θ. Dans notre cas, θ est défini par :

$$\theta = \sin^{-1}(k_y / \Re\mathfrak{e}(k_{sp})) \tag{4.8}$$

Cette décomposition met directement en évidence la géométrie de la structure à fabriquer pour réaliser expérimentalement ces faisceaux non-diffractants.

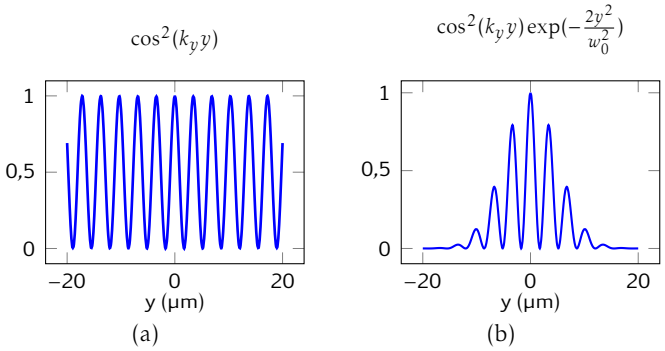


Figure 4.7 – Profil transverse d'intensité théorique (a) d'un *Cosine beam* et (b) d'un *Cosine Gauss Beam* pour une largeur transverse de 40 µm et en posant $k_y = 9{,}13 \times 10^5\,\mathrm{m}^{-1}$ et $w_0 = 10\,\mu\mathrm{m}$.

4.3.2 Réalisation des échantillons

Nous avons vu qu'un faisceau non-diffractant résulte de l'interférence de plusieurs ondes planes. L'équipe du Pr. Capasso a donc réalisé deux coupleurs plasmoniques sur un film d'or de 150 nm d'épaisseur. Il s'agit de deux réseaux de fentes de 740 nm de période disposés de façon à obtenir deux ondes planes séparées d'un angle θ.

Pour obtenir un film d'or avec une très bonne qualité de surface, l'équipe de l'université d'Harvard a utilisé la technique de « template stripping » [93]. Cette technique consiste à évaporer une couche d'or sur un wafer de silicium. Le film obtenu est ensuite séparé du wafer puis collé à l'envers sur un substrat transparent de SiO_2 en utilisant une colle époxy. Les fentes sont ensuite gravées sous faisceau d'ions focalisés (FIB). Cette méthode permet d'obtenir une surface de très bonne qualité dont la rugosité est comparable à celle du wafer de silicium. En effet, P. Nagpal [93] obtient une rugosité moyenne 0,65 nm sur un film d'argent en utilisant un wafer de silicium ayant une rugosité de 0,19 nm. Une faible rugosité diminuera grandement les pertes par diffusion dues aux grains présents en surface et augmentera ainsi la distance de propagation de l'onde plasmonique.

En jouant sur l'angle entre les deux réseaux, et leur positionnement, l'équipe du Pr. F. Capasso a montré théoriquement qu'il était possible d'obtenir différents types de faisceaux plasmoniques non-diffractants. En effet, le *Cosine Gauss Beam* est obtenu en superposant les deux réseaux (figure 4.8(a)) alors qu'en les dissociant (figure 4.8(c)), la répartition de l'énergie du faisceau est réorganisée de façon à obtenir un lobe principal de forte énergie et des lobes latéraux plus atténués. Cette configuration permet de générer des *Localized Cosine Gauss Beam* (LCGB) qui possèdent un meilleur confinement en intensité que le CGB tout en gardant un profil transverse invariant. Le champ juste après

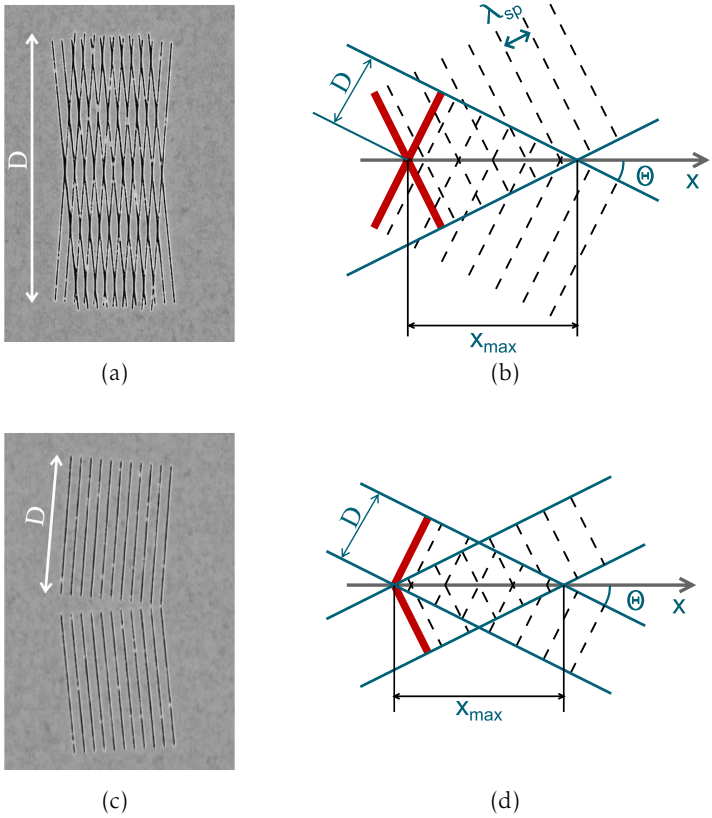


Figure 4.8 – Réseau de fentes générant des faisceaux plamoniques non-diffractants. (a) et (c) Images MEB des réseaux de fentes permettant la mise en forme respective des *Cosine Gauss Beam* et des *Localized Cosine Gauss Beam*. (b) et (d) Schéma montrant les ondes planes plasmoniques induites par les réseaux. Elles interférent entre elles pour former le faisceau non-diffractant dans les zones où les ondes planes se superposent (zone délimitée par les traits bleus). La longueur de propagation maximum x_{max} est donnée géométriquement par l'équation 4.10.

le coupleur ($x = 0^+$) est de la forme :

$$E_z(0^+,y) = A\exp(-i|y|k_{sp}\sin(\theta))\exp(-\frac{y^2}{\omega_0^2}) \tag{4.9}$$

La démonstration théorique qui permet d'obtenir ces faisceaux est disponible dans les annexes de l'article de J. Lin [92].

Enfin, la distance de propagation du faisceau non-diffractant est directement liée à la longueur des fentes et à l'inclinaison des deux réseaux. Comme on peut le voir sur les schémas des figures 4.8(b) et 4.8(d) , les ondes planes générées par les deux réseaux interfèrent entres elles dans la zone de superposition définie par les traits bleus. Ainsi la distance maximale de générations est obtenue géométriquement par :

$$x_{max} = \frac{D}{\sin\theta} \tag{4.10}$$

où θ est l'angle des réseaux par rapport à l'axe de propagation et D la demi longueur des fentes dans le cas du CGB ou la longueur totale des fentes pour le LCGB. Dans les deux cas, D est fixé à 10 µm.

Après avoir fabriqué une série d'échantillons, l'équipe du Pr. Capasso nous les a envoyés afin que nous imagions ces faisceaux à l'aide de notre microscope en champ proche optique.

4.4 Caractérisation en champ proche optique

Dans cette section je vous présenterai le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour caractériser ces échantillons puis je finirai par les résultats que nous avons obtenus.

4.4.1 Dispositif expérimental

La plateforme épiscopique que j'ai montée durant ma thèse, combinée à la détection hyperspectrale est parfaitement adaptée pour la caractérisation de ce type d'échantillon. En effet le microscope inversé permet d'exciter l'échantillon avec une onde gaussienne d'incidence nulle, et l'imagerie hyperspectrale nous informera sur la longueur d'onde optimale de fonctionnement.

La figure 4.9 représente une photo de la plateforme de mesure. Les réseaux sont gravés sur un film d'or collé à une lame de microscope classique grâce à la technique de « template stripping ». La lame est placée sur une platine de positionnement piézo-électrique. Cela permet de positionner avec précision le faisceau focalisé aux niveaux des réseaux excitateurs. On peut voir sur la photographie le film d'or, la tête champ proche, la sonde diélectrique et l'objectif de visualisation permettant l'approche de la sonde. Nous utilisons,

pour la caractérisation hyperspectrale, la source à super-continuum que nous polarisons puis focalisons à l'aide d'un objectif sur les différents réseaux présents sur l'échantillon. Enfin, nous collectons grâce à la sonde champ proche le spectre en chaque point de la surface.

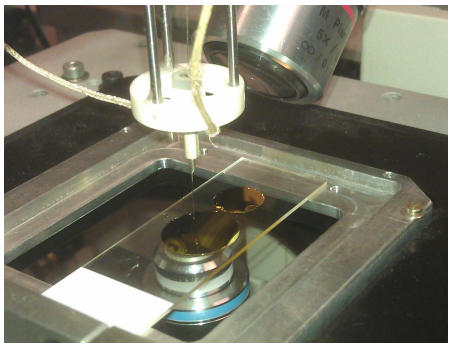


Figure 4.9 – Dispositif expérimental de caractérisation des faisceaux non-diffractants.

Lors des mesures, nous nous sommes focalisés sur quatre caractéristiques importantes :

- la réponse spectrale
- l'invariance en intensité du profil transverse
- le fort confinement de l'onde le long de la propagation
- l'effet d'auto-régénération des ces faisceaux.

Je vais vous présenter maintenant les résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur chacun de ces points.

4.4.2 La réponse spectrale

Les échantillons ont été simulés et fabriqués pour générer des faisceaux non-diffractants pour une longueur d'onde d'excitation de 740 nm. Bien évidemment pour une longueur d'onde différente, l'interférence des deux plasmons de surface n'aboutira pas à la formation d'un faisceau non-diffractant. Même si la réponse spectrale de l'échantillon est étroite, l'utilisation de la détection hyperspectrale confirmera ces dires et permettra de trouver la longueur de fonctionnement optimale. En effet, il existe toujours un décalage plus ou moins important entre la longueur d'onde théorique et expérimentale.

Les images de la figure 4.10 et 4.11 représentent une série d'images hyperspectrales sur la génération respective de *Cosine Gauss Beam* et de *Localized Cosine Gauss Beam*. Pour ces deux séries d'images obtenues en champ proche optique hyperspectrale, le réseau se trouve à gauche. Afin de visualiser la propagation du faisceau non-diffractant loin du

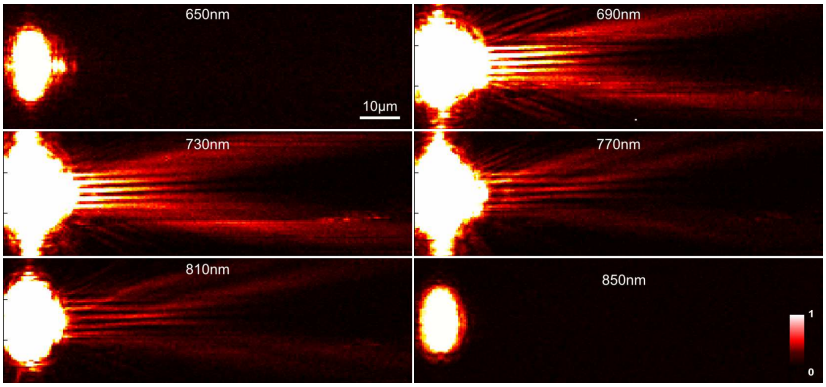


Figure 4.10 – Série d'images tirées de la matrice hyperspectrale du *Cosine Gauss Beam*

réseau, nous avons volontairement saturé l'image obtenue. En effet, il existe un rapport cent entre l'intensité collectée sur le réseau et celle collectée 50 µm plus loin. L'intensité mesurée au niveau du réseau est principalement due à l'ordre zéro de diffraction du réseau car nous travaillons avec une onde incidente normale à la surface.

On remarque que la répartition du champ est différente pour les deux échantillons. En effet, 5 lobes d'intensités similaires sont générés lorsque les deux réseaux sont superposés et séparés d'un angle θ de 9° (figure 4.8(a)). En dissociant les deux réseaux et pour $\theta = 5°$, on obtient un LCGB avec un lobe principal de forte intensité. Cette configuration permet de nous rapprocher d'un faisceau de Bessel parfait.

L'imagerie en champ proche hyperspectrale permet de caractériser en une acquisition la réponse spectrale sur une gamme donnée. Ainsi, nous pouvons remarquer que le CGB possède une réponse spectrale plus large que le LCGB. En effet, le CGB est visible sur une plage d'environ 120 nm alors que le LCGB sur une plage de seulement 50 nm. Ces images permettent aussi de définir la longueur d'onde optimale de fonctionnement qui est d'environ 730 nm alors que la structure a été simulée pour une longueur d'onde de 740 nm.

Une fois cette approche spectrale effectuée, nous nous sommes focalisés sur la mesure du profil transverse du faisceau généré.

4.4.3 L'invariance du profil transverse

La particularité la plus remarquable des faisceaux de Bessel est leur non diffraction durant la propagation.

Afin de confronter nos résultats expérimentaux aux simulations, l'équipe de l'université d'Harvard a calculé de manière analytique et par simulation FDTD, les profils transverses pour deux positions le long de l'axe de propagation. Les résultats pour le CGB et le LCGB sont respectivement représentés sur les figures 4.12 et 4.13.

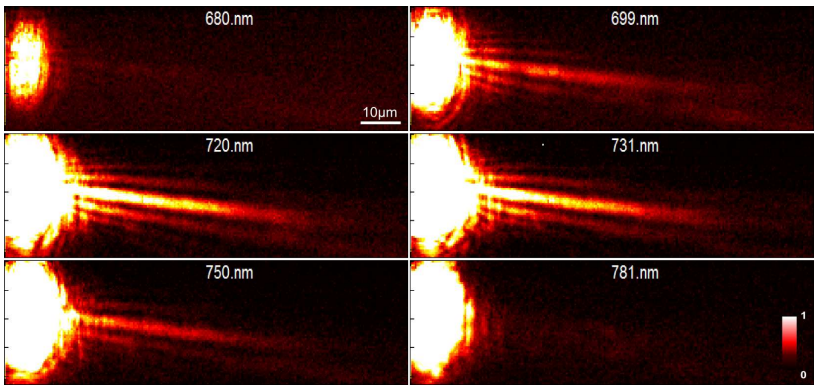


Figure 4.11 – Série d'images tirées de la matrice hyperspectrale du *Localized Cosine Gauss Beam*

Les structures utilisées pour ces images sont celles présentées sur les figures 4.8(a) et 4.8(c). Les deux réseaux sont séparés d'un angle de 5°. Sur l'image champ proche de la figure 4.12(d), on retrouve trois lobes d'intensité équivalente caractéristiques de CGB alors qu'il n'y en a qu'un de forte intensité dans le cas du LCGB (figure 4.13(d)). Le nombre et l'intensité de ces lobes sont directement liés à θ et à la disposition des réseaux comme nous l'avons vu dans la section précédente.

Les graphiques des deux figures montrent une parfaite correspondance des profils transverses entre les simulations FDTD (courbe bleue), le calcul analytique (courbe en trait discontinu noir) et les mesures expérimentales faites en hyperspectrale (courbe en pointillé vert).

Ces figures mettent ainsi en évidence l'invariance du profil transverse en intensité sur une distance de propagation de 40 µm. Intéressons-nous maintenant au confinement spatial de ces faisceaux.

4.4.4 Caractérisation du faisceau LCGB

Il est important de comprendre que l'utilisation du mot *beam* dans les abréviations CGB et LCGB est un abus de langage. En effet les lobes d'intensité que nous considérons comme des faisceaux n'en sont pas réellement car ils résultent de l'interférence entre des ondes planes (idem pour les faisceaux d'Airy en espace libre). Il n'y a donc pas propagation d'énergie suivant l'axe longitudinal du lobe. Dans ce cas, on ne devrait pas parler de distance de propagation mais plutôt de distance de confinement.

Ce type de « faisceaux » permet en fait d'obtenir un très bon confinement du champ sur une grande distance sans utiliser de guide d'onde. Afin de quantifier ce confinement, l'équipe du Pr. F. Capasso a réalisé plusieurs structures sur lesquelles ils ont fait varier l'angle entre les deux réseaux excitateurs.

Nous avons imagé la répartition du champ pour tous ces échantillons et nous avons

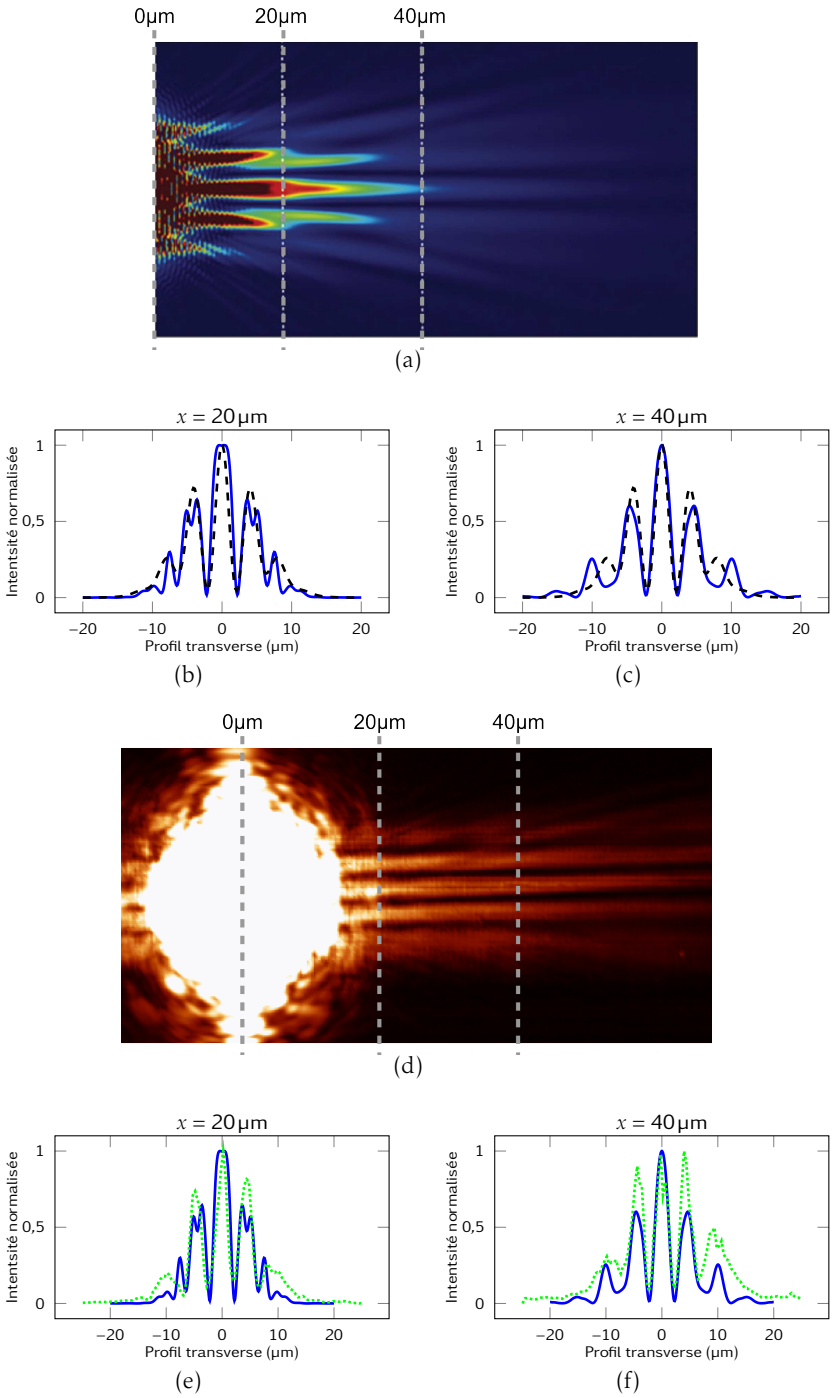


Figure 4.12 – Mise en évidence de l'effet non-diffractant d'un CGB. Cartographies du champ électrique obtenues (a) par calcul FDTD et (d) par l'imagerie en champ proche à 740 nm. Profils transverses en intensité théorique ((b),(c)) et expérimentale ((e), (f)) pour deux positions le long de la propagation. Les courbes pleines en bleu représentent la coupe FTDT, les courbes en trait discontinu noir correspondent à la coupe obtenue par le calcul analytique et enfin les courbes en pointillé vert sont les coupes obtenues directement sur les images champ proche.

