



HAL
open science

Contribution à l'étude de guides à la limite de diffraction couplés : les canaux des fibres microstructurées

Alin Marian Apetrei

► **To cite this version:**

Alin Marian Apetrei. Contribution à l'étude de guides à la limite de diffraction couplés : les canaux des fibres microstructurées. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00157847

HAL Id: tel-00157847

<https://theses.hal.science/tel-00157847>

Submitted on 27 Jun 2007

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.

Thèse présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS XI

Spécialité : Optique et Photonique

par

Alin Marian APETREI

**Contribution à l'étude de guides à la limite de
diffraction couplés : les canaux des fibres
microstructurées**

Soutenue le 03 avril 2007 devant le jury composé de :

M. Marc DOUAY	Rapporteur
M. John DUDLEY	Rapporteur
M. Jean-Michel JONATHAN	
M. Juan Ariel LEVENSON	Directeur de thèse
M. Gilles MELIN	Examineur
M. Jean-Marie MOISON	Directeur de thèse

Thèse préparée au **Laboratoire de Photonique et de Nanostructures** CNRS UPR20

A Anca

Remerciements

Cette thèse a été effectuée au sein du Laboratoire de Photonique et de Nanostructures à Marcoussis. Je remercie directeurs du laboratoire, Jean Yves Marzin et Marcel Benssoussain, de m'avoir chaleureusement accueilli au sein de leur laboratoire. Un grand merci particulier à Jean Yves Marzin, pour son grand aide dans les moments difficiles sur le plan personnel.

J'ai eu la chance d'avoir deux directeurs de thèse, car c'est vraiment une chance de pouvoir bénéficier de la grande expérience de deux mentors à la fois. Je remercie donc, de tout mon cœur, Juan Ariel Levenson et Jean-Marie Moison, de m'avoir fait confiance, m'avoir tant appris, m'avoir soutenu dans toutes les circonstances. Je leur remercie d'avoir su me féliciter quand j'ai fait bien et m'apostropher quand j'ai fait moins bien. En particulier, j'adresse un grand merci à Ariel, qui m'a énormément aidé dans les moments difficiles en début de thèse, et un tout aussi grand merci à Jean-Marie, pour son énorme patience, pédagogie et disponibilité, pendant ces années.

Je remercie nos collaborateurs d'Alcatel Recherche et Innovation, qui ont beaucoup contribué à la réussite de cette thèse, par la grande qualité technologique des fibres. Je remercie en particulier Gilles Melin, d'une part pour l'aide qu'il m'a fourni chaque fois que j'ai eu besoin, et d'autre part pour avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je suis très honoré de la présence dans mon jury en tant que rapporteurs, de Marc Douay et John Dudley. Je leur remercie d'avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie Jean-Michel Jonathan d'avoir accepté de faire également partie du jury.

Je remercie tous les membres présents ou anciens du groupe Photonique (Alejandro, Crina, Elisa, Gabi, Gabriele, Fabrice, Kamel, Marjorie, Minh Châu, Nadia, Paul, Rama, Timothy), qui m'ont beaucoup aidé sur le plan professionnel, et avec qui j'ai passé de moments inoubliables sur le plan personnel. En particulier, j'exprime toute ma gratitude à Rama, qui m'a beaucoup aidé, elle aussi, dans les moments difficiles de début, je remercie Crina pour ses précieux conseils pendant le stage, Paul pour sa grande disponibilité et la

qualité de ces conseils techniques, Kamel pour sa patience et pédagogie pendant le stage, Gabriele pour son soutien moral.

Je remercie toutes les personnes du laboratoire qui ont contribué à cette réussite, et en particulier au service informatique, au secrétariat et à l'atelier mécanique.

Une autre personne qui je remercie de tout mon cœur est mon épouse, Anca. Elle m'a félicité pour mes réussites, soutenu et encouragé pendant les moments durs, écouté et supporté quand j'étais de mauvaise humeur. Sans son énorme soutien et sagesse pendant des nombreuses années (études et doctorat), je ne serais pas arrivé si loin.

Je remercie mes anciens professeurs, de collègue jusqu'à l'université, pour tout ce qu'ils m'ont appris. En particulier, je remercie M. Singurel de m'avoir fait confiance et offert la possibilité de faire le stage à LPN.

Je remercie Radu, dont les conseils m'ont beaucoup aidé, surtout pendant la rédaction du manuscrit.

Mulțumesc mult părinților mei pentru toate sacrificiile pe care le-au făcut ca eu să ajung aici. În aceeași măsură îi mulțumesc și surorii mele Andreea, pentru înțelegerea și bunăvoința de care a dat dovadă ani de-a rândul. Le mulțumesc socriilor mei pentru ajutorul lor în nenumarate rânduri.

Table de Matières

LISTE D'ABREVIATIONS	5
INTRODUCTION	7
CHAPITRE I : FIBRES MICROSTRUCTUREES ET MICROSCOPIE OPTIQUE EN CHAMP PROCHE	17
1. La fibre standard monomode et la fibre microstructurée	18
1.1. La fibre standard monomode	18
1.2. La fibre microstructurée	21
1.3. Méthodes numériques pour la modélisation des fibres	24
1.4. Introduction de la réponse non linéaire	26
2. La microscopie en champ proche	29
2.1. La notion de champ proche optique	29
2.2. Description du microscope optique en champ proche	30
3. Application de la microscopie en champ proche aux fibres MOF	36
3.1. Fibre microstructurée conçu pour le traitement tout optique du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$	36
3.2. Autre exemple de SNOM appliqué aux fibres microstructurées	43
4. Du guide unique au réseau de guides couplés	47
4.1. Motivation	47
4.2. Simulations numériques et confirmation expérimentale du guidage dans les canaux trifoliés	48
4.3. Conclusions	54
5. Conclusions	55
CHAPITRE II : COUPLAGE ENTRE GUIDES D'ONDES ASYMETRIQUES MULTIMODES DE TYPE FIBRE MICROSTRUCTUREE	57
1. Introduction	58
2. Topographie et modélisation	60
3. Modèles théoriques et prédictions quantitatives	67

3.1. Théorie des Modes Couplés appliquée au battement inter-cœurs	67
3.1.1. Evolution de la puissance optique avec la propagation	68
3.1.2. Variation de la puissance optique avec λ	70
3.2. Théorie de l'interférence appliquée au battement intermodal.....	74
4. Résultats expérimentaux en régime linéaire.....	78
4.1. Expériences préliminaires – interférence de type Young.....	78
4.2. Montage expérimental et principe de mesure	81
4.3. Expériences complémentaires pour optimiser l'acquisition	83
4.4. Résultats expérimentaux et discussions sur les couplages inter-cœurs et intra-cœur ...	86
5. Expériences en régime non linéaire	100
5.1. Motivation	100
5.2. Dispositif expérimental	100
5.3. Résultats expérimentaux et discussions	101
6. Conclusions	107
 CHAPITRE III : RESEAU 2D DE GUIDES A LA LIMITE DE DIFFRACTION COUPLES DANS LA FIBRE MICROSTRUCTUREE 109	
1. Introduction	110
2. Cadre théorique.....	112
3. Conception	115
3.1. Estimation de l'asymétrie $\Delta\beta$	116
3.2. Estimation de la constante de couplage k	118
3.3. Conclusions de l'étape de conception	122
4. Topographie.....	123
5. Caractérisation de la propagation dans le réseau	127
5.1. Motivations et objectifs	127
5.2. Dispositif expérimental	127
5.3. Propagation dans les canaux	128
5.3.1. Démonstration du guidage.....	128
5.3.2. Mesure des pertes	130
5.4. Le couplage entre les canaux trifoliés	136
5.4.1. Démonstration du couplage entre canaux.....	136
5.4.2. Mesure semi quantitative de l'efficacité du couplage entre les canaux trifoliés	137
5.4.3. Des expériences auxiliaires	155

6. Conclusions et perspectives	161
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	165
BIBLIOGRAPHIE	171
RESUME	177
ABSTRACT	179
PRODUCTION SCIENTIFIQUE	181

Liste d'abréviations

GLD	guide à la limite de diffraction
MOF	microstructured optical fiber
PCF	photonic crystal fiber
PBF	photonic bandgap fiber
HF	holey fiber
SMF	standard monomode fiber
SNOM	scanning near-field optical microscopy
AFM	atomic force microscopy
MEB	microscopie électronique à balayage
NOLM	nonlinear optical loop mirror
EDFA	erbium doped fiber amplifier
TMC	théorie des modes couplés
TMN	théorie des modes normaux
CCD	charge-coupled devices
DFB	distributed feedback laser
BPM	beam propagation method
PM	puissance mètre
OSA	optical spectrum analyzer
BS	beam-splitter
FWM	four wave mixing/ mélange à quatre ondes
FEM	finite element method
FDM	finite difference method
FDTD	finite difference time domain

Introduction

Les fibres optiques microstructurées (MOFs) constituent un type particulier de fibres optiques. Elles sont constituées d'un cœur, habituellement en silice, et d'un réseau de trous d'air. Dans de telles fibres deux types de mécanismes de guidage peuvent être mis à l'œuvre. Lorsque le mécanisme de guidage est basé sur l'existence d'une bande interdite photonique similaire à celle des cristaux photoniques, on les appelle fibres à bande interdite ou fibres à cristal photonique (PCF). Lorsque le mécanisme de guidage est la réflexion totale, modifiée par la structuration périodique de la gaine et similaire aux fibres standards monomodes, on les appelle fibres à trous (ou HF pour holey fibres). Le réseau bidimensionnel (2D) de trous d'air assure un indice équivalent inférieur à celui du cœur et la réflexion interne est ainsi possible. Ce sont ces fibres qui ont été étudiées au cours de ma thèse et je les désignerai par l'appellation fibres microstructurées ou MOF.

Depuis leur apparition il y a une dizaine d'années [1], les fibres microstructurées ont été largement étudiées. Si les fibres standard ont été étudiées et ensuite employées dans les télécommunications, l'éventail de thèmes de recherche concernant les fibres MOF est bien plus large. En particulier, le premier modèle scalaire proposé par Birks et al [2] rendant compte du caractère monomode de ces fibres quelque soit la longueur d'onde, si le rapport entre le diamètre des trous et la période du réseau est inférieur à 0,44, a été suivi par de très nombreux articles théoriques et expérimentaux [3]. En régime linéaire, ils portent sur la modélisation de la propagation dans le cœur par diverses méthodes directes (FEM, FDTD, MFL, etc...) et inverses (algorithme génétique [4]) et visent l'obtention des modes propres [5], de la relation entre les paramètres géométriques et la multimodalité [6], de la biréfringence [7] et des pertes [8]. Les propriétés dispersives de ces fibres constituent un autre aspect fortement étudié théoriquement [9, 10] et expérimentalement [11, 12]. La variété de ces propriétés est assurée par le fait que l'indice de la gaine dépend de la longueur d'onde. En fonction des paramètres géométriques, l'onde électromagnétique pénètre plus ou moins profondément dans la gaine, en imposant ainsi un indice équivalent plus ou moins élevé. Ainsi, contrairement aux fibres standards, une véritable ingénierie de la dispersion [10, 11] est possible dans ces fibres.

Au delà de la possibilité de contrôle de la dispersion, un autre aspect a également attiré l'attention sur ces fibres. Il s'agit du fort potentiel en régime non linéaire des fibres à fort facteur de remplissage en air. Celui-ci génère une diminution de l'indice de la gaine beaucoup plus importante que pour les fibres SMF, ce qui donne un très fort contraste d'indice Δn entre le cœur et la gaine. Ceci est exploité dans le domaine de l'optique non linéaire, pour réduire la

taille du cœur, tout en gardant le confinement du mode optique. La taille du mode est ainsi diminuée. L'aire effective du mode, qui est une autre façon de caractériser l'extension spatiale du mode, est ainsi diminuée, elle aussi. Par conséquent, la densité du mode est ainsi renforcée et les effets non linéaires du troisième ordre sont très exaltés par rapport à la fibre standard SMF. La forte non linéarité associée au contrôle de la dispersion a généré des nombreux travaux qui portent sur la lumière blanche: (a) les sources de bruit [13], (b) les mécanismes de génération [14-16], et (c) son utilisation pour la métrologie ou pour la réalisation de sources spectralement larges [17], pour la compression d'impulsions [18], pour l'obtention de solitons optiques et l'utilisation du mécanisme de "self frequency shift" comme source de longueur d'onde variable [19]. La génération de photons jumeaux [20], la boucle non linéaire de type interféromètre de Sagnac pour la régénération 2R [21] et le démultiplexage [22] ont également été étudiées. C'est le domaine des fibres ayant des tailles de cœur très petites, à savoir de l'ordre de la longueur d'onde. Un outil adéquat pour l'étude de ces MOFs est la microscopie optique en champ proche (SNOM), qui offre simultanément l'information topographique et optique, et ceci avec une résolution sous-longueur d'onde. Lorsque j'ai démarré ma thèse, très peu de travaux expérimentaux utilisant un SNOM pour analyser les modes et les pertes des MOFs à faible taille de cœur, avaient été publiés. L'objectif du premier chapitre de cette thèse est de réaliser une analyse fine des modes supportés par une MOF à faible taille du cœur, conçue pour des applications non linéaires de traitement du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ en combinant des expériences SNOM en extrémité de fibre et des simulations numériques.

Profitant du fort confinement du mode grâce au fort contraste d'indice, on peut réduire la taille du cœur et diminuer l'aire effective. Mais différents articles théoriques [23-25] ont montré récemment l'existence d'une limite à la diminution de l'aire effective A_{eff} . Il existe un rayon de l'ordre de $\lambda/2n$ qui minimise l'aire effective. Le guide qui a ce rayon particulier est appelé *guide à la limite de diffraction (GLD)*. Il existe plusieurs motivations d'aller vers le GLD. La première est la compacité d'un potentiel réseau 2D de tels guides. Avec des guides à la limite de diffraction, on pourrait gagner en densité un facteur 100 par rapport à un réseau de fibres SMF. La deuxième motivation est offerte par la forte sensibilité du mode à l'absorption dans les ailes. Ceci pourrait être utilisé pour faire de détecteurs de gaz ou de liquide. La troisième motivation se trouve, comme on l'a déjà anticipé, dans l'augmentation des effets non linéaires par le renforcement de la densité du mode dans le cœur.

C'est ainsi que tout un nouveau domaine de recherches est apparu. Sachant que la fibre SMF a un rayon qui est très loin de cet optimum et qu'on ne peut pas s'y approcher à cause du faible contraste d'indice Δn dans ces fibres (quelques 10^{-3}), la solution pour réaliser le GLD est d'augmenter le Δn pour pouvoir diminuer le diamètre du cœur. Plusieurs solutions pratiques ont été proposées pour la réalisation de ces guides. Il s'agit principalement des fibres microstructurées étirées [26-30] et des barreaux de silice [31, 32]. Notons par ailleurs que les guides du type ruban en semi-conducteurs et de petite taille et les guides plasmoniques constituent des alternatives également explorées mais possèdent à ce jour des pertes extrêmement élevées.

Les fibres MOF étirées sont fabriquées par chauffage local et étirement uniforme de la fibre. Le chauffage se fait à l'aide d'une flamme à gaz. Le profil spatial du taper ainsi obtenu et ses propriétés dépendent de la température de la flamme et de la vitesse de l'étirement. Ces paramètres sont choisis afin que la viscosité de la fibre soit équilibrée par la tension transverse. On peut obtenir un facteur de réduction des dimensions transverses de quelques dizaines. Le schéma d'une fibre étirée avec les dimensions caractéristiques selon [28] est présenté dans la Figure In.1.

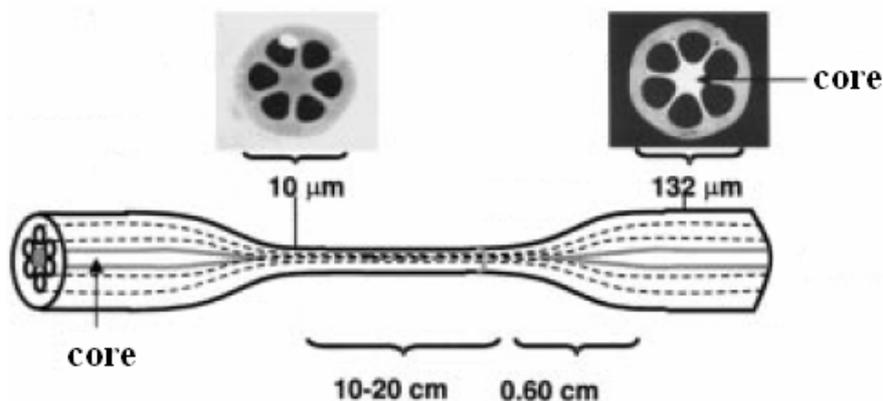


Figure In.1 Schéma d'une fibre microstructurée étirée [28].

Dans cet article, Lizé et al. mesurent des pertes de l'ordre de 0,03 dB/mm pour un adaptateur de 0,9 µm de diamètre intérieur en utilisant un laser fibré de faible largeur spectrale et un multimètre optique. Ils ont également calculé le coefficient non linéaire γ en fonction du diamètre de la structure et trouvé l'existence d'un diamètre optimal pour maximiser γ . Ils ont aussi calculé la dispersion de la vitesse de groupe (GVD) pour plusieurs diamètres et prévoient la possibilité de balader la longueur d'onde de dispersion nulle sur une large plage.

Il existe plusieurs applications possibles pour ces fibres étirées. Foster et al. [33] ont généré un supercontinuum sur une octave avec des impulsions de 250 pJ à $\lambda=800$ nm issues d'un laser Ti:Sapphire, sur une zone d'environ 7 cm de taper ayant un diamètre du cœur de $\sim 0,55$ μm et des pertes de $\sim 0,1$ dB/mm. Chandalia et al. [27] ont démontré le soliton self-frequency shift entre 1,3 μm et 1,65 μm avec une efficacité de conversion de 60 % sur une zone de ~ 10 cm de fibre MOF dopée Ge, en utilisant 50 mW de puissance crête maximale. Minkovich et al. [29] utilisent une fibre étirée recouverte d'une couche mince perméable de palladium et dont les trous d'air sont effondrés, en tant que détecteur de gaz. La zone étirée de ~ 1 cm de long et 28 μm de diamètre extérieur, devient alors multimode. La modification du battement spectral entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur suite à la présence d'hydrogène à l'extérieur de la zone étirée, renseigne sur la concentration du gaz. Une concentration de quelques pourcent est ainsi mise en évidence, avec un temps de réponse d'une dizaine de secondes. Moss et al. [30] utilisent deux fibres étirées comme coupleurs à l'entrée et à la sortie d'un guide ruban chalcogénure. Les pertes totales de fibre à fibre à $\lambda=1,55$ μm sont de 5,4 dB pour des adaptateurs ayant un diamètre extérieur de 5 μm et une longueur autour de 4 mm. Les pertes de propagation sont de l'ordre de 0,3 dB/mm.

Dans l'un des articles les plus importants sur les barreaux de silice, Tong et al. [31] ont utilisé un procédé d'étirage en deux étapes. Une fibre standard SMF est chauffée à l'aide d'une flamme et étirée jusqu'à un diamètre micrométrique. Dans la deuxième étape (Figure In.2 a), le taper est étiré autour d'une barre de saphir chauffée, ayant un diamètre d'environ 80 μm .

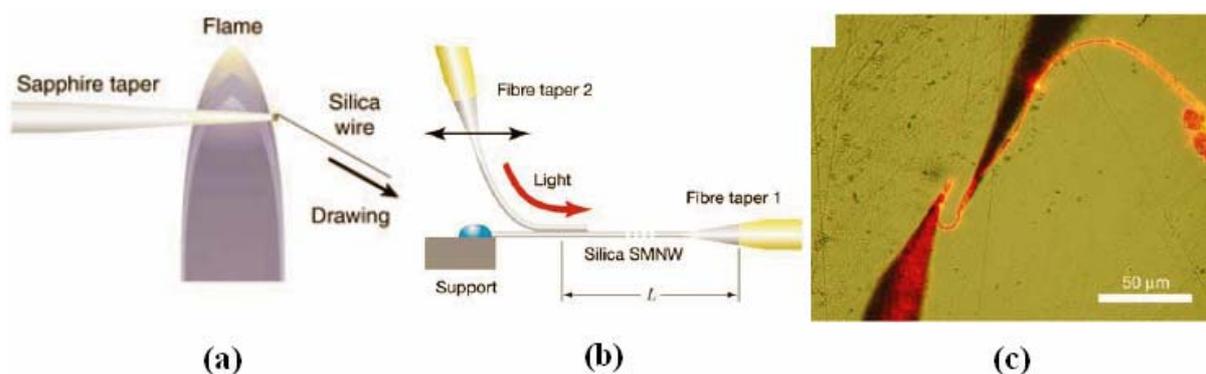


Figure In.2 (a) Schéma de la deuxième étape de la fabrication [31]; (b) couplage à l'entrée et à la sortie de la barre de silice avec des adaptateurs; (c) manipulation avec des pointes de microscope à effet tunnel.

Cette méthode a permis de fabriquer des barreaux ayant un rayon aussi petit que 0,2 μm . Pour un barreau ayant un rayon de l'ordre de 0,5 μm et une longueur ~ 4 mm, les pertes

sont $\sim 0,1$ dB/mm à $\lambda=1,55$ μm . Le couplage d'entrée et de sortie (Figure In.2 (b)) se fait à l'aide d'adaptateurs très fins, fabriqués dans le processus d'étirage. La manipulation est encore plus difficile pour courber la barre. Pour ceci, on utilise deux pointes de microscope à effet tunnel (Figure In.2 (c)).

Plus récemment, Brambilla et al. [34] ont utilisé une technique similaire à celle utilisée pour les fibres MOF étirées. Une fibre SMF ($D\sim 125$ μm) usuelle pour les télécommunications est tirée par deux glissières avec une précision sous-micrométrique. Une petite région de la fibre est chauffée par une flamme de rayon millimétrique alimentée par de l'oxygène et de l'isobutane. Les barreaux obtenus sont alors uniformes, de quelques 4 centimètres de longueur, avec une zone de transition adiabatique de quelques centimètres également. Les rayons peuvent être aussi faibles que 430 nm et peuvent présenter des pertes de l'ordre de 10^{-2} dB/mm. Les variations relatives du diamètre sont de 3,1%.

Les potentialités ouvertes par l'existence de tels guides sont multiples, mais ces objets ont quelques inconvénients. Ils sont fragiles, leur longueur est limitée à quelques centimètres, la région de transition pour les MOFs étirées n'est pas toujours adiabatique, l'homogénéité sur toute la longueur mesurée par la variation relative du diamètre est de l'ordre de quelques pourcents, l'injection de la lumière dans les barres de silice est très délicate, nécessitant souvent des adaptateurs ou des pointes de microscope à effet tunnel très fragiles, la manipulation des barreaux est également très délicate, les pertes se situent entre quelques 10^{-2} et 0,1 dB/mm pour des diamètres autour du diamètre optimal. Le Tableau 1 résume les principales caractéristiques de ces deux types de guides à la limite de diffraction.

	Longueur typique (cm)	Pertes ($\lambda=1,55$ μm) (dB/mm)	Uniformité diamètre (%)	Fabrication	Injection et manipulation	Robustesse	Possibilité réseau 2D
MOF étirée	< 20	< 10^{-1}	~ 3	Difficile	Moyenne	Faible	non
Barreau Si	< 5	< 10^{-1}	~ 3	Difficile	Difficile	Faible	non

Tableau 1 Résumé des propriétés des MOFs étirées et des barreaux de Silice.

L'ensemble de ces remarques nous conduit à la démarche de cette thèse et à son objectif principal. Nous avons en effet proposé une alternative pour la réalisation de guides ultimes : l'utilisation des canaux de la gaine d'une fibre MOF, où chaque ensemble de trois trous d'air adjacents délimite un possible guide d'onde. Le cœur du guide est un canal de silice, dit trifolié en raison de sa forme géométrique. Dans un tel guide, le mécanisme de guidage serait la réflexion totale interne modifiée, toute-à-fait similaire au mécanisme de guidage dans le cœur d'une MOF habituelle. Pour vérifier l'hypothèse du guidage nous avons fait des expériences dans lesquelles on injecte dans les canaux de la fibre conçue pour les applications en télécommunications et étudiée auparavant, et on enregistre à l'aide du SNOM la carte de sortie. Ces expériences sont décrites dans la dernière partie du chapitre I.

Une des particularités de l'approche choisie est l'existence d'un réseau, pouvant être très compact, de canaux trifoliés. Il s'agit d'une géométrie avec un fort potentiel d'applications, quasiment irréalisable avec les deux approches décrites plus haut. De plus, ces canaux trifoliés peuvent, avec les technologies de fabrication des MOF, atteindre des dimensions de guides ultimes pour l'optique non linéaire. On pourrait ainsi disposer d'un réseau 2D de guides couplés. L'idée d'utiliser les canaux trifoliés en tant que guides d'ondes a été reprise dans la littérature, mais avec une approche complémentaire de la nôtre. Il s'agit d'utiliser les microcanaux situés dans une gaine non uniforme, comme guides isolés les uns des autres, pour démontrer différents scénarios non linéaires possibles, selon les caractéristiques de chaque guide [35]. L'hypothèse de guidage dans un canal trifolié ayant été vérifiée dans le chapitre I, la question cruciale qu'il convient d'élucider est celle du couplage entre canaux. La question n'est pas triviale, tant que la définition de la gaine reste très difficile. De plus, les canaux pourraient être multimodes et différents les uns des autres. Pour mieux cerner le rôle de la multimodalité, inévitable à fort d/Λ , et celui de l'irrégularité des canaux trifoliés, une étape intermédiaire nous est parue nécessaire. Nous avons entrepris l'étude d'une fibre MOF à deux cœurs qui présente également des difficultés, mais constitue un système model plus simple que les canaux trifoliés. D'une part la littérature est peu nombreuse mais existe [36-38], d'autre part il s'agit de cœurs hexafoliés usuels. Nos travaux sur une MOF à deux cœurs sont présentés dans le chapitre II.

Munis des principales conclusions sur la propagation dans le cœur et dans un canal trifolié, puis sur l'effet de l'inhomogénéité et de la multimodalité sur le couplage dans un système à deux cœurs de type MOF, nous nous sommes attelés à la conception d'un réseau de guides à la limite de diffraction couplés, en régime linéaire, en employant la théorie de modes

couplés en tenant compte des inhomogénéités locales, inévitables en pratique. L'idée d'une fibre MOF multicoeurs n'est pas nouvelle, mais l'approche existante déjà dans la littérature est fondamentalement opposée à la nôtre, à savoir l'ensemble de guides complètement isolés les uns des autres. La motivation de cette approche est soit de faire une étude comparative des différents scénarios non linéaires pour conditions d'injections quasi-identiques [39] dans une MOF à arrangement aléatoire de trous d'air, soit de faire de l'imagerie [40] à l'aide d'une MOF à réseau carré de trous.

Notre approche, par contre, est d'utiliser les canaux trifoliés en tant que réseau de guides couplés. Il existe plusieurs motivations associées à cette idée. A moyen terme, il s'agit de mettre en évidence dans un réseau 2D, des effets prédits théoriquement et plus ou moins observés expérimentalement, dans les réseaux 1D de guides en semiconducteur. En régime linéaire, il s'agit de la diffraction discrète et la diffraction anormale [41], la propagation sans diffraction dans certaines conditions d'injection, ou l'anisotropie de la diffraction [42] (spécifique au réseau à deux dimensions). En régime non linéaire, il s'agit du contrôle de la diffraction par des effets de type solitonique [43, 44]. A long terme, le but est de réaliser le traitement parallèle tout-optique du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, en régime linéaire et non linéaire (multiplexage/démultiplexage, mémoires, réseaux neuronaux, traitement d'image, etc...). Cette démarche est inspirée par exemple, des travaux de contrôle de la lumière par la lumière réalisés par Meier et al. [45], où la sortie d'un faisceau signal de faible intensité et contrôlée par un faisceau bloqueur de forte intensité. On réalise ainsi un commutateur tout-optique.

Le travail conduisant à la conception d'une fibre dénuée de cœur est décrit dans la première partie du chapitre III. Cette fibre a été fabriquée par Alcatel Recherche et Innovation, Marcoussis. La suite du chapitre est consacrée aux études topographiques et optiques du guidage dans les canaux trifoliés. Dans la partie la plus importante du chapitre, nous avons proposé et employé diverses méthodes (imagerie optique, balayage de la longueur d'onde, etc...) pour quantifier globalement l'efficacité du couplage entre les guides du réseau et pour démontrer ainsi l'existence de supermodes réguliers, mettant en jeu l'ensemble des canaux trifoliés. La tâche a été très difficile, pour plusieurs raisons. La première est liée à la longue distance de propagation par rapport à la longueur de couplage, qui est la distance caractéristique de transfert d'énergie entre deux guides adjacents. Dans un réseau parfait, la propagation se fait par des supermodes, dont l'interférence fait apparaître des minimas et de maximas d'intensité. C'est en raison de cette longue distance de propagation, qu'on ne peut pas connaître avec précision où se situe la face de sortie par rapport aux maximas et minimas. La

deuxième raison est l'existence d'un grand nombre de configurations de sortie possibles, pour quasiment les mêmes conditions d'injections. Ceci est à cause du grand nombre de supermodes supportés par le réseau, et du nombre encore plus grand des possibilités d'interférence entre ces modes. La troisième raison, et la plus importante, est l'inexistence dans la littérature, des méthodes proposées pour quantifier l'efficacité du couplage dans un réseau de guides. C'est pour ceci que nous avons proposé plusieurs méthodes.

Chapitre I

Fibres microstructurées et microscopie optique en champ proche

1. La fibre standard monomode et la fibre microstructurée

Dans les paragraphes qui suivent nous introduisons tout d'abord quelques notions et propriétés générales des SMF nécessaires pour décrire les MOFs. Plus d'informations peuvent être trouvés par exemple dans la référence [46]. Puis, d'autres propriétés spécifiques aux MOFs, seront présentées dans la deuxième partie.

1.1. La fibre standard monomode

Une fibre standard est un guide d'onde cylindrique (Figure I.1) composé d'un cœur de rayon R et d'indice de réfraction n_c et d'une gaine de rayon bien plus grand et d'indice de réfraction n_g . Le guidage y est assuré par le mécanisme de réflexion totale interne.

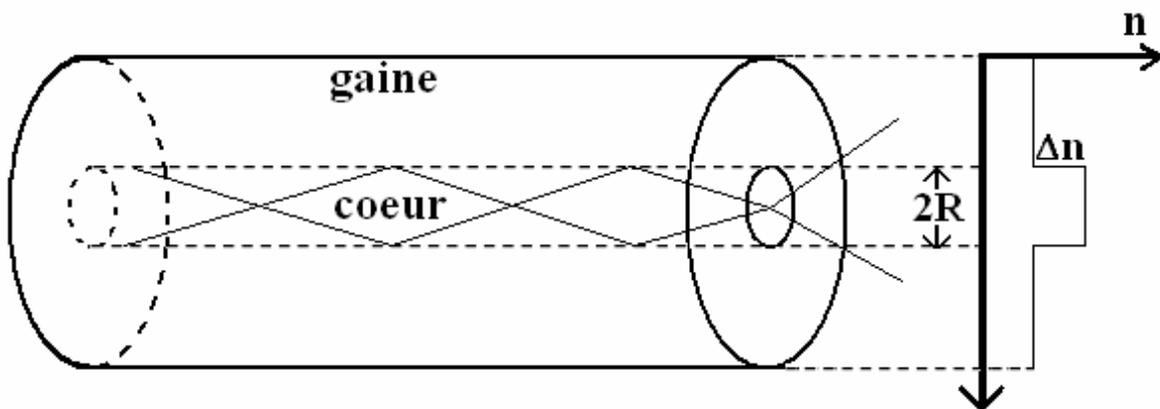


Figure I.1 Schéma d'une fibre SMF et son profil d'indice de réfraction. Le guidage est assuré par la réflexion totale interne des rayons

A partir des équations de Maxwell on obtient l'équation de propagation pour le champ électrique $E(\rho, \Phi, z)$ et magnétique $H(\rho, \Phi, z)$. En décomposant $E(\rho, \phi, z) = F(\rho)\Phi(\phi)Z(z)$, on obtient trois équations différentielles pour les trois fonctions F , Φ et Z . La solution pour $Z(z)$ est $Z = \exp(j\beta z)$, où β est la *constante de propagation*. La solution pour Φ est $\Phi(\phi) = \exp(jm\phi)$ où m est entier. Pour $F(\rho)$ la solution s'écrit sous la forme de fonctions Bessel de type $J(t\rho)$, donc quasi-gaussiennes, dans le cœur et de type $K(p\rho)$, donc décroissantes exponentiellement, dans la gaine. Les coefficients t et p sont donnés par :

$$t^2 = n_c^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (I.1)$$

$$p^2 = \beta^2 - n_g^2 k_0^2 \quad (I.2)$$

p^{-1} est la *longueur de décroissance* dans la gaine qui diminue avec le contraste d'indice Δn et augmente avec λ . Ces fonctions de type Bessel sont pondérées par des constantes que l'on peut déterminer en imposant les conditions de continuité pour $E(\rho, \Phi, z)$ et $H(\rho, \Phi, z)$. On arrive ainsi à avoir un ensemble d'équations homogènes qui ont une solution non-nulle si le déterminant vaut 0. Cette condition est une équation dont les solutions sont les valeurs des constantes de propagation β_{mn} . A la place de β , il est souvent utilisé la notion d'*indice effectif du mode* $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$, ou $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et λ_0 est la longueur d'onde dans le vide. Ces distributions du champ, qui ne changent qu'avec un facteur de phase pendant la propagation et satisfont à toutes les conditions de bord, constituent les modes optiques de la fibre. En général, E_z et H_z sont non nuls. Ces modes sont appelés des modes hybrides et ils sont notés en abrégé HE_{nm} ou EH_{nm} selon que $H > E$ ou vice-versa.

Les modes sont souvent groupés en trois catégories : guidés ($n_g < n_{\text{eff}} < n_c$), de fuite ($n_{\text{eff}} < n_g$) et radiatifs. Pour chaque mode, à l'exception du mode HE_{11} , il existe une longueur d'onde où $n_{\text{eff}} = n_g$ et le mode est dit atteindre la condition de coupure. Un paramètre très important pour déterminer la condition de coupure est la *fréquence normalisée*, ou tout simplement le *paramètre V*, défini comme :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_0} R (n_c^2 - n_g^2)^{1/2} \cong \frac{2\pi}{\lambda_0} R \sqrt{n_c} \sqrt{2\Delta n} \quad (I.3)$$

où $\Delta n = (n_c - n_g)$ est le *contraste d'indice* entre le cœur et la gaine. Au-dessous d'une certaine valeur pour V , tous les modes à l'exception du mode HE_{11} atteignent la coupure. On appelle le mode HE_{11} *le mode fondamental*, tandis que les autres modes guidés sont appelés *modes d'ordre supérieur*. On dit qu'une fibre est monomode si tous les modes d'ordre supérieur atteignent leur coupure, ce qui revient à imposer la condition $J_0(V) = 0$ pour les deux modes d'ordre supérieur HE_{01} et EH_{01} qui sont aussi connus comme TE_{01} et TM_{01} , car ils ont soit $E_z = 0$ soit $H_z = 0$. La plus petite valeur pour laquelle $J_0(V) = 0$ est $V = 2,405$ qui devient la condition de monomodalité de la fibre.

Pour une fibre standard, $\Delta n/n \ll 1$ (approximation du guidage faible) et le mode HE_{11} est polarisé approximativement linéairement, par exemple $E_y = 0$ et $E_x \neq 0$. Mais la fibre supporte un deuxième mode polarisé linéairement, avec $E_y \neq 0$ et $E_x = 0$. Si la fibre est parfaite, les deux modes ont la même constante de propagation β . Pour une fibre réelle, à cause des imperfections, les deux modes sont non dégénérés $\beta_x \neq \beta_y$. La conséquence de cela est le battement entre ces deux modes avec une *longueur de battement* $L_b = \pi/(\beta_x - \beta_y)$. Sur deux

longueurs L_b , l'état de polarisation change de linéaire E_x à elliptique, linéaire E_y , elliptique et de nouveau linéaire E_x .

La distribution du champ est approximée en pratique par une gaussienne de type:

$$E_x = A \exp(-\rho^2/w^2) \exp(j\beta z) \quad (I.4)$$

où w est la *taille du mode*. Dans les SMF, $w \sim 4-5 \mu\text{m}$. Une notion très importante liée à la taille du mode est l'*aire effective* qui traduit le confinement et la densité optique du mode. Une définition souvent utilisée est la suivante :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left| \iint E(x,y) dx dy \right|^2}{\iint |E(x,y)|^2 dx dy} \quad (I.5)$$

Théoriquement, cette définition suppose que seul le cœur est responsable de la nonlinéarité. On néglige ainsi la partie du champ dans les trous d'air. Par conséquent, cette définition est d'autant plus appropriée, que le contraste d'indice est faible. Malgré le fort contraste d'indice cœur-gaine des fibres MOFs, cette définition donne des bon résultats pour la plus part des cas pratiques. En particulier, pour une distribution de champ gaussienne, ceci devient :

$$A_{\text{eff}} = \pi w^2 \quad (I.6)$$

Ceci cest un paramètre très important pour l'optique non linéaire, car il intervient dans beaucoup de phénomènes de troisième ordre, tels que l'automodulation de phase, les diffusions Brillouin et Raman stimulées, le mélange à quatre ondes, etc.

Compte tenu du fait que la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 χ^2 de la silice est nulle, seuls les effets du troisième ordre sont importants dans les cœurs des fibres. Des effets du deuxième ordre sont néanmoins possibles dans la fibre dont le cœur est polarisé électriquement. Le paramètre qui est souvent utilisé pour caractériser le matériau du point de vue des effets non linéaires d'ordre 3, est l'*indice non linéaire* n_2 . Pour la silice il est de $2,5 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{W}^{-1}$.

Pour tenir compte simultanément de l'aspect du confinement (A_{eff}) et des propriétés non linéaires du matériau (n_2), on utilise d'habitude un autre paramètre, à savoir *le coefficient non linéaire* de la fibre γ , définie ainsi :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (I.7)$$

Dans les SMF utilisées dans les communications à grande distance, γ est aussi faible que $1,5 \text{ W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ pour empêcher les effets non linéaires. Mais par contre, pour tout ce

qui est du traitement tout optique du signal et l'optique non linéaire en général, on souhaite avoir une fibre à coefficient γ bien plus élevé. Une possibilité est d'augmenter n_2 par dopage. Une autre est de diminuer A_{eff} par la diminution du rayon R du guide. Mais pour le faible contraste d'indice Δn présent dans les SMF, on ne peut pas le réduire beaucoup, sans que le mode ne s'élargisse trop et que la densité de puissance dans le cœur ne soit trop faible. Conformément aux équations (I.1) et (I.2), la solution est d'augmenter Δn pour diminuer t et p . La solution pratique a été offerte par les fibres microstructurées, qui sont constituées par exemple d'un cœur en silice et entouré d'un réseau de trous d'air constituant la gaine. Par la suite, on va brièvement présenter quelques propriétés des fibres microstructurées.

1.2. La fibre microstructurée

Du point de vue géométrique, une MOF (Figure I.2) est caractérisée par le type de réseau (hexagonal le plus souvent), la période du réseau Λ et le diamètre des trous d . Il existe deux genres de MOFs, en fonction du mécanisme de guidage : les fibres à trous HF (holey fibers) où le guidage se fait par réflexion totale interne modifiée, comme dans les fibres standard, et les fibres à bande interdite photonique BGF (band gap fibers), où le guidage est assuré par la présence d'une bande photonique interdite à la longueur d'onde λ , similaire aux cristaux photoniques. Mais la plupart des fibres BGF sont à cœur creux (air), ce qui les rend inutilisables pour l'optique non linéaire, à moins d'y injecter des substances possédant une réponse non linéaire [47]. De ce fait, les fibres à trous (HF) se sont imposées dans la recherche concernant le traitement tout optique du signal. Dans ce qui suit, lorsqu'on fait référence aux fibres microstructurées (MOF), il s'agira plus particulièrement des fibres à trous (HF).

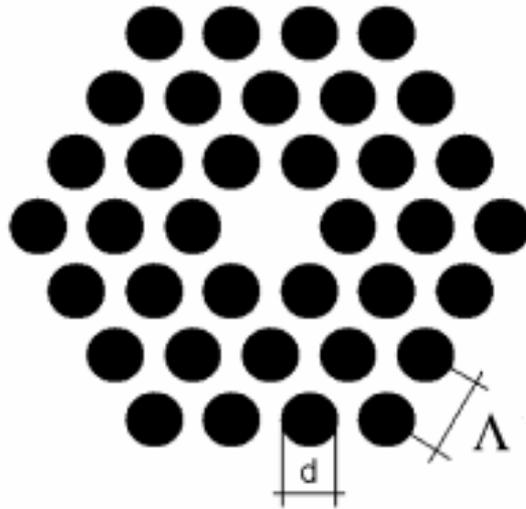


Figure I.2 Schéma d'une fibre MOF de réseau hexagonal de période Λ et diamètre des trous d .

Par rapport aux SMF, les MOFs ont des propriétés remarquables, telles que la monomodalité [2] quelle que soit la longueur d'onde si $d/\Lambda < 0,44$. Par contre, si $d/\Lambda > 0,44$, la fibre devient rapidement multimode avec l'augmentation du rayon du cœur, en raison du fort contraste d'indice. On sait que pour les SMFs, la condition de monomodalité est $V_{SMF} < 2,405$, avec $V_{SMF} = k_{\perp} R$ et R le rayon du cœur. Cependant, si on essaie d'appliquer la même formule pour les MOFs, on se heurte au problème de définir R . Pour les MOFs, il a été proposé [6] la définition suivante $V_{MOF} = k_{\perp} \Lambda$ où $k_{\perp} = 2\pi/\lambda_{\perp}$ et $\lambda_{\perp} = 2\Lambda$. On arrive à $V < \pi$ comme condition de monomodalité. Cette condition obtenue phénoménologiquement permet d'avoir une première approximation.

Dans la Figure I.3, conformément à la référence [6], on présente le diagramme de phase monomode-multimode en fonction du rapport d/Λ (a) et Λ/λ (b) pour différentes valeurs de d/Λ de 0,3 à 0,7. On remarque la transition très raide entre les deux régions.

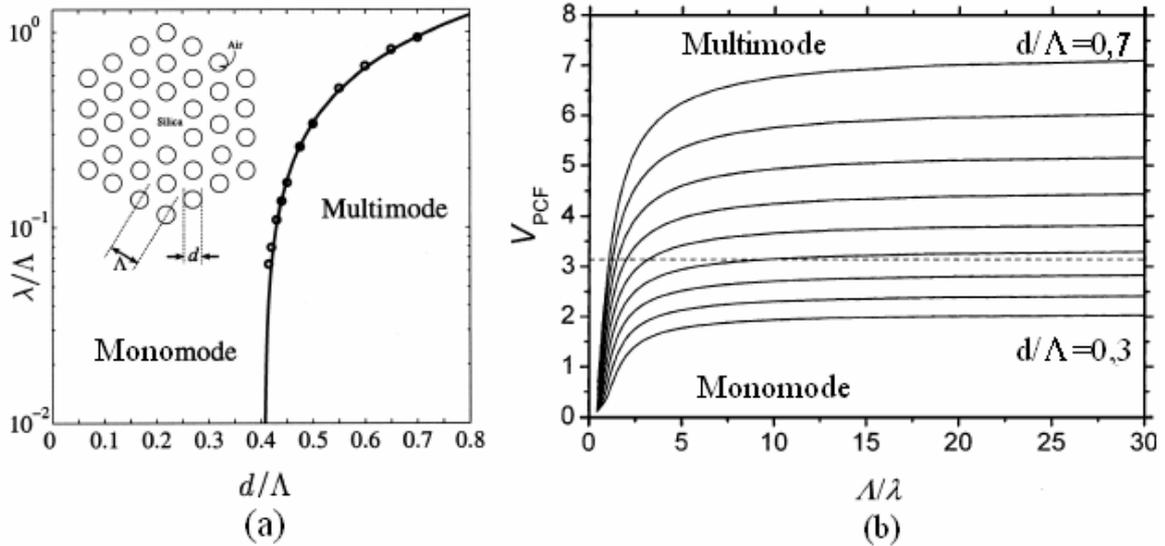


Figure I.3 Diagramme de phase monomode-multimode fonction de: (a) d/Λ ; (b) Λ/λ et d/Λ paramètre de 0,3 à 0,7 (pas=0,05) selon [6]

Une autre propriété spécifique porte sur les vastes possibilités d'ingénierie de la dispersion [10]. On peut modifier considérablement les propriétés dispersives de la fibre MOF, en contraste avec les fibres SMF, grâce aux divers degrés de liberté, tels que d , Λ , le nombre de couronnes, la géométrie du réseau.

Dans la Figure I.4, conformément à [5], on donne un exemple des vastes possibilités de manipuler la dispersion d'une fibre MOF, à réseau hexagonal, en utilisant comme paramètre d/Λ (a) ou seulement Λ (b). On peut ainsi déplacer la longueur d'onde de dispersion nulle ou on peut obtenir des fibres à dispersion plate dans une large bande.

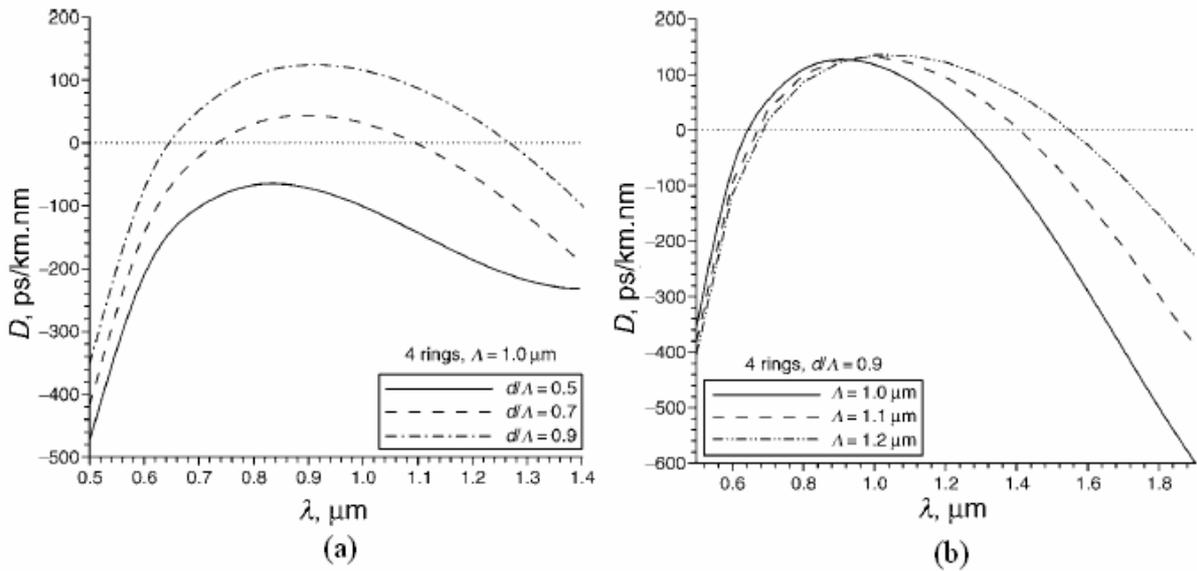


Figure I.4 Dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde d'une MOF: (a) Λ =constante et d/Λ entre 0,5 et 0,9; (b) d/Λ =constante et Λ entre 1 et 1,2 μm selon [5]

La figure précédente permet d'illustrer l'importance de la modélisation des MOF pour l'optimisation de ces performances. Il existe plusieurs catégories de méthodes de modélisation, parfois utilisées simultanément pour la même fibre ce qui permet une étude comparative [48]. Nous résumons les méthodes les plus répandues dans ce qui suit.

1.3. Méthodes numériques pour la modélisation des fibres

A) Décomposition du champ et de l'indice sur des bases propres

Ces méthodes reposent sur l'utilisation d'une base adaptée pour décomposer le champ et le profil d'indice. En introduisant ensuite cette décomposition dans les équations de Maxwell, on arrive à l'équation de propagation sous la forme matricielle, dont la résolution revient à un problème de vecteurs et valeurs propres. On obtient les modes spatiaux et leurs constantes de propagation. On peut utiliser un modèle scalaire pour un faible d/Λ , ou le modèle vectoriel quel que soit d/Λ . Ceci est une méthode qui demande une certaine connaissance a priori de la solution. L'une des premières méthodes fut une décomposition du champ et du profil d'indice en ondes planes. Elle nécessite l'emploi d'un grand nombre de fonctions et donc un temps de calcul important. De plus, il est nécessaire d'enfermer la fibre dans une cellule et d'appliquer ensuite des conditions de périodicité, ce qui peut légèrement modifier le champ à l'extérieur de la gaine. Une autre base possible pour modéliser le champ consiste à utiliser des fonctions localisées, telles les fonctions d'Hermite-Gauss. Compte tenu de leur localisation, ces fonctions décrivent bien les modes propres de la fibre, et un peu

moins le profil d'indice de celle-ci. Une amélioration de cette méthode, proposée par Monro [49] est l'utilisation des fonctions localisées pour décomposer le champ et le profil d'indice du défaut central de la fibre (le cœur), et des fonctions périodiques (cosinus) pour le réseau de trous d'air, donc une méthode hybride. En répétant l'algorithme pour plusieurs longueurs d'onde, on peut alors obtenir les propriétés dispersives.

B) Modélisation par propagation de rayons (BPM)

Cette méthode repose sur la propagation d'un faisceau de rayons. Elle est adaptée pour modéliser les structures complexes où les modes à pertes sont importants. Le champ initial de profil donné est lancé dans le guide. A chaque point à l'intérieur, le champ peut être exprimé comme $E(x,y,z) = \sum_i \alpha_i E_i(x,y) \exp[-j\beta_i z]$ où pour chaque mode i on associe le profil transverse $E_i(x,y)$, le poids du mode α_i et la constante de propagation β_i . Le profil d'indice transverse étant connu, la méthode effectue ensuite la propagation de proche en proche du rayon, par perturbation de la phase du champ, sans connaissance a priori de la forme des modes ou de leurs β_i . Ainsi, en chaque z , le champ est connu. On calcule ensuite la fonction de corrélation entre le profil initial et le profil à chaque z , $\int E(x,y,0)E^*(x,y,z) dx dy$, dont on fait la transformée de Fourier pour connaître les constantes de propagation et les pertes de propagation. Ceci est une méthode qui détermine a posteriori les solutions. L'inconvénient est qu'il faut utiliser une longue distance de propagation et un pas de discrétisation faible, donc c'est une méthode très gourmande en ressources informatiques.

C) Méthode des éléments finis

En partant toujours des équations de Maxwell et en supposant l'invariance de l'indice dans la direction de propagation, on arrive à l'équation de propagation sous la forme matricielle pour les deux composantes transverses du champ. Ceci est une équation de valeurs propres β et vecteurs propres $E(x,y)$ [50-52]. La section transverse de la structure est finement discrétisée, d'habitude par des triangles, pour décrire le profil 2D de l'indice. En dehors de chaque nœud, on fait l'interpolation des champs électriques par des polynômes. On résout l'équation, en cherchant les coefficients des polynômes qui vérifient l'équation de Helmholtz et les conditions de bords. On obtient ainsi les indices effectifs et les distributions spatiales des modes propres. Cette méthode peut être utilisée quel que soit le profil de la structure, donc elle est très adéquate pour modéliser les structures réelles. De plus, en introduisant des couches absorbantes [5] dont on choisit soigneusement les paramètres, on peut obtenir les pertes de confinement, à partir de la partie imaginaire de l'indice effectif :

$$P(\text{dB/km}) = \frac{4\pi 10^{10}}{\lambda \ln(10)} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \quad (\text{I.8})$$

où la longueur d'onde est exprimée en μm . Cette méthode est moins gourmande en mémoire d'ordinateur et le temps de calcul est de l'ordre de la minute, ce qui est nettement inférieur à d'autres méthodes.

D) Méthode de l'indice équivalent

Cette méthode consiste à transformer le profil d'indice à deux dimensions en un profil équivalent à une seule dimension, en exploitant la symétrie hexagonale de la fibre. La suppression du problème angulaire et la conservation de la dépendance radiale permettent de réduire considérablement le temps de calcul, mais les résultats sont non physiques si Λ et surtout d/Λ sont trop faibles.

E) Méthode multipolaire

Cette méthode prend en compte de manière exacte le champ diffracté par chaque trou [53]. La prise en compte des propriétés de symétrie permet des calculs très efficaces. En même temps, elle permet d'accéder aux pertes de guidage dans la structure et de visualiser les modes à pertes. Par contre, cette méthode est limitée actuellement au cas des trous de forme parfaitement circulaire. De plus, si la symétrie de la fibre n'est pas élevée, la mise en place devient très rapidement laborieuse.

F) Méthode de l'algorithme génétique

Cette méthode inverse permet d'obtenir les paramètres de la fibre MOF à partir des propriétés souhaitées pour la fibre, telle la dispersion [4]. En utilisant toutes les autres méthodes directes, l'optimisation des fibres est difficile, car d'habitude les relations entre les propriétés de la fibre et ces paramètres sont compliquées et approximatives. Dans ces cas, la difficulté augmente exponentiellement avec le nombre de paramètres.

1.4. Introduction de la réponse non linéaire

Comme on l'a précisé, une forte motivation du développement des MOFs est donnée par la possibilité d'obtenir des forts coefficients non linéaires γ , issue du fort confinement du mode dans le cœur. En effet, l'indice équivalent de la gaine microstructurée est beaucoup plus bas que l'indice de la gaine des SMF. Si $d \ll \Lambda$ est petit et $\lambda > \Lambda$, le champ s'étale sur une grande surface de la gaine et son indice est calculé dans la littérature par des formules

approximatives, à partir des indices de la silice et de l'air pondérés par les densités de champ dans les deux matériaux. Pour un fort d/Λ , cette approche n'est plus valable. Quel que soit le type de calcul du n_g , le contraste d'indice est très fort, ce qui assure une aire effective très faible. On peut facilement avoir une A_{eff} de quelques μm^2 , ce qui est au moins un ordre de grandeur plus petit par rapport aux fibres standard [54]. Mais on ne peut réduire la taille du cœur pour confiner le mode [23-25, 28, 33], que jusqu'à une limite, où A_{eff} devient minimal et le coefficient γ maximal. Sachant que les effets non linéaires sont proportionnels au produit γP , où P est la puissance optique, et que la distribution spatiale du mode change légèrement avec le rayon R du cœur, il existe un rayon optimal ou ultime R_{ult} qui maximise le produit γP . Le rayon R_{ult} est un peu plus grand [24, 55] que le rayon qui minimise l'aire effective A_{eff} . Pour la longueur d'onde λ et les indices du cœur n_c et de la gaine n_g donnés, chaque guide a une valeur optimale pour R . Le guide ayant ce rayon est appelé *guide non linéaire ultime*. Par exemple, dans la Figure I.5 on présente schématiquement l'évolution du diamètre du mode optique et du γ avec le rayon du cœur, pour un guide sous la forme d'une barre de silice en l'air.

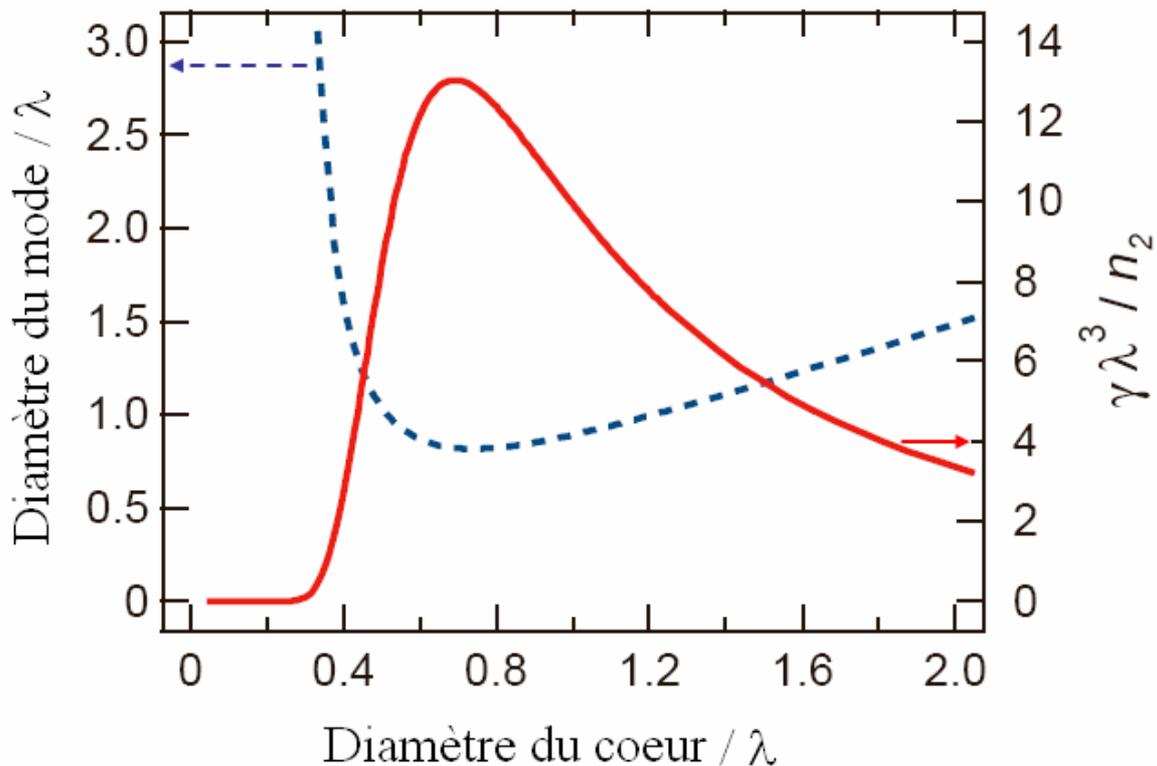


Figure I.5 Diamètre du mode optique et efficacité non linéaire ($\sim \gamma P$) en fonction du diamètre du cœur pour une barre de silice ($n \sim 1,45$) en l'air [23]

Pour la barre de silice en l'air, le rayon du guide non linéaire ultime vaut $R_{ult} \cong 0,55\lambda/n$, ou n est l'indice de la silice. Sachant que la limite de la résolution latérale donnée par le critère de Rayleigh est $1,22\lambda/2n\sin\theta$, où $n\sin\theta$ est l'ouverture numérique du faisceau, on comprend bien que la propagation dans un guide ayant ce rayon, se fait à la limite de diffraction.

Les potentialités des MOF pour l'optique non linéaire ont été pleinement prouvées dans la génération de lumière blanche [15, 56] ou la compression des impulsions [18]. En ce qui concerne le domaine de télécommunications, les MOF ont déjà démontré leur potentiel dans la propagation des solitons [57, 58], le démultiplexage et la régénération 2R dans un NOLM (Nonlinear Optical Loop Mirror) [21, 22, 59-61], sans pour autant avoir percé dans les applications réelles.

Vu les tailles ultimes du guide et du mode optique, la microscopie optique classique ne permet pas d'accéder à toutes les informations renfermées par ces guides à la limite de diffraction, surtout si on cherche une bonne résolution pour relever des détails. Un meilleur outil pour caractériser la propagation dans une fibre microstructurée de petite taille est la microscopie optique en champ proche (SNOM en anglais). À part sa résolution bien au-dessous de la longueur d'onde, le SNOM nous donne simultanément l'information topographique et optique.

Le principe du SNOM a été proposé pour la première fois en 1928 par E.H. Syngé [62] et appliqué avec succès par As et Nicholas [63] en 1972 quand ils ont obtenu une résolution de $\lambda/60$ dans le domaine micro-ondes. Le SNOM a été l'outil d'étude des nombreux objets tel que les nanoparticules d'or [64] et les dispositifs optoélectroniques [65]. Seul un manuscrit de thèse [66] a reporté des travaux sur les MOFs avant le démarrage de cette thèse. Dans la section suivante, nous présentons une courte introduction à la notion de champ proche, en utilisant une approche assez simple, en l'occurrence la diffraction par une structure de dimension inférieure à $\lambda/2$ par la méthode du spectre d'ondes planes.

2. La microscopie en champ proche

2.1. La notion de champ proche optique

Considérons une onde plane monochromatique d'amplitude complexe $U(x,y,z)$ se propageant dans la direction z , arrivant sur le plan xy . Connaissant l'amplitude complexe du champ sur le plan xy $U(x,y,0)$, on va déterminer $U(x,y,z)$ en tout point (x,y,z) du demi-plan $z>0$. La transformée de Fourier 2D du champ $U(x,y,0)$ s'écrit :

$$A_0(f_x, f_y) = \iint U(x, y, 0) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy \quad (I.9)$$

où f_x , f_y et f_z sont les fréquences spatiales associées respectivement aux directions x , y et z . La transformée inverse fait apparaître $U(x,y,0)$ comme une somme de fonctions d'ondes planes d'amplitudes respectives $A_0(f_x, f_y)$:

$$U(x, y, 0) = \iint A_0(f_x, f_y) \exp[j2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y \quad (I.10)$$

La fonction $A_0(f_x, f_y) = \iint U(x, y, 0) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy$ est appelée spectre d'onde plane de la fonction $U(x,y,0)$. A partir de cette expression, on peut déterminer le spectre d'onde plane $A(f_x, f_y, z)$ de $U(x,y,z)$ dans un plan parallèle au plan xy à une distance z , en utilisant la condition aux limites : $A(f_x, f_y, z=0) = A_0(f_x, f_y)$. Par ailleurs, $U(x,y,z)$ vérifie l'équation de propagation de Helmholtz, soit :

$$\nabla^2 U + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 U = 0 \quad (I.11)$$

Finalement, U s'écrit comme :

$$U(x, y, z) = \iint A_0(f_x, f_y, z=0) \exp[j2\pi(f_x x + f_y y + f_z z)] df_x df_y \quad (I.12)$$

avec :

$$f_x^2 + f_y^2 + f_z^2 = 1/\lambda^2 \quad (I.13)$$

Si $f_x^2 + f_y^2 < 1/\lambda^2$, alors $f_z = \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}$ est réel, ainsi que le vecteur d'onde $k=2\pi/\lambda$.

L'onde élémentaire associée est radiative et la propagation se traduit par un déphasage des différentes composantes élémentaires. Si $f_x^2 + f_y^2 > 1/\lambda^2$, alors $f_z = \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}$ est imaginaire pur et A s'écrit sous la forme : $A(f_x, f_y, z) = A_0(f_x, f_y) \exp[-\mu z]$ où

$\mu = (2\pi/\lambda)\sqrt{f_x^2 + f_y^2 - 1}$ est réel. L'onde élémentaire est alors fortement atténuée par la propagation et disparaît au bout de quelques longueurs d'onde. Une telle onde est dite évanescente. Les ondes élémentaires qui se propagent, correspondent aux basses fréquences spatiales de U . Elles contiennent les informations de faible résolution donnée par le critère de Rayleigh. Les ondes élémentaires évanescentes qui s'atténuent au cours de la propagation correspondent aux hautes fréquences spatiales de U . La zone contenant les ondes évanescentes et les ondes progressives non encore propagées forme le *champ proche* de l'objet, alors que la zone ne contenant que les ondes progressives forme le *champ lointain* de l'objet. L'observation à grande distance correspond donc à un filtrage des hautes fréquences, constituant une perte d'information responsable de la limite de résolution établie par Abbe et Rayleigh. La détection des ondes évanescentes, donc à très faible distance de l'objet, permet d'éviter ce filtrage et de s'affranchir de la limite de résolution de $\lambda/2$. On va donner par la suite quelques notions liées au microscope optique en champ proche.

2.2. Description du microscope optique en champ proche

Comme on vient de le voir, l'information à haute résolution spatiale se trouve localisée très près de la surface de l'objet. Par conséquent, pour avoir accès à cette information, il faut approcher une sonde locale de petites dimensions dans le champ proche de l'objet. La sonde peut être une pointe de type AFM qui vibre verticalement à faible distance de la surface et module le champ évanescent. Cette perturbation locale va convertir une partie des ondes évanescentes en ondes radiatives. L'objet est éclairé en réflexion ou en transmission en champ lointain et la détection se fait en champ lointain par un objectif de microscope, à la fréquence de résonance de vibration. L'intérêt de cette approche, dite sans ouverture, est d'obtenir une résolution supérieure à celle d'autres approches. Un autre type de sonde est constitué en réalisant une nano ouverture, le plus souvent à l'extrémité d'une pointe de fibre optique étirée métallisée. Par réciprocity du théorème d'Huygens, si une onde progressive peut être transformée en onde évanescente au passage d'un milieu d'indice supérieur à un milieu d'indice inférieur, lors de la réflexion totale interne sur l'interface par exemple, inversement une onde évanescente peut être transformée en onde progressive au passage d'un milieu d'indice inférieur à un milieu d'indice supérieur. L'expression du champ dans le troisième milieu, en l'occurrence la pointe de la fibre optique étirée, amenée tout près de l'interface dans le champ proche de l'objet à étudier, établie par Salomon [67], montre que l'onde y devient progressive. Le champ proche est alors guidé par la partie supérieure de la sonde et envoyé

sur une fibre optique jusqu'à un détecteur. Le microscope que nous avons utilisé dans l'étude des MOF fonctionne sur ce principe. Cette technique, dite avec ouverture, se décline en sous-groupes, selon que la sonde sert de source ou de capteur, que l'objet ait éclairé en transmission ou en réflexion. L'intérêt de cette approche est la relative simplicité par rapport à la technique sans ouverture.

