

UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

Année : 2006

Thèse N° 42-2006

Thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Discipline : “Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique”
Spécialité : “Photonique”

présentée et soutenue par

Pierre VIALE

le 7 septembre 2006

<p>GESTION DES EFFETS NON LINÉAIRES DANS LES FIBRES OPTIQUES À BANDE INTERDITE PHOTONIQUE</p>
--

Thèse dirigée par Sébastien FÉVRIER et Jean-Marc BLONDY

JURY :

Président :

Monsieur D. CROS

Professeur (HDR), XLIM, Limoges

Rapporteurs :

Monsieur P. DELAYE

Chargé de Recherche CNRS (HDR), L.C.F.I.O., Orsay

Monsieur Y. JAOUËN

Ingénieur d'Étude (HDR), E.N.S.T., Paris

Examineurs :

Monsieur F. BENABID

Professeur, C.P.P.M., Bath, Royaume-Uni

Monsieur S. FÉVRIER

Maître de Conférences, XLIM, Limoges

Madame C.N. MAN

Directeur de Recherche CNRS (HDR), O.C.A, Nice

Invités :

Monsieur M. THÉVENOT

Chargé de Recherche CNRS, XLIM, Limoges

Monsieur J.-M. BLONDY

Ingénieur de Recherche CNRS (HDR), XLIM, Limoges

REMERCIEMENTS

Mon travail de thèse a été effectué à l'Institut de Recherche en Communications optiques et Microondes (I.R.C.O.M) dirigé par A. Barthélémy, Directeur de Recherche CNRS, jusqu'en janvier 2006, date à laquelle le laboratoire est entré dans l'institut de recherche XLIM sous la direction de P. Guillon, Professeur à l'Université de Limoges. Je tiens sincèrement à les remercier pour m'avoir accueilli dans ce laboratoire et pour avoir permis le bon déroulement de ma thèse.

Je remercie J.-M. Blondy, Ingénieur de Recherche CNRS, responsable de l'équipe Optique Guidée et Intégrée, pour m'avoir accueilli dans son équipe de recherche et d'avoir co-encadré ma thèse.

J'exprime ma profonde reconnaissance à D. Cros, Professeur à l'Université de Limoges, de me faire l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je remercie également Ph. Delaye, Charge de Recherche CNRS à l'Institut d'Optique à Orsay, et Y. Jaouën, Ingénieur d'étude à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de les rapporter.

Je témoigne ma reconnaissance à F. Benabid, Lecturer de l'Université de Bath (UK), d'avoir accepter d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.

Je remercie également C.N. Man, Directeur de Recherche CNRS à l'Observatoire de la Côte d'Azur à Nice, ainsi qu'à M. Thévenot, Chargé de Recherche CNRS à Xlim, d'avoir examiner ce mémoire.

C'est avec un grand plaisir que j'exprime plus particulièrement ma reconnaissance à S. Février, Maître de Conférences de l'Université de Limoges d'avoir co-encadré ma thèse (sa première !!), et de m'avoir guidé tout au long de mes travaux de recherche. Par sa disponibilité (même en vacances !), son aide et ses grandes compétences scientifiques (et linguistiques !!), il a largement contribué à la réalisation et à la qualité de ce travail.

Un grand merci également à S. Lebraud pour tous les services qu'elle m'a rendus durant ces trois années (recherche de documents, impression, réservation, etc.).

Je remercie également G. Huss et P. Leproux, qui m'ont accueilli au sein de la société Leukos pendant la rédaction du manuscrit et m'ont permis de terminer dans les meilleures conditions ma rédaction et de bien préparer ma soutenance.

Je tiens à remercier également les doctorants et les permanents d'Optique Guidée qui m'ont accompagné durant ces trois années et tout particulièrement F. Gérôme qui fut pendant plus de 2 ans mon coloc de bureau, et avec qui j'ai apprécié travailler et partager de bons moments et qui restera un excellent ami.

Un grand merci également à tous mes amis qui m'ont accompagné tout au long de cette thèse. Merci à ma famille, pour son soutien.