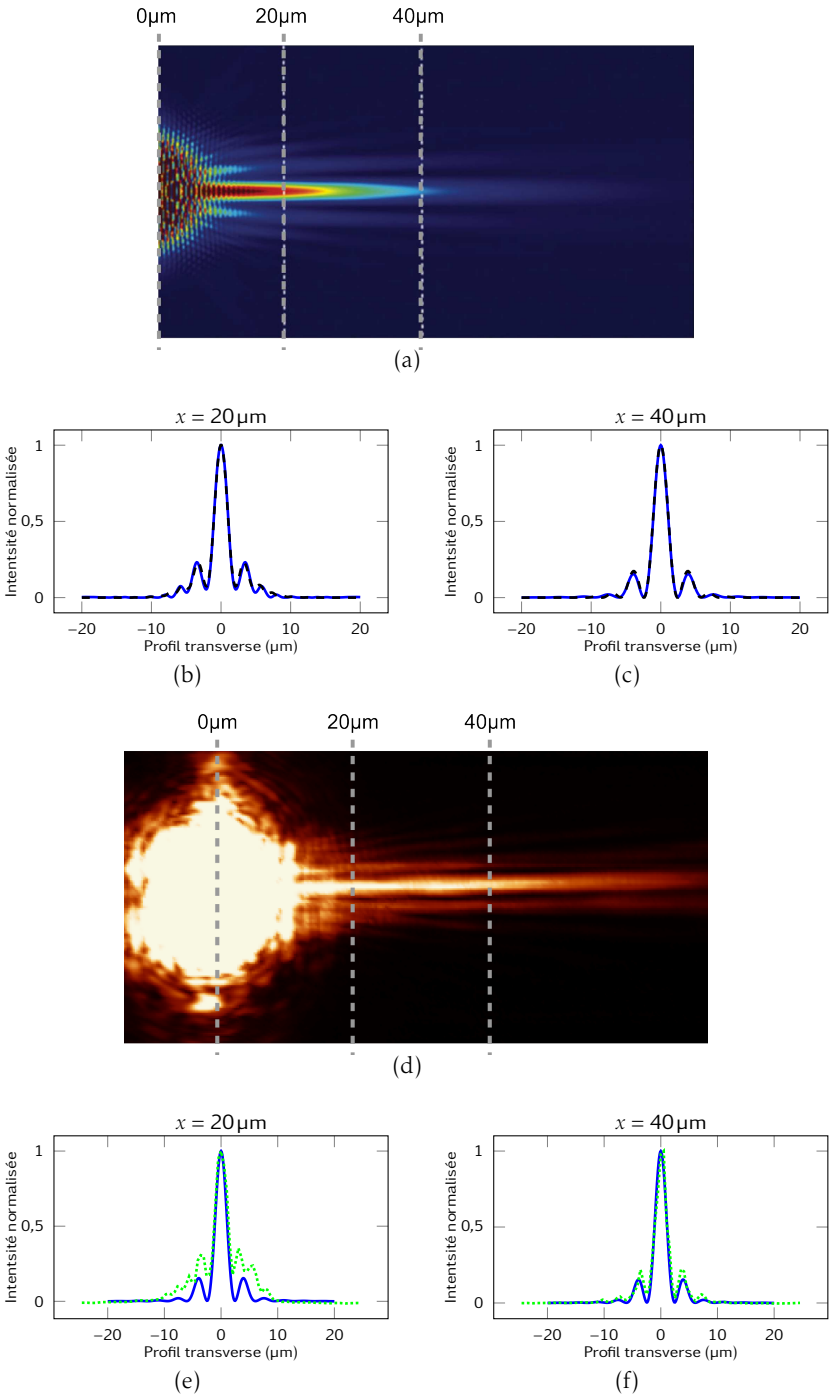


Figure 4.13 – Mise en évidence de l'effet non-diffractant d'un LCGB. Cartographies du champ électrique obtenues respectivement par (a) le calcul FDTD et (d) par l'imagerie en champ proche à 740 nm. Profils transverses en intensité théorique ((b), (c)) et expérimentale ((e), (f)) pour deux positions le long de la propagation. Les courbes pleines en bleu représentent la coupe FTDT, les courbes en trait discontinu noir correspondent à la coupe obtenue par le calcul analytique et enfin les courbes en pointillé vert sont les coupes obtenues directement sur les images champ proche.

mesuré la largeur à mi-hauteur du lobe principal. Les résultats sont représentés sur la figure 4.14(a). Comme le prédit l'équation 4.9, la largeur du lobe principal décroît lorsque l'angle entre les réseaux augmente. Cependant, pour des grands angles, la distance de confinement sera plus faible (équation 4.10). Il faut donc trouver un compromis entre la largeur du lobe et sa distance de confinement. Les meilleurs résultats ont été obtenus pour un angle θ de 5°. C'est donc sur cet échantillon que nous avons caractérisé l'évolution du confinement du champ suivant l'axe longitudinal du lobe. Ces mesures sont représentées sur la figure 4.14(b).

Comme précédemment, les mesures expérimentales concordent avec les simulations. Nous mesurons un confinement du lobe principal de 2,5 µm en moyenne sur une distance de 80 µm. Cette mesure est remarquable car il n'est normalement pas possible d'obtenir un aussi bon confinement lors de la propagation libre d'une onde électromagnétique. En effet en espace libre, le meilleur confinement que l'on peut obtenir est défini par l'équation :

$$D_R = \frac{2\pi\omega_0^2}{\lambda} \tag{4.11}$$

où D_R est la distance de Rayleigh, ω_0 la demi largeur du waist du faisceau et λ sa longueur d'onde. Ce paramètre désigne la distance maximale sur laquelle le confinement du faisceau est inférieur à $\sqrt{2}\omega_0$. Ainsi pour un confinement de 2,5 µm d'une onde à 730 nm, nous obtenons une distance de Rayleigh de 13 µm. Or le LCGB permet d'obtenir un confinement du champ constant sur une distance 6 fois plus grande.

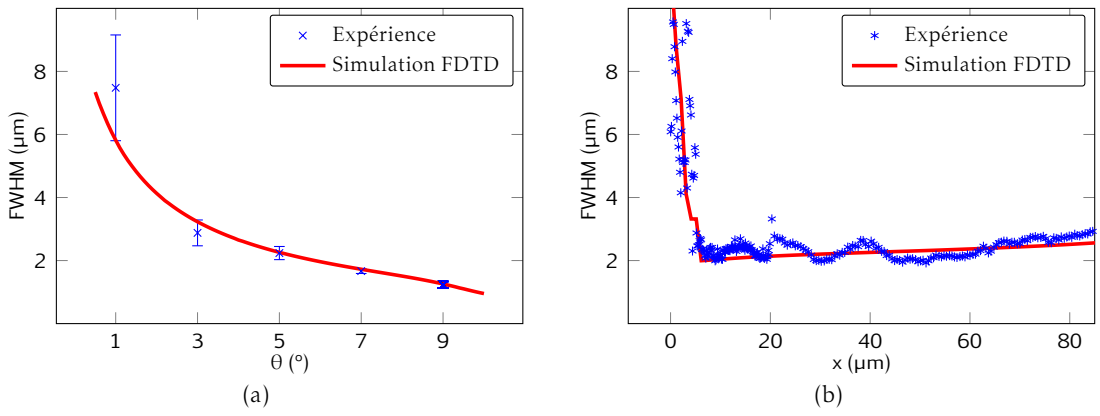


Figure 4.14 – Caractérisation de la largeur à mi-hauteur du faisceau non-diffractant en fonction (a) de l'angle entre les deux réseaux de fentes et (b) de la distance de propagation. Dans les deux cas nous avons représenté à la fois les mesures expérimentales et les mesures obtenues par les simulations FDTD.

En augmentant la taille des réseaux excitateurs, il sera possible d'augmenter encore la distance de confinement du lobe principal. Cependant, celle-ci est limitée par l'atténua-

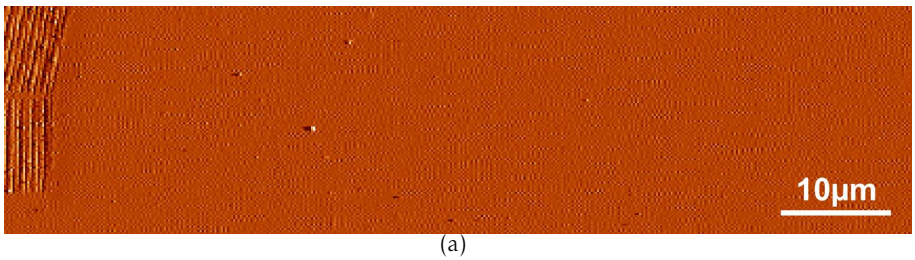
tion exponentielle des ondes plasmoniques lors de leur propagation.

La longueur de propagation L_{sp} d'un plasmon de surface sur un film d'or est d'environ $L_{sp} = 14\,\mu m$ [94]. Or nous arrivons à mesurer du signal encore à 80 µm de la structure qui génère les plasmons. Rappelons que L_{sp} est définie par la distance pour laquelle l'intensité de l'onde est divisée d'un facteur e. Ainsi, dans notre configuration, nous visualisons principalement la fin de la décroissance exponentielle. Nous avons donc volontairement saturé les images afin de visualiser le faisceaux non-diffractant sur une longue distance.

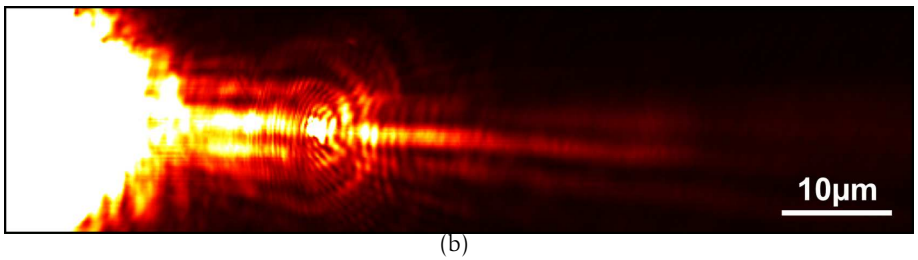
Après avoir caractérisé les paramètres importants d'un LCGB, nous nous sommes intéressés à une propriété originale des faisceaux non-diffractants, l'auto-régénération.

4.4.5 Visualisation du self healing

Dans la littérature, de nombreux articles [95, 96] vantent l'incroyable propriété d'auto-régénération des faisceaux non-diffractants, c'est à dire la reconstruction du profil transverse à la suite de la présence d'un obstacle sur la trajectoire.



(a)



(b)

Figure 4.15 – Mise en évidence du phénomène d'autorégénération du LCGB. (a) Image topographique de l'échantillon. Les deux réseaux sont en haut à gauche de l'image. La poussière se trouve à 20 µm des réseaux et mesure environ 800 nm de haut. (b) Image optique à 740 nm. Le profil transverse est conservé après la poussière.

Or, comme nous l'avons vu dans la section précédente, le faisceau non diffractant correspond à une figure d'interférence stationnaire dans le temps. Un obstacle présent à la surface du film d'or perturbera évidemment la figure d'interférence mais uniquement autour de sa position. En effet, loin de celui-ci, la figure d'interférence sera toujours présente car les ondes qui participent à la formation de l'image n'auront pas rencontré l'obstacle. Le terme « self-healing » est donc un terme incorrect mais compréhensible si l'on

assimile cette figure d'interférence à une onde propagative.

Malgré cette question de vocabulaire, cet effet est néanmoins très intéressant et nous avons pu l'observer en champ proche optique. En effet, sur un échantillon, une poussière s'est déposée au niveau du lobe principal du LCGB comme on peut le voir sur l'image topographique de la figure 4.15(a).

La figure 4.15(b) montre l'image optique correspondante. La poussière est facilement localisable grâce aux taches de diffusion qu'elle induit. Les franges visibles avant la poussière sont dues aux interférences entre les ondes incidentes et celles réfléchies par la poussière. C'est pour cela que le profil du LCGB est fortement perturbé avant la poussière. Cependant, après celle-ci, on retrouve le lobe principal et les secondaires confinés qui se « propagent » comme si il n'y avait pas eu d'obstacle sur la trajectoire. Voila pourquoi les CGB et les LCGB sont considérés comme des ondes auto-régénérantes.

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons caractérisé en champ proche optique des faisceaux plasmoniques non-diffractants. Ce travail a abouti à la publication du premier article obtenu grâce à la plateforme épiscopique que j'ai montée durant ma thèse. La détection hyperspectrale nous a permis de caractériser la réponse spectrale d'une structure générant des faisceaux plasmoniques non-diffractants. Nous avons ainsi en une acquisition déterminé la longueur d'onde optimale de fonctionnement et la plage spectrale sur laquelle a lieu la génération du CGB et du LCGB. Pour ces deux types de faisceaux, les mesures coïncident avec les simulations.

Ces nouveaux faisceaux plasmoniques permettent d'envisager de nombreuses applications, comme par exemple la micromanipulation de particules ou la fabrication de puces plasmoniques afin de remplacer les circuits électroniques.

Chapitre 5

Les cristaux photoniques, propriétés et premières caractérisations

Nous avons vu dans les chapitres précédents que la détection hyperspectrale permettait de caractériser spectralement la scène observée. En optique intégrée, les cristaux photoniques (CP) possèdent des réponses spectrales très particulières en fonction de leur géométrie et du matériau utilisé. Les CP peuvent en effet filtrer, guider ou focaliser les ondes électromagnétiques. Comme tous ces phénomènes sont dépendants de la longueur d'onde d'illumination, notre nouvelle plateforme de détection hyperspectrale est parfaitement adaptée pour les caractériser.

Après un rappel sur les propriétés des cristaux photoniques, nous détaillerons deux effets particuliers : l'effet superprisme et l'effet d'autocollimation. Nous caractériserons ensuite en champ proche optique un cristal photonique qui possède ces deux effets. L'étude hyperspectrale de cet échantillon mettra en évidence un des atouts majeurs d'une telle détection.

5.1 Rappel de quelques propriétés des cristaux photoniques

Contrairement aux matériaux isotropes dans lesquels l'indice de réfraction est identique dans toutes les directions, les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Cette variation d'indice peut être obtenue par empilement périodique de deux matériaux ayant des indices de réfractions différents. De par cet arrangement, les cristaux photoniques ont la particularité de pouvoir inhiber la propagation d'une onde électromagnétique. On appelle bande interdite photonique (BIP), la gamme de longueurs d'onde ne pouvant pas se propager dans le cristal.

Ce n'est qu'en 1987 que E. Yablonovitch [55] et S. John [97] ont généralisé le concept des cristaux photoniques et de bande interdite photonique. Cependant, ce type de structuration existe dans la nature sous forme minérale et biologique. En effet, la coloration



(a) (b)

Figure 5.1 – Cristaux photoniques naturels. (a) Les épines du ver marin Aphrodita constituent un CP. (b) La couleur bleu-métallique des ailes du papillon Cyanophrys est due à la diffraction de la lumière par la structure periodique de ses ailes, similaire à celle d'un cristal photonique.

des nombreuses espèces animales est due à la diffraction de la lumière par une structure périodique tridimensionnelle (figure 5.1).

Durant ma thèse, j'ai principalement étudié des cristaux photoniques planaires à deux dimensions qui ont été élaborés à l'Institut d'Électronique Fondamentale (IEF) de l'Université de Paris-Sud XI au sein de l'équipe de Pr. E. Cassan.

Je présenterai dans cette section, les cristaux photoniques de façon générale, leurs propriétés et les nombreux effets qu'il est possible d'obtenir avec ce type de structure. Une étude plus approfondie sur les CP et les échantillons étudiés ici est disponible dans la thèse de Damien Bernier [98], doctorant de l'IEF, qui a conçu une partie des échantillons que nous présenterons par la suite.

5.1.1 La bande interdite photonique

Pour comprendre le phénomène de bandes interdites photoniques, prenons le cas du miroir de Bragg, cristal photonique à une dimension, étudié par Lord Rayleigh en 1887.

Comme le montre la figure 5.2, le miroir de Bragg est un empilement périodique de deux matériaux diélectriques ayant respectivement un indice de réfraction n_1 et n_2. La maille du réseau a est définie de façon à faire interférer constructivement les ondes réfléchies par les différentes interfaces. Pour cela le chemin optique de l'onde réfléchie doit être égal à un multiple de la demi-longueur d'onde et respecter la condition :

$$n_1 a_1 + n_2 a_2 = k\lambda_0/2 \tag{5.1}$$

En ajoutant un nombre suffisant de couches, on peut obtenir un échantillon avec un facteur de réflexion proche de 100% à la longueur d'onde λ_0, tout en étant transparent aux autres longueurs d'onde. En effet si $\lambda \neq \lambda_0$, l'équation 5.1 n'est plus vérifiée. Enfin si

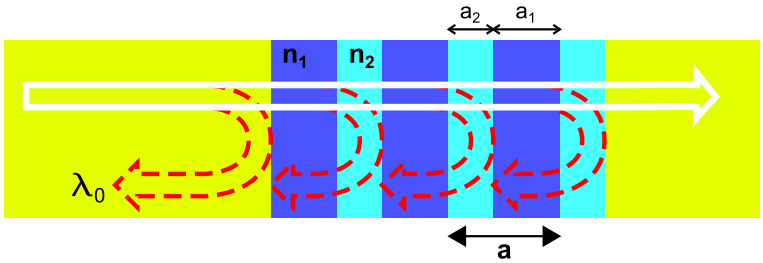


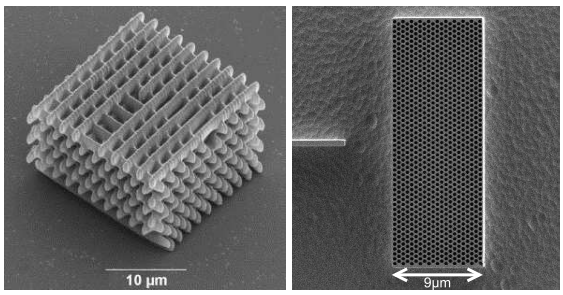
Figure 5.2 – Représentation du principe du miroir de Bragg. Seules les ondes réfléchies à λ_0 interfèrent constructivement.

λ est très grand devant a, la structure sera vue par l'onde électromagnétique comme un milieu homogène d'indice n_{moy}.

Le miroir de Bragg est principalement utilisé en optique intégrée afin d'obtenir des miroirs possédant de très bons facteurs de réflexion. Ainsi, en positionnant deux miroirs de Bragg l'un en face de l'autre, il est possible de confiner la lumière afin de créer des cavités optiques [99]. Pour pouvoir confiner la lumière dans les trois directions de l'espace, il faut utiliser des cristaux photoniques à deux ou trois dimensions.

5.1.2 Les cristaux photoniques planaires à deux dimensions

Les cristaux photoniques à trois dimensions permettent d'obtenir une bande interdite complète, soit dans les trois dimensions de l'espace (figure 5.3(a)). Cependant leur fabrication est très difficile. C'est pour cela que les structures à deux dimensions sont les plus réalisées et les plus étudiées de nos jours (figure 5.3(b)).



(a) (b)

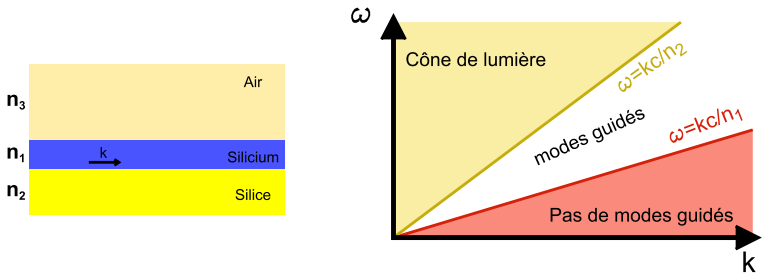
Figure 5.3 – Cristaux photoniques artificiels. (a) Cristal photonique à trois dimensions [100], (b) lentille à cristal photonique planaire [101]. Reprinted from [100] 2007, with permission from Elsevier. Reprinted with permission from [101] ©APL, 2010, American Institute of Physics.

5.1.2.1 Confinement vertical et cône de lumière

Les cristaux photoniques planaires à deux dimensions sont généralement formés par des cylindres d'air percés de façon ordonnée et périodique dans un matériau donné. Dans notre cas, le CP est défini par :

- n l'indice de réfraction du milieu
- a la maille élémentaire du réseau, soit la distance minimale entre chaque trou
- f le facteur de remplissage désignant le rapport entre l'aire occupée par le motif et l'aire de la maille élémentaire
- (a_1,a_2) les vecteurs unitaires définissant le réseau direct (figure 5.6)
- (b_1,b_2) les vecteurs unitaires définissant le réseau réciproque (figure 5.6)

De par la géométrie et la périodicité des trous, il est possible de confiner ou diriger la lumière dans n'importe quelle direction dans le plan de l'échantillon. Cependant la lumière ne doit pas « fuir » dans la direction perpendiculaire au plan du cristal. Pour cela, on utilise le principe du guidage réfractif. Le cristal photonique est placé entre deux matériaux d'indice plus faible afin que la lumière se propage uniquement dans le plan par réflexion totale sur les interfaces supérieures et inférieures du cristal.



(a) (b)

Figure 5.4 – Guidage dans un guide d'onde SOI (Silicium On Insulator). (a) Schéma d'un guide d'onde planaire de silicium sur isolant avec $n_1 = 3.5$, $n_2 = 1.46$ et $n_3 = 1$. (b) Cône de lumière et modes guidés associés au guide planaire

Prenons le cas d'un guide classique constitué d'un milieu guidant d'indice n_1 positionné entre deux matériaux d'indices plus faibles n_2 et n_3 (figure 5.4(a)). La condition de réflexion totale interne au niveau des interfaces dépend de l'indice des différents milieux qui sont eux mêmes fonction de la longueur d'onde. Ainsi, pour chaque longueur d'onde, il existe un ensemble fini de modes qui peuvent se propager dans le guide. Les démonstrations disponibles dans les thèses de D. Bernier [98] et M. Zelsmann [102] mettent en

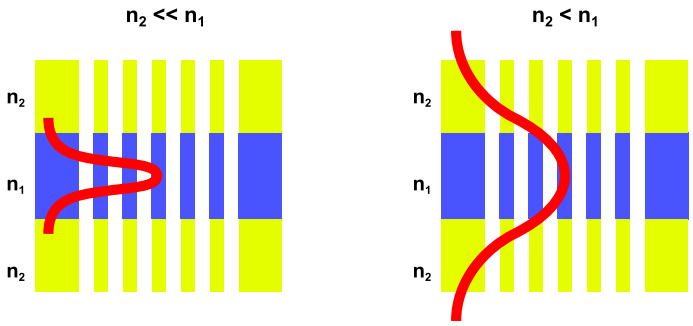


Figure 5.5 – Confinement vertical du champ dans un CP planaire pour deux différences d'indices. Pour une grande différence d'indice de réfraction, le champ est confiné dans le cristal alors que pour une faible différence d'indice, le confinement est faible.

évidence, sur la courbe de dispersion ($\omega = f(\vec{k})$), la présence d'une région dans laquelle la propagation d'une onde dans le guide est possible (figure 5.4(b)). On retrouve sur la courbe de dispersion trois régions délimitées par les droites d'équations $\omega = kc/n_2$ et $\omega = kc/n_3$ dans lesquelles k correspond au vecteur d'onde dans le plan. Les modes guidés sont situés dans la zone délimitée par ces deux droites.

On appelle la région au-dessus de la droite $\omega = kc/n_3$ le cône de lumière. Dans cette zone, les modes sont dits à pertes. Ils correspondent au continuum des modes qui se propagent dans les milieux environnants et qui peuvent éventuellement se réfléchir ou traverser la structure et donc de ne pas être guidés dans le plan.

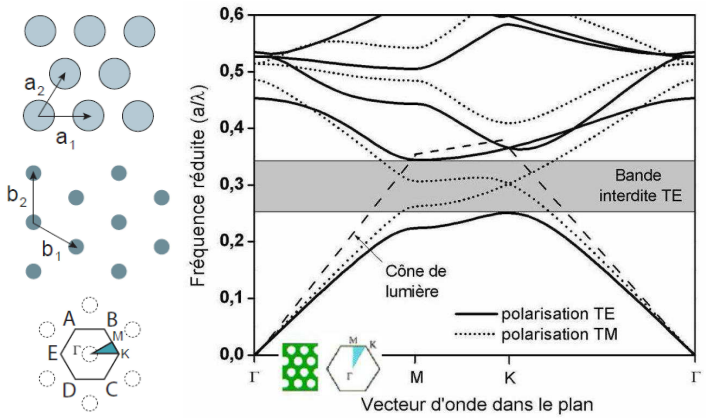
Dans le cas des cristaux photoniques planaires, il est important de reporter sur le diagramme de bande le cône de lumière (figure 5.6). En effet, seuls les modes situés sous ce cône seront guidés et donc confinés dans le cristal ; alors que les autres modes seront dits à pertes car ils possèdent une composante radiative non nulle perpendiculairement au plan de l'échantillon.