Dans le domaine optique, la difficulté de l'implémentation du SNOM réside principalement dans le contrôle de la distance inférieure au micron entre la sonde et la surface de l'objet. La microscopie SNOM fait partie de la famille des microscopies à pointe qui utilise l'interaction entre la sonde locale et la surface de l'objet à étudier. La pointe est maintenue à faible distance de la surface, grâce à un asservissement basé sur un signal dépendant de l'interaction entre pointe et surface. La régulation de distance peut être réalisée par effet tunnel entre l'échantillon et la pointe métallisée, ou par force de cisaillement (shear force). Si le premier type est connu pour être utilisé dans le microscope AFM, le deuxième type consiste à faire vibrer la pointe latéralement à sa fréquence de résonance mécanique et à mesurer son amplitude de vibration. Lorsque la pointe s'approche de la surface, les forces de cisaillement, d'une portée de quelques nanomètres, amortissent cette vibration. La pointe est maintenue à la distance voulue par contrôle de l'amplitude de vibration. Notre microscope SNOM utilise la régulation par force de cisaillement. Son schéma est présenté dans la Figure I.6.

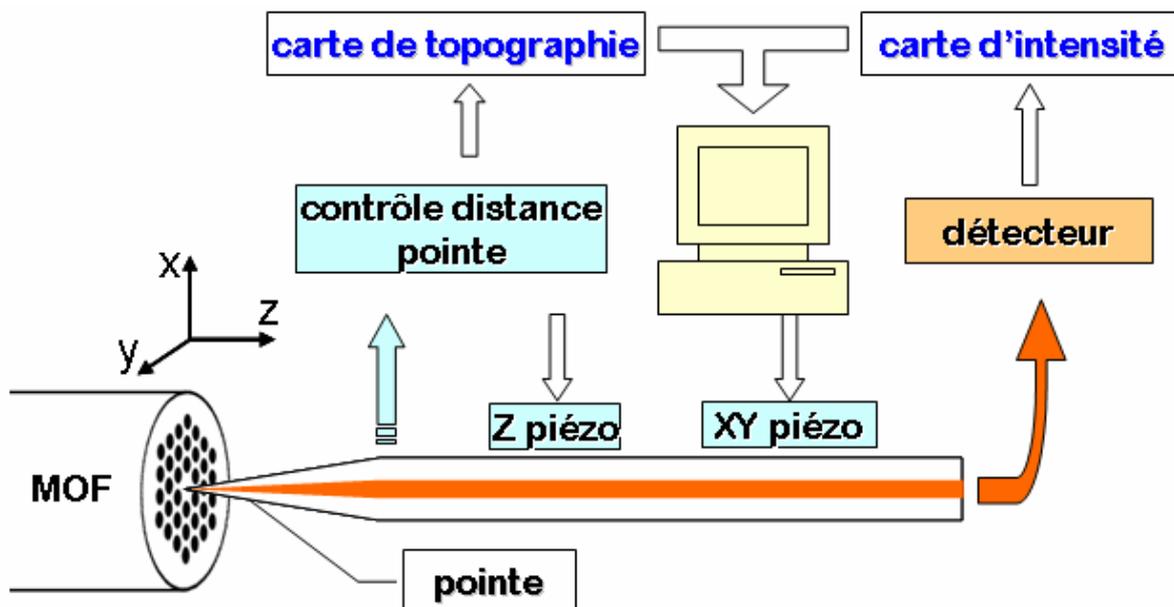


Figure I.6 Schéma du SNOM utilisé pour l'étude des MOFs. Pour les détails voir le texte.

La sonde (pointe étirée d'une fibre optique) collecte la puissance lumineuse émise à la surface de l'objet et la guide dans la fibre jusqu'au détecteur Germanium. La sonde balaye la

surface de l'échantillon et construit point par point une image optique de la surface. Un système d'asservissement basé sur des forces de cisaillement permet de maintenir la sonde à une distance constante de l'échantillon. Cette régulation de distance permet d'en établir simultanément la carte topographique.

La fibre utilisée pour réaliser la pointe est une fibre SMF. Elle guide naturellement la lumière à la longueur d'onde de caractérisation de notre fibre MOF, notamment $\lambda=1,55\mu\text{m}$, avec un bon rendement de collection et des pertes de couplage avec le détecteur minimes, conduisant à un bon rapport signal sur bruit. La méthode que nous avons employée pour la fabrication des pointes consiste à étirer la fibre à l'aide d'une étireuse commerciale qui fonctionne sur le principe suivant : un laser à CO_2 , de puissance variable (maximum 10W), focalisé sur un diamètre de 0,5 mm, chauffe une zone de quelques millimètres de la fibre auparavant dénudée et tendue par des masses. La fibre fond et s'étire alors avec une vitesse croissante. Lorsque cette vitesse atteint une valeur prédéterminée, la fibre est soumise à une traction jusqu'à ce qu'elle casse. Ce procédé est appelé étirage à chaud. Il permet d'obtenir deux pointes semblables. Il y a plusieurs paramètres qui peuvent être réglés afin d'obtenir la forme souhaitée de la pointe. La Figure I.7 montre la photo MEB (a) et la photo optique (b) d'une pointe SNOM, tel qu'elle est utilisée dans nos expériences.

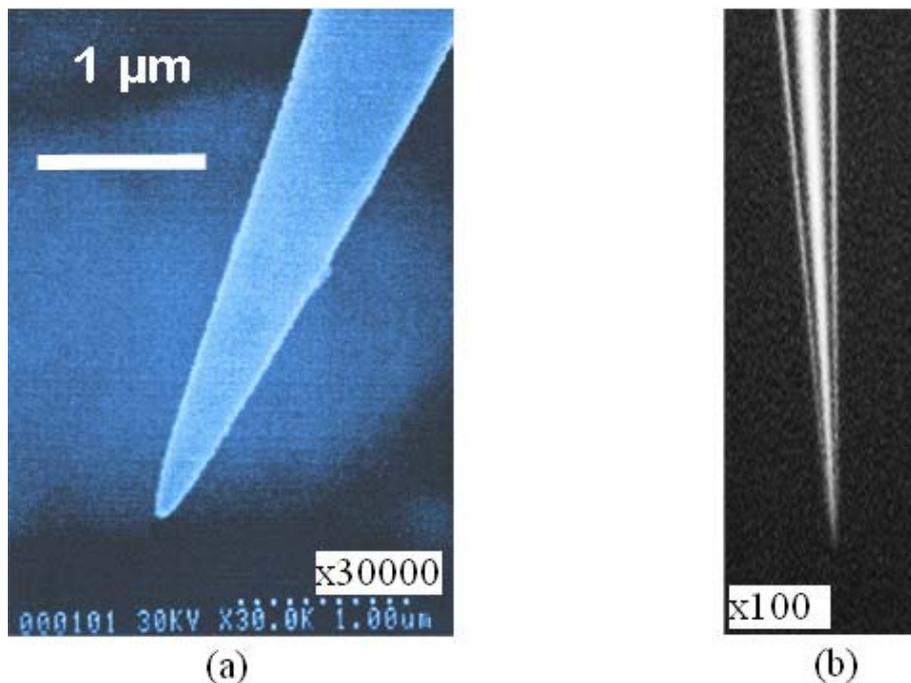


Figure I.7 Photo en microscopie électronique à balayage (a) et en microscopie optique (b) d'une pointe SNOM.

Le système détecteur est composé d'une photodiode Ge ayant une sensibilité de 0,8 A/W à 1,55 μm et d'un étage amplificateur qui permet d'obtenir des sensibilités de 8×10^3 à 8×10^8 V/W.

L'image est obtenue point par point, suite à un balayage bidimensionnel. La résolution de l'image est limitée par la taille de la pointe (de l'ordre de 50 nm), ainsi que par l'échantillonnage. Pour ne pas être limité par l'échantillonnage, il faut que les déplacements soient au maximum égaux à cette valeur. Pour cette raison, le déplacement est réalisé à l'aide d'un tube céramique piézo-électrique sur la quelle est fixée la pointe. On peut ainsi contrôler des déplacements de l'ordre de 50 nanomètres. La taille maximale des images est de l'ordre de 20 à 50 μm de côté. Le système de déplacement de la pointe, appelé la tête du microscope, permet en même temps un déplacement sur la troisième direction, afin d'être positionné à quelques nanomètres de la surface, dans le champ proche de l'objet. La tête est un système piézo-électrique tubulaire, composé de cinq électrodes, dont les parois sont recouvertes d'une couche d'argent servant de contact électrique. La paroi extérieure est divisée en quatre quadrants, qui constituent deux paires d'électrodes. Chaque paire d'électrodes opposées correspond à l'une des deux directions de balayage. L'application d'un potentiel sur une paire d'électrodes, permet le déplacement de la pointe dans une direction. L'application d'une tension identique sur les quatre électrodes provoque une rétraction ou une dilatation identique sur les quatre quadrants, et donc un déplacement vertical de la pointe.

Pour le positionnement de la pointe à une faible distance de l'objet (quelques nm), dans le champ proche de l'objet, plusieurs méthodes sont possibles. La première à avoir été utilisée nécessite tout d'abord de maintenir la hauteur constante, puis la régulation de hauteur utilise l'intensité lumineuse captée par la pointe. Ensuite, plusieurs types de systèmes de régulation de la distance ont été proposés : régulation par effet tunnel électronique utilisant la métallisation des pointes, régulation par force atomique en mode contact (pointe très près de la surface) ou en mode vibration verticale (pointe légèrement éloignée de la surface) ou la régulation par force de cisaillement. Ces forces de cisaillement, amortissent les oscillations transverses parallèles à la surface, lorsqu'on l'approche de l'échantillon. La nature de ces forces n'est pas bien connue, mais on constate que leur portée est très courte (quelques nm). La régulation de distance consiste à soumettre la pointe à des oscillations transversales forcées et à suivre l'évolution de ces oscillations lorsque la pointe se rapproche de la surface. Un système de détection mesure l'amplitude des oscillations. Une rétroaction permet de contrôler leur amortissement, donc la distance. Nous allons apporter quelques précisions sur

les différentes parties du système de régulation présenté dans la Figure I.8 : les oscillations, la détection des oscillations, la rétroaction.

La vibration de la pointe est obtenue de la même façon que le balayage latéral. L'application d'un potentiel périodique sur deux électrodes opposées par un générateur de fonctions fait vibrer la pointe dans une des deux directions latérales. On fait vibrer la pointe à l'une de ses fréquences de résonance mécanique, pour laquelle l'amplitude de vibration est importante. Cette fréquence de vibration dépend de la longueur L de la pointe, en suivant la loi $f \sim 1/L^2$. Pour nos pointes qui mesurent quelques mm, la fréquence fondamentale se situe entre 10 et 30 kHz. La tension délivrée par le générateur de fonction est de l'ordre de 100 mV, ce qui correspond à une vibration du tube piézo-électrique de l'ordre d'une dizaine de nanomètres. Cette amplitude de vibration, faible par rapport au pas du balayage, ne détériore pas la résolution du balayage.

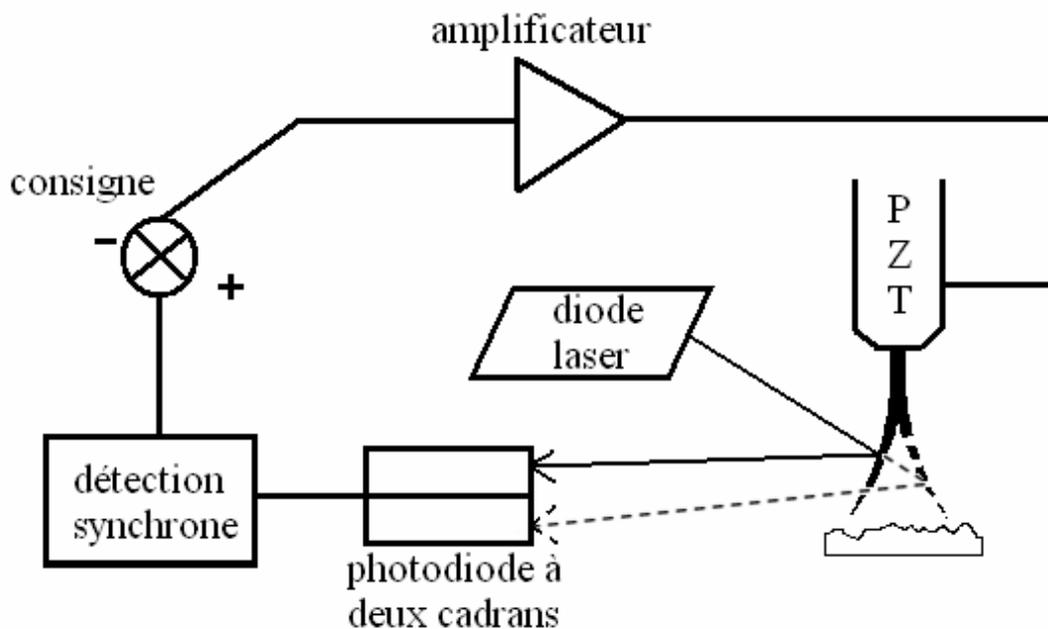


Figure I.8 Schéma du système de régulation de distance.

Notre méthode de détection est optique. Elle consiste à focaliser sur la pointe une diode laser ($\lambda=670$ nm) dans une direction parallèle à la direction de vibration. Les oscillations de la pointe causent une vibration du plan d'incidence du faisceau sur la fibre, et la lumière réfléchi sur le miroir cylindrique constitué par la pointe, balaie verticalement les deux cadrans d'une photodiode. La diode délivre un courant proportionnel à l'amplitude des oscillations du faisceau réfléchi, donc à l'amplitude de vibration de la pointe. Ce signal est mesuré à l'aide d'une détection synchrone réglée à la fréquence de vibration de la pointe. Le

signal délivré par la détection synchrone est comparé à une consigne déterminée par l'utilisateur, et le signal de rétroaction est enfin appliqué aux quatre électrodes extérieures, afin de commander l'approche ou l'éloignement de la pointe.

Le signal de rétroaction détermine la position de la pointe par rapport au plan de référence fixé par le signal de consigne. L'enregistrement du signal de rétroaction à chaque point d'acquisition de l'image permet d'obtenir une image du relief de l'échantillon, c'est-à-dire l'image topographique. Ce signal de rétroaction, qui mesure l'interaction de la pointe avec l'échantillon, est fortement lié au relief de l'échantillon, mais peut aussi rendre compte de propriétés physiques du matériau. Il convient donc, d'être prudent lors de l'interprétation de ces images topographiques. Cependant, dans la plus part de cas pratique, cet effet est négligeable.

Les images topographique et optique sont, donc, obtenues séparément. On peut ensuite les combiner numériquement, avec des poids différents, pour avoir la position du mode optique par rapport à la structure de la fibre. Il faut préciser que, dans l'image de synthèse, le mode optique peut apparaître plus petit que sur l'image optique seule. L'explication réside dans le contraste plus faible de l'image de synthèse, que celui de l'image optique seule.

Nous avons utilisé ce microscope SNOM, qui nous permet d'avoir simultanément l'information topographique et optique, avec une résolution très inférieure à la longueur d'onde, dans l'étude de fibres microstructurées de très petite taille du mode, conçues pour des applications non linéaires au traitement tout optique du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ [68]. Ces travaux sont présentés dans la suite.

3. Application de la microscopie en champ proche aux fibres MOF

Nous illustrons dans ce qui suit l'utilité du SNOM dans la compréhension des MOFs par deux études expérimentales. Dans la première [68] il s'agit d'une fibre à fort rapport d/Λ , conçue pour des applications de l'optique non linéaire au traitement du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Dans la deuxième [69], il s'agit d'une fibre ayant un rapport d/Λ poussé à l'extrême, dont la forte valeur du coefficient non linéaire γ a été démontrée expérimentalement. Cette étude s'inscrit dans l'exploration des guides à la limite de diffraction.

3.1. Fibre microstructurée conçu pour le traitement tout optique du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$

La fibre a été fabriquée par Alcatel Recherche et Innovation Marcoussis, par un double procédé d'étirage d'un empilement de capillaires en silice non dopée. Le diamètre extérieur final de la fibre est $125 \mu\text{m}$ et il varie de moins de $1,5 \mu\text{m}$ sur 2 km. La photo MEB de la fibre est présentée dans la Figure I.9.

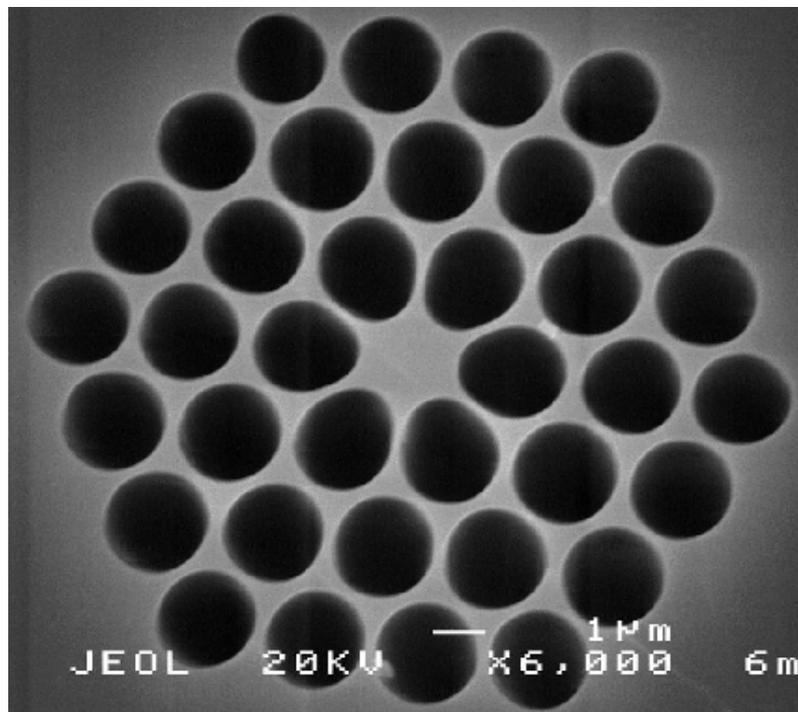


Figure I.9 Photo MEB de la fibre fabriquée par Alcatel Recherche et Innovation, Marcoussis, étudiée par SNOM.

Dans le calcul des propriétés de la fibre, nos collaborateurs à Alcatel ont utilisé l'approche modale et vectorielle des fonctions localisées. Dans une section de fibre avec une symétrie de $\pi/2$, ils ont décomposé le champ électrique ainsi que le profil d'indice dans une base de fonctions Hermite-Gauss orthogonale. Contrairement à l'approche de Monro [49], seuls les fonctions Hermite-Gauss ont été utilisées, car on peut réduire l'erreur quadratique sur l'indice moyen au-dessous de 1% pour un nombre suffisant de fonctions, de l'ordre de 60. La résolution vectorielle de l'équation de propagation aboutit à une matrice, dont les valeurs et les vecteurs propres sont les constantes de propagation et les distributions spatiales des modes. La carte de champ du mode fondamental à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ est présentée dans la Figure I.10.

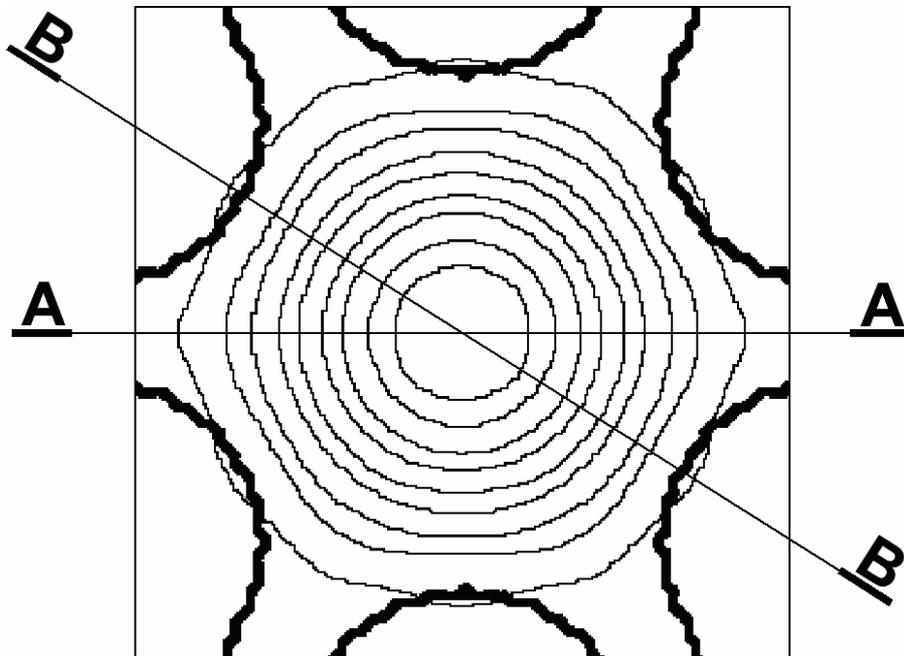


Figure I.10 La carte du champ du mode fondamental à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Les coupes sur les directions AA et BB sont présentées dans la Figure I.14

Les coupes selon les directions AA et BB sont assez bien approximées par des courbes gaussiennes (Figure I.14), ayant des tailles (rayon à $1/e^2$) entre 0,95 et 1 μm . L'aire effective est de 2,6 μm^2 . La précision sur cette valeur, qui dépend principalement des variations des dimensions au long de la fibre, est évaluée à moins de 5 %. Si on néglige l'intensité localisée à l'intérieur de la première couronne de trous, qui est seulement de 2 %, on prédit un coefficient non linéaire $\gamma=40 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Le faible pourcentage de 2% nous permettrait d'une part de traiter la fibre avec une bonne approximation, comme une barre de silice entourée d'air, et d'autre part d'utiliser la formule (I.5) pour l'aire effective.

Comme dit plus haut, nous avons fait des expériences de microscopie en champ proche sur cette fibre. Le dispositif expérimental comprend la fibre à étudier couplée à un laser DFB (distributed feedback laser) délivrant 1 mW en continu à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, par l'intermédiaire d'une fibre SMF. Pour diminuer les pertes d'insertion et au vu de la forte différence de taille de mode entre la fibre SMF ($\sim 5 \mu\text{m}$) et la fibre MOF ($\sim 1 \mu\text{m}$), nous avons utilisé un adaptateur de mode réalisé par l'équipe de Recherche et Innovation Marcoussis, constitué d'une fibre optique, dont le waist est intermédiaire entre celui de la SMF et de la MOF et la longueur est de 1,5 m. La transmission augmente jusqu'à 0,74, ce qui correspond à seulement 1,3 dB de pertes d'insertion. Le dispositif est schématisé dans la Figure I.11. Quelques mesures complémentaires ont été aussi effectuées en injection en espace libre par une fibre microlentillée, ou par un couplage direct non optimisé SMF/MOF.

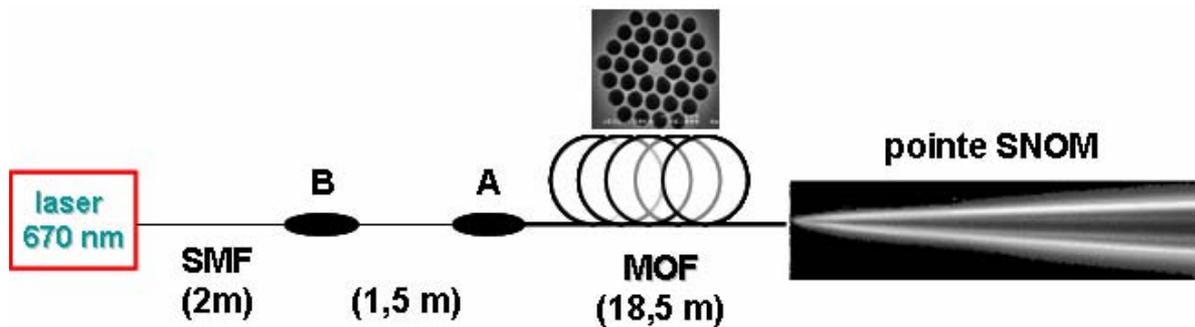


Figure I.11 Dispositif expérimental utilisé pour l'étude en microscopie en champ proche.

Les mesures SNOM ont été faites sur une section clivée de la fibre MOF. Les images topographiques et optiques en échelle linéaire, dans la Figure I.12 (gauche = topographie; droite = optique ; centre = combinaison) sont obtenues simultanément. La résolution latérale est estimée à $0,3 \mu\text{m}$. Bien qu'on ait réduit l'excursion de la pointe dans les trous, afin d'éviter d'endommager la pointe ainsi que la fibre, ceux-ci apparaissent tordus, surtout du côté montant, en raison du profil très abrupt. Cependant, le mode optique n'est quasiment pas affecté, car il s'étale sur la partie plate de la structure. De plus, les images peuvent être corrigées d'une manière sans équivoque, en utilisant le modèle géométrique de la fibre. Ainsi, on peut réduire l'incertitude au-dessous de 5%.

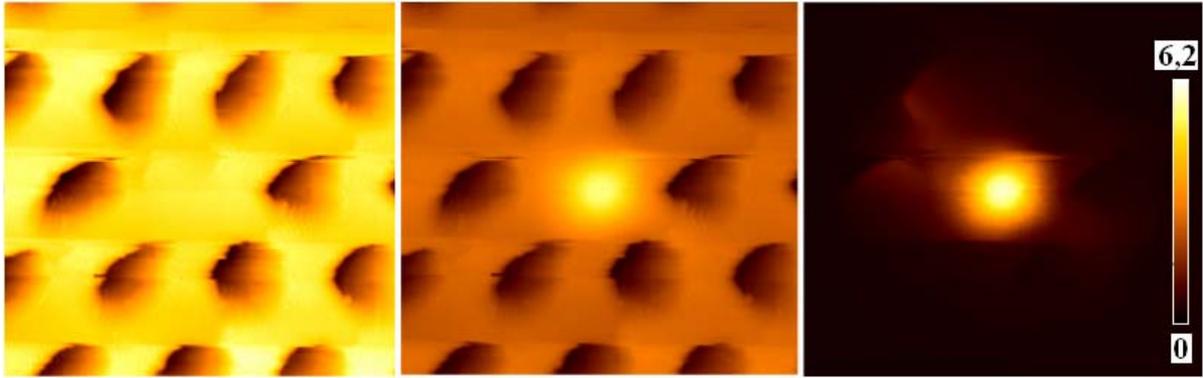


Figure I.12 Images SNOM topographique (gauche), optique en échelle linéaire (droite) et combinée (centre), $10 \times 10 \mu\text{m}$, en injectant 1 mW cw à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ par le coupleur optimisé.

Le profil typique est quasi-gaussien avec une excentricité relativement faible de 20 %, les waists de $1,0 \pm 0,1 \mu\text{m}$ et $1,2 \pm 0,1 \mu\text{m}$, l'aire effective de $3,8 \pm 1 \mu\text{m}^2$. On obtient donc un $\gamma \sim 28 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Sur l'image topographique, le contraste aux bords des trous, correspond à un saut de la pointe d'environ $0,6 \pm 0,2 \mu\text{m}$. Parfois, nous avons obtenu des modes ronds, de waist $\sim 1 \mu\text{m}$ et de faible aire effective de $3,2 \pm 1 \mu\text{m}^2$, conduisant à un $\gamma \sim 32 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ (Figure I.13).

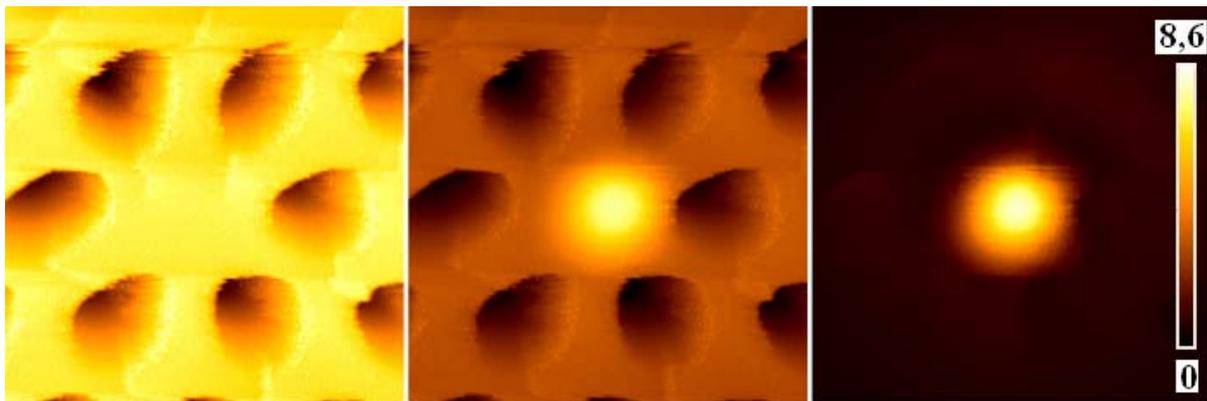


Figure I.13 Images SNOM topographique (gauche), optique en échelle linéaire (droite) et combinée (centre), $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}$, représentant un mode optique rond, de faible aire effective, en injectant à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ par le coupleur optimisé.

Compte tenu des simulations (voir Figure I.10 et Figure I.14), la propagation implique soit seulement le mode fondamental ayant une faible aire effective, soit, le plus souvent, une combinaison entre le mode fondamental et une petite contribution d'un mode d'ordre supérieur, ce qui élargit un peu le mode apparent. Si on considère un seul mode d'ordre supérieur, ceci correspond à une combinaison de $\sim 85\%$ - 15% , ce qui fait que, dans le pire des cas, on a une perte de 0,7 dB dans le mode supérieur. Pour cette raison, malgré la forte multimodalité théorique, le comportement réel de la fibre est quasi-monomode.

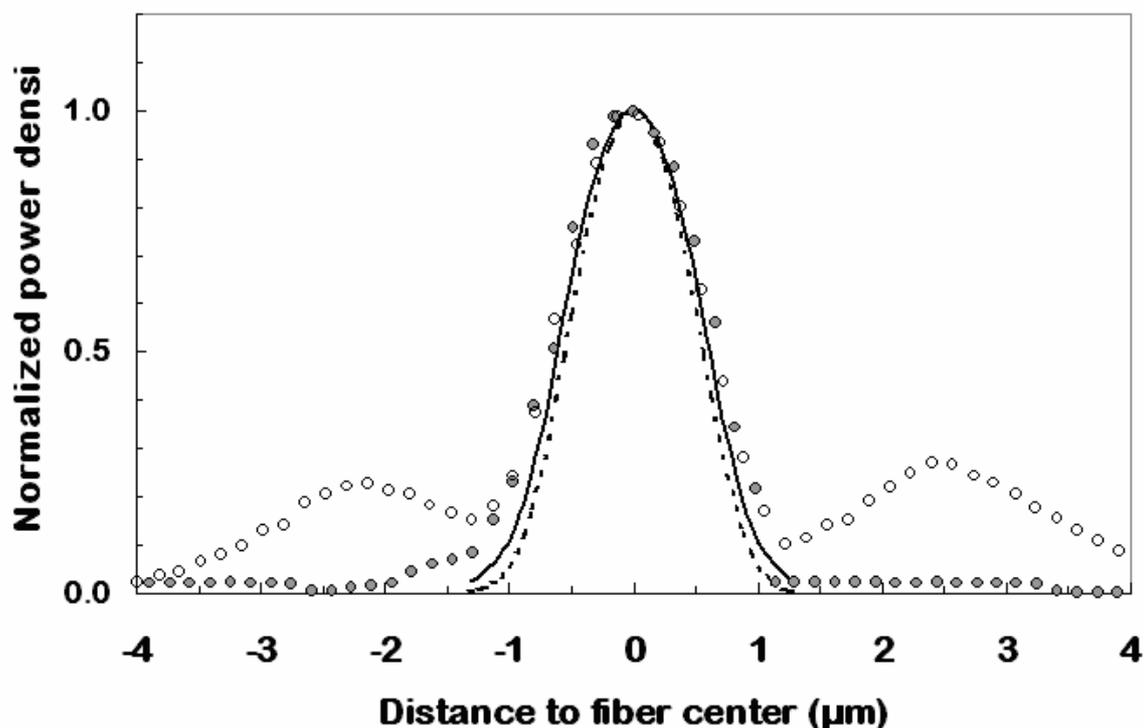


Figure I.14 Coupes typiques sur les cartes d'intensité optique, normalisées à l'unité, pour le coupleur optimisé à fibre intermédiaire (cercle plein) et pour l'injection directe SMF/MOF (cercle vide). Les lignes pleine et pointillée représentent les prédictions des simulations pour les deux directions AA et BB dans la Figure I.10

Nous avons fait des mesures pour différentes longueurs de fibre, entre 1 m et 20 m, pour diverses conditions d'injections et de polarisation, pour diverses courbures de la fibre, avec des rayons jusqu'à 6 mm, et en régime de forte puissance $\sim 1\text{GW}/\text{cm}^2$ où on enregistre un fort élargissement spectral, de 0,2 nm à 3 nm. Dans tous les cas, le comportement quasi-monomode est robuste.

A part le mode central, le SNOM révèle d'autres contributions dans la carte optique, tels que des anneaux concentriques (voir Figure I.14 et Figure I.15) ayant des extensions spatiales de l'ordre de 4 et 10 μm et n'ayant aucune corrélation avec la structure topographique. La puissance portée par ces anneaux, même après 20 m de propagation, est très importante pour le couplage direct SMF/MOF, soit 75 % (6dB) de la puissance totale. Ce pourcentage diminue pour une injection par fibre microlentillée et est minimal pour le couplage optimisé. Dans ce cas, seulement 10 % (0,5 dB) de la puissance se trouve dans ces anneaux.

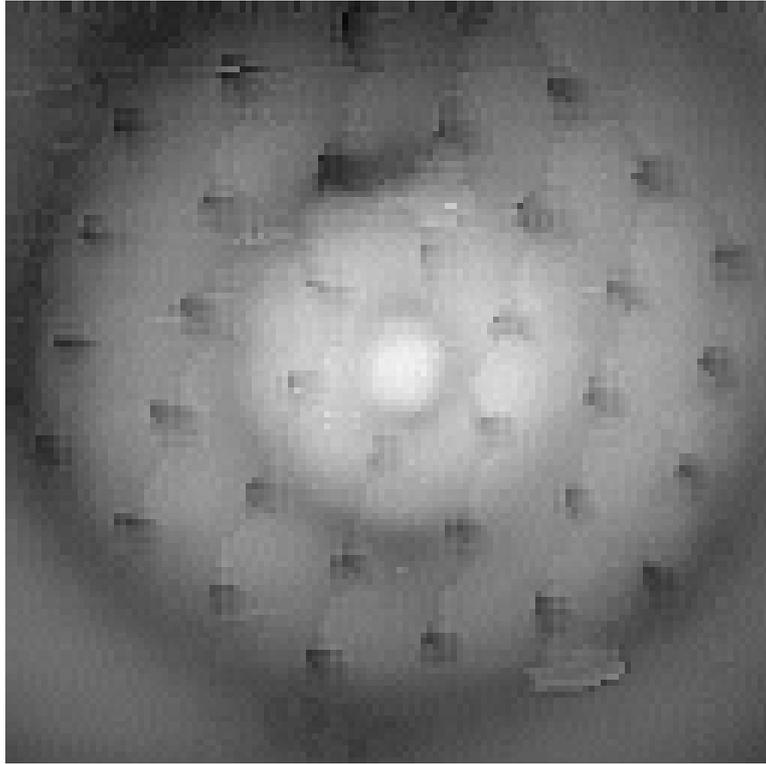


Figure I.15 Carte d'intensité SNOM 17x17 μm qui montre des modes de fuite en anneaux lorsqu'on utilise une injection directe SMF/MOF. L'échelle log (40 dB de blanc au noir) est employée pour mettre en évidence les faibles anneaux. La carte topographique est superposée afin de marquer la position des trous

L'origine de ces anneaux n'est pas complètement élucidée, mais on soupçonne qu'ils soient des modes à fuite. Dans des expériences similaires de SNOM sur des MOFs [66], des anneaux similaires ont été observés. Mais dans ce cas-la, il s'agissait d'un artefact du SNOM, en l'occurrence la capture par les parois de la pointe. La preuve était l'apparition de tels anneaux, même dans le cas d'un faisceau gaussien soigneusement préparé auparavant, sortant d'une fibre standard SMF. Dans notre cas par contre, dans les expériences similaires sur les fibres SMF, les images optiques sont très propres, sans aucune trace d'anneau. En même temps, nous avons utilisé beaucoup de pointes (> 20). Dans la plupart des cas, les anneaux étaient présents, avec des intensités similaires. Par ailleurs, nous avons fait des expériences comparatives sur une fibre standard, en utilisant une pointe habituelle conique, et puis une pointe de géométrie différente, parabolique. Sachant que cet objet ne doit pas présenter des modes en anneaux, les cartes obtenues avec la pointe différente, relève des faux modes en anneaux portant quelques dizaines de pourcent de puissance, alors que dans les cartes obtenues avec la pointe standard, les anneaux sont très faibles, à savoir moins d'un pourcent d'intensité intégrée. Autrement dit, si ces formations portent plus d'un pourcent de puissance,

il faut les prendre en compte. Donc, l'ensemble des résultats sur la fibre microstructurée (Figure I.15) plaide pour associer ces anneaux à modes de fuites. En même temps, ceci renforce l'idée de l'importance du couplage optimisé par un adaptateur de mode, surtout pour un futur dispositif de traitement du signal en télécommunications.

Les études par microscopie en champ proche confirment les calculs numériques de taille de mode intrinsèque du mode fondamental. Ils permettent d'estimer les diverses contributions des pertes. En ce qui concerne les fibres MOF à très fort d/Λ , elles sont en pratique quasi-monomode et la propagation est très robuste. Avec une adaptation de mode, une telle fibre peut être utilisée dans une application de traitement de signal, tel un NOLM pour le démultiplexage temporel. Si on considère l'ordre de grandeur des paramètres nécessaires pour un NOLM [70-72], notamment une puissance crête de 10 W pour travailler autour de 80 Gb/s, un tel dispositif qui utiliserait cette fibre MOF, nécessiterait seulement 20 m, grâce au fort coefficient non linéaire γ . Pour cette courte longueur, les effets dispersifs (moins de 1% d'augmentation de la durée d'impulsion) ainsi que les pertes de propagation du mode fondamental (moins de 0,3 dB) sont négligeables, tandis que les pertes totales d'insertion de cette fibre dans une ligne de type SMF sont de 3,3 dB seulement. Seul le fonctionnement à deux longueurs d'onde (contrôle et signal) poserait des problèmes, à cause du walk-off temporel. Mais grâce à la souplesse dont on dispose dans la conception de la géométrie, il est possible de faire une fibre MOF à dispersion plate sur une large plage de longueurs d'onde, tout en gardant un coefficient non linéaire γ suffisamment élevé. Par conséquent, un NOLM à deux longueurs d'onde pourrait aussi être envisagé.

3.2. Autre exemple de SNOM appliqué aux fibres microstructurées

Dans cette étude, il s'agit d'une fibre ayant une structure moins régulière, mais avec un facteur d/Λ encore plus fort (Figure I.16).

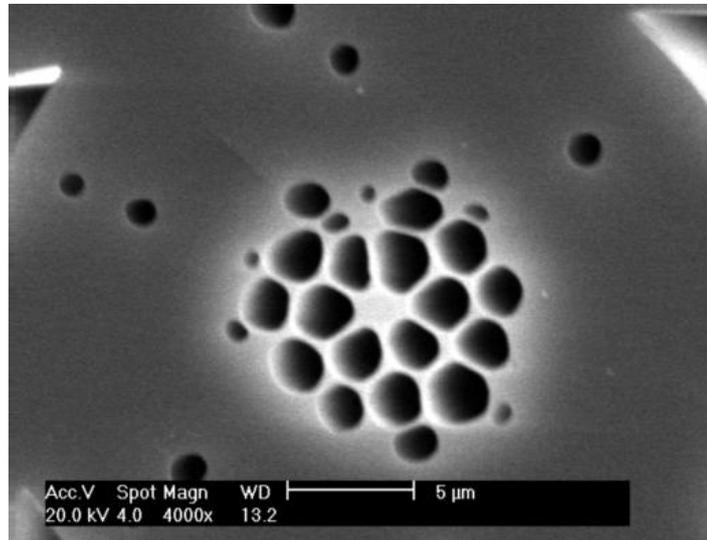


Figure I.16 Image MEB de la fibre fabriquée par l'Université de Moscou.

La fibre présente un cœur plus ou moins elliptique de diamètres $\sim 1,6 \times 2,6 \mu\text{m}$ mesurés à partir de la photo optique. Le diamètre des trous de la première couronne est $\sim 2,2 \mu\text{m}$ et la période est $\Lambda \sim 2,4 \mu\text{m}$. Ceci donne un très fort $d/\Lambda \cong 0,91$.

La structure a été modélisée par des simulations numériques en utilisant un modèle vectoriel basé sur la méthode des éléments finis où on inclut la dispersion de la silice par la relation de Sellmeier. Dans la modélisation, la structure utilisée n'est pas exactement la structure réelle, mais une structure synthétisée. Le mode fondamental à $\lambda = 670 \text{ nm}$ ainsi que les coupes verticales et horizontales sont présentés dans la Figure I.17. On estime les deux waists à $w_x \cong 0,89 \mu\text{m}$ et $w_y \cong 0,96 \mu\text{m}$. Ceci donne $A_{\text{eff}} \cong 2,41 \mu\text{m}^2$ et $\gamma \cong 116,7 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Vu la différence entre la structure réelle et celle synthétisée où les trous de la première couronne sont quasiment tangents, l'aire effective est minorée (γ est majoré). A $\lambda = 1550 \text{ nm}$ on obtient une aire effective $A_{\text{eff}} \cong 3,15 \mu\text{m}^2$ et $\gamma \cong 38,5 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Les simulations montrent qu'un fort confinement est possible, malgré le nombre réduit de couronnes complètes.

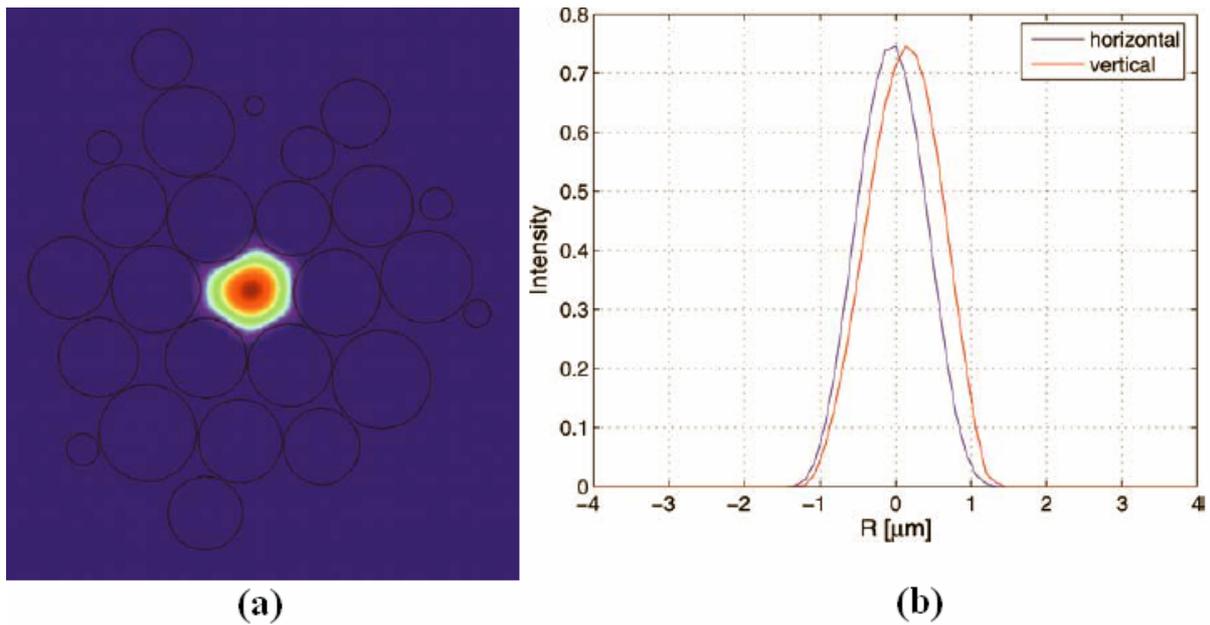


Figure I.17 Carte d'intensité du mode fondamental à $\lambda=670$ nm obtenu par FEM sur la structure synthétisée (a) et coupes horizontale et verticale sur cette carte (b).

Le montage expérimental est le même que précédemment. On utilise une injection par fibre microlentillée dont le rayon est de l'ordre de $4 \mu\text{m}$, posée sur un système de translation trois axes ayant un pas de 50 nm. Les longueurs d'onde de travail sont 670 nm et 1550 nm. La longueur de la fibre est de 35 cm. Les expériences sont plus difficiles, compte tenu du relief extrêmement escarpé. Un exemple d'image SNOM optique, aux deux longueurs d'onde, ainsi que deux coupes horizontale et verticale, sont présentées dans la Figure I.18.

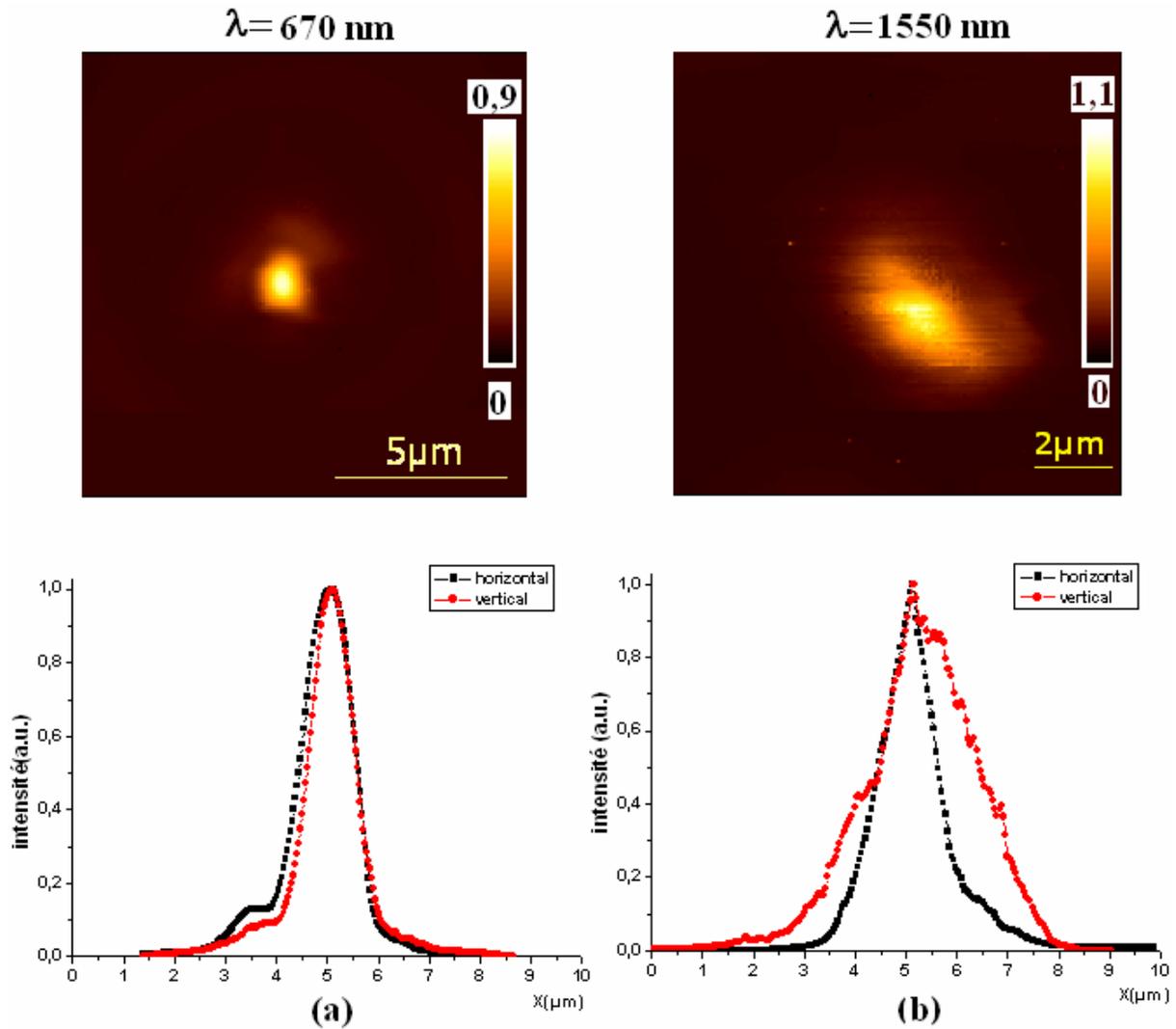


Figure I.18 Images SNOM optiques en échelle linéaire (haut) et coupes verticale et horizontale normalisées aux maximums (bas), à $\lambda=670 \text{ nm}$ (a) et $\lambda=1550 \text{ nm}$ (b).

Les waists obtenus expérimentalement à $\lambda=670 \text{ nm}$ sont $w_{1/e^2}=(0,95\pm 0,2)\times(1,2\pm 0,2) \mu\text{m}$, en accord qualitatif avec les prédictions théoriques. Les légères différences pourraient être dues à la différence entre structure synthétisée et structure réelle. On estime ainsi un coefficient non linéaire de $\gamma=65\pm 35 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ à $\lambda=670\text{nm}$. A $\lambda=1550 \text{ nm}$, les waists sont $w_{1/e^2}=(1,15\pm 0,35)\times(1,7\pm 0,35) \mu\text{m}$. On voit de nouveau apparaître des modes à fuites, qui portent 35-45 % de la puissance, mais aussi une ellipticité plus importante que pour l'autre fibre, surtout à cause de la forme elliptique du cœur.

Le fort coefficient γ a été confirmé expérimentalement par nos collaborateurs, dans une expérience d'évolution du spectre optique des impulsions femtoseconde à $\lambda=800 \text{ nm}$ à travers 6 cm de fibre [69]. Un laser Ti : Sapphire génère des impulsions de durée initiale de 30 fs et d'énergie jusqu'à 30 nJ. A 800 nm, le pompage se fait dans la région de dispersion

anomale, l'énergie est donc couplée dans un ou plusieurs solitons. L'effet Raman produit un glissement vers le rouge de la fréquence centrale. Le bon accord entre le spectre théorique issu des simulations numériques et le spectre enregistré expérimentalement, confirme la valeur de γ et donc, de la forte non linéarité de la fibre.

En conclusion, bien que le profil spatial soit très escarpé, le SNOM fournit des résultats en accord raisonnable avec les simulations et les expériences d'optique non linéaire. Cependant, on constate que pour ce cas extrême du point de vue de la topographie, le SNOM tend à atteindre ces limites.

Conclusion générale sur le SNOM : En conclusion, la microscopie optique en champ proche est un bon outil de caractérisation des fibres microstructurées, malgré le profil topographique escarpé. L'information optique, obtenue simultanément à l'information topographique, a une résolution inférieure à la longueur d'onde. Le SNOM peut fournir des informations quantitatives concernant les tailles et les puissances portées par les modes. Nous avons ainsi accès au coefficient non linéaire γ , très important dans l'optique non linéaire. D'autres informations quantitatives importantes obtenues par le SNOM visent les modes d'ordre supérieur et les modes à fuite. La microscopie optique en champ proche confirme la forte non linéarité des MOF à fort d/Λ qui ouvre la voie vers le traitement tout optique du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ à l'aide des fibres microstructurées.

4. Du guide unique au réseau de guides couplés

4.1. Motivation

Comme nous l'avons vu, les MOF offrent des perspectives attrayantes pour le traitement optique du signal. Le réseau de trous d'air assure une gaine à très bas indice équivalent et ainsi, un fort confinement du mode dans le cœur. Mais un aspect de la gaine, négligé jusqu'à présent, est la présence d'un certain nombre de canaux, dits trifoliés en raison de leurs géométries, qui pourraient agir comme des guides. Il s'agit ainsi d'un possible réseau de guides d'onde. Chaque guide serait constitué d'un canal en silice formant le cœur entouré des trois trous adjacents, formant la gaine (Figure I.19).

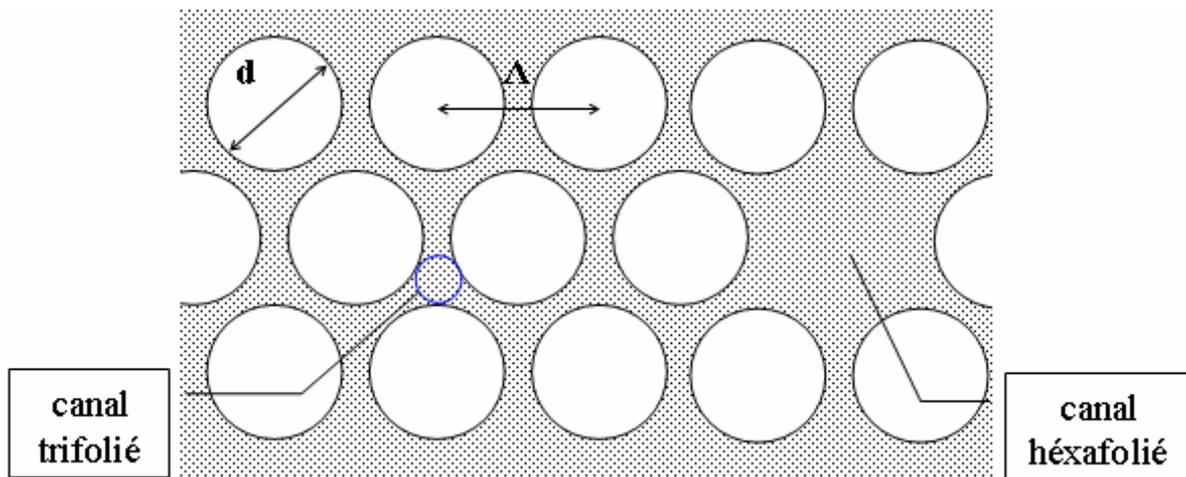


Figure I.19 Schéma de la région microstructurée d'une MOF. Le cercle bleu définit le canal trifolié

On définit pour un tel guide son rayon comme le rayon du cercle inscrit tangent aux trois trous d'air. On peut imaginer de tirer profit du fort contraste d'indice entre le canal trifolié en silice et les trous d'air pour obtenir des modes optiques très confinés. En conséquence, on pourrait obtenir un réseau 2D très compact de guides potentiellement couplés. Un tel réseau ouvre des perspectives dans le traitement parallèle tout optique du signal.

Nous avons étudié les propriétés de ces canaux [73]. La fibre test est celle de la première étude par SNOM (Figure I.9). En utilisant la période du réseau Λ et le diamètre de

trous d , on détermine le diamètre du canal trifolié $2\Lambda/\sqrt{3} - d$ à $0,66 \mu\text{m}$ et la distance entre deux canaux $\Lambda/\sqrt{3}$ à $1,26 \mu\text{m}$.

4.2. Simulations numériques et confirmation expérimentale du guidage dans les canaux trifoliés

Nos collègues d'Alcatel Recherche et Innovation, Marcoussis ont effectué des simulations numériques FEM, afin de trouver les modes propres possibles des canaux. On a modélisé une structure synthétique parfaite à l'exception de la première couronne de trous qui sont des cercles allongés représentés par la moyenne des trous réels, ainsi que la structure réelle entière obtenue à partir de l'image de microscopie électronique à balayage. Dans les simulations ainsi que dans les expériences, la longueur d'onde est $\lambda=670 \text{ nm}$. À part le mode central qui a une taille de $\sim 800 \text{ nm}$, on obtient une multitude de solutions correspondant à la propagation dans un ou plusieurs canaux. Avec la structure synthétique on obtient surtout des modes collectifs étalés sur beaucoup de canaux, mettant en évidence des supermodes délocalisés spatialement (Figure I.20 (a)).

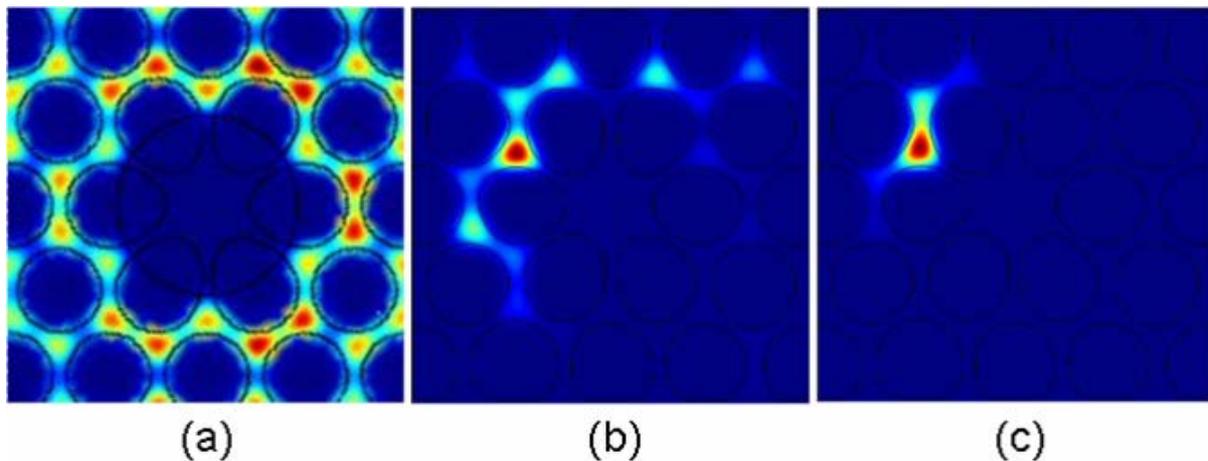


Figure I.20 Cartes de champ ($9 \times 9 \mu\text{m}$) correspondant à la propagation dans les canaux à $\lambda=670 \text{ nm}$ obtenus par FEM sur la structure synthétique (a) et réelle (b) et (c).

Par contre, les modes obtenus avec la structure réelle, qui tiennent compte des inhomogénéités locales, sont plus localisés. Il n'y a pas de modes collectifs impliquant toute la structure, mais des modes localisés dans un ou un petit nombre de canaux (Figure I.20 (b) et (c)). Pour les images (b) et (c), le maillage a été optimisé, de telle façon que sa densité soit maximale dans le canal où l'intensité du mode est elle aussi maximale, garantissant ainsi la qualité du résultat. De plus, la qualité du maillage est estimée par un paramètre de confiance,

que le logiciel calcule lui-même. On s'est assuré que ce facteur est supérieur à une limite inférieure, qui garantit la solidité du résultat (selon les spécifications techniques du logiciel). Le mode de l'image (b) est polarisé plutôt x ($E_x/E_y \sim 3$), alors que le mode de l'image (c) est polarisé plutôt y ($E_y/E_x \sim 4$). Les petites asymétries entre canaux sont donc responsables de la localisation des modes. Le choix des canaux préférentiels et l'extension des queues évanescentes via les cols (et par conséquent les couplages avec les voisins), sont très sensibles aux détails de la structure, comme on peut le constater en comparant les différences des trois extensions dans la Figure I.20 (c). Par contre, la partie centrale du mode est quasiment la même, quel que soit le canal, et correspond à un waist de $\sim 350 \pm 40$ nm. L'aire effective est de $0,7 \pm 0,1 \mu\text{m}^2$ et le coefficient non linéaire est $\gamma \sim 300 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$. Si on considère l'indice de la silice à cette longueur d'onde $\sim 1,456$, le waist est de $0,77 (\lambda/n)$, proche de la limite de diffraction. Selon la référence [23], la barre de silice qui donnerait le même waist aurait un rayon de $0,85 \pm 0,1 (\lambda/n)$, ce qui est comparable à $0,67 (\lambda/n)$, le rayon du notre canal trifolié. On constate, encore une fois, que le guide de type fibre microstructurée permet de s'approcher très près du GLD. La mise en évidence de cet effet nécessite, ici plus que jamais, la résolution au dessous de la longueur d'onde apportée par la microscopie optique en champ proche.

Avec le dispositif présenté précédemment, on évalue 1 m de fibre, par injection avec une fibre microlentillée posée sur un système translateur piézoélectrique et couplée soit à une source laser DFB émettant à $\lambda=670$ nm, soit à une source DFB émettant à $\lambda=1550$ nm. Quand l'injection est décentrée par rapport au cœur central, la carte de sortie dépend fortement de la longueur d'onde. A $\lambda=1550$ nm la transmission est très faible et les cartes sont diffuses. A $\lambda=670$ nm par contre, des taches bien localisées dans les canaux trifoliés sont observées.

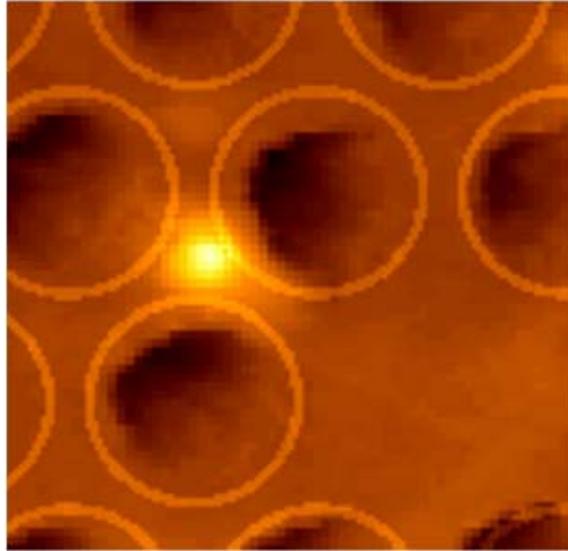


Figure I.21 Image SNOM autour d'un seul canal trifolié : carte d'intensité $5 \times 5 \mu\text{m}$ avec l'image topographique et un motif de trous superposés

La Figure I.21 montre la carte SNOM d'intensité optique combinée avec la topographie. Un réseau de trous circulaires est superposé et déplacé sur l'image jusqu'à obtenir le meilleur accord avec le motif déformé issu de la topographie SNOM de trous. Comme on peut le constater, le canal trifolié transmet la lumière.

On peut pousser l'analyse encore plus loin en regardant la structure détaillée de la tache optique. Comme on peut le constater dans Figure I.22 (a), la carte d'intensité au centre du canal est quasi-circulaire, avec des faibles extensions vers les canaux adjacents. Le profil du champ est probablement perturbé très près des trous, et surtout sur le trajet ascendant de la pointe (la partie droite du trou), vu la distorsion topographique. Mais le centre du mode qui s'étale dans la région pleine n'est à priori pas perturbé. Le centre est bien approximé par une tache gaussienne de waist $500 \pm 100 \text{ nm}$, correspondant à une aire effective de $0,9 \pm 0,2 \mu\text{m}^2$.