Finalement, il me reste à donner un dernier immense et le plus important merci à Virginie qui m'a soutenu, aidé, encouragé et supporté durant mes études et ces trois années de thèse.

À Virginie

TABLE DES MATIERES

Introduction générale..... - 11 -

Chapitre 1 : Gestion des effets non linéaires dans les fibres optiques :
Apparition du cristal photonique - 17 -

1 Introduction..... - 18 -

2 Définitions - 18 -

3 Définitions des effets non linéaires prédominants - 20 -

3.1 Effet Kerr optique et automodulation de phase..... - 20 -

3.2 Diffusion Raman stimulée - 20 -

4 Gestion des effets non linéaires optiques..... - 24 -

4.1 Introduction - 24 -

4.2 Transport de puissances optiques par fibres LMA..... - 24 -

4.3 Amplification Raman : conversion de fréquence..... - 28 -

4.4 Conclusion - 29 -

5 De nouvelles solutions pour les fibres optiques - 30 -

5.1 Introduction - 30 -

5.2 Des cristaux photoniques aux fibres optiques - 30 -

5.3 Fibre optique à cristal photonique à réseau bidimensionnel à cœur de silice - 31 -

5.4 Guidage par bande interdite dans un milieu d'indice de réfraction faible à l'aide d'un cristal photonique - 34 -

6 Conclusion..... - 42 -

Chapitre 2 : Transport de fortes puissances optiques dans les fibres à
cœur de silice à bande interdite photonique - 45 -

1 Introduction..... - 46 -

2 Fibre à bande interdite photonique 1D à cœur de silice - 47 -

2.1 Définition..... - 47 -

2.2 Détermination d'un profil d'indice permettant la seule propagation du mode fond... - 48 -

2.3	Optimisation des SBFs pour le transport de puissance	- 51 -
3	Modélisation d'une SBF à grande aire effective basée sur un profil d'indice réel de préforme	- 55 -
3.1	Introduction	- 55 -
3.2	Profil d'indice retenu	- 56 -
3.3	Impact de la dépression d'indice	- 60 -
3.4	Calcul de la dispersion chromatique dans une SBF	- 61 -
4	Caractérisation d'une SBF à grande aire effective	- 65 -
4.1	Introduction	- 65 -
4.2	Observation en champ proche	- 66 -
4.3	Mesure de l'aire effective	- 69 -
4.4	Mesures des pertes de propagation.....	- 69 -
4.5	Mesure de la dispersion chromatique	- 76 -
4.6	Divergence	- 81 -
4.7	Réduction des pertes de connexion.....	- 84 -
5	Transport de fortes puissances optiques dans une SBF à 1064 nm	- 89 -
5.1	Introduction	- 89 -
5.2	Nouvelle Silica Bandgap Fibre (SBF 2).....	- 89 -
5.3	Transport de puissance dans une SBF.....	- 90 -
5.4	Conclusion	- 91 -
6	Conclusion.....	- 93 -

Chapitre 3: Transport de fortes puissances optiques dans les fibres creuses à bande interdite photonique

- 95 -

1	Introduction.....	- 96 -
2	Différents profils d'indice de fibres creuses à cristal photonique 1D pour le transport de fortes puissances optiques	- 98 -
2.1	Fibre creuse à CP 1D: OmniGuide Fibre.....	- 98 -
2.2	Fibre à cristal photonique 2D creuse : HC-PCF	- 100 -
3	Profil d'indice d'une HC-PCF à très faibles pertes de confinement.....	- 109 -
3.1	Introduction	- 109 -