En fonction de la différence d'indice optique des deux matériaux, le confinement vertical du champ sera plus ou moins efficace (figure 5.5). En utilisant deux matériaux dont la différence d'indice est élevée, le confinement du champ sera dit fort. Si au contraire, les deux matériaux possèdent des indices proches, le confinement sera faible.

Une fois la question du confinement vertical résolue, il faut concevoir le CP de façon à obtenir les caractéristiques désirées qui découlent de la géométrie du diagramme de bande du cristal.

5.1.2.2 Zone de Brillouin et diagramme de bande

Afin de connaitre les directions possibles de propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, il est nécessaire de calculer le diagramme de bande du cristal. Il est généralement obtenu par la méthode des ondes planes (Plane Wave Expan-



(a) (b)

Figure 5.6 – Zone de Brillouin et diagramme de bande d'un cristal photonique à maille triangulaire. (a) De haut en bas : réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin irréductible [98]. (b) Diagramme de bande du cristal suivant deux polarisations (TE et TM) et dans les directions principales ΓM, MK et ΓK du réseau. Ce diagramme met en évidence la présence d'une BIP pour la polarisation TE. Le cône de lumière est représenté en pointillé. Seuls les modes situés sous ce cône sont confinés verticalement dans la structure [47].

sion, PWE) [103–105].

Du fait de la périodicité et de la symétrie du cristal, il n'est pas nécessaire de faire un calcul pour toutes les directions de propagation. Pour cela, on utilise les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin (cf. la thèse de D.Bernier [98] et la figure 5.6(a)).

On définit la zone de Brillouin irréductible comme la plus petite surface permettant de déduire la relation de dispersion du cristal photonique. Elle s'obtient en menant les médiatrices des segments joignant l'origine du réseau réciproque aux nœuds du réseau les plus proches. La connaissance de la structure de bande dans la zone de Brillouin irréductible est suffisante pour connaître l'ensemble des modes de propagation dans le cristal si l'on suppose que le motif se répète à l'infini.

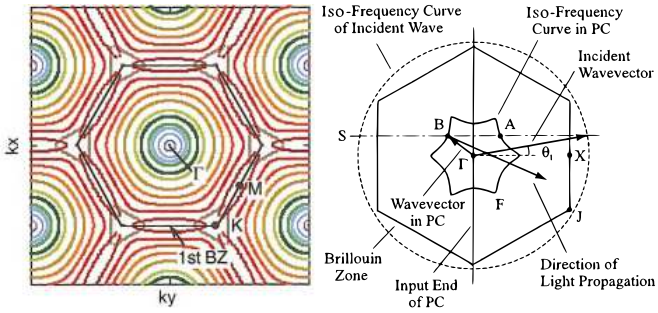
Ainsi le diagramme de bande nous informe sur la possibilité de propagation d'une onde électromagnétique à chaque longueur d'onde et pour les trois directions principales du réseau (ΓM, MK et ΓK). Sur la figure 5.6(b) est représenté le diagramme de bande d'un cristal photonique à maille triangulaire pour une polarisation TE (champ E parallèle au plan de propagation) et TM (champ E perpendiculaire au plan de propagation). À partir du graphique, on déduit la présence d'une bande interdite de propagation entre la bande I et la bande II d'une polarisation TE dans le cristal photonique.

Enfin, le diagramme de bande nous informe uniquement sur la possibilité de propagation d'une onde dans une direction. Elle ne permet pas de définir la direction de réfrac-

tion d'une onde incidente sur un cristal. Pour cela il est nécessaire de calculer les courbes d'iso-fréquence (CIF).

5.1.2.3 Courbes iso-fréquence d'un cristal photonique

Pour déterminer la direction de réfraction d'une onde électromagnétique incidente à un cristal photonique, il faut utiliser la méthode de décomposition du champ en onde plane. Les modes obtenus sont appelés modes de Bloch. La détermination et les propriétés de ces modes sont démontrées dans l'article de M. Notomi [106] et la thèse de D. Bernier [98]. Pour chaque vecteur d'onde incident au cristal, on calcule les modes de Bloch possibles afin d'obtenir la surface de dispersion (courbe ω en fonction de k_x et k_y). On obtient les courbes d'iso-fréquence (figure 5.7) en effectuant des coupes à des longueurs d'onde constantes de la surface de dispersion.



(a) (b)

Figure 5.7 – Représentations de courbes d'iso-fréquence. (a) CIF d'un cristal photonique de maille hexagonale pour des longueurs d'onde réduites ω de 0.56 à 0.635 avec $\omega = a/\lambda$. Chaque cercle correspond à une coupe de la surface de dispersion à une longueur d'onde donnée [106]. (b) Schéma permettant la détermination de la direction de réfraction d'une onde lumineuse au niveau d'une interface entre un milieu homogène et un cristal photonique [107]. ©2007 by the American Physical Society © 2011, IEEE

Sachant que la vitesse de groupe d'une onde est définie par $\vec{v}_g = \vec{\text{grad}}_k(\omega)$, on visualise directement sur la courbe d'iso-fréquence, la direction de propagation de la lumière en prenant la normale de la courbe à λ donnée et pour un vecteur d'onde incident donné. La figure 5.7(b) issue de [107] montre comment l'on peut retrouver à partir des courbes d'iso-fréquence, la direction de réfraction d'une onde incidente au niveau d'une interface entre un milieu homogène et un cristal photonique. Pour cela, il faut tout d'abord tracer le vecteur d'onde incident afin de positionner la droite S sur la figure qui symbolise la conservation de la composante parallèle du vecteur d'onde incident. Cette droite coupe la courbe de dispersion (à λ donnée) du CP aux points A et B. Le gradient en ces deux points déterminera ainsi la direction de l'onde réfléchie par l'interface (point A) et de

l'onde réfractée dans le cristal photonique (point B).

La géométrie des courbes d'iso-fréquences nous informe ainsi sur la direction de propagation d'une onde électromagnétique se réfractant dans un cristal photonique. En travaillant sur la forme de ces courbes, il est possible de contrôler et guider la lumière dans des directions voulues et à des longueurs d'onde données. L'ingénierie des courbes d'iso-fréquence permet ainsi de fabriquer des cristaux photoniques présentant des effets de réfraction négative [108, 109], de superprisme [110, 111] et d'autocollimation [112]. Nous verrons dans la suite de ce chapitre des observations expérimentales de ces deux derniers effets.

5.2 Un CP présentant des effets super-prisme et d'auto-collimation

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il était possible de contrôler à l'échelle micrométrique la direction de propagation d'une onde électromagnétique en utilisant un cristal photonique. On peut ainsi définir et fabriquer des briques élémentaires permettant de stocker la lumière (cavités optiques) ou de la guider dans plusieurs directions. Du fait de la réponse différente d'un CP pour chaque longueur d'onde, il va être possible de fabriquer des structures à l'échelle microscopique présentant un effet de super-dispersion à l'instar du prisme standard en optique classique.

L'équipe du Pr E. Cassan à l'Institut d'Électronique Fondementale (IEF) a simulé et réalisé des échantillons présentant un effet de super-dispersion et d'auto-collimation. Afin de visualiser ces effets, E. Cassan a fait appel à notre équipe pour obtenir une cartographie du champ dans le cristal photonique. Je présenterai dans cette section, les deux principaux effets qui ont lieu dans ce CP et les études préliminaires effectuées par l'équipe de l'IEF.

5.2.1 L'effet superprisme et l'effet d'auto-collimation

L'idée qui se cache derrière l'utilisation simultanée de ces deux effets est le démultiplexage spectral à l'aide de cristaux photoniques. Cela consiste à disperser spatialement une onde polychromatique en plusieurs ondes monochromatiques. Ce dispositif est principalement utilisé dans le domaine des télécommunications optiques afin de de répartir sur n fibres optiques distinctes, chacune des n longueurs d'onde se propageant dans la fibre optique principale. Pour démultipléxer, on utilise des systèmes à réseau de diffraction, des phasars ou un filtrage interférentiel [113].

En cumulant l'effet superprisme (séparation spatiale de l'onde) et l'effet d'auto-collimation (guidage dans le cristal sans divergence), il est possible de fabriquer un démultiplexeur

compact en optique intégrée à base de cristaux photoniques.

5.2.1.1 L'effet superprisme

On appelle effet superprisme ou super-dispersion, un dispositif optique qui possède une très grande sensibilité de l'angle de réfraction d'un faisceau incident pour de faibles variations de longueur d'onde ou d'angle d'incidence. Les cristaux photoniques sont des systèmes qui présentent ce type d'effet [110, 111, 114]. La déviation angulaire obtenue avec ces structures peut atteindre des dispersions de $4\,°\mathrm{nm}^{-1}$ [115] soit une centaine de fois supérieure à celles d'un prisme en verre.

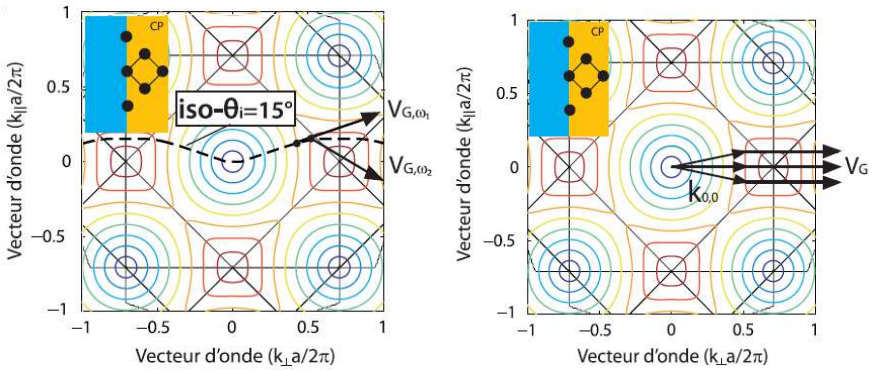
L'effet superprisme a lieu lorsque l'on travaille au voisinage des iso-fréquences ayant une forte courbure. Cet effet peut être appelé spatial et spectral. Dans le premier cas, on travaille sur une unique courbe iso-fréquence (λ fixée). Ainsi, deux vecteurs d'onde d'incidences différentes rencontrent l'iso-fréquence à deux endroits distincts pour laquelle la courbure est différente. Or comme la direction de propagation de l'onde réfractée est orientée perpendiculairement à l'iso-fréquence, les deux ondes seront réfractées avec un angle différent.

La figure 5.8(a) présente l'effet de superprisme en fréquence. Cette fois-ci c'est la variation spectrale qui engendre une forte variation de l'angle de réfraction. La courbe en pointillé représente l'espace des vecteurs d'onde excités par une onde d'incidence de 15° et de fréquence variable. Ainsi pour une même incidence, deux ondes à deux longueurs d'ondes différentes seront réfractées avec un angle différent. Dans cette configuration, la simulation prédit un angle de réfraction de −5° et de −45° pour des longueurs d'onde respectives de 1,50 µm et 1,45 µm.

5.2.1.2 L'effet d'autocollimation

Un faisceau collimaté est un faisceau qui ne diverge pas. L'auto-collimation dans les cristaux photoniques [116, 117] transforme un faisceau divergent incident en un faisceau de largeur constante lors de la propagation dans le cristal. Cette propriété permet de propager un faisceau dont la largeur ne varie pas afin de pouvoir par exemple le coupler dans un guide de sortie tout en minimisant les pertes de couplage.

Comme précédemment, cet effet est obtenu pour un diagramme des iso-fréquences bien particulières. Pour obtenir cet effet, tous les vecteurs d'ondes incidents doivent se situer dans une zone où la courbure des iso-fréquences est nulle. Ainsi tous les modes de Bloch excités par ces vecteurs seront parallèles entre eux car le gradient est identique en chaque point. C'est ce que nous observons sur la figure 5.8(b) dans laquelle on remarque que les vecteurs d'onde k d'incidences différentes rencontrent une courbe iso-fréquence dans une zone où sa courbure est nulle.



(a) (b)

Figure 5.8 – Courbes d'iso fréquence d'un CP carré pour $n = 3{,}03$, $a = 0{,}3\,\mu m$ et $f = 0{,}3$. (a) Mise en évidence de l'effet superprisme. Pour une même incidence, deux ondes aux fréquences normalisées $\omega_1 = a/\lambda_1 = 0{,}20$ et $\omega_2 = 0{,}21$ se réfractent à l'entrée du cristal avec des angles respectivement de $-5°$ et $-45°$. (b) Mise en évidence de l'effet d'auto-collimation. Pour une même fréquence, des ondes d'incidences différentes deviennent collimatées lors de le réfraction à l'interface du CP [98].

Une fois ces mécanismes bien assimilés, il a fallu concevoir un échantillon possédant ces caractéristiques.

5.2.2 Détermination de la structure à utiliser

Pour obtenir un effet super-prisme efficace, il est nécessaire de travailler dans les zones où les courbes d'iso-fréquence présentent de grandes courbures. Cependant ces fortes courbures induisent une forte divergence du faisceau ; ce qui rendra difficile le couplage de cette onde dans un guide de sortie. Pour contre-balancer cet effet, il est nécessaire de travailler avec un faisceau collimaté.

Bien que ces deux effets aient lieu pour des géométries de courbes d'iso-fréquence opposées (forte courbure pour la super dispersion et courbure nulle pour l'auto-collimation), il faut trouver une configuration dans laquelle ces deux effets puissent coexister. L'étude que je vais résumer ici, a été faite par D. Bernier durant sa thèse [98].

5.2.2.1 Simulation

Pour contrer la divergence du faisceau, il aurait été possible d'utiliser un CP présentant un effet de superprisme suivi d'un deuxième CP permettant la focalisation de l'onde divergente. Ce n'est pas cette technique qui a été choisie car elle complexifie grandement la structure et ne répond plus au cahier des charges. En effet, le but est d'obtenir un

démultiplexeur de quatre longueurs dans la gamme 1500-1560 nm avec une séparation de 20 nm, le tout dans une zone de $100 \times 100\,\mu m$.

Après de nombreuses simulations, l'équipe de l'IEF a démontré que les régions dans lesquelles coexistaient une forte dispersion et un régime de collimation correspondaient à l'endroit où la courbure des iso-fréquences changeait de signe [118]. Ils ont alors choisi de travailler avec un CP dont la maille élémentaire est rhomboédrique dont les caractéristiques sont disponibles sur la figure 5.10(a). Les propriétés de ce type de réseau se situent entre un réseau carré où l'on trouve facilement des effets de collimation et un réseau hexagonal dans lequel ont lieu de forts effets de dispersion. Afin de trouver la meilleure configuration d'excitation, ils ont défini deux paramètres p et q de la façon suivante :

$$p = \frac{\partial \theta_r}{\partial \theta_{in}} \text{ et } q = \frac{\partial \theta_r}{\partial \lambda} \tag{5.2}$$

où θ_r correspond l'angle du faisceau réfracté et θ_{in} l'angle incident.

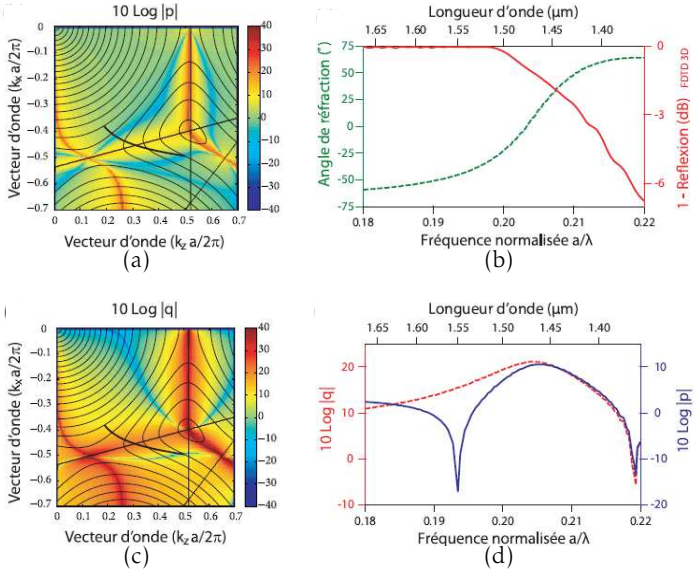


Figure 5.9 – Caractérisation numérique du CP. Cartographie du facteur p (a) et q (c). La courbe noire représente l'ensemble des vecteurs d'incidences −50° pour lesquels on obtient le meilleur compromis dispersion/collimation. (b) Angle de réfraction sur la gamme spectrale d'étude et facteur de réflexion au niveau de l'interface. (d) Valeurs des paramètres p et q le long de la coupe d'iso-angle. On retrouve une très bonne collimation ($\log p < 0$) autour de 1,55 µm pour une valeur de q qui correspond à une dispersion de $0{,}25\,°\,nm^{-1}$ [118].

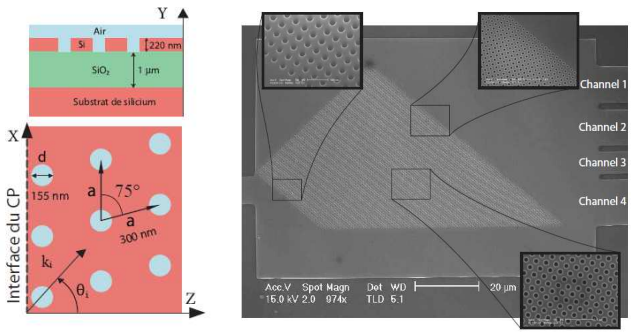
p donne une information sur la variation de l'angle de réfraction pour une variation de l'angle d'incidence du faisceau. Ainsi plus p sera faible, meilleure sera la collimation. Inversement, q nous donne la sensibilité de l'angle de réfraction en fonction de la lon-

gueur d'onde de l'onde incidente. Ce facteur est donc à maximiser car il traduit l'effet de dispersion du cristal. En calculant sur les courbes iso-fréquences les valeurs des ces paramètres (figure 5.9(a) et 5.9(c)), l'équipe de l'IEF a déterminé l'angle d'incidence optimum ($\theta_{in} = -50°$) qui permet d'obtenir une forte dispersion du faisceau tout en conservant une bonne collimation sur la gamme spectrale d'étude.

La simulation de la figure 5.9(b) met en évidence une variation de l'angle de réfraction record de 120° sur la gamme spectrale 1,40-1,67 µm. Cependant cette gamme d'étude est réduite à 1,48-1,67 µm car les pertes dues à la réflexion sur l'interface deviennent importantes aux faibles longueurs d'onde (figure 5.9(b)). La figure 5.9(d) représente les valeurs de p et q le long de la coupe d'iso-angle. Elle montre qu'une collimation quasi-parfaite ($\log p < 0$) est obtenue autour de 1,55 µm et pour une dispersion de 0,25 ° nm^{-1}.

5.2.2.2 Réalisation

La structure dont les paramètres sont disponibles sur la figure 5.10(a) a été fabriquée à l'IEF par lithographie électronique. Pour cela on dépose une couche de résine sur le substrat SOI (Silicon On Insulator) sur laquelle on insole par faisceau d'électrons le motif du cristal photonique. Un fois développé, le motif supérieur est transféré sur la couche inférieure par enlèvement de matière. Pour cela on utilise la technique de gravure par plasma réactif (RIE, reactive Ion Etching) [119].



(a) (b)

Figure 5.10 – Caractéristique et image MEB du démultiplexeur. (a) Schéma représentatif des dimensions du cristal photonique. (b) Image MEB de la stucture. On y retrouve le guide d'entrée à gauche et les quatre canaux de sortie à droite. Les inserts mettent en évidence la variation de la taille des trous en entrée et en sortie du CP afin de limiter les réfléxions parasites [98].

La figure 5.10(b) représente un cliché de la structure fait au microscope électronique à balayage (MEB). Un guide d'onde de 9 µm de large, sur lequel un rétrécissement est gravé afin de ne transmettre que le mode fondamental, est utilisé pour acheminer la lumière au

niveau du cristal. On utilise le mode fondamental afin de limiter l'ouverture en vecteurs d'onde à l'entrée du cristal photonique. Celui-ci occupe une aire totale de 2800 µm^2 et est incliné afin d'obtenir un angle d'incidence de 50°, condition permettant le meilleur compromis entre la dispersion et la collimation. La face de sortie du CP est parallèle à la face d'entrée pour obtenir un faisceau collimaté en sortie. Enfin la position et la taille des guides de sortie ont été calculées par FDTD à deux dimensions pour permettre de coupler correctement les quatre sorties démultiplexées par le cristal.

5.3 Caractérisation du CP

Dans cette section, nous allons décrire deux méthodes que nous avons utilisées pour caractériser cette structure. L'étude en champ lointain permet de quantifier uniquement l'effet superprisme alors que la microscopie en champ proche permet de visualiser et de caractériser à la fois l'effet superprisme et d'auto-collimation.

5.3.1 Champ lointain

Pour la caractérisation en champ lointain, l'IEF utilise une source laser accordable permettant de faire un balayage spectral de 1,45-1,65 µm. Ce laser est injecté dans le guide d'entrée en utilisant une fibre lentillée. En sortie, un objectif de microscope mobile est utilisé afin d'imager la face de sortie de chaque canal sur un détecteur infrarouge. En faisant la mesure de transmission sur chaque guide et pour chaque longueur d'onde, on obtient le spectre de transmission pour toutes les voies de sortie [118].

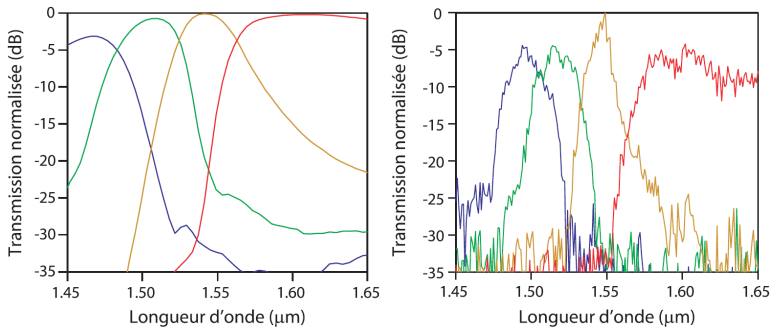


Figure 5.11 – Transmission des canaux de sortie en fonction de la longueur d'onde, (a) simulations et (b) résultats expérimentaux. Le canal numéro 1 correspond à la courbe bleue et le canal 4 à la courbe rouge [118].