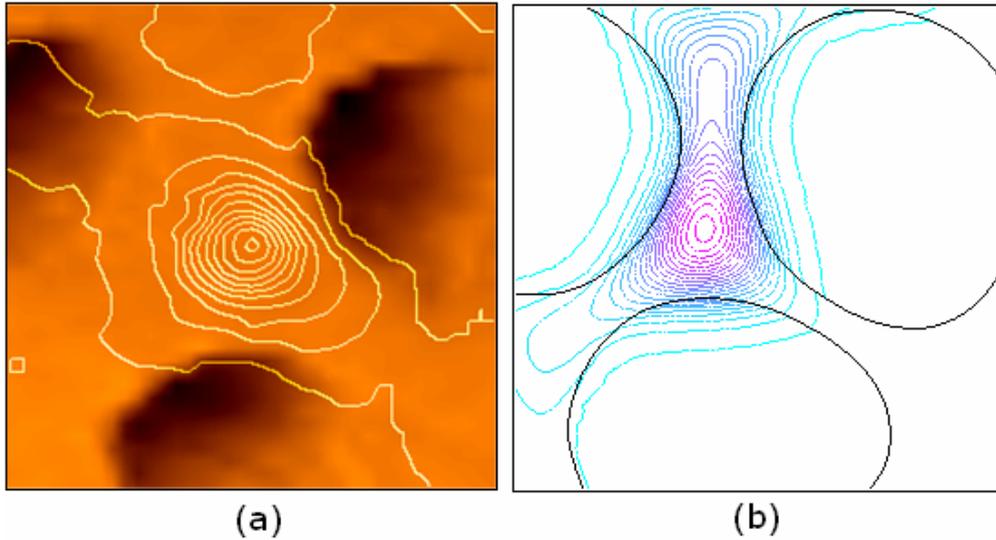


Figure I.22 Cartes optiques en contours d'intensité, $3 \times 3 \mu\text{m}$: (a) Zoom de la Figure I.21 (de 0 à 1 avec un pas de 0,1); (b) Zoom de la Figure I.20 (c) (de 0,1 à 3,79 avec un pas de 0,2)

Cette valeur est un peu plus élevée que celle calculée numériquement (Figure I.22 (b)), mais à cette petite échelle, la résolution du SNOM pourrait jouer un rôle. En effet, la résolution dépend de la structure exacte de la pointe qui n'est pas connue, et de la configuration du champ elle-même. Si on considère correcte la taille du mode calculée, l'élargissement de la tache lumineuse est environ 30 %, ce qui correspond à une résolution de $\sim 300 \text{ nm}$ ($\lambda/2$). Cette valeur qui correspond d'ailleurs au plus petit détail que l'on peut observer sur les images, se situe vers la limite supérieure du domaine des valeurs prévues par les modèles semi empiriques de la pointe. La différence correspondrait donc à un élargissement expérimental. Cependant, ceci pourrait correspondre aussi à une excitation des modes d'ordre supérieur. Par exemple, dans les barres de silice aux longueurs d'onde voisines, le rayon critique pour le fonctionnement monomode est autour de 225 nm, ce qui est inférieur au rayon du canal trifolié.

Mais quelque soit la cause de l'élargissement, la résolution du SNOM a permis de mettre en évidence la structure fine de la tache de sortie et de la comparer avec les calculs numérique. Sachant que le logiciel calcule les modes propres du guide, à partir des équations de Maxwell, le bon accord qualitatif (les deux taches sont quasi-gaussiennes) et le relatif accord quantitatif de waist, prouvent que le canal trifolié est un guide d'onde, ayant ses modes propres, où le guidage est assuré par un mécanisme de réflexion totale interne. On peut désormais appliquer au canal trifolié tous les considérations théoriques concernant un guide d'onde.

Diverses configurations de sortie ont été obtenues. Nous avons souvent obtenu des taches de sortie monocanal (Figure I.23 (a)) pour plusieurs canaux d'injection, quand l'injection est optimisée afin de maximiser le signal à la sortie. La sortie sur plusieurs canaux simultanément a été observée (Figure I.23 (b)) lorsque l'injection est décentrée par rapport à cet optimum.

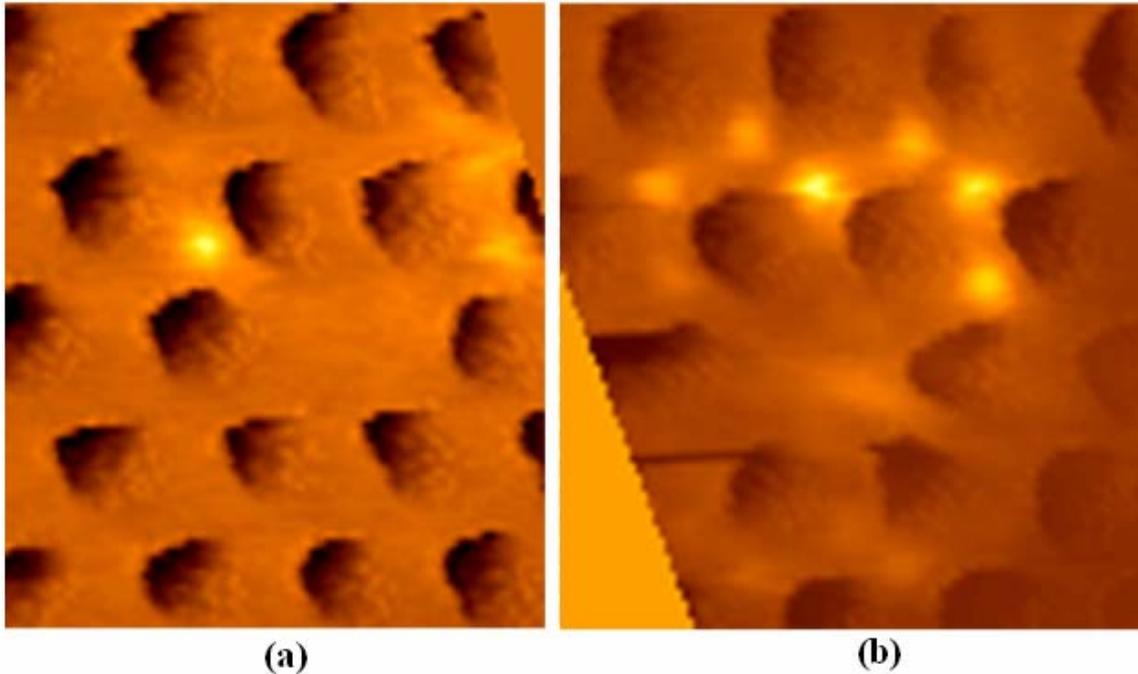


Figure I.23 Images SNOM optique et topographique de 9,2 μm de hauteur. Le contraste de chaque image est normalisé à son maximum et à son minimum. Le maximum d'intensité dans (a) est environ 20 fois supérieur au maximum dans (b)

La configuration expérimentale ne permet pas de connaître précisément l'endroit d'injection, mais on a pu constater un mouvement relatif de cet optimum avec le déplacement du point d'injection. Compte tenu de l'estimation des déplacements latéraux fournis par le système piézoélectrique, le déplacement de l'injection pour passer de la sortie unique dans un canal à la sortie unique dans un canal voisin est en accord avec la distance moyenne entre les canaux, à savoir jusqu'à 5 μm . Le déplacement axial nécessaire pour passer de la sortie monocanal à la sortie multicanaux est bien plus petite ($<1 \mu\text{m}$) et ne peut pas s'expliquer par une simple défocalisation du faisceau d'entrée ou un mouvement d'hystérésis ou parasite de l'injection.

Nous avons en même temps évalué les pertes d'un canal. La puissance de sortie peut être évaluée à l'aide de l'intégrale de l'intensité de l'image SNOM sur la surface d'un canal (un cercle de rayon moitié de la distance entre deux canaux voisins). Pour 1mW à l'entrée, on

obtient à la sortie, dans la configuration monocanal optimisée $\sim 0,55 \mu\text{W}$. Comme référence, lorsque l'on injecte dans le cœur central, la puissance de sortie est $\sim 20 \mu\text{W}$ à $\lambda=670 \text{ nm}$ et $\sim 150 \mu\text{W}$ à $\lambda=1550 \text{ nm}$. Ces $\sim 33 \text{ dB}$ de pertes du laser à la sortie monocanal englobent plusieurs contributions, telles les pertes dans la fibre microlentillée, le couplage à l'entrée, les pertes dans les modes à fuite et les pertes de propagation du canal. La première contribution peut être mesurée et est de $\sim 3 \text{ dB}$. La deuxième est déterminée par comparaison aux mesures à $\lambda=1550 \text{ nm}$. A cette longueur d'onde, où la fibre a des faibles pertes de transmission, la puissance de sortie est de $450 \mu\text{W}$, y compris le mode central et les modes à fuite en anneau (Figure I.15). En prenant l'hypothèse simple des pertes d'injection vues comme le désaccord entre deux faisceaux gaussiens, ce couplage correspond à une taille de mode de l'ordre de $2,35 \mu\text{m}$ de waist, ce qui est en accord avec les spécifications techniques des fibres microlentillées. Ceci nous permet d'estimer les pertes d'injection à $\lambda=670 \text{ nm}$ dans un canal trifolié à $\sim 11 \text{ dB}$. Ceci nous mène à une valeur de l'ordre de 20 dB/m pour les pertes de propagation. Cette valeur est pessimiste car elle implique le couplage maximal à $\lambda=1550 \text{ nm}$ et une contribution nulle à $\lambda=670 \text{ nm}$ des autres modes, alors qu'un canal porte seulement une fraction de la puissance injectée à l'entrée. Bien que la distribution de l'intensité dans toute la structure soit très importante, nous ne pouvons pas la mesurer avec précision, à cause de son étendue très large.

La question ouverte la plus importante porte sur le couplage entre canaux, par effet tunnel optique. Compte tenu d'une part de la forte densité de canaux et d'autre part des calculs et des expériences qui prouvent que le champ d'un canal peut profondément pénétrer dans les canaux voisins, on s'attend à un couplage efficace entre canaux. Pour un système de canaux identiques, ceci impliquerait la propagation sous la forme de supermodes collectifs. Dans le modèle de guides individuels couplés, ceci revient à un échange compliqué de l'énergie, avec des distances caractéristiques bien inférieures à celle considéré ici (1 m). Ceci devrait aboutir à une diffraction discrète, c'est-à-dire un étalement de l'énergie sur toute la structure. On constate cependant un fort écart à ce comportement. Des effets non linéaires d'auto-organisation du champ et des effets solitoniques ne peuvent pas être invoqués aux relativement faibles puissances véhiculées dans notre cas ($\sim 1 \text{ MW/m}^2$).

Le mécanisme exact qui localise la lumière dans un guide unique n'est pas évident à ce stade. Cependant, une première réponse peut être avancée. La comparaison des cartes théoriques sur la structure synthétisée et réelle indique que les petites distorsions locales de la structure localisent les modes autour d'un ou quelques canaux seulement. Néanmoins, on ne

peut pas exclure la possibilité qu'une interférence entre deux ou plusieurs supermodes donnent naissance à une configuration monocanal. Les conditions d'injection jouent, elles aussi, un rôle important. La différence entre la transmission monocanal et multicanaux peut être attribuée à l'excitation sélective des modes fortement localisés, ou, au contraire, à des modes collectifs délocalisés. De même, on ne peut pas exclure comme pour les cartes de sortie multicanaux, l'hypothèse d'une injection défocalisée qui "arrose" plusieurs canaux. Autrement dit, on ne peut pas trancher à ce stade entre un système de guides efficacement couplés dont on excite sélectivement des modes localisés ou délocalisés, et un ensemble de guides quasi-isolés les uns des autres, dont on arrose un ou plusieurs à la fois. Ce sont notamment ces aspects que nous étudions par la suite.

4.3. Conclusions

Cette étude a été la première démonstration expérimentale d'adressage individuel et de guidage dans les canaux trifoliés de la fibre microstructurée. Ceci a confirmé le fait que, le canal trifolié en tant que guide d'onde à la limite de diffraction, est une alternative très prometteuse aux solutions existantes, telles les barreaux de silice et les MOFs étirées.

Nous avons pu obtenir, d'une manière contrôlée, des configurations de sortie monocanal ainsi que multicanaux. La taille du mode du canal (~ 350 nm à $\lambda=670$ nm) et sa forme sont en bon accord avec les simulations numériques, et prouvent le caractère de guide d'onde de chaque canal. Bien que les pertes de propagation soient assez élevées en elles-mêmes, elles sont négligeables pour les faibles distances de quelques longueurs de couplages, nécessaires en pratique, pour les futurs dispositifs. De plus, les pertes de notre système sont tout à fait comparables avec celles d'autres guides à la limite de diffraction rapportés dans la littérature [28, 31, 74]. Ayant une robustesse et une facilité de fabrication nettement supérieure, les canaux trifoliés offrent une solution très prometteuse pour la nano-photonique intégrée.

Une autre conclusion concerne les inhomogénéités locales. Celles-ci jouent un rôle non négligeable dans le couplage entre les guides adjacents, pouvant diminuer d'une manière significative le taux de transfert de l'énergie. Une autre conclusion est le fait que l'injection joue, elle aussi, un rôle assez important dans la configuration de sortie, par l'excitation sélective des supermodes.

5. Conclusions

Une des conclusions majeures de ce chapitre est que la microscopie en champ proche est un outil adéquat pour l'étude des fibres microstructurées. Même pour les MOFs à fort facteur de remplissage en l'air, elle peut donner des informations quantitatives sur la taille du mode fondamental et sur le coefficient non linéaire γ , essentiel dans l'optique non linéaire. On peut aussi quantifier la contribution des modes d'ordre supérieurs et des modes de fuites, ainsi que les pertes de ces fibres.

La conclusion la plus importante de ce chapitre est que les canaux trifoliés de la gaine d'une fibre MOF sont des guides d'onde à la limite de diffraction. Ayant des pertes comparables aux alternatives existantes, telles que les barreaux de silice et les MOFs étirées, mais une robustesse et une facilité de fabrication nettement supérieure, ils sont une solution très prometteuse pour la nano-photonique intégrée.

En même temps, cette étude a soulevé un certain nombre de questions importantes, concernant le mode de guidage et le couplage entre guides. Les réponses ne sont pas évidentes lorsque l'on considère un réseau 2D de guides standards, d'autant moins pour un système de guides d'ondes microstructurées, pour lesquels la littérature est très peu abondante. Parmi les questions ouvertes soulevées par cette étude, on peut évoquer celles de :

- la théorie adéquate pour décrire le couplage entre guides d'onde de type microstructures. Ceci est intimement lié au régime de couplage entre canaux. Selon que le couplage est fort ou faible, on utilise la théorie des modes couplés ou la théorie des modes normaux. Le choix n'est pas trivial, d'autant plus qu'il n'est pas du tout évident de définir sans ambiguïté le "cœur" et "la gaine" du microguide. Quant à la valeur de l'indice de la gaine d'un tel guide, il est encore plus difficile de le déterminer.
- la multimodalité des canaux. Le comportement du système de guides pourrait être très compliqué, car différents types de battement pourraient être rencontrés à la fois : le battement inter-canaux (entre deux canaux voisins) et le battement intra-canal (entre deux modes propres d'un canal). Vu la géométrie, il n'est alors pas envisageable de déterminer analytiquement les modes propres et les longueurs de couplages.

- la tolérance du couplage entre canaux aux déviations technologiques. Autrement dit, quel est le rôle de l'asymétrie ou de l'irrégularité du réseau sur le couplage et l'établissement des supermodes collectifs.
- le rôle des pertes sur le couplage, sachant que dans certains cas, les pertes peuvent changer tout simplement le comportement et le régime de fonctionnement d'un système, et pas seulement les valeurs des paramètres.
- le rôle de la biréfringence sur le couplage, surtout si on tient compte des fortes biréfringences pratiques des fibres microstructurées.

Pour toutes ces raisons, nous nous sommes proposé d'étudier le couplage entre deux guides dans une MOF multimode (fort rapport d/λ) à deux cœurs en silice, comme étape intermédiaire dans l'étude du réseau de guides couplés. La géométrie de système de guides est très asymétrique, par la présence d'un cœur central et d'un cœur extérieur, près de la limite de la gaine, séparés par un trou d'air.

Chapitre II

Couplage entre guides d'ondes asymétriques multimodes de type fibre microstructurée

1. Introduction

L'étude d'une fibre MOF à deux cœurs constitue un sujet peu exploré. Il s'agit pourtant de structures présentant un potentiel important d'ingénierie de propagation. De plus, comme nous l'avons anticipé à la fin du chapitre précédent, cette étude peut constituer une étape intermédiaire pour la compréhension de la propagation dans un réseau de guides obtenus dans la gaine microstructurée d'une MOF.

Si la littérature sur le réseau 2D de guides couplés est peu fournie, celle sur le système à deux guides seulement est beaucoup plus riche. Sur les fibre à deux cœurs de type SMF, parmi les sujets couverts plus ou moins, on retrouve la théorie des modes couplés (diamètres des cœurs de plusieurs μm et contraste d'indice de quelques 10^{-3}) [75], l'influence de la contrainte [76] ou de l'asymétrie [77] sur le couplage, le battement intermodal (intra-cœur) [78-81], le commutateur non linéaire [82-86].

Sur les guides en ruban ou ayant un caractère plus général, on traite la gestion de la dispersion à l'aide de deux guides asymétriques [87], le calcul de la longueur de couplage en régime linéaire entre guides symétriques [88], le coupleur directionnel non linéaire [82], et une étude comparative de diverses théories dans un système de deux guides asymétriques [89].

En ce qui concerne les fibre à deux cœurs de type MOF, on trouve des travaux théoriques sur la modification dramatique de la longueur de couplage avec les irrégularités [90], la modélisation du coupleur directionnel [91], le coupleur non linéaire [92]. Les travaux expérimentaux portent sur les battements inter-cœurs [36, 38, 93, 94] et intra-cœur [95]. Dans ce dernier, on étudie le battement entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur dans une fibre MOF à très grand cœur, en utilisant une fibre SMF et un détecteur pour collecter le signal à la sortie de la fibre MOF. Spatialement, la fibre SMF est successivement positionnée sur les deux lobes du champ du mode d'ordre supérieur. Pour chaque position, on fait un balayage de la longueur d'onde, et on enregistre le signal du détecteur. On obtient ainsi les courbes de modulation de l'intensité avec la longueur d'onde, en raison de l'interférence entre ces deux modes.

Nous avons étudié une fibre MOF à deux cœurs fabriquée par Alcatel Recherche et Innovation, Marcoussis. Nos travaux portent principalement sur la modélisation et sur les effets de battement entre les divers modes, en régime linéaire. Nous avons préféré l'utilisation de l'imagerie en champ lointain. La description du principe de l'expérience justifiera ce choix

en termes de rapidité. On commence par une étape d'évaluation topographique, puis nous abordons les simulations numériques et la présentation des modèles théoriques employés. On présente ensuite les principaux résultats sur les effets de battement entre les divers modes, en régime linéaire, et quelques expériences en régime non linéaire, avant de conclure.

2. Topographie et modélisation

La confrontation entre expériences et calculs, réalisée pour les études présentées dans le chapitre précédent, nous a appris l'importance d'une excellente connaissance de la topographie de la fibre. Pour retrouver les paramètres de la fibre, nous avons employé une technique qui consiste à superposer des photos étalonnées de la fibre réelle, sur un motif régulier, dont on peut varier les paramètres. Cette approche globale 2D est bien plus efficace qu'une simple mesure des paramètres utilisant l'étalonnage. On peut déterminer ainsi la période du réseau Λ et le diamètre des trous. On utilise des images étalonnées de microscope optique et de microscope électronique à balayage MEB, réalisées toutes les deux à Alcatel Recherche et Innovation, Marcoussis et présentées dans la Figure II.1.

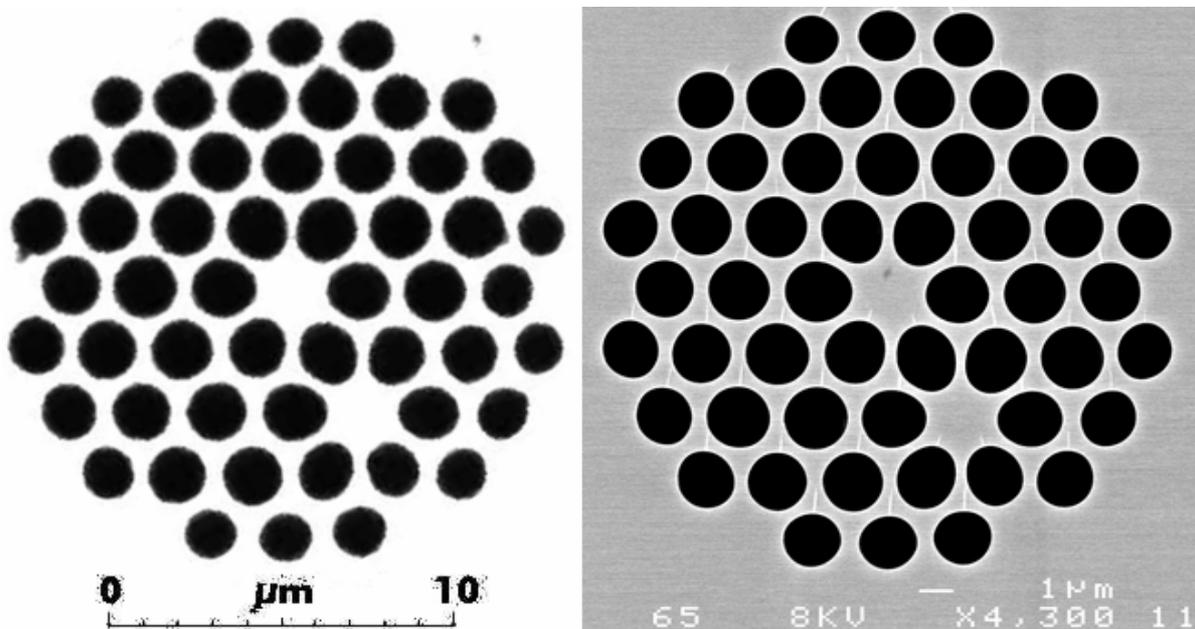


Figure II.1 Images optique (gauche) et MEB (droite) de la fibre à deux cœurs.

On utilise les deux types d'image pour profiter des atouts et surmonter les limitations de chaque genre de microscopie. En microscopie optique on a une résolution insuffisante, mais on peut bénéficier de l'absence d'anisotropie et de déformation de l'image. Quant au MEB, une anisotropie y est possible, mais il permet une bonne résolution. Par conséquent, on utilise les images optiques pour déterminer la période Λ , et les images MEB pour déterminer le diamètre d des trous.

La Figure II.2 présente le réseau ajusté à ces images. Le meilleur ajustement de l'image optique donne $\Lambda=2,35\pm 0,1 \mu\text{m}$. Par ailleurs les valeurs approximatives des diamètres

des trous intérieurs et extérieurs sont $d=2,05\pm 0,1 \mu\text{m}$. Les trous autour des deux cœurs sont allongés par rapport aux autres. En faisant l'ajustement de la photo MEB (où on voit des distorsions et un étalonnage moins bon) sur une grille de période $\Lambda=2,35 \mu\text{m}$ donnée par l'ajustement sur l'image optique, avec une contraction de 8% sur la direction y et 9% sur x, on arrive à $d=2,05\pm 0,1 \mu\text{m}$. On obtient ainsi $d/\Lambda=0,87\pm 0,03$.

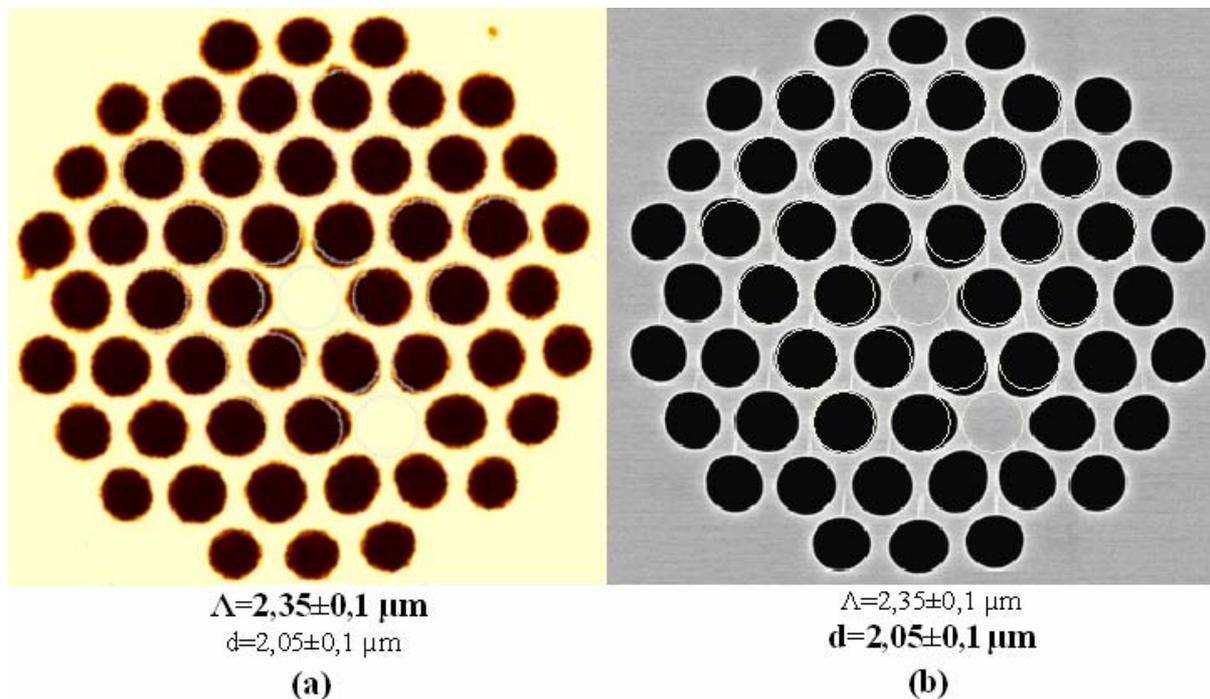


Figure II.2 (a) Ajustement d'une grille théorique de période $\Lambda=2,35\pm 0,1\mu\text{m}$ et de diamètre de trous $d=2,05\pm 0,1\mu\text{m}$ sur l'image de microscope optique. (b) Ajustement de la photo MEB sur une grille théorique de période $\Lambda=2,35\mu\text{m}$ fixée et de diamètre de trous $d=2,05\pm 0,1\mu\text{m}$.

En utilisant la même méthode, on déduit que les diamètres des trous extérieurs sont jusqu'à 10% plus petits. Les deux cœurs sont légèrement elliptiques, étirés sur la direction des cœurs: le cœur central a des diamètres de $2,3\mu\text{m}$ et $2,55 \mu\text{m}$, et le cœur extérieur des diamètres de $2,3 \mu\text{m}$ et $2,3 \mu\text{m}$. La distance entre les centres des cœurs est $4,65\pm 0,1 \mu\text{m}$. Le trou qui sépare les cœurs est elliptique, avec des extensions de $1,95\pm 0,05 \mu\text{m}$ x $2,20\pm 0,05 \mu\text{m}$.

Compte tenu de la différence d'environ 11% sur le diamètre, on s'attend à ce que les indices effectifs du cœur extérieur soient bien plus bas. Cependant, l'indice moyen de la gaine vue par le cœur extérieur est plus élevé et donc on s'attend à une légère augmentation [5]. On a donc affaire à un système complexe. Il est connu que les phénomènes de type tunnel, dont le couplage par onde évanescente entre deux guides en fait partie, sont très sensibles aux

variations des paramètres géométriques Pour les MOFs, les articles théoriques [90] prédisent pour une fibre dont le rapport d/Λ est 0,9, donc près du nôtre, une diminution de la longueur de couplage d'un facteur entre 100 et 1000 pour des déviations de quelques pourcent des paramètres, selon le type de variation et la polarisation. On peut facilement se convaincre du fait que cette sensibilité ne concerne pas seulement la longueur de couplage, mais aussi l'efficacité de celui-ci, à savoir le taux de transfert d'énergie entre les guides. Ces variations considérables sont dues aux fortes variations des indices effectifs des supermodes. Une complexité supplémentaire vient de la multimodalité de la fibre, qui est attendue lorsque le rapport d/Λ devient supérieur à 0,44 [2]. Une autre question concerne la théorie permettant de décrire au mieux la propagation dans un tel système, c'est-à-dire soit une théorie de couplage faible où les guides sont considérés quasi-individuellement, ou une théorie de couplage fort où les deux guides forment un système unique. Pour toutes ces raisons, nous avons fait des simulations numériques avec le logiciel commercial FEMLAB basé sur la méthode des éléments finis. On retrouve ainsi les cartes d'intensité et les indices effectifs (donc les constantes de propagation) des modes propres du système (les supermodes). Vu que l'on peut répéter l'opération pour n'importe quelle longueur d'onde, on peut obtenir la courbe de dispersion, si on en a besoin.

Le logiciel permet d'utiliser comme profil d'indice soit une structure parfaite soit la structure réelle de la fibre construite à partir d'une photo MEB. Nous avons utilisé la structure réelle, à laquelle nous avons ajouté des couches absorbantes dites Perfectly Matched Layers ou PML. Bien qu'elles soient très gourmandes en mémoire et temps de calcul, ces couches sont nécessaires pour avoir une structure finie et pour avoir une idée des pertes de confinement en utilisant la partie imaginaire de l'indice. Il n'est pas facile de trouver les bons paramètres de ces couches, tels que l'épaisseur, le coefficient d'absorption, l'éloignement par rapport à la structure, le maillage. On cherche les paramètres de ces couches pour qu'il n'y ait pas de réflexions parasites à l'interface entre la structure et la couche absorbante. Une couche trop épaisse utilise beaucoup de mémoire de calcul, et une couche trop mince doit avoir un coefficient d'absorption trop élevé, ce qui crée des perturbations du mode optique à la frontière. Un coefficient d'absorption trop petit provoque des réflexions parasites, comme si la couche n'existait pas, et un coefficient trop élevé peut diminuer voire faire disparaître certains modes, surtout les modes d'ordre supérieur. Si la couche est trop éloignée, il peut apparaître des faux modes entre la structure et la couche, mais si elle est trop proche le mode optique est très sensible à toute modification d'un quelconque paramètre. Le choix de la forme

géométrique des couches n'est pas très évident non plus. En pratique, pour nos fibres, la couche hexagonale s'est avérée la plus adéquate.

Un autre point sur lequel il faut être attentif est le maillage. Il doit être dense ($< \lambda/10$) dans les cœurs et assez dense dans les couches de PML ($< \lambda/5$). Dans le mode de maillage automatique, le maillage se resserre aux interfaces, donc entre les trous d'air de la gaine. Mais pour avoir un maillage très dense aussi dans les deux cœurs, nous avons délimité autour de chaque cœur une zone circulaire qui comprend le cœur et la moitié de la première couronne de trous. La solidité des résultats est en grande partie assurée par la qualité globale du maillage, qu'on peut connaître à l'aide d'un paramètre de confiance calculé par le logiciel. En s'assurant que cette valeur est supérieure à une valeur théorique minimale, on peut avoir confiance dans les résultats.

Finalement, en utilisant la possibilité de connexion de FEMLAB avec MATLAB, nous avons pu inclure la dispersion de la silice, en utilisant la relation de Sellmeier.

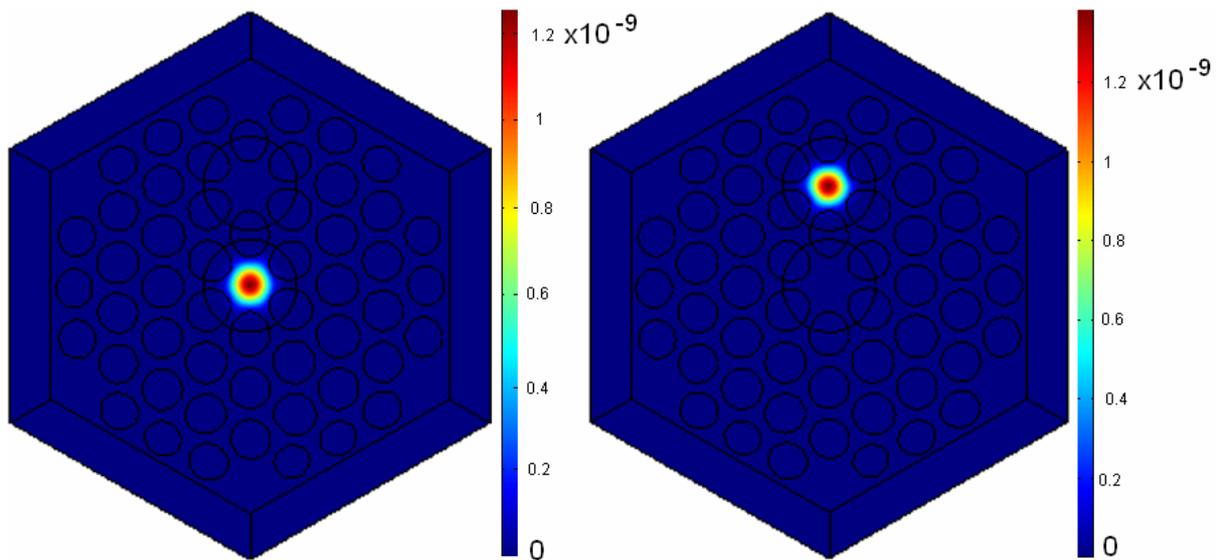


Figure II.3 Cartes d'intensité des modes fondamentaux en polarisation y à 1550 nm en échelle linéaire.

Les cartes d'intensité donnent des modes bien localisés (Figure II.3) dans un cœur ou dans l'autre, avec un rapport des maxima de champ électrique E_y d'environ 500 et d'intensité d'environ 10^5 . Ces résultats nous renseignent sur la forte asymétrie de la structure des modes et suggèrent que l'on pourrait utiliser les indices et les profils de champ des supermodes en tant que modes propres des guides isolés et donc *la théorie des modes couplés (TMC)* pour décrire le système complet. La difficulté est de prévoir le régime de couplage, fort ou faible, car par rapport au cas des fibres à deux cœurs standards où les expériences ont validé le choix

de cette théorie [76] les diamètres des cœurs ($\sim 2\mu\text{m}$) et la distance entre les cœurs ($4\text{-}5\ \mu\text{m}$) sont environ deux fois plus petites alors que le contraste d'indice est un ordre de grandeur plus fort. Nous commençons par l'utilisation des supermodes comme modes propres des guides isolés, en supposant implicitement le cas du faible régime de couplage, puis nous vérifions cette hypothèse en pratique. Bien que le logiciel donne directement les modes propres du système unique, nous préférons cette approximation qui permet de se servir de la théorie de modes couplés, théorie qui offre une image plus intuitive des phénomènes et permet de calculer plus facilement les grandeurs caractéristiques nécessaires.

Une autre remarque est que chaque mode est doublement dégénéré, un mode étant polarisé plutôt selon x et l'autre plutôt selon y . Plus précisément, chaque mode est hybride, donc le champ électrique a des composantes sur x , y et même sur z . Le mode qui a la composante dominante E_x est appelé "x", et celui qui a la composante dominante E_y est appelé "y". L'écart de l'indice effectif entre les deux composantes est bien inférieur à l'écart entre les modes fondamentaux de la Figure II.3.

Nous avons fait des simulations à des longueurs d'onde plus grandes. Autour de $\lambda=2000\ \text{nm}$, le rapport des maxima de E_y baisse à environ 80, ce qui nous dit que l'ampleur du couplage augmente. Pour une longueur d'onde autour de $3000\ \text{nm}$, les cartes des champs ont toujours des lobes asymétriques, mais les maxima deviennent comparables et donc le régime de couplage est fort. Dans ce régime, on ne peut plus approximer les supermodes par les modes propres des guides isolés.

Un point intéressant est qu'il n'y a pas une longueur d'onde pour laquelle la différence des indices effectifs des supermodes soit minimale (longueur d'onde d'accord de phase), comme c'est le cas pour des fibre SMF à deux cœurs ou des guides en ruban [89]. A cette longueur d'onde, le taux de transfert est maximal et la caractéristique de transmission en fonction de λ est celle d'un filtre passe-bande. Ceci est possible si les deux cœurs ont deux paramètres différents : un cœur plus petit (l'indice effectif baisse) et en même temps un matériau d'indice plus élevé (ce qui change la pente de dispersion) permettent d'avoir une longueur d'onde où les deux cœurs ont le même indice effectif. Pour notre fibre, le cœur extérieur est plus petit, mais les indices des deux cœurs sont identiques, donc il n'y a aucune longueur d'onde où les indices effectifs puissent être égaux. Le fait que la gaine effective du cœur extérieur ait un indice équivalent un peu plus élevé n'a qu'une très faible influence [5].

Comme on l'a vu, la fibre doit être fortement multimode, en raison du rapport d/Λ qui est très supérieur à 0,44. Des battements entre les modes propres de chaque guide peuvent également exister. A l'aide du même logiciel, on retrouve les supermodes d'ordre supérieur. Considérant la forte asymétrie et localisation des supermodes fondamentaux, on s'attend à ce que les supermodes d'ordre supérieur soient eux aussi quasiment localisés dans un cœur et dans l'autre. Ces prévisions sont confirmées par la simulation. Dans la Figure II.4 on présente les premiers modes d'ordre supérieur localisés respectivement dans les deux cœurs.

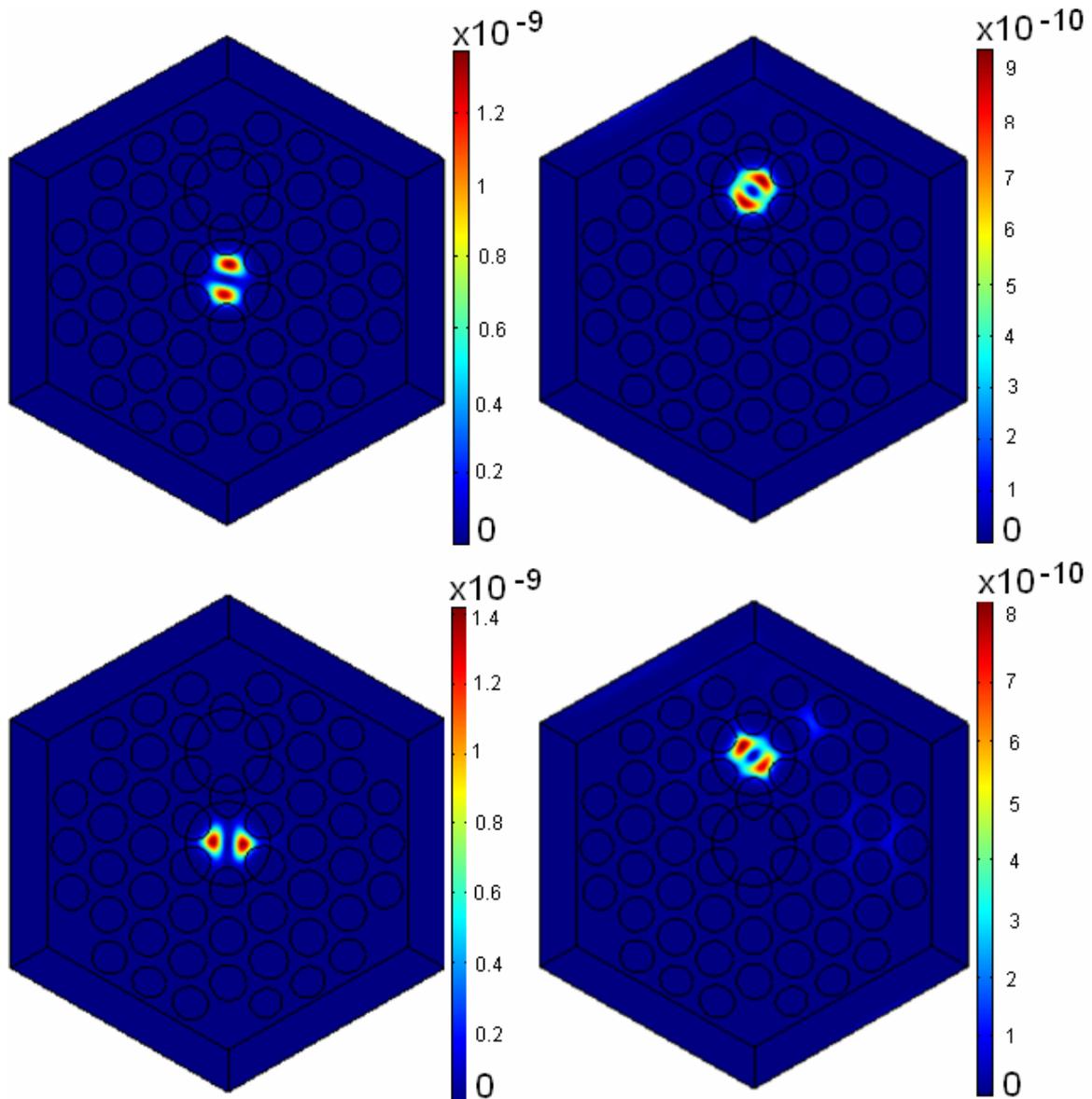


Figure II.4 Carte d'intensité du premier (haut) et du deuxième (bas) mode d'ordre supérieur polarisés selon y (la direction qui unit les cœurs) à 1550 nm en échelle linéaire pour le cœur central (gauche) et le cœur extérieur (droite).

Comme nous avons déjà pu le constater (chapitre I.5), un trou d'air dans une fibre à fort d/Λ suffit pour confiner le mode fondamental et limiter les pertes de confinement. Cependant, pour les modes d'ordre supérieur, les pertes de confinement dans cette configuration sont bien plus importantes. On retrouve à nouveau ce comportement si on compare les cartes de champ du mode fondamental et des modes supérieurs du cœur extérieur, surtout pour le deuxième mode (Figure II.4 droite bas).

Plusieurs questions se posent. La première est de trouver une approche pour décrire quantitativement le battement intra-cœurs (à l'intérieur du chaque cœur). On va s'appuyer sur des travaux déjà publiés. La deuxième porte sur la possibilité de séparer les battements inter-cœurs et intra-cœur afin de simplifier le problème, surtout si pour chacun des deux on peut employer des théories différentes. Si on ne considère que les modes fondamentaux et le premier mode supérieur pour chaque cœur, on aura soit 4 équations couplées, soit deux systèmes à deux équations seulement. Pour instant, on va supposer qu'il est correct de simplifier le problème en séparant le système en deux, mais cela aussi reste à vérifier en pratique. Nous considérons dans ce qui suit que le problème peut se séparer en deux systèmes d'équations, puis vérifions la validité de cette approche.

3. Modèles théoriques et prédictions quantitatives

Comme on vient de voir, nous allons employer la théorie des modes couplés pour décrire le couplage inter-cœurs et une version simplifiée de la théorie de l'interférence pour le couplage intra-cœur. Nous faisons d'abord des courtes descriptions de ces deux théories, puis des prédictions quantitatives qui en résultent.

3.1. Théorie des Modes Couplés appliquée au battement inter-cœurs

On utilise habituellement la *théorie des modes couplés TMC*, dont les prédictions sont proches de celles obtenues par la théorie exacte si les guides sont très éloignés les uns des autres, pour obtenir une vision intuitive du comportement du système. Cette situation est appelée régime de faible couplage. La théorie suppose que, en raison du faible couplage, les modes des guides couplés sont quasi-identiques aux modes propres des guides isolés. Le couplage peut alors être vu comme un effet de diffusion. La partie du champ e_A évanescente dans le guide B crée une source qui change l'amplitude du champ e_B . Le champ e_B a un effet similaire sur le champ du guide A. La conséquence est le transfert périodique de l'énergie d'un guide à l'autre. Le phénomène est schématisé dans la Figure II.5.

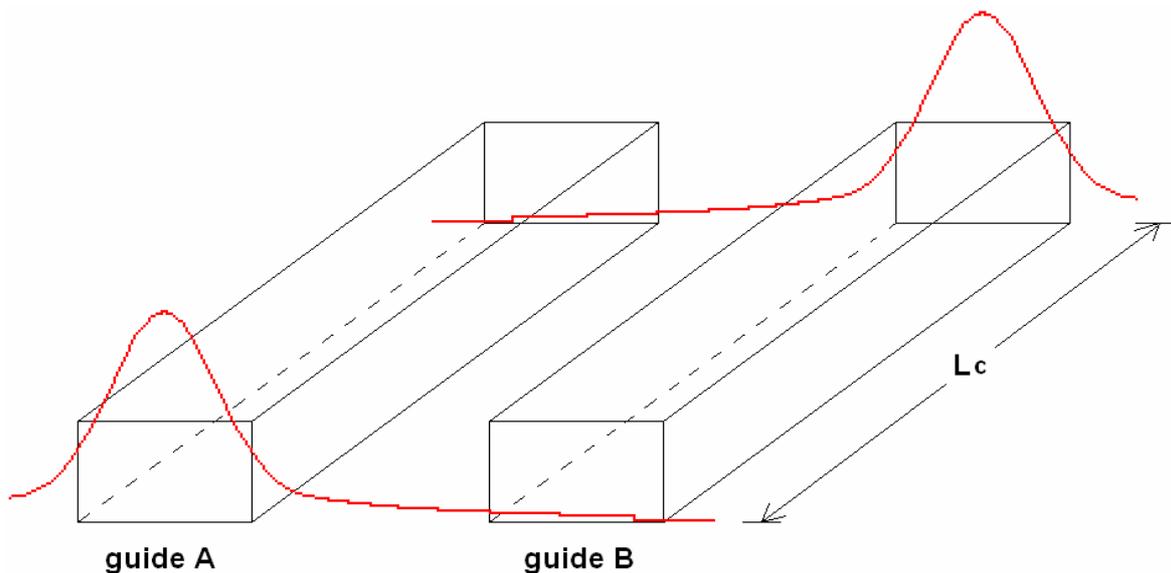


Figure II.5 Schéma du transfert de l'énergie par l'onde évanescente entre deux guides d'onde couplés.

3.1.1. Evolution de la puissance optique avec la propagation

Pour le système de deux guides monomodes A et B faiblement couplés, sans pertes, les équations qui décrivent l'évolution des *amplitudes du champ* $A(z)$ et $B(z)$ en régime linéaire, sont :

$$\begin{cases} \frac{dA(z)}{dz} = -jk_{AB}B(z)\exp(j2\Delta\beta_0z) - jA(z)C_{AA} \\ \frac{dB(z)}{dz} = -jk_{BA}A(z)\exp(-j2\Delta\beta_0z) - jB(z)C_{BB} \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

où

$$2\Delta\beta_0 = \beta_{0i} - \beta_{0j} \quad (\text{II.2})$$

est la différence entre les constantes de propagation des guides isolés. Un $\Delta\beta_0$ non nul peut être souhaité ou apparaître à cause d'imperfections des procédés technologiques. Les coefficients k_{AB} et k_{BA} sont liés au transfert d'énergie entre les guides, et les coefficients C_{AA} et C_{BB} sont liés aux modifications des constantes de propagations dans les guides isolés β_{0A} et β_{0B} en raison de la présence de l'autre guide à proximité. Ces coefficients sont calculés à partir des champs des guides isolés :

$$k_{ij} = \frac{\omega}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\varepsilon_j - \varepsilon) \mathbf{e}_j(x,y) \mathbf{e}_i^*(x,y) dx dy \quad (\text{II.3})$$

$$C_{ii} = \frac{\omega}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\varepsilon_j - \varepsilon) \mathbf{e}_i(x,y) \mathbf{e}_i^*(x,y) dx dy \quad (\text{II.4})$$

ou $i,j=A,B$ et ω , ε_i , ε sont la pulsation optique, la permittivité du guide i et de la gaine. $\mathbf{e}_i(x,y)$ et $\mathbf{e}_j(x,y)$ sont les champs électriques (vecteurs) dans les guides i et j isolés, normalisés de façon à ce que $\iint \mathbf{e}_i(x,y) \mathbf{e}_i^*(x,y) dx dy = 1$. On définit la *constante de couplage*

$$k = \sqrt{k_{AB}k_{BA}} .$$

L'équation (II.1) peut être écrite d'une manière plus compacte :

$$\begin{cases} \frac{dA(z)}{dz} = -jk_{AB}B(z)\exp(j2\delta z) \\ \frac{dB(z)}{dz} = -jk_{BA}A(z)\exp(-j2\delta z) \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

où

$$2\delta = (\beta_{0i} + C_{ii}) - (\beta_{0j} + C_{jj}) = \beta_i - \beta_j \quad (\text{II.6})$$

Avec les conditions générales $A(0)=P_0$ et $B(0)=0$, la solution du système (II.5) est :

$$\begin{cases} P_B(z) = P_0 \left(\frac{k}{q} \sin(qz) \right)^2 \\ P_A(z) = 1 - P_B \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

où

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{k_{AB}k_{BA}} \\ q &= \sqrt{k^2 + \delta^2} \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

Au cours de la propagation, l'énergie est échangée périodiquement entre les deux guides, avec une période appelée la *longueur de couplage* L_c .

Si les guides sont identiques et si le régime de couplage est assez faible pour pouvoir négliger les termes de type C_{ii} , alors $k_{AB}=k_{BA}$, $\delta=0$ et la longueur de couplage L_c et le taux de transfert T sont :

$$\begin{cases} L_c = \pi/2k \\ T = 1 \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

donc le taux de transfert est de 100% après une longueur de couplage, quelle que soit la séparation s entre les guides, la longueur d'onde λ ou le contraste d'indice Δn . Il s'agit donc d'une situation pour laquelle le couplage est très efficace.

Si les guides ne sont pas identiques ou si le régime de couplage n'est pas excessivement fort, la longueur de couplage et le taux de transfert deviennent :

$$\begin{cases} L_c = \frac{\pi}{2q} & \text{(a)} \\ T = \frac{k^2}{q^2} & \text{(b)} \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

On voit que le terme δ/k joue un rôle important. Il dépend des différences entre les paramètres des guides (rayons, indices des cœurs, etc.), mais aussi de la distance entre les guides et présente donc une forte sensibilité aux inhomogénéités et imperfections. Il influence fortement la longueur de couplage L_c et la transmission T .

Selon que la condition $C_{ii} \ll K_{ij}$ ($i, j=A, B$) est respectée ou non, le *régime* est de *faible couplage* ou de *fort couplage*. La TMC donne des résultats satisfaisants dans la plupart des cas pratiques. La théorie exacte qui traite les deux guides comme un ensemble unique est la *théorie des modes normaux TMN* [89]. Elle utilise les constantes de propagation des

supermodes (les modes collectifs de la structure de guides). Dans la plupart des cas pratiques, on peut lier les deux approches théoriques pour écrire les constantes de propagation des supermodes symétrique β_S et antisymétrique β_A en fonction des constantes de propagation des guides A et B isolés.

Si le couplage est faible :

$$\beta_{S,A} = \frac{\beta_{0i} + \beta_{0j}}{2} \pm q \quad (\text{II.11})$$

Si le couplage n'est pas très fort :

$$\beta_{S,A} = \frac{\beta_i + \beta_j}{2} \pm q \quad (\text{II.12})$$

où

$$\beta_i = \beta_{0i} + C_{ii} \quad (\text{II.13})$$

Dans cette théorie, les maximums successives d'intensité sont la conséquence de l'interférence entre les deux supermodes, avec une longueur de battement L_b qui doit être la même que la longueur de couplage si les hypothèses de la théorie des modes couplés sont satisfaites. Déjà définie dans le chapitre I.1.1 pour le battement entre les deux modes de polarisations différentes dans une SMF, la formule de cette longueur de battement est:

$$L_b = \frac{\pi}{\beta_A - \beta_S} \quad (\text{II.14})$$

La connaissance de L_c/L_b est cruciale. Habituellement, on réalise des expériences de transmission avec tronçonnages successifs de la fibre (méthode dite de "cut-back"). On en déduit la longueur de couplage. Compte tenu de la difficulté de clivage et des faibles longueurs de couplage L_c attendues, une approche alternative spectrale a été utilisée. Sa théorie est décrite dans le paragraphe suivant.

3.1.2. Variation de la puissance optique avec λ

Le caractère périodique du transfert de l'énergie peut être mis en évidence de la manière suivante. On mesure la puissance en sortie des deux guides en fonction de la longueur d'onde injectée dans un seul cœur. Le principe de l'étude en longueur d'onde est que la longueur de couplage L_c varie avec λ , ce qui va moduler ces puissances de sortie puisque leurs nœuds et leurs ventres défilent devant la face de sortie. On suppose que pour $\lambda=\lambda_0$, toute l'énergie en sortie P_0 se trouve dans le guide A, donc que L est un nœud du guide B, $q(\lambda_0)L=\pi$.

On suppose aussi que la variation de λ est faible (en pratique <quelques nm), et que l'on puisse développer $q(\lambda)$ autour de λ_0 , sous la forme :

$$q(\lambda) = q(\lambda_0) + \frac{\partial q}{\partial \lambda}(\lambda - \lambda_0) + \dots \quad (\text{II.15})$$

En posant $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, on a :

$$P_B(L, \lambda) \approx P_0 T \sin^2 \left(q(\lambda_0)L + \frac{\partial q}{\partial \lambda} \Delta\lambda L \right) = P_0 T \sin^2 \left(\frac{\partial q}{\partial \lambda} \Delta\lambda L \right) \quad (\text{II.16})$$

$P_B(L, \lambda)$ est donc périodique quand on varie λ , et P_A a la variation complémentaire. Il est nul pour $\lambda = \lambda_0$ et son premier zéro suivant advient pour $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$. La période $\Delta\lambda$ correspond à :

$$\left| \frac{\partial q}{\partial \lambda} \right| = \frac{\pi}{L \Delta\lambda} \quad (\text{II.17})$$

Remarque : la période de la fonction $P(\lambda)$ est donc inversement proportionnelle à la longueur du guide. C'est un aspect important en pratique, car la longueur de la fibre est un paramètre que l'on peut facilement modifier. En définissant $S = L \Delta\lambda$ comme l'aire caractéristique du couplage, on obtient :

$$\left| \frac{\partial q}{\partial \lambda} \right| = \frac{\pi}{S} \quad (\text{II.18})$$

Deux cas limites peuvent être identifiés :

➤ Si $\delta \gg \kappa$, alors $q \sim \delta$ et :

$$\left| \frac{\partial \delta}{\partial \lambda} \right| = \left| \frac{\partial \beta_2}{\partial \lambda} - \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} \right| = \frac{2\pi}{S} \quad (\text{II.19})$$

$$T \approx \frac{\kappa^2}{\delta^2} \ll 1 \quad (\text{II.20})$$

L'aire caractéristique est donc pilotée par la différence de dispersion entre les modes des deux guides. Notons que cette différence peut être calculée avec FEMLAB, en calculant les constantes de propagation pour plusieurs longueurs d'ondes. Le transfert de l'énergie entre guides est très faible et les supermodes sont réduits aux modes propres des guides isolés. Remarquons qu'une très forte asymétrie comme celle du cas considéré produit ce comportement même si dans la structure symétrique équivalente le couplage pourrait être fort ($C_{ii}/k \leq 1$).

➤ Si $\delta \ll \kappa$, alors $q \sim \kappa$ et :

$$\left| \frac{\partial \kappa}{\partial \lambda} \right| = \frac{\pi}{S} \text{ et } T \approx 1 \quad (\text{II.21})$$

L'aire caractéristique du couplage S est donc pilotée par la dispersion de la constante de couplage k .

Dans la Figure II.6 nous présentons la dépendance de l'indice effectif des modes fondamentaux des deux cœurs pour la polarisation x avec la longueur d'onde. Les courbes similaires pour la polarisation y leurs seraient presque superposées.

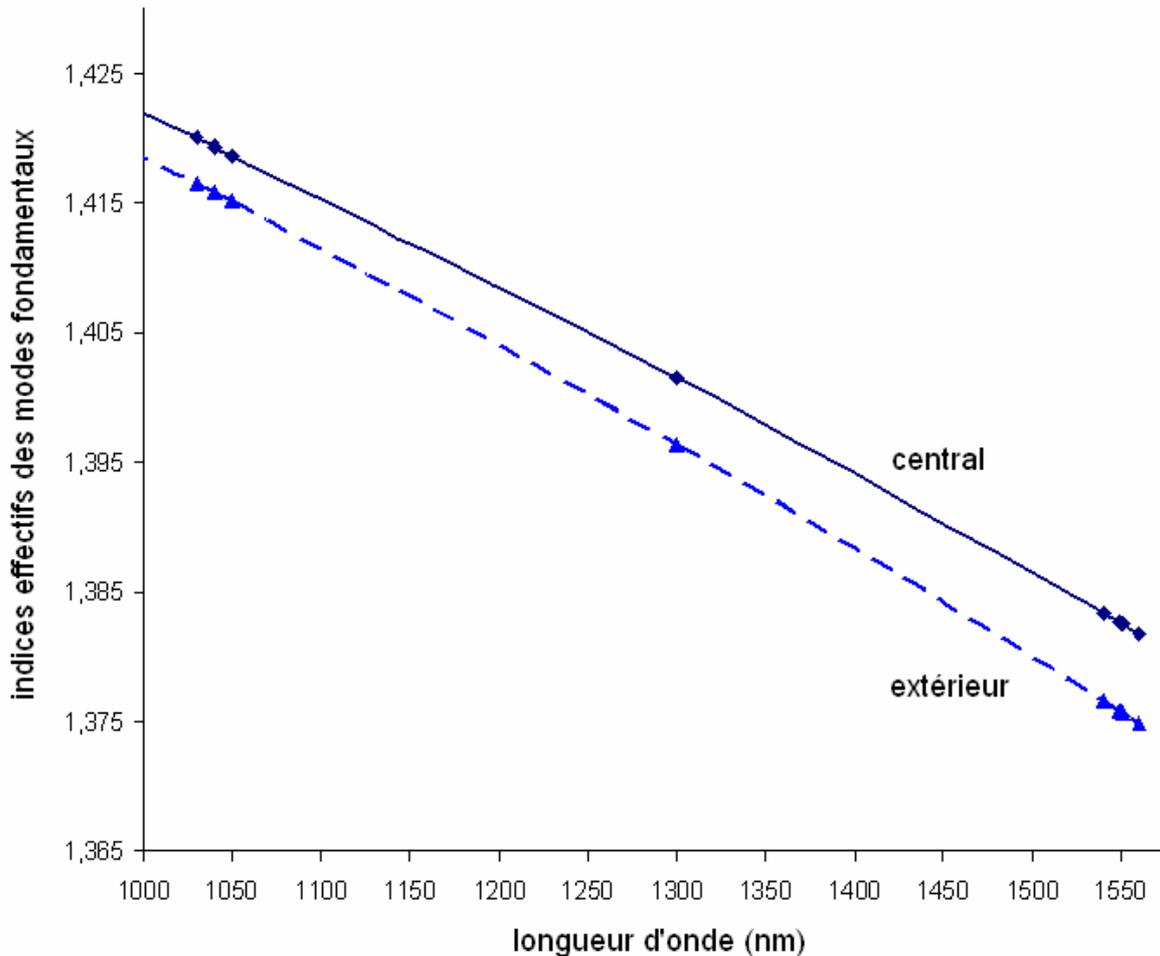


Figure II.6 Indices effectifs des modes fondamentaux en polarisation x pour le cœur central (ligne pleine) et pour le cœur extérieur (pointillé).

A partir des indices effectifs on construit la dépendance de la différence de constante de propagation avec la longueur d'onde (Figure II.7) et on obtient l'aire caractéristique du couplage comme la pente de la tangente pour $\lambda=1550$ nm.

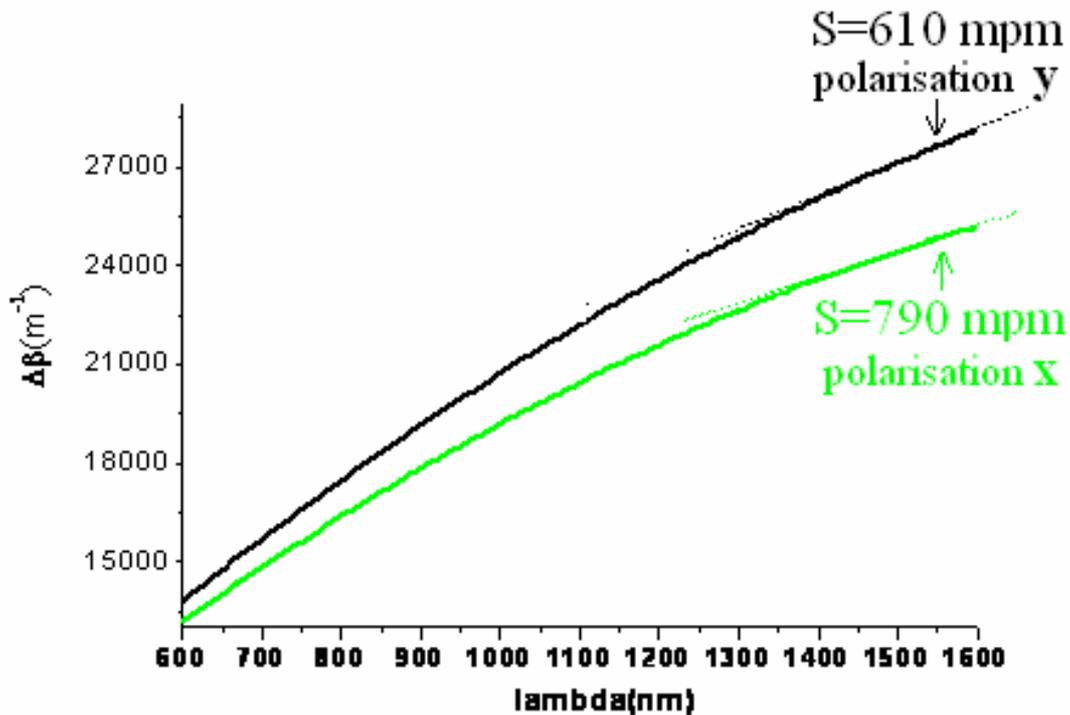


Figure II.7 Différence de constante de propagation entre les modes fondamentaux pour les deux polarisations.

Les deux aires de couplage fournies par la modélisation sont $S_y=610\pm 60$ m.pm et $S_x=790\pm 80$ m.pm à 1550nm. L'aire caractéristique augmente (la pente diminue) avec λ . Une valeur plus petite pour la composante y traduit un couplage plus fort dans cette direction, celle qui relie les deux cœurs. L'incertitude de l'ordre de $\pm 10\%$ est dominée par l'imprécision de détermination de la tangente à la courbe à $\lambda=1550$ nm.

On a vu que le logiciel FEMLAB donne β_S et β_A . Conformément à l'équation (II.12), on a accès au terme q et implicitement à sa dérivée $\partial q/\partial \lambda$ en retrouvant la dépendance $q=q(\lambda)$. Mais on ne peut pas avoir accès directement au terme δ/k à partir des indices effectifs des supermodes. Cependant, une façon d'extraire quantitativement l'inhomogénéité est de s'appuyer sur les relations analytiques entre l'asymétrie des supermodes et δ/k [96]. Notons a_1 et a_2 les amplitudes des champs dans les deux guides couplés et définissons :

$$r_{a,b} = \mp \frac{\delta/k}{\sqrt{1 + (\delta/k)^2 + 1}} \quad (\text{II.22})$$

Sous la forme vectorielle, les amplitudes des supermodes symétriques et antisymétriques s'expriment comme :

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2(1+r_a^2)}} \begin{pmatrix} 1-r_a \\ 1+r_a \end{pmatrix} \quad \text{SM symétrique} \quad (\text{II.23})$$

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2(1+r_b^2)}} \begin{pmatrix} 1-r_b \\ -1-r_b \end{pmatrix} \quad \text{SM antisymétrique} \quad (\text{II.24})$$

Quand $\delta/k \ll 1$, alors r tend vers 0 et on retrouve les supermodes symétrique et antisymétrique. Quand $\delta \gg 1$, alors r_b et r_a tendent vers ± 1 et les deux supermodes deviennent très asymétriques et localisés respectivement dans l'un ou l'autre des cœurs. On calcule les quatre rapports de type $a_1/a_2 = (1-r_a)/(1+r_a)$ (symétrique et antisymétrique pour les deux polarisations) à partir des cartes des modes trouvés plus tôt. Ces valeurs sont distribuées entre 403 et 474. On obtient ainsi $\delta/k \in (201; 237)$. Ceci implique un taux de transfert très faible, soit $T \in (1 \cdot 10^{-4}; 7 \cdot 10^{-5})$.

Etant donné les indices effectifs des supermodes ainsi calculés, on calcule avec la formule (II.14) une longueur de battement/couplage à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ de $L_b = 110 \mu\text{m}$ pour la polarisation x et $L_b = 127 \mu\text{m}$ pour la polarisation y .

3.2. Théorie de l'interférence appliquée au battement intermodal

Dans une fibre multimode de longueur z , l'interférence spectrale des deux modes à un point arbitraire de vecteur transverse \mathbf{r} dans la face de sortie mesuré par un analyseur de spectre est [81, 97-99]:

$$I(x, y, z; \lambda) = I_0(x, y, z; \lambda) \left\{ 1 + V(x, y, z; \lambda) \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \Delta_{10}(z; \lambda) \right] \right\} \quad (\text{II.25})$$

où $I_0(x, y; \lambda)$ est la puissance spectrale de référence, et où on tient compte à la fois du spectre de la source et de la fonction de réponse de l'analyseur. Cette fonction périodique décrit une interférence spectrale, ayant une visibilité de modulation $V(x, y, z; \lambda)$ et une période de modulation pilotée par la différence de marche optique $\Delta_{10}(z; \lambda)$ entre les deux modes. On va expliciter les deux grandeurs.