3.2	Modèle de la HC-PCF	- 109 -
3.3	Analyse vectorielle.....	- 111 -
3.4	Profil d'indice HC-PCF optimisé	- 122 -
3.5	Conclusion	- 127 -
4	Gestion des effets non linéaires dans les fibres creuses à bande interdite photonique (HC-PCFs).....	- 128 -
4.1	Définition du coefficient de non linéarité γ d'ordre 3 dans les HC-PCFs	- 128 -
4.2	Transport de puissances dans les HC-PCFs	- 132 -
5	Conclusion.....	- 133 -
Chapitre 4 : Exacerbation des effets non linéaires dans les fibres creuses à cristal photonique		
		- 137 -
1	Introduction.....	- 138 -
2	Fabrication des LC-PCFs	- 140 -
2.1	De l'idée au concept.....	- 140 -
2.2	Premières observations	- 140 -
2.3	Processus d'obturation des trous périphériques d'une HC-PCF.....	- 142 -
3	Modélisation des LC-PCFs.....	- 146 -
3.1	Equivalence modèle LC-PCF 2D \leftrightarrow 1D.....	- 146 -
3.2	Détermination du principe de guidage dans les LC-PCFs : Abaques de l'indice effectif de gaine en fonction de la fraction d'air pour différentes longueurs d'onde.....	- 148 -
3.3	Détermination du guidage RIT à 830 nm dans une LC-PCF dont le cœur est rempli d'éthanol.....	- 150 -
3.4	Guidage par BIP dans une EC-PCF	- 156 -
4	Validation expérimentale du guidage dans des EC-PCFs.....	- 159 -
4.1	Profil d'indice des différentes EC-PCFs utilisées.....	- 159 -
4.2	3 EC-PCFs \leftrightarrow 3 guidages différents.....	- 160 -
4.3	Observation en champ proche du guidage résultant de la propagation dans les EC-PCFs fabriquées	- 161 -
5	Génération d'effets non linéaires dans une LC-PCF : Conversion de fréquences optiques.....	- 170 -
5.1	Introduction	- 170 -

5.2	Conversion de fréquence dans des EC-PCFs	- 171 -
6	Conclusion.....	- 177 -
	Conclusion générale & Perspectives.....	- 179 -
	Chronologie.....	- 185 -
	Liste d'acronymes.....	- 191 -
	Annexe : Fabrication de fibres optiques creuses	- 195 -
1	Introduction.....	- 196 -
2	Fabrication de 7-cell HC-PCFs.....	- 196 -
2.1	Chronologie de la fabrication	- 196 -
2.2	Fabrication de la HC-PCF 1	- 196 -
2.3	Fabrication de la HC-PCF 4	- 198 -
2.4	Fabrication de la HC-PCF 6	- 199 -
3	Fabrication d'une 19-cell HC-PCF.....	- 200 -
4	Nouveau modèle de fibre optique creuse	- 200 -
5	Conclusion.....	- 203 -
	Bibliographie	- 205 -
	Liste de mes publications	- 223 -

Introduction générale

Chapitre 1

Dans les années 1960, l'apparition des lasers, combinée au développement des fibres optiques a permis d'envisager de nouveaux moyens de transmission de l'information. Les télécommunications optiques sont depuis en perpétuelle évolution. On estime qu'aujourd'hui plus de 80% des communications longue distance sont effectuées par l'intermédiaire de 25 millions de kilomètres de câbles à fibres optiques. Les fibres conventionnelles utilisées sont composées d'un cœur de silice entouré d'une gaine optique et d'une gaine de protection. L'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine optique pour permettre la propagation de la lumière par le principe de réflexion totale interne (RTI). Le profil d'indice de réfraction est dit à saut (d'indice) (SIF pour Step Index Fibre). La préforme initiale de la fibre est réalisée par des techniques de dépôt en phase vapeur dont la plus répandue est appelée MCVD [McCH. 74] (Modified Chemical Vapour Deposition). Classiquement, la différence d'indice dans la fibre est réalisée en dopant la silice par du germanium pour augmenter l'indice de réfraction ou par du fluor pour le réduire. La fibre est dite monomode car seul le mode électromagnétique HE_{11} , doublement dégénéré, est guidé. On parle alors de SMF pour SingleMode Fibre.