La simulation et les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 5.11. Les résultats expérimentaux coïncident avec les calculs, même si l'on peut observer un décalage

des spectres expérimentaux par rapport aux simulations. Cet écart s'explique par le fait que les simulations ont été faites en utilisant la FTDT 2D.

La meilleure transmission est obtenue pour une longueur d'onde de 1,55 µm. En effet à cette longueur d'onde le faisceau est collimaté et donc les pertes sont minimes lors du couplage dans le guide. Cependant il n'est pas possible de quantifier la collimation de l'onde se propageant dans le cristal avec cette technique de mesure.

5.3.2 Champ proche

En utilisant un microscope en champ proche optique, il va être possible de visualiser la répartition du champ dans le cristal et donc de quantifier le pouvoir de dispersion du CP et la collimation du faisceau.

Lors des premières expériences, nous n'avions pas encore implémenté la plateforme hyperspectrale. Nous avons donc travaillé en mode multi-spectral, ce qui consiste à faire une image pour chaque longueur d'onde. Les résultats obtenus ont abouti à une publication [65].

Nous avons utilisé la plateforme dédiée à l'optique intégrée (figure 2.9). Cette plateforme de mesure permet d'imager la répartition du champ dans un cristal photonique planaire à l'aide du microscope en champ proche optique. Pour ces expérimentations, nous utilisons un laser accordable de 1450-1600 nm avec une résolution au picomètre (Laser Tunics, ANRITSU) que nous injectons dans le guide d'entrée à l'aide d'un objectif de microscope.

J'ai réalisé des séries d'images en champ proche optique entre 1500 nm et 1600 nm par pas de 10 nm pour les trois échantillons que nous avait envoyés l'IEF. Trois images à des longueurs d'onde différentes sont visibles sur la figure 5.12. On y trouve aussi une image topographique générale du CP. Il n'est pas possible de visualiser topographiquement les trous du cristal sur des images de cette taille (90 µm × 45 µm) car la vitesse de déplacement de la sonde est trop grande, environ 35 µm s^{-1} pour qu'elle puisse rentrer dans les trous. L'insert représentant une image de 1,5 µm×1,5 µm permet de visualiser le maillage triangulaire de la structure.

Les figures suivantes montrent la répartition du champ dans le cristal photonique à différentes longueurs d'onde. On retrouve sur ces images, l'effet superprisme qui se traduit par un angle de réfraction θ_r qui varie fortement avec la longueur d'onde et l'effet d'auto-collimation en observant la divergence quasi nulle du faisceau à 1550 nm. Même si nous ne voyons pas les quatre guides de sortie, nous arrivons à distinguer sur les images champ proche le faisceau en sortie du cristal photonique. L'intensité est faible à cet endroit car le confinement du champ est plus important que dans le CP (section 5.1.2.1). Le décalage du faisceau de sortie en fonction de la longueur d'onde montre que cet échantillon peut servir de démultiplexeur.

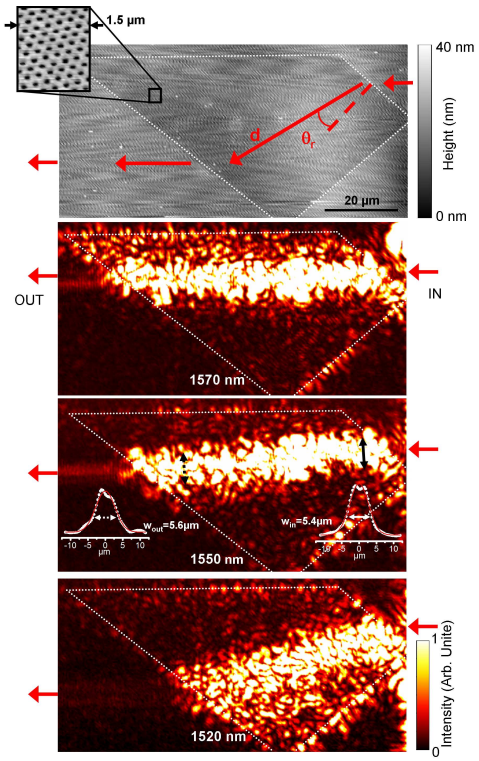


Figure 5.12 – Image en champ proche optique du démultipléxage par effet superprisme. De haut en bas, image topographique du cristal photonique avec un zoom sur la maille triangulaire, cartographie de la répartition du champ dans le CP pour des longueurs d'onde respectives de 1570 nm, 1550 nm et 1520 nm [65].

Après une première observation qualitative des effets, les cartographies du champ permettent une approche quantitative. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 5.13.

L'effet superprisme a été quantifié en mesurant l'angle θ_r (figure 5.12) entre la normale à l'interface d'entrée et la direction moyenne du faisceau dans le cristal. L'erreur sur cette mesure est définie par $\frac{\epsilon_{pos}}{d}$ où ϵ_{pos} correspond à l'erreur sur le pointé du faisceau en sortie du CP et d la distance de propagation du faisceau dans le CP. Les mesures faites pour les basses longueurs d'onde ont été plus difficiles du fait de la divergence du faisceau, ce qui se traduit par des incertitudes plus importantes. Cependant, on remarque que nos mesures coïncident avec les valeurs théoriques calculées par la méthode des ondes planes [118]. À partir de la courbe, on peut déterminer une zone de forte dispersion d'environ $0{,}6\,°\,\mathrm{nm}^{-1}$ pour les longueurs d'onde inférieures à 1550 nm. Pour les hautes longueurs d'onde, la dispersion est plus faible, environ $0{,}1\,°\,\mathrm{nm}^{-1}$, car la collimation du faisceau est optimisée sur cette gamme spectrale.

Pour quantifier l'effet d'auto-collimation, il a fallu mesurer la divergence du faisceau

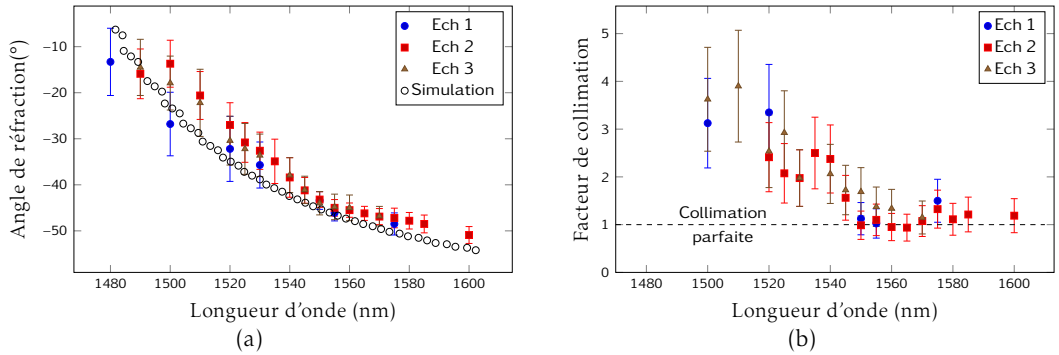


Figure 5.13 – Mesures expérimentales de l'effet superprisme et d'auto-collimation. (a) Mesure de l'angle de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour les trois échantillons, les cercles blancs ont été obtenus par la méthode des ondes planes. (b) Mesure du facteur de collimation (FC) en fonction de la longueur d'onde pour les trois échantillons, la droite en pointillé correspond à un faisceau parfaitement collimaté.

pour chaque longueur d'onde. On a donc défini un facteur de collimation FC par :

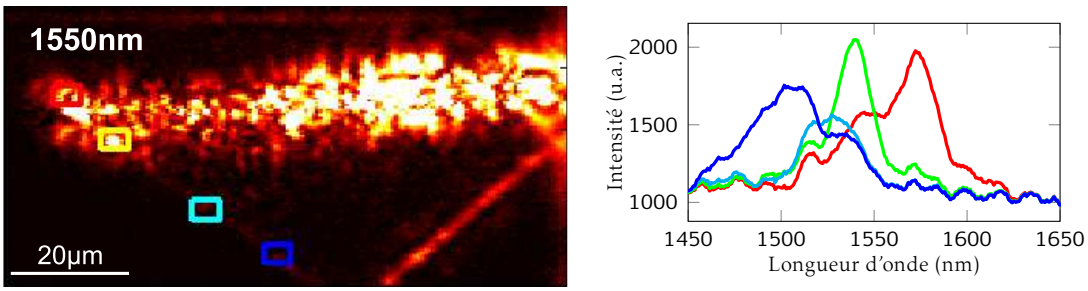
$$\mathrm{FC} = \frac{\mathrm{FWHM}_{out}}{\mathrm{FWHM}_{in}} \tag{5.3}$$

où FWHM_{in} et FWHM_{out} correspondent à la largeur à mi-hauteur du profil gaussien du faisceau respectivement en entrée et en sortie du cristal photonique (deux profils sont représentés sur la figure 5.12). Notons qu'un facteur de collimation égal à 1 correspond à un faisceau parfaitement collimaté sur la distance de mesure. Afin de minimiser les erreurs de mesures, nous avons volontairement utilisé un filtre médian sur chacune des images champ proche. On peut ainsi ajuster chaque coupe par un profil gaussien et déterminer la largeur à mi-hauteur. Une fois ces mesures effectuées, nous avons tracé la variation de ce facteur de collimation en fonction de la longueur d'onde (figure 5.13(b)). Ces mesures mettent en évidence une très bonne collimation ($\mathrm{FC} \approx 1$) pour des longueurs d'onde autour de 1550 nm comme le prévoit la théorie (figure 5.9(d)).

5.3.3 Acquisition hyperspectrale

Les résultats présentés dans le paragraphe précédent, ont permis de quantifier la dispersion et l'effet d'auto-collimation. Il a fallu une semaine d'expérimentation pour obtenir une centaine d'images en champ proche optique. À partir de ces acquisitions multispectrales, nous avons pu en déduire les résultats présentés dans le paragraphe précédent et dans l'article [65].

Lorsque la plateforme hyperspectrale fut opérationnelle, nous avons décidé de caractériser à nouveau ce cristal mais en utilisant la détection hyperspectrale. Cela a permis



(a) (b)

Figure 5.14 – Spectres locaux en champ proche optique. (a) Selection de l'image à $\lambda = 1500\,\text{nm}$ parmi les 524 images de la matrice hyperspectrale sur laquelle sont représentées les zones d'étude. (b) Spectres des zones selectionnées.

d'obtenir la réponse spectrale de l'échantillon en une seule acquisition. Nous avons utilisé le laser à super continuum (paragraphe 3.2.1) afin de couvrir une large bande spectrale (1400-1600 nm). Lors du balayage, l'ensemble sonde, spectromètre et caméra enregistre en chaque point de l'image le spectre du champ collecté.

Grâce à ce nouveau mode de détection, nous avons accès aux spectres en tout point ou sur une zone de l'image. Ainsi dans notre cas, nous pouvons mesurer directement les spectres sur chacune des quatre voies de sortie (rectangles de couleur sur la figure 5.14(a)). Le graphique 5.14(b) présente la moyenne des spectres des pixels compris dans chaque rectangle. Même si la méthode de caractérisation est différente de celle utilisée par l'IEF, nous pouvons comparer ce graphique avec celui effectué en champ lointain (figure 5.13(b)) et remarquer que les deux méthodes fournissent des résultats similaires au niveau de la séparation spectrale. Concernant les niveaux de signaux, il est difficile de comparer les résultats car les zones de mesure se trouvent sur l'interface de sortie, zones où les pertes sont plus importantes. Les mesures en champ lointain caractérisent l'ensemble du système intégré (guides d'entrée et de sortie compris) alors que nous travaillons uniquement sur la zone du CP avec notre détection hyperspectrale en champ proche optique.

Enfin, nous avons vu qu'il existait plusieurs types de représentation pour les images hyperspectrales (section 3.3.2). Je vous ai montré ici la représentation de l'information spectrale. Bien évidemment la vidéo n'est pas présentable dans ce manuscrit, mais l'image « blanche » permet de contourner ce problème. Cette technique, présentée sur la figure 5.15 permet de visualiser l'effet de dispersion en une image, comme nous le verrions à l'œil nu si l'objet n'était pas micrométrique et si nous travaillions dans le visible. Chacune des 512 images est codée dans une teinte donnée (du bleu au rouge en passant pas le vert) et dont l'intensité est codée dans la saturation de la teinte. En superposant toutes ces images et en utilisant la synthèse additive des couleurs, nous obtenons une image où

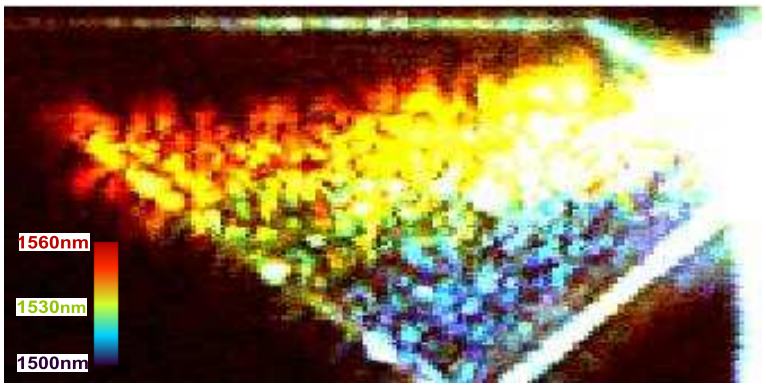


Figure 5.15 – Image hyperspectrale « blanche » du démultiplexeur sur la gamme spectrale 1500-1600 nm.

toutes les longueurs d'onde sont représentées et dans laquelle les zones blanches correspondent aux zones où il n'y a pas de variations spatiales du faisceau en fonction de la longueur d'onde.

5.4 Conclusion

Nous avons dans ce chapitre introduit la physique des cristaux photoniques. Nous avons vu qu'il est possible, en travaillant sur la géométrie des courbes d'iso-fréquence, d'obtenir de nombreux effets comme la collimation ou la focalisation d'un faisceau. Je vous ai ensuite présenté les premiers résultats expérimentaux que j'ai obtenus durant ma thèse sur l'étude d'un système démultiplexeur utilisant un cristal photonique. Les études champ proche qu'elles soient mutli-spectrales ou hyperspectrales, ont permis de visualiser, quantifier et confirmer les phénomènes de super dispersion et d'auto-collimation d'un faisceau se propageant dans un CP.

Enfin, nous avons vu qu'un des atouts majeurs de la plateforme hyperspectrale est le gain, non négligeable en microscopie en champ proche optique, en temps d'acquisition lors de l'étude d'échantillons présentant une forte réponse spectrale. Cependant nous allons voir dans le chapitre suivant et sur un autre échantillon que les améliorations apportées par cette nouvelle plateforme ne se limitent pas uniquement au gain de temps.

Chapitre 6

Caractérisation hyperspectrale d'un cristal photonique à gradient

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la détection hyperspectrale est particulièrement bien adaptée pour la caractérisation spectrale des cristaux photoniques. Nous avons ainsi continué la collaboration avec l'équipe de l'IEF qui a réalisé de nouveaux échantillons permettant cette fois-ci de guider la lumière avec une trajectoire curviligne à l'instar d'un mirage optique.

Nous caractériserons dans ce chapitre les propriétés d'un tel échantillon. Toutes les études expérimentales ont été faites en utilisant la détection hyperspectrale. Nous verrons que cette technique de visualisation, grâce à sa large gamme spectrale d'étude, a permis la première visualisation expérimentale d'une transition entre deux régimes de propagation dans un cristal photonique à gradient.

6.1 L'effet mirage en optique classique

Un mirage est une illusion d'optique induite par un changement d'indice de réfraction le long de la trajectoire de la lumière. Les mirages dans le désert sont dus comme le montre la figure 6.1, à la variation de la température de l'air lorsque l'on s'approche du sol. Cette variation modifie graduellement l'indice de réfraction et donc la trajectoire de la lumière. Ainsi l'image d'un objet paraît déplacée par rapport à sa véritable position.

Pour obtenir un effet mirage en nanophotonique, il faut concevoir un échantillon présentant un gradient d'indice dans une ou plusieurs directions. Encore une fois, les cristaux photoniques permettent d'obtenir de telles structures.

6.2 Un mirage dans un cristal photonique

Un cristal photonique à gradient (CPG) est obtenu en faisant varier le paramètre de maille, ou la taille des trous suivant une ou deux directions. Cela induit une variation

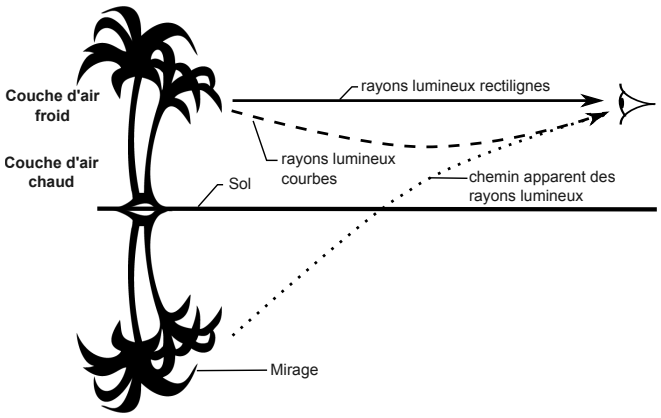


Figure 6.1 – Le mirage en optique classique. L'image de l'objet paraît venir de la terre du fait du gradient d'indice de réfraction induit par la différence de température de l'air.

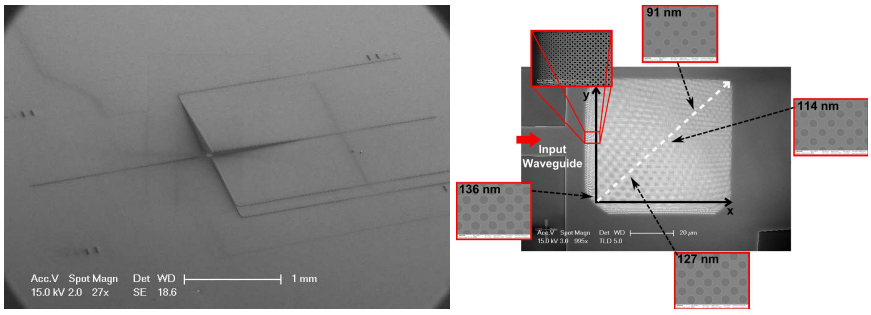
spatiale du facteur de remplissage f et donc une modification de l'indice effectif de réfraction dans le cristal.

Dans un premier temps, les CPG ont principalement été utilisés afin de diminuer la réflexion d'une onde incidente sur un cristal photonique. Cette configuration appelée « taper » permet une variation d'indice de réfraction plus douce entre un matériau homogène et un cristal photonique. Des tapers ont d'ailleurs été utilisés sur l'échantillon du chapitre précédent comme nous le voyons sur l'image MEB de la figure 5.10(b). Cette technique est aussi utilisée pour coupler une onde se propageant dans un guide ruban vers un guide à cristal photonique. A. Talneau dans sa lettre [120] mesure ainsi une facteur de réflexion de 1% lorsqu'elle utilise un taper entre les deux guides alors qu'il est de 6% dans une configuration sans taper.

De nombreuses simulations ont été faites pour caractériser de tels cristaux. On utilise pour cela le formalisme hamiltonnien [121] qui permet de formuler les lois de l'optique géométrique et ondulatoire des milieux anisotropes plus simplement que par les techniques classiques. Les premières simulations sur des cristaux photoniques à gradient ont ainsi démontré qu'il était possible d'y propager une onde avec une trajectoire curviligne [122, 123].

6.3 L'échantillon et les premières simulations

Aux vues des nouvelles possibilités qu'offre la détection hyperspectrale, l'IEF nous a envoyé un cristal photonique à gradient présentant un effet mirage. Il s'agit d'un cristal photonique de maille carré de 60 µm de coté, gravé dans un substrat SOI en utilisant les mêmes techniques de fabrication que pour l'échantillon du chapitre précédent. A l'instar du démultiplexeur, un guide principal est utilisé pour acheminer la lumière jusqu'à l'en-



(a) (b)

Figure 6.2 – Images MEB du cristal photonique à gradient.(a) Image générale de la structure avec le guide d'entrée à gauche et les trois guides de sortie à droite. (b) Zoom sur le cristal photonique. Les inserts mettent en évidence la variation de la taille des trous suivant la diagonale du cristal. Ces images ont été faites à l'IEF.

trée de cristal. Trois guides de sortie sont positionnés sur les trois autres faces du cristal (figure 6.2(a)) afin de mesurer en champ lointain la transmission de chacune des voies, étude faite par V. Do [124].

La particularité de ce cristal photonique réside dans la variation du rayon des trous r suivant la diagonale de la structure (figure 6.2(b)). Cette variation est définie par l'équation suivante :

$$\frac{r}{a} = 0.35\exp(-\frac{x^2+y^2}{2R^2}) \tag{6.1}$$

où a est le paramètre de maille (380 nm) et R correspond au nombre de mailles élémentaires que comporte le cristal soit dans notre cas, R = 160a.

Le cristal photonique à gradient n'étant pas homogène au sens du facteur de remplissage, il n'est pas possible de calculer un ensemble de courbes d'iso-fréquences décrivant les propriétés générales de la structure. Pour déterminer la trajectoire d'un faisceau dans ce cristal, l'équipe de l'IEF a utilisé le formalisme Hamiltonien [125]. Pour cela, ils ont défini deux paramètres ω_0 et η (équation 6 et 7 de [125]) qui permettent d'obtenir les relations de dispersion $\omega = f(k)$ locales, soit pour n'importe quelle position dans le cristal. Ainsi, ils ont pu optimiser la géométrie du cristal afin de contrôler la trajectoire du faisceau.

La figure 6.3 présente les résultats obtenus par leur simulation. Ainsi, une onde incidente polarisée perpendiculairement au plan du cristal (polarisation TE) tournera dans le cristal avec un angle d'environ 90° avec une courbure tournée vers la zone où les rayons des trous sont les plus grands et donc vers le milieu d'indice effectif plus faible (plus grande proportion d'air que de silicium).

Les simulations sur ce type de structure montrent aussi que l'effet mirage (courbure de la trajectoire) a lieu pour la gamme spectrale 1490-1580 nm, ce qui correspond parfaite-

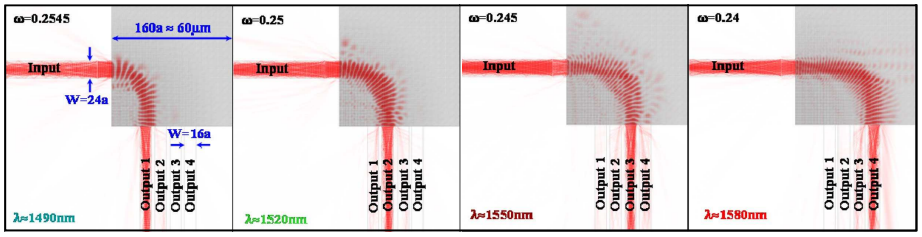


Figure 6.3 – Simulation de la trajectoire du faisceau dans le CPG. La position du pont d'inflexion varie pour chaque longueur d'onde [125] © 2011, IEEE.

ment à la gamme d'étude de notre détection hyperspectrale.