La visibilité des franges d'interférence est donnée par l'expression suivante :

$$\tilde{V}(x, y, z; \omega) = \frac{\tilde{I}_{\max}(x, y, z; \omega) - \tilde{I}_{\min}(x, y, z; \omega)}{\tilde{I}_{\max}(x, y, z; \omega) + \tilde{I}_{\min}(x, y, z; \omega)} = V_D(z; \omega) V_R(x, y; \omega) \quad (\text{II.26})$$

$$\text{où} \quad V_D(z; \omega) = \frac{1}{(1 + \tilde{\rho}_{10}^2)^{1/4}} \exp \left[-\frac{\pi(\Delta\tau_{10})^2}{2\tilde{\tau}_c^2(1 + \tilde{\rho}_{10}^2)} \right] \quad (\text{II.27})$$

$$V_R(x, y; \omega) = \frac{2[I_0(x, y; \omega)I_1(x, y; \omega)]^{1/2}}{I_0(x, y; \omega) + I_1(x, y; \omega)} \quad (\text{II.28})$$

$V_D(z; \omega)$ est le terme responsable de la réduction de la visibilité à cause des effets dispersifs de premier et du second ordre, et $V_R(x, y; \omega)$ est le terme responsable de la réduction de la visibilité à cause du recouvrement spatial des modes. I_0 et I_1 sont les distributions spatiales des modes 0 (fondamental) et 1 (supérieur) qui interfèrent, $\tilde{\tau}_c^2 = \frac{\sqrt{2\pi}}{\tilde{\Gamma}_r}$ est le temps de

cohérence modifié, $\tilde{\rho}_{10} = \tilde{\rho}_{10}(z; \omega) = \pi \frac{\Delta\beta_{10}''(\tilde{\omega})z}{\tilde{\tau}_c^2}$ est le paramètre de dispersion de second

ordre. Le coefficient $\Delta\beta_{10}''(\tilde{\omega})$ intervient dans la relation de dispersion:

$$\Delta\beta_{10}(\omega') \approx \Delta\beta_{10}(\tilde{\omega}) + \Delta\beta_{10}'(\tilde{\omega})(\omega' - \tilde{\omega}) + \frac{1}{2}\Delta\beta_{10}''(\tilde{\omega})(\omega' - \tilde{\omega})^2, \quad \text{où } \Delta\beta_{10}(\omega'), \quad \Delta\beta_{10}'(\tilde{\omega}) \quad \text{et}$$

$\Delta\beta_{10}''(\tilde{\omega})$ sont respectivement la différence de constante de propagation des deux modes, sa

première et sa deuxième dérivée à la fréquence moyenne $\tilde{\omega}$. $\tilde{\Gamma}_r = \frac{\Gamma}{(\Gamma^2\Gamma_r^2)^{1/2}}\Gamma_r$, où Γ est la

largeur spectrale à mi-hauteur de la source supposée avoir un spectre gaussien de largeur

$$G(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Gamma} \exp \left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Gamma^2} \right), \quad \text{et } \Gamma_r \text{ est la demie largeur de la fonction de réponse de}$$

l'analyseur de spectres, supposée elle aussi gaussienne.

La différence de marche optique entre les deux modes $\Delta_{10}(z; \lambda)$ est donnée par :

$$\Delta_{10}(z; \lambda) = z\Delta n_{\text{eff}} \quad (\text{II.29})$$

Ces relations supposent un spectre large à l'entrée et un analyseur spectral à la sortie. Mais les mêmes informations, à savoir la période et l'amplitude de la modulation, peuvent être obtenues si on utilise une source accordable de spectre étroit à l'entrée et un photodétecteur à la sortie. La Figure II.8 présente un exemple de modulation spectrale de l'intensité due au battement intermodal pour une injection pulsée large bande (haut) et continue mais dont la longueur d'onde est variable (bas).

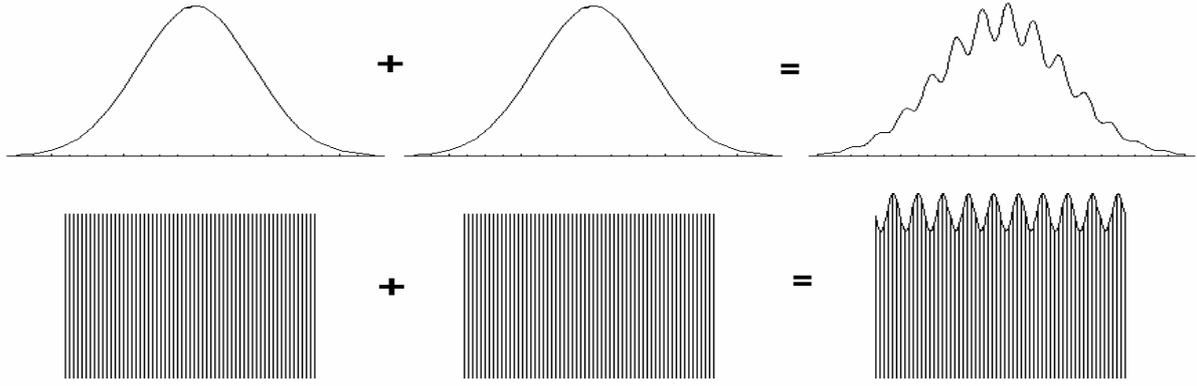


Figure II.8 Modulation spectrale de l'intensité due au battement intermodal pour une injection pulsée large bande (haut), et continue mais à longueur d'onde variable (bas).

De (II.25) on dérive la période de modulation :

$$\Delta\lambda_{10}(z;\lambda) = -\frac{\lambda^2}{\Delta\beta_{10}^g(z;\lambda)} \quad (\text{II.30})$$

où

$$\Delta\beta_{10}^g(z;\lambda) = \Delta\beta_{10}(z;\lambda) - \lambda \frac{\partial \Delta\beta_{10}(z;\lambda)}{\partial \lambda} \quad (\text{II.31})$$

est la différence de marche optique de groupe entre les modes.

De (II.29), (II.30) et (II.31) découle :

$$\Delta\lambda_{10}(z;\lambda)z = 2\pi \frac{1}{\frac{\partial(\Delta\beta_{10}(z;\lambda))}{\partial \lambda}} \quad (\text{II.32})$$

ou:

$$\frac{\partial \Delta\beta}{\partial \lambda} = \frac{2\pi}{S} \quad (\text{II.33})$$

Donc, pour deux guides très asymétriques, à partir des modes propres du guide isolé, on utilise la même formule (II.19) ou (II.33) pour caractériser le battement inter-cœurs et le battement intra-cœur. Bien que l'intégrale de recouvrement entre le mode fondamental et le premier mode supérieur soit plus grande que celle des modes "fondamentaux" des deux guides, l'asymétrie est elle aussi plus grande dans le premier cas (un ordre de grandeur) et donc la relation (II.19) est encore valable. Il n'est donc pas surprenant que certains auteurs utilisent la même théorie TMC aussi bien pour le couplage inter-guides que pour le couplage intra-guide [78].

En calculant les aires caractéristiques de la même manière que pour le couplage inter-cœurs, on retrouve pour le couplage intra-cœurs les valeurs suivantes à $\lambda=1550\text{nm}$: $S_x=50\pm 5$

mpm et $S_y=67\pm 7$ mpm pour le cœur extérieur et $S_x=48\pm 5$ mpm et $S_y=53\pm 5$ mpm pour le cœur central.

La visibilité est la conséquence de deux termes. Le premier concerne le recouvrement spatial des modes et en conséquence il n'a pas la même valeur sur toute la section transverse de la fibre. Il est maximum là où les deux modes ont la même intensité, nul là où au moins un des deux est nul, et compris entre 0 et 1 ailleurs. En anticipant, nous avons enregistré l'intensité intégrée sur toute la surface du chaque cœur, donc la visibilité V_R dépend des puissances totales portées par chaque mode. Ceci peut beaucoup varier en fonction de l'excitation des modes d'ordre supérieur à l'entrée par le système d'injection, ou au long de la fibre à cause de petits défauts. La visibilité V_R peut donc être bien inférieure au pourcent, comme elle peut facilement atteindre quelques dizaines de pourcents.

Il se rajoute à ce terme le second qui prend en compte les effets dispersifs. Compte tenu des paramètres de la fibre, la longueur d'onde de dispersion nulle λ_{zd} est très probablement très loin de $1,55 \mu\text{m}$, et du coup les effets dispersifs de deuxième ordre sont négligeables par rapport aux autres. Ainsi, le terme $\tilde{\rho}_{10} \rightarrow 0$. On s'attend ainsi à ce que plus la fibre soit courte, plus V augmente. Sachant $\Gamma_r \sim 50$ pm et que pour notre source, la largeur homogène et le jitter imposent un $\Gamma \sim 0,1$ pm, on obtient $\tilde{\Gamma}_r \approx 0,1 \text{ pm} \Rightarrow \tilde{\Gamma}_r \approx 10^8$ Hz. A partir de constantes de propagation, on calcule $\Delta\beta$ et sa dérivée $\Delta\beta'$ par rapport à la longueur d'onde, et on obtient $\Delta\beta' \sim 10^{-10} \text{ m}^{-1} \text{ s}$. Avec cette valeur et sachant que dans nos expériences, la longueur de la fibre n'excède pas $l=20$ m, on obtient une différence entre les temps de propagation des deux modes (fondamental et supérieur d'ordre 1) d'environ $\Delta\tau_{10}(z=20\text{m}) \sim 10^{-9} \text{ s}$. Avec ces ordres de grandeurs pour $\tilde{\Gamma}_r$ et $\Delta\tau_{10}$, on obtient $V_D \geq \exp^{-0.1} \geq 0,9$. Donc, ce terme va être négligeable en pratique, pour nos expériences.

Ceci veut dire que la visibilité totale va être quasiment pilotée par le terme V_R de recouvrement spatial des modes, qui peut beaucoup varier, selon les conditions d'injection.

4. Résultats expérimentaux en régime linéaire

4.1. Expériences préliminaires – interférence de type Young

Nous avons fait des expériences préliminaires d'interférence entre les faisceaux de sortie de deux cœurs. Les deux cœurs agissent comme deux fentes d'Young. Le but est de mesurer d'une autre façon la distance entre les deux cœurs, et donc la période Λ du réseau. On injecte dans les deux cœurs à la fois par une fibre microlentillée. On observe à la sortie de la fibre des franges d'interférence sur un écran éloigné, qui peut être soit un morceau de papier millimétré, soit la puce de la caméra CCD. On règle la position de l'injection pour optimiser la visibilité des franges. Le schéma est présenté dans la Figure II.9. La longueur d'onde utilisée la plupart du temps a été $\lambda=670\text{nm}$, et plus rarement $\lambda=1550\text{ nm}$. La longueur de la fibre est 20 m. Dans ce dernier cas, à la sortie de la fibre nous avons rajouté un objectif de microscope x8.

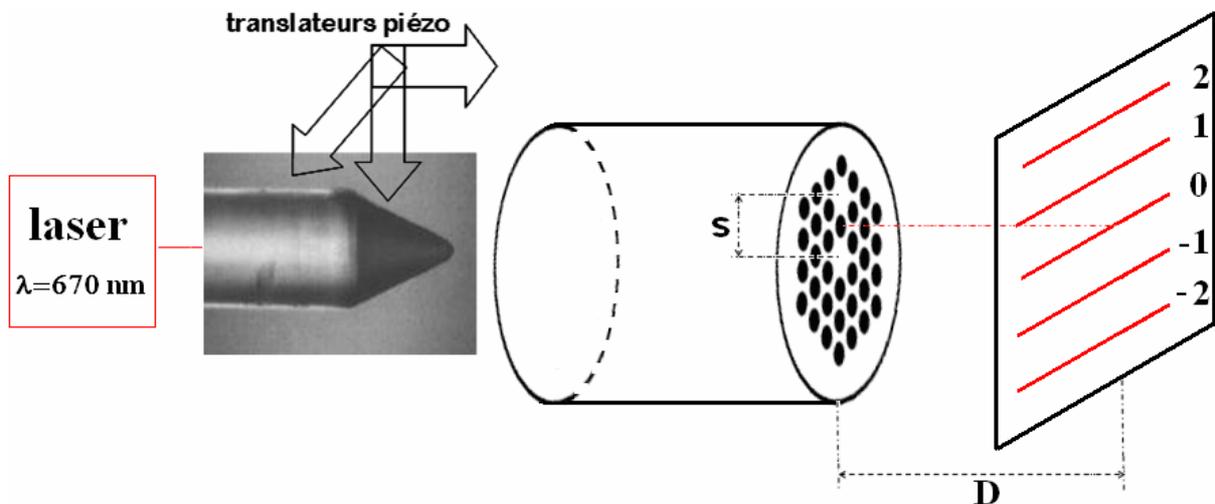


Figure II.9 Schéma du dispositif d'interférence de type Young à fibre à deux cœurs. L'observation des franges d'interférence se fait sur un écran placé à la distance D de la sortie de la fibre. L'écran peut être un morceau de papier millimétré ou la puce CCD.

Les franges sont bien visibles, ce qui traduit la cohérence des faisceaux, même après 20 m de propagation. La visibilité V est déterminée à partir des images CCD. La valeur moyenne sur une petite dizaine d'images est $V = \frac{I_{\text{MAX}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{MAX}} + I_{\text{min}}} = 0,65 \pm 0,12$, ce qui est une valeur pessimiste, car la caméra a un bruit de fond important. L'image CCD présentée dans la Figure

II.10 est un exemple de franges d'interférence à $\lambda=0,67 \mu\text{m}$. Pour cette image, l'intensité maximale $I_{MAX}=254$ est proche de la limite de saturation de 255, et l'intensité de fond est de l'ordre de 120 ± 10 .

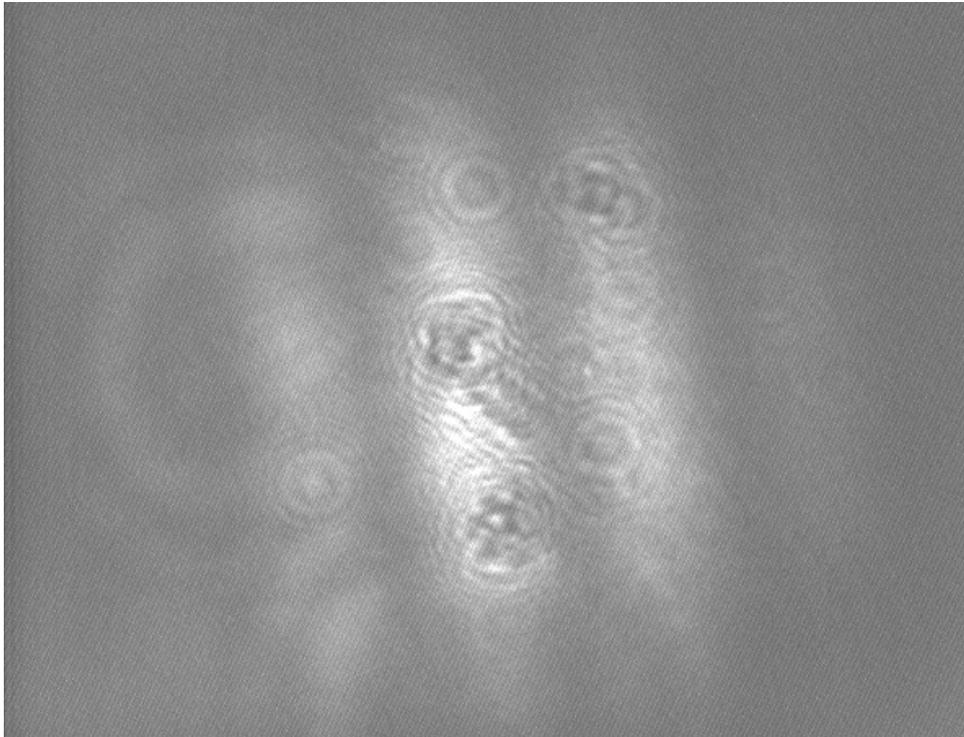


Figure II.10 Photo CCD montrant des franges d'interférence à $\lambda=0,67 \mu\text{m}$. Le fond gris correspond à une valeur $I_{min} \sim 120\pm 10$, alors que le point d'intensité maximale correspond à $I_{MAX}=254$.

Les franges sont des segments bien droits, donc on réunit les conditions $D \gg z$ et $s \ll D$, où z est la position des franges par rapport à l'axe de symétrie qui passe par le trou entre les cœurs, dans la direction verticale. Le fait que les largeurs spatiales des sources ($\sim \Lambda$) ne soient pas négligeables par rapport à la distance s entre elles, ne joue en pratique aucun rôle, car la largeur de la source Δz_0 pour laquelle la visibilité deviendrait nulle, est $\Delta z_0 = \frac{i}{2} = \frac{\lambda}{2(s/D)}$. Vu que $s/D \sim 10^{-4}$, on obtient $\Delta z_0 \sim 10^4 \lambda$, alors que dans notre cas, $\Delta z \approx \Lambda \sim \lambda$.

Donc, c'est comme si on avait deux sources ponctuelles.

On mesure l'interfrange i en fonction de la distance D entre la sortie de la fibre et l'écran d'observation. On compte un certain nombre de franges, nombre qui va de $N=3$ franges pour la plus grande distance D , et $N=15$ pour la plus petite. La formule de l'interfrange dans l'air est donnée par :

$$i = \frac{D}{s} \lambda_0 \quad (\text{II.34})$$

Les donnés sont présentés dans le Tableau II.1.

D (mm)	8±0,5	10,5±0,5	23±0,5	28±0,5	46,5±0,5
i (mm)	1,16±0,5	1,5±0,5	3,333±0,5	4±0,5	6,606±0,5

Tableau II.1 Résultats expérimentaux : interfrange i en fonction de la distance D entre la sortie de la fibre et l'écran.

La représentation graphique des données est portée dans la Figure II.11.

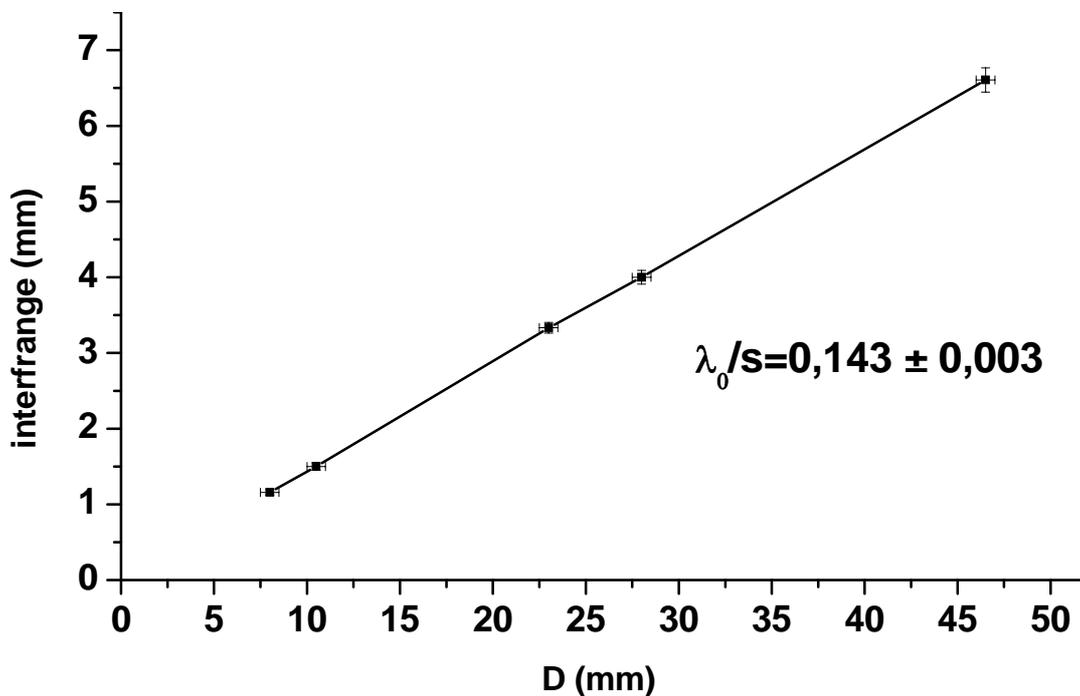


Figure II.11 Interfrange en fonction de la distance D entre la sortie de la fibre et l'écran.

La pente du graphique, qui est λ_0/s comme on peut le tirer de la formule (II.34), vaut $0,143 \pm 0,003$, ce qui donne une distance entre les cœurs de $s = 4,68 \pm 0,1 \mu\text{m}$. Cette valeur est en très bon accord avec celle trouvée à partir des images de microscopie optique et MEB, dans le chapitre II.2.

On va présenter par la suite le montage expérimental et le principe de mesure concernant l'étude du battement inter-cœurs et du battement intra-cœur (ou intermodal). Il s'agit en fait du même montage, que nous avons utilisé pour caractériser les deux types de battement simultanément.

4.2. Montage expérimental et principe de mesure

Le dispositif expérimental (Figure II.12) comporte une source laser, un système d'injection dans la fibre MOF, un système de détection et l'ordinateur. La source laser Tunic possède une sortie fibrée continue, stabilisée en puissance, et à maintien de polarisation. Sa longueur d'onde est accordable entre ~ 1480 nm et ~ 1580 nm avec un pas minimal de 1 pm et une résolution de l'ordre 100MHz, y compris le jitter. Elle délivre de 0,1 mW à 1,3 mW.

Le contrôle de la polarisation à l'entrée de la fibre se fait par un système comprenant un polariseur et une lame demi-onde : le faisceau transmis dans la jarretière est transformé en faisceau parallèle en espace libre, dont on contrôle l'état de polarisation, puis il est focalisé à nouveau dans une jarretière.

L'injection est constituée dans la plupart des cas d'un collimateur fibré et d'un objectif de microscope à grande ouverture numérique (x40 O.N.=0.6 ou x60 O.N.=0.8). Parfois, comme dans l'expérience de type Young, nous avons utilisé une fibre microlentillée dont le waist du faisceau focalisé est de l'ordre de $2,5 \mu\text{m}$ à $\lambda=1550$ nm. En pratique, au niveau de la focalisation, la fibre microlentillée est équivalente à l'objectif 40x, mais nous avons choisi l'objectif en raison de sa stabilité mécanique et sa robustesse. De plus, en changeant l'objectif, on a une flexibilité supérieure sur les conditions d'injection.

Le système de détection comprend un objectif de microscope x60 et une caméra analogique CCD " Find-R-Scope 1800 ", connectée à un moniteur, lui aussi connecté à l'ordinateur. La caméra a une plage de détection de 400 nm à ~ 1800 nm, avec un maximum autour de 700 nm. La carte d'acquisition de l'ordinateur a 256 niveaux d'échantillonnage de l'intensité. L'ordinateur fait un traitement de l'image, enregistre les données dans un fichier de type texte et pilote en même temps la longueur d'onde du laser, en utilisant un logiciel fait maison, en C++.

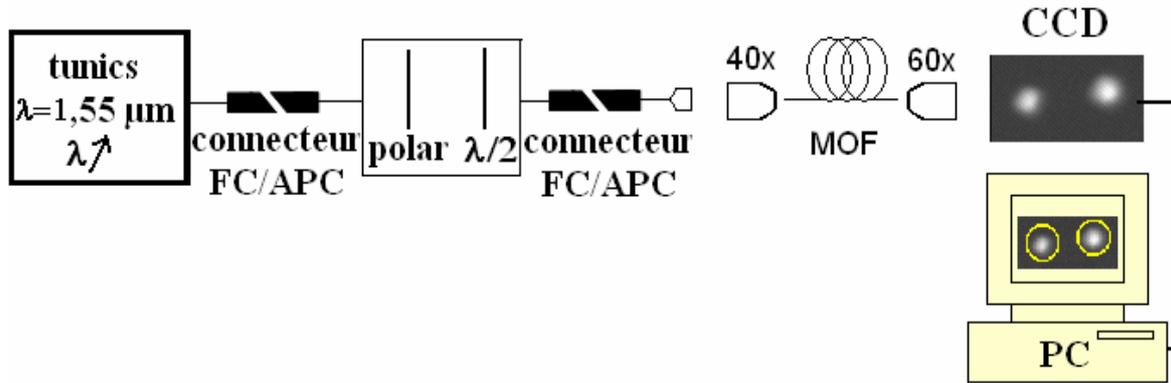


Figure II.12 Schéma du dispositif expérimental pour mettre en évidence les battements intra-cœur et inter-cœurs.

Le principe de l'acquisition est le suivant : on acquiert une image et on fixe deux cadres d'acquisition, de diamètres, formes et épaisseurs souhaités. Plus exactement, le cadre elliptique est en fait une couronne elliptique, ayant un rayon et une épaisseur donnés. On les centre sur les deux taches représentant la sortie de la fibre. On choisit ensuite l'intervalle de longueur d'onde balayés, le pas d'échantillonnage et on lance l'acquisition automatique. A chaque pas, on calcule l'intensité moyenne sur les bords des cadres, soit sur tous les points dans la couronne, et on considère cette valeur en tant que fond. L'intégration numérique sur tous les points dans le cadre donne la puissance totale. Les données sont les puissances intégrées sur ces deux cadres d'acquisition. Parfois, un défaut situé juste sur le bord des cadres génère une valeur artificielle plus haute ou plus basse, selon que le défaut est une bosse ou un creux d'intensité. Ceci fait diminuer ou augmenter la valeur réelle de l'intégrale. Si le cadre est grand, cette fausse contribution peut être plus importante que le "vrai" mode, car l'intégration se fait dans ce cas, sur une grande surface. C'est pourquoi il arrive parfois que la valeur de l'intégrale soit négative. Typiquement, les diamètres des cadres sont 80% de la distance inter-cœurs, le pas du balayage varie de 1 pm jusqu'à 20 pm et les plages des longueurs d'ondes de 100 pm à 10 nm.

La puissance totale en fonction de la longueur d'onde, présente deux modulations, avec des périodes qui diffèrent d'un ordre de grandeur. Quelques explications s'imposent sur les deux périodes de modulation. La grande période est directement la signature de la variation de la puissance, suite à l'échange d'énergie entre les cœurs. En ce qui concerne la petite période, elle est la signature du battement intra-cœur. Pour la plupart des conditions expérimentales d'injection, on excite majoritairement le mode fondamental et "un peu" les modes d'ordre

supérieur: malgré la multi modalité théorique, les MOFs se comportent bien souvent en pratique, comme quasi-monomodes [80]. Si λ est telle que l'énergie est dans le mode fondamental, la distribution du champ est quasi-gaussienne, avec un maximum dans le centre du cadre d'acquisition. La puissance totale intégrée a une valeur maximale. Cependant, si λ est telle que l'énergie est dans le mode supérieur, la distribution du champ et la position du maximum ont changé et, donc, la puissance intégrée est plus petite, parce que le facteur de confinement du mode supérieur est plus petit. En balayant λ , on passe successivement par des maxima et des minima d'intensité.

4.3. Expériences complémentaires pour optimiser l'acquisition

En pratique, nous avons dû réaliser plusieurs expériences complémentaires pour optimiser l'acquisition, à savoir augmenter le rapport signal/bruit (S/B) ou obtenir une bonne reproductibilité des mesures. Il s'agissait d'optimiser expérimentalement quelques paramètres ajustables. Parmi ces paramètres, il y a la distance D de la caméra à la fibre. Si D est trop petit, les taches sont trop petites par rapport à la taille du pixel de la puce CCD, et des erreurs numériques peuvent être introduites. Si D est trop grand, on diminue le rapport S/B, par l'augmentation du bruit, qui a deux origines :

- les vibrations du bout de la MOF se convertissent en bruit de position et comme les cadres d'acquisition sont fixes, ceci revient à un bruit d'intensité.
- La densité de puissance sur la puce CCD diminue et donc on est plus sensible aux sources de lumière parasite et au bruit de la caméra elle-même.

Un autre paramètre à optimiser est le diamètre du cadre D_c , afin d'obtenir le meilleur compromis contraste/visibilité de la modulation à petite période. Le cadre doit être assez petit. Dans le cas contraire, on intègre tout et on ne voit pas les variations de puissance en raison des facteurs de confinement différents des modes. De plus, à cause du bruit de fond de la caméra, le rapport S/B se dégrade. Si le cadre est trop petit, on n'est pas sensible aux modifications des distributions du champ total, qui se passent plutôt sur les ailes. Notons que, habituellement, le mode d'ordre supérieur porte beaucoup moins de puissance que le mode fondamental. Cette optimisation a été effectuée sur un morceau de fibre à cœur unique, déjà étudié dans le chapitre I. Il s'agit d'enregistrer simultanément une caractéristique de modulation avec 5 cadres de diamètres différents (Figure II.13).

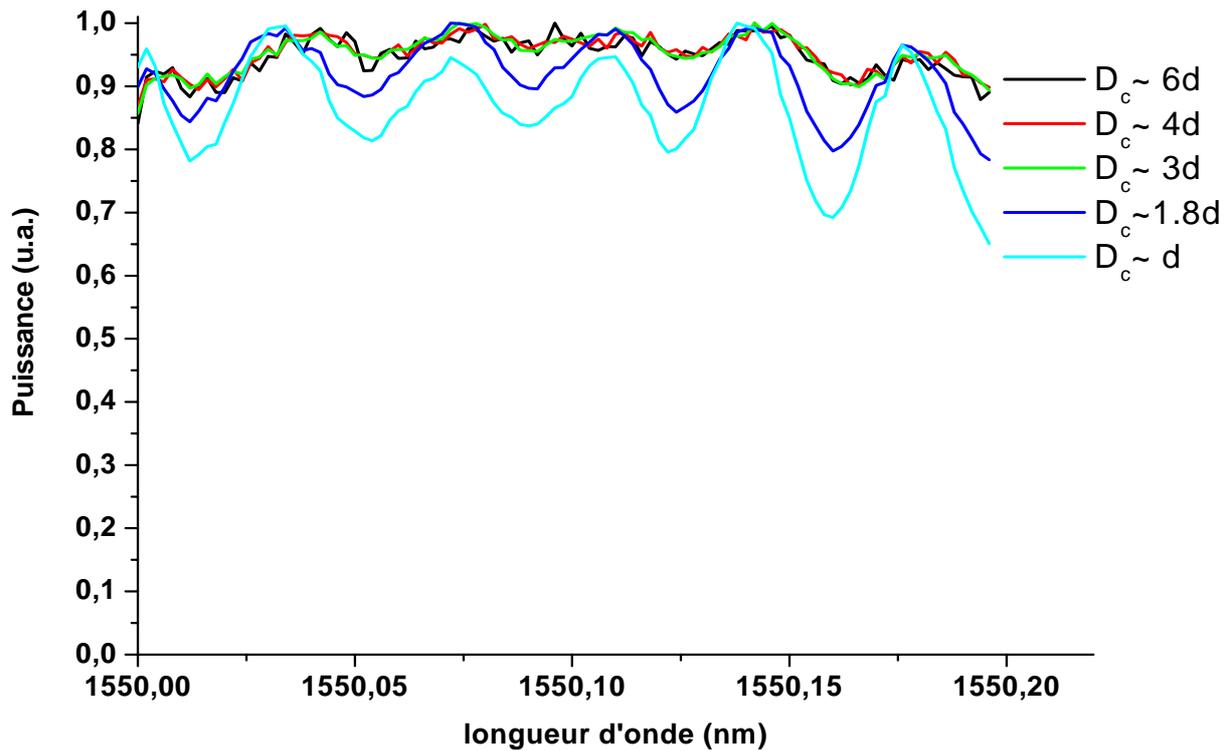


Figure II.13 Influence du diamètre du cadre d'acquisition D_c sur la visibilité du battement intermodal; d est le waist de la tache.

Dans cette figure, d est le waist de la tache et D_c est le diamètre du cadre. La conclusion est que le cadre doit être assez petit, pour que la visibilité soit importante.

Une autre expérience complémentaire vise la caractérisation du système de contrôle de la polarisation (Figure II.14). Le dispositif comprend le laser Tunics à longueur d'onde fixée, le système polariseur et lame demi-onde et un puissance-mètre Hewlett-Packard fibré.

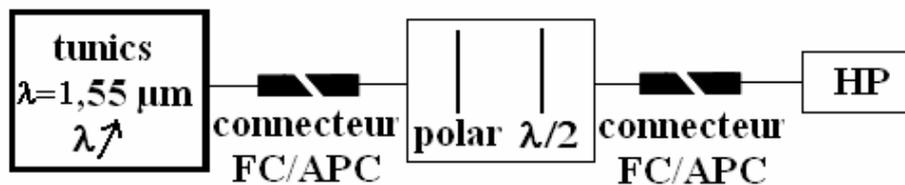


Figure II.14 Dispositif de caractérisation du système polariseur.

Pour une longueur d'onde fixée, lorsque on tourne le polariseur, on obtient des variations de 95% d'intensité (périodicité de 180° dans Figure II.15 (a)), mais lorsque on

tourne la lame $\lambda/2$, on obtient des variations de 1% (périodicité 45°), comme on peut le constater dans la Figure II.15b.

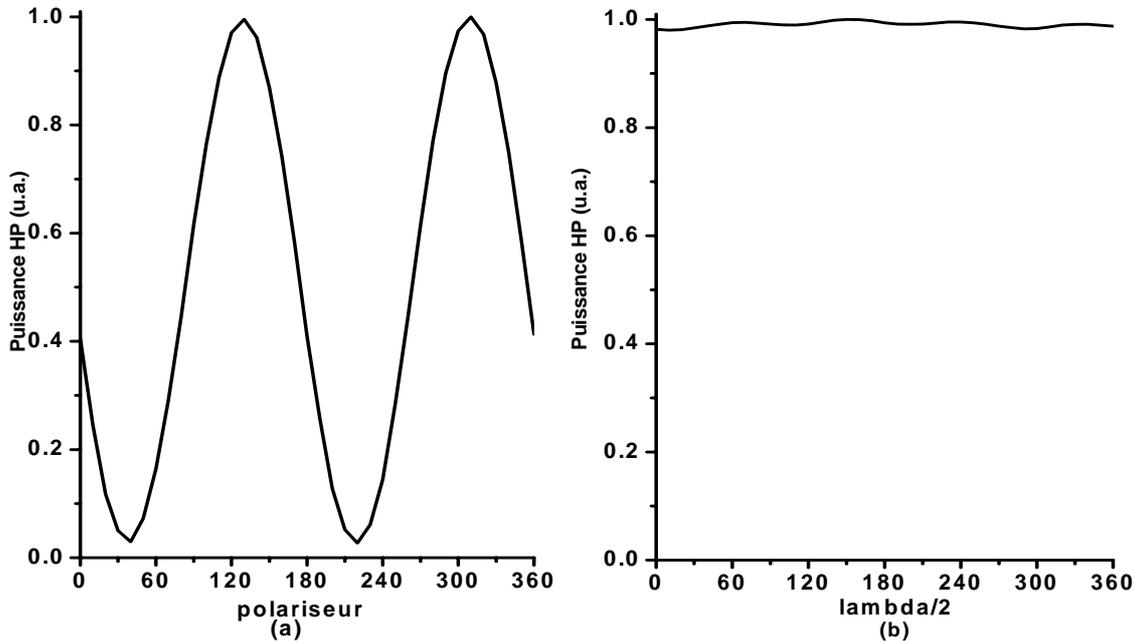


Figure II.15 Modulation de puissance par (a) le polariseur et par (b) la lame $\lambda/2$.

Sachant que la sortie du laser est contrôlée en polarisation et que les jarretières qui sont des fibres standard monomode ne sont pas biréfringentes, la puissance mesurée par le puissance-mètre ne devrait pas varier. Donc, on a choisi de garder tout le temps le polariseur fixé et on modifie l'état de polarisation par la lame $\lambda/2$.

Une fois que l'on a caractérisé le système polariseur, on peut s'intéresser de plus près à l'influence de l'état de polarisation sur la puissance totale à la sortie de la fibre microstructurée. Vu que nous avons fait aussi des expériences auxiliaires de modulation spectrale d'intensité sur la fibre à cœur unique, il a fallu également la caractériser du point de vue de la polarisation. De plus, ceci présente l'avantage de pouvoir isoler cet aspect, sans être gêné par les effets générés par la présence de l'autre cœur. Nous avons donc enregistré la puissance de sortie en fonction de la polarisation, lorsque l'on tourne la lame demi-onde, sur 1 m de fibre à cœur unique (Figure II.16 (b)) et sur 20 m de fibre à deux cœurs (Figure II.16 (a)).

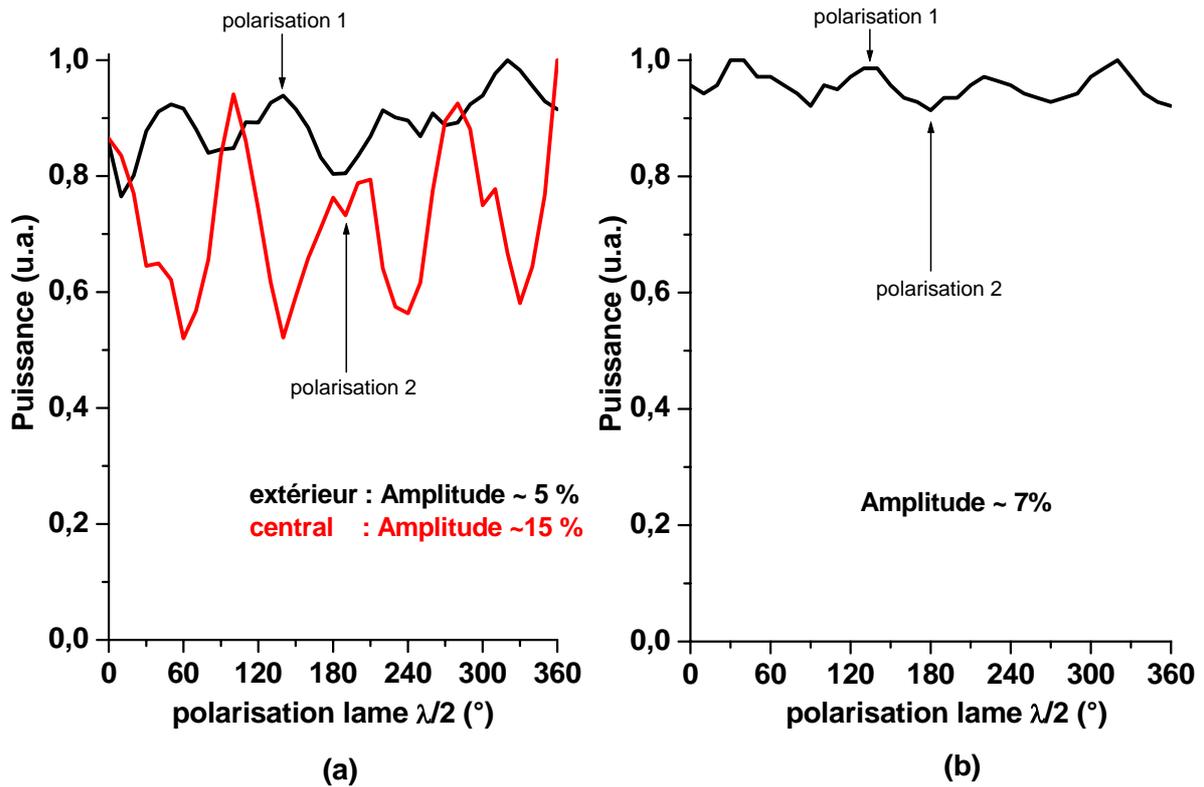


Figure II.16 Puissance à la sortie de la fibre à deux cœurs (a) et de la fibre à cœur unique (b) lorsqu'on tourne la lame demi-onde. On définit deux états de polarisation (dits 1 et 2), pour les positions de la lame demi-onde correspondant respectivement à un maximum et à un minimum.

Pour la fibre à cœur unique on observe des modulations d'amplitude ayant une visibilité d'environ 7%. Pour la fibre à deux cœurs on observe des modulations de 5 et 15 %. Les comportements possibles sont plus variés pour cette fibre. Des modulations pour les deux cœurs ou pour un cœur seulement sont possibles. Pour une position de la lame pour laquelle on a un maximum de puissance à la sortie, on définit l'état de polarisation 1, et le minimum de puissance à la sortie est associé à l'état de polarisation 2. Le comportement est qualitativement le même d'une mesure à l'autre et pour différents clivages.

4.4. Résultats expérimentaux et discussions sur les couplages inter-cœurs et intra-cœur

Les spectres de puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde présentent une double modulation. La visibilité pour la petite période est assez grande, avec une plage de valeurs de quelques pourcent à quelques dizaines de pourcent, mais est très faible pour la grande période. Une normalisation de chaque intensité est nécessaire pour observer ces

battements (Figure II.17). La quantité d'énergie effectivement véhiculée d'un cœur à l'autre est très faible par rapport à l'énergie totale dans le système. C'est pour cette raison que pour le cœur d'injection (central dans ce cas) on ne voit pas de modulation, mais que pour l'autre cœur (extérieur) une forte variation relative est observée. Pour cette figure en particulier, l'injection est optimisée dans le cœur central, la fibre mesure 0,95 m, et la polarisation est fixée à l'un des deux états définis plus tôt.

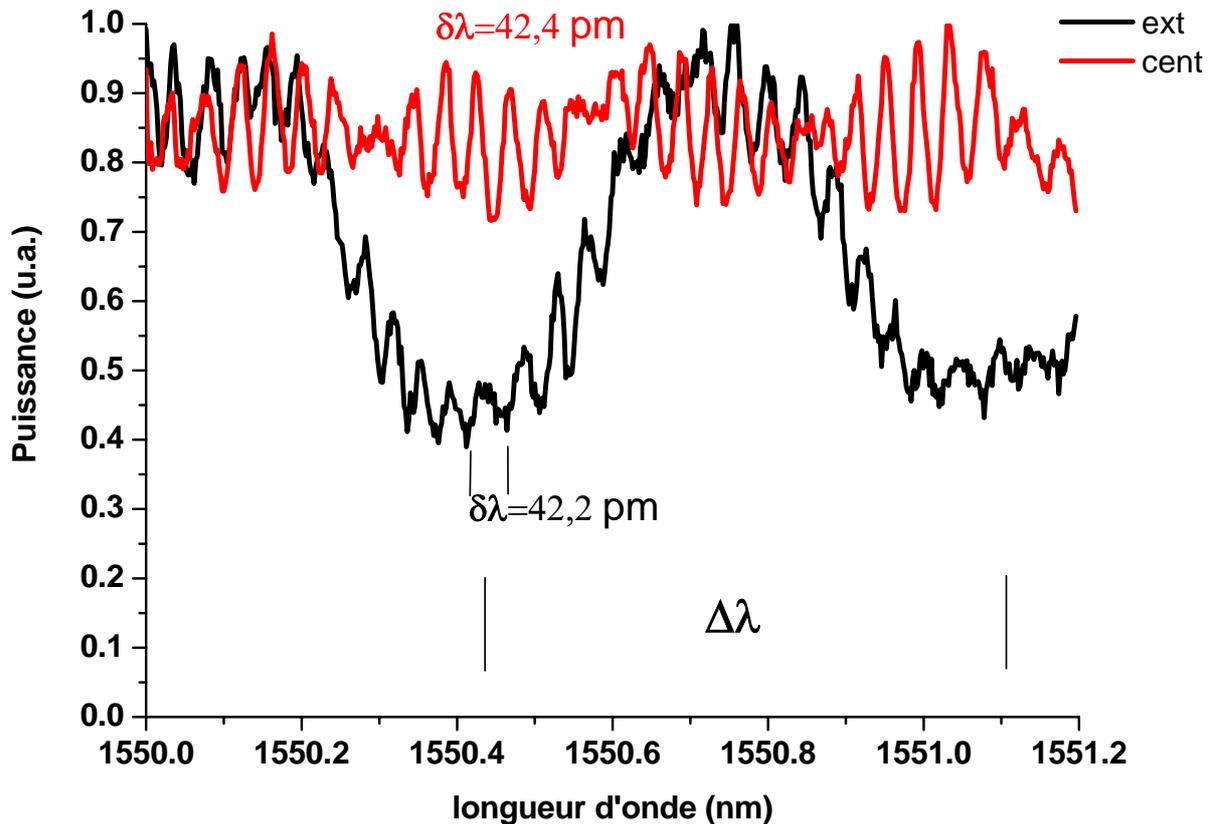


Figure II.17 Modulation de la puissance à la sortie de la fibre à deux cœurs en fonction de la longueur d'onde. Chaque courbe est normalisée séparément à son maximum. La période $\Delta\lambda$ est la signature du battement inter-cœurs, alors que les périodes $\delta\lambda$ sont la signature du battement intra-cœur

Comme on l'a déjà anticipé, l'interprétation est que la petite période correspond à un battement entre deux modes propres de chaque cœur (intra-cœur), et la grande période à l'échange d'énergie entre les deux cœurs (inter-cœurs). Dans ce cas, pour le cœur central, on peut voir une autre périodicité, d'environ $295 \pm 30 \text{ pm}$. Pour comprendre ceci, il faut noter qu'en pratique, on voit d'habitude un battement complexe entre le mode fondamental et les deux premiers modes d'ordre supérieurs, symbolisés par les deux paires de disques rouges et verts, dans la Figure II.18.

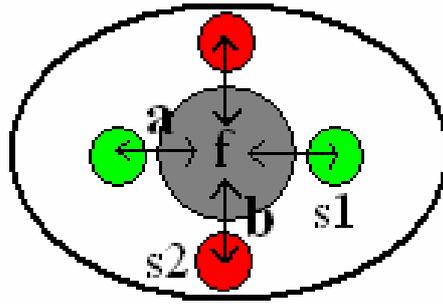


Figure II.18 Positionnement du cadre d'acquisition (ellipse noire) pour mettre en évidence le battement entre le mode fondamental (cercle gris) et les deux premiers modes d'ordre supérieur (vert pour s_1 et rouge pour s_2), avec les poids respectivement a et b .

Ce sont les modes, dont nous avons présenté les cartes d'intensité dans la Figure II.4. Ce battement est de type $a(f,s_1) + b(f,s_2)$, où les poids a et b semblent être complémentaires en pratique: quand a est minimal, b est maximal et l'inversement.

Ce mécanisme est plus évident s'il n'y a pas de système polariseur. Mais même quand on insère le système polariseur, ce comportement peut être plus ou moins présent, selon les conditions de l'injection et la longueur de la fibre. Dans la Figure II.19 on présente une série d'images prises sur la fibre à cœur unique de longueur $l=1m$, pour diverses longueurs d'onde, pour lesquelles les modes d'ordres supérieurs ont des intensités maximales.

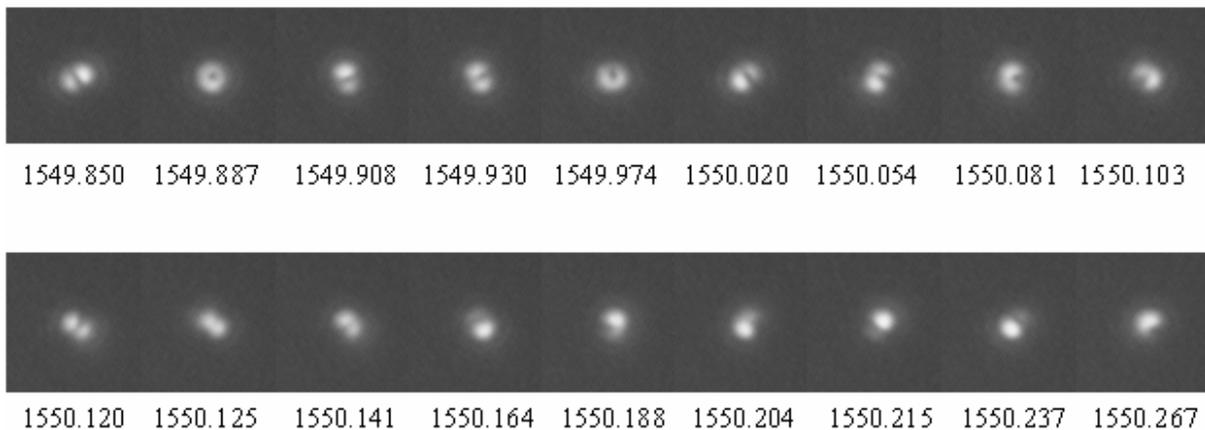


Figure II.19 Séquence d'images prises sur la fibre à cœur unique ($l=1m$) à des longueurs d'onde où les modes d'ordre supérieur ont des intensités maximales.

Pour des longueurs d'onde intermédiaires, c'est le mode fondamental qui est le plus excité, mais les images correspondantes ne sont pas présentées dans la séquence. On voit bien que l'échange du mode fondamental se fait alternativement avec au moins deux modes d'ordre

supérieur. Les images en anneaux correspondent peut-être aux modes de type TE_{01} ou TM_{01} . Un comportement similaire a été également mis en évidence pour la fibre à deux cœurs, et surtout pour le cœur central.

Dans ces conditions, une région du graphique où l'amplitude de modulation est maximale, correspond à l'échange de l'énergie entre le mode fondamental avec un seul de deux modes d'ordre supérieur, alors que la région d'amplitude maximale suivante, correspond à l'échange d'énergie avec l'autre mode d'ordre supérieur. D'ailleurs, le spectre du cœur central dans la Figure II.17 ressemble tout à fait à un phénomène de battement classique entre deux oscillateurs couplés (deux pendules par exemple) à des fréquences propres très voisines. Vu que le battement entre deux modes de la fibre est un échange périodique de l'énergie, on peut considérer le battement entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur comme un oscillateur. On a donc un battement "à trois modes", ou autrement dit un battement entre deux oscillateurs couplés: fondamental-supérieur_1 avec la période $\Delta\lambda_1$ et fondamental-supérieur_2 avec la période $\Delta\lambda_2$. L'énergie totale dans le système est échangée entre les deux oscillateurs. Quand on a une forte amplitude, l'énergie est entièrement dans un oscillateur, et quand on a une faible amplitude, l'énergie est distribuée entre les deux oscillateurs. La période spectrale qui correspond au battement entre ces deux oscillateurs est 2 fois 290 ± 30 pm, soit 580 ± 60 pm. En même temps, ceci peut être vu comme le battement entre les deux modes d'ordre supérieur, en utilisant le mode fondamental en tant qu'intermédiaire. Par conséquent, la période expérimentale du battement entre s_1 et s_2 est $\Delta\lambda_{12} = 580\pm 60$ pm. D'ailleurs, en calculant les aires caractéristiques de la même manière que pour le couplage inter-cœurs, on retrouve pour le couplage/battement entre s_1 et s_2 les valeurs suivantes à $\lambda=1550$ nm : $S_x=375\pm 40$ mpm et $S_y=730\pm 75$ mpm. On retrouve donc un accord qualitatif acceptable, même pour un phénomène si difficile d'être mis en évidence. Ceci est une manière indirecte de mettre en évidence ce type de battement. Pour le cœur extérieur ce comportement est très rare, peut-être en raison des pertes très élevées du deuxième mode d'ordre supérieur.

L'interprétation que la modulation à petite période dans la Figure II.17 est la signature du battement intermodal (intra-cœur) est confirmée par l'étude du même genre menée sur la fibre microstructurée à un seul cœur. Il s'agit d'un morceau de $l=1$ m de fibre. Comme on l'a déjà mis en évidence par la séquence d'images de la Figure II.19 dans la fibre à cœur unique, il existe également un échange complexe d'énergie entre les divers modes. En faisant le même type d'expérience pilotée par l'ordinateur où on balaie la longueur d'onde et enregistre la

puissance intégrée sur le cadre d'acquisition, on obtient des spectres comme on peut voir dans la Figure II.20. On constate que la période est quasi-identique à celle de la fibre à deux cœurs.

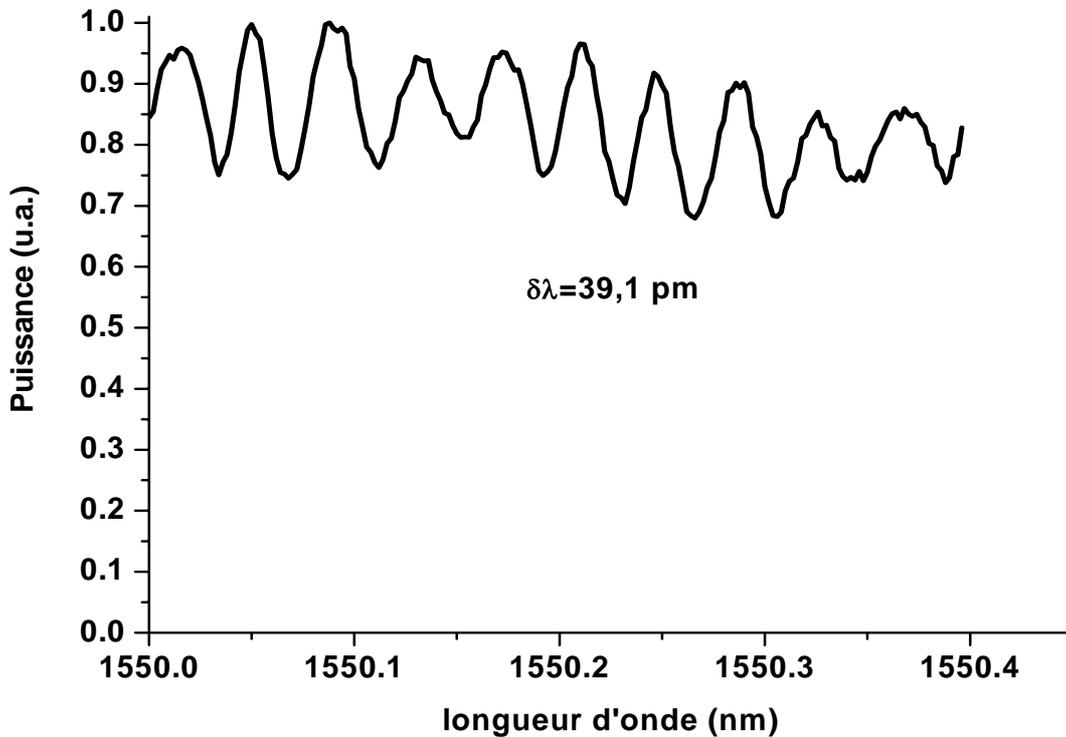


Figure II.20 Modulation de la puissance à la sortie de la fibre à cœur unique, en fonction de la longueur d'onde. La courbe est normalisée à son maximum

En effet, sachant que les caractéristiques géométriques d et Λ sont très voisins pour les deux fibres, le fait que la période pour la fibre à cœur unique (voir aussi le point bleu de la Figure II.26) est très proche de celle de la fibre à deux cœurs pour la même longueur de fibre, nous dit que la petite période est la signature du battement intra-cœurs dans les deux cas. Pour cette fibre aussi, on voit la même signature du battement "à trois modes", par la présence d'une sur-modulation ayant une période plus grande. D'autre part, le fait que nous n'ayons pas vu une deuxième oscillation avec une période plus grande pour la fibre à cœur unique, nous assure que pour la grande période il s'agit de battement inter-cœurs.

Une autre façon de voir le battement intra-cœur, que ce soit dans la fibre à cœur unique ou la fibre à deux cœurs, est de placer deux cadres d'acquisition plus petits, centrés plus ou moins sur les maximums des lobes du premier mode supérieur. Le principe de l'expérience est similaire à celle de la référence [95], décrite brièvement dans l'introduction de ce chapitre. On considère que la longueur d'onde λ_0 est telle que le mode d'ordre 1 a des

maxima de champ électrique comme dans la Figure II.21 et que l'on positionne deux petits cadres d'acquisition (vert et rouge) centrés sur ces maxima.

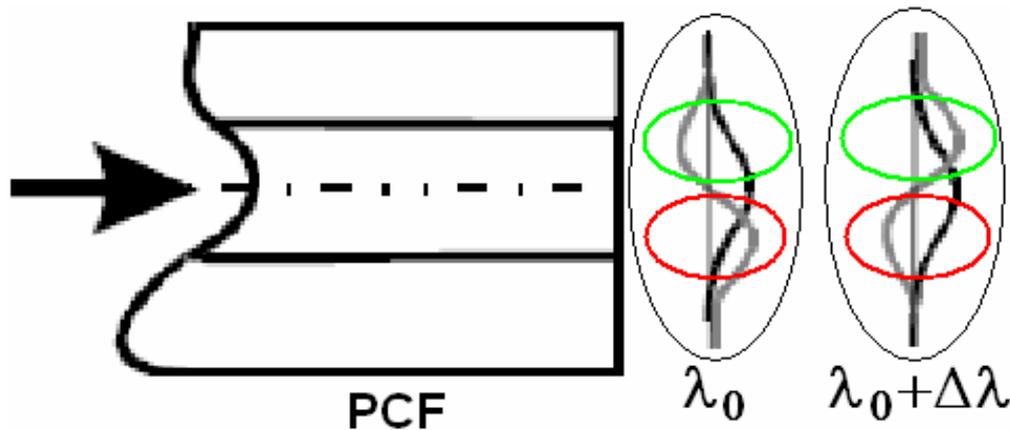


Figure II.21 Positionnement de deux cadres d'acquisition supplémentaires (rouge et vert) pour visualiser d'une autre façon le battement intra-cœur entre le mode fondamental (courbe noire) et un mode d'ordre supérieur (courbe grise). L'ellipse noire a la même signification que dans la Figure II.18

Dans cette situation on enregistre un maximum d'interférence, et donc de la puissance intégrée, dans le cadre rouge, et un minimum pour le cadre vert. Si par contre la longueur d'onde est $\lambda_0 + \Delta\lambda$, le mode d'ordre supérieur a accumulé un déphasage de π qui a modifié la distribution du champ par rapport au mode fondamental. Dans ces conditions, le maximum d'interférence et donc de la puissance intégrée se situent dans le cadre vert et le minimum dans le cadre rouge. La différence par rapport à la référence [95] est que cette référence utilise une SMF et un photodétecteur comme système de détection, alors que nous avons utilisé deux cadres d'acquisition et une caméra infrarouge. Nous avons également gardé le cadre elliptique grand, indiqué en noir sur la figure. Appliquée sur la fibre à cœur unique, cette méthode donne des courbes spectrales comme on peut voir dans la Figure II.22.

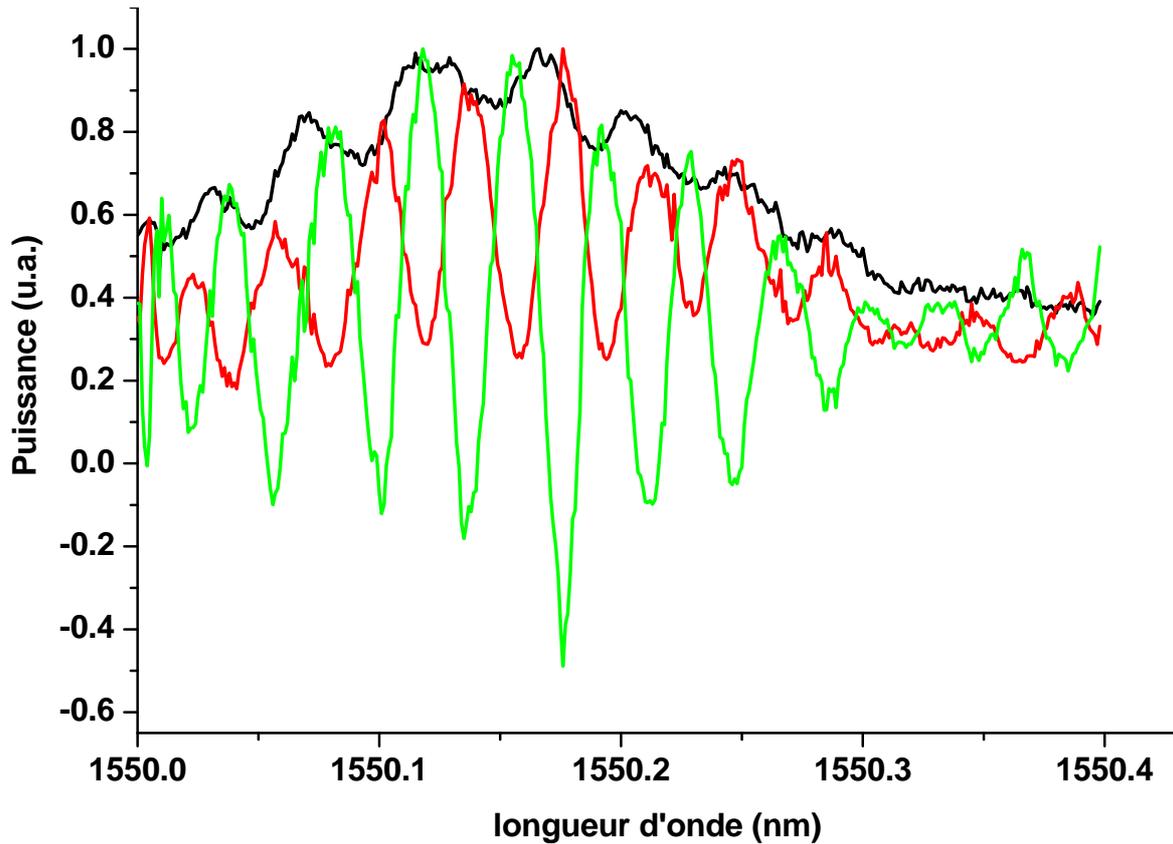


Figure II.22. Battement intra-cœur dans la fibre à cœur unique, visualisé à l'aide des cadres d'acquisition supplémentaires. La courbe noire correspond au grand cadre d'acquisition (noir), alors que les courbes rouge et verte correspondent aux cadres de même couleurs dans la Figure II.21.

L'opposition de phase entre courbes rouge et verte indique qu'il s'agit du battement entre un mode pair et un mode impair. Les trois courbes ont la période $\Delta\lambda$. Les maximums de la courbe noire sont localisés dans les points d'inflexion des deux autres courbes. Lorsque l'énergie est dans le mode fondamental, la courbe noire a un maximum, et lorsque l'énergie se trouve dans le mode d'ordre 1, c'est soit la courbe rouge, soit la courbe verte qui a un maximum. On a mis en évidence le même comportement pour la fibre à deux cœurs. Ceci est présenté dans Figure II.23.

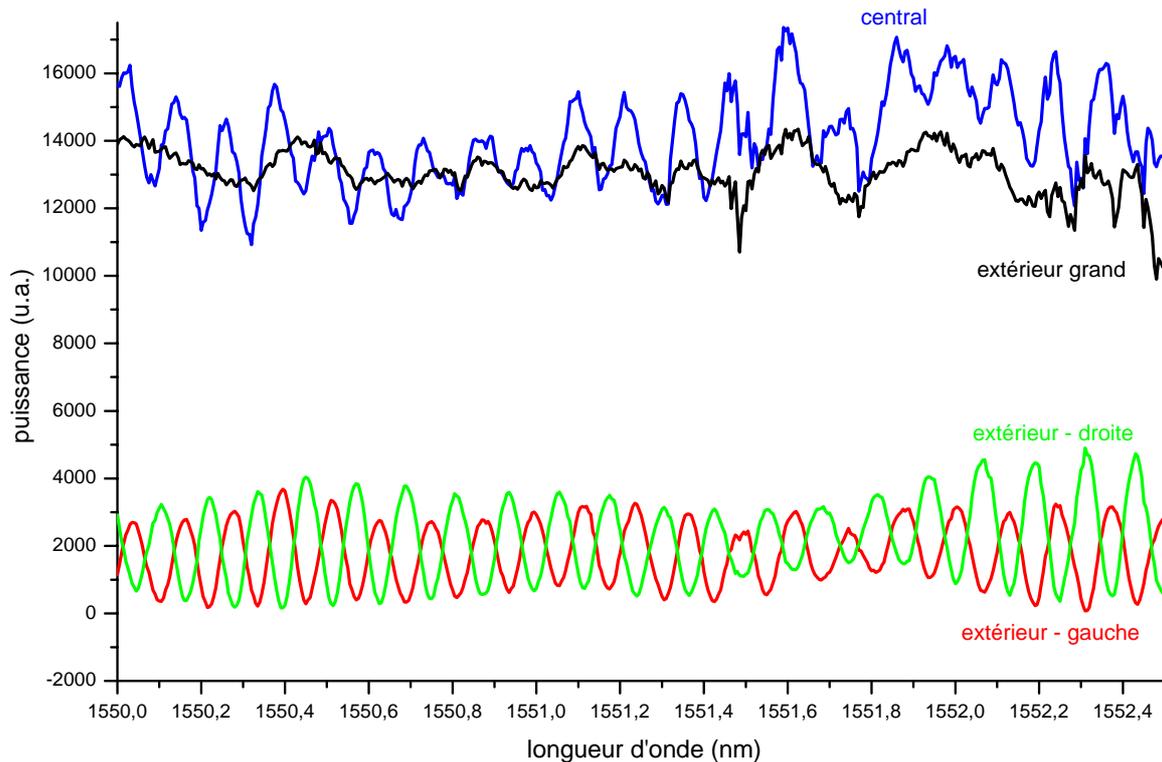


Figure II.23 Battement intra-cœur dans la fibre à deux cœurs, visualisé à l'aide des cadres d'acquisition supplémentaires. La courbe bleue correspond au cœur central et les trois autres courbes correspondent au cœur extérieur : noire pour le grand cadre d'acquisition, rouge et verte pour les petits cadres de même couleurs dans la Figure II.21.

Comme on peut le constater, les courbes sont plus propres lorsqu'on utilise les deux petits cadres centrés sur les maxima du mode d'ordre supérieur (vert et rouge), que la courbe qui correspond au grand cadre d'acquisition (noire).