La fibre optique conventionnelle présente des pénalités. Tout d'abord, l'atténuation linéique (classiquement $0,2 \text{ dB.km}^{-1}$ pour la fibre G-652 à la longueur d'onde de 1550 nm) impose de placer sur les lignes de transmission des amplificateurs. La largeur spectrale d'utilisation de ces fibres est réduite à la bande de gain des amplificateurs. Ensuite, la propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre optique subit un étalement temporel lié à la dispersion chromatique. Pour la fibre G-652, cette dispersion est estimée à $16,5 \text{ ps/(nm.km)}$ à 1550 nm. Elle traduit alors l'étalement temporel (ps) d'une impulsion de largeur spectrale donnée (nm) sur une distance de propagation donnée (km). Cette pénalité est corrigée en insérant dans les lignes de transmission des fibres compensatrices de dispersion chromatique (DCF pour Dispersion Compensating Fibre [GERO. 05]). Ces fibres ont la particularité d'avoir un cœur central de dimension réduite, généralement inférieur à celui de la SIF, ce qui entraîne des pertes de raccordement supplémentaires.

L'augmentation sans cesse croissante des besoins en terme de débit par canal impose d'injecter, dans la fibre optique, des puissances optiques de plus en plus importantes. La géométrie des fibres utilisées n'évoluant pas et les puissances optiques transmises

Chapitre 1

augmentant, la densité surfacique de puissance augmente. Il apparaît alors des effets non linéaires indésirables pour la propagation dans un milieu tel que la silice. Ils se caractérisent notamment par un élargissement spectral du signal émis et/ou une modification du spectre fréquentiel du signal source.

La forte croissance économique du secteur de l'industrie des télécommunications a largement contribué à l'amélioration des fibres optiques à cœur de silice et durant les trente dernières années, de nouvelles fibres optiques ont été développées pour d'autres applications. Une de ces utilisations a été la transmission de fortes puissances optiques pour le marquage laser ou le découpage. La propagation par fibre optique permet d'une part d'obtenir un faisceau spatialement homogène (monomode) et d'autre part sécurise les utilisateurs car le faisceau hautement énergétique est confiné dans la fibre revêtue. La limitation majeure de cette application est le seuil de dommage irréversible de la fibre. A partir d'une densité surfacique de puissance seuil, la fibre est endommagée. L'élargissement de la surface modale permet de réduire la densité surfacique de puissance et ainsi repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires et le seuil de dommage. Cette solution a été développée en utilisant des SIFs à très grand diamètre de cœur. On parle alors de Large-Mode-Area fibre (LMA) [TAVE. 97]. Cependant, technologiquement, le diamètre de cœur de ces fibres ne peut excéder une certaine valeur liée à la différence d'indice cœur/gaine. La surface modale est donc limitée. De plus, les pertes par courbures pour ce genre de fibres sont importantes (plusieurs dizaines de dB d'atténuation pour une courbure classique de rayon 7,5 cm).

Les non linéarités n'ont pas que des effets néfastes. L'exacerbation de ces effets non linéaires par des impulsions très énergétiques peut provoquer la génération de sources à des longueurs d'onde particulières par conversion de fréquence. Soumis à une intensité forte, le spectre d'un signal incident évolue. De l'énergie est générée à une longueur d'onde différente de celle du signal, cela par un échange entre les différents niveaux d'énergies du matériau constituant le cœur. On parle alors de décalage Raman [RAMAN 28]. Chaque matériau possède intrinsèquement un décalage Raman et un gain Raman propre (le décalage Raman de la silice pure vaut $\sim 440 \text{ cm}^{-1}$ et le gain vaut $10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$ à $\lambda_P = 1 \text{ }\mu\text{m}$).

Chapitre 1

Durant la dernière décennie, un matériau artificiel a été développé pour les guides optiques planaires : le cristal photonique. Il est constitué d'une combinaison régulière de matériaux d'indices de réfraction différents. Suivant ses caractéristiques géométriques et physiques, il permet la propagation ou la réflexion d'une onde incidente sur son interface quel que soit l'indice du milieu d'où provient l'onde. L'adaptation de ce nouveau matériau aux fibres optiques a donné