6.4 Imagerie hyperspectrale de l'effet mirage

Pour étudier le comportement spectral de cet échantillon, nous avons utilisé la plateforme d'optique intégrée (figure 2.9) sur laquelle j'ai implémenté la détection hyperspectrale.

6.4.1 Dispositif expérimental

Une représentation du banc de mesure est visible sur la figure 6.4. Nous utilisons la source laser large bande que nous injectons à l'aide d'un objectif de microscope dans le guide d'entrée. Un polariseur est positionné avant l'objectif afin de contrôler l'état de polarisation du faisceau. Nous verrons dans la suite que l'étude polarimétrique couplée à la détection hyperspectrale a permis de visualiser des transitions entre deux régimes de propagation.

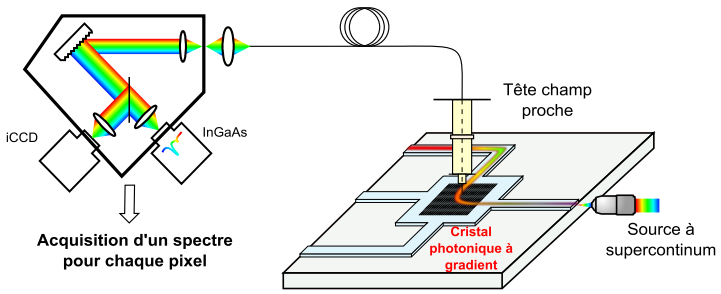


Figure 6.4 – Schéma du dispositif expérimental en optique intégrée pour la caractérisation du cristal photonique à gradient.

Avant toute acquisition hyperspectrale, il est indispensable de définir les paramètres d'acquisition. En effet, nous avons vu au chapitre 3 que ce sont eux qui définissent la discrétisation spatiale et la résolution spectrale de l'image hyperspectrale.

Définissons tout d'abord la taille de la zone à étudier. Pour la première acquisition

nous nous sommes focalisés sur la zone autour du virage. Ainsi nous avons fixé la taille de l'image à 90 µm × 45 µm. Aux vues des niveaux de signaux collectés par la sonde, nous avons réglé le temps d'intégration de notre caméra à 50 ms afin d'avoir un bon rapport signal sur bruit. Nous réglons ensuite la fréquence de balayage et le nombre de pixels par ligne dans le but d'obtenir un bon compromis entre la discrétisation spatiale et le temps total de l'acquisition. Nous fixons ainsi le nombre de pixels par ligne à 307 et la fréquence de balayage à 0,03 Hz. Le nombre de lignes de l'image étant limité aux puissances de 2 par le logiciel de contrôle du balayage, nous choisissons d'acquérir 128 lignes pour obtenir un temps d'acquisition acceptable. Concernant la résolution spectrale, le réseau faiblement dispersif est utilisé pour augmenter le flux incident sur la caméra. Au final, nous obtenons une image hyperspectrale dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau de la figure 6.5.

Taille de l'image	90 × 45 µm
Nombre de pixels	307 × 128
Discrétisation spatiale	293 × 350 nm/px
Gamme spectrale	1200-1700 nm
Nombre d'images	512
Résolution spectrale	1 nm
Temps de l'image	71 min

Figure 6.5 – Caractéristiques de l'image hyperspectrale présentée sur la figure 6.6.

6.4.2 Observation qualitative de l'effet mirage

La figure 6.6, représente les cartographies en champ proche optique de l'intensité du champ se propageant dans le cristal pour une polarisation incidente TE. L'image du haut montre l'effet mirage dans son ensemble sur la gamme spectrale 1400-1650 nm grâce à la représentation dite « blanche » définie dans la section 3.3.2. Les quatre suivantes sont des images à des longueurs d'onde fixes issues de la matrice hyperspectrale.

Ces images illustrent la première représentation en champ proche optique de l'effet mirage dans un CP. La lumière se propage suivant une trajectoire curviligne propre à chaque longueur d'onde comme le prédit la simulation de la figure 6.3.

6.4.3 Interprétations et mesures quantitatives

L'équipe de l'IEF a calculé en utilisant le formalisme Hamiltonien et les CIF locales, la position de sortie du faisceau en fonction de la longueur d'onde. Avec les nombreuses images que nous avons acquises, nous allons pouvoir vérifier expérimentalement ces positions de sortie.

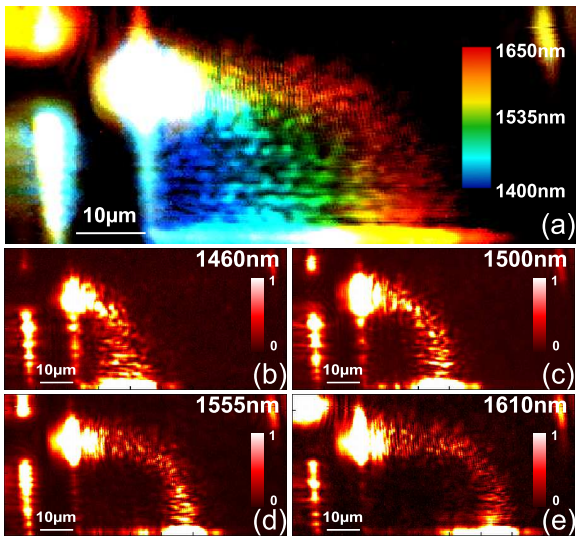


Figure 6.6 – Cartographie hyperspectrale de l'effet mirage. Image « Blanche » sur la gamme 1400-1650 nm et images mono-longueur d'onde issues de la matrice hyperspectrale.

La particularité de l'imagerie hyperspectrale est que nous travaillons non pas sur une image à 2 dimensions mais plutôt sur un cube à 3 dimensions. Il est possible de représenter directement ce cube en imageant chacune de ses faces (représentation cubique définie dans la section 3.3.2). On obtient ainsi sur les trois plans du cube, trois images : $y = f(x)$ à λ_i, $\lambda = f(x)$ à y_i, $\lambda = f(y)$ à x_i.

Ce type d'échantillon est particulièrement bien adapté pour cette représentation (figure 6.7(a)). En effet, la face supérieure montre la trajectoire du faisceau dans le cristal pour une longueur d'onde donnée. La face de droite et celle de gauche mettent en évidence l'évolution respective de la position du faisceau en entrée et en sortie du cristal en fonction de la longueur d'onde. On remarque ainsi que la position du faisceau d'entrée est la même à toutes les longueurs d'onde alors qu'en sortie la position du faisceau varie.

À partir de ce cube nous pouvons mesurer la position du faisceau en sortie en utilisant deux techniques de caractérisation :

La coupe spatiale : Mesure du profil d'intensité suivant les lignes de la face du cube. En ajustant ce profil par une gaussienne, on obtient la position du faisceau pour chaque longueur d'onde. La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne nous informe sur la taille du faisceau en sortie du cristal (représentée sur la figure 6.7(b) par les barres verticales).

La coupe spectrale : Mesure du profil d'intensité suivant les colonnes de la face du cube. En ajustant ce profil par une gaussienne, on obtient la longueur d'onde du faisceau correspondant pour chaque position x. La largeur à mi-hauteur de cette

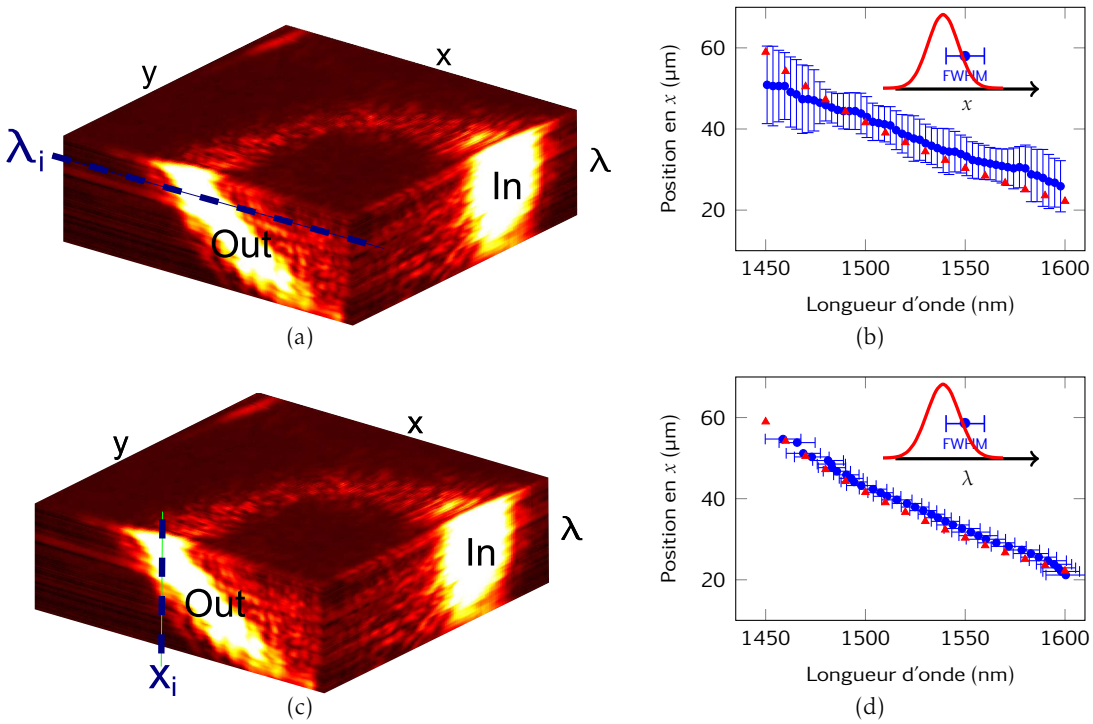


Figure 6.7 – Mesure de la position du faisceau en sortie du cristal. (a) et (c) Représentation en 3 dimensions du cube hyperspectrale permettant de faire des coupes d'intensité (a) pour une longueur d'onde donnée ou (c) pour une position donnée. (b) et (d) Représentation de la position de sortie du faiseau en fonction de la longueur d'onde en utilisant (b) la *coupe spatiale* et (d) la *coupe spectrale*. Les barres d'erreur représentent la largeur à mi-hauteur des gaussiennes fittées suivant les deux coupes. Les triangles rouges correspondent aux simulations obtenues en utilisant le formalisme hamiltonnien.

gaussienne nous informe sur le spectre en chaque point de sortie du cristal (représentée sur la figure 6.7(d) par les barres horizontales).

Sur la gamme 1480-1600 nm, les deux méthodes nous donnent les mêmes positions de faisceaux en sortie. Pour des longueurs d'onde plus faibles, les résultats obtenus par la *coupe spectrale* coïncident mieux avec les mesures théoriques obtenues par l'IEF. En effet, dans cette configuration, la mesure est moins bruitée qu'en utilisant la méthode de la *coupe spatiale*. Ce bruit est dû aux modes à pertes qui se propagent le long de l'interface de sortie comme on peut le voir sur la figure 6.6. Cet étalement du champ rend l'ajustement du profil par une gaussienne moins précis. Cependant la *coupe spatiale* bien que moins précise, permet de mesurer la largeur spatiale du faisceau.

Pour conclure, l'imagerie hyperspectrale a permis de montrer que la position du faisceau en sortie du cristal se déplace de façon linéaire (0,25 µm/nm) dans la gamme 1470-1600 nm sans modification notable de la taille du faisceau. La dispersion mesurée est légèrement plus faible que celle obtenue au chapitre précédent par l'effet superprisme (0,4 µm/nm). Cependant cette structure possède un plus grand domaine spectral de travail et surtout elle permet de conserver une bonne collimation du faisceau dans le cristal. Cette structure peut donc aussi être utilisée pour des applications de démultipléxage en optique intégrée.

Notre étude a été faite pour un faisceau incident ayant une polarisation TE. En changeant l'état de polarisation de l'onde incidente, nous allons voir que cet échantillon peut aussi servir de polariseur.

6.5 Étude de la biréfringence du cristal photonique à gradient

Les résultats de la section précédente ont montré qu'il était possible d'obtenir un faisceau qui se propage avec une trajectoire curviligne dans un cristal photonique. Nous allons voir dans cette section, que l'état de polarisation du faisceau a son importance lors de la propagation d'une onde dans un CP. En effet les BIP et les courbes d'iso-fréquence sont propres à chaque polarisation, ce qui induit des trajectoires différentes pour chaque faisceau.

6.5.1 Le contrôle de la polarisation en optique intégrée

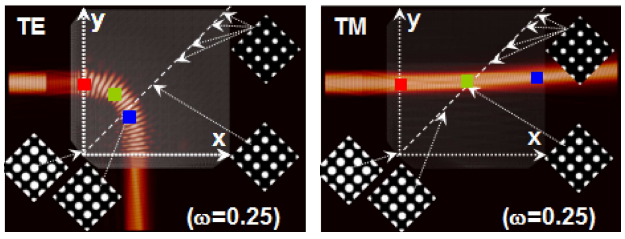
En optique intégrée, la plupart des systèmes permettant de séparer ou de tourner la polarisation sont obtenus par ingénierie des guides d'onde. En effet de par sa géométrie, un tel guide d'onde possède des modes de propagation propres à chaque état de polarisation. En positionnant deux guides suffisamment proches l'un de l'autre et qui possèdent des modes de propagation différents, D. Dai [126] est parvenu à simuler une architec-

ture de 100 µm de long qui permet de séparer spatialement deux états de polarisation, mais aussi de tourner une polarisation incidente comme le fait une lame $\lambda/2$ en optique classique. La grande difficulté réside dans la fabrication d'une telle structure. En effet un mauvais état de surface des guides ou des erreurs de quelques nanomètres sur leur taille induisent des modifications des modes de propagation et donc rendent la structure inefficace.

Une autre approche pour obtenir un séparateur de polarisation consiste à utiliser des cristaux photoniques planaires. L'effet superprisme [127], la dépendance de l'angle de réfraction suivant la polarisation [128], ou encore l'utilisation de deux CP possédant des bandes interdites photoniques différentes [129, 130] sont des techniques qui permettent de séparer spatialement deux états de polarisation d'un faisceau incident. Les séparateurs de polarisation à base de CP ont l'inconvénient d'engendrer de nombreuses pertes au niveau des interfaces car le couplage d'un mode guidé, vers un mode de Bloch dépend de la polarisation de l'onde. L'utilisation de cristaux photoniques à gradient permet de diminuer ces pertes en adaptant de façon continue les zones de transition.

6.5.2 Théorie

En espace libre, un cube séparateur de polarisation sépare spatialement une onde incidente en deux états de polarisation orthogonale (l'une est transmise et l'autre est réfléchie à 90°). Dans le cas du CP à gradient, nous avons vu que la trajectoire d'une onde incidente polarisée TE tournait de 90° dans le cristal. Afin de se trouver dans la même configuration qu'un cube séparateur de polarisation, il reste à déterminer la trajectoire d'une onde incidente TM dans ce cristal.

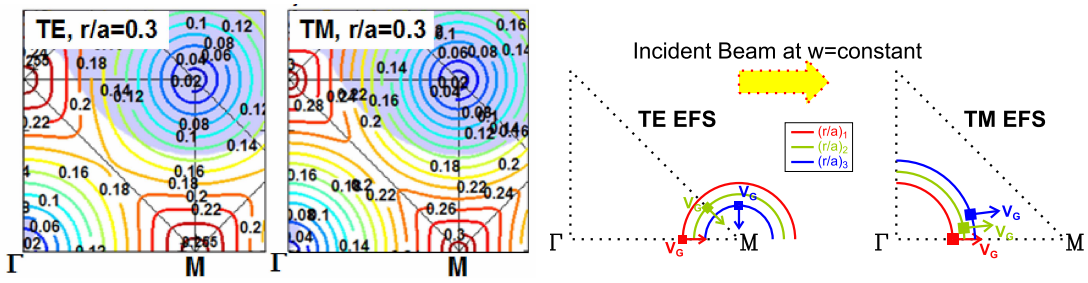


(a) (b)

Figure 6.8 – Cartographie du champ calculé par FDTD à 2 dimensions pour une polarisation (a) TE et (b) TM et pour une longueur d'onde de 1520 nm.

Les simulations faites par l'IEF ont montré que la structure à base de CP à gradient pouvait être utilisée comme un séparateur de polarisation. En effet, sur la figure 6.8, nous voyons que pour une longueur d'onde de 1520 nm, le faisceau polarisé TE se courbe alors que le faisceau TM se propage en ligne droite.

La raison pour laquelle ces deux trajectoires sont différentes s'expliquent en étudiant les courbes d'iso-fréquence locales pour plusieurs positions dans le cristal. En effet pour une fréquence réduite de 0.25 ($\lambda = 1520\,\text{nm}$), les CIF (figure 6.9(a)), ont une concavité opposée : les iso-fréquences pour une polarisation TE sont centrées sur le point M de la zone de Brillouin (section 5.1.2.2) alors que celles pour la polarisation TM sont centrées sur le point K. En calculant pour différents facteurs de remplissage les courbes d'iso-fréquence le long du trajet du faisceau (figure 6.9(b)), on remarque que leurs rayons diminuent pour une polarisation TE alors qu'ils augmentent pour une polarisation TM. Ainsi la direction des vecteurs vitesses de groupes (V_g) tourne avec l'augmentation du facteur *r/a* pour une polarisation TE alors qu'ils gardent la même direction pour le faisceau TM.



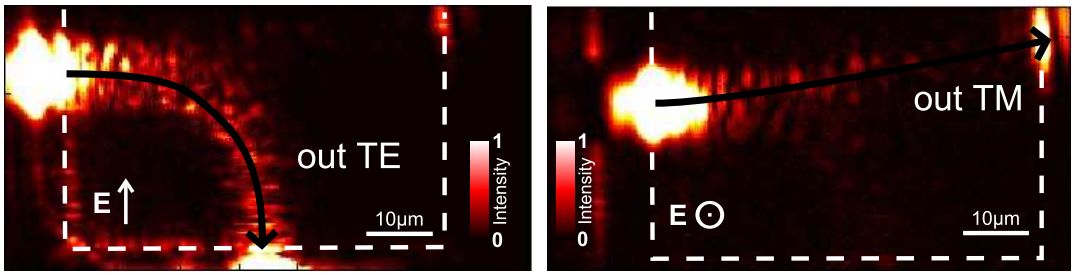
(a) (b)

Figure 6.9 – Mise en évidence de la séparation spatiale de la polarisation TE et TM. (a) Courbes d'iso-fréquence pour un facteur de remplissage de 0.3, soit une taille de trous de 114 nm. (b) Évolution des directions des vecteurs vitesses de groupe (V_g) pour les trois positions dans le CPG défini sur la figure 6.8.

6.5.3 Un polariseur en optique intégrée : imagerie et caractérisation

L'observation de la biréfringence du cristal photonique à gradient a bien évidemment été faite sur la même plateforme de mesure. L'idée consiste dans un premier temps à faire une image hyperspectrale de la propagation de l'onde pour chaque état de polarisation et à comparer les images pour chaque longueur d'onde. Les images obtenues sont représentées sur la figure 6.10 où l'on retrouve conformément aux simulations, un faisceau polarisé TE qui se courbe, et un faisceau TM qui se propage en ligne droite. Ces images ont été faites à une longueur d'onde de 1520 nm et sont toutes les deux issues de deux acquisitions hyperspectrales dans lesquelles nous avons changé la polarisation incidente.

Dans la polarisation TM, le contraste de l'image est faible car, la sonde collecte généralement moins de flux. En effet le couplage de l'onde dans la fibre est moins efficace que pour une onde polarisée TE car pour une polarisation TM, le champ $\overrightarrow{E}$ est colinéaire à l'axe de propagation de la sonde.



(a) (b)

Figure 6.10 – Séparation de polarisation à 1520 nm pour une onde (a) TE (champ électrique dans le plan de propagation) et (b) TM (champ électrique perpendiculaire au plan de propagation).

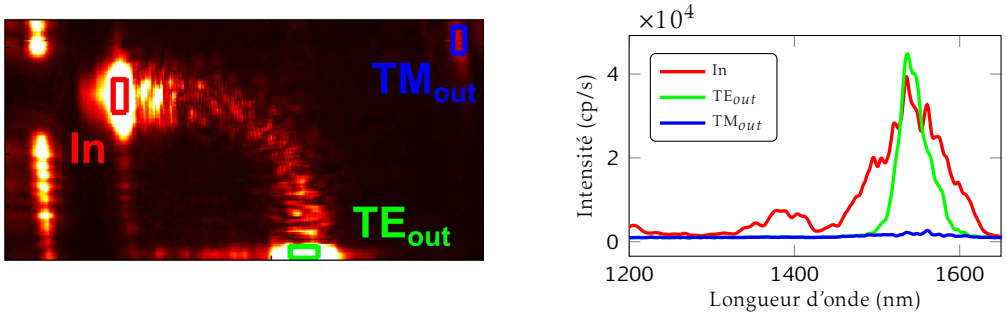
De plus, nous voyons sur la figure 6.10(a) qu'une faible portion du faisceau se propage en ligne droite alors qu'une majorité se courbe lors de la propagation. Idem sur la figure 6.10(b) dans laquelle nous distinguons faiblement un faisceau qui se courbe vers le bas. Deux raisons peuvent expliquer ce phénomène : soit le faisceau incident n'est pas parfaitement polarisé en TE ou en TM, soit le cristal ou le guide d'entrée dépolarise une partie du faisceau incident. Grâce à l'imagerie hyperspectrale nous allons pouvoir quantifier cet effet.

En optique classique, un polariseur est caractérisé par son taux d'extinction qui correspond à la capacité du polariseur à atténuer une polarisation orthogonale à son axe principal. Dans notre cas, la structure n'atténue pas la transmission d'une polarisation, mais elle sépare spatialement la trajectoire de deux ondes polarisées orthogonalement. On peut donc par analogie définir un facteur de transmission F et un taux de dépolarisation D par :

$$F_{TE} = \frac{I_{TE}}{I_{in_{TE}}} \quad et \quad D_{TE} = \frac{I_{TM}}{I_{TE}} \tag{6.2}$$

où F_{TE} et D_{TE} correspondent respectivement au facteur de transmission et au taux de dépolarisation pour une onde incidente TE, I_{TE} à l'intensité mesurée en sortie pour une onde TE, I_{TM} à l'intensité mesurée en sortie pour une onde TM et $I_{in_{TE}}$ à l'intensité mesurée en entrée du cristal photonique. F_{TE} traduit ainsi les pertes en transmission et D_{TE} détermine la capacité de la structure à ne pas dépolariser une onde TE et inversement dans le cas d'une onde incidente polarisée TM. Il est à noter que ces facteurs sont définis pour un état de polarisation incident et pour une longueur d'onde donnée.