La visibilité des interférences, donc l'amplitude de la modulation, dépend des poids de chaque mode. Plus un mode est excité par rapport aux autres, moins élevée sera la visibilité. Pour détailler cet aspect, nous avons fait une expérience sur la fibre à cœur unique, dans laquelle l'injection est assurée par une fibre microlentillée. On fait une acquisition, puis on déplace l'injection seulement dans la direction z et on fait une nouvelle acquisition.

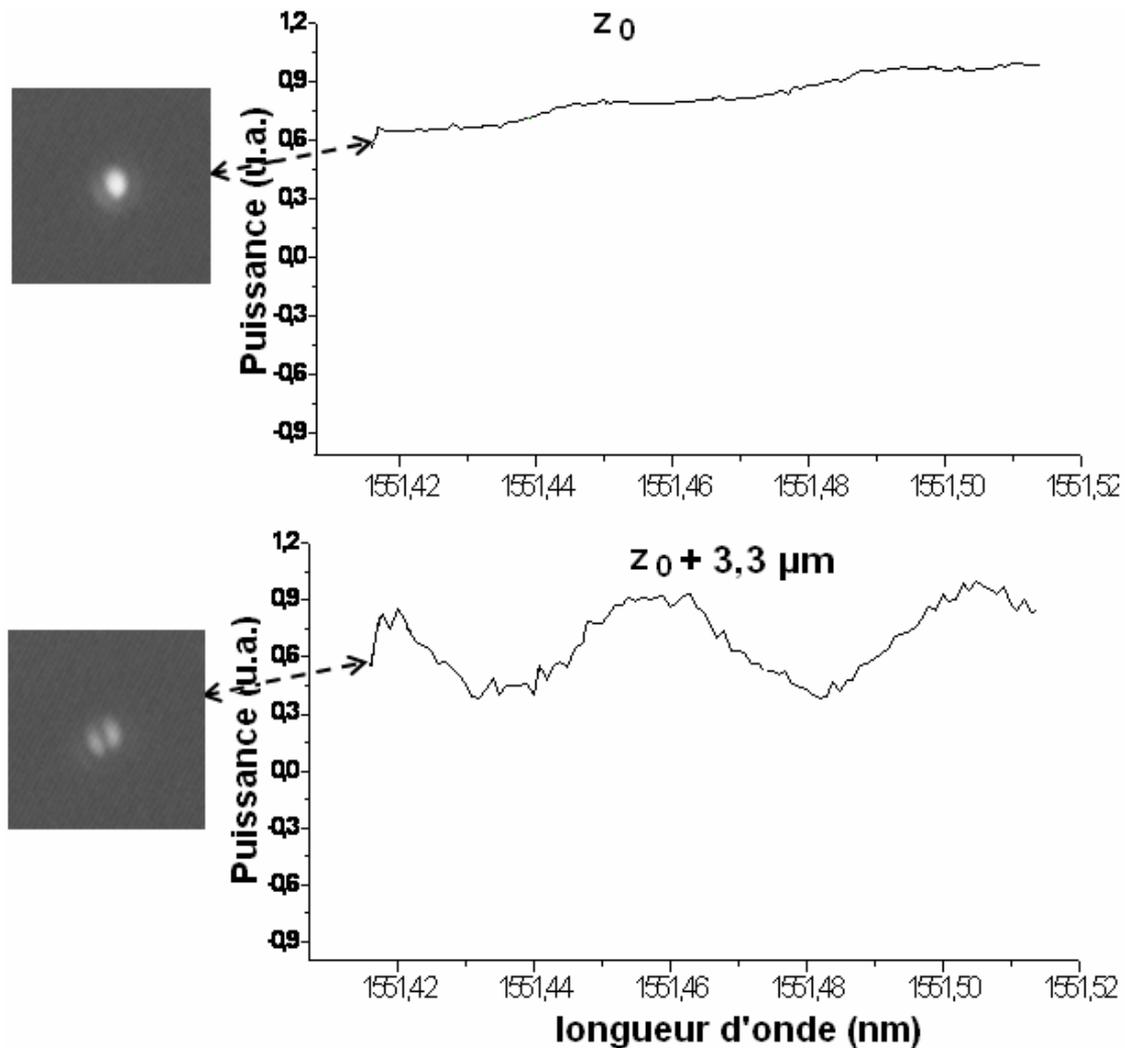


Figure II.24 Modulation spectrale dans la fibre à cœur unique pour deux injections décalées de $3,3 \mu\text{m}$ sur l'axe z . Lorsque le poids du mode d'ordre supérieur est important (photo bas), l'amplitude de modulation est elle aussi grande (graphe bas, courbe noire).

Sur les images CCD présentées dans la Figure II.24, prises au début de l'acquisition, on voit bien que pour une excitation importante du mode d'ordre supérieur (image du bas), la visibilité est nettement supérieure. Ceci confirme notre prédiction de la fin du paragraphe 3.2, sur la forte sensibilité de la visibilité des franges aux poids des modes excités (à l'entrée ou au cours de la propagation).

Un autre aspect du phénomène du battement de mode, est la sensibilité à l'état de polarisation. Pour la fibre à cœur unique, nous n'avons pas vu une nette influence de la polarisation sur la période. En ce qui concerne la fibre à deux cœurs, l'influence de la polarisation sur la période du battement intra-cœur, ainsi que inter-cœurs, est évidente, peut-être en raison de l'asymétrie de la géométrie. Pour les deux types de battements, les deux

périodes correspondent aux deux états de polarisation, différent d'environ 40% (voir Figure II.26).

Revenons au couplage inter-cœurs. Une autre façon de le voir consiste à mettre un cadre d'acquisition supplémentaire, superposé sur le trou d'air qui sépare les deux cœurs. La Figure II.25 présente la modulation spectrale d'intensité pour une fibre de 30 cm, une injection pour laquelle les puissances d'entrée sont quasi égales dans les deux cœurs, et utilisation du système polariseur.

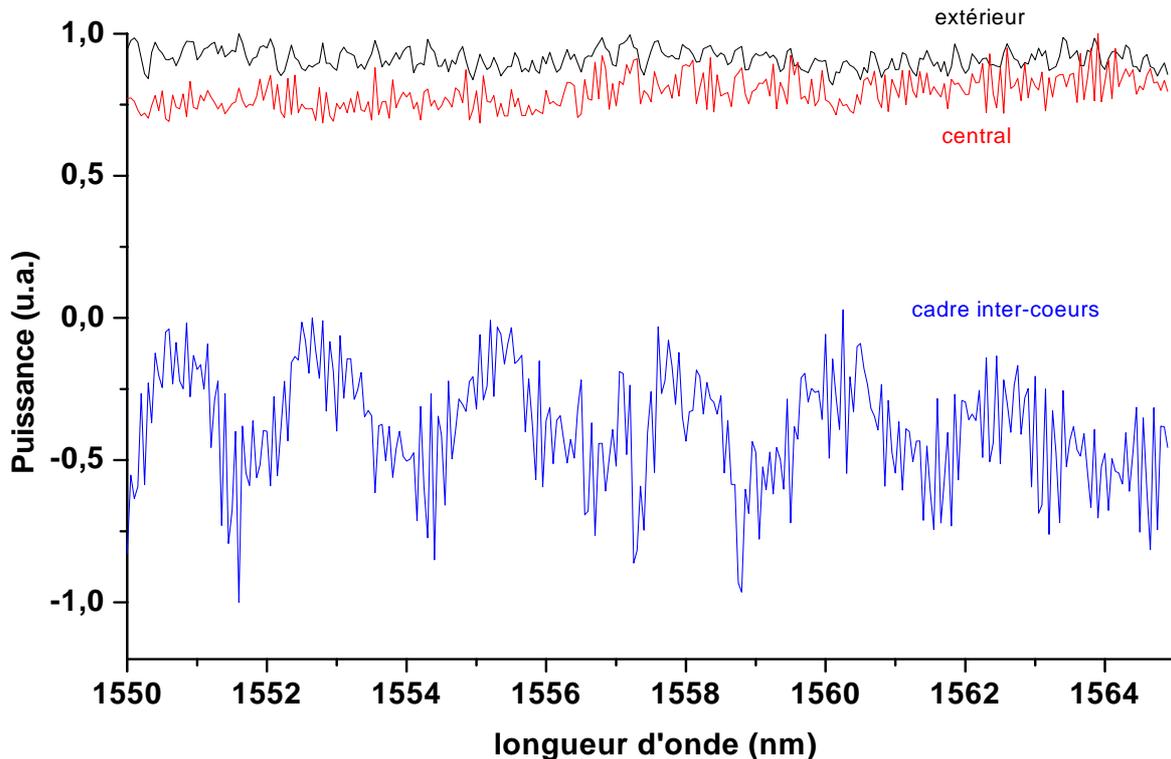


Figure II.25 Battement inter-cœurs visualisé sur un morceau de fibre de longueur $l=30$ cm, à l'aide d'un cadre superposé sur le trou séparateur (courbe bleue). Avec les cadres habituels superposés sur le cœur central (rouge) et extérieur (noir), le battement inter-cœurs n'est pas visible, seuls les battements intra-cœur propres à chaque cœur, de petite période, sont visibles

Le battement inter-cœurs est clairement visible à l'aide du cadre intermédiaire, et pas du tout visible avec les cadres d'acquisition habituels centrés chacun sur un cœur. Seuls les battements intra-cœur propres pour chacun des cœurs sont visibles avec les cadres habituels.

Pour expliquer cette figure, une petite remarque s'impose. Dans la théorie des modes couplés (TMC), les guides d'onde considérés individuellement, transfèrent l'énergie de l'un à l'autre comme s'ils étaient deux réservoirs de gaz unis par un tuyau mince et surtout rigide (la gaine). Le gaz (l'énergie) oscille entre les deux, sans s'y accumuler ou déformer le tuyau (la

gaine). Dans ce cadre, on ne peut pas expliquer la modulation de la courbe bleue (la puissance intégrée sur la gaine/trou qui sépare les deux cœurs). Mais dans la théorie des modes normaux (TMN), les deux guides forment un système unique qui supporte deux modes collectifs (un supermode symétrique et un supermode antisymétrique). Le phénomène du battement est vu comme un effet de localisation de l'énergie successivement dans un cœur ou dans l'autre, suite à l'interférence entre les deux supermodes. Dans ce cadre, les maxima et les minima de la courbe bleue correspondent aux cas où, globalement sur la surface du cadre d'acquisition, les deux supermodes sont en phase et respectivement en opposition de phase.

Dans les expériences complémentaires de type Young décrites plus haut, on a mis en évidence un "défilement" des franges lorsque on balaye la longueur d'onde. Par exemple, sur un morceau de 20 m de fibre, on a obtenu une différence de longueur d'onde moyenne $\Delta\lambda \sim 30\text{pm}$ pour que le système de franges "bouge" d'un interfrange ($\Delta z = \lambda$). Ceci correspond donc, à un déphasage $\Delta\Phi = 2\pi$. Cette valeur de 30 pm est la même que celle obtenue par la méthode d'intégration numérique de la puissance sur les cadres d'acquisition (voir le résumé des expériences dans la Figure II.26).

Comme on l'a vu dans la partie théorique, la période de modulation du battement entre deux modes, que ce soit intra-cœur ou inter-cœurs, dépend de l'inverse de la longueur de la fibre. Nous avons vérifié également ce point par des expériences de modulation de l'intensité avec la longueur d'onde, pour diverses longueurs de fibre. Le résumé de ces expériences est présenté dans Figure II.26.

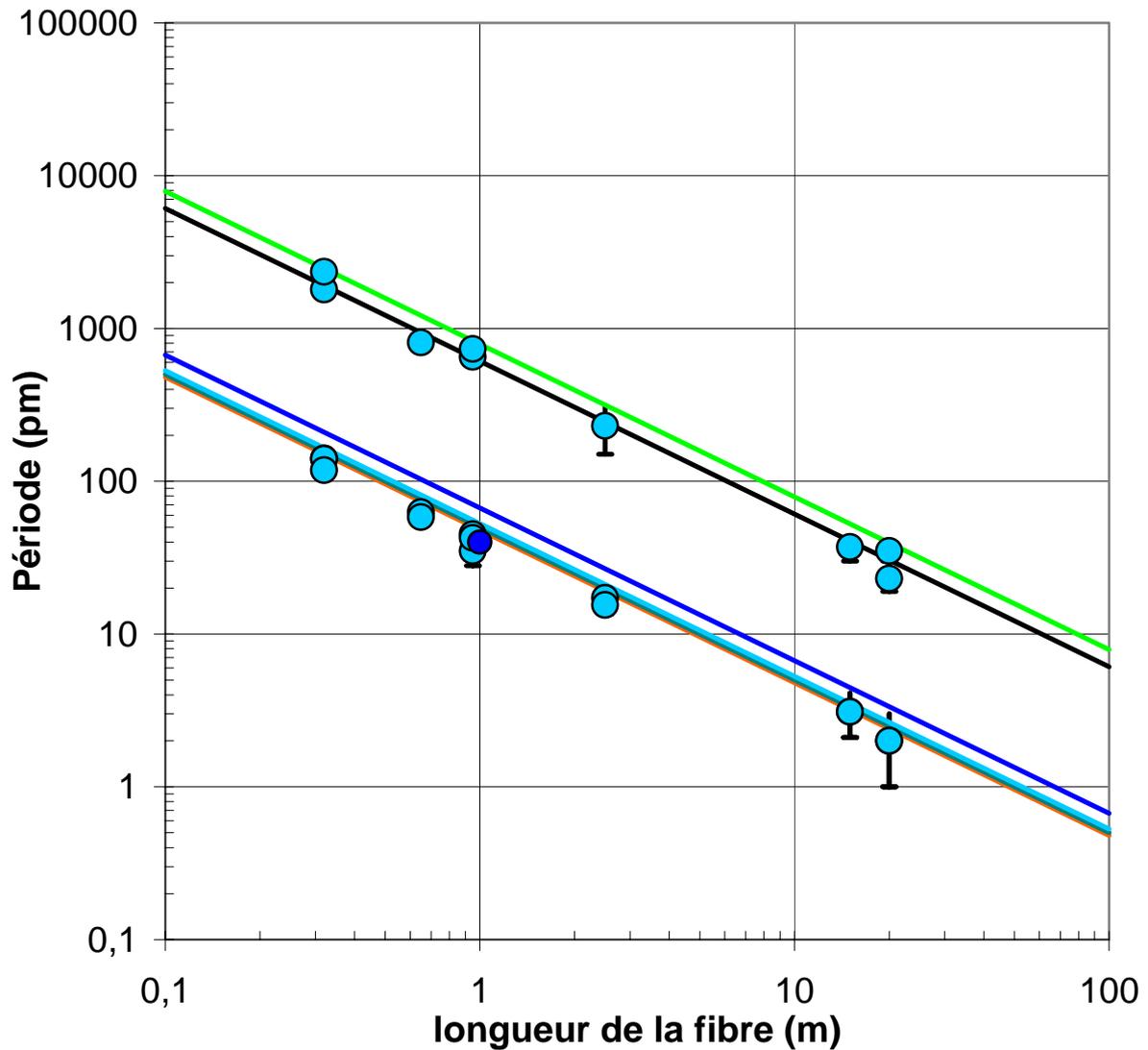


Figure II.26 Périodes de modulation théoriques (lignes) et expérimentales (points) du couplage inter-cœurs (grande période) et intra-cœur (petite période) pour deux états de polarisation. Le point bleu foncé correspond à la fibre à cœur unique

L'accord entre les prédictions théoriques (lignes) et les résultats expérimentaux (points) est très bon. Les périodes vérifient la dépendance prévue en inverse de la longueur de la fibre sur deux décades. Le point bleu foncé correspond à la fibre à cœur unique.

On peut noter aussi que lorsqu'on injecte dans le cœur extérieur, il est pratiquement impossible de voir la double sinusoïde pour le cœur central. La cause probable est l'asymétrie du système. Si on raisonne en termes de niveaux et de barrière de potentiel, le schéma 1D des niveaux (modes) des deux cœurs et le quasi-continuum des niveaux de la gaine est présenté dans la Figure II.27.

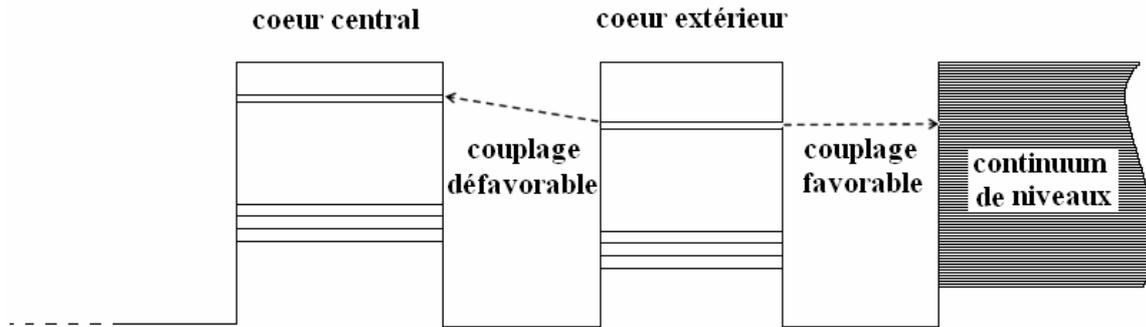


Figure II.27 Schéma 1D des niveaux discrets dans les deux cœurs et du continuum dans la gaine. Le couplage du cœur extérieur vers le continuum de niveaux de la gaine est bien plus favorable que le couplage vers le cœur central.

Vu que l'épaisseur de la barrière est la même d'un côté et de l'autre du cœur extérieur, mais que d'un côté il existe les niveaux discrets du cœur central décalés par rapport aux niveaux du cœur extérieur, et de l'autre de niveaux quasi-continus de la gaine, on comprend le couplage préférentiel du cœur extérieur vers les modes de la gaine en défaveur du couplage vers le cœur central, comme un effet résonant entre les modes du cœur extérieur et les modes de la gaine. Pour le cœur central par contre, la situation est différente car l'épaisseur de la barrière vers la gaine est beaucoup plus grande que celle vers le cœur extérieur. On se rend compte ainsi que le modèle théorique décrit dans la partie 3.1.1, est un modèle simplifié, qui ne tient pas compte des pertes, mais qui explique néanmoins, les principaux résultats et observations expérimentales.

Considérons maintenant l'amplitude de modulation. Son comportement est moins intuitif. En ce qui concerne le battement inter-cœurs, la tendance générale de forte diminution de la visibilité avec l'asymétrie du système est confirmée. On peut enregistrer des valeurs de quelques 0,1% pour les grandes longueurs de fibre, allant jusqu'à quelques 1% pour les petites longueurs de fibre. Ces valeurs sont bien plus grandes que prévu par la théorie, entre 10^{-4} et 10^{-5} . De plus, la visibilité présente un comportement complexe en fonction de la longueur de la fibre. Elle diminue avec L , sauf pour les très courtes longueurs. Elle n'est pas maximale pour une injection bien centrée sur un de deux cœurs, mais pour une injection un peu décentrée. Enfin, le rapport d'intensité des maxima des deux cœurs pour une injection optimisée dans un cœur est de l'ordre de 20 ± 5 , mesuré à partir des images CCD, ce qui est bien inférieur à la valeur théorique. On a retrouvé le même ordre de grandeur, en faisant des expériences complémentaires, qui consistent à placer un diaphragme et un détecteur Germanium à la place de la caméra CCD et à déplacer le diaphragme à l'aide d'un système

trois axes. En conclusion, en tenant compte de ces valeurs pour le rapport des intensités, on obtiendrait des rapports $\Delta\beta/k \sim 10 \pm 3$ et un taux de transfert $T \sim 0,04 \pm 0,03$.

On a déjà vu que l'amplitude du battement intra-cœur est d'autant plus grande que le rapport des poids des modes qui interfèrent est proche de 1. Expérimentalement, il se confirme que la visibilité est très sensible aux conditions d'injection, donc aux poids des modes excités à l'entrée. De plus, du fait que le terme tenant compte des effets dispersifs est négligeable, nous ne pouvons pas donner des valeurs robustes pour la visibilité en ce qui concerne sa dépendance avec la longueur de la fibre. Cependant, qualitativement, on peut constater que la visibilité a tendance à augmenter lorsque la longueur diminue, comme on l'a également prévu.

5. Expériences en régime non linéaire

5.1. Motivation

La motivation de ces expériences a été de mettre en évidence des effets non linéaires dans le couplage inter-cœurs. Ceci est motivé par le fait que certaines applications possibles du système de guides couplés pourraient utiliser le principe du commutateur non linéaire qui suppose le couplage entre deux guides en régime linéaire et son inhibition en régime non linéaire. Ces expériences ont un caractère exploratoire et visent à voir si le couplage entre les deux cœurs est modifié par l'augmentation de la puissance à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

Théoriquement, le couplage entre deux guides identiques, a deux comportements distincts. A faible puissance, on a le transfert d'énergie décrit dans les paragraphes antérieurs. A forte puissance, l'indice du guide d'injection est modifié par effet Kerr et on génère ainsi un désaccord de phase entre les deux guides. La puissance nécessaire pour créer un déphasage supplémentaire de $\pi/2$ au bout d'une longueur de couplage, est appelée puissance critique et est définie :

$$P_c = \frac{k}{\gamma} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{L_c \gamma} \quad (\text{II.35})$$

Si $P \ll P_c$, le déphasage non linéaire est négligeable et le taux de transfert est quasiment 100%. Si $P \gg P_c$, le déphasage non linéaire est nettement supérieur à $\pi/2$ et le taux de transfert est très faible. Pour $P=P_c$, le taux de transfert est de 50%.

Si les guides sont asymétriques, le degré de complexité du comportement augmente beaucoup, car il y a plusieurs termes qui doivent être pris en compte. Il s'agit du désaccord de vitesse de phase, du désaccord de vitesse de groupe, du coefficient non linéaire γ qui est différent dans les deux guides, et, éventuellement, du signe de la dispersion, si la longueur d'onde est proche de la longueur de zéro dispersion et un cœur est dans le régime de la dispersion normale et l'autre de la dispersion anormale. Bref, le comportement du système en régime non linéaire peut être beaucoup plus compliqué qu'en régime linéaire.

5.2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental inclut une source laser impulsionnelle et un système de détection auquel nous avons ajouté un analyseur de spectre optique (Optical Spectrum

Analyzer ou OSA). La fibre a une longueur de 15 m. La source laser picoseconde PFL est basée sur un amplificateur fibré dopé à l'Erbium (Erbium-Doped Fiber Amplifier ou EDFA) accordable en longueur d'onde entre 1535 nm et 1565 nm, avec un taux de répétition de 20 MHz. Nous avons utilisé deux versions du laser PFL : la première a une puissance crête $P_{cr}=1$ kW, une puissance moyenne maximale $P_{moy}=160-200$ mW, une durée d'impulsion $\Delta t=11,4\pm 1$ ps, et une largeur de raie $\delta\lambda=0,26\pm 0,04$ nm. Les caractéristiques de la deuxième sont: $P_{cr}=1,5$ kW, $P_{moy}=400\div 440$ mW, $\Delta t=18\pm 2$ ps, $\delta\lambda=0,19\pm 0,03$ nm.

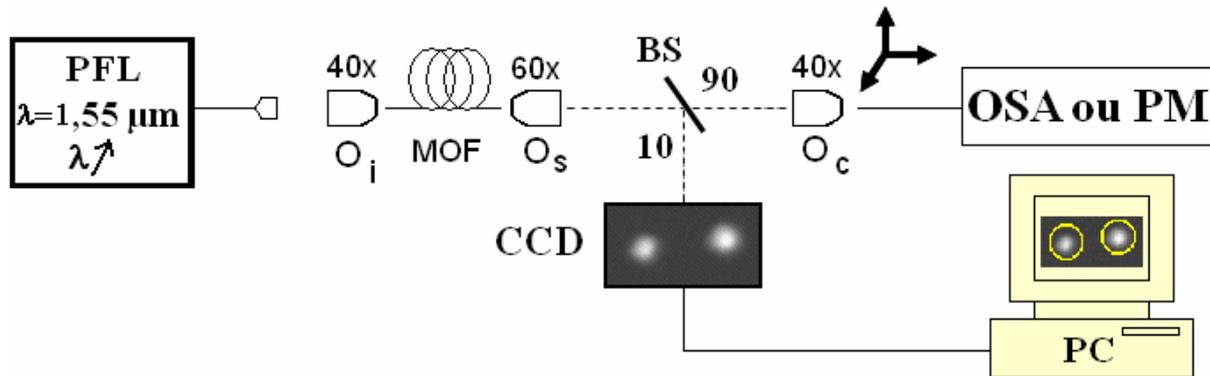


Figure II.28 Schéma du dispositif expérimental en régime non linéaire. O_i , O_s et O_c sont les objectifs d'injection, de sortie et de couplage dans la jarretière vers l'analyseur de spectre optique (OSA) ou le puissance-mètre (PM). La lame séparatrice (Beam Splitter ou BS) assure l'acquisition simultanée de l'image optique avec la caméra CCD et du spectre optique. Les données de la caméra sont enregistrées dans l'ordinateur.

Au système de détection nous avons ajouté une lame séparatrice pour avoir simultanément l'image sur la camera CCD et le spectre fourni par un analyseur de spectre optique fonctionnant sur une plage de longueurs d'onde entre 350 nm et 1750 nm avec une résolution limitée à 50 pm.

5.3. Résultats expérimentaux et discussions

Lorsqu'on augmente la puissance d'entrée, le taux de transfert inter-cœurs n'est pas modifié. Ceci reste le cas si l'on utilise une source femtoseconde (taux de répétition=80 Mhz, largeur=90 fs) bien plus puissante ($P_{moyenne}=2W$, $P_{crête}=270$ kW), à $\lambda=800$ nm. Ce comportement est attendu à cause de la forte asymétrie. Si on considère seulement le désaccord de vitesse de phase, des travaux théoriques [100] démontrent que dans un système de deux guides, l'asymétrie augmente la puissance critique nécessaire au passage en régime non linéaire. Qualitativement, la longueur de couplage qui intervient dans la formule (II.35)

est plus petite, donc la puissance critique plus grande. A $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, on estime $\gamma \sim 20 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ par analogie avec la fibre à cœur unique qui a des paramètres géométriques très proche et pour laquelle nous avons estimé l'aire effective, et $L_c \simeq 100 \mu\text{m}$ (calculée dans le paragraphe 3.1.2). Avec ces valeurs, on obtient $P_c \simeq 10^6 \text{ W}$. A part cet effet, les mêmes articles théoriques montrent que la nonlinéarité rend les guides encore plus asymétriques (le taux de transfert est encore plus petit par rapport au régime linéaire). Avec ces deux effets possibles, on se rend compte que mettre en évidence toute modification du taux de transfert par la nonlinéarité, était une tâche très difficile.

Par contre, un comportement inattendu et nouveau a été observé. Il correspond à l'apparition d'un signal autour de $\lambda=1,05 \mu\text{m}$, avec un taux de génération très faible ($\tau \ll 1$), mais qui se couple d'un cœur à l'autre beaucoup plus efficacement qu'à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Le profil spatial à $\lambda=1,05 \mu\text{m}$ a été mesuré et il est possible d'obtenir différentes configurations : quasi-gaussiennes, deux lobes, ou modes circulaires (en anneau). Statistiquement, le mode fondamental quasi-gaussien est un des plus couramment observés. Ceci est schématisé dans la Figure II.29, ainsi que les images CCD aux deux longueurs d'onde.

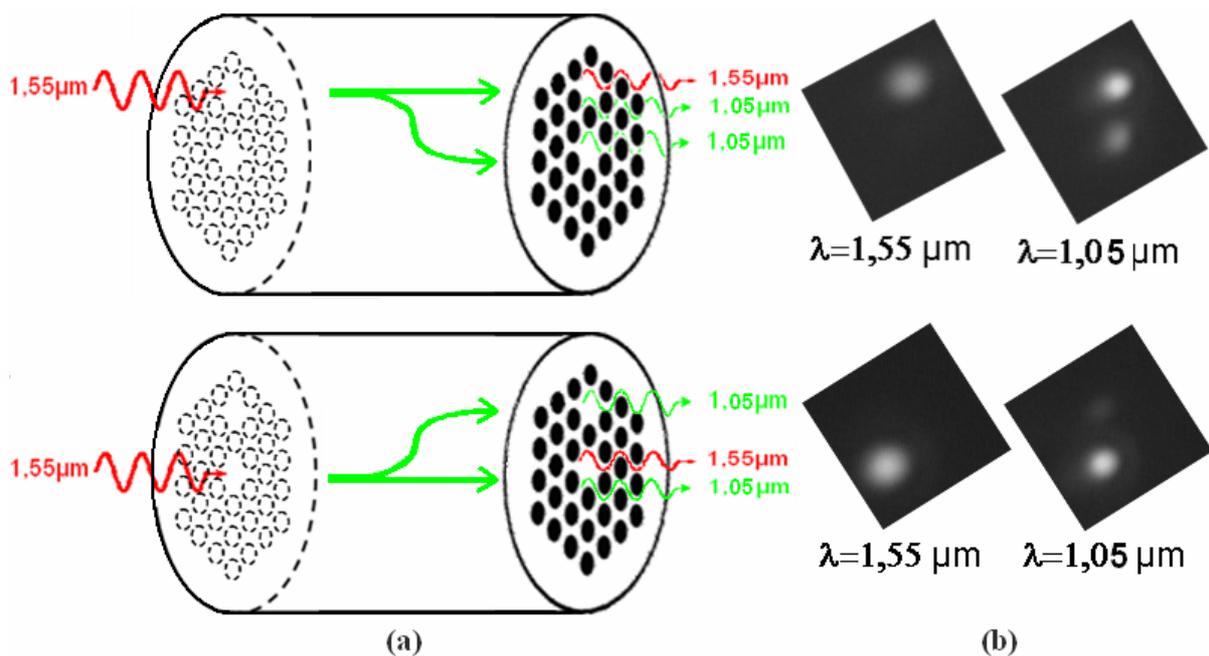


Figure II.29 (a) schéma de propagation optique avec injection optimisée à $1,55 \mu\text{m}$ dans un cœur, génération et transfert à $1,05 \mu\text{m}$ ainsi qu'à $1,55 \mu\text{m}$; (b) images CCD de sortie prises par mises au point successives de l'objectif de sortie.

Pour les distances habituelles de quelques dizaines de centimètres entre l'objectif de sorti et la caméra CCD, les points focaux correspondants aux deux longueurs d'onde sont suffisamment éloignés pour que des mises au point différentes suffisent à obtenir des images claires, sans avoir besoin de filtre spectral supplémentaire. On utilise par contre des atténuateurs, surtout à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

La puissance de sortie à $\lambda=1,05 \mu\text{m}$ en fonction de la puissance d'entrée à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ présente un seuil. En faisant la moyenne sur plusieurs séries d'expériences, on obtient une puissance crête de seuil située entre 0,35 et 0,55 kW. La Figure II.30 est un exemple de cette dépendance, pour les injections dans chaque cœur. Le principe de mesure est similaire à celui des expériences en régime linéaire : pour une puissance de pompe donnée on prend l'image CCD, on fixe les deux cadres et fait l'intégration numérique. La différence est que l'on change la puissance d'entrée et non la longueur d'onde.

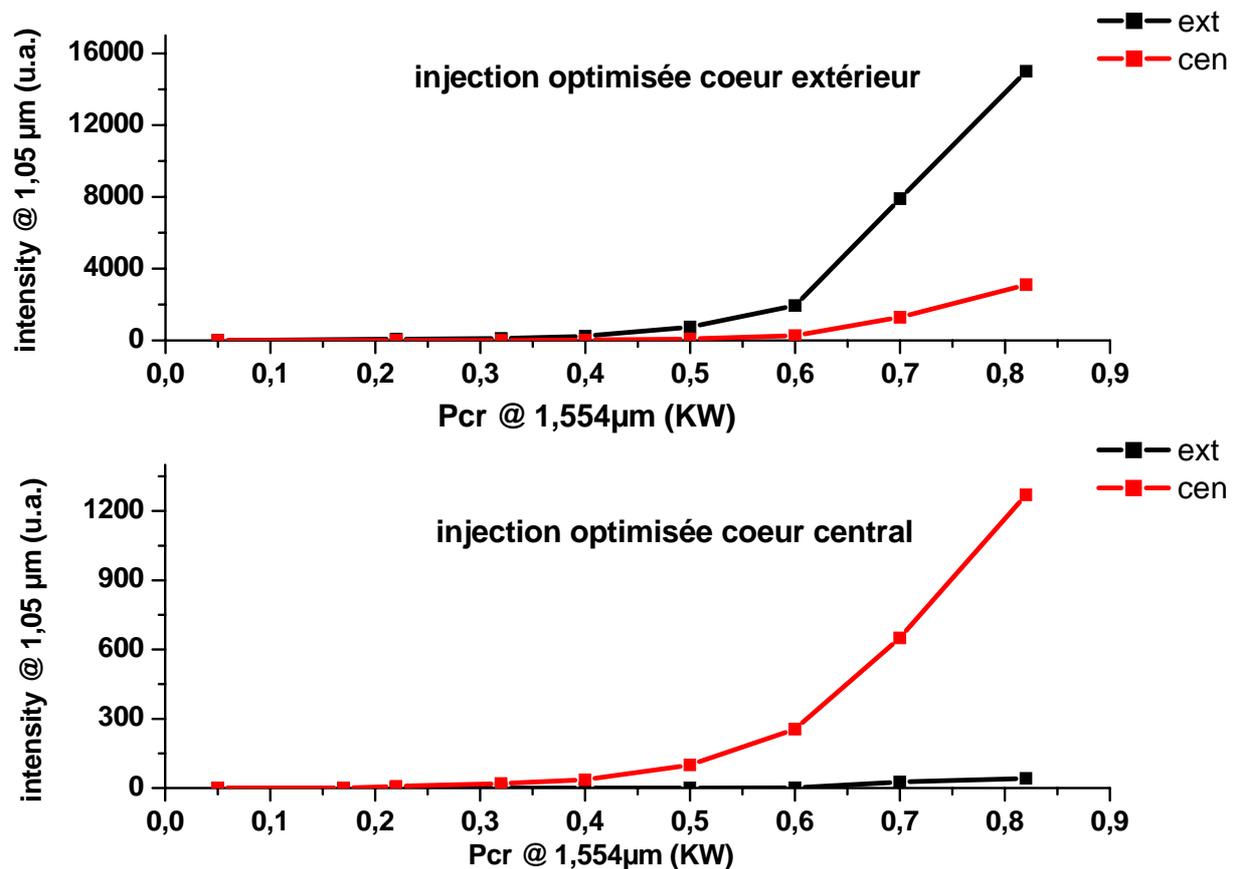


Figure II.30 Puissance à $\lambda=1,05 \mu\text{m}$ intégrée séparément sur chaque cadre d'acquisition, en fonction de la puissance crête de pompe à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$

Expérimentalement, on constate une efficacité plus forte de génération à 1,05 μm lorsque l'on injecte dans le cœur extérieur, bien que les pertes de celui-ci soient plus grandes. En général, il existe en effet, un ordre de grandeur entre les maxima des deux courbes.

Si spatialement la configuration de sortie à $\lambda=1,05\mu\text{m}$ est très sensible aux conditions d'injection, suggérant que les modes d'ordre supérieur jouent un rôle très important dans la génération à cette longueur d'onde, le spectre par contre y est peut sensible. La raie est large de quelques dizaines de nm et présente deux pics, le premier autour de 1,04 μm et le deuxième plus ou moins intense autour de 1,06 μm . Seule l'intensité du pic à $\sim 1,06 \mu\text{m}$ peut varier. On observe aussi une modulation avec une période de $\sim 1 \text{ nm}$. Dans la Figure II.31 on présente les spectres pris avec l'analyseur de spectre autour de 1,05 μm , ainsi que les images CCD à 1,55 et 1,05 μm . Les points d'injection à l'entrée de la fibre sont également indiqués par les cercles rouges.

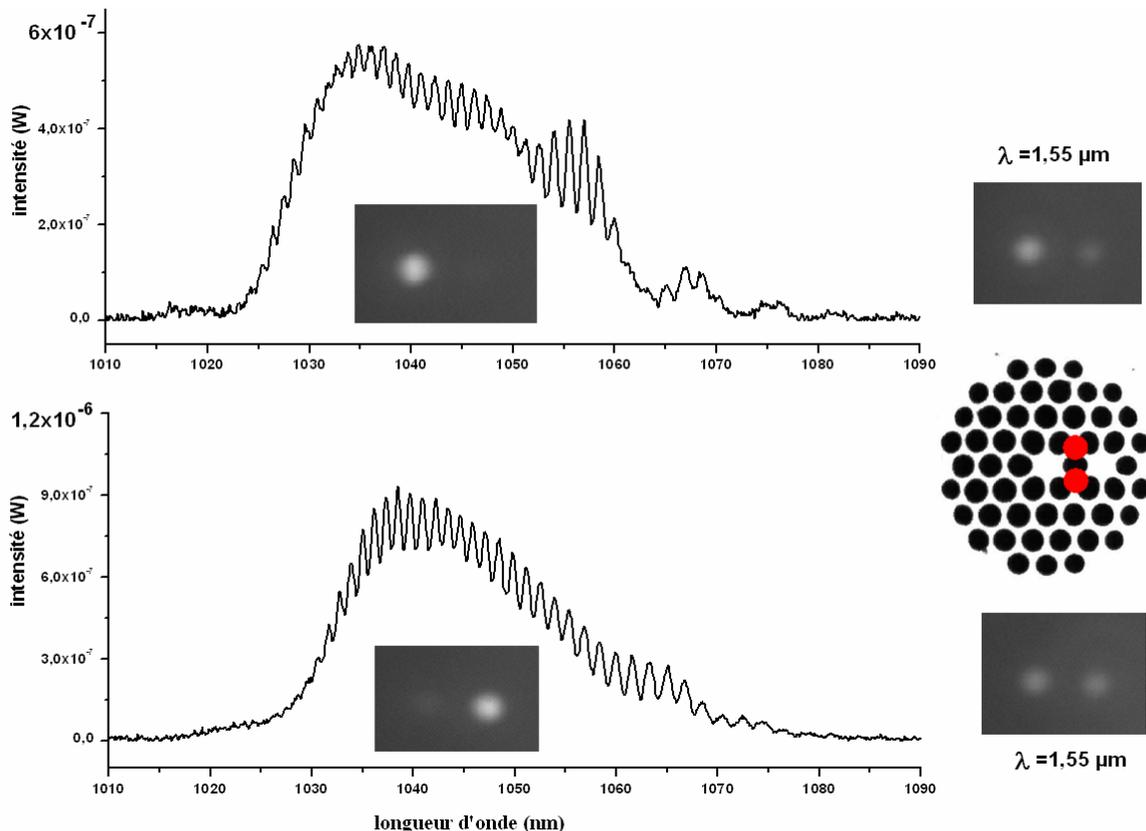


Figure II.31 Spectres de sortie autour de $\lambda=1,05 \mu\text{m}$ et images CCD à 1,05 μm et 1,55 μm .
Les deux points d'injection (cercles rouges) sont distants de $\simeq 3\mu\text{m}$.

On voit que pour des cartes de sortie et des rapports d'intensité à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ comparables, les cartes de sortie à $\lambda=1,05 \mu\text{m}$ sont complètement différentes, mais les spectres sont très semblables.

Nous avons fait des expériences complémentaires similaires sur la fibre à cœur unique. Les spectres et les niveaux de puissances sont similaires (Figure II.32).

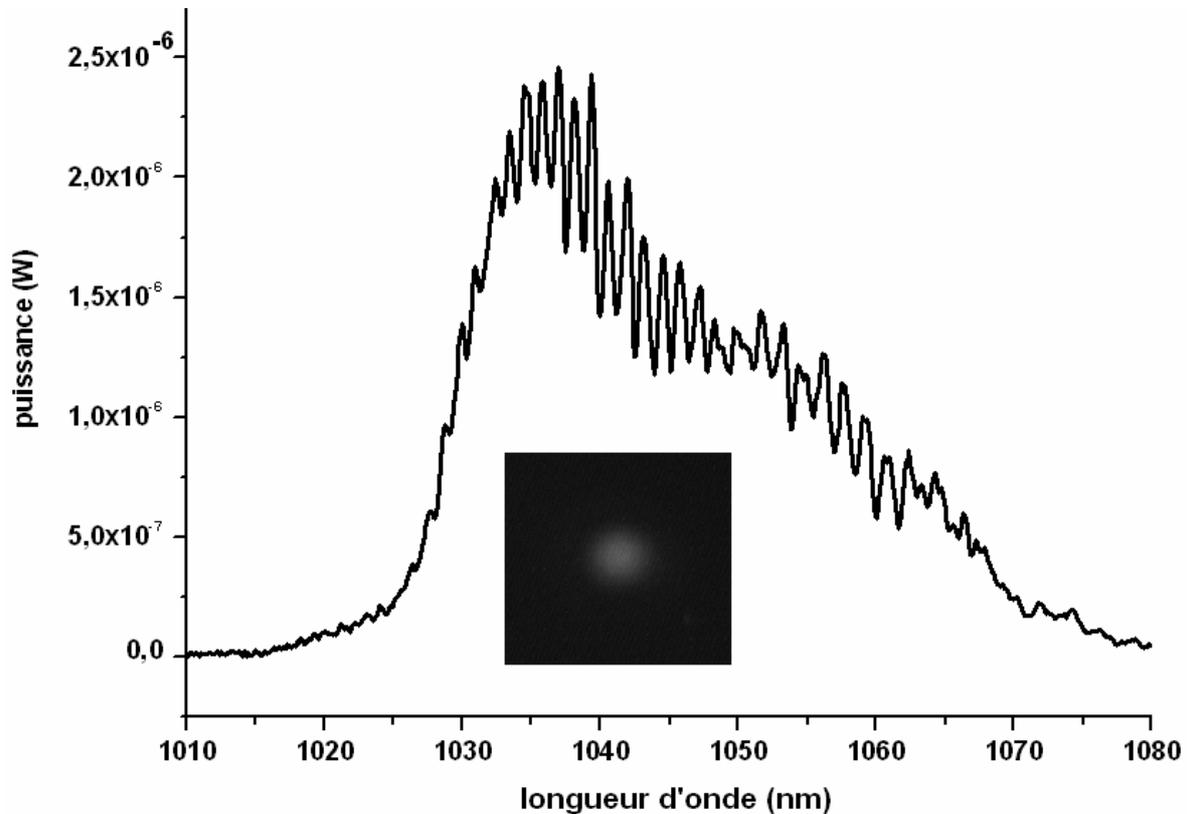


Figure II.32 Spectre autour de $\lambda=1,05$ en régime non linéaire à la sortie de ~ 15 m de la fibre à cœur unique

L'apparition et le comportement du signal à $\lambda=1,05$ μm posent de nombreuses questions. La première est l'origine de ce phénomène non linéaire. Une origine possible de la génération de cette longueur d'onde est le mélange à quatre ondes (Four-Wave Mixing ou FWM) qui implique l'accord de phase entre la pompe à $1,55$ μm , l'onde anti-Stokes à $\lambda=1,05$ μm et l'onde Stokes à $\lambda \approx 3$ μm . Ceci peut être écrit comme $\omega_{p1} + \omega_{p2} \rightarrow \omega_A + \omega_S$, où $p1$ et $p2$ sont deux photons de pompe n'étant pas forcément dans le même mode et n'ayant pas forcément la même polarisation. D'ailleurs, nous avons pu constater expérimentalement que pour une injection optimisée (maximum de puissance à $\lambda=1,55$ μm en sortie) on obtient une efficacité de génération à 1 μm plus faible que pour une injection un peu décalée axialement ou transversalement par rapport à l'injection optimisée. Ceci renforce l'idée du rôle important joué par les modes d'ordre supérieur. Ce mécanisme de FWM par accord modal a été démontré dans les fibres microstructurées [15, 101, 102]. Nous avons cherché à mettre en évidence l'onde Stokes à 3 μm avec un bolomètre refroidi à l'azote liquide, mais sans succès.

Ceci n'est pas surprenant, vu que les pertes à cette longueur d'onde doivent être énormes, même pour le mode fondamental. Il s'agit non seulement des pertes de confinement, mais aussi de l'énorme absorption dans l'infrarouge lointain caractéristique aux fibres en silice. De plus, des conditions d'accord de phase n'ont pas pu être trouvées en utilisant les constantes de propagation, sans que nous fassions pour autant, des analyses trop poussées dans ce sens.

Une deuxième question ouverte est celle du mécanisme du transfert de l'énergie entre cœurs à $\lambda=1,05 \mu\text{m}$. Pour une injection optimisée dans un cœur, le taux de transfert à $1,05 \mu\text{m}$ est bien plus fort qu'à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, comme on peut d'ailleurs le constater en regardant les images CCD dans la Figure II.29, ou en faisant le rapport des intensités à $1,05 \mu\text{m}$ présentées dans la Figure II.30. Vu la forêt des modes et de leurs combinaisons possibles, un accord de phase entre un mode d'un cœur et un mode de l'autre cœur qui aboutisse à un transfert quasi-résonant entre les deux cœurs n'est pas exclu, mais reste à trouver.

Une troisième question est celle de la modulation des spectres avec une période d'environ 1 nm. On ne connaît pas non plus l'origine de ce phénomène. On peut néanmoins affirmer qu'il ne s'agit pas d'un artefact de genre Fabry-Perot dans la lame séparatrice car les spectres prises successivement avec et sans elle, sont identiques. De plus, il est fort improbable qu'elles soient liées au couplage dans la jarretière, car les spectres ne dépendent pas de la distance entre l'objectif O_c et la jarretière. Vu la simplicité du dispositif, il est fort probable que ce soit un phénomène intrinsèque aux deux fibres microstructurées. Le battement intra-cœur entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur est également exclu. En effet, en appliquant la procédure décrite plus haut, le battement intra-cœur de ce type à $\lambda=1,05 \mu\text{m}$ devrait donner naissance à une modulation de période de $2\pm 0,2 \text{ pm}$ pour la longueur de la fibre de 15 m. Vu la visibilité qui est assez grande, cette modulation du spectre pourrait être la signature d'une interférence entre deux impulsions de type solitoniques partiellement cohérentes. Des spectres similaires aux nôtres ont été publiés [58] dans le cas de la vibration d'une "molécule" de solitons dissipatifs. Sachant que l'ordre de grandeur de la puissance minimale nécessaire pour exciter le soliton fondamental est 100 mW et que dans nos expériences, la puissance du laser est d'environ 1kW crête, l'hypothèse de la formation de plusieurs solitons à l'entrée de la fibre est très probable. Mais d'autres pistes restent à explorer, comme par exemple l'interférence entre une impulsion et la partie réfléchi sur la face de sortie, de l'impulsion précédente.

6. Conclusions

En utilisant une méthode de modulation spectrale sinusoïdale de l'intensité à la sortie de fibre, nous avons mis en évidence le couplage entre les deux guides d'ondes de type MOF à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Bien que la séparation entre guides soit faible, la théorie des modes couplés décrit bien le couplage entre ces deux guides, en raison de leur très forte asymétrie, qui localise les supermodes dans un cœur ou dans l'autre. Ceci nous permet d'utiliser ces supermodes, avec une bonne approximation, comme les modes propres des guides isolés. La TMC, complétée de l'analyse modale avec la méthode des éléments finis, permet une bonne description quantitative du système, en ce qui concerne la période de modulation spectrale. Quant à la visibilité, on a prévu théoriquement sa forte sensibilité aux conditions d'injection, et on l'a mis en évidence qualitativement expérimentalement.

Nous avons aussi anticipé et puis démontré et quantifié l'existence d'un battement intrinsèque dans chaque cœur, entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieurs. Une conclusion importante est le fait de pouvoir découpler et traiter séparément les deux types de battement.

Une autre conclusion est le rôle important de l'asymétrie sur le couplage. Si les différences des caractéristiques de deux guides rendent le couplage peu efficace (faible taux de transfert), les fortes pertes du cœur extérieur par rapport à l'autre cœur rendent le couplage impossible lorsque l'injection se fait dans ce cœur extérieur.

Le couplage est modifié par l'état de la polarisation, au moins en ce qui concerne la période de modulation, donc la longueur de couplage.

Enfin, en régime non linéaire, le couplage à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ n'est pas influencé par la forte puissance portée par les modes.

Après cette étape intermédiaire très utile pour comprendre un peu plus le couplage entre guides d'onde de type canaux microstructurés, nous avons conçu et étudié un réseau 2D de canaux trifoliés à la limite de diffraction couplés. Ces travaux sont présentés dans le chapitre suivant.

Chapitre III

Réseau 2D de guides à la limite de diffraction couplés dans la fibre microstructurée

1. Introduction

Comme on le précisait dans l'introduction, le domaine de l'optique dans les guides à la limite de diffraction est en plein essor et il en existe déjà des réalisations pratiques, comme les MOFs étirées et les barreaux de silice, avec les inconvénients soulignés au début. Dans ce contexte, nous avons proposé et démontré expérimentalement l'utilisation des canaux trifoliés d'une fibre MOF classique comme exemple alternatif de guide à la limite de diffraction, avec quelques avantages majeurs et surtout la possibilité d'en obtenir un réseau 2D compact et robuste. Après l'étape intermédiaire de la fibre à deux cœurs, nous avons imaginé et conçu un réseau de guides à la limite de diffraction couplés identiques, opérant à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Ces travaux sont présentés dans la partie conception de ce chapitre. Si dans les travaux présentés dans le chapitre I l'accent a été mis sur l'aspect individuel de guide d'onde du canal trifolié, dans ce chapitre, l'accent est mis sur l'aspect collectif, le couplage entre guides. Une fois la fibre fabriquée, nous sommes passés par une étape de caractérisation topographique. Ensuite, les principaux travaux se sont dirigés vers deux grands objectifs.

Le premier objectif a été de démontrer que le guidage à la limite de diffraction dans ces canaux trifoliés est possible à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. D'autres travaux [35] en dehors des nôtres ont démontré la propagation à $\lambda=800 \text{ nm}$ dans des canaux individuels (isolés les uns des autres) de formes plus ou moins trifoliées. Notre deuxième objectif est lié au couplage entre guides, donc à l'aspect collectif de l'ensemble. Dans une première partie, on essaie de démontrer que les guides sont couplés et que, par exemple, l'énergie injectée localement dans un ou quelques guides se dissipe dans toute la structure. Ce phénomène est connu dans la littérature sous le nom de la diffraction discrète. Dans les réseaux de guides en semi-conducteurs de type 1D, il a été étudié expérimentalement [41, 103] et théoriquement, mais aussi dans un système de huit guides répartis en trois étages [104] ou un réseau 2D carré de guides en silice formés par inscription à l'aide d'un laser femtoseconde [105]. Habituellement, pour l'étude de la propagation dans un réseau de guides couplés, on utilise la théorie des modes couplés, dont les bases sont expliquées dans le chapitre II, pour le cas simple de deux guides seulement. L'extension vers le réseau de guides est présentée dans partie cadre théorique de ce chapitre. Cette théorie nous a servi aussi dans l'étape de conception de la fibre.

Dans la littérature, l'étude théorique de la diffraction dans le réseau 1D a mis en évidence l'existence des ondes collectives de type Floquet-Bloch. Le formalisme est emprunté à la physique du solide, au domaine des chaînes d'ions. Ce sont des ondes collectives

particulières, ayant des distributions spatiales discrètes et des constantes de propagation k_C et k_z liés par une relation de diffraction [41, 43, 106]. Les valeurs de k_z sont de l'ordre de la constante de couplage k entre deux guides, donc $k_z \ll \beta_0$ où β_0 est la constante de propagation électromagnétique dans un des guides. Autrement dit, β_0 caractérise le photon qui met en jeu une variation de la phase très rapide (un déphasage de π au bout d'une longueur d'onde), alors que k_z caractérise l'onde globale qui met en jeu une variation de la phase beaucoup plus lente (un déphasage supplémentaire de π au bout d'une longueur de couplage). On a démontré théoriquement que dans des conditions particuliers d'injection (k_C et k_z particulier), un faisceau injecté dans un tel système peut se propager quasiment sans diffracter en régime linéaire. Un phénomène intéressant qui ne peut être mis en évidence que dans un réseau de guides couplés est la diffraction anormale [41, 43]. L'existence des deux régimes de diffraction est la conséquence du fait que la courbe de diffraction a une zone convexe, et une autre zone concave, contrairement à la courbe de diffraction du photon, qui n'est que convexe. En régime non linéaire, on a démontré théoriquement et expérimentalement l'obtention de l'effet solitonique [107-109]. Si on ajoute à ces ondes collectives le terme de phase rapide du photon, on obtient les supermodes. Ils ont les distributions spatiales discrètes des ondes Floquet-Bloch et des constantes de propagation très proche de celles du photon. Ils sont donc similaires aux modes propres d'un guide isolé.

Comme on l'a précisé dans l'introduction générale, un enjeu majeur est de démontrer que les guides sont couplés, et de quantifier l'efficacité du couplage. Si pour deux guides on peut facilement quantifier cette efficacité par le taux de transfert, la tâche est très difficile pour un réseau 2D de guides, à cause de plusieurs raisons. La première est le fait que la littérature manque sur ce sujet. La deuxième est la grande diversité de cartes de sortie possibles, même pour un réseau parfait, à cause du nombre important de supermodes et de leurs interférences. La troisième est l'impossibilité de connaître avec précision le nombre de longueurs de couplages comprises dans la longueur totale de la fibre (comme pour la fibre à deux cœurs, nous n'avons pas la possibilité de la mesurer expérimentalement). Donc, même si on avait un réseau parfait et on faisait des simulations de propagation, on ne pourrait pas savoir à quel point on regarde expérimentalement. C'est pour ces raisons, que nous avons proposé plusieurs méthodes de caractérisation de l'efficacité du couplage. Le principe des méthodes que nous avons développé le plus, consiste dans la comparaison entre l'étendue des cartes théoriques et l'étendue des cartes de sorties expérimentales. Ce type d'étude systématique semi quantitative est donc nouveau, n'étant pas présent dans la littérature.

2. Cadre théorique

Le but de cette partie est de présenter une description du guidage dans un réseau de guides identiques couplés. Ceci sert à avoir une idée plus précise de la manière dont se passe la propagation dans un tel réseau, mais nous en sommes également servis dans l'étape de conception. On se limite à la théorie des modes couplés pour un réseau de guides identiques, qui est largement utilisée dans la littérature et qui explique bien la plupart des expériences. Nous rajoutons ensuite un terme pour prendre en compte les effets non linéaires, nécessaires pour avoir un effet solitonique ou de commutation. A la fin, on ajoute un terme qui tient compte des irrégularités de la structure qui pourraient apparaître en pratique.

La théorie des modes couplés TMC, présentée dans le chapitre précédent pour un système à deux guides seulement, peut être généralisée à un système de N guides identiques. La propagation est décrite par un système d'équations couplées. On utilise des unités réduites, à savoir, z devient kz, où k est la constante de couplage. L'équation s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial A_m}{\partial z} = -j \sum_{\text{voisins}} A_n \quad (\text{III.1})$$

L'amplitude du champ A_m dans le guide m est pilotée par le couplage avec les voisins. Les solutions stationnaires A_m , avec $m=1 \div N$, donnent naissance aux ondes Floquet-Bloch (FB) (distributions discrètes), et aux supermodes, si on tient compte en même temps du terme de phase rapide du photon et de la distribution de champ à l'intérieur de chaque guide. Bien que la notion d'onde FB cadre mieux avec la TMC, et que celle de supermode cadre mieux avec la TMN, les deux notions sont intimement liées. Autrement dit, dans un réseau de guides identiques, la propagation se fait dans un ou plusieurs supermodes, ayant des distributions spatiales et constantes de propagations bien définies.

Après l'aspect collectif, dans un deuxième niveau on souhaite avoir des effets non linéaires pour contrôler la propagation. Le but est d'autoriser ou d'inhiber la diffraction discrète, ou d'avoir un commutateur non linéaire. La généralisation de l'équation (III.1) pour un réseau idéal en régime non linéaire est :

$$\frac{\partial A_m}{\partial z} = -j \sum_{\text{voisins}} A_n - i\nu |A_m|^2 A_m \quad (\text{III.2})$$

où

$$v = \frac{4n_2}{\lambda} P \frac{L_c}{\pi w^2} \quad (\text{III.3})$$

L_c est la longueur de couplage, w est le waist du mode, P est la puissance totale. Pour $v=1$, on a la puissance critique, la même que l'on a défini dans le chapitre précédent. On tient compte seulement de l'effet Kerr sous la forme de l'automodulation de phase induite par l'onde elle-même. Par conséquent, les effets non linéaires deviennent importants quand v est égal ou supérieur à 1. Dans ce cas, on génère dans le système un déphasage non linéaire de $\pi/2$ au bout de L_c .

Une façon d'obtenir $v=1$ est de diminuer la taille du mode, donc l'aire effective S_{eff} , en réduisant le rayon R du guide. On a vu dans ce contexte, que la limite ultime nous amène au guide non linéaire ultime, pour lequel le rayon du guide est de l'ordre de $R_{\text{opt}} \cong \frac{\lambda}{2n_{\text{coeur}}}$. Ceci

va nous imposer, dans l'étape de conception, une relation entre d et Λ .

En même temps, la relation (III.3) nous dit que l'on peut augmenter la longueur de couplage, c'est-à-dire diminuer la constante de couplage donc le recouvrement spatial des deux guides adjacents. C'est une idée bien connue en optique non linéaire, celle d'augmenter la longueur d'interaction pour avoir des effets non linéaires importants. La façon de le faire, tout en gardant le caractère ultime des guides, est d'augmenter le rapport d/Λ , le plus près possible de l'unité. Mais à part la difficulté technologique de réaliser des telles fibres, il faut tenir compte que, dans la pratique, on pourrait avoir des irrégularités locales, qui dissymétrisent les guides les uns par rapport aux autres. Pour tenir compte de cet aspect et en évaluer l'éventuel effet néfaste, on introduit deux termes supplémentaires dans l'équation générale. Celle-ci devient :

$$\frac{\partial A_m}{\partial z} = -i \sum_{\text{voisins}} \left(1 + \frac{\Delta k_{mn}}{k} \right) A_n \exp \left(-i \frac{\Delta \beta_{mn}}{k} \right) - iv |A_m|^2 A_m \quad (\text{III.4})$$

Le premier terme tient compte des différences de constante de couplage, donc de recouvrement spatial, et le deuxième des différences de constantes de propagation, donc de vitesses de phase. Vu que le premier est linéaire et le deuxième exponentiel, nous avons choisi de privilégier le deuxième terme, et de ne pas tenir compte du premier. Comme on l'a vu dans le deuxième chapitre, si les constantes de propagations et donc les vitesses de phase des guides adjacents sont différentes, la longueur de couplage effective baisse.

En conclusion, dans l'étape de conception, nous allons faire l'estimation de $\Delta \beta$ et k en fonction d/Λ , avec comme paramètre la variation relative $\Delta R/R$ dans la taille d'un guide ou

$\Delta d/d$ dans la taille d'un trou d'air, afin de déterminer la limite supérieure du rapport d/Λ pour laquelle on ne met pas en danger l'aspect collectif du réseau de guides. On va donc concevoir un réseau 2D de canaux trifoliés à la limite de diffraction, où la propagation se fera en supermodes.

3. Conception

Dans cette partie je décris le travail pour déterminer la géométrie et les paramètres de la fibre, pour satisfaire la condition $\Delta\beta/k < 1$, dans un réseau où les guides sont à la limite de diffraction et ont donc un rayon $R/\lambda/n$ autour de 0,55, qui maximise la non linéarité et rend le réseau très compact. Vu la très forte diminution de l'efficacité non linéaire pour $R < R_{opt}$ (Figure I.5), nous avons opté pour un rayon $R/\lambda/n \simeq 0,6$. Ceci nous impose une relation entre d et Λ , qui, pour le réseau de guides de type graphite, est :

$$R = \Lambda \left(\frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{2} \frac{d}{\Lambda} \right) \quad (\text{III.5})$$

Nous avons donc plusieurs paramètres fixés. Le premier est le matériau, la silice, ce qui fixe donc l'indice non linéaire n_2 . Le deuxième est le rayon $R/\lambda/n$. Le troisième est la longueur d'onde de type télécommunications $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Il nous reste comme degrés de liberté le rapport d/Λ (diamètre des trous/période du réseau) et le type de réseau (la géométrie et le nombre de couronnes).

En ce qui concerne le type de réseau de canaux, nous avons analysé trois types : (a) graphite, (b) hexagonal proche, (c) hexagonal lointain (Figure III.1). Le réseau des trous est complémentaire de celui des canaux : hexagonal pour le premier et graphite pour les deux derniers. Par la suite, lorsqu'on parle de réseau, on va toujours faire référence au réseau des canaux.

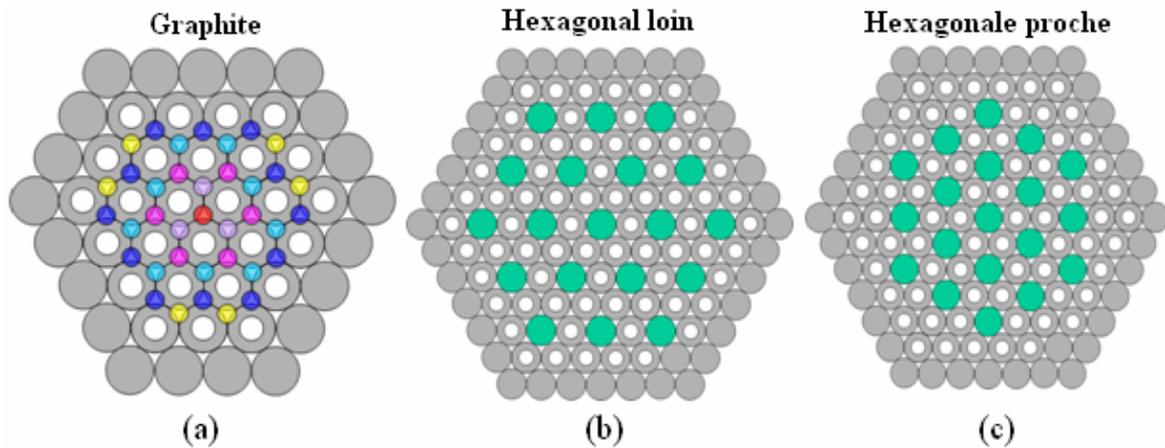


Figure III.1 Types de réseaux de canaux : (a) graphite, (b) hexagonal lointain, (c) hexagonale proche

Une fois R , n_2 et λ imposés, la non linéarité traduite par le coefficient γ , est fixée. En conséquence, le travail de conception s'est déroulé en deux étapes seulement :

- estimation de $\Delta\beta$, la différence entre les constantes de propagation de deux guides adjacents ;
- estimation de k , la constante de couplage entre deux guides adjacents;

3.1. Estimation de l'asymétrie $\Delta\beta$

En raison des imperfections technologiques, il est possible qu'en pratique, il y ait un $\Delta\beta$ non nul. La méthode de calcul de $\Delta\beta$ consiste à calculer β pour un guide unique, en fonction des variations des dimensions géométriques, tel la période Λ et le rapport d/Λ . Pour estimer les valeurs potentielles de $\Delta\beta$, nous avons utilisé le même logiciel commercial basé sur la méthode des éléments finis, FEMLAB. Sachant que l'on veut aller vers le fort contraste d'indice (d/Λ grand), il est raisonnable de penser que le régime de couplage sera assez faible pour négliger les coefficients de type C_{ii} (voir l'équation (II.1)). En conséquence, nous avons modélisé un guide unique (trois trous d'air), pour lequel nous avons obtenu le profil spatial et l'indice effectif n_0 . Dans cette étape nous nous sommes concentrés seulement sur le réseau graphite.

Les inhomogénéités possibles dans la structure sont des variations locales d'un ou plusieurs paramètres liés partiellement ou totalement entre eux. On peut imaginer une modification locale, seulement de la période Λ , ou seulement du diamètre d du trou. On peut aussi imaginer une variation parallèle de Λ et d de telle manière que R , ou leur rapport d/Λ ,

reste constant. Sachant que c'est la variation du rayon R qui a l'influence la plus importante sur la modification de la constante de propagation d'un guide quelconque, nous avons fait deux types de modélisations, compte tenu de (III.5).

Dans la première on obtient l'indice effectif du trifolié unique à $\lambda=1550$ nm en fonction de Λ et d , de telle façon que le rapport d/Λ reste constant et égal à 0,85. Dans la deuxième on obtient l'indice effectif trifolié unique à $\lambda=1550$ nm en fonction du diamètre d'un seul trou différent de ses voisins d_1 (entre 94% et 106% par rapport aux deux autres trous), pour une période $\Lambda=\text{const}$. Nous avons modélisé un seul trou différent, car pour deux canaux voisins, il y a deux trous communs, donc il n'en reste qu'un seul qui puisse être différent. En Figure III.2, on a tracé l'indice effectif du trifolié isolé dans les deux cas.