Nous avons tout d'abord fait l'étude pour une onde TE à 1550 nm. Pour cela, nous avons moyenné les spectres d'entrée et de sortie des zones tracées sur la figure 6.11(a). Ces spectres sont représentés sur la figure 6.11(b). On remarque tout d'abord, que le spectre de l'onde TE a une intensité maximum plus élevée que le spectre mesuré en entrée. Cela peut paraître contradictoire, mais au niveau des interfaces d'entrée et de sortie,



(a) (b)

Figure 6.11 – Caratérisation du facteur de transmission et de dépolarisation du polariseur pour une onde TE. (a) Image champ proche à 1550 nm pour une onde incidente polarisée TE. (b) Spectres des zones selectionnées.

nous mesurons principalement les pertes. Dans notre cas, elles sont plus importantes en sortie qu'en entrée du cristal. Cela s'explique par une différence d'efficacité de couplage. En effet, la structuration de l'interface d'entrée a été optimisée pour minimiser les pertes de couplage. En sortie, cette optimisation est difficilement réalisable car la position de sortie est différente pour chaque longueur d'onde. Il n'est donc pas possible de réaliser une adaptation d'interface en sortie du cristal.

Pour déterminer les facteurs $F_{TE/TM}$ et $D_{TE/TM}$, j'intègre les spectres sur une largeur de 20 nm autour de 1550 nm et j'obtiens les valeurs suivantes :

$$F_{TE} = 92\% \quad et \quad D_{TE} = 6\% \tag{6.3}$$

Ainsi, notre structure peut être assimilée à un polariseur ayant un facteur de transmission de 92% et qui dépolarise environ 6% de l'onde incidente TE en TM pour une longueur d'onde de 1550 nm. En répétant cette mesure sur toute une gamme spectrale de 1500-1600 nm, j'obtiens une transmission moyenne de 81% et un taux de dépolarisation moyen de 8%. La même mesure pour une onde incidente polarisée TM donne un facteur de transmission de 64% et un taux de dépolarisation de 15%.

Les valeurs obtenues sont purement qualitatives. En effet, la mesure de ces paramètres est peu précise en champ proche optique car elle dépend à la fois de la position de la zone de mesures (à coté ou sur l'interface), de l'état de polarisation (collection moins efficace d'une onde TM par la sonde) et de la fenêtre d'intégration sur le spectre. Malgré cela, cette mesure nous informe sur les capacités du polariseur à cristaux photoniques. Pour une caractérisation plus globale, nous avons fait une étude en champ lointain.

Pour cela, nous ne travaillons plus sur les images champ proche mais directement sur le flux collecté au niveau des guides de sortie. Un des guides de sortie n'étant pas opé-

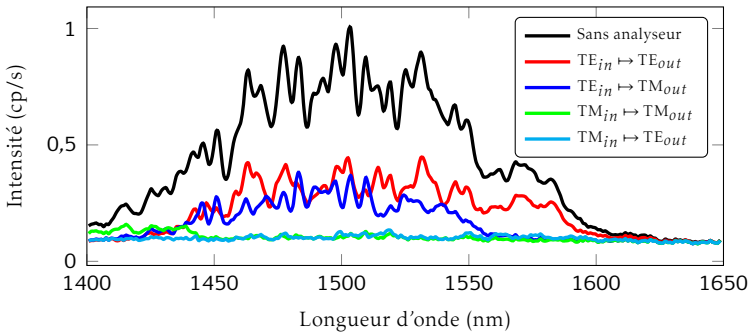


Figure 6.12 – Mesure des spectres en sortie en champ lointain pour plusieurs polarisations d'entrée et d'analyse.

rationnel (défaut de conception), nous n'avons fait la caractérisation que sur le guide de sortie du bas, soit pour le faisceau qui tourne dans le cristal (faisceau TE). En fonction de l'état de polarisation de l'onde incidente (non polarisée, polarisée TE ou TM), nous enregistrons les spectres pour chaque position de l'analyseur en sortie afin de ne filtrer qu'un état de polarisation. Les résultats sont présentés sur la figure 6.12.

Tous les spectres sont normalisés par le spectre obtenu avec une injection non polarisée et sans analyseur en sortie (courbe noire).

Considérons tout d'abord le cas d'une injection TM. Quelle que soit la polarisation d'analyse, il n'y a pas de signal en sortie (courbe verte et cyan). Cela confirme le fait que l'onde polarisée TM ne tourne pas dans le cristal pour cette gamme spectrale. La présence de signal pour une excitation TE et une analyse TE (spectre rouge) met en évidence la courbure de l'onde dans le cristal. Cependant lorsque nous analysons en position TM l'intensité sortante, nous obtenons quasiment le même spectre que pour une analyse en TE. L'équivalence des niveaux de signaux lors d'une analyse en TE et en TM prouve que l'onde sortante est soit dépolarisée, soit tournée de 45°. Cela implique que l'onde se dépolarise fortement lors de la propagation dans le cristal et dans le guide de sortie. Cela n'est pas aberrant car le guide est coudé (figure 6.2(a)) afin de guider la lumière vers la face de sortie, ce qui engendre une dépolarisation importante de l'onde lors du guidage.

Cette étude en champ lointain a permis une caractérisation plus générale de la structure. Un faisceau polarisé TE sera dévié dans le cristal mais l'onde ne conservera pas son état de polarisation en sortie. Ainsi dans la gamme spectrale 1400-1600 nm, la structure se comporte comme un polariseur filtrant spatialement deux polarisations orthogonales incidentes sans forcément conserver l'état de polarisation de l'onde en sortie.

6.5.4 Un séparateur de polarisation en optique intégrée : imagerie et caractérisation

Nous avons vu dans la section précédente que le faisceau TE ou TM n'avait pas la même trajectoire pour une même longueur d'onde. En utilisant une onde incidente non polarisée, le cristal photonique à gradient pourrait être utilisé comme un séparateur de polarisation.

Vu que le laser à supercontinum n'est pas polarisé, nous avons simplement enlevé le polariseur en entrée afin d'étudier le comportement de l'échantillon pour une onde dépolarisée. La figure 6.13 montre quatre images issues de l'acquisition hyperspectrale. Elles mettent en évidence que le pouvoir séparateur de polarisation du cristal photonique à gradient est efficace sur une gamme spectrale de 150 nm.

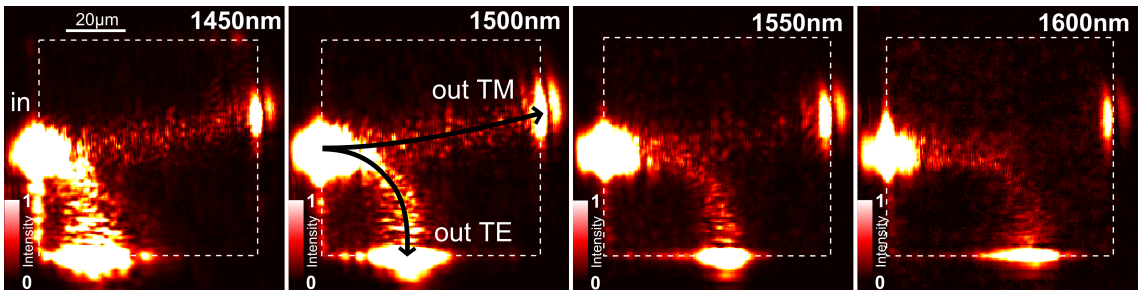


Figure 6.13 – Mise en évidence du fonctionnement large bande du séparateur de polarisation. L'onde TE est courbée et l'onde TM se propage de façon réctiligne sur une gamme spectrale de 150 nm.

Dans cette configuration, on définit un facteur de séparation S par :

$$S_{TE} = \frac{I_{TE}}{I_{in}} \quad et \quad S_{TM} = \frac{I_{TM}}{I_{in}} \tag{6.4}$$

où S_{TE} et S_{TM} correspond respectivement au facteur de séparation pour un faisceau TE et TM, I_{TE} à l'intensité mesurée en sortie pour le faisceau TE, I_{TM} à l'intensité mesurée en sortie pour le faisceau TM et I_{in} à l'intensité mesurée en entrée. Ce facteur permet de quantifier la capacité de notre structure à séparer spatialement une onde incidente non polarisée en deux faisceaux polarisés orthogonalement. Notons que pour ces mesures, nous avons positionné les zones d'études (figure 6.14(a)) après l'interface du cristal afin d'obtenir une mesure moins perturbée par les pertes induites aux interfaces. Pour une longueur d'onde de 1550 nm, on remarque que les deux spectres de sortie sont similaires (figure 6.14(b)). On obtient dans ce cas un facteur de séparation de :

$$S_{TE} = 58\% \quad et \quad S_{TM} = 55\% \tag{6.5}$$

Toutes les mesures polarimétriques effectuées par la sonde champ proche sont qualita-

tives. En effet, même si nous savons que la sonde collecte plus efficacement une onde polarisée TE que TM, nous ne connaissons pas les efficacités de couplage pour les deux états de polarisation. Pour quantifier ces taux, il faudrait réaliser une structure dans laquelle deux ondes (l'une TE et l'autre TM) se propageraient sans dépolarisation. En confrontant les rapports de transmission en espace libre et en champ proche, on pourrait quantifier la différence d'efficacité de collection d'une onde TE et TM par la sonde champ proche.

Malgré cela, cette étude montre que le cristal photonique à gradient est un très bon candidat pour la réalisation de séparateur de polarisation en optique intégrée aux longueurs d'onde de télécommunication.

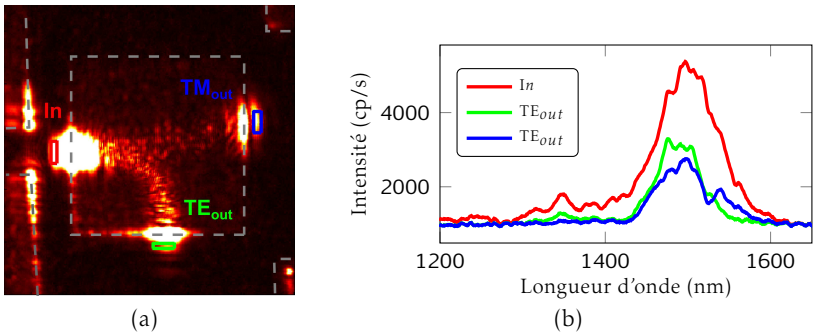


Figure 6.14 – Caratérisation du facteur séparation du polariseur. (a) Image champ proche de 110 µm^2 à 1550 nm pour une onde incidente non polarisée. (b) Spectres des zones selectionnées.

Notons enfin que l'image de la figure 6.14(a) est issue d'une matrice hyperspectrale de $285 \times 256 \times 512$ pixels, soit une matrice hyperspectrale de plus de 38 millions de points. L'image est un carré de 135 µm de coté, ce qui nous donne une résolution spatiale horizontale de 473 nm/px et verticale de 527 nm/px. Afin d'obtenir une bonne résolution spectrale et un bon rapport signal sur bruit nous avons respectivement réglé les fentes du spectromètre à 400 µm et fixé le temps d'intégration d'un spectre à 50 ms. Le nombre de pixels et le temps d'intégration de la caméra fixe ainsi la fréquence de balayage de la sonde à 30 mHz, soit une durée de ligne (aller-retour) de 33 s. Avec ses paramètres, l'acquisition totale de l'image hyperspectrale a duré 2 heures et 20 minutes. Afin de compenser les dérives mécaniques, j'ai dû régulièrement (toutes les 10 minutes) ré-ajuster la position de l'objectif d'injection à l'aide du contrôleur piézo-électrique afin de garder un niveau de signal constant pendant la durée de l'acquisition.

Nous avons, dans cette partie, mis en évidence de façon théorique et expérimentale les propriétés de biréfringence d'un cristal photonique à gradient. L'imagerie hyperspectrale montre que le séparateur de polarisation est opérationnel sur une gamme spectrale de 150 nm. Nous avons aussi pu quantifier en champ proche optique les taux d'extinction et l'efficacité de séparation de la structure par exploitation des spectres locaux. Les

résultats présenté dans cette section ont abouti à une publication [131].

Nous allons voir dans la suite, que l'imagerie en champ proche optique hyperspectrale, a aussi permis de visualiser et de caractériser une transition entre deux régimes de propagation.

6.6 Observation de la transition entre deux régimes de propagation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, les cristaux photoniques sont constitués d'un agencement périodique de matériaux diélectriques, créant ainsi une variation plus ou moins importante de l'indice de réfraction. En fonction de la géométrie, des matériaux et de la longueur d'onde de travail, la propagation de la lumière sera influencée de façon plus ou moins forte.

Nous commencerons cette section par une étude de la propagation d'un faisceau TM pour des longueurs d'onde inférieures à 1400 nm. Ces résultats nous amèneront à nous questionner sur les différents régimes de propagation que l'on peut trouver dans un CP. Après avoir introduit ces deux régimes nous les étudierons à partir des images hyperspectrales obtenues.

6.6.1 Élargissement de la zone d'étude

Toutes les images que je vous ai présentées concernant le cristal photonique à gradient ont été optimisées pour la gamme spectrale 1450-1600 nm car c'est dans cette gamme que les effets mirage et séparation de polarisation ont lieu. De plus, pour des longueurs d'onde inférieures à 1400 nm, nous nous trouvons comme le montre la figure 6.15 dans la bande interdite photonique TE [124]. Cependant à ces longueurs d'onde, une onde TM peut se propager dans le cristal. Il est donc intéressant de cartographier la propagation dans une telle configuration.

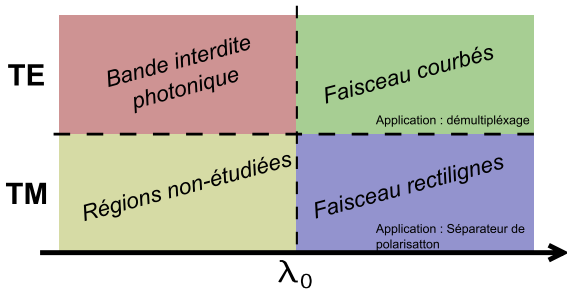


Figure 6.15 – Diagramme des configurations étudiées du cristal photonique à gradient. λ_0 correspond à la longueur d'onde de coupure du cristal photonique pour la bande TE soit environ 1400 nm.

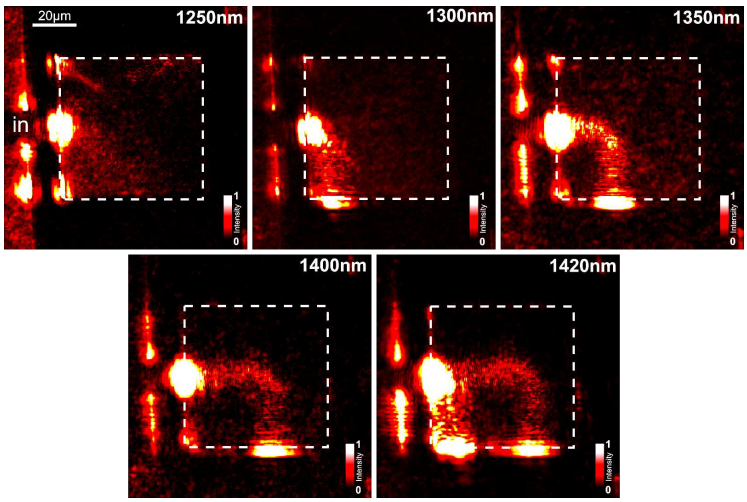


Figure 6.16 – Cartographie hyperspectrale de la propagation d'une onde incidenet non polarisée dans le cristal photonique à gradient de 1250 nm à 1420 nm.

La caractérisation de la réponse spectrale de l'échantillon sur toute la plage de sensibilité de la détection hyperspectrale (1200-1600 nm) n'est pas possible en une acquisition. Cette limitation est due aux objectifs à lentilles et à leurs aberrations chromatiques. En effet, un objectif à lentille voit son plan de focalisation se déplacer longitudinalement en fonction de la longueur d'onde. Même si certains objectifs sont optimisés pour avoir le même plan de focalisation pour un jeu de 4 ou 5 longueurs d'onde, il est impossible de l'optimiser sur toute la gamme spectrale. Ce décalage est certes de quelques centaines de nanomètres, mais le couplage dans un guide en optique intégrée est très sensible à ces variations. Une solution consisterait à utiliser un objectif à miroir car il n'induit pas d'aberrations chromatiques. Mais le couplage dans un guide d'onde avec un tel objectif est délicat et moins efficace du fait du taux d'obturation de ces objectifs.

Ainsi pour l'étude de la propagation du faisceau TM, nous avons dû faire une nouvelle acquisition hyperspectrale pour laquelle nous avons utilisé un objectif classique et optimisé le couplage autour de 1350 nm. Nous avons volontairement éclairé l'échantillon avec une onde incidente non polarisée afin de caractériser les bandes interdites photoniques TM et TE. Une première série est représentée sur la figure 6.16.

Ces images mettent en évidence la présence des bandes interdites photoniques, un autre avantage de la plateforme de mesure hyperspectrale. En effet, en dessous de 1300 nm aucune onde ne se propage dans le cristal photonique, il s'agit de la bande interdite photonique complète ; quel que soit l'état de polarisation de l'onde incidente, aucune onde ne se propage dans le CP.

À partir de 1300 nm, une onde de Bloch est guidée dans le cristal. Il s'agit de l'onde polarisée TM. En effet, à cette longueur d'onde, nous nous trouvons encore dans la bande

interdite photonique TE [124]. On remarque aussi sur ces images que le faisceau TM se courbe de la même façon que le faisceau TE mais bien évidemment pour des longueurs d'onde plus basses. Cela s'explique par l'étude de la courbe d'iso-fréquence de la figure 6.9 de la page 104. En effet, à ces longueurs d'onde, nous nous situons sur les courbes de fréquences réduites $0.265 \leq \omega \leq 0.29$ ($1310\,\text{nm} \leq \lambda \leq 1430\,\text{nm}$), soit sur des cercles centrés en M. Cela correspond à la même géométrie des courbes iso-fréquences que dans le cas du virage en polarisation TE pour des fréquences réduites comprises entre 0.22 et 0.25. Enfin, l'apparition du faisceau TE sur l'image à 1420 nm (deuxième point lumineux à droite), indique la fin de la bande interdite photonique TE.

Si nous nous rappelons la figure 6.13 de la page 108, nous voyons, pour une longueur d'onde de 1450 nm, que le faisceau TM se propage en ligne droite, alors qu'il est courbé sur la figure 6.16 pour une longueur d'onde de 1420 nm. Ce changement de trajectoire qui a lieu dans une étroite gamme spectrale (30 nm) peut se comprendre en introduisant les différents régimes de propagation possibles dans un cristal photonique.

6.6.2 Régime diffratif et régime d'homogénéisation

Comme dans le cas du miroir de Bragg défini dans le paragraphe 5.1.1, la propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique à deux dimensions dépend de la longueur d'onde et des paramètres de la structure. Deux régimes de propagation sont possibles : le régime diffractif et le régime d'homogénéisation.

Le premier, appelé aussi *short-wavelength regime* (SWR) correspond à une propagation qui est fortement influencée par le milieu. Ce régime a lieu lorsque la longueur d'onde de l'onde électromagnétique est comparable à la période et/ou à la taille des trous du cristal soit lorsque :

$$\omega_0 \approx \frac{a}{\lambda_0} \approx \frac{1}{2n} \tag{6.6}$$

Où ω_0 est la fréquence réduite, λ la longueur d'onde, a le paramètre de maille du cristal et n l'indice de réfraction effectif du mode guidé. Dans cette configuration, les ondes incidentes et celles réfléchies par les nombreuses interfaces interfèrent entre elles. Ces interférences vont définir une onde de Bloch ayant une trajectoire bien particulière. C'est ce régime de propagation que nous retrouvons dans le cas des cristaux photoniques présentant des effets d'auto-collimation, de super-prisme ou encore de focalisation.

Inversement, le régime d'homogénéisation ou *long-wavelength regime* (LWR) a lieu lorsque la longueur d'onde est grande devant les paramètres du cristal soit $\lambda \gg \lambda_0$. Dans ce cas, l'onde se propage dans le cristal comme si il s'agissait d'un milieu homogène d'indice de réfraction moyen $n_{long-range}$ que l'on peut définir par l'équation établie dans l'article de P. Halevi [132] :

$$n_{long-range} = \sqrt{f \times n_{holes}^2 + (1-f) \times n_{diel}^2} \tag{6.7}$$

avec n_{holes} et n_{diel} les indices de réfraction respectifs des trous et du matériau et f le facteur de remplissage. Cet indice effectif moyen n'est calculable que pour une onde TM car il n'est pas possible de trouver un valeur analytique de l'indice effectif de propagation pour une onde polarisée TE qui se propage dans le cristal. Cela est dû à la discontinuité du champ éléctrique. En effet, pour un état de polarisation TE, le champ électrique est perpendiculaire à l'axe des trous et « voit » deux milieux d'indices différents (n_{holes} et n_{diel}) alors qu'une onde TM a son champ électrique colinéaire à l'axe des trous et ne « voit » donc pas de discontinuité.

Enfin ce régime de propagation est principalement utilisé pour la réalisation de capes d'invisibilité [133], thématique très étudiée en ce moment.

De nombreuses études ont été faites sur ces deux régimes de propagation, mais peu d'entre elles se sont focalisées sur la transition entre ces deux régimes.

6.6.3 Décomposition de la trajectoire du faisceau

À partir des modes de propagation que nous avons vus précédemment, nous pouvons décomposer la trajectoire du faisceau TM en trois parties

Prenons l'image à 1420 nm, l'onde se propage tout d'abord en ligne droite légèrement courbée vers le haut sur 35 µm environ. Dans cette zone, la propagation suit le régime d'homogénéisation. En effet la taille des trous est grande devant la longueur d'onde, l'onde se propage comme si elle se trouvait dans un milieu d'indice homogène. La légère courbure vers le haut s'explique par le fait que l'indice $n_{long-range}$ varie le long de la trajectoire du faisceau. En effet, le facteur de remplissage diminue le long de la propagation. Cela équivaut à une diminution du diamètre des trous d'air et donc à une augmentation de l'indice moyen. Cette variation d'indice courbe légèrement le faisceau vers la zone d'indice de réfraction plus élevée (en haut de l'image) comme les effets mirage dans la nature.

Lorsque la taille des trous devient suffisamment petite, l'onde ne voit plus un milieu homogène. Les multiples réflexions commencent à interférer entre elles. Le faisceau rentre alors dans un régime diffractif et la propagation dans le cristal est régie par les courbes de dispersions locales, ce qui entraine la courbure brutale de la trajectoire. Dans notre exemple, le virage a lieu pour un rayon de trou de 90 nm.

Après le virage, le faisceau se dirige vers une zone où les trous deviennent plus gros. La propagation quitte donc le régime diffractif pour le régime d'homogénéisation, ce qui se traduit par une nouvelle trajectoire rectiligne.

Évidemment, la position du point d'inflexion et donc du changement de régime dépend de la longueur d'onde. Pour une longueur d'onde beaucoup plus basse, le régime diffractif aura lieu lorsque le rayon des trous sera plus grand et donc la position du virage se rapprochera de l'entrée du cristal. Par exemple pour une longueur d'onde de 1350 nm

(figure 6.16), le faisceau ne parcourt qu'environ 15 µm dans le cristal et tourne lorsque le rayon des trous est d'environ 112 nm. Par contre, pour une longueur d'onde plus élevée, le faisceau ne rentrera jamais dans le régime diffractif car la taille des trous ne sera pas suffisamment petite. C'est ce que nous voyons pour des longueurs d'onde supérieures à 1450 nm pour lesquelles le faisceau se propage en ligne droite avec une légère courbure due la variation de l'indice effectif moyen.

Après cette étude qualitative, nous avons, avec l'équipe de l'IEF, voulu retrouver expérimentalement la condition pour laquelle le changement de régime a lieu. Peu d'études ont été faites sur cette frontière, et l'imagerie hyperspectrale a permis de définir expérimentalement un invariant caractérisant le changement de régime de propagation.

6.6.4 Détermination d'un invariant

Théoriquement, nous savons que la transition du régime d'homogénéisation au régime diffractif est définie par l'équation 6.6. Nous allons grâce aux images hyperspectrales vérifier expérimentalement cette équation.

Pour cela, nous avons mesuré la position x et y du point d'inflexion du faisceau en fonction de la longueur d'onde. En utilisant l'équation 6.1, on en déduit la valeur du rapport r/a pour laquelle le faisceau tourne. Ainsi nous trouvons que $r/a = 0.2987$ pour une longueur d'onde de 1350 nm. Pour déduire l'indice moyen à cette position, il faut calculer le facteur de remplissage f défini par le rapport entre l'air d'un trou sur celui de la maille élémentaire, soit :

$$f = \frac{\pi r^2}{a^2} \tag{6.8}$$

Ce qui nous donne un taux de remplissage de 28%. Enfin, l'équation 6.7 nous permet de calculer l'indice moyen du milieu au sens de l'homogénéisation soit un indice de 1.99.

Pour chaque longueur d'onde, nous mesurons l'indice de réfraction pour lequel le virage à lieu. Puis nous calculons les différentes valeurs du rapport na/λ. Les résultats sont regroupés dans le graphique de la figure 6.17. Nous obtenons ainsi :

$$\frac{na}{\lambda} = 0.570 \pm 0.005 \tag{6.9}$$

D'après l'équation 6.6, la valeur attendue est de 0.5. Nos mesures sont proches de la valeur analytique. L'écart de sept dixièmes s'explique par la difficulté du pointé de la position du point d'inflexion du faisceau sur les images en champ proche.

Cette étude a ainsi permis de valider et de quantifier expérimentalement un invariant définissant la frontière entre les deux régimes de propagation dans un cristal photonique à gradient. Ces résultats sont en cours de publication.

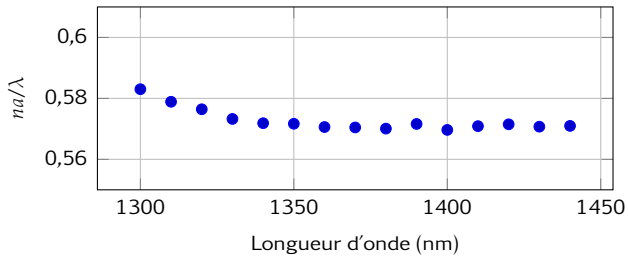


Figure 6.17 – Mise en évidence de l'invariant d'homogénéisation.

6.6.5 Visualisation quasi-continue d'un changement de régime de propagation

Une série d'images issue de la matrice hyperspectrale est représentée sur la figure 6.18. Il s'agit de cinq images faites autour de 1435 nm, longueur d'onde pour laquelle nous voyons le faisceau TM passer d'une trajectoire curviligne à une trajectoire rectiligne. Cet effet, jamais observé en champ proche, est encore plus impressionnant lorsqu'on visualise le film issu de la matrice hyperspectrale. On y voit le dépliement du faisceau de façon continue.

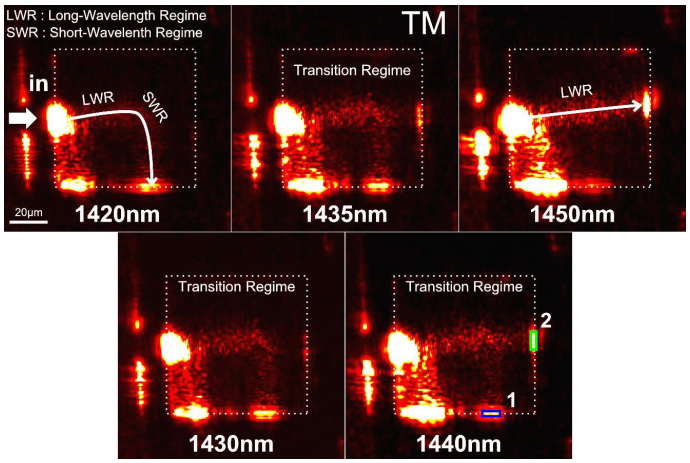


Figure 6.18 – Images champ proche de la transition entre le régime LWR et SWR dans le cristal photonique à gradient. Les rectangles 1 et 2 correspondent aux zones d'études pour lesquelles nous avons tracé les spectres de la figure 6.19.

Cette figure montre que le changement de trajectoire s'effectue en seulement 30 nm, soit dans la gamme spectrale 1430-1440 nm. En reprenant les courbes d'iso-fréquence de la figure 6.9(a) de la page 104 pour ces deux longueurs d'onde, courbes de fréquences réduites 0.266 et 0.265, nous remarquons que nous nous situons au niveau de changement de la concavité des iso-fréquences. En effet pour la fréquence réduite de 0.2639 (1440 nm), les courbes sont centrées sur le point K de la zone de Brillouin, alors qu'elles

sont centrées sur le point M pour une fréquence réduite de 0.2657 (1430 nm). Ainsi le changement de concavité des courbes d'iso-fréquences traduit une variation abrupte de de la direction de propagation du faisceau dans le cristal.

Enfin, dans cette gamme spectrale, zone de transition entre les deux régimes de propagation, nous obtenons une structure équivalente à une lame séparatrice 50/50 en optique intégrée. Cette séparation est encore plus visible si l'on fait une étude spectrale pour les deux positions de sorties. Les spectres des zones 1 et 2 définis sur la figure 6.18 sont présentés sur le graphique 6.19. Un point de fonctionnement peut être défini pour une longueur d'onde de 1425 nm, là où l'intensité au niveau de deux bras de sortie est identique. Ainsi pour cette longueur d'onde, notre structure peut être considérée comme un séparateur 50/50 pour un faisceau incident polarisé TM.

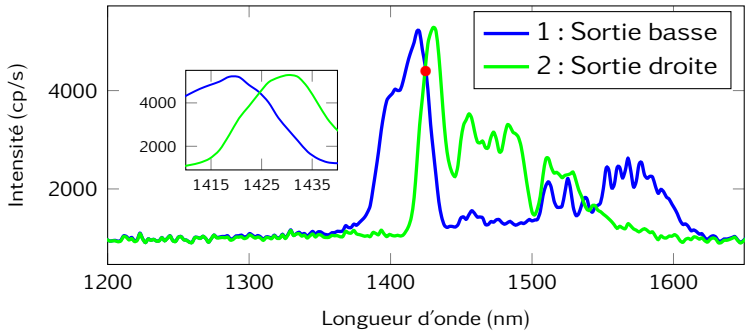


Figure 6.19 – Spectre en sortie pour les positions définies sur la figure 6.18. La gamme spectrale dans laquelle l'échantillon peut être utilisé en séparateur de faisceau est représentée dans l'insert.

Il est important de comprendre que ce graphique ne permet pas de différencier la contribution de chacune des polarisations. C'est à partir des études précédentes que nous pouvons affirmer que le spectre 2 est dû à l'onde polarisée TM alors que ce n'est pas le cas pour le spectre 1. En effet le premier pic aux basses longueurs d'onde correspond au faisceau TM qui a tourné dans le cristal photonique. Vient ensuite une zone dans laquelle aucun faisceau ne se propage au niveau de cette position de sortie (1440-1500 nm). Enfin du signal réapparaît pour des longueurs d'onde supérieures. Il s'agit du faisceau TE qui a tourné dans le cristal photonique. Les niveaux de signaux sont inférieurs à l'étude des sections précédentes car pour ces mesures, nous avons optimisé l'injection dans le guide d'entrée pour une longueur d'onde de 1350 nm.

6.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons visualisé et caractérisé la réponse d'un cristal photonique à gradient dans une large bande spectrale (1200-1650 nm). De cette étude hyperspectrale, trois modes de fonctionnement ont été mis en évidence.

Tout d'abord l'effet mirage, qui dans notre cas s'assimile à la propagation curviligne d'un faisceau dans le cristal. Cet effet permet comme dans le cas du chapitre précédent de démultiplexer un faisceau avec un fort pouvoir séparateur. De plus, l'étude polarimétrique a montré que nous pouvions utiliser cette structure comme un séparateur de polarisation. Sa large bande spectrale dans laquelle a lieu cette séparation est bien supérieure aux autres structures qui présentent le même effet en optique intégrée. Enfin, pour une gamme plus étroite spectralement, nous avons réussi à utiliser cet échantillon comme un séparateur 50/50 de faisceau. Ces nombreuses caractéristiques sont très prometteuses pour le développement de futures architectures tout-optique qui ont pour but de remplacer dans le futur les circuits intégrés en électronique.

Au delà de ces applications, cette étude a aussi permis de comprendre la physique de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu périodique. Nous avons ainsi étudié les différents régimes de propagation qu'il pouvait y avoir dans un cristal photonique à gradient et surtout déterminé l'invariant définissant la frontière entre un régime d'homogénéisation et un régime diffractif.

Conclusion générale

La nanophotonique est actuellement un domaine en plein essor. Grâce aux technologies de fabrication qui ne cessent d'évoluer, le développement de nouvelles structures permet de comprendre le comportement des ondes électromagnétiques dans les milieux artificiels. En effet, que ce soit en utilisant des cristaux photoniques sur silicium, ou des réseaux de fentes dans un film d'or, il est maintenant possible de contrôler la propagation d'une onde tout en la confinant sur des dimensions nano et micro-métriques. Pour étudier ces phénomènes, l'utilisation de microscopes en champ proche optique est parfaitement adaptée.

Le travail de thèse que j'ai effectué, s'inscrit directement dans cette constante soif d'amélioration des outils de mesures et de compréhension de propriétés des ondes électromagnétiques. Ce travail a débuté par une partie instrumentale dans laquelle nous avons mis en place une nouvelle plateforme de mesure hyperspectrale en champ proche optique. Une fois celle-ci opérationnelle, j'ai pu étudier différentes méthodes permettant la mise en forme d'ondes électromagnétiques.

Nous avons pu voir que de nombreux domaines utilisaient déjà une détection hyperspectrale. Celle-ci est à chaque fois développée autour du système de visualisation existant. En champ proche et bien qu'il existe de nombreux modes de fonctionnement, l'imagerie hyperspectrale était quasiment inexistante avant ma thèse alors qu'elle permet une caractérisation rapide et précise de la réponse spectrale d'un échantillon.

L'élaboration de la nouvelle plateforme épiscopique et de la détection hyperspectrale a été une expérience très intéressante. Ce travail a permis d'approfondir mes connaissances dans de nombreux domaines comme la mécanique, l'électronique, le pilotage d'instrument, la programmation informatique et bien entendu l'optique. Entre la mise en place du cahier des charges, l'achat et l'installation du matériel et les premiers tests, un an et demi s'est écoulé.

Une fois la plateforme et la détection hyperspectrale opérationnelle, et en collaboration avec une équipe de l'Université d'Harvard, nous avons pu étudier le comportement de faisceaux plasmoniques non-diffractants. Ces solutions invariantes dans le temps, ont l'avantage de présenter de très bon confinement sur des distances deux fois plus grandes que la distance de Rayleigh. En jouant sur la géométrie du système excitateur, nous avons vu qu'il était possible de modifier la répartition du champ de façon à obtenir plusieurs

lobes d'intensités différents. Ce type de structure possède un fort potentiel pour le développement futur de composants tout-optique dans le but de remplacer les circuits électroniques.

Enfin j'ai terminé ce manuscrit par une étude sur les cristaux photoniques. Ces structures ont la particularité de posséder de fortes propriétés de dispersion qui permettent par exemple de démultiplexer une onde poly-chromatique incidente. La détection hyperspectrale est particulièrement bien adaptée pour étudier sur une large gamme spectrale et en une seule acquisition la réponse spectrale d'une structure à base de cristaux photoniques. En collaboration avec l'Institut d'Électronique Fondamentale, nous avons réalisé la première visualisation expérimentale de l'effet mirage dans un cristal photonique à gradient. La matrice hyperspectrale obtenue nous a permis de quantifier l'effet mirage et les propriétés de biréfringence que la structure possédait. Enfin, nous avons aussi pu imager et quantifier le changement de régime de propagation d'une onde électromagnétique se propageant dans un cristal photonique.

Concernant les perspectives, je pense que la détection hyperspectrale n'a pas encore montré toutes ses capacités d'analyse. En effet, l'imagerie des milieux désordonnés par détection hyperspectrale en champ proche optique permettra d'obtenir une grande quantité d'informations. Celle-ci est nécessaire pour les études statistiques qui permettent par exemple de retrouver un objet dissimulé dans un milieu diffus ou de comprendre les différentes localisations de champs qu'il peut y avoir dans ces milieux. Concernant les cristaux photoniques, la détection hyperspectrale peut être une méthode pour mesurer expérimentalement les diagrammes de dispersion d'une structure. De plus, l'installation de la chaîne femto-seconde ouvre des opportunités pour l'imagerie en champ proche optique de la plupart des effets non-linéaires. Nous avons d'ailleurs débuté les premières images d'effets non-linéaires sur des billes d'or et sur des films luminescents de SiOCH. Enfin, l'imagerie en champ proche résolue temporellement pourra être une suite logique afin par exemple de visualiser la propagation d'impulsion lumineuse dans différentes structures. Tout ceci aboutira à une plateforme de mesure multi-fonctionnelle résolue spatialement, temporellement et bien évidemment spectralement.

Publications personnelles

C. Renaut, B. Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji et F. de Fornel, « On chip shapeable optical tweezers », *Scientific Reports*, **3**, 2290 (2013).

P. Genevet, J. Dellinger, R. Blanchard, A. She, M. Petit, B. Cluzel, M. A. Kats, F. de Fornel et F. Capasso, « Generation of two-dimensional plasmonic bottle beams », *Opt. Express*, **21** 8, 10295 (2013).

E. Cassan, K. V. Do, J. Dellinger, X. L. Roux, F. de Fornel et B. Cluzel, « Polarization beam splitting using a birefringent graded photonic crystal », *Opt. Lett.*, **38** 4, 459 (2013).

J. Dellinger, K. V. Do, X. L. Roux, F. de Fornel, E. Cassan et B. Cluzel, « Hyperspectral optical near-field imaging : Looking graded photonic crystals and photonic metamaterials in color », *Applied Physics Letters*, **101** 14, 141108 (2012).

J. Lin, J. Dellinger, P. Genevet, B. Cluzel, F. de Fornel et F. Capasso, « Cosine-gauss plasmon beam : A localized long-range nondiffracting surface wave », *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 093904 (2012).

C. Renaut, J. Dellinger, B. Cluzel, T. Honegger, D. Peyrade, E. Picard, F. de Fornel et E. Hadji, « Assembly of microparticles by optical trapping with a photonic crystal nanocavity », *Applied Physics Letters*, **100** 10, 101103 (2012).

J. Dellinger, D. Bernier, B. Cluzel, X. L. Roux, A. Lupu, F. de Fornel et E. Cassan, « Near-field observation of beam steering in a photonic crystal superprism », *Opt. Lett.*, **36** 7, 1074 (2011).

B. Cluzel, K. Foubert, L. Lalouat, J. Dellinger, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji et F. de Fornel, « Addressable subwavelength grids of confined light in a multislotted nanoresonator », *Applied Physics Letters*, **98** 8, 081101 (2011).

Bibliographie

[1] Galilée, *Dialogue sur les deux grands systèmes du monde*, Galilée (1632).

[2] M. Petremand, *Détection des galaxies à faible brillance de surface, segmentation hyperspectrale dans le cadre de l'observatoire virtuel*, Thèse de doctorat, Laboratoire des Sciences de l'Image, de l'Informatique et de la Télédétection, UMR - 7005 CNRS et de l'observatoire astronomique de Strasbourg, UMR - 7550 CNRS (2011).

[3] R. E. Williams, S. Baum, [...], N. Zacharias et D. R. Zurek, « The hubble deep field south : Formulation of the observing campaign », *The Astronomical Journal*, **120** 6, 2735 (2000).

[4] F. Hénault, « Muse, a second-generation integral-field spectrograph for the vlt », dans « SPIE photonics 2003 », (2003).

[5] R. Bacon, « New science opportunities offered by muse », dans « VLT in the ELT era ESO workshop », (2008).

[6] F. Laurent, « Muse integral field unit : Test results on the first out of 24 », dans « SPIE 7739-95 », (2010).

[7] R. Bacon, « Muse instrument design and technological challenges », http://muse.univ-lyon1.fr/spip.php?article156 (2007).

[8] Y. Ferrec, *Spectro-imagerie aéroportée par transformation de Fourier avec un interféromètre statique à décalage latéral : réalisation et mise en oeuvre*, Thèse de doctorat, Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Faculté des sciences d'Orsay - Université Paris-Sud XI (2008).

[9] F. Sigernes, Y. Ivanov, S. Chernouss, T. Trondsen, A. Roldugin, Y. Fedorenko, B. Kozelov, A. Kirillov, I. Kornilov, V. Safargaleev, S. Holmen, M. Dyrland, D. Lorentzen et L. Baddeley, « Hyperspectral all-sky imaging of auroras », *Opt. Express*, **20** 25, 27650 (2012).

[10] ONERA, « Hyperspectral imaging », http://www.onera.fr/photos-en/mesexp/hyperspectral-imaging.php.

[11] N. M. Short, « Other remote sensing systems - hyperspectral imaging », http://www.fas.org/irp/imint/docs/rst/Intro/Part2_24.html (2005).

[12] E. S. Agency, http://envisat.esa.int/handbooks/meris/CNTR1-1-2.htm (2003).

[13] Y. Ferrec, « Spectro-imageurs, référence e4111 », http://www.techniques-ingenieur.fr/ (2010).

[14] F. Dell'Endice, « Improving the performance of hyperspectral pushbroom imaging spectrometers for specific science applications », *The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences.*, **37**, B7 (2008).

[15] F. Tellier, R. Ravelo, H. Simon, R. Chabrier, J. Steibel et P. Poulet, « Sentinel lymph node detection by an optical method using scattered photons », *Biomed. Opt. Express*, **1** 3, 902 (2010).

[16] R. Carriles, D. N. Schafer, K. E. Sheetz, J. J. Field, R. Cisek, V. Barzda, A. W. Sylvester et J. A. Squier, « Invited review article : Imaging techniques for harmonic and multiphoton absorption fluorescence microscopy », *Review of Scientific Instruments*, **80** 8, 081101 (2009).

[17] W. R. Zipfel, R. M. Williams et W. W. Webb, « Nonlinear magic : multiphoton microscopy in the biosciences », *Nature Biotechnology*, **21**, 1369 (2003).

[18] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters et G. Weinreich, « Generation of optical harmonics », *Phys. Rev. Lett.*, **7**, 118 (1961).

[19] S. Roth et I. Freund, « Second harmonic generation in collagen », *The Journal of Chemical Physics*, **70** 4, 1637 (1979).

[20] W. Denk, J. H. Strickler et W. W. Webb, « Two-photon laser scanning fluorescence microscopy », *Science*, **248**, 73 (1990).

[21] Y. Barad, H. Eisenberg, M. Horowitz et Y. Silberberg, « Nonlinear scanning laser microscopy by third harmonic generation », *Applied Physics Letters*, **70** 8, 922 (1997).

[22] M. D. Duncan, J. Reintjes et T. J. Manuccia, « Scanning coherent anti-stokes raman microscope », *Opt. Lett.*, **7** 8, 350 (1982).

[23] A. Zumbusch, G. R. Holtom et X. S. Xie, « Three-dimensional vibrational imaging by coherent anti-stokes raman scattering », *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4142 (1999).

[24] C. V. Raman et K. S. Krishnan, « A new type of secondary radiation », *Nature*, **121**, 501 (1928).

[25] P. Julien, « Henrietta lacks, du cancer à l'immortalité », http://www.biopsci.com/2009/01/20/henrietta-lacks-du-cancer-a-limmortalite/ (2009).

[26] A. Downes et A. Elfick, « Raman spectroscopy and related techniques in biomedicine », *Sensors*, **10** 3, 1871 (2010).

[27] E. Synge, « Suggested method for extending microscopic resolution into the ultramicroscopic region », *Philosophical Magazine*, **6**, 356 (1928).

[28] E. A. Ash et G. Nicholls, « Super-resolution aperture scanning microscope », *Nature*, **237**, 510 (1972).

[29] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber et E. Weibel, « Tunneling through a controllable vacuum gap », *Applied Physics Letters*, **40** 2, 178 (1982).

[30] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber et E. Weibel, « Surface studies by scanning tunneling microscopy », *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 57 (1982).

[31] G. Binnig, C. F. Quate et C. Gerber, « Atomic force microscope », *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 930 (1986).

[32] D. W. Pohl, W. Denk et M. Lanz, « Optical stethoscopy : Image recording with resolution lambda/20 », *Applied Physics Letters*, **44** 7, 651 (1984).