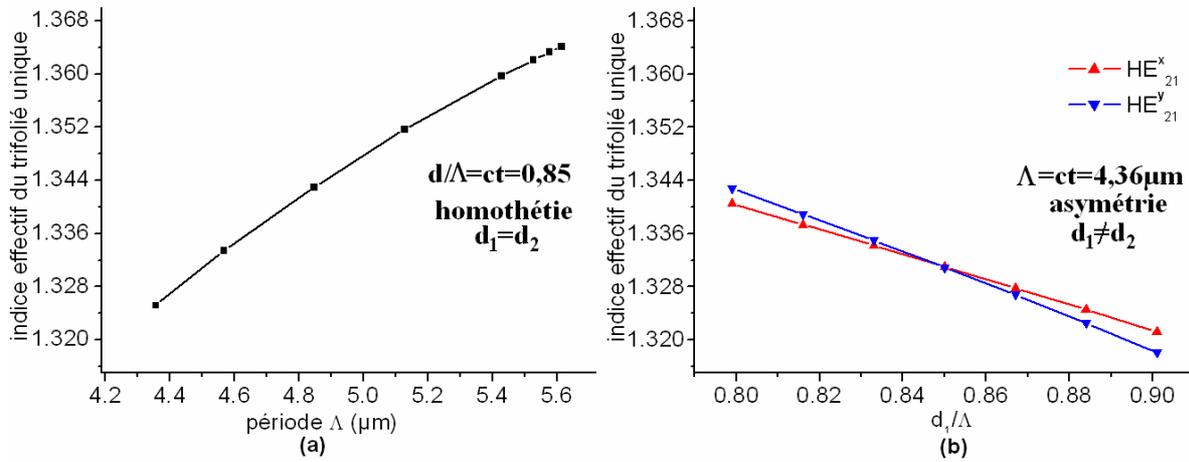


Figure III.2 Indice effectif du trifolié unique en fonction de (a) la période Λ avec d/Λ constant; (b) rapport d_1/Λ avec Λ constant.

Pour une variation relative de Λ et par conséquent du rayon R du canal de l'ordre de 3%, l'ordre de grandeur des inhomogénéités pour nos fibres, on a des variations de l'ordre de $\Delta\beta \approx 1,7 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. Pour des variations relatives de 3% dans le diamètre du trou, on a un $\Delta\beta$ moyen de $2,2 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. On voit également apparaître une séparation du mode fondamental en deux modes séparés de $6,5 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Les deux modes sont hybrides, un mode étant polarisé plutôt x et l'autre plutôt y. Pour chacun, le rapport des champs électriques maximaux est de l'ordre de ~ 2 .

La dépendance en Λ et la dépendance en d/Λ sont quasi linéaires et les variations relatives sont très proches. Pour généraliser, on peut écrire :

$$\frac{\Delta\beta}{(\Delta x/x)} \cong 6,5 * 10^{-3} \frac{\mu\text{m}^{-1}}{\%} \quad (\text{III.6})$$

où x est soit le rayon R du canal soit le diamètre d du trou. On a donc des valeurs de l'ordre de $6 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ pour chaque pourcent d'écart par rapport à la moyenne.

3.2. Estimation de la constante de couplage k

Pour calculer k , nous avons utilisé le même logiciel. Dans les premiers essais, nous avons modélisé un guide unique pour trouver le profil spatial du mode fondamental. Pour simuler l'existence du guide voisin, nous avons traité les données numériquement et obtenu ce profil spatial par réflexion dans un miroir placé à $s/2$, s étant la distance entre les guides. Nous avons ensuite calculé numériquement la constante de couplage, en utilisant (II.3). Il s'est avéré que cette méthode n'est pas très bonne, car on obtenait un spectre très large des valeurs, en raison de la forte sensibilité des ailes du mode aux conditions de bord utilisées dans les simulations FEMLAB. En ce qui concerne les constantes de propagations β calculés précédemment, c'est n'est pas important car β caractérise la distribution totale de champ. Par conséquent, les variations dans les ailes sont trop faibles pour jouer un rôle significatif dans l'ensemble. Par contre, k est par définition très sensible à toute modification du champ dans les ailes.

C'est pour cette raison que nous avons utilisé une méthode dans laquelle nous avons employé un système de deux guides identiques, où le mode est plus isolé du bord, donc moins sensible. Nous avons obtenu les supermodes (profils spatiaux et indices effectifs) symétrique et antisymétrique de ce système. Ensuite, nous avons utilisé deux méthodes. Dans la première, nous avons combiné numériquement les deux profils spatiaux pour retrouver le mode fondamental du guide isolé, sachant qu'un supermode du système est toujours une combinaison linéaire des modes propres des guides isolés. Ensuite, conformément à (II.3), nous avons calculé numériquement l'intégrale de recouvrement de ce mode avec celui obtenu par réflexion dans un miroir placé à $s/2$, en supposant que l'approximation du régime de faible couplage est valable. Cette méthode est bien plus robuste, car les supermodes sont mieux confinés, donc moins sensibles aux conditions de bord, surtout dans la direction qui unit les deux guides. Ceci se reflète dans l'obtention d'un spectre de valeurs en fonction des conditions de bord moins étroit.

La méthode du recouvrement spatial est dans l'esprit de la TMC. Le choix de cette théorie est justifié par les expériences sur la fibre à deux cœurs et par les références bibliographiques, mais nous avons également la possibilité de calculer la constante de couplage, à partir d'une autre formule, qui est dans l'esprit d'une théorie plus générale, à savoir

la théorie des modes normaux. Cette théorie utilise les supermodes du système unique formé par les guides. C'est une théorie exacte dont le domaine n'est pas limité, ni en ce qui concerne la séparation entre guides, ni en ce qui concerne le contraste d'indice entre le cœur et la gaine. Pour un système de deux guides monomodes A et B, il existe un supermode symétrique et un supermode antisymétrique, de constantes de propagation $\beta_S=2\pi n_S/\lambda_0$ et $\beta_A=2\pi n_A/\lambda_0$ où n_S et n_A sont les indices effectifs des supermodes. Quel que soit le guide d'injection, à l'entrée du système on excite simultanément les deux supermodes qui vont interférer au cours de la propagation. Ainsi, les maximums seront localisés alternativement dans un guide ou dans l'autre. La période de battement, déjà défini dans la chapitre II, est :

$$L = \frac{\pi}{\beta_A - \beta_S} \quad (\text{III.7})$$

Par conséquent, dans la deuxième méthode nous avons employé directement l'équation (III.7), en utilisant les constantes de propagations β_A et β_S obtenus auparavant. Les deux algorithmes, après l'obtention des modes symétrique et antisymétrique, sont schématisés dans la Figure III.3.

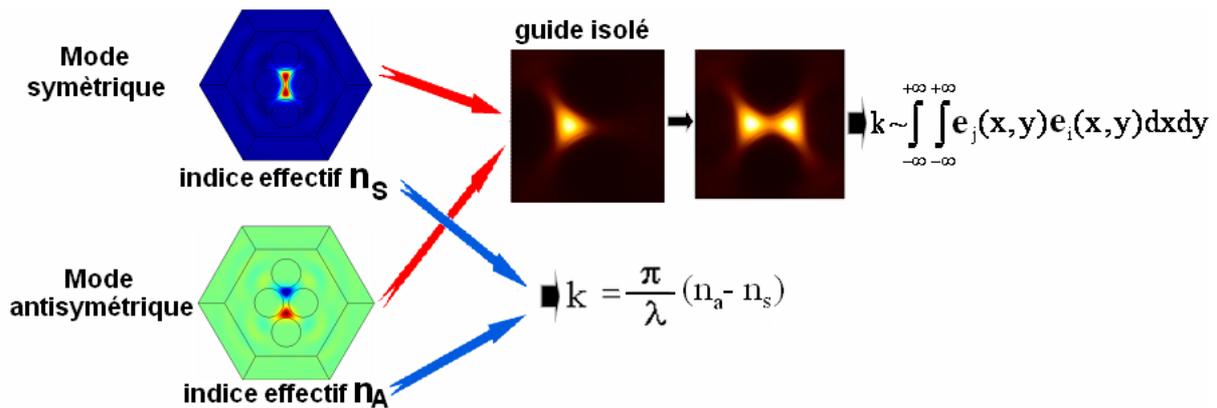


Figure III.3 Algorithmes pour obtenir la constante de couplage à partir des cartes des champs et des indices effectifs des modes symétrique et antisymétrique d'un système de guides trifoliés identiques

Les résultats peuvent donner seulement une indication, une estimation. Il reste une influence assez notable des conditions de bords (les couches absorbantes) sur les cartes de modes, comme on peut le constater dans la Figure III.3, bien qu'elle soit bien moindre que pour les cartes d'un guide unique. Les deux méthodes donnent la même tendance, mais les valeurs diffèrent par un facteur 3. On ne peut pas dire la raison précise, peut-être le fait que la théorie TMC atteint sa limite de théorie de faible couplage où les guides sont idéalement très distants les uns des autres. Autrement dit, après l'obtention du mode du guide isolé à partir de

la superposition des modes symétrique et antisymétrique, c'est la simulation du deuxième mode optique, en miroir par rapport au premier, qui peut introduire une erreur, sachant que la TMC suppose que la présence du deuxième guide à côté, ne perturbe pas la distribution dans le premier guide. En plus l'intégration numérique dépend des limites du cadre d'intégration et de la précision sur la distance entre les centres des modes. En ce qui concerne la deuxième méthode, elle a l'avantage que l'on utilise moins de pas intermédiaires, plus ou moins approximatifs. Par conséquent, nous avons la tendance de nous fier plus à cette deuxième méthode.

Nous présentons les résultats de la conception dans la Figure III.4. Il s'agit de la longueur de couplage (calculée avec la deuxième méthode) en fonction du rapport d/Λ pour les réseaux graphite, hexagonal proche et hexagonal loin. On veut aller vers d/Λ le plus grand possible pour augmenter L_c , mais on a différents degrés de limitation, imposées par l'inhomogénéité. Comme on l'a vu, les conséquences des inhomogénéités sur le rayon du canal ou sur le diamètre du trou, sont quasiment les mêmes du point de vue quantitatif sur le $\Delta\beta$. Par conséquent, on ajoute les limites supérieures de L_c pour trois niveaux de précision technologiques (1%, 3%, 10%).

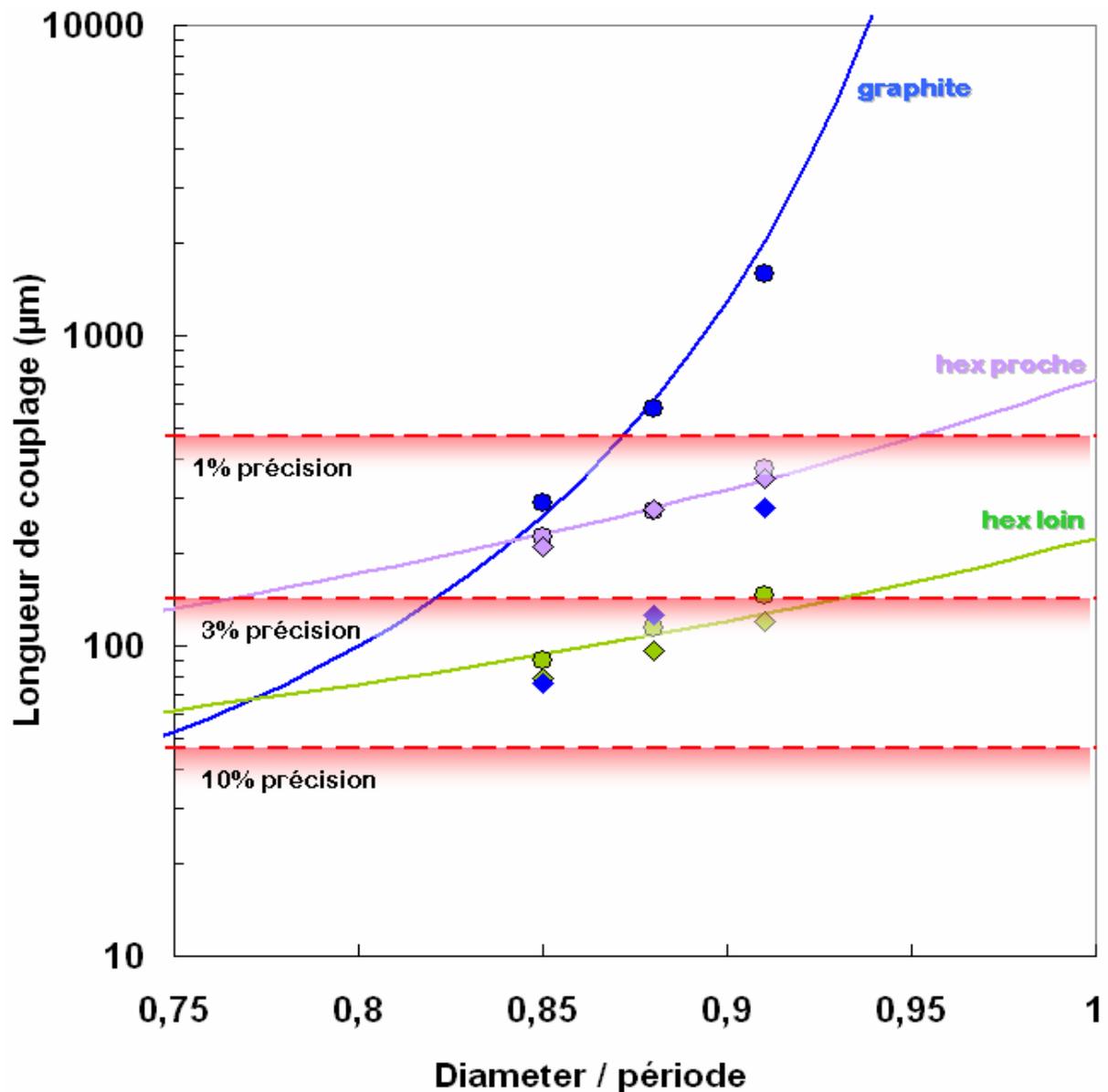


Figure III.4 Longueur de couplage calculée avec la méthode des indices effectifs des supermodes, pour le réseau de type graphite (bleu), hexagonal loin (vert) et hexagonal proche (violet). Les cercles sont pour la polarisation x , les losanges pour la polarisation y (l'axe qui réunit les guides). Les courbes pleines correspondent à la longueur de couplage calculée analytiquement à partir de modes gaussiens ayant le même waist. Les lignes pointillées imposent des limites supérieures successives pour différents niveaux de précision (sur le rayon R ou sur le diamètre d du trou)

On observe des variations rapides de k avec d/Λ pour le réseau graphite, de l'ordre de 2×10^{-2} à $2 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ pour une variation d/Λ de 0,8 à 0,9, mais bien moins rapides pour les deux autres réseaux, un facteur 2 seulement. En même temps, on anticipe que le couplage est sensible à la polarisation. C'est pour ceci que nous en avons tenu compte et avons calculé

deux jeux de longueurs de couplage. Elles sont représentées dans la Figure III.4 par les cercles et les losanges. Il y a en gros, un facteur 3 entre k_x et K_y . Nous avons aussi calculé k de manière analytique, à partir de modes gaussiens ayant des waists équivalents à ceux de nos guides. Ces valeurs sont en accord qualitatif avec les valeurs trouvées numériquement, ce qui est très rassurant d'une part, et nous offre une tendance claire d'autre part. Sur la même figure, nous avons ajouté les limites approximatives, afin que le couplage ne soit pas détruit par les irrégularités potentielles $\Delta R/R$ présentes dans la structure, selon que la précision globale est de 1%, 3% ou 10%.

3.3. Conclusions de l'étape de conception

On a affaire à une structure très ambitieuse du point de vue technologique, vu le fort facteur de remplissage en air et les guides à la limite de diffraction. Il n'est possible de réaliser technologiquement qu'un faible nombre de couronnes, et il existe le risque de déformation des canaux pour d/Λ très élevé. Pour un tel objet, même en soignant la fabrication, on s'attend à ce que des inhomogénéités de l'ordre de quelques pourcents puissent être présentes. En tenant compte de ceci dans l'estimation des différences de constantes de propagation $\Delta\beta$, et en calculant approximativement la constante de couplage k , nous avons choisi le réseau graphite ayant les paramètres finaux suivants : $\Lambda=4,36 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0,85$, $d=3,71 \mu\text{m}$, donc $R = \Lambda / \sqrt{3} - d / 2 = 0,66$ et $R/(\lambda/n)=0,6$ (on considère $n_{\text{Si}}=1,44$ à $1,55\mu\text{m}$), distance entre deux guides voisins $s = \Lambda / \sqrt{3} = 2,52 \mu\text{m}$. Avec ces valeurs, on s'attend à un rapport $\Delta\beta/k < 1$, donc à ce que le couplage global dans le système soit très peu perturbé, donc efficace. La longueur de couplage est estimée être de l'ordre de $L_c \sim 100\text{-}400 \mu\text{m}$ à $\lambda=1,55\mu\text{m}$.

La fibre correspondante a été réalisée par Alcatel Recherche et Innovation, Marcoussis. On va d'abord présenter les travaux d'évaluation du point de vue de la topographie, qui est une étape de liaison importante entre la partie théorique/conception et les parties essentielles de caractérisation du guidage et du couplage entre canaux.

4. Topographie

Le but de cette partie est de présenter le travail pour déterminer les paramètres de la fibre réelle. Ceci est une étape importante, pour nous donner une première validation des nos estimations sur la qualité de la fabrication et par conséquent pour nous confirmer la perspective de démontrer le guidage et surtout le couplage efficace entre canaux trifoliés.

On utilise la même procédure que celle décrite dans le chapitre II.2. Ici on utilise deux images étalonnées de microscope optique (O_1 et O_2) et une image MEB (Tableau III.1) pour déterminer respectivement la période Λ du réseau et les diamètres d des trous. Les images O_2 et MEB ont été réalisées par nos collègues d'Alcatel Recherche et Innovation, Marcoussis.

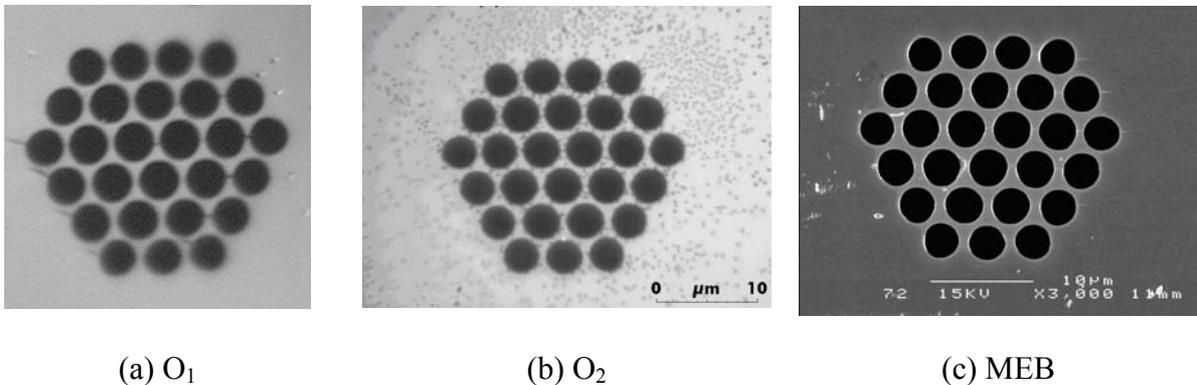


Tableau III.1 Photos de la fibre multicœurs: (a) et (b) prises avec deux microscopes optiques différents; (c) MEB

On ajuste la structure des trous, supposée parfaitement périodique avec juste des trous extérieurs de diamètre différent, sur les images O_1 et O_2 . Le meilleur ajustement, pour les deux images optiques, donne $\Lambda=4,25\pm 0,1 \mu\text{m}$ (voir Figure III.5). Par ailleurs les valeurs approximatives des diamètres des trous intérieurs et extérieurs sont $d_{\text{int}}=3,7\pm 0,1$, $d_{\text{ext}}=3,4\pm 0,1 \mu\text{m}$.

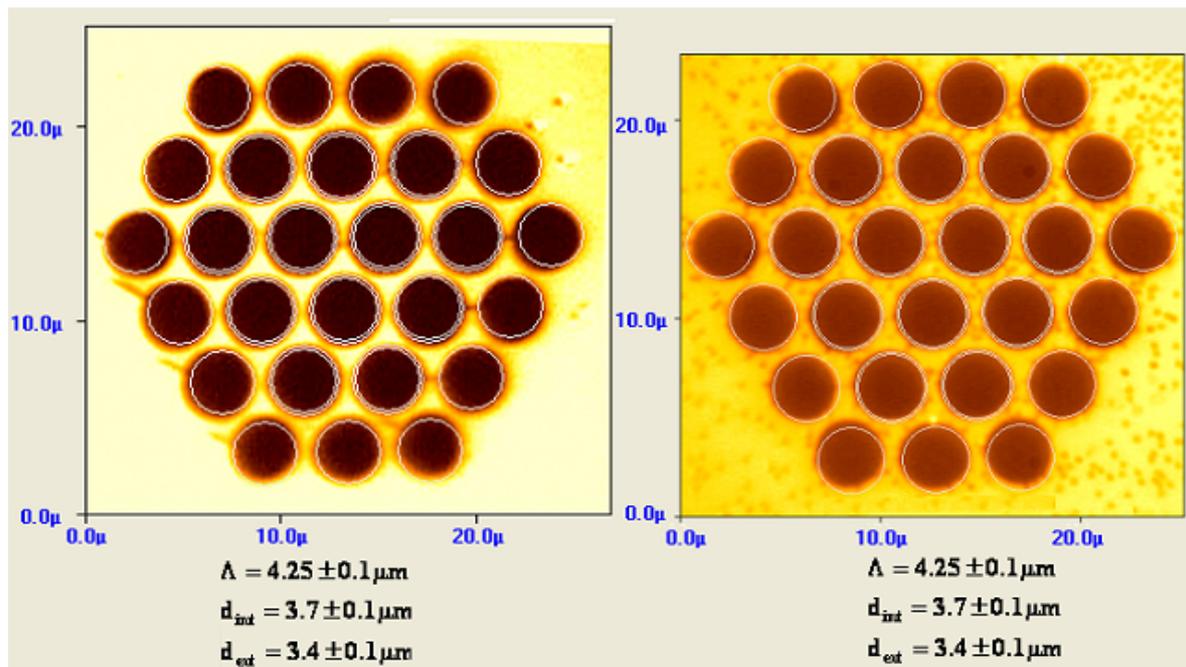


Figure III.5 Ajustement d'une grille théorique de période $\Lambda = 4,25 \pm 0,1 \mu\text{m}$, diamètre de trous intérieur $3,7 \pm 0,1 \mu\text{m}$ et extérieur $3,4 \pm 0,1 \mu\text{m}$, sur les images du microscope optique.

Le fait qu'on obtienne la même valeur pour Λ en utilisant deux images prises avec deux microscopes étalonnés séparément est très rassurant.

En faisant l'ajustement de la photo MEB, où on voit des distorsions et un étalonnage moins bon, sur une grille de $\Lambda = 4,25 \mu\text{m}$ trouvée plus haut, avec une contraction de 8% sur la direction y et 4% sur x, on arrive à $d_{\text{int}} = 3,7 \pm 0,1 \mu\text{m}$, $d_{\text{ext}} = 3,4 \pm 0,1 \mu\text{m}$, donc $d/\Lambda = 0,87 \pm 0,03$ pour les trous intérieurs (voir Figure III.6).

En ce qui concerne la partie centrale de la fibre, les variations relatives sur d sont $\Delta d/d = 0,1/3,7 = 2,7\%$ et sur Λ sont $\Delta \Lambda/\Lambda = 0,1/4,25 = 2,4\%$. Ces valeurs sont en accord avec nos estimations initiales de 3%. La partie extérieure, par contre, s'éloigne un peu. Si la période est quasiment la même, le diamètre des trous est plus petit par rapport à la partie centrale, soit $\Delta d/d = 0,3/3,7 = 8,1\%$. En conséquence, on pourrait avoir des différences quantitatives ou/et qualitatives entre les deux régions de la fibre.

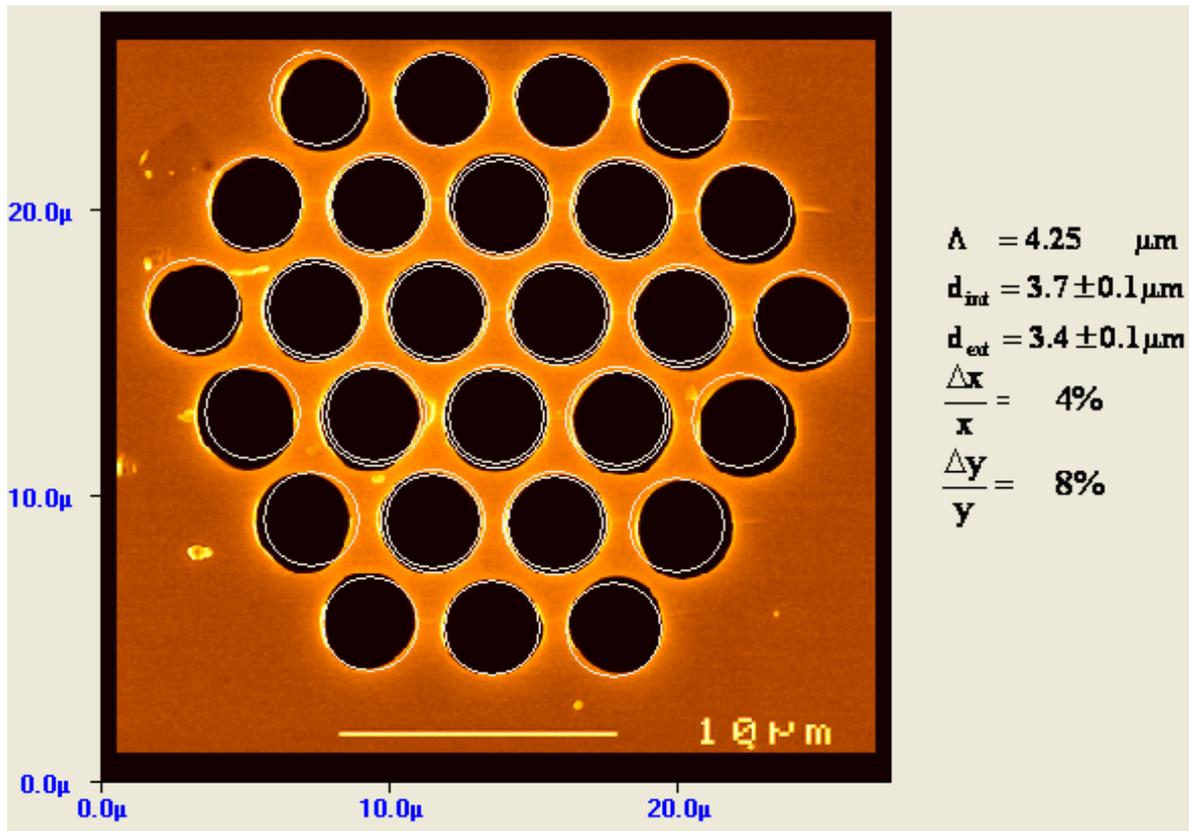


Figure III.6 Ajustement de la photo MEB sur une grille théorique de période fixée à $\Lambda=4,25\mu\text{m}$, diamètre de trous intérieur $3,7\pm 0,1\mu\text{m}$ et extérieur $3,4\pm 0,1\mu\text{m}$.

Le résumé des paramètres de la fibre réelle, ainsi que les spécifications demandées sont présentées dans le Tableau III.2.

	Λ (μm)	d (μm)	d_{ext} (μm)	d/Λ	R (μm)	$R/(\lambda/n)$	s (μm)
Spécifications	4,36	3,70	3,70	0,85	0,66	0,6	2,5
Fibre réelle	$4,25\pm 0,1$	$3,7\pm 0,1$	$3,4\pm 0,1$	$0,87\pm 0,03$	$0,6\pm 0,18$	$0,56\pm 0,17$	$2,45\pm 0,09$

Tableau III.2 Résumé des paramètres de la fibre réelle (Λ : période du réseau; d : diamètre des trous; d_{ext} : diamètre des trous de la couronne extérieure; R : rayon du cercle inscrit au trifolié; $\lambda=1,55\mu\text{m}$; $n=1,44$), ainsi que des spécifications demandées

Conclusion: la partie centrale de la fibre est très proche des spécifications demandées, alors que la partie extérieure s'écarte un peu (8%). Vu que les valeurs réelles de $\Delta R/R$ sont de l'ordre de celles estimées auparavant, on prévoit un comportement collectif global et donc un couplage efficace entre la quasi-totalité des canaux, où la propagation se ferait sous la forme des supermodes s'étalant sur toute la structure. Vu le petit écart de la dernière couronne, on

peut s'attendre que ces canaux soient un peu moins couplés avec les autres. Dans ces conditions, les deux principaux objectifs sont de démontrer le guidage dans les canaux et de démontrer et quantifier l'efficacité du couplage entre guides.

5. Caractérisation de la propagation dans le réseau

5.1. Motivations et objectifs

Comme on l'a précisé dans la fin de la partie précédente, nous nous sommes proposés deux grands objectifs. Le premier se réfère aux guides d'ondes pris individuellement. Il s'agit de démontrer que le **guidage** dans ces guides à la limite de diffraction à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ est possible. Un aspect intimement lié au guidage est les pertes. Nous avons donc fait de **mesures de pertes** de nos guides.

Le deuxième grand objectif est lié à l'aspect collectif du réseau. Nous allons d'abord essayer de démontrer **l'existence du couplage** entre guides. Puis, nous allons proposer plusieurs démarches semi-quantitatives pour quantifier **l'efficacité du couplage** entre guides. Le dispositif expérimental est présenté par la suite.

5.2. Dispositif expérimental

Pour l'étude de la fibre, on utilise un dispositif assez simple, qui comprend en gros une source laser, un système d'injection, un système d'imagerie et un système d'acquisition des données. Le dispositif de principe est schématisé dans la Figure III.7.

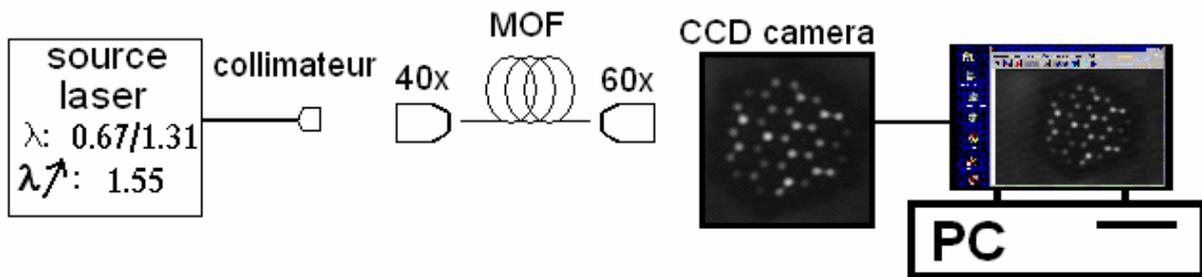


Figure III.7 Schéma du dispositif expérimental (voir le texte pour les détails).

Les sources laser employées sont : (a) source continue fibrée DFB (1mW) à $\lambda=0,67\mu\text{m}$; (b) source continue fibrée DFB (1mW) à $\lambda=1,55\mu\text{m}$; (c) source impulsionnelle accordable autour de $\lambda=1,55\mu\text{m}$ (largeur de raie $\delta\lambda=0,26\pm 0,04 \text{ nm}$, puissance moyenne jusqu'à 200 mW, taux de répétition 20MHz, durée de l'impulsion $\Delta t=11,4\pm 1 \text{ ps}$).

Pour injecter dans les canaux trifoliés, nous avons utilisé plusieurs méthodes : (a) objectifs de microscope ayant les grossissements x20, x40, x60 ; (b) fibre microlentillée (waist~2,5 μ m) ; (c) pointe SNOM (waist~2,5 μ m) ; (d) collimateur fibré (waist> 1mm).

Comme système de détection, nous avons utilisé un objectif x60 et une caméra CCD (600 nm-1800 nm), reliée à un écran, qui est à son tour relié à l'ordinateur équipé d'une carte d'acquisition vidéo.

5.3. Propagation dans les canaux

5.3.1. Démonstration du guidage

Le premier objectif était de mettre en évidence la propagation dans les canaux. Toutes les configurations ont mis en évidence la propagation dans les trifoliés à 0,67 et 1,55 μ m. La Figure III.8 est l'image CCD expérimentale de sortie en échelle logarithmique (10 dB entre noir et blanc), après injection ponctuelle à 1,55 μ m, ajustée sur la grille, dont les paramètres sont ceux déterminés plus haut.

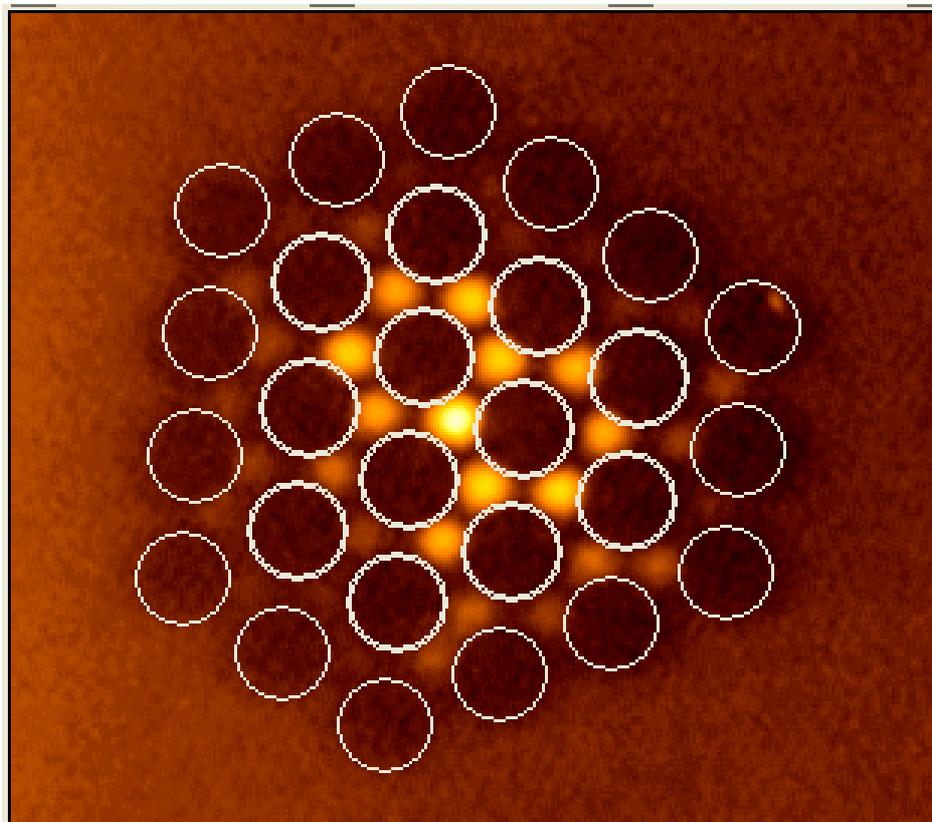


Figure III.8 Ajustement de l'image expérimentale à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ (échelle log, 10dB) sur la topographie de la fibre ($\Lambda=4,25\mu\text{m}$, $d_i=3,7\mu\text{m}$ $d_e=3,4\mu\text{m}$).

La Figure III.9 est l'image CCD expérimentale de sortie (à $\lambda=670$ nm, injection par collimateur fibré) superposée sur la grille dont les paramètres sont ceux déterminés auparavant. La taille du faisceau est nettement supérieure à la taille de la structure : diamètre à $1/e^2 = 1,05 \pm 0,08$ mm à $\lambda=670$ nm.

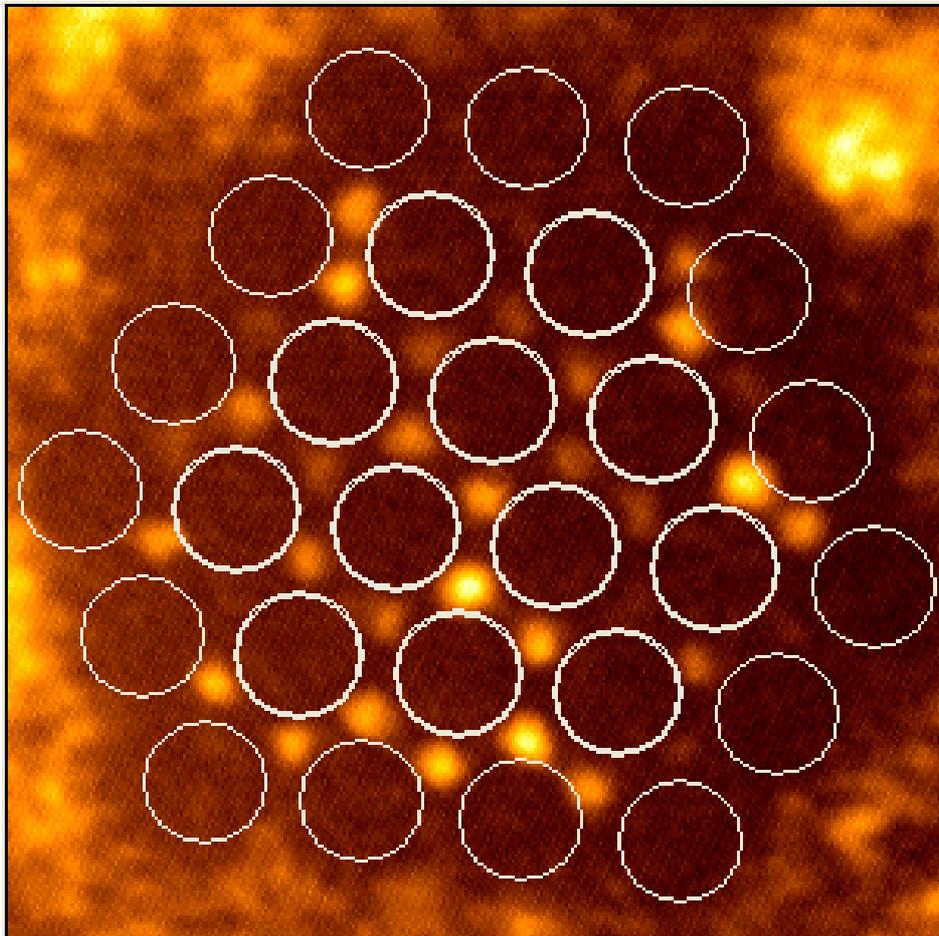


Figure III.9 Ajustement de l'image expérimentale à $\lambda=0,67\mu\text{m}$ sur la topographie de la fibre ($\Lambda=4,25\mu\text{m}$, $d_i=3,7\mu\text{m}$, $d_e=3,4\mu\text{m}$).

Pour être bien sur du fait que la propagation se fait dans les canaux trifoliés, nous avons employé deux méthodes pour avoir simultanément sur la caméra la structure des trous et les taches de sortie. Dans la première méthode, nous avons utilisé une lame de verre positionnée dans l'axe qui unie l'objectif de sortie et la caméra, à 45° par rapport à cet axe. A l'aide de cette lame et d'une lampe de lumière blanche, on éclaire la face de sortie de la fibre. Dans la deuxième méthode, l'idée est d'utiliser une forte intensité à l'entrée. Ainsi, la lumière qui sort en dehors de la structure est suffisamment intense pour mettre en évidence la structure géométrique. La Figure III.10 est un exemple d'images CCD qui mettent en évidence

la propagation à $\lambda=670$ nm dans différents canaux trifoliés, selon que l'on utilise à l'entrée une injection par onde quasi-plane ou une injection mono-canal.

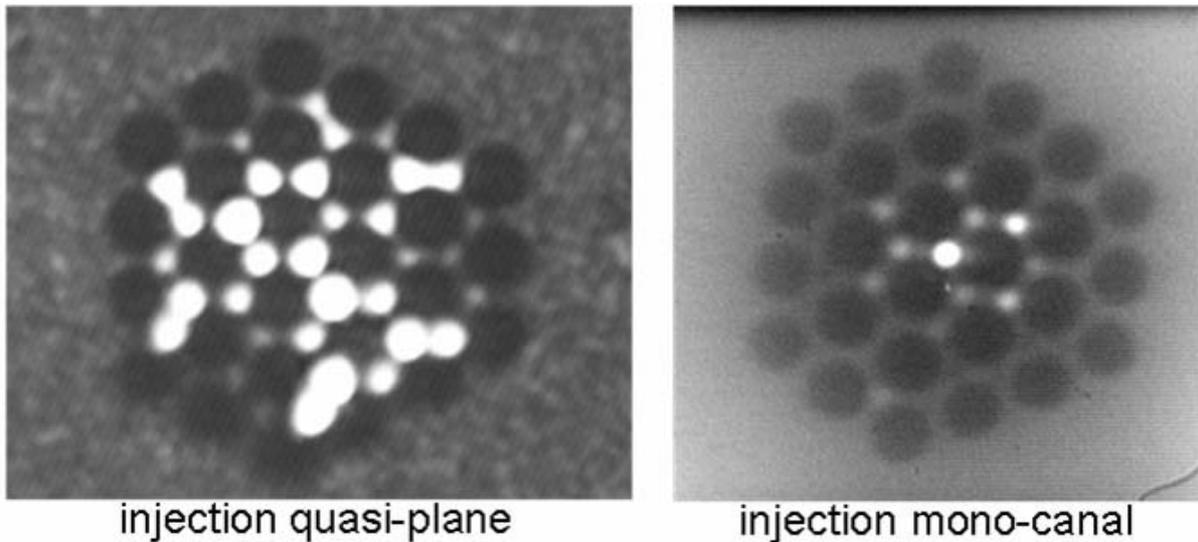


Figure III.10 Images de sortie CCD à $\lambda=670$ nm mettant en évidence la propagation dans les canaux trifoliés, pour diverses conditions d'injection. Les images sont surexposées et contrastées, afin de permettre la visualisation de la structure géométrique de la fibre

Dans ces images, on distingue bien la topographie de la fibre et les taches de sortie positionnées dans les canaux trifoliés. Bien que les pertes de propagations soient assez fortes, on obtient la preuve que les canaux font propager la lumière dans la fibre.

5.3.2. Mesure des pertes

Une fois la propagation démontrée, nous avons fait des mesures de pertes. Nous avons utilisé un puissance-mètre HP, dont la sensibilité est de l'ordre du pW et la plage des longueurs d'onde est comprise entre 0,8 et 1,6 μm . Attendu que c'est une méthode relative, la mesure des pertes effectuée à $\lambda=0,67$ μm n'est pas affectée par l'instrument de mesure. Le système d'injection est composé du collimateur et l'objectif de microscope. Nous avons fait deux types de mesures de pertes :

- à longueur d'onde constante $\lambda=1545$ nm et longueur de la fibre variable. La méthode employée pour ce type de mesure est appelée la méthode du "cut-back". Elle consiste à mesurer la puissance à l'entrée de la fibre avant l'objectif d'injection, et à la sortie de la fibre, après l'objectif de sortie. Ensuite, nous avons mesurées les pertes introduites par les deux objectifs, en mesurant séparément la puissance avant et après l'objectif. Nous avons ainsi utilisé ces corrections, pour déduire seulement les pertes de la fibre, en dB. On répète la procédure pour plusieurs longueurs de fibre, en la coupant.
- à longueur de fibre constante $l=1,3$ cm et longueur d'onde variable. Pour ce type de mesure, nous avons gardé constante la longueur de la fibre et avons modifié la longueur d'onde, on employant diverses sources lasers, dont la source picoseconde accordable entre 1480 nm et 1580 nm.

Dans le Tableau III.3 on présente les valeurs expérimentales brutes des puissances enregistrées à l'entrée P_{in} et à la sortie P_{out} du système composé de la fibre et des deux objectifs, les valeurs corrigées P_{in}^* et P_{out}^* , ainsi que les pertes de la fibre seule, en fonction de sa longueur, à $\lambda=1545$ nm.

L (cm)	$P_{in}(\mu W)$	$P_{in}^*(\mu W)$	$P_{out}(nW)$	$P_{out}^*(nW)$	Pertes(dB)	$\Delta P_{ertes}(dB)$
20,0	700	590	4	2	52,4	4,2
4,5	662	430	1010	460	28,2	3,5
1,3	598	355	7630	3500	18,9	3,3

Tableau III.3 Puissances avant P_{in} et après P_{out} les objectifs d'entrée et de sortie, les puissances à l'entrée P_{in}^ et à la sortie P_{out}^* de la fibre corrigées des pertes des objectifs, les pertes totales et la barre d'erreurs ΔP en fonction de la longueur de la fibre à $\lambda=1545$ nm*

La représentation graphique des données est présentée dans la Figure III.11.

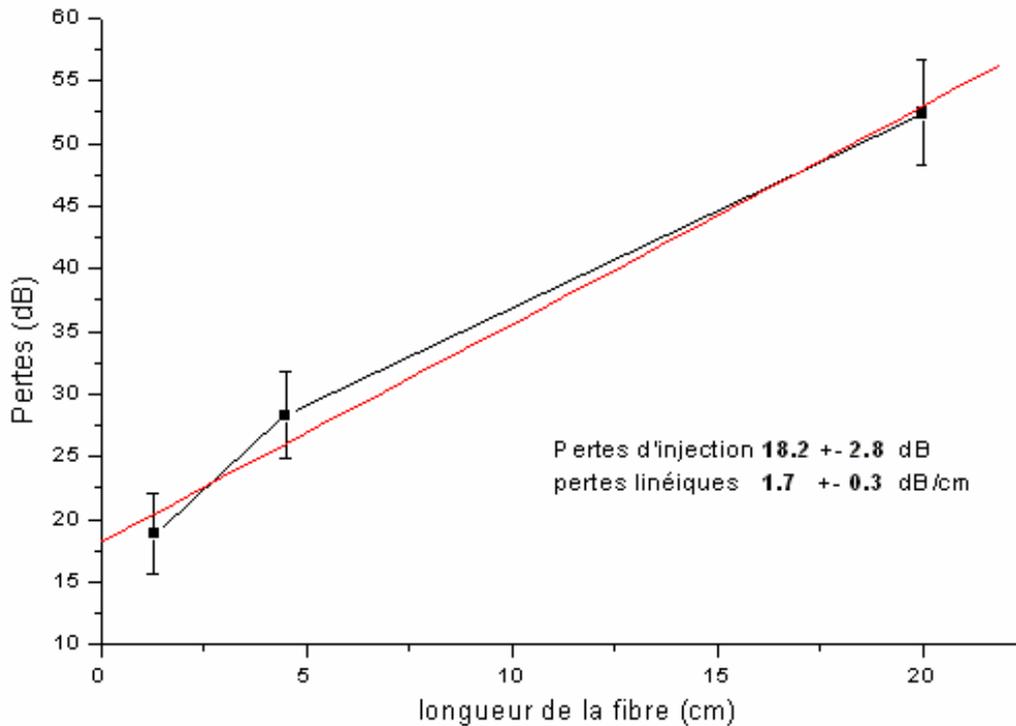


Figure III.11 Pertes totales en fonction de la longueur de la fibre à $\lambda=1545$ nm.

Si on considère les pertes totales comme la somme des pertes d'injection et des pertes de propagation, on ajuste la courbe expérimentale avec une fonction $P_{\text{totales}}(\text{dB})=P_{\text{inj}}(\text{dB})+p(\text{dB/m})\cdot l(\text{m})$ et on obtient à $1,55\mu\text{m}$: pertes d'injection $P_{\text{inj}}=18,2\pm 2,8$ dB et pertes linéiques $p=0,17\pm 0,03$ dB/mm. Ces pertes sont réparties sur plusieurs canaux. On considère que les pertes d'un canal sont proportionnelles à la puissance portée par ce canal et qu'on prend en compte la distribution de l'énergie sur la structure présentée dans la Figure III.8. Elle est quasi-gaussienne bidimensionnelle, avec un waist $w_{1/e}=6,28\mu\text{m}$ et une aire effective $A_{\text{eff}}=124\mu\text{m}^2$. Connaissant la distance entre deux guides voisins, on estime à 16 le nombre de guides couverts par cette aire effective. On arrive ainsi à la conclusion que les pertes d'un canal unique sont de $\sim 0,01$ dB/mm. Ces pertes sont à l'état de l'art pour des guides à la limite de diffraction. On observe des pertes d'injection assez élevées, qui ne se justifient pas seulement par un désaccord de taille de mode à l'entrée. Avec cette hypothèse seule, les pertes d'injection devraient être de 2-3 dB.

On doit faire une remarque. Ceci concerne la comparaison de ces valeurs avec les pertes de confinement obtenues à partir de la partie imaginaire de l'indice de réfraction des supermodes théoriques, avec la formule (I.8). Sur cet aspect, les résultats expérimentaux et

théoriques ne sont guère en accord. La partie imaginaire de l'indice est comprise entre 3×10^{-5} à $1,5 \times 10^{-4}$. Les simulations FEM à partir de la structure réelle de la fibre, donnent le même intervalle de valeurs pour la partie imaginaire. Ceci implique des pertes de confinement comprises entre 0,9 et 5 dB/mm pour toute la structure, tandis que les pertes expérimentales (de confinement, de diffusion, etc), comme on vient de voir, sont seulement de 0,17 dB/mm. On a déjà précisé le fait que pour avoir des valeurs dont on peut avoir confiance, il faut manipuler plusieurs paramètres des couches PML, à savoir l'épaisseur, le coefficient d'absorption, le maillage, etc... Vu que notre objectif était de déterminer les paramètres en vue d'obtenir des cartes de modes les plus propres possibles et pas de déterminer précisément les pertes théoriques de confinement, nous ne nous sommes pas penchés sur cet aspect.

Pour le deuxième type d'expérience, nous avons utilisé quasiment le même montage: source fibrée Tunicas autour de $1,55 \mu\text{m}$ ou DFB à $1,31 \mu\text{m}$ et $0,67 \mu\text{m}$ -> collimateur -> objectif d'injection x60 -> fibre MOF -> objectif de sortie x60-> puissance-mètre HP. Les valeurs des puissances brutes, ainsi que les pertes totale de la fibre sont présentées dans Tableau III.4.

$\lambda(\text{nm})$	$P_{in}(\mu\text{W})$	$P_{in}^*(\mu\text{W})$	$P_{out}(\mu\text{W})$	$P_{out}^*(\mu\text{W})$	Pertes(dB)	$\Delta P_{ertes}(\text{dB})$
670	63	6	6,6	0,6	9,8	0,57
1310	578	16	15,6	7,2	15,7	2,00
1475	75	49	1,9	0,9	16,0	3,46
1500	233	93	7,5	3,4	14,9	2,65
1545	562	225	9	4,2	18,0	2,65
1580	210	137	3,9	1,8	17,3	3,46

Tableau III.4 Puissances avant P_{in} et après P_{out} les objectifs d'entrée et de sortie, les puissances à l'entrée P_{in}^ et à la sortie P_{out}^* de la fibre corrigées des pertes des objectifs, les pertes totales et la barre d'erreurs ΔP en fonction de la longueur d'onde pour $l=1,3$ cm de fibre.*

La représentation graphique des données est présentée dans la Figure III.12.

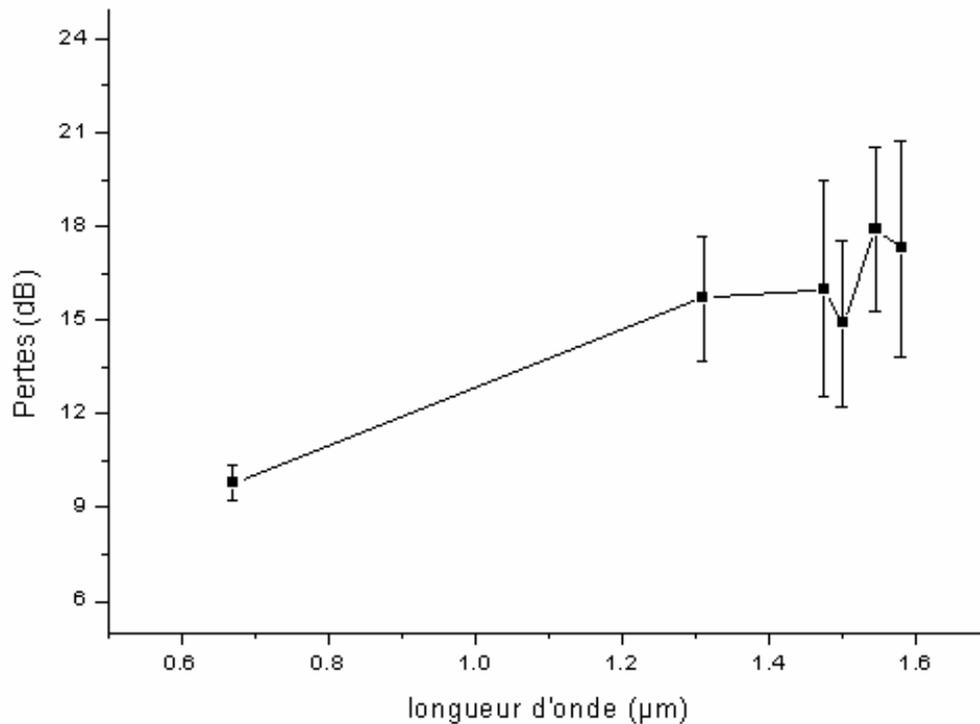


Figure III.12 Pertes totales en fonction de la longueur d'onde pour $l=1,3$ cm de fibre.

Le petit creux autour de $\lambda=1475$ nm pourrait être dû à cause de l'absorption par l'eau dans l'air, vu le pic d'absorption de l'eau à 1480 nm de l'ordre de 60cm^{-1} .

Bien qu'elles soient à l'état de l'art, ces pertes sont assez élevées pour des guides d'onde. La cause probable est la rugosité de surface, vu l'augmentation des pertes avec λ et la valeur du $R/(\lambda/n)=0,6$ à 1540 nm, proche de la limite de diffraction. Dans ce sens, il existe dans la littérature plusieurs travaux qui traitent ce sujet, dans le cas des guides ruban en Si/SiO₂ [74, 110]. En mesurant expérimentalement la rugosité et les pertes, et en utilisant différents modèles analytiques qui lient ces deux paramètres, on démontre que l'augmentation très rapide des pertes avec la diminution de la taille du guide est déterminée par la rugosité de surface. D'ailleurs, pour beaucoup d'images à 1,3 μm et surtout à 1,55 μm pour des longueurs courtes de la fibre, de 1-3 cm, la mise au point de l'objectif de sortie est difficile. C'est probablement à cause des pertes dans les derniers micromètres de la fibre avant la sortie, pertes qui sont "vues" par l'objectif. Cette conclusion est soutenue par un petit calcul. On prend les valeurs utilisées dans un ensemble d'expériences à $\lambda=1,55$ μm, pour une longueur de fibre de 1,3 cm et puissance de l'ordre de $P_{inj}\sim 0,6$ mW. Avec la valeur déterminée ci-dessus $p\cong 0,17$ dB/mm à 1,55 μm (un peu moins à 1,31 μm), la puissance perdue sur les derniers 4,84

μm (la profondeur du champ pour un objectif de microscope x60, O.N.=0,8), est de $P_{\text{pertes}}(x, \Delta x) = P(x) - P(x + \Delta x) = P_{\text{inj}} [\exp(-\alpha x) - \exp(-\alpha(x + \Delta x))] \sim 70\text{nW}$, où $x=1,3\text{ cm}$, $\Delta x=4,84\ \mu\text{m}$, $\alpha(\text{m}^{-1})=0,23\text{p}(\text{dB/m}) \sim 39\ \text{m}^{-1}$. Cette valeur de 70nW est largement supérieure à sensibilité de la caméra, qui est de l'ordre de quelque 2-3 nW à $1,55\ \mu\text{m}$ et un facteur 3-4 de meilleur ($< 1\text{nW}$) à $\lambda=1,31\ \mu\text{m}$. La conclusion reste valable, même si on considère que cette puissance est perdue sur plusieurs canaux (maximum 13 pour toute la partie centrale de la fibre). La puissance ainsi perdue pour un seul canal est $\sim 70/13$, soit 5,4 nW, ce qui toujours supérieure à la limite de 2-3 nW.

Expérimentalement, nous avons observé que pour des longueurs de fibre supérieures à une vingtaine de cm, les images sont bien plus nettes, mais il faut une puissance à l'entrée bien plus élevée. Une explication possible est liée à l'excitation des modes d'ordre supérieur du chaque canal trifolié. Ces modes ont des pertes plus grandes que le mode fondamental du trifolié. Dans cette hypothèse, le coefficient p ne serait pas constant avec la longueur de la fibre, mais plus élevé pour des courtes longueurs et moins élevé pour des grandes longueurs de fibre. Ceci est une explication possible du fait que dans la Figure III.11, la dépendance des pertes avec la longueur pourrait n'est pas linéaire pour les courtes longueurs de fibre. C'est aussi une explication raisonnable pour les pertes d'injection trop élevée trouvées plus haut. A $\lambda=1,55\ \mu\text{m}$ les guides sont presque à la limite de diffraction. Vu le fort rapport d/Λ , on peut approximer le canal trifolié avec une barre de silice en air. Selon ce modèle, le rayon minimal pour un caractère monomode est de $0,55\ \mu\text{m}$. Les canaux trifoliés de la fibre étudiée ont un rayon moyen un peu au-dessus de cette limite, donc l'excitation de ces modes d'ordre supérieur est assez probable, au moins pour certains canaux plus larges. Mais les pertes des ces modes doivent être très grandes, donc, au bout d'une certaine longueur, ces modes fuient.

Une autre remarque s'impose, cette fois-ci sur un détail expérimental. On a vu que pour des longueur de fibre petites, la caméra capte la lumière qui sort les canaux et "s'accumule" dans les trous d'air. Vu que cette puissance est collectée et mesurée à la sortie, on en déduit que la puissance qui sort les canaux seulement est plus petite et donc, les pertes plus grandes. Cependant, cette puissance sort les canaux dans ces derniers micromètres/ dizaines de micromètres, ce qui serait donc, négligeable par rapport aux longueurs habituelle de travail, de quelques cm.

A $\lambda=670\ \text{nm}$, les guides ont un caractère multimode plus prononcé. N'exciter qu'un mode d'ordre supérieur du canal trifolié a été plus facile. Voici dans la Figure III.13 une carte

d'intensité qui confirme le caractère multimode des canaux trifoliés à $\lambda=670$ nm. Une carte de ce genre a été prédite par les simulations FEMLAB.

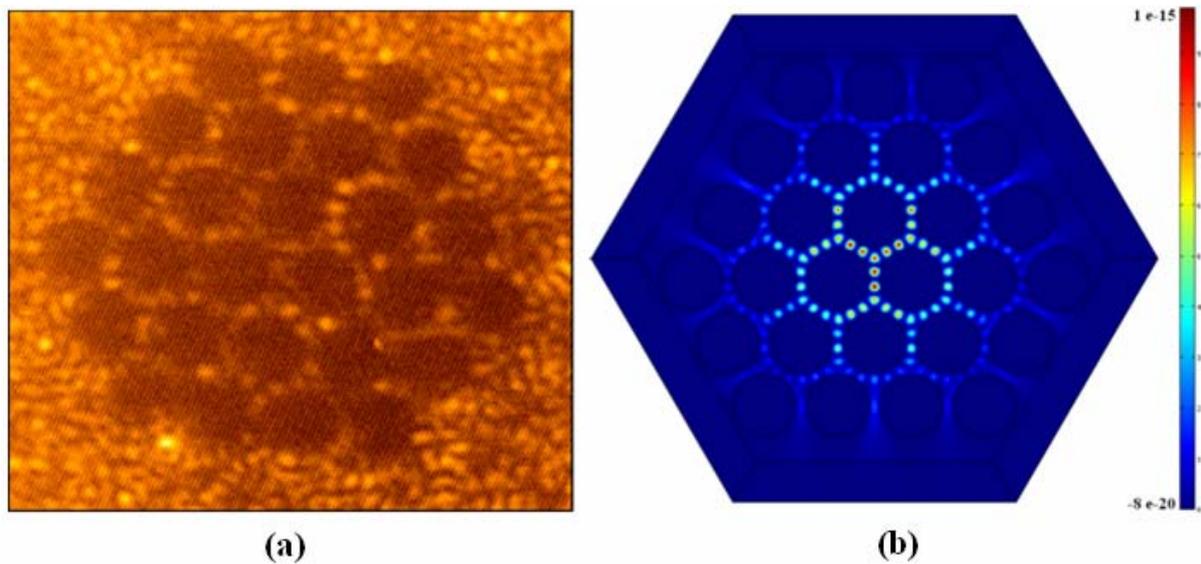


Figure III.13 Image de sortie expérimentale (a) et carte d'intensité théorique FEM (b), montrant le caractère multimode des canaux trifoliés à $\lambda=670$ nm

Bien que les pertes linéiques à $1,55 \mu\text{m}$ soient assez grandes, elles sont comparables avec les pertes enregistrées dans la littérature, pour des guides ayant le même $R/(\lambda/n)$, comme les barres de silice dans l'air ou les fibres MOF étirées. De plus, les pertes accumulées sur une distance de quelques longueurs de couplage, la longueur typique d'un futur dispositif, sont négligeables. Les pertes d'insertion pourraient poser un problème. Cependant, une petite augmentation du rayon du canal, diminuerait beaucoup les pertes et très peu le coefficient nonlinéaire γ .

5.4. Le couplage entre les canaux trifoliés

5.4.1. Démonstration du couplage entre canaux

La démonstration la plus évidente de l'existence du couplage à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ est déjà offerte par l'image Figure III.8, en sachant que l'on a fait une injection ponctuelle (dans le canal central) par une fibre microlentillée, dont le waist de la tache est de l'ordre de $2,5 \mu\text{m}$, donc touchant à peine les voisins d'ordre 1.

A $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, tous les images expérimentales mettent en évidence le couplage, quel que soit le canal d'injection de la partie centrale, et souvent pour une injection dans un canal

de la dernière couronne, selon les conditions d'injection. Bien que les cartes de sortie soient sensibles aux conditions d'injection, comme ça a été aussi le cas pour la fibre étudiée dans le premier chapitre, les images démontrent l'existence du couplage entre canaux. Pour exemple, on présente dans la Figure III.14 d'autres images de sortie à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, pour quasiment la même injection ponctuelle dans le canal central.

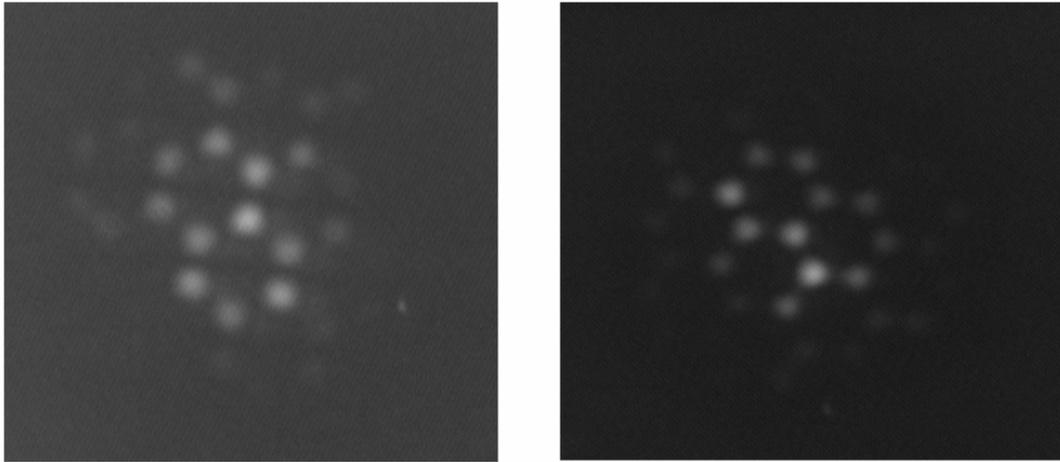


Figure III.14 Diverses configurations de sorties possibles pour quasiment les mêmes conditions d'injection ponctuelle dans le canal central, démontrant l'existence du couplage entre canaux à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$

La prochaine étape a été d'essayer de quantifier l'efficacité du couplage. La littérature est vierge sur ce sujet, par conséquent nous avons développé une méthode, dont on décrit le principe dans la partie suivante.

5.4.2. Mesure semi quantitative de l'efficacité du couplage entre les canaux trifoliés

Principe de la méthode et prédictions quantitatives

Pour quantifier l'efficacité du couplage, nous sommes partis du constat qu'à la longueur d'onde $\lambda=0,67 \mu\text{m}$ les cartes de sorties sont bien moins étendues sur la structure, par rapport à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. On peut le constater, en regardant les deux images de la Figure III.15, prises pour les mêmes conditions d'injection.