[33] F. de Fornel, J. Goudonnet, L. Salomon et E. Lesniewska, « An evanescent field optical microscope », *Proceedings of SPIE*, **1139**, 77 (1989).

[34] L. Salomon, *Théorie et mise au point d'un microscope à effet tunnel photonique*, Thèse de doctorat, U.F.R Sciences et Techniques, Laboratoire de physique du solide, Université de Bourgogne (1991).

[35] L. Berguiga, *Étude et réalisation d'un microscope de champ proche sous asservissement de type shear-force. Application à l'étude en champ proche du viellissement de fibres optiques*, Thèse de doctorat, École doctorale CARNOT, LPUB, Université de Bourgogne (2001).

[36] D. Gérard, *Étude en champ proche optique de structures nanophotoniques couplées*, Thèse de doctorat, École doctorale Carnot, CNRS - UMR 5209, Université de Bourgogne (2005).

[37] B. Hecht, B. Sick, U. P. Wild, V. Deckert, R. Zenobi, O. J. F. Martin et D. W. Pohl, « Scanning near-field optical microscopy with aperture probes : Fundamentals and applications », *The Journal of Chemical Physics*, **112** 18, 7761 (2000).

[38] R. Bachelot, P. Gleyzes et A. C. Boccara, « Near-field optical microscope based on local perturbation of a diffraction spot », *Opt. Lett.*, **20** 18, 1924 (1995).

[39] I. Stefanon, S. Blaize, A. Bruyant, S. Aubert, G. Lerondel, R. Bachelot et P. Royer, « Heterodyne detection of guided waves using a scattering-type scanning near-field optical microscope », *Opt. Express*, **13** 14, 5553 (2005).

[40] K. Foubert, L. Lalouat, B. Cluzel, E. Picard, D. Peyrade, E. Delamadeleine, F. de Fornel et E. Hadji, « Near-field modal microscopy of subwavelength light confinement in multimode silicon slot waveguides », *Applied Physics Letters*, **93** 25, 251103 (2008).

[41] A. Nesci, R. Dändliker et H. P. Herzig, « Quantitative amplitude and phase measurement by use of a heterodyne scanning near-field optical microscope », *Opt. Lett.*, **26** 4, 208 (2001).

[42] M. Burresi, T. Kampfrath, D. van Oosten, J. C. Prangsma, S. Song, B. S. Noda et L. Kuipers, « Magnetic light-matter interactions in a photonic crystal nanocavity », *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 123901 (2010).

[43] R. Engelen, Y. Sugimoto, H. Gersen, N. Ikeda, K. Asakawa et L. Kuipers, « Ultrafast evolution of photonic eigenstates in k-space », *Nature Physics*, **3**, 401 (2007).

[44] W. C. L. Hopman, K. O. van der Werf, A. J. F. Hollink, W. Bogaerts, V. Subramaniam et R. M. de Ridder, « Nano-mechanical tuning and imaging of a photonic crystal micro-cavity resonance », *Opt. Express*, **14** 19, 8745 (2006).

[45] L. Lalouat, B. Cluzel, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J. P. Hugonin, P. Lalanne, E. Hadji et F. de Fornel, « Near-field interactions between a subwavelength tip and a small-volume photonic-crystal nanocavity », *Phys. Rev. B*, **76**, 041102 (2007).

[46] L. Aigouy, E. Saïdi, L. Lalouat, J. Labéguerie-Egéa, M. Mortier, P. Löw et C. Bergaud, « AC thermal imaging of a microwire with a fluorescent nanocrystal : Influence of the near field on the thermal contrast », *Journal of Applied Physics*, **106** 7, 074301 (2009).

[47] L. Lalouat, *Interaction en champ proche entre une sonde nanométrique et le champ de composants à cristal photonique : - interaction faible, microscopie spatialement hautement résolue. - interaction forte, contrôle des propriétés du composant.*, Thèse de doctorat, École doctorale CARNOT, LPUB, Université de Bourgogne (2008).

[48] L. Lalouat, B. Cluzel, C. Dumas, L. Salomon et F. de Fornel, « Imaging photoexcited optical modes in photonic-crystal cavities with a near-field probe », *Phys. Rev. B*, **83**, 115326 (2011).

[49] A. Nesci, *Measuring amplitude and phase in optical fields with sub-wavelength features*, Thèse de doctorat, Institut de Microtechnique, Université de Neuchâtel (2001).

[50] H. Gersen, *Time resolved motion of pulses in photonic crystal waveguides*, Thèse de doctorat, MESA+ Institute for Nanotechnology, University of Twente (2004).

[51] M. L. M. Balistreri, J. P. Korterik, L. Kuipers et N. F. van Hulst, « Local observations of phase singularities in optical fields in waveguide structures », *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 294 (2000).

[52] M. Abashin, K. Ikeda, R. Saperstein et Y. Fainman, « Heterodyne near-field scanning optical microscopy with spectrally broad sources », *Opt. Lett.*, **34** 9, 1327 (2009).

[53] A. F. Koenderink, M. Kafesaki, B. C. Buchler et V. Sandoghdar, « Controlling the resonance of a photonic crystal microcavity by a near-field probe », *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 153904 (2005).

[54] B. Cluzel, K. Foubert, L. Lalouat, J. Dellinger, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji et F. de Fornel, « Addressable subwavelength grids of confined light in a multislotted nanoresonator », *Applied Physics Letters*, **98** 8, 081101 (2011).

[55] E. Yablonovitch, « Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics », *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059 (1987).

[56] E. Yablonovitch et T. J. Gmitter, « Photonic band structure : The face-centered-cubic case », *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 1950 (1989).

[57] D. Brissinger, A. L. Lereu, L. Salomon, T. Charvolin, B. Cluzel, C. Dumas, A. Passian et F. de Fornel, « Discontinuity induced angular distribution of photon plasmon coupling », *Opt. Express*, **19** 18, 17750 (2011).

[58] M. Minsky, « Microscopy apparatus », (1961).

[59] B. Cluzel, J. Dellinger et F. de Fornel, « Near-field optical microscope », http://w.pat.tc/WO2012045986A1 (2012).

[60] K. Foubert, *Étude en champ proche optique de structures nanophotoniques couplées*, Thèse de doctorat, École doctorale CARNOT, LPUB, Université de Bourgogne (2011).

[61] A. Zakharian, M. Mansuripur et J. Moloney, « Transmission of light through small elliptical apertures », *Opt. Express*, **12** 12, 2631 (2004).

[62] E. Popov, N. Bonod, M. Nevière, H. Rigneault, P.-F. Lenne et P. Chaumet, « Surface plasmon excitation on a single subwavelength hole in a metallic sheet », *Appl. Opt.*, **44** 12, 2332 (2005).

[63] A. Degiron, H. Lezec, N. Yamamoto et T. Ebbesen, « Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal », *Optics Communications*, **239** 1 ?3, 61 (2004).

[64] L. Wu, M. Mazilu, T. Karle et T. Krauss, « Superprism phenomena in planar photonic crystals », *IEEE Journal of Quantum Electron*, **38**, 915 (2002).

[65] J. Dellinger, D. Bernier, B. Cluzel, X. L. Roux, A. Lupu, F. de Fornel et E. Cassan, « Near-field observation of beam steering in a photonic crystal superprism », *Opt. Lett.*, **36** 7, 1074 (2011).

[66] J.-S. Bouillard, S. Vilain, W. Dickson et A. V. Zayats, « Hyperspectral imaging with scanning near-field optical microscopy : applications in plasmonics », *Opt. Express*, **18** 16, 16513 (2010).

[67] Andor, « Intensified ccd cameras », http://www.andor.com/learning-academy/intensified-ccd-cameras-the-technology-behind-iccds/ (2012).

[68] E. libre Wikipédia, « Teinte saturation lumière », http://fr.wikipedia.org/wiki/Teinte_saturation_lumière (2012).

[69] R. H. Ritchie, « Plasma losses by fast electrons in thin films », *Phys. Rev.*, **106**, 874 (1957).

[70] E. Kretschmann et H. Raither, « Plasma resonnance emission in solids », *Z. Naturforsch*, **A23**, 2135 (1968).

[71] C. Bonnand, *Couplage fort entre plasmons de surface et excitons de semiconducteur organique*, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1 (2006).

[72] D. Brissinger, *Étude et manipulation de modes résonnants en champ proche optique*, Thèse de doctorat, École doctorale CARNOT, LPUB, Université de Bourgogne (2010).

[73] J. Zhang, T. Atay et A. V. Nurmikko, « Optical detection of brain cell activity using plasmonic gold nanoparticles », *Nano Letters*, **9** 2, 519 (2009).

[74] V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, E. Devaux, J.-Y. Laluet et T. W. Ebbesen, « Wavelength selective nanophotonic components utilizing channel plasmon polaritons », *Nano Letters*, **7** 4, 880 (2007).

[75] A. Drezet, D. Koller, A. Hohenau, A. Leitner, F. R. Aussenegg et J. R. Krenn, « Plasmonic crystal demultiplexer and multiports », *Nano Letters*, **7** 6, 1697 (2007).

[76] J.-C. Weeber, M. U. González, A.-L. Baudrion et A. Dereux, « Surface plasmon routing along right angle bent metal strips », *Applied Physics Letters*, **87** 22, 221101 (2005).

[77] J. Grandidier, G. C. des Francs, S. Massenot, A. Bouhelier, L. Markey, J.-C. Weeber, C. Finot et A. Dereux, « Gain-assisted propagation in a plasmonic waveguide at telecom wavelength », *Nano Letters*, **9** 8, 2935 (2009).

[78] W.-J. Madore, « Les faisceaux d'airy et leurs applications », *École Polytechnique de Montréal*, **260.2110**, 350.5500 (2011).

[79] M. V. Berry et N. L. Balazs, « Nonspreading wave packets », *Am.J.Phys*, **4**, 264 (1979).

[80] J. Durnin, J. J. Miceli et J. H. Eberly, « Diffraction-free beams », *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1499 (1987).

[81] G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu et D. N. Christodoulides, « Observation of accelerating airy beams », *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 213901 (2007).

[82] J. E. Morris, M. Mazilu, J. Baumgartl, T. Cižmár et K. Dholakia, « Propagation characteristics of airy beams : dependence upon spatial coherence and wavelength », *Opt. Express*, **17** 15, 13236 (2009).

[83] L. Froehly, F. Courvoisier, A. Mathis, M. Jacquot, L. Furfaro, R. Giust, P. A. Lacourt et J. M. Dudley, « Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions », *Opt. Express*, **19** 17, 16455 (2011).

[84] H. Cheng, W. Zang, W. Zhou et J. Tian, « Analysis of optical trapping and propulsion of rayleigh particles using airy beam », *Opt. Express*, **18** 19, 20384 (2010).

[85] J. Baumgartl, M. Mazilu et K. Dholakia, « Optically mediated particle clearing using airy wavepackets », *Nature Photonics*, **2**, 675 (2008).

[86] P. Berini, R. Charbonneau, N. Lahoud et G. Mattiussi, « Characterization of long-range surface-plasmon-polariton waveguides », *Journal of Applied Physics*, **98** 4, 043109 (2005).

[87] S. Bozhevolnyi, V. Volkov, E. Devaux et T. W. Laluet, Jean-Yves ; Ebbesen, « Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators », *Nature*, **440**, 7083 (2006).

[88] A. Salandrino et D. N. Christodoulides, « Airy plasmon : a nondiffracting surface wave », *Opt. Lett.*, **35** 12, 2082 (2010).

[89] A. Minovich, A. E. Klein, N. Janunts, T. Pertsch, D. N. Neshev et Y. S. Kivshar, « Generation and near-field imaging of airy surface plasmons », *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 116802 (2011).

[90] P. Zhang, S. Wang, Y. Liu, X. Yin, C. Lu, Z. Chen et X. Zhang, « Plasmonic airy beams with dynamically controlled trajectories », *Opt. Lett.*, **36** 16, 3191 (2011).

[91] C. J. Zapata-Rodríguez, S. Vuković, M. R. Belić, D. Pastor et J. J. Miret, « Nondiffracting bessel plasmons », *Opt. Express*, **19** 20, 19572 (2011).

[92] J. Lin, J. Dellinger, P. Genevet, B. Cluzel, F. de Fornel et F. Capasso, « Cosine-gauss plasmon beam : A localized long-range nondiffracting surface wave », *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 093904 (2012).

[93] P. Nagpal, N. linquist, S. Oh et D. Norris, « Ultrasmooth patterned metals for plasmonics and metamaterials », *Science*, **325**, 594 (2009).

[94] L. Salomon, G. Bassou, H. Aourag, J. P. Dufour, F. de Fornel, F. Carcenac et A. V. Zayats, « Local excitation of surface plasmon polaritons at discontinuities of a metal film : Theoretical analysis and optical near-field measurements », *Phys. Rev. B*, **65**, 125409 (2002).

[95] H. Kurt et M. Turduev, « Generation of a two-dimensional limited-diffraction beam with self-healing ability by annular-type photonic crystals », *J. Opt. Soc. Am. B*, **29** 6, 1245 (2012).

[96] J. D. Ring, J. Lindberg, A. Mourka, M. Mazilu, K. Dholakia et M. R. Dennis, « Autofocusing and self-healing of pearcey beams », *Opt. Express*, **20** 17, 18955 (2012).

[97] S. John, « Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlatticess », *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2486 (1987).

[98] D. Bernier, *Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde*, Thèse de doctorat, Univesité Paris-sud XI (2008).

[99] L. Lalouat, B. Cluzel, F. de Fornel, P. Velha, P. Lalanne, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin et E. Hadji, « Subwavelength imaging of light confinement in high-q/small-v photonic crystal nanocavity », *Applied Physics Letters*, **92** 11, 111111 (2008).

[100] A. Ovsianikov, A. Ostendorf et B. Chichkov, « Three-dimensional photofabrication with femtosecond lasers for applications in photonics and biomedicine », *Applied Surface Science*, **253** 15, 6599 (2007).

[101] G. Scherrer, M. Hofman, W. Śmigaj, B. Gralak, X. Mélique, O. Vanbésien, D. Lippens, C. Dumas, B. Cluzel et F. de Fornel, « Interface engineering for improved light transmittance through photonic crystal flat lenses », *Applied Physics Letters*, **97** 7, 071119 (2010).

[102] M. Zelsmann, *Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière*,, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1 (2003).

[103] S. Johnson et J. Joannopoulos, « Block-iterative frequency-domain methods for maxwell's equations in a planewave basis », *Opt. Express*, **8** 3, 173 (2001).

[104] M. Dems, R. Kotynski et K. Panajotov, « Planewave admittance method - a novel approach for determining the electromagnetic modes in photonic structures », *Opt. Express*, **13** 9, 3196 (2005).

[105] L. C. Andreani et D. Gerace, « Photonic-crystal slabs with a triangular lattice of triangular holes investigated using a guided-mode expansion method », *Phys. Rev. B*, **73**, 235114 (2006).

[106] M. Notomi, « Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap », *Phys. Rev. B*, **62**, 10696 (2000).

[107] M. Baba, T. ; Nakamura, « Photonic crystal light deflection devices using the superprism effect », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **38**, 909 (2002).

[108] T. Matsumoto, K.-S. Eom et T. Baba, « Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate », *Opt. Lett.*, **31** 18, 2786 (2006).

[109] N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Mélique, D. Lippens, F. de Fornel et O. Vanbésien, « Optical near-field microscopy of light focusing through a photonic crystal flat lens », *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 073901 (2008).

[110] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato et S. Kawakami, « Superprism phenomena in photonic crystals : Toward microscale lightwave circuits », *J. Lightwave Technol.*, **17** 11, 2032 (1999).

[111] A. Lupu, E. Cassan, S. Laval, L. E. Melhaoui, P. Lyan et J. Fedeli, « Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals », *Opt. Express*, **12** 23, 5690 (2004).

[112] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato et S. Kawakami, « Self-collimating phenomena in photonic crystals », *Applied Physics Letters*, **74** 9, 1212 (1999).

[113] J. Chazelas, B. Cabon et D. Dolfi, « Optoélectronique hyperfréquence - multiplexeurs/ démultiplexeurs optiques, référence e3330 », http://www.techniques-ingenieur.fr/ (2003).

[114] T. Prasad, V. Colvin et D. Mittleman, « Superprism phenomenon in three-dimensional macroporous polymer photonic crystals », *Phys. Rev. B*, **67**, 165103 (2003).

[115] B. Momeni, M. Chamanzar, E. S. Hosseini, M. Askari, M. Soltani et A. Adibi, « Strong angular dispersion using higher bands of planar silicon photonic crystals », *Opt. Express*, **16** 18, 14213 (2008).

[116] L. Wu, M. Mazilu, J.-F. Gallet et T. Krauss, « Square lattice photonic-crystal collimator », *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, **1** 1, 31 (2003).

[117] D. W. Prather, S. Shi, J. Murakowski, G. J. Schneider, A. Sharkawy, C. Chen, B. Miao et R. Martin, « Self-collimation in photonic crystal structures : a new paradigm for applications and device development », *Journal of Physics D : Applied Physics*, **40** 9, 2635 (2007).

[118] D. Bernier, X. L. Roux, A. Lupu, D. Marris-Morini, L. Vivien et E. Cassan, « Compact, low cross-talk CWDM demultiplexer using photonic crystal superprism », *Opt. Express*, **16** 22, 17209 (2008).

[119] A. Martinez-Gil, *Nanostructuration de surfaces de silicium pour guider la croissance auto-organisée de nanostructures métalliques*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2005).

[120] A. Talneau, P. Lalanne, M. Agio et C. M. Soukoulis, « Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths », *Opt. Lett.*, **27** 17, 1522 (2002).

[121] P. Russel et T. Birks, « Hamiltonian optics of nonuniform photonic crystals », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, **17**, 1982 (1999).

[122] E. Centeno et D. Cassagne, « Graded photonic crystals », *Opt. Lett.*, **30** 17, 2278 (2005).

[123] E. Centeno, D. Cassagne et J.-P. Albert, « Mirage and superbending effect in two-dimensional graded photonic crystals », *Phys. Rev. B*, **73**, 235119 (2006).

[124] K.-V. Do, X. L. Roux, D. Marris-Morini, L. Vivien et E. Cassan, « Experimental demonstration of light bending at optical frequencies using a non-homogenizable graded photonic crystal », *Opt. Express*, **20** 4, 4776 (2012).

[125] E. Cassan, K.-V. Do, C. Caer, D. Marris-Morini et L. Vivien, « Short-wavelength light propagation in graded photonic crystals », *J. Lightwave Technol.*, **29** 13, 1937 (2011).

[126] D. Dai et J. E. Bowers, « Novel concept for ultracompact polarization splitter-rotator based on silicon nanowires », *Opt. Express*, **19** 11, 10940 (2011).

[127] L. Wu, M. Mazilu, J.-F. Gallet, T. F. Krauss, A. Jugessur et R. M. De La Rue, « Planar photonic crystal polarization splitter », *Opt. Lett.*, **29** 14, 1620 (2004).

[128] X. Ao, L. Liu, L. Wosinski et S. He, « Polarization beam splitter based on a two-dimensional photonic crystal of pillar type », *Applied Physics Letters*, **89** 17, 171115 (2006).

[129] E. Schonbrun, Q. Wu, W. Park, T. Yamashita et C. J. Summers, « Polarization beam splitter based on a photonic crystal heterostructure », *Opt. Lett.*, **31** 21, 3104 (2006).

[130] V. Zabelin, L. A. Dunbar, N. L. Thomas, R. Houdré, M. V. Kotlyar, L. O'Faolain et T. F. Krauss, « Self-collimating photonic crystal polarization beam splitter », *Opt. Lett.*, **32** 5, 530 (2007).

[131] E. Cassan, K. V. Do, J. Dellinger, X. L. Roux, F. de Fornel et B. Cluzel, « Polarization beam splitting using a birefringent graded photonic crystal », *Opt. Lett.*, **38** 4, 459 (2013).

[132] P. Halevi, A. A. Krokhin et J. Arriaga, « Photonic crystal optics and homogenization of 2D periodic composites », *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 719 (1999).

[133] J. Li et J. B. Pendry, « Hiding under the carpet : A new strategy for cloaking », *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 203901 (2008).

Résumé : La microscopie en champ proche optique permet d'analyser les phénomènes optiques avec une résolution spatiale sublongueur d'onde comme par exemple la localisation et la propagation de la lumière dans des cristaux photoniques. D'une manière générale, les méthodes de microscopie en champ proche optique reposent sur le positionnement à l'échelle nanométrique d'une sonde locale à proximité de l'échantillon à analyser, puis sur la détection du signal diffusé et collecté lors du balayage de la sonde. En fonction du type de détection optique mise en oeuvre ou du type de sonde utilisée, les grandeurs physiques communément accessibles par ces méthodes sont les distributions spatiales de l'amplitude et de la phase ou de l'intensité des composantes électriques ou magnétiques du champ sondé.

Ce travail de thèse est consacré à la mise en place d'une détection hyperspectrale en champ proche optique dans le but de comprendre et de caractériser, à des échelles sublongueurs d'onde, les propriétés spectrales et spatiales de systèmes optiques miniaturisés. L'imagerie hyperspectrale fournit en une seule acquisition, une série d'image à chaque longueur d'onde dans les gammes spectrales visibles, infrarouges et aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Cette nouvelle technique d'imagerie a permis l'observation, sur une large bande spectrale, de phénomènes électromagnétiques dépendant de la longueur d'onde tels que les effets superprisme et mirage dans les cristaux photoniques et la mise en forme de faisceaux de Bessel plasmoniques.

Mots clés : champ proche optique, imagerie hyperspectrale, nanophotonique, cristaux photoniques, faisceaux plasmoniques

Abstract : The scanning near-field optical microscopy (SNOM) is used to analyze optical phenomena at the sub-wavelength scale such as light localization and propagation in photonic crystals or plasmonic devices. In any case, SNOM experiments rely on the positioning of a local probe in the optical near field of a given structure and on the detection of the surrounding evanescent waves. Depending on the nature of the probe or on the optical detection method, the detected physical properties are the spatial distributions of the amplitude and phase or the intensity of the electric and magnetic components of the probed field.

We present here the implementation of an innovative hyperspectral near-field imaging method which aims to detect both spectral and spatial properties of an optical nanosystem at the subwavelength scale. The presented method provides a batch of images over a broad spectral range at visible ; near-infrared and telecommunication wavelengths. Using this technique, we report here the near-field observations through the spectrum of the emblematic electromagnetic phenomena involved in photonic crystals and plasmonics such as light waveguiding, trapping or beam shaping.

Key words : near-field optics, hyperspectral imaging method, nanophotonics, photonic crystals, plasmon beam