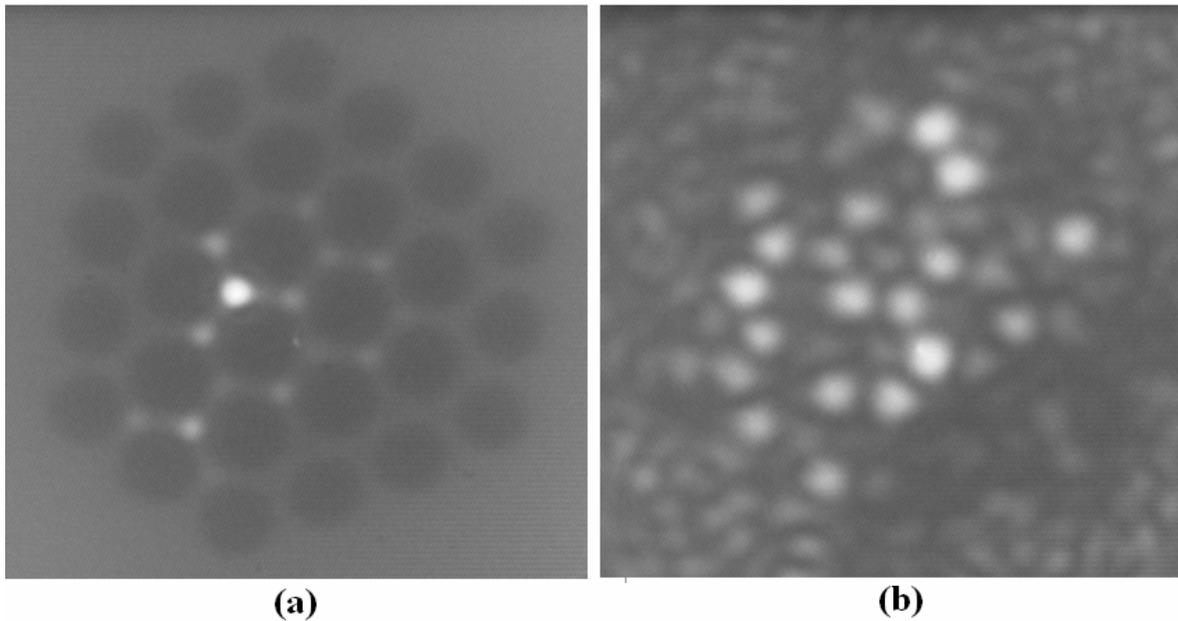


Figure III.15 Image expérimentale à $\lambda=670$ nm (a) et $\lambda=1540$ nm (b) pour la même injection ponctuelle.

Il est clair qu'à 670 nm, la lumière est plutôt localisée dans le canal d'injection (le plus intense). L'excitation des supermodes étendus, dont l'interférence donnerait une tache localisée dans le canal d'injection, paraît très peu probable. Par contre, à $\lambda=1,55$ μm , l'énergie est dispersée sur toute la structure. Une explication possible de la différence qualitative entre les deux configurations de sortie pourrait résider dans le fait que les petites inhomogénéités locales de la structure sont beaucoup plus inhibitrices pour le couplage à $\lambda=0,67$ qu'à $\lambda=1,55$ μm . Qualitativement, ceci est soutenue par le fait que k augmente comme $\exp(-1/\lambda)$. Sans entrer trop dans les détails pour instant, on a vu que l'efficacité de couplage (le taux de transfert) peut être diminuée par une inhomogénéité qui crée localement un $\Delta\beta/k$ supérieur à 1. Si ce rapport est nettement supérieur à 1, les guides se comporteraient comme des guides isolés, et si ce rapport est nettement inférieur à 1, les guides se comporteraient comme un ensemble de guides identiques couplés. Mais on va revenir plus tard sur cet aspect.

Nous avons donc utilisé le fait que les cartes de sorties ont un certain étalement sur la structure. Mathématiquement, nous avons quantifié cet étalement par l'écart type. Chaque canal trifolié est caractérisé par ses coordonnées x_i, y_i , par rapport à un repère arbitraire, et l'intensité maximale I_i . Nous avons donc une distribution bidimensionnelle des intensités associées aux canaux trifoliés $I_i=f(x_i, y_i)$. On définit l'écart type bidimensionnel σ , avec la formule suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n I_i [(x_i - \bar{x})^2 + (y_i - \bar{y})^2]}{\sum_{i=1}^n I_i}} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \\ \bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n I_i x_i}{\sum_{i=1}^n I_i}, \bar{y} = \frac{\sum_{i=1}^n I_i y_i}{\sum_{i=1}^n I_i} \end{array} \right. \quad (\text{III.8})$$

Si on considère les taches lumineuses comme si elles étaient des points matériels de coordonnées x_i et y_i , alors \bar{x} et \bar{y} sont les coordonnées du centre de masse de la distribution bidimensionnelle, et σ_x , σ_y et σ sont les écarts types de cette distribution.

Pour déterminer les valeurs **expérimentales** σ_{exp} , nous avons employé deux méthodes complémentaires. Partout, l'unité de mesure pour σ est la distance entre deux canaux trifoliés voisins, qui est de 2,45 μm .

La première méthode est basée sur :

- la carte de sortie expérimentale pour une position de *l'injection mono-canal fixe*. Etant donnée l'injection (par exemple ponctuelle dans un canal quelconque), on obtient à la sortie une carte étendue, dont on calcule l'écart type σ . On a donc une *détection globale*.

La deuxième méthode est basée sur :

- une cartographie d'injection. Le principe est le suivant : on fait un balayage de l'injection ponctuelle à l'entrée et on enregistre à chaque fois l'intensité à la sortie d'un canal fixé. Dans ce cas, on fait donc *l'injection mono-canal mobile* et la *détection mono-canal fixe*. Pour cette méthode il existe deux versions : la cartographie 1D (balayage unidimensionnel sur une direction), et la cartographie 2D (balayage bidimensionnel).

Mais pour avoir une information quantitative, il faut avoir un cadre théorique. Autrement dit, il faut comparer les valeurs expérimentales de σ_{exp} ainsi déduites, avec des valeurs théoriques σ_{th} . Pour construire le cadre théorique et avoir les valeurs **théoriques** σ_{th} , nous avons employé deux méthodes numériques complémentaires.

La première méthode est basée sur :

- le calcul des supermodes (méthode statique) par la méthode FEM. Dans cette première méthode, nous avons déterminé numériquement par la même méthode des éléments finis les supermodes d'une structure idéale, ayant comme paramètres les valeurs moyennes de la période Λ et du diamètre du trou d de notre structure. On en calcule avec la formule (III.8) les valeurs des écarts type σ .

La deuxième méthode est basée sur :

- l'évolution de l'étendue au cours de la propagation selon z (méthode dynamique), par résolution numérique de l'équation des modes couplés avec la méthode des différences finies (FDM). Dans cette méthode, on simule numériquement la propagation dans un réseau graphite ayant les mêmes paramètres que notre fibre. A chaque pas z_i on a une distribution de l'intensité, dont on calcule avec la formule (III.8) l'écart type σ .

On va d'abord présenter les résultats concernant les valeurs théoriques de σ , selon les deux méthodes que l'on vient de présenter.

Méthode des supermodes

En ce qui concerne la première version/ méthode pour déterminer σ , on calcule, comme on vient de le préciser, les supermodes de la structure. Dans la Figure III.16 on présente les distributions spatiales de l'intensité (le vecteur de Poynting) pour quelques supermodes. Le chiffre sous chaque carte représente l'ordre du mode, c'est-à-dire le numéro dans la classification par leur indice effectif décroissant (les deux premiers correspondent au supermode fondamental polarisé x et respectivement y).

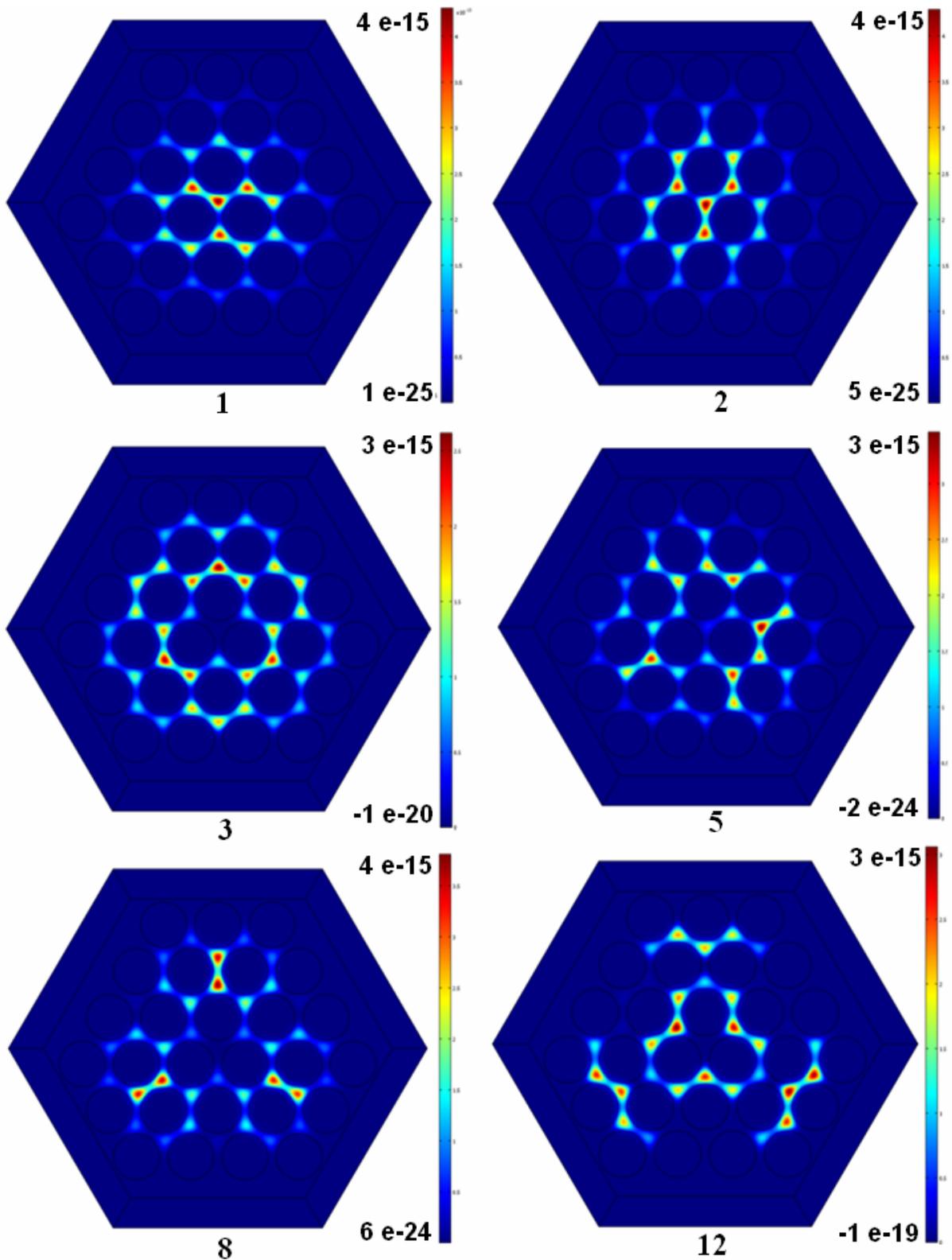


Figure III.16 Cartes d'intensité pour quelques supermodes de la structure parfaite à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Le chiffre sous chaque supermode représente l'ordre du mode (voir détails dans le texte).

Les σ théoriques pour les deux longueurs d'ondes sont quasi-identiques, ce qui est normal pour un réseau parfait. Ceci pourrait paraître peu intuitif, vu que la longueur de

couplage dépend de λ . Mais il suffit de laisser la lumière se propager une distance plus ou moins grande (selon la longueur d'onde), pour obtenir le même motif/distribution d'intensité. Autrement dit, le comportement qualitatif est le même et c'est juste une question de distance de propagation.

On distingue un ensemble de valeurs pour les supermodes d'ordre supérieur qui sont bien séparées de celle du supermode fondamental qui a un σ autour de 2. Si on trace la dépendance de σ avec l'ordre du supermode, on voit que σ a une valeur limite supérieure autour de 3 (Figure III.17).

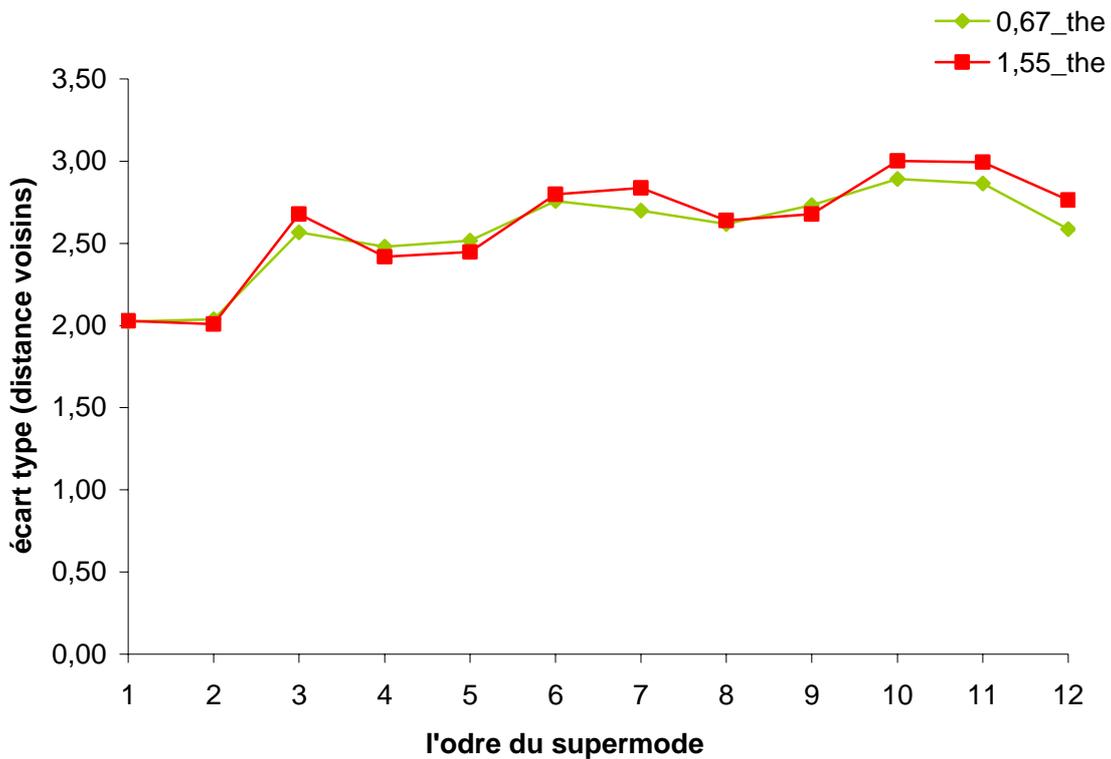


Figure III.17 Ecart type théorique (FEM) à $\lambda=670$ nm (losange vert) et 1550 nm (carré rouge) en fonction de l'ordre du supermode (1 et 2 sont les supermodes fondamentaux polarisés x et y).

Désormais, nous avons les limites théoriques des valeurs de σ pour un système parfait: entre 2 et 3 pour ce type de réseau. On va essayer de renforcer ce résultat en calculant la plage des valeurs possibles théoriquement pour σ , en utilisant une deuxième méthode.

Méthode de la propagation

En ce qui concerne la deuxième méthode pour déterminer σ théorique, nous avons fait des simulations numériques de propagation. On a un système de $N=37$ équations couplées de type (III.1), que l'on discrétise en utilisant des pas Δz très fins. A chaque pas z_i , on a une distribution des intensités $I_i(x_i, y_i)$, pour laquelle on calcule σ . Dans ces simulations numériques, les degrés de liberté dont on dispose sont le nombre de couronnes, la taille et l'orientation du faisceau d'entrée, et l'anisotropie par l'utilisation des constantes de couplages différentes sur les deux directions x et y . La confiance sur les résultats a été obtenue par l'accord avec les prédictions analytiques pour un réseau linéaire 1D. Le pas Δz de la discrétisation des équations est important. S'il est trop grand, l'énergie totale dans le système, augmente d'une façon erronée, au fur et à mesure de la propagation. Il est donc choisi le plus petit possible, afin que l'augmentation de l'énergie totale dans le système soit négligeable. Ceci est alors un autre indice de confiance dans les résultats.

Une précision est très importante: l'évolution du système est très sensible aux différents paramètres de la simulation, notamment les conditions d'injection. Dans la Figure III.18 on présente un exemple de l'évolution du système vu de dessus (gauche), et en bout à deux positions pour lesquelles on a un minimum (gauche) et un maximum (centre) de l'écart type σ , pour une injection quasi ponctuelle de $\text{waist}=1,5$ (l'unité est la distance entre voisins adjacents), donc une injection qui touche à peine les premiers voisins du canal central. Ces conditions d'injection sont proches de nos conditions expérimentales moyennes, dans lesquelles le waist du faisceau d'injection est de l'ordre de la distance entre canaux.

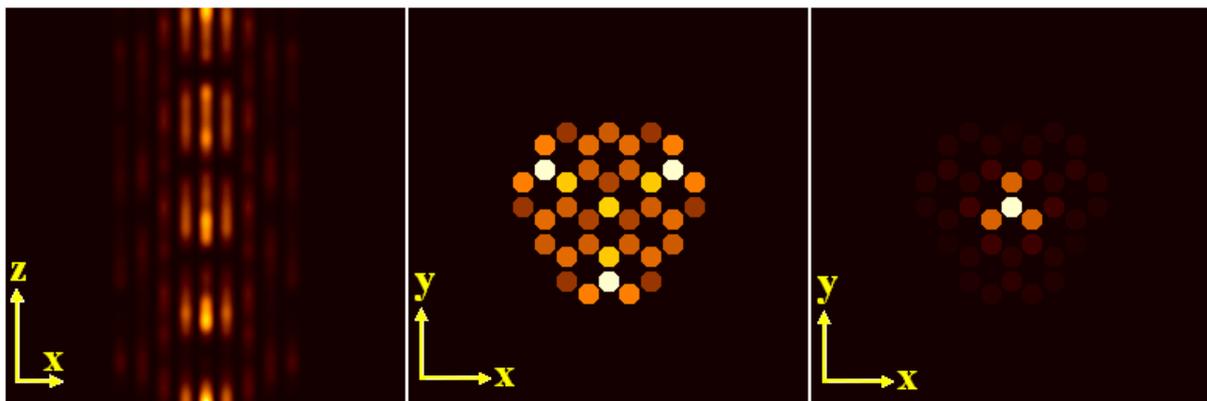


Figure III.18 Evolution de l'intensité dans un réseau graphite à trois couronnes de trous pour une injection de $\text{waist}=1,5$: (gauche) vue de dessus; (centre) vue en bout pour $z=27,5$; (droite) vue en bout pour $z=32$.

En calculant σ à chaque pas de la simulation, pour différentes tailles du faisceau d'entrée, on obtient la courbe présentée dans la Figure III.19

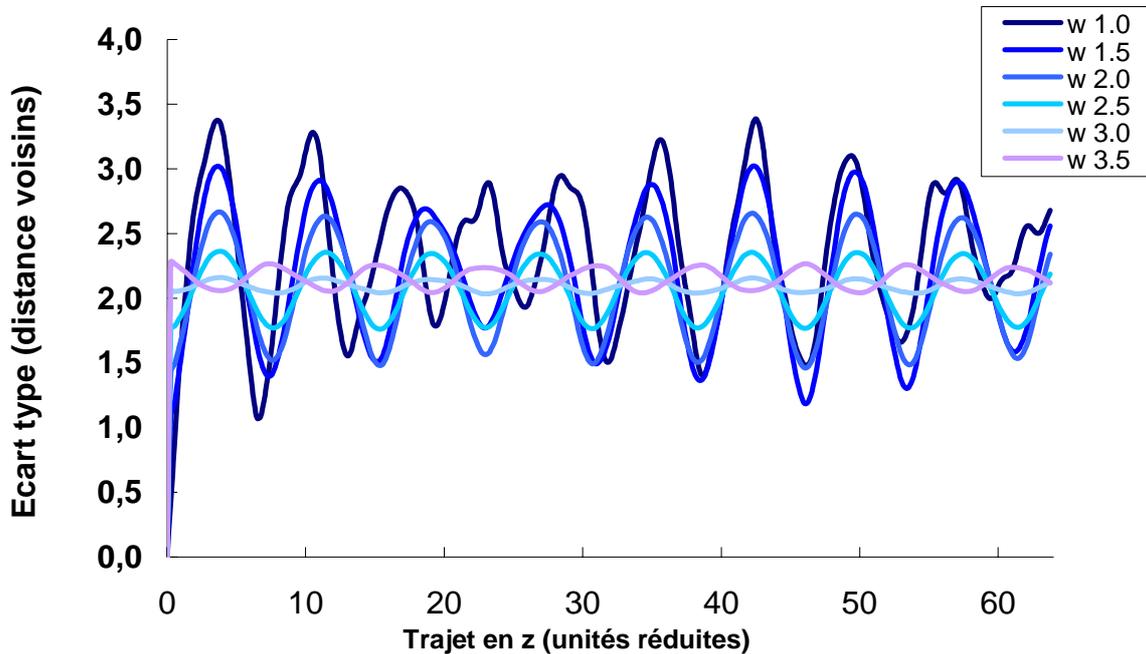


Figure III.19 Ecart type théorique (FDM) du faisceau propagé dans le réseau graphite de canaux en fonction de la longueur de propagation réduite z_i . Le paramètre w est la taille du faisceau d'entrée

On voit notamment que σ varie quasi-périodiquement avec une certaine période. L'image est similaire à la Figure II.17. Par analogie, mais dans le cadre de la TMN et des supermodes, on a affaire au battement entre le supermode fondamental et le premier supermode d'ordre supérieur de la même parité. On voit aussi une deuxième période d'oscillation, bien supérieure, qui est la signature du battement entre deux supermodes d'ordre supérieurs, tout-à-fait similaire au battement entre les deux modes d'ordre supérieur dans la fibre à deux cœurs. Mais le plus important pour nous ici est la plage des valeurs pour σ . A part le cas du waist $w=1$, on voit que pour les autres valeurs de w on obtient pour σ des valeurs distribuées plutôt entre 1,7 et 3. Ceci est un bon accord avec les valeurs trouvées par la méthode statique. Mieux encore, pour les grandes valeurs du waist du faisceau d'injection, l'amplitude de la modulation de σ est faible et sa valeur moyenne est autour de 2, la même que celle du supermode fondamental trouvée par la méthode statique. Ceci s'explique par l'adaptation du faisceau d'entrée au supermode fondamental de la structure, et une faible excitation des supermodes d'ordre supérieur. Les valeurs inférieures à 2, peuvent être expliquées par l'interférence entre ces deux supermodes, dont l'effet est la localisation de

l'énergie. Par contre, pour $w=1$, on a une excitation importante des supermodes d'ordre supérieur.

Le but est donc de trouver une information quantitative de l'efficacité du couplage global dans le réseau. L'approche que nous avons prise est une approche donc basée sur l'imagerie 2D. Elle est consistée à trouver et puis à comparer les plages des valeurs théoriques et expérimentales des écarts types. Pour retrouver la plage des valeurs théoriques nous avons utilisé la méthode des supermodes et la méthode de la propagation. Pour retrouver la plage des valeurs expérimentales que nous allons présenter par la suite, nous avons utilisé la méthode de l'excitation locale fixée et la méthode de la cartographie d'injection. Dans le cas idéal où la plage des valeurs expérimentales se superpose parfaitement sur la plage des valeurs théoriques, le réseau de guides est idéal, et les guides sont identiques. Dans l'autre cas extrême où toutes les valeurs expérimentales sont nulles, le réseau est formé de guides isolés les uns des autres. En même temps, on peut s'imaginer un système où les guides sont tous complètement isolés les uns des autres. Dans ce cas, en employant la formule (III.8), on en déduit que l'écart type est 0.

On passe ensuite à la présentation des valeurs expérimentales de σ , selon les deux méthodes mentionnées plus haut : étendue des cartes de sorties pour une injection fixée, et cartographie d'injection 1D et respectivement 2D.

Mesures expérimentales des écarts types

Méthode de l'injection/excitation locale fixée – carte de sortie étendue

Pour les images de la Figure III.15, l'écart type à $\lambda=1540$ nm est de $\sigma=2,50$ et à $\lambda=670$ nm est de $\sigma=1,52$. En répétant la procédure sur plusieurs images, on retrouve plusieurs valeurs expérimentales à $\lambda=1,55$ μm et on voit qu'elles sont distribuées quasiment dans le même intervalle que les valeurs théoriques (Figure III.20). Dans cette figure, on présente la synthèse des résultats : σ théoriques pour les 12 premiers supermodes et σ à partir des quelques images expérimentales à $\lambda=670$ nm ainsi qu'à $\lambda=1550$ nm. Dans les expériences, l'injection est ponctuelle dans un canal de la région centrale de la fibre.

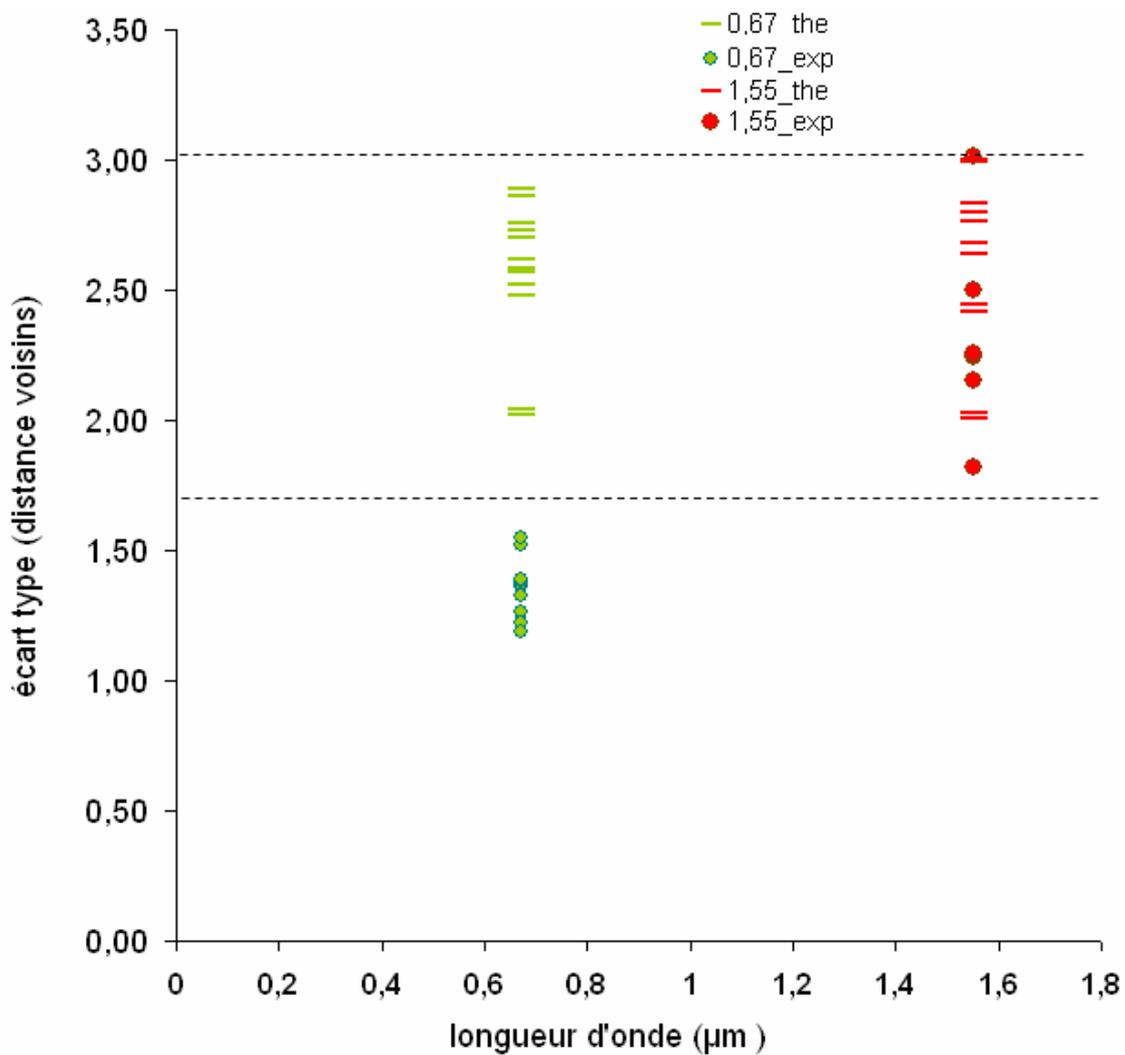


Figure III.20 Ecart type théoriques déterminés par la méthode des supermodes à $\lambda=670\text{nm}$ (trait vert) et $\lambda=1550\text{nm}$ (trait rouge), et les valeurs expérimentales déterminées à partir des cartes d'intensités de sortie à $\lambda=670\text{ nm}$ (point vert) et à $\lambda=1550\text{ nm}$ (point rouge). Les lignes noires pointillées délimitent la plage de valeurs de σ obtenues par la méthode de la propagation.

Du fait que les valeurs expérimentales sont distribués quasiment dans la même bande que les valeurs théoriques pour un réseau parfait, nous avons une confirmation quantitative de la forte efficacité de couplage entre tous les canaux trifoliés à $\lambda=1,55\ \mu\text{m}$. A $\lambda=670\text{ nm}$ par contre, les valeurs de σ sont en dehors de la zone d'intérêt, et moins dispersées, ce qui traduit une efficacité de couplage moindre. On reviendra brièvement plus tard sur la cause possible de ce comportement.

Méthode de la cartographie d'injection

La version unidimensionnelle consiste à faire un balayage de l'injection sur une direction particulière et à quantifier l'intensité à la sortie d'un ou plusieurs canaux, en fonction de la position de l'injection. Expérimentalement, nous avons fait un balayage unidimensionnel sur une direction qui passe par le canal central. La longueur d'onde est $\lambda=1540\text{nm}$. Sur cette direction il y a 5 canaux trifoliés. On a injecté par une pointe SNOM. Le balayage de pas $1\mu\text{m}$ est assuré par un translateur piézoélectrique trois axes. Nous avons utilisé un système de polariseur et lame demi-onde pour fixer la polarisation. A partir des images CCD, nous avons obtenu les intensités maximales des canaux. Nous avons tracé l'intensité des 4 canaux consécutifs (la courbe noire pour le canal le plus extérieur, la courbe verte pour le canal central) en fonction de la position de l'injection. La Figure III.21 est un exemple. Les photos correspondent aux maximums de chaque courbe. Les 5 points correspondent aux positions théoriques des canaux. Un étalonnage ultérieur du translateur trois axes nous a montré que, pour des petits déplacements ($<5\mu\text{m}$), des aberrations de $\pm 30\%$ étaient très probables, à cause de l'hystérésis et du jeu du système de déplacement. Ainsi, on peut très bien expliquer les décalages entre les positions des points et celles des maximums d'intensité.

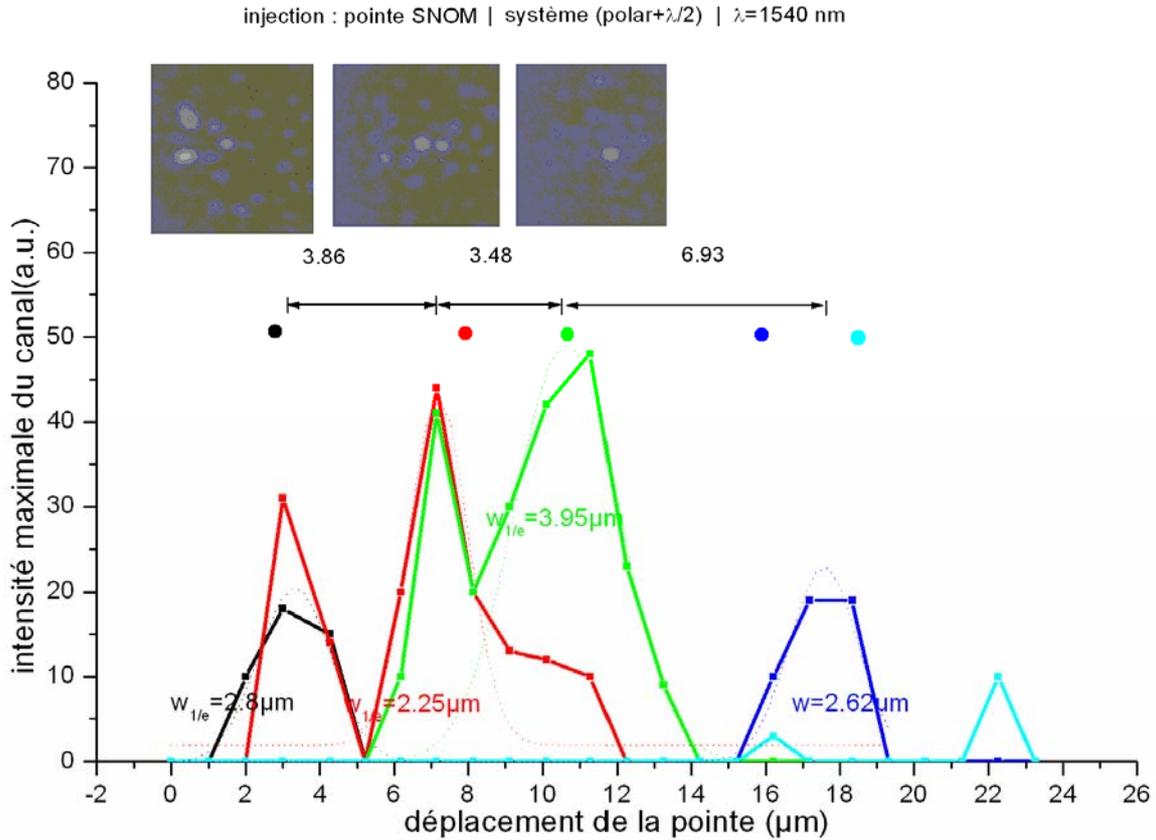


Figure III.21 Intensité maximale dans les 4 premiers canaux situés sur la direction de balayage (noir canal extérieur ; vert canal central), en fonction de la position du point d'injection. Les points correspondent aux positions théoriques des canaux.

Le couplage entre canaux est prouvé par le fait que les courbes sont partiellement superposées. On peut supposer que, pour un canal donné, on trouve le maximum d'intensité quand l'injection est centrée sur celui-ci. Ainsi, quand, par exemple, on injecte dans le canal "rouge", l'intensité dans le canal voisin "vert" est quasi identique. Mais on voit que les superpositions des courbes ne sont pas identiques, donc on pourrait croire que le couplage n'est pas aussi efficace partout. A partir des données, on trouve l'écart type moyen pour l'ensemble des cinq canaux $\sigma=0,7$. Mais ceci est juste un cas particulier. L'analyse 2D qui suivra un peu plus tard sera bien plus convaincante de la grande extension spatiale de ces courbes, et donc, de l'efficacité du couplage entre voisins.

Comme expérience complémentaire, nous avons refait le même type d'expérience pour $\lambda=670$ nm. Le comportement est qualitativement différent (voir Figure III.22), comme on a déjà pu le constater dans le paragraphe précédent. Le comportement est plus simple et reproductible à cette longueur d'onde.

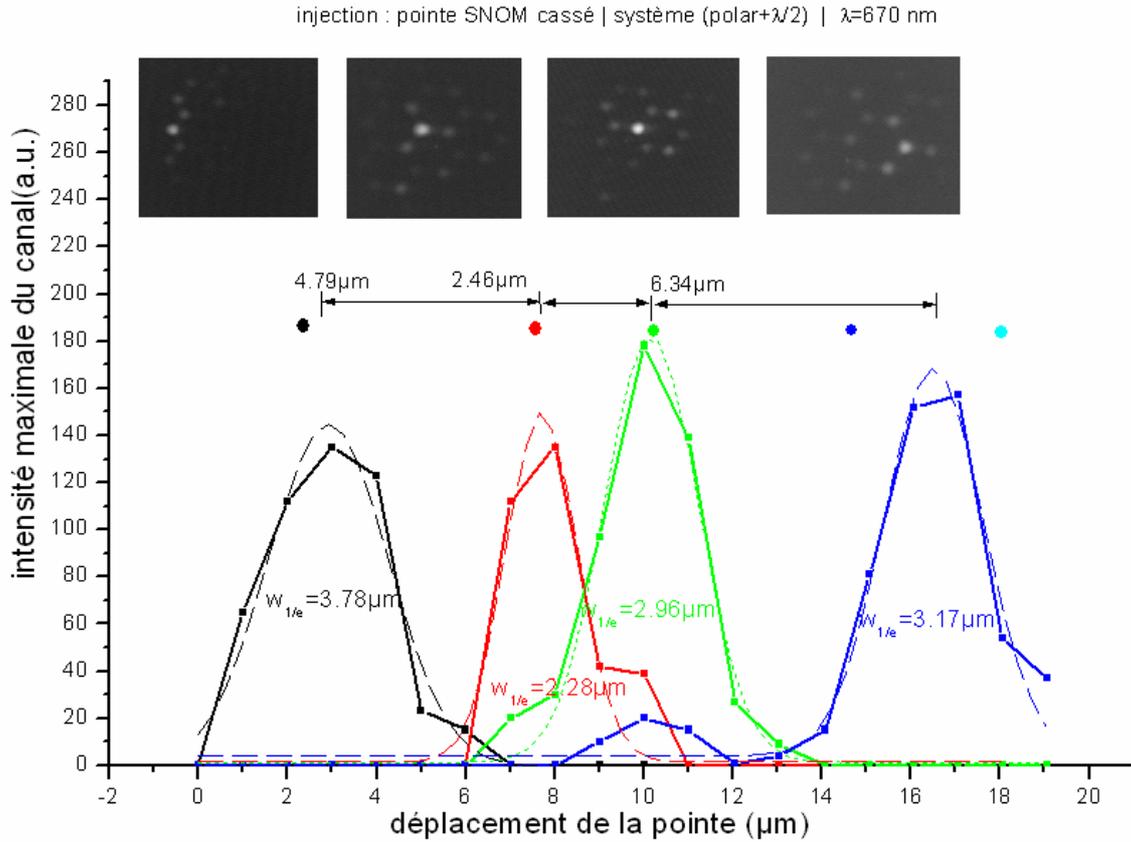


Figure III.22 Intensité maximale dans les 5 canaux situés sur la direction de balayage (noir canal extérieur ; vert canal central), en fonction de la position du point d'injection. Les points correspondraient aux positions théoriques des canaux

On voit sur les courbes qu'à 670nm, quel que soit le canal d'injection, l'énergie reste confinée pratiquement dans ce canal seulement, et que les maximums de chaque courbe présentent à peu près la même valeur. L'écart type moyen est $\sigma=0,53$. Ceci nous dit qu'à $\lambda=670$ nm, les canaux trifoliés sont moins couplés.

La version bidimensionnelle de la cartographie est beaucoup plus parlante. Comme on l'a indiqué, on donne une vision beaucoup plus précise de σ . Expérimentalement, nous avons utilisé la même injection ponctuelle, et avons fait un balayage de $25 \times 21 \mu\text{m}$, avec le pas $=1 \mu\text{m}$. Ensuite, nous avons tracé les cartes de l'intensité maximale I_{max} dans le canal, en fonction de la position (x,y) de l'injection. Nous avons fait ainsi pour 4 canaux trifoliés : le canal central C_{00} et ses 3 voisins d'ordre 1, C_{11} , C_{22} et C_{33} . Dans la Figure III.23 sont synthétisées les 4 cartes à 1540nm par courbes de niveaux. Le point de départ est numéroté (1,1) dans la figure.

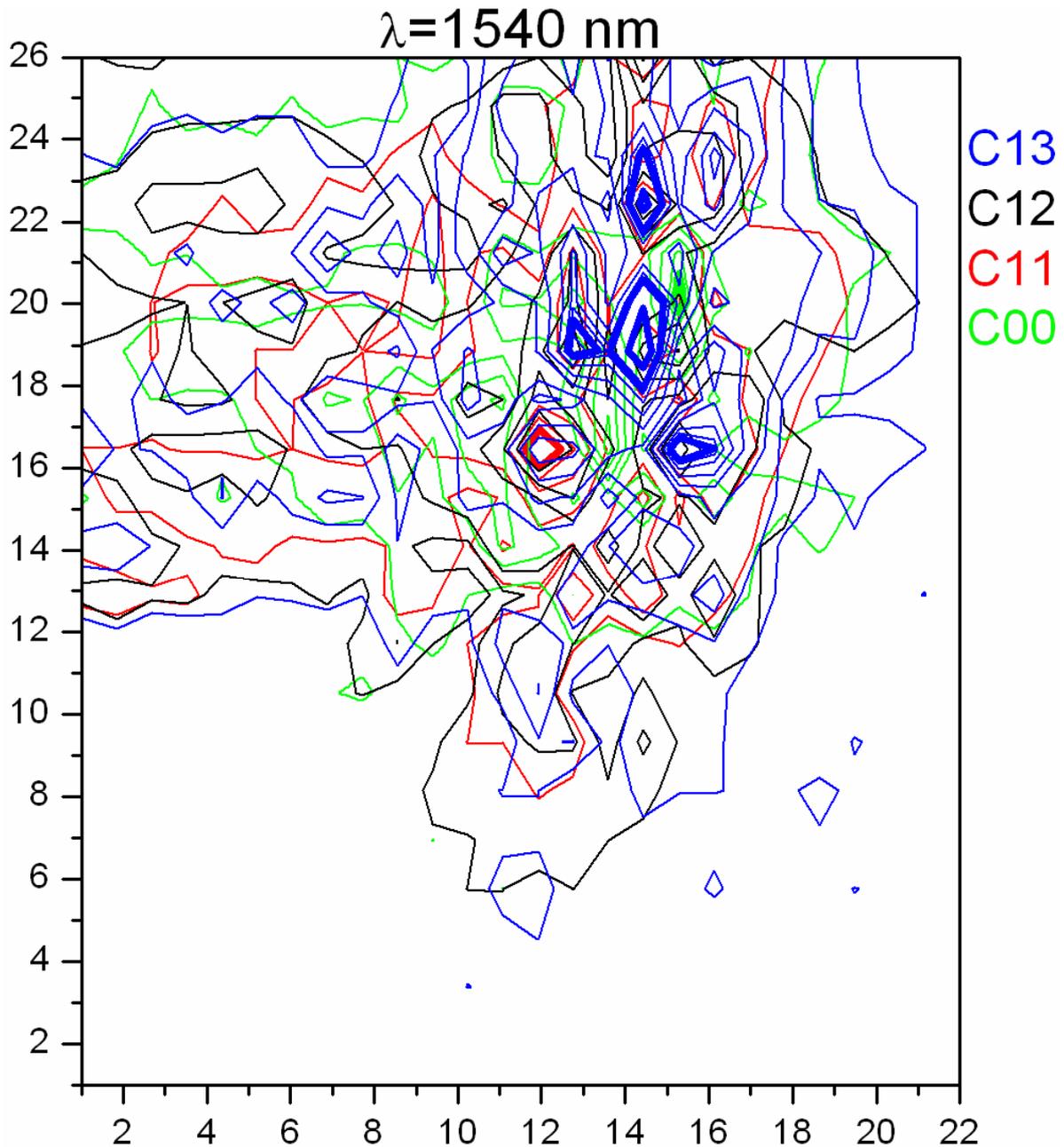


Figure III.23 Courbes de niveaux d'intensité pour le canal central C_{00} (vert) et les trois premiers voisins, en fonction de la position de l'injection à $\lambda=1540$ nm.

A cette longueur d'onde, les canaux sont très efficacement couplés. Les maximums d'intensités ne sont pas centrés dans la figure, très probablement à cause du fait que la grille d'injection (21x25) n'est pas centrée par rapport à la structure de la fibre. Cette fois-ci, il est évident que la zone où les guides sont efficacement couplés s'étale au moins sur la zone centrale de la fibre, seulement la couronne extérieure est un peu moins couplée, comme on l'a d'ailleurs anticipé à la fin de l'investigation topographique. Les écarts type pour les 4 canaux sont: $\sigma_{\text{cart}}=\{2,35; 2,54; 2,78; 2,61\}$. De nouveau, on peut conclure qu'on a une structure quasi-

homogène où les guides sont efficacement couplés. Par rapport aux valeurs obtenues avec une injection bien optimisée (centrée), on remarque une légère augmentation de σ . On peut considérer que σ_{cart} est la conséquence simultanée de l'extension spatiale du faisceau d'injection et du couplage entre canaux. Par conséquent, en utilisant $\sigma_{cart} = \sqrt{\sigma_{inj}^2 + \sigma_{coupl}^2}$, on déduit $\sigma_{inj}=1,06\pm 0,36$, ce qui est dans la barre d'erreur du waist d'injection expérimental.

Toujours comme étude complémentaire, nous avons fait le même genre expérience, mais à $\lambda=670$ nm. Dans ce cas, le balayage est de 25×25 μm (Figure III.24). Sachant que pour de courts déplacements, le système a de l'hystérésis et du jeu, nous avons ajusté l'image. Ceci explique l'allongement dans une direction.

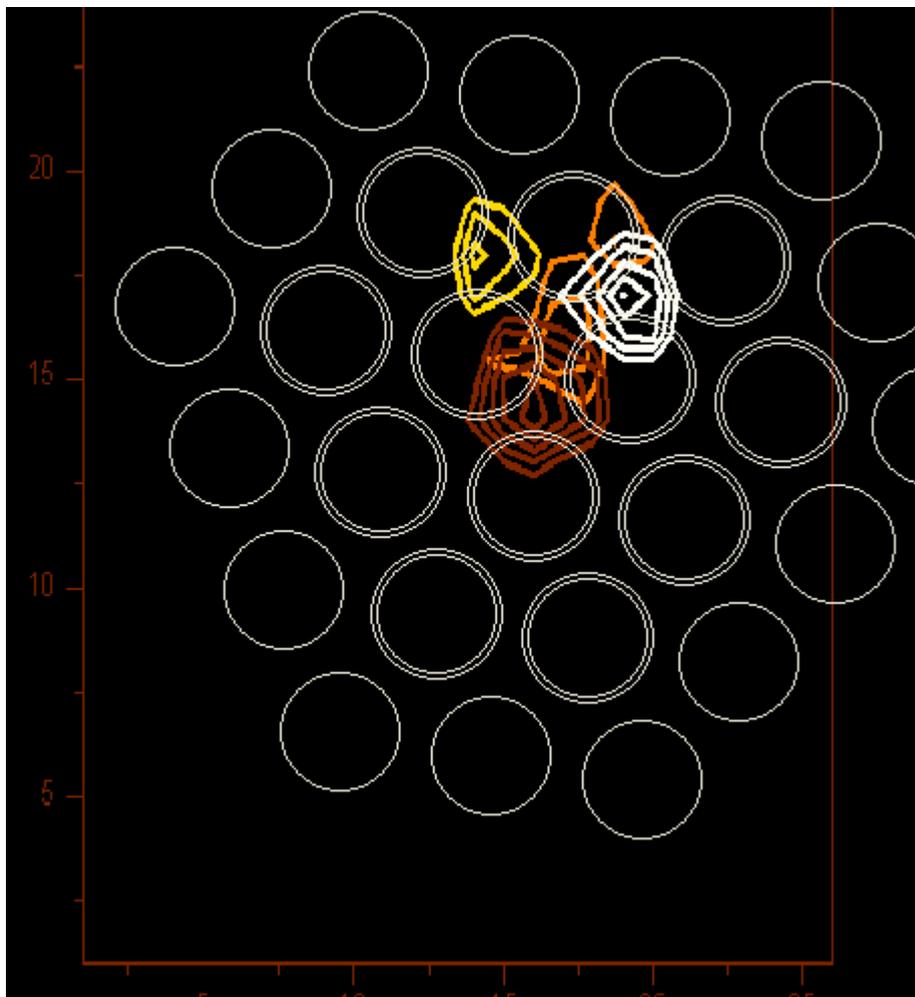


Figure III.24 Courbes de niveaux d'intensité pour le canal central C_{00} (orange) et ses trois premiers voisins, en fonction de la position de l'injection à $\lambda=670$ nm ; les cercles blancs constituent le réseau constituant la structure de la fibre ($\Lambda=4,25\mu\text{m}$, $d_{int}=3,7\mu\text{m}$, $d_{ext}=3,4\mu\text{m}$).

A $\lambda=670\text{nm}$, l'énergie reste majoritairement confinée dans le canal d'injection. Les maxima des courbes de niveau sont raisonnablement localisés dans les 4 canaux trifoliés. En termes de longueur de cohérence on trouve un ensemble de valeurs pour σ_{cart} : $\{1,63 ; 1,58 ; 1,61 ; 1,52\}$, ce qui donne un $\sigma_{\text{inj}}=0,81\pm 0,25$. La synthèse des résultats expérimentaux est présentée dans Figure III.25.

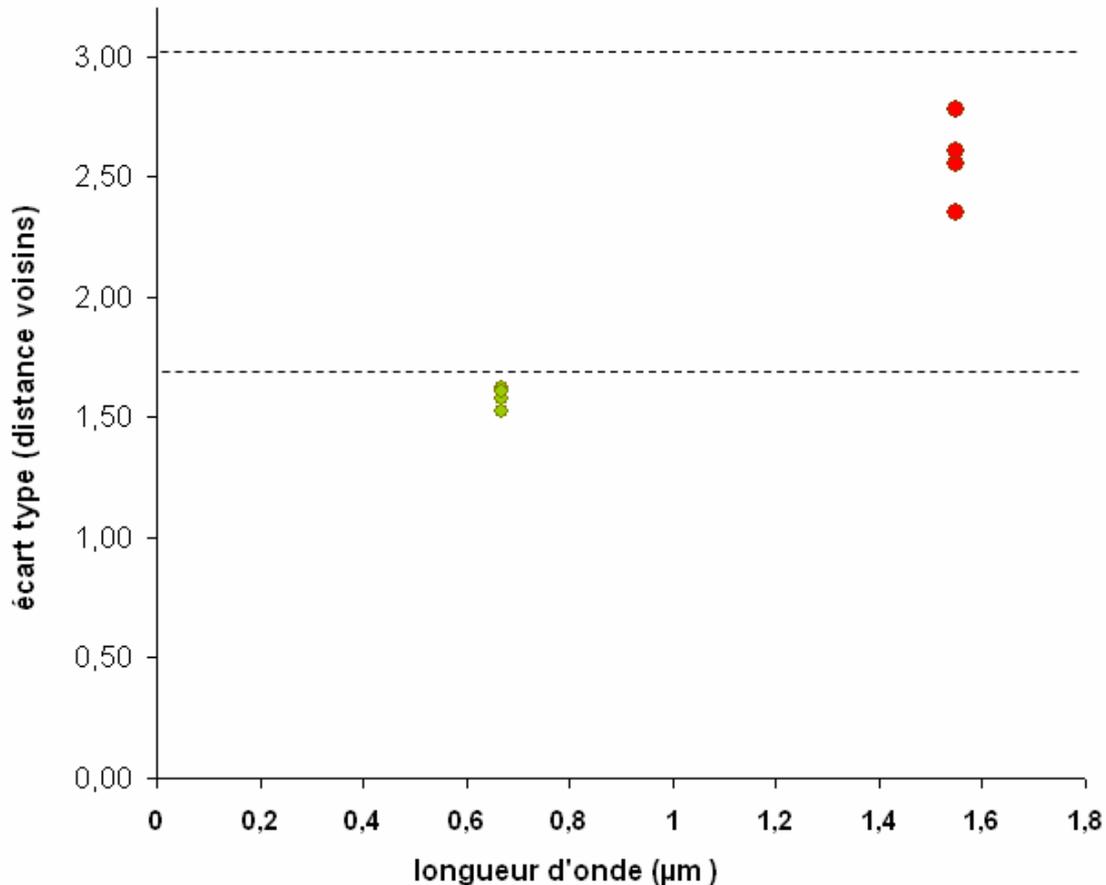


Figure III.25 Ecart type expérimentaux déterminés par la méthode de la cartographie d'injection 2D à $\lambda=670\text{ nm}$ (trait vert) et $\lambda=1550\text{ nm}$ (trait rouge). Les lignes noires pointillées délimitent la plage de valeurs de σ obtenues par la méthode de la propagation.

De nouveau, les valeurs expérimentales à $\lambda=1,55\text{ }\mu\text{m}$ se trouvent dans la zone où le couplage entre canaux est efficace.

Comme précisé plus haut, une remarque s'impose sur l'efficacité du couplage à $\lambda=670\text{ nm}$. On a vu dans l'étape de conception, qu'il y a deux termes dans l'équation (III.4) gouvernant la propagation dans le réseau, qui peuvent être responsable d'une baisse de l'efficacité. Il s'agit de k_{mn}/k qui traduit le fait que le recouvrement spatial entre deux guides adjacents n'est pas homogène dans toute la structure, et $\Delta\beta/k$ qui traduit le désaccord de

vitesse de phase entre guides adjacents. Dans cette étape nous avons insisté seulement sur le terme $\Delta\beta/k$ et avons estimé séparément $\Delta\beta$ et k en fonction du rapport d/Λ afin d'en déduire la limite supérieure pour d/Λ , pour laquelle $\Delta\beta/k$ reste inférieur à 1, et par conséquent, le couplage reste efficace. Nous avons fait le même type de calcul, mais à $\lambda=670$ nm cette fois-ci. En ce qui concerne $\Delta\beta$, pour une variation relative de Λ et par conséquent du rayon R du canal de l'ordre de 3%, on a des variations de l'ordre de $\Delta\beta \approx 1,3 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. Pour des variations relatives de 3% dans le diamètre du trou, on a un $\Delta\beta$ moyen de $1,5 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$. On voit également apparaître une séparation du mode fondamental en deux modes séparés de $1,6 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Les deux modes sont hybrides, un mode étant polarisé plutôt x et l'autre plutôt y . La dépendance en Λ et la dépendance en d/Λ sont, encore une fois, quasi linéaires et les variations relatives sont très proches, comme c'est d'ailleurs aussi le cas à $\lambda=1550$ nm. Pour généraliser, on peut écrire :

$$\frac{\Delta\beta}{(\Delta x / x)} \cong 5,1 * 10^{-3} \frac{\mu\text{m}^{-1}}{\%} \quad (\text{III.9})$$

où x est soit le rayon R , soit le diamètre d .

En ce qui concerne les valeurs de la constante de couplage k , comme anticipé, elles sont plus petites et bien moins dispersées selon la polarisation, qu'à $\lambda=1550$ nm. En employant la même méthode des indices effectifs des supermodes symétrique et antisymétrique, $k = \pi(n_A - n_S)/\lambda_0$, nous avons déduit qu'à $\lambda=670$ nm, $k_x = 2,07 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$, $k_y = 1,96 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. Contrairement à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, on remarque une très faible sensibilité à la polarisation à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que la dispersion du guide est négligeable par rapport à la dispersion chromatique, vu que $R/(\lambda/n) = 1,3$. A $\lambda=670$ nm, le guide est très loin du guide à la limite de diffraction et donc, l'influence de ces paramètres géométriques est très faible. Avec ces valeurs pour k et $\Delta\beta$, on obtient :

$$\frac{\Delta\beta}{k} \cong 7 \quad (\text{III.10})$$

Sachant que, de manière générale, plus $\Delta\beta/k$ est supérieur à 1, plus le couplage devient inefficace, on peut ainsi comprendre qualitativement la différence de comportement par rapport à $\lambda=1550$ nm, où l'ordre de grandeur du rapport $\Delta\beta/k$ est inférieur à 1, et donc, l'efficacité du couplage est forte. Mais, dans la littérature n'existe apparemment pas des relations analytiques généralisées à un réseau 2D graphite, similaires à (II.22) qui lie $\Delta\beta/k$ au taux de transfert et à la dissymétrie du supermode. C'est pour ceci que l'idée mentionnée plus haut est une hypothèse possible, mais pas une démonstration.

Conclusion : nous avons développé une procédure de caractérisation de l'efficacité du couplage basée sur la comparaison quantitative des cartes théoriques et expérimentales, en calculant l'écart type σ . Nous avons utilisé deux versions complémentaires (l'une statique et l'autre dynamique) pour déterminer la plage des valeurs théoriques des écarts types possibles. Les résultats des deux approches sont en accord. Puis, nous avons utilisé deux versions complémentaires (l'une d'excitation locale, l'autre de cartographie d'injection) pour déterminer la plage des valeurs expérimentales des écarts types. Les résultats des deux approches sont elles aussi en accord. Encore plus important est le fait que les plages des valeurs théoriques et expérimentales sont quasiment les mêmes, ce qui prouve que le couplage entre les canaux trifoliés de la fibre est très efficace. Ceci ouvre les perspectives prometteuses sur l'utilisation de ce type de système en tant que réseau 2D de guides couplés à la limite de diffraction.

Nous avons donc démontré le couplage entre tous les canaux. Par conséquent la propagation se fait par supermodes. L'une des images les plus proches de l'image du supermode fondamental théorique, est celle présentée dans Figure III.8. On a déjà vu qu'une façon de les comparer, consiste à calculer les écarts types σ . Une façon plus simple pourrait être de tracer un profil unidimensionnel, de la manière suivante : on extrait les intensités maximales pour chaque canal, ensuite on fait la moyenne pour tous les canaux du même ordre i . Le canal central a l'ordre $i=0$, ces premiers 3 voisins sont l'ordre 1, tous les voisins des canaux d'ordre 1 sauf le canal central ont l'ordre 2 etc. Ensuite, on normalise l'intensité moyenne pour chaque ordre, à l'intensité du canal central. On applique la même procédure pour le supermode fondamental théorique (voir la Figure III.16), ainsi que pour plusieurs images de sortie expérimentales. Pour retrouver le profil expérimental du supermode fondamental nous avons fait une statistique sur 13 images, dont la Figure III.8 en fait partie. Pour chaque image, nous avons appliqué l'algorithme décrit ci-dessus et avons obtenu un profil normalisé $I_i=f(i)$, pour $i=1,6$. Ensuite, nous avons fait la moyenne sur tous les profils ainsi obtenus. Les deux profils unidimensionnels sont présentés dans la Figure III.26.

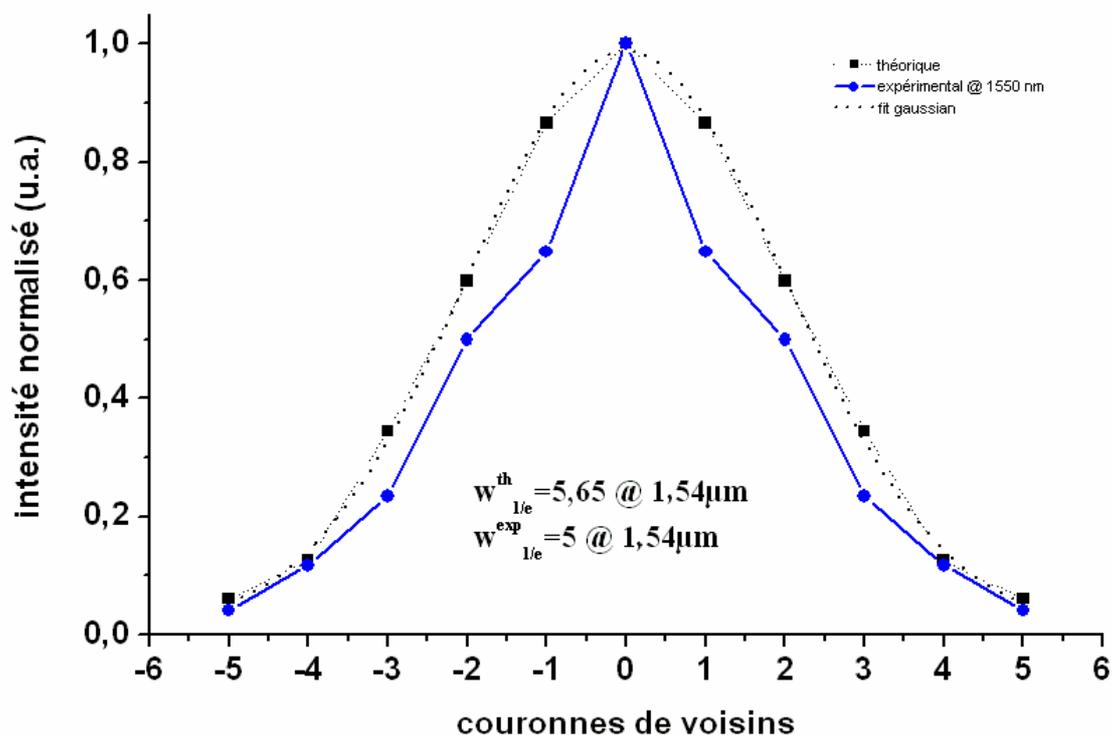


Figure III.26 Profil théorique (noir) et expérimental (bleu) du supermode fondamental à 1540 nm. Les profils sont normalisés aux maximums du canal central (0).

La courbe expérimentale est en bon accord avec la courbe théorique. Le waist expérimental de 5 (en unité de couronnes de voisins) est un peu plus petit que le waist théorique de 5,65. En terme d'écart type, $\sigma_{thé}=2,01$, alors que $\sigma_{exp}=1,82$. On voit donc un petit rétrécissement du supermode fondamental, peut-être à cause du fait que la couronne extérieure est un peu différente, comme on l'a vu dans l'étape de l'évaluation topographique.

5.4.3. Des expériences auxiliaires

Une autre façon de mettre en évidence le couplage entre canaux est de modifier un paramètre tel que polarisation ou la longueur d'onde et de quantifier les modifications à la sortie, soit d'une manière individuelle pour chaque canal, soit d'une manière globale, comme on l'a fait dans les paragraphes précédents. Si on suit l'évolution de l'intensité à la sortie de chaque guide, on pourrait avoir pour chaque guide une information concernant son efficacité de se coupler aux autres guides du réseau, et établir une matrice (carte) 2D de l'efficacité du couplage. Si par contre on suit la dynamique de l'écart type σ des distributions globales d'intensité, on pourrait peut-être retrouver la plage des valeurs de σ . Par exemple, si c'est la

longueur d'onde que l'on balaie, on pourrait tirer profit de l'équivalence entre l'évolution spatiale et l'évolution spectrale, qu'on a démontrée théoriquement dans le cas simple de deux guides où existent des relations analytiques entre le taux de transfert (qui est une mesure de l'efficacité du couplage) et la période de modulation $\Delta\lambda$. Le même type de considération est valable aussi en ce qui concerne la modulation de l'état de polarisation à l'entrée. Donc, tant qu'on n'a pas de relation quantitative, on reste dans le domaine des considérations qualitatives, des hypothèses, mais ce type d'expériences peut nous donner des informations supplémentaires, voire renforcer les conclusions sur l'efficacité du couplage dans le système.

Sensibilité des cartes de sortie à l'état de polarisation

La sensibilité de la carte d'intensité à la polarisation peut constituer une confirmation de la forte efficacité de couplage. Pour un système de guides couplés, on pourrait s'attendre à ce que la carte de sortie soit sensible à la polarisation de l'injection, surtout si la symétrie du système est faible, comme c'est le notre cas. Et en effet, lors de l'étape de conception, les cartes d'intensité des supermodes et les valeurs calculées pour les constantes de couplage k nous ont montré qu'à 1550 nm, la structure graphite est très sensible à la polarisation, beaucoup plus sensible que les autres structures. Ceci se traduit par une différence entre les constantes de couplage k_x et k_y des modes polarisés x et y , bien plus grandes pour la structure graphite que pour les deux autres structures étudiées. Selon les prédictions théoriques, il y a au moins un facteur 3 entre k_x et k_y . D'ailleurs, en comparant les cartes théoriques des supermodes fondamentaux polarisés x et respectivement y dans la Figure III.16 (1) et (2), on constate le couplage préférentiel sur une des deux directions. Dans ces conditions, un couplage préférentiel x entre canaux donnerait une carte de sortie totalement différente de celle issue d'un couplage y , à moins que la fibre ait une longueur qui soit un multiple de k_x et k_y , ce qui peu probable. Donc, pour un système couplé, la modification de l'état de polarisation à l'entrée peut modifier radicalement la carte de sortie, car les supermodes excités et le battement entre ces supermodes dépendent directement de la polarisation. Pour un système découplé par contre, la carte de sortie ne devrait pas être modifiée, si chaque guide pris individuellement est peu sensible à la polarisation. Dans ce cas, on a affaire avec deux comportements bien distincts.

Les expériences, autant sur la fibre mono-cœur que sur la fibre à deux cœurs pour laquelle le couplage entre cœurs est très peu efficace, nous ont montré que la propagation dans chaque guide est peu sensible à la polarisation. En utilisant un système constitué d'un

polariseur et une lame demi-onde, nous avons enregistré des variations d'intensité à la sortie de l'ordre de 10% pour une rotation de 360° de la lame demie onde. Par conséquent, nous nous sommes attendus à voir pour la fibre multicoeurs, un comportement similaire à $\lambda=670$ nm où le couplage est peu efficace, mais qualitativement différent à $\lambda=1550$ nm, où le couplage est très efficace. Les considérations ci-dessus ont été vérifiées expérimentalement, autant pour une injection ponctuelle que pour une injection quasi-plane. Nous avons utilisé les deux longueurs d'onde $0,67\mu\text{m}$ et $1,5\mu\text{m}$.

Autour de $\lambda=1,55\mu\text{m}$ le comportement est suggestif en regardant successivement les images de la Figure III.27. Les images CCD sont prises sur une fibre de 2,2 cm, à la longueur d'onde de 1526,7nm, avec injection ponctuelle par une pointe SNOM dans un canal d'ordre 1, un voisin du canal central. Comme système polariseur nous avons utilisé le même ensemble polariseur+lame demi-onde. On a tourné la lame demi-onde entre 0° et 360°.

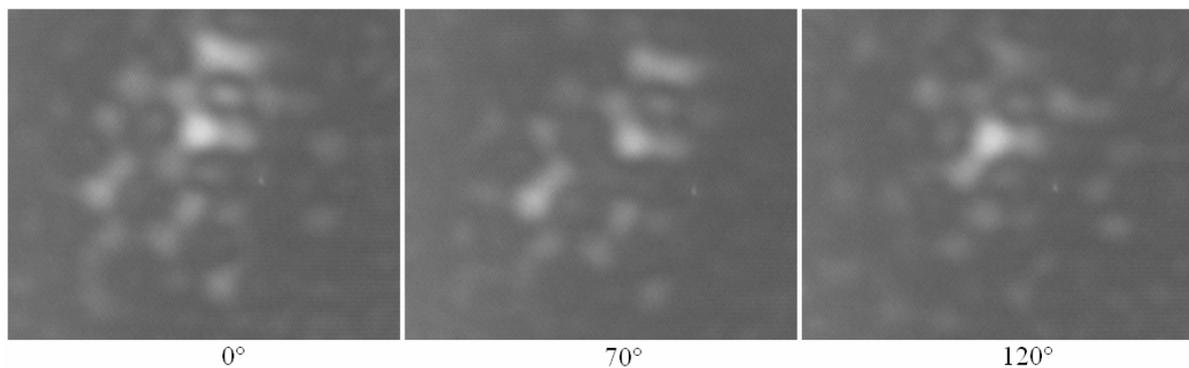


Figure III.27 Images CCD à $\lambda=1526,7$ nm prises pour diverses positions de la lame demi-onde à l'entrée

On voit clairement que la carte d'intensité change beaucoup avec la modification de la polarisation. Dans cet exemple, pour certains canaux les variations sont entre 0 et 100%, ce qui traduit le fait que ces guides ont la possibilité d'échanger l'énergie avec leurs voisins avec une efficacité maximale. D'un autre point de vue, si on calcule les valeurs des écarts types σ_x et σ_y , on voit que dans l'ensemble, σ_x varie entre 1,47 à 2,32, et que σ_y varie entre 1,65 et 1,93. Qualitativement, ces fortes variations sont semblables aux variations de σ au cours de la propagation, qu'on peut voir dans les simulations numériques présentées dans la Figure III.19.

Une autre observation est celle que la sensibilité des cartes de sorties à la polarisation est d'autant plus évidents que la fibre est courte. Une explication possible réside dans le fait que les différents supermodes ont des pertes différentes. Pour une fibre "longue", la carte de sortie est dominée par le mode dont les pertes sont les plus petites, quelque soit le nombre de

modes que l'on a excité à l'entrée. Autrement dit, si à la fin de la propagation il ne reste qu'un seul supermode (fondamental), l'interférence disparaît et l'effet de la sensibilité à l'état de la polarisation à l'entrée est quasi-nulle. Mais dans ce cas c'est juste une question de visualisation qui ne met guère en cause l'efficacité du couplage entre les canaux trifoliés.

A $\lambda=670\text{nm}$ par contre, le comportement est très différent. Dans Figure III.28 on présente des images CCD à cette longueur d'onde pour différents états de polarisation. Dans cet exemple, l'injection est ponctuelle aussi, dans le canal central par une fibre microlentillée et la longueur de la fibre est 1,3 cm.

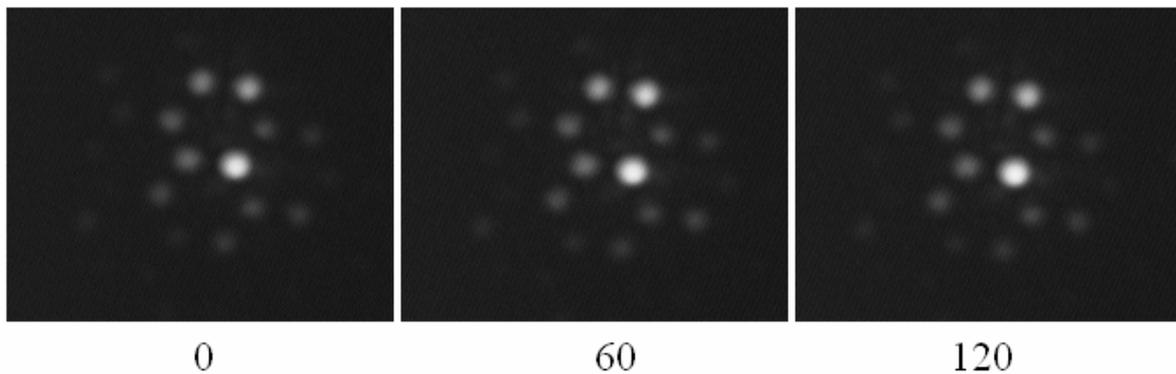


Figure III.28 Images CCD à 670nm prises pour diverses positions de la lame demi-onde à l'entrée.

Qualitativement et quantitativement, les images sont presque identiques. Pour la plupart des canaux trifoliés y compris le canal d'injection, les variations moyennes de la puissance intégrée sur un rayon $R=s/2$ sont de moins de 5%. Pour quelques canaux, les variations peuvent atteindre à peine 14%. L'écart type σ_x varie très peu, à savoir entre 0,85 et 0,88, alors que σ_y varie entre 1,05 et 1,07. La différence par rapport à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ est très évidente et confirme que l'efficacité du couplage à $0,67 \mu\text{m}$ est plus faible. Le comportement est qualitativement le même quelles que soit les conditions d'injection (injection large ou ponctuelle, choix du canal pour l'injection ponctuelle, etc.) et la longueur de la fibre.

En conclusion, ceci est donc une confirmation qualitative que le couplage entre canaux est très efficace à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. En même temps, ceci nous dit que la propagation par supermodes est sensible à la polarisation à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

Modulation de l'intensité de sortie avec la longueur d'onde

Nous avons déjà appliqué cette méthode dans l'étude de la fibre à deux cœurs. Malheureusement, pour cette méthode appliquée à un réseau 2D graphite et non pas à deux guides seulement, nous n'avons pas des relations quantitatives. C'est pour ceci que ces résultats sont à titre qualitatif seulement. Les expériences sur la fibre multicoeurs se sont avérées beaucoup plus compliquées que celle sur la fibre à deux cœurs, à cause du grand nombre de guides et de la complexité des cartes des modes. Dans la plus part des cas, on a constaté des fortes variations des intensités à la sortie des tous les canaux. Ceci renforce l'idée de l'efficacité du couplage entre tous les canaux à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

Très rarement, pour conditions particulières d'injection et de polarisation (et pas reproductibles), nous avons pu mettre en évidence un couplage entre un nombre réduit de canaux. La Figure III.29 présente l'intensité à la sortie de la fibre, intégrée sur un cercle de rayon r de l'ordre du rayon du canal R_{canal} , pour 4 canaux, en fonction de la longueur d'onde. La longueur d'onde centrale est $\lambda=1500 \text{ nm}$, le pas du balayage $0,1 \text{ nm}$, la longueur de la fibre $1,3\text{cm}$, l'injection ponctuelle est approximativement centrée sur un canal d'ordre 1 (le canal numéro 4 est le canal central de la structure), et nous avons utilisé un système polariseur + lame $\lambda/2$.

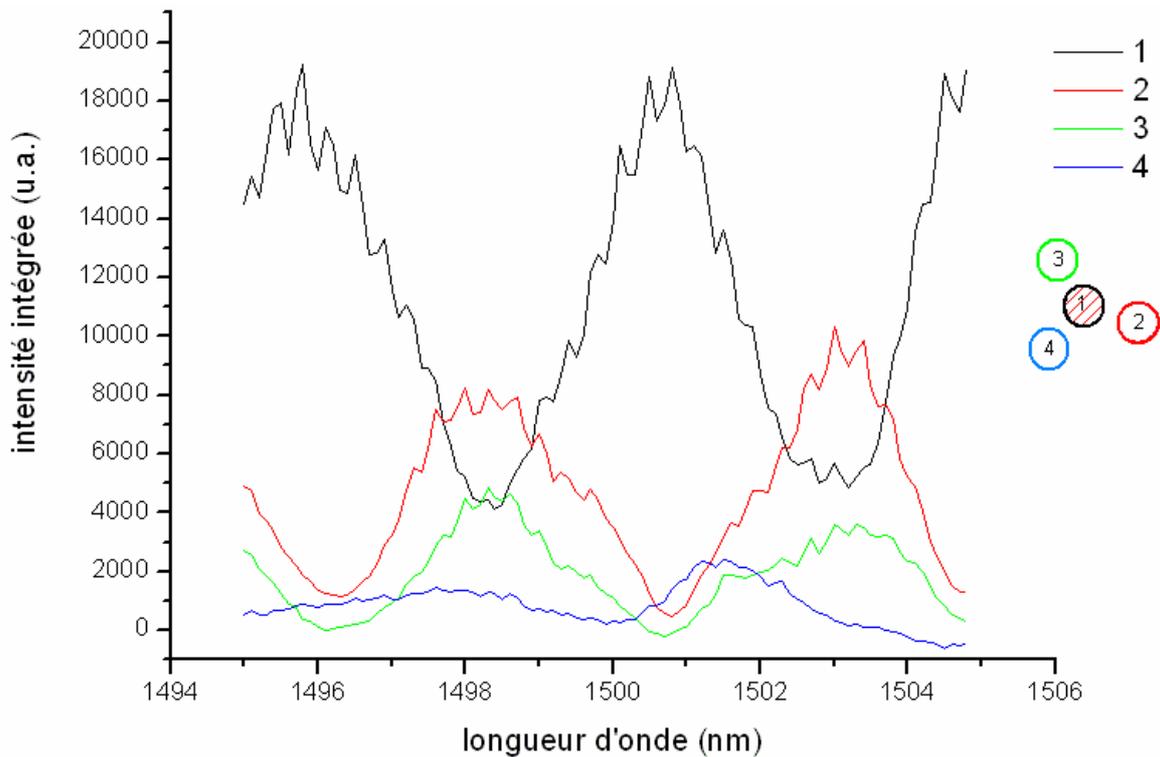


Figure III.29 Intensité intégrée à la sortie du canal d'injection (numéro 1, courbe noire) et de ses trois premiers voisins, en fonction de λ . Le rayon du cercle d'intégration $r \sim R_{canal}$.

Il faut souligner le fait que cette expérience particulière est, heureusement, singulière dans son genre. Ce type de comportement n'est pas du tout habituel d'une part, ni souhaitable d'autre part, car l'échange d'énergie devrait se faire entre tous les canaux, et non entre quelques canaux seulement. D'ailleurs, le fait que les maximums d'intensité pour le canal 4 ne sont pas en phase avec les maximums des canaux 2 et 3, peut suggérer le fait que l'échange d'énergie implique au moins un canal supplémentaire, un voisin du canal 4, autre que le canal 1. Cependant, ce qui est très encourageant, est le fort taux de modulation d'intensité ($\sim 78\%$), qui traduit la forte efficacité du couplage entre guides. D'un autre point de vue, cette expérience pourrait ouvrir la voie à une étude expérimental systématique, dans laquelle on tiendrait compte de tous les guides de la structure. L'avantage d'une telle méthode est le fait que le couplage pourrait être quantifié par le taux de transfert, une notion intuitive et beaucoup utilisée dans la théorie des modes couplés.

6. Conclusions et perspectives

Nous avons employé divers outils (théorie des modes couplés, méthodes numériques) pour concevoir une fibre de type MOF, pour que ces canaux trifoliés forment un réseau 2D des guides à la limite de diffraction couplés.

Nous avons démontré que les canaux de la fibre microstructurée à fort d/Λ sont des guides d'ondes à la limite de diffraction, ayant des pertes à l'état de l'art. Nous avons développé une méthode de caractérisation quantitative de l'efficacité du couplage globale, basée sur la quantification et la comparaison des différents types de cartes 2D, théoriques et expérimentales. Avec cette méthode, nous avons démontré que ces guides constituent un réseau 2D de guides efficacement couplés.

Dans la continuité du développement des méthodes de quantification de l'efficacité du couplage, on pourrait essayer d'adapter et développer la méthode de la modulation spectrale de l'intensité, que l'on a beaucoup utilisée sur la fibre à deux cœurs. Une version analogue, mais concernant la polarisation, pourrait aussi être envisageable.

Nous avons donc démontré la forte efficacité du couplage dans le réseau 2D de canaux trifoliés de la fibre microstructurée. Ceci ouvre des perspectives à des nombreuses études en régime linéaire concernant la diffraction et la réfraction discrètes dans le réseau de guides couplés : propagation sans diffraction, anisotropie de la diffraction, diffraction anormale. Deux de ces possibilités sont suggérées par des simulations numériques dans un réseau 1D de la Figure III.30, où on remarque la propagation du faisceau quasiment sans diffraction, pour un angle particulier (a), ou un waist adapté (b), du faisceau d'injection.

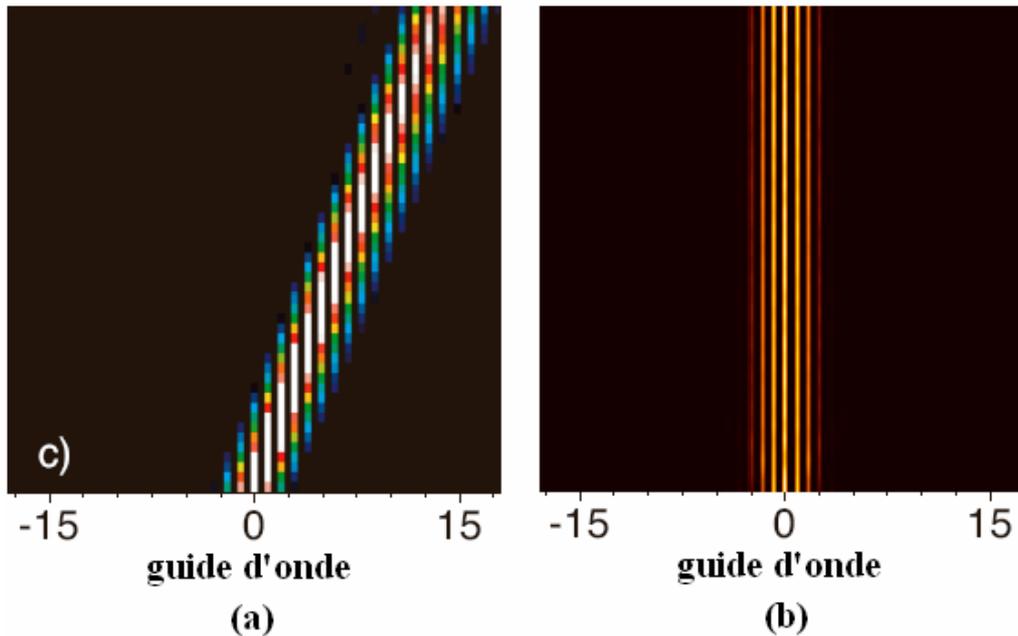


Figure III.30 Simulation numérique montrant le contrôle de la diffraction discrète dans un réseau 1D par une injection: (a) à un angle particulier; (b) à un waist adapté

Un autre aspect important, vise l'utilisation des effets non linéaires pour contrôler la propagation. Un exemple est le contrôle de la diffraction par les effets non linéaires, par un effet de type solitonique. Cette perspective, nous a mené à estimer la puissance critique dont on a besoin pour que les effets non linéaires soient importantes. Avec les paramètres de notre fibre, on aurait besoin d'une puissance crête P_{cr} de l'ordre de quelques dizaines de kW à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, ce qui est non négligeable, même pour une étude de principe. Pour diminuer la puissance critique, une piste serait d'augmenter la longueur de couplage L_c . Mais en même temps, une telle fibre doit offrir un compromis acceptable entre la non linéarité et l'inhomogénéité. Avec les progrès continus de la qualité des processus technologiques, on peut envisager d'augmenter la longueur de couplage L_c tout en gardant une faible inhomogénéité dans le système. Une possibilité pour augmenter L_c est d'augmenter le rapport d/Λ , l'autre est d'augmenter le rayon R du guide. L'augmentation de R a l'avantage de diminuer considérablement à la fois les pertes d'injection et linéiques, alors que le coefficient non linéaire γ diminue beaucoup moins vite. Une deuxième piste pour augmenter γ est offerte par l'utilisation des matériaux nouveaux ou de la silice dopée pour augmenter l'indice non linéaire n_2 . Ceci présenterait l'avantage de disposer d'un degré de liberté supplémentaire dans la conception du réseau.

Une autre direction vise une approche différente sur les effets non linéaires. Jusqu'à présent, nous avons pris en compte seulement l'effet non linéaire de type Kerr sur une longueur de couplage. Il s'agit d'accumulation d'un déphasage non linéaire de $\pi/2$ au bout de L_c . Des travaux théoriques indiquent la possibilité d'avoir des effets cumulatifs avec la longueur. La conséquence serait la diminution d'une manière exponentielle de la puissance nécessaire à l'entrée de la fibre pour avoir le même effet. Comme exemple des effets possibles en régime non linéaire, on présente dans la Figure III.31 des résultats expérimentaux [43] dans un réseau 1D de guides en semi-conducteur possédant une non linéarité de type Kerr positive, montrant qu'à forte puissance, on peut avoir l'inhibition de la diffraction si celle-ci est normale, ou plus spectaculaire encore, l'amplification de la diffraction, si celle-ci est anormale.

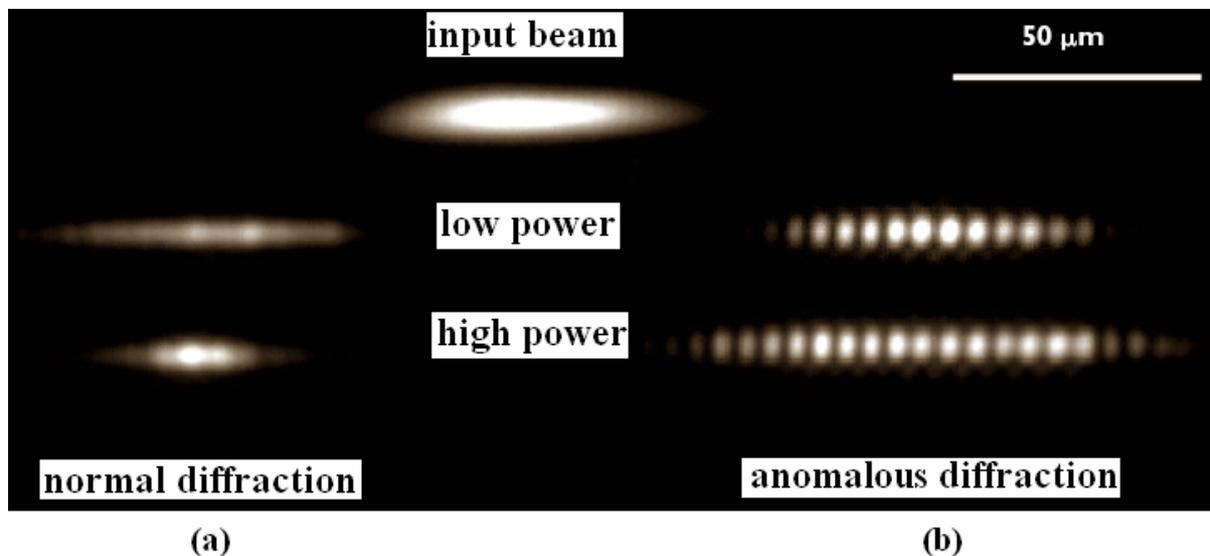


Figure III.31 Résultats expérimentaux [43] dans un réseau 1D, en régime non linéaire de type Kerr positif, montrant l'inhibition (a) ou l'amplification (b) de la diffraction discrète, selon que celle-ci est normale ou anormale

Enfin, si les valeurs des pertes non négligeables de tout guide à la limite de diffraction pourraient être gênantes, une toute autre approche vise à en tirer profit en utilisant le système de guides comme détecteur de gaz.

Conclusions et perspectives

Les principales conclusions de ma thèse peuvent être séparées en deux catégories. Celle ayant trait aux aspects instrumentaux associés à l'utilisation de la microscopie en champ proche optique pour étudier les fibres microstructurées et celle concernant l'étude et la démonstration du guidage et du couplage dans la gaine microstructurée des fibres microstructurées.

Nos études de microscopie optique en champ proche sur les fibres microstructurées, nous ont prouvé que le SNOM est un bon outil pour caractériser de multiples points de vue le guidage et pour optimiser la conception des MOFs à fort facteur de remplissage en air, conçues donc pour l'optique non linéaire. Il permet d'obtenir des informations concernant la taille du mode optique et donc de l'aire effective et d'en déduire le coefficient non linéaire γ , avec comme seul paramètre non mesuré l'indice non linéaire, par ailleurs bien documenté dans la littérature. Le SNOM permet de bien appréhender la multi modalité en mesurant d'une façon directe même les très faibles écarts à la monomodalité. Il permet finalement de quantifier les modes à fuites et les pertes. L'ensemble des résultats obtenus confirment la robustesse du guidage dans les MOF à faible taille de cœur, qui en dépit de leur caractère multimode théorique permettent un guidage quasi-monomode même lorsque l'on soumet la fibre à des très forts rayons de courbure.

L'intérêt de l'utilisation du SNOM peut être perçu dans le deuxième type d'expériences que nous avons menées et qui constituent un préambule à la deuxième catégorie de conclusions de cette thèse. L'hypothèse de travail qui a guidé ces expériences est que la gaine microstructurée d'une MOF était une ressource inexploitée. Cette gaine est formée d'un réseau de canaux en silice entourés de trous d'air, et nous avons postulé que ces canaux trifoliés pouvaient constituer des guides ultimes de lumière. Le SNOM nous a permis de démontrer pour la première fois que les canaux trifoliés de la gaine d'une fibre MOF, peuvent se comporter comme des guides de lumière. De plus, grâce à la résolution sous longueur d'onde du SNOM, nous avons comparé le profil du mode à l'intérieur d'un guide trifolié unique, avec le profil théorique calculé par la méthode des éléments finis (FEM). Nous avons pu ainsi démontrer que ces canaux sont de vrais guides d'onde. De plus, les pertes d'un tel guide sont à l'état de l'art pour des dispositifs à la limite de diffraction, les mesures d'aire effective associées aux expériences en régime non linéaire ont confirmé le fort potentiel pour l'optique non linéaire de ces guides. La conclusion principale de ces expériences est probablement la démonstration de la possibilité de guider dans un ou plusieurs canaux trifoliés à la fois, selon les conditions d'injections.

Ces démonstrations constituent un préambule à la deuxième catégorie de conclusions de cette thèse. En effet, cette étude a démontré le guidage dans les canaux trifoliés, mais il a soulevé en même temps plusieurs questions concernant le couplage entre guides et l'établissement de supermodes, modes collectifs supportés par l'ensemble ou une partie de la microstructure. Ces questions ont trait à l'impact de l'inhomogénéité de la structure, à celui de la multimodalité, de la polarisation et des pertes sur le couplage. C'est ainsi que nous avons démarré une étude sur une fibre MOF à deux cœurs multimodes asymétriques. Les conclusions les plus importantes de l'étude sur cet objet très complexe portent sur le phénomène de couplage par onde évanescente entre les deux cœurs. Celui-ci peut être décrit et quantifié en bon accord avec les expériences en ce qui concerne la période de modulation de l'intensité, sur plus de deux décades de longueur de la fibre, en utilisant la théorie des modes couplés et les simulations numériques avec la méthode FEM. Il est sensible aux différents paramètres et conditions expérimentales, tels que les inhomogénéités présentes dans le système qui peuvent beaucoup diminuer le taux de transfert entre guides, en les rendant ainsi quasi-isolés, la forte différence entre les pertes de deux cœurs qui dissymétrise le phénomène, l'état de la polarisation qui a une forte influence quantitative. Une autre conclusion importante est le fait que le battement intra-cœur entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur, quasi-inévitable dans une fibre MOF ayant un fort d/Λ et donc multimode, peut être découplé du battement inter-cœurs, ce qui facilite la description de ce système complexe.

Forts des études précédentes nous nous sommes attelés à l'étude et à l'optimisation du guidage dans le réseau 2D de canaux trifoliés. L'accumulation d'outils théoriques et de conclusions expérimentales sur les différentes MOF à un ou deux cœurs, nous a permis de concevoir une fibre sous la forme d'un réseau 2D de guides quasi-identiques couplés, chaque guide étant à la limite de diffraction à $1,5 \mu\text{m}$. Notons que pour cette conception nous avons volontairement omis le guide central qui, du point de vue du guidage dans la structure périodique de canaux trifoliés, constitue un défaut optique. Lors de cette optimisation nous avons tenu compte des contraintes technologiques exprimées par notre partenaire Alcatel Recherche et Innovation pour la fabrication des MOFs et analysé différents types de réseau et de paramètres de maille au regard de l'homogénéité permise par la technologie. Une fois fabriquée, la caractérisation de la fibre du point de vue topographique a confirmé la justesse de nos estimations ainsi que l'excellence de la méthode de fabrication. Nous avons ensuite mené des multiples expériences d'imagerie en champ lointain, en utilisant diverses injections

et longueurs d'onde. Elles ont tout d'abord démontré que les canaux trifoliés de la MOF optimisée sont des guides d'onde à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

La deuxième génération d'expériences a eu comme objectif de démontrer et de quantifier l'efficacité du couplage entre tous les guides du réseau. La démonstration du couplage entre guides à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ a été évidente, en obtenant toujours des cartes de sorties étalées sur une grande surface de la structure, pour des injections ponctuelles dans les divers canaux. Pour la quantification de l'efficacité du couplage, nous avons employé deux types de méthodes. Dans la première, nous nous sommes basés sur les images de sortie pour quantifier l'étalement des ces cartes de sorties, en mesurant l'écart type σ . En comparant la plage des valeurs expérimentales avec la plage de valeurs théoriques obtenues, soit à partir des cartes théoriques des supermodes de la structure idéale, soit à partir de la dynamique de σ avec la propagation, nous avons démontré qu'il existe un couplage efficace entre tous les guides, grâce à la bonne homogénéité de la structure. Dans la deuxième nous avons fait une cartographie d'injection 2D, dont les résultats renforcent la conclusion précédente. Ces conclusions ont été renforcées par des expériences qualitatives. Elles ont consisté à modifier soit la longueur d'onde, soit l'état de la polarisation, et à enregistrer les modifications de l'intensité à la sortie de fibre.

Enfin, les pertes de la fibre, de 0,17 dB/mm distribuées sur plusieurs canaux, sont de $\sim 0,01 \text{ dB/mm/guide}$ en considérant que le supermode fondamental (écart type $\sigma_r=4,44 \mu\text{m}$, $w_{1/e}=6,28 \mu\text{m}$, $A_{\text{eff}}=124 \mu\text{m}^2$) couvre environ 16 canaux. Ces pertes sont à l'état de l'art pour des guides à la limite de diffraction. Un résumé des pertes des guides à la limite de diffraction selon les principaux résultats obtenus récemment dans la littérature, ainsi que nos résultats sur les canaux trifoliés de la fibre à cœur plein et de la fibre optimisée, sans cœur, sont présentés dans Figure 1 . L'axe des abscisses représente le rayon du guide normalisé à la longueur d'onde et à l'indice de la silice.

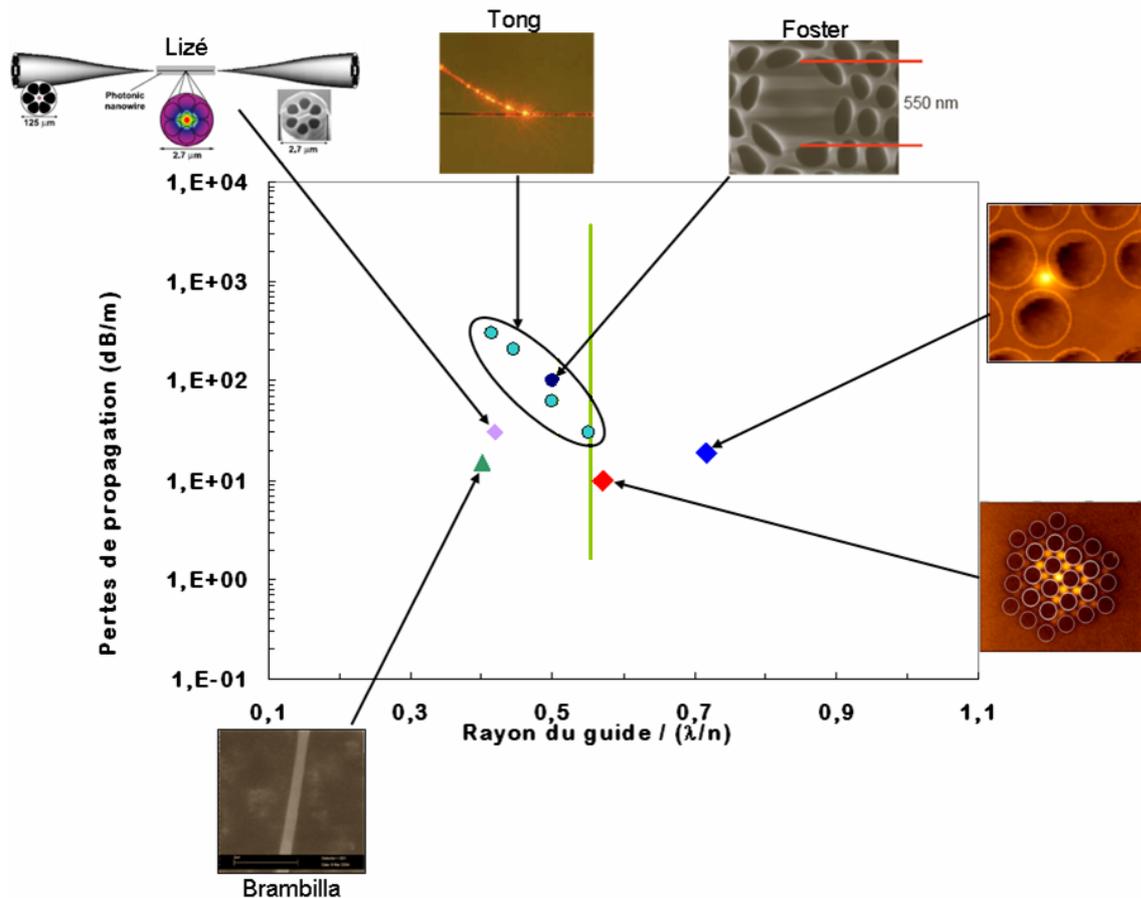


Figure 1 Pertes des guides à la limite de diffraction en fonction de leur rayon: MOF étirée[28] à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ (losange violet), barre de Silice selon Brambilla [34](triangle vert) et Tong [31](cercle verts) à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, canaux trifoliés à $\lambda=0,67 \mu\text{m}$ (carré bleu) et canaux trifoliés à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ (carré rouge).

Cette figure montre clairement que les pertes des canaux trifoliés sont tout à fait semblables voire inférieures à celles des fibres MOF étirées et des barreaux de silice. De plus notre approche présente quelques avantages importants, tels que la facilité de la fabrication et de la manipulation, les longueurs bien supérieures dont on peut disposer, la robustesse. Mais, de loin, le principal avantage est la possibilité d'avoir un réseau 2D très compact, facile à fabriquer compte tenu que la technologie nécessaire existe déjà, stable mécaniquement tout en restant tolérant aux courbures.

Ces conclusions, encourageantes, appellent de nouveaux questionnements et travaux. Ceux-ci concernent en particulier la possibilité d'implémenter dans ces réseaux des effets non linéaires efficaces. Ces effets pourraient concerner la commutation spatiale ou en longueur d'onde, la génération de lumière blanche, l'effet Raman. Pour les applications utilisant l'effet Kerr optique un effort technologique sera nécessaire pour obtenir des structures encore plus

homogènes ce qui permettra de diminuer la constante de couplage k en augmentant le rayon des guides et le facteur de remplissage en l'air. Peut être pourra-t-on diminuer d'avantage également les pertes. En général, la non linéarité pourra être augmentée par le dopage de la silice, en utilisant cette fois des technologies à l'état de l'art. Des études supplémentaires concernant les effets non linéaires dans le réseau ont été suggérées dans les conclusions du chapitre III. Ceux-ci visent l'inhibition ou l'amplification de la diffraction discrète, selon que le régime de diffraction est normal ou anormal.

Enfin, des applications en régime linéaire pour la détection de gaz pourraient également être envisagées et pourraient bénéficier de la compacité, de la robustesse mécanique et de la forte sensibilité que l'on peut obtenir grâce au fort nombre de canaux trifoliés présents. Toujours dans le régime de puissance linéaire, des nombreuses études peuvent être menées, visant la propagation sans diffraction selon les conditions d'injection, la mise en évidence de la diffraction anormale, etc, comme on a détaillé à la fin du troisième chapitre.

En conclusion, la démonstration du guidage et de l'efficacité du couplage entre tous les guides de la structure à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, les pertes à l'état de l'art, l'aspect bidimensionnel, la facilité de la fabrication et de la manipulation, le potentiel de diminuer le seuil de puissance critique avec l'amélioration des processus technologiques, font des canaux trifoliés des fibres microstructurées, un très bon candidat pour les futurs dispositifs intégrés de la nanophotonique pour le traitement parallèle tout-optique de l'information à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$. Cependant, nombreuses sont les études fondamentales et appliquées encore nécessaires pour avancer dans ce domaine.

Bibliographie

- [1] Birks T. A., Roberts P.J., Russell P.St. J., Atkin D.M.,Sheperd T.J., *Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures*. Electronics Letters, 1995. **31**(22): p. 1941.
- [2] Birks T.A., Knight J.C.,Russell P.St.J., *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*. Optics Letters, 1997. **22**(13): p. 961-963.
- [3] Knight Jonathan C., *Photonic crystal fibres*. Nature, 2003. **424**: p. 847.
- [4] Kerrinckx Emmanuel, Bigot Laurent, Douay Marc,Quiquempois Yves, *Photonic crystal fiber design by means of a genetic algorithm*. Optics Express, 2004. **12**(9): p. 1990.
- [5] Obayya S.S.A., Rahman B.M.A.,Grattan K.T.V., *Accurate finite element modal solution of photonic crystal fibres*. IEE Proc.-Optoelectron, 2005. **152**(5): p. 241-246.
- [6] Mortensen N. A., Folkenberg J. R., Nielsen M. D.,Hansen K. P., *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*. Optics Letters, 2003. **28**(20): p. 1879-1881.
- [7] Ortigosa-Blanch A., Knight J. C., Wadsworth W. J., Arriaga J., Mangan B. J., Birks T. A.,Russell P. St. J., *Highly birefringent photonic crystal fibers*. OPTICS LETTERS, 2000. **25**(18): p. 1325-1327.
- [8] White T. P., Mcphedran R. C., Sterke C. M. De, Botten L. C.,Steel M. J., *Confinement losses in microstructured optical fibers*. OPTICS LETTERS, 2001. **26**(21): p. 1660.
- [9] Wang Jingyuan, Jianga Chun, Hua Weisheng,Gao Mingyi, *Modified design of photonic crystal fibers with flattened dispersion*. Optics & Laser Technology, 2006. **38**: p. 169-172.
- [10] Renversez G., Kuhlmeiy B.,Mcphedran R., *Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses*. Optics Letters, 2003. **28**(12): p. 989.
- [11] Mogilevtsev D., Birks T. A.,Russell P. St. J., *Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers*. OPTICS LETTERS, 1998. **23**(21): p. 1662.
- [12] Palavicini Carlos, Jaouën Yves, Debarge Guy, Kerrinckx Emmanuel, Quiquempois Yves, Douay Marc, Lepers Catherine,Obaton Anne-Françoise, *Phase-sensitive optical low-coherence reflectometry technique applied to the characterization of photonic crystal fiber properties*. Optics Letters, 2005. **30**(4): p. 361.
- [13] Corwin K. L., Newbury N. R., Dudley J.M., Coen S., Diddams S. A., K.Weber,S.Windeler R., *Fundamental Noise Limitations to Supercontinuum Generation in Microstructure Fiber*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 2003. **90**(11): p. 113904.
- [14] Proulx Antoine, Ménard Jean-Michel, Hô Nicolas, Laniel Jacques M., Vallée Réal,Paré Claude, *Intensity and polarization dependences of the supercontinuum generation in birefringent and highly nonlinear microstructured fibers*. OPTICS EXPRESS. **11**(25): p. 3338.
- [15] Coen S., Chau A. H. L., Leonhardt R., Harvey J. D., Knight J. C., Wadsworth W. J.,Russell P. St. J., *Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers*. J. Opt. Soc. Am. B, 2002. **19**(4): p. 753.

- [16] Dudley John M., Provino Laurent, Grossard Nicolas, Maillotte Herve', *Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping*. J. of Optical Soc. America B, 2002. **19**(4): p. 765.
- [17] Fedotov Andrei B., Naumov Aleksandr N., Zheltikov Aleksei M., Bugar Ignac, Jr. Dusan Chorvat, Chorvat Dusan, Tarasevitch Alexander P., Linde Dietrich Von Der, *Frequency-tunable supercontinuum generation in photonic-crystal fibers by femtosecond pulses of an optical parametric amplifier*. J. of Optical Soc. America B, 2002. **19**(9): p. 2156.
- [18] Südmeyer T., Brunner F., Innerhofer E., Paschotta R., Südmeyer T., Brunner F., Innerhofer E., Paschotta R., *Nonlinear femtosecond pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber*. Optics Letters, 2003. **28**(20): p. 1951.
- [19] Nishizawa Norihiko, Ito Youta, Goto Toshio, *Wavelength-Tunable Femtosecond Soliton Pulse Generation for Wavelengths of 0.78–1.0 μ m Using Photonic Crystal Fibers and a Ultrashort Fiber Laser*. Jpn. J. Appl. Phys., 2003. **42**: p. 449-452.
- [20] Yi Ni, Qing Wang, Lei Zhang, Xiaoming Liu, Jiangde Peng, Bingkun Zhou, *Entangled photon-pair source based on photonic crystal fiber*. Optics Communications, 2004. **238**: p. 45-49.
- [21] Petropoulos P., Monro T. M., Belardi W., Furusawa K., Lee J. H., Richardson D. J., *2R-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber*. OPTICS LETTERS, 2001. **26**(16): p. 1233.
- [22] Siahlo A. I., All Et, *A high-speed demultiplexer based on a NOLM with a PCF*. IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2003. **15**(8): p. 1147.
- [23] Foster M.A., Moll K.D., Gaeta A.L., *Optimal waveguide dimensions for nonlinear interactions*. Optics Express, 2004. **12**(13): p. 2880.
- [24] Zheltikov A. M., *The Physical Limit for the Waveguide Enhancement of Nonlinear-Optical Processes*. PHYSICAL AND QUANTUM OPTICS, 2002. **95**(3): p. 410-415.
- [25] Tong Limin, Lou Jingyi, Mazur Eric, *Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and silicon wire waveguides*. OPTICS EXPRESS, 2004. **12**(6): p. 1025.
- [26] Leon-Saval S. G., Birks T. A., Wadsworth W. J., Russell P. St.J., Mason M. W., *Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides*. Optical Society of America, 2004. **12**(13): p. 2864-2869.
- [27] Chandalia J. K., Eggleton B. J., Windeler R. S., Kosinski S. G., Liu X., Xu and C., *Adiabatic Coupling in Tapered Air-Silica Microstructured Optical Fiber*. IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2001. **13**(1): p. 52.
- [28] Lizé Y. K., Mägi E. C., Ta'eed V. G., Bolger J. A., Steinvurzel P., Eggleton B. J., *Microstructured optical fiber photonic wires with subwavelength core diameter*. OPTICS EXPRESS, 2004. **12**(14): p. 3209.
- [29] Minkovich V. P., Monzón-Hernández D., Villatoro Joel, Badenes Gonçal, *Microstructured optical fiber coated with thin films for gas and chemical sensing*. OPTICS EXPRESS, 2006. **14**(18): p. 8413.
- [30] Moss D.J., Miao Y., Ta'eed V., Mägi E.C., Eggleton B.J., *Coupling to high-index waveguides via tapered microstructured optical fibre*. ELECTRONICS LETTERS, 2005. **41**(17).
- [31] Tong L., Gattass R. R., Ashcom J. B., He S., Lou J., Shen M., Maxwell I., Mazur E., *Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding*. Nature, 2003. **426**(18): p. 816-819.
- [32] Lou Jingyi, Tong Limin, Ye Zhizhen, *Modeling of silica nanowires for optical sensing*. Optics Express, 2005. **13**(6): p. 2135.

- [33] Foster Mark A., Gaeta Alexander L., *Ultra-low threshold supercontinuum generation in sub-wavelength waveguides*. OPTICS EXPRESS. **12**(14): p. 3137.
- [34] Brambilla Gilberto, Finazzi Vittoria, Richardson David J., *Ultra-low-loss optical fiber nanotapers*. OPTICS EXPRESS, 2004. **12**(10): p. 2258.
- [35] Fedotov A.B., Konorov S.O., Serebryannikov E.E., Sidorov-Biryukov D.A., Mitrokhin V.P., Dukelskii K.V., Khokhlov A.V., Shevandin V.S., Kondratev Yu.N., Scalora M., Zheltikov A.M., *Assorted non-linear optics in microchannel waveguides of photonic-crystal fibers*. Optics Communications, 2005. **255**: p. 218-224.
- [36] Mangan B.J., Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Greenaway A.H., *Experimental study of dual-core photonic crystal fibre*. Electronics Letters, 2000. **36**(16).
- [37] Saitoh K., Sato Y., Koshihara M., *Coupling characteristics of dual-core PCF couplers*. Optics Express, 2003. **11**(24): p. 3188-3195.
- [38] Paddena W.E.P., Eijkelenborg M.A. Van, Argyros A., Issa N. A., *Coupling in a twin-core microstructured polymer optical fiber*. App. Phys. Lett., 2004. **84**(10): p. 1689-1691.
- [39] Hu Minglie, Wang Ching-Yue, Li Yanfeng, Wang Zhuan, Chai Lu, Zheltikov Aleksei M., *Multiplex frequency conversion of unamplified 30-fs Ti: sapphire laser pulses by an array of waveguiding wires in a random-hole microstructure fiber*. OPTICS EXPRESS, 2004. **12**(25): p. 6129.
- [40] Eijkelenborg M. A. Van, *Imaging with microstructured polymer fibre*. OPTICS EXPRESS, 2004. **12**(2): p. 342.
- [41] Pertsch T., Zentgraf T., Peschel U., Bräuer A., Lederer and F., *Anomalous Refraction and Diffraction in Discrete Optical Systems*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 2002. **88**(9): p. 093901.
- [42] Hudock Jared, Efremidis Nikolaos K., Christodoulides Demetrios N., *Anisotropic diffraction and elliptic discrete solitons in two-dimensional waveguide arrays*. OPTICS LETTERS, 2004. **29**(3): p. 268.
- [43] Morandotti R., Eisenberg H. S., Silberberg Y., Sorel M., Aitchison J. S., *Self-Focusing and Defocusing in Waveguide Arrays*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 2001. **86**(15): p. 3296.
- [44] Eisenberg H.S., Silberberg Y., Morandotti R., Boyd A. R., Aitchison J. S., *Discrete Spatial Optical Solitons in Waveguide Arrays*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 1998. **81**(16): p. 3383.
- [45] Meier J., Stegeman G. I., Christodoulides D. N., Morandotti R., Salamo G., Yang H., Sorel M., Silberberg Y., Aitchison J. S., *Incoherent blocker soliton interactions in Kerr waveguide arrays*. Opt.Lett, 2005. **30**(23): p. 3174.
- [46] Agrawal Govind P., *Fiber-Optic Communication Systems*. 1992.
- [47] Ritari T., Genty G., Ludvigsen H., *Supercontinuum and gas cell in a single microstructured fiber*. OPTICS LETTERS, 2005. **30**(24): p. 3380.
- [48] Szpula Marcin, Urbanczyk Waclaw, Serebryannikov Evgenii, Zheltikov Aleksei, Hochman Amit, Leviatan Yehuda, Kotynski Rafal, Panajotov Krassimir, *Comparison of different methods for rigorous modeling of photonic crystal fibers*. Optics Express, 2006. **14**(12): p. 5699.
- [49] Monro T.M., Richardson D.J., Broderick N.G.R., Bennett P.J., *Holey optical fibers: an efficient modal model*. Journal of lightwave technology, 1999. **17**(6): p. 1093.
- [50] Brechet F., Marcou J., Pagnoux D., Roy P., *Complete Analysis of the Characteristics of Propagation into Photonic Crystal Fibers, by the Finite Element Method*. Optical Fiber Technology, 2000. **6**: p. 181-191.
- [51] Yu Chin-Ping, Chang Hung-Chun, *Research on photonic crystal fibers using finite difference electromagnetic analysis*.

- [52] Cucinotta A., Selleri S., Vincetti L., Zoboli M., *Holey Fiber Analysis Through the Finite-Element Method*. IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2002. **14**(11): p. 1530-1532.
- [53] White T. P., Kuhlmeier B. T., McPhedran R. C., Maystre D., Renversez G., Sterke C. M. De, Botten L. C., *Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation*. J. Opt. Soc. Am. B, 2002. **19**(10): p. 2322.
- [54] Finazzi Vittoria, Monro Tanya M., Richardson David J., *Small-core silica holey fibers: nonlinearity and confinement loss trade-offs*. J. Opt. Soc. Am. B, 2003. **20**(7): p. 1427.
- [55] Zheltikov Aleksei, *Nanoscale nonlinear optics in photonic-crystal fibres*. JOURNAL OF OPTICS A: PURE AND APPLIED OPTICS, 2006. **8**: p. S47-S72.
- [56] Genty G., Lehtonen M., Ludvigsen H., Broeng J., Kaivola M., *Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers*. OPTICS EXPRESS, 2002. **10**(20): p. 1083.
- [57] Abedin Kazi S., Kubota Fumito, *Widely tunable femtosecond soliton pulse generation at a 10-GHz repetition rate by use of the soliton self-frequency shift in photonic crystal fiber*. OPTICS LETTERS, 2003. **28**(19): p. 1760.
- [58] Seong N. H., Kim Dug Y., *Experimental observation of stable bound solitons in a figure-eight fiber laser*. OPTICS LETTERS. **27**(15): p. 1321.
- [59] Sharping J.E., All Et, *All-optical switching based on cross-phase modulation in MF*. IEEE Photon. Technol. Lett., 2002. **14**(1): p. 77.
- [60] Lee J.H., All Et, *A tunable WDM wavelength converter based on XPM effects in normal dispersion HF*. IEEE Phot Tech Lett, 2003. **15**(3): p. 437.
- [61] Oxenløwe L.K., Siahlo A.I., Berg K.S., Tersigni A., Clausen A.T., Peucheret C., Jeppesen P., Hansen K.P., Jensen J.R., *A photonic crystal fibre used as a 160 to 10 Gb/s demultiplexer*, in ECOC 2002. 2002: Denmark.
- [62] Synge E.H., *A suggested method for extending microscopic resolution into ultra-microscopic region*. Philosophical Magazine, 1928. **6**: p. 356-362.
- [63] Ash E.A., Nichols G., *Super-resolution aperture scanning microscope*. Nature, 1972. **237**: p. 510-516.
- [64] Krenn J. R., Dereux A., Weeber J. C., Bourillot E., Lacroute Y., Goudonnet and J. P., Schider G., Gotschy W., Leitner A., Aussenegg and F. R., Girard C., *Squeezing the Optical Near-Field Zone by Plasmon Coupling of Metallic Nanoparticles*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 1999. **82**(12): p. 2590.
- [65] Mignard France, *Microscopie optique en champ proche de dispositifs optoélectroniques intégrés*, in UFR Physique. 1999, Université Paris 7: Paris.
- [66] Hillman C.W.J., *Scanning near-field optical microscope characterisation of microstructured optical fibre devices*, in Faculty of science. 2002, University of Southampton: Southampton. p. 177.
- [67] Salomon L., *Théorie et mise au point d'un microscope à effet tunnel photonique*. 1991, Université de Bourgogne.
- [68] Moison J.M., Apetrei A.M., Levenson J.A., Mélin G., Lempereur S., Fleureau A., Burov E., Gasca L., *Evaluation of highly nonlinear microstructured optical fiber by near-field scanning optical microscopy and simulations: nonlinear coefficient and coupling losses*. Appl. Phys B, 2004. **80**: p. 73-77.
- [69] Apetrei A.M., Moison J.M., Levenson J.A., Foroni M., Poli F., Cucinotta A., Selleri S., Legré M., Wegmüller M., Gisin N., Dukelskii K.V., Shevandin V.S., Kondrat'ev Yu.N., Sibilia C., Serbebryannikov E.E., Zheltikov A.M., *Electromagnetic field confined and tailored with a few air holes in a photonic-crystal fiber*. Appl. Phys B, 2005. **81**: p. 409-414.

- [70] Sharping J., Fiorentino M., Kumar P., Windeler R., IEEE Photon. Technol. Lett., 2002. **14**: p. 77.
- [71] Lee J., Yusoff Z., Belardi W., Ibsen M., Monroe T., Richardson D., IEEE Photon. Technol. Lett., 2003. **15**: p. 437.
- [72] Siahlo A., Oxenløwe L., Berg K., Clausen A., Andersen P., Peucheret C., Tersigni A., Jeppesen P., Hanse K., Folkner J., IEEE Photon. Technol. Lett., 2003. **15**: p. 1147.
- [73] Moison J.M., Apetrei A.M., Levenson J.A., Mélin G., Pédebosq Ph., Fleureau A., Lempereur S., Gasca L., *Light transmission in multiple or single subwavelength trefoil channels of microstructured fibers*. Optics Express, 2005. **13**(4): p. 1193-1201.
- [74] K. K. Lee, D. R. Lim, H. Luan, A. Agarwal, J. Foresi, L.C. Kimerling, *Effect of size and roughness on light transmission in a Si O_2 /SiO $_2$ waveguide: Experiments and model*. APPLIED PHYSICS LETTERS, 200. **77**(11): p. 1617.
- [75] Hardy A., Shakir S., Streifer W., *Coupled-mode equations for two weakly guiding single-mode fibers*. Optics Letters, 1986. **11**(5): p. 324-326.
- [76] Kitayama K., Shibata N., Ohashi M., *Two-core optical fiber: experiment*. J. opt. soc. Am., 1985. **2**(1): p. 84-89.
- [77] Ortega B., Dong L., *Accurate tuning of mismatched twin-core fiber filters*. Optics Letters, 1998. **23**(16): p. 1277-1279.
- [78] Park H.G., Huang S.Y., Kim B.Y., *All-optical intermodal switch using periodic coupling in a two-mode waveguide*. Optics Letters, 1989. **14**(16): p. 877-879.
- [79] Ostling D., Langli B., Engan H.E., *Intermodal beat lengths in birefringent two-mode fibers*. Optics Letters, 1996. **21**(19): p. 1553-1555.
- [80] Chiang K.S., *Intermodal dispersion in two-core optical fibers*. Optics Letters, 1995. **20**(9): p. 997-999.
- [81] Hlubina P., Urbanczyk W., Martynkien T., *Spectral-domain interferometric techniques used to measure the intermodal group dispersion in a two-mode bow-tie optical fibre*. Submitted to Elsevier Science, 2004.
- [82] Silberberg Y., *Nonlinear coupling of waveguide modes*. Appl. Phys. Lett., 1987. **50**(13): p. 801-803.
- [83] Friberg S.R., Weiner A.M., Silberberg Y., Sfez B.G., Smith P.S., *Femtosecond switching in a dual-core-fiber nonlinear coupler*. Optics Letters, 1988. **13**(10): p. 904-906.
- [84] Gusovskii D.D., Dianov E.M., Maier A.A., Neustruev V.B., Shklovskii E.I., Shcherbakov I.A., *Nonlinear light transfer in tunnel-coupled optical waveguides*. Sov. J. Quantum Electron., 1984. **15**(11): p. 1523-1526.
- [85] Maier A.A., Serdyuchenko Y.N., Sitariskii K.Y., Schelev M.Y., Shcherbakov I.A., *Breakup of ultrashort pulse in the course of self-switching of light in tunnel-coupled waveguides*. Sov. J. Quantum Electron., 1987. **14**: p. 1157-1159.
- [86] Samir W., Garth S.J., Pask C., *Theory of fused-tapered nonlinear optical fiber couplers*. Appl. Optics, 1993. **32**(24): p. 4513-4516.
- [87] Lee Y., Mishima T., Kominami S., Shinoda K., Uchiyama H., *Dispersion compensation by two vertically coupled asymmetric ridge waveguides*. Applied Optics, 2004. **43**(20): p. 4101-4105.
- [88] Kumar A., Kaul A.N., A.K. Ghatak, *Prediction of coupling length in a rectangular-core directional coupler: an accurate analysis*. Optics Letters, 1985. **10**(2): p. 86-88.
- [89] Weiss M.N., Srivastava R., *Spectral characteristics of asymmetric DC in graded index channel waveguides analyzed by coupled-mode and normal mode techniques*. Applied Optics, 1995. **34**(6): p. 1029-1040.
- [90] Reichenbach K.L., Xu C., *The effects of randomly occurring nonuniformities on propagation in photonic crystal fibers*. Optics Express, 2005. **13**(8): p. 2799-2807.

- [91] Chremmos I. D., Kakarantzas G., Andrikogiannopoulos N.I., Uzunoglu N.K., *Modeling of a highly nonlinear chalcogenide dual-core photonic crystal fiber coupler*.
- [92] Salgueiro J.R., Kivshar Y.S., *Nonlinear dual-core photonic crystal fiber couplers*. Optics Letters, 2005. **30**(14): p. 1858-1860.
- [93] Wang Z., Ju J., Jin W., *Optimizing PCFs for two-mode interference*. Optical Fiber Technology, 2006. **12**: p. 29-37.
- [94] Lee Byeong Ha, Eom Joo Beom, Kim Jinchae, Moon Dae Seung, Paek Un-Chul, Yang Gil-Ho, *Photonic crystal fiber coupler*. OPTICS LETTERS, 2002. **27**(10): p. 812.
- [95] Kácik D., Turek I., Martinec I., Canning J., Issa N.A., Lyytikäinen K., *Intermodal interference in a photonic crystal fibre*. Optics Express, 2004. **12**(15): p. 3465-3470.
- [96] Syms Richard R. A., *Characteristic mode theory of coupled waveguide arrays with periodically varying properties*. APPLIED OPTICS, 1986. **25**(5): p. 724-731.
- [97] Hlubina P., *Spectral-domain intermodal interference under general measurement conditions*. Optics Communications, 2002. **210**: p. 225-232.
- [98] Hlubina P., Martynkien T., Urbańczyk W., *Measurements of intermodal dispersion in few-mode optical fibres using a spectral-domain white-light interferometric method*. MEASUREMENT SCIENCE AND TECHNOLOGY, 2003. **14**: p. 784-789.
- [99] Hlubina P., *Coherence of Light in Fibre Waveguides*, in *Faculty of Philosophy and Natural Sciences*. 1997, SILESIAN UNIVERSITY AT OPAVA: Opava.
- [100] Malomed B.A., Skinner I.M., Chu P.L., Peng G.D., *Symmetric and asymmetric solitons in twin-core nonlinear optical fibers*. PHYSICAL REVIEW E, 1996. **53**(4): p. 4084.
- [101] Nikolov N. I., Sørensen T. D., Bang O., Bjarklev A., *Improving efficiency of supercontinuum generation in photonic crystal fibers by direct degenerate four-wave mixing*. J. Opt. Soc. Am. B, 2003. **20**(11): p. 2329.
- [102] Akimov D. A., Serebryannikov E. E., Zheltikov A. M., Schmitt M., Maksimenka R., Dukel'skii W., Kieferk. V., Shevandin V. S., Kondrat'ev Yu. N., *Efficient anti-Stokes generation through phase-matched four-wave mixing in higher-order modes of a microstructure fiber*. OPTICS LETTERS, 2003. **28**(20): p. 1948.
- [103] Somekh S., Garmin E., Yariv A., Garvin H.L., Hunsperger R.G., *Channel optical waveguide directional couplers*. APPL. PHYS. LETT., 1973. **22**(2): p. 46.
- [104] Raburn M., Liu B., Abraham P., Bowers J.E., *Double-bonded InP-InGaAsP vertical coupler 1:8 beam splitter*. IEEE Phot Tech Lett, 2000. **12**(12): p. 1639-1641.
- [105] Pertsch Thomas, Peschel Ulf, Lederer Falk, Burghoff Jonas, Will Matthias, Nolte Stefan, Tünnermann Andreas, *Discrete diffraction in two-dimensional arrays of coupled waveguides in silica*. OPTICS LETTERS, 2004. **29**(5): p. 468.
- [106] Molter-Orr L. A., Haus H. A., *Multiple coupled waveguide switches using alternating $\Delta\beta$ phase mismatch*. APPLIED OPTICS, 1985. **24**(9): p. 1260.
- [107] Fleischer J. W., Carmon T., Segev M., Efremidis N. K., Christodoulides D. N., *Observation of Discrete Solitons in Optically Induced Real Time Waveguide Arrays*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 2003. **90**(2): p. 023902.
- [108] Ablowitz Mark J., Musslimani Ziad H., *Discrete Diffraction Managed Spatial Solitons*. PHYSICAL REVIEW LETTERS, 2001. **87**(25): p. 254102.
- [109] Christodoulides D. N., Joseph R. I., *Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides*. OPTICS LETTERS, 1988. **13**(9): p. 794.
- [110] Foresi J.S., Black M.R., Agarwal A.M., Kimerling L.C., *Losses in polycrystalline silicon waveguides*. App. Phys. Lett., 1996. **68**(15): p. 2052.

Résumé

Ce travail s'inscrit dans la thématique des guides d'onde à la limite de diffraction à fort contraste d'indice entre le cœur et la gaine, afin de pouvoir réduire la taille du cœur (qq. μm) jusqu'à la limite fondamentale, tout en gardant le confinement du mode. Les motivations sont la forte compacité d'un potentiel réseau 2D de tels guides couplés et la maximisation des effets nonlinéaires (NL). Déjà proposées en pratique, les fibres microstructurées (MOF) étirées et les barreaux de silice sont courts ($\sim \text{cm}$), cassants, difficiles à fabriquer et à manipuler et n'ont pas la possibilité de se constituer dans un réseau (essentiel pour les futures circuits de la nano-photonique intégrée pour le traitement parallèle tout-optique du signal à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$).

Nous avons proposé d'utiliser les canaux trifoliés de la gaine d'une MOF, où chaque ensemble de trois trous d'air adjacents forme un possible guide d'onde. En utilisant la microscopie optique en champ proche, nous avons démontré que ces canaux sont des guides d'onde à une longueur d'onde adéquate ($\lambda=0,67\mu\text{m}$), ayant des pertes à l'état de l'art. Après une étape intermédiaire où nous avons étudié le couplage par onde évanescente dans une MOF asymétrique à deux cœurs multimodes, nous avons conçu une fibre MOF multi-cœur de canaux trifoliés identiques, guidant à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

Nous avons démontré le guidage dans tous les canaux, avec des pertes à l'état de l'art (0,01 dB/mm/canal). Nous avons également démontré que les guides sont couplés entre eux, par l'obtention des cartes de sortie étendues sur toute la structure, après des injections ponctuelles (propagation par supermodes collectifs). Puis, en calculant et comparant les écarts types des images de sortie CCD et de cartographie d'injection 2D, avec ceux des cartes des supermodes théoriques et de simulation de propagation, nous avons prouvé la forte efficacité du couplage entre tous les guides du réseau.

Ceci ouvre les perspectives pour des études très prometteuses de diffraction discrète, diffraction anormale, le contrôle de la diffraction par des effets nonlinéaires de type solitoniques etc...

Mots-clés : fibre microstructurée – guides à la limite de diffraction – guides couplés – réseau 2D de guides – canal trifolié – efficacité du couplage – méthode des éléments finies – cartographie d'injection

Abstract

The general frame of this work are the diffraction limited coupled waveguides having a high index contrast between the core and the cladding, which ensures a strong mode confinement. Thus, one can reduce the core dimensions ($\sim \mu\text{m}$) up to a fundamental limit that gives the opportunity to have a very dense 2D array of coupled waveguides, and maximizes the nonlinear (NL) effects in the same time. The tapered microstructured fibres (MOF) and the silica rods are already used in practice, but they are short ($\sim\text{cm}$), fragile, the fabrication and the handling are difficult, and one cannot make an array (essential for the future integrated circuits of the nano-photonics for all optical parallel data processing at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$).

We proposed the use of the trefoil channels of the MOF cladding, where each group of three air holes forms a possible waveguide. Using the near field optical microscopy, we demonstrated these channels are indeed waveguides at an appropriate wavelength, having state of art losses. After an intermediate stage where we studied the evanescent coupling in an asymmetric two-core multimode MOF, we conceived a multi-core MOF of identical channels, guiding at $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

We demonstrated the waveguiding in all the channels, with state of art losses (0.01 dB/mm/channel). Then, by achieving spread output maps for single-channel injection, we demonstrated all the channels are coupled each other. Then, by quantifying and comparing the standard deviations of the CCD output images and the 2D injection mapping, with those of the maps of the theoretical supermodes and the propagation simulations, we proved the high coupling efficiency between all the waveguides.

This opens very promising perspectives, like discrete diffraction, anomalous diffraction, the diffraction control by solitonic effects, etc...

Keywords : microstructured fiber – diffraction limited waveguide – coupled waveguides – 2D array of waveguides – trefoil channel – coupling efficiency – finite element method – injection mapping

Production scientifique

Publications dans des revues avec comité de lecture

- 1. Evaluation of a highly non-linear microstructured optical fiber by near-field scanning optical microscopy and simulations: nonlinear coefficient and coupling losses**
J.M. Moison, A.M. Apetrei, J.A. Levenson, G. Mélin, S. Lempereur, A. Fleureau, E. Bourov, and L. Gasca; Applied Physics B **80**, 73-77 (2004)
- 2. Waveguiding in multiple or single subwavelength trefoil channels of microstructured fibers**
J.M. Moison, A.M. Apetrei, J.A. Levenson, G. Mélin, Ph. Pédeboscq, A. Fleureau, S. Lempereur, and L. Gasca; Optics Express **13**(4), 1193-1201 (2005)
- 3. Electromagnetic field confined and tailored with a few air holes in a photonic-crystal fiber**
A.M. Apetrei, J.M. Moison, J.A. Levenson, M. Foroni, F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, M. Legré, M. Wegmller, N. Gisin, K.V. Dukels'skii, V.S. Shevandin, Yu.N. Kondrat'ev, C. Sibilila, E.E. Serbebryannikov, A.M. Zheltikov; Appl.Phys B **81**, 409-414 (2005)

Publications dans des actes de colloques avec comité de lecture

- 1. Détermination par simulation et microscopie en champ proche du coefficient nonlinéaire et des pertes de couplage d'une fibre microstructurée**
A.M. Apetrei, J.M. Moison, J.A. Levenson, G. Mélin, A. Fleureau, S. Lempereur, L. Gasca; Proceedings of the 23th Journées Nationales d'Optique Guidée Paris (2004)
- 2. Le réseau bidimensionnel de guides couplés : une nouvelle application des fibres microstructurées**
A.M. Apetrei, J.M. Moison, J.A. Levenson, G. Mélin, A. Fleureau, S. Lempereur, L. Gasca; Proceedings of the 25th Journées Nationales d'Optique Guidée Metz (2006)

Communications à conférences

- 1. Détermination par simulation et microscopie en champ proche du coefficient nonlinéaire et des pertes de couplage d'une fibre microstructurée**
A.M. Apetrei, J.A. Levenson, J.M. Moison, G. Mélin, Ph. Pédeboscq, S. Lempereur, A. Fleureau, E. Bourova, L. Gasca; 23th Journées Nationales d'Optique Guidée Paris 25-27 Octobre 2004
- 2. Le réseau bidimensionnel de guides couplés : une nouvelle application des fibres microstructurées**
A.M. Apetrei, J.M. Moison, J.A. Levenson, G. Mélin, A. Fleureau, S. Lempereur, L. Gasca; 25th Journées Nationales d'Optique Guidée Metz 7-9 Novembre 2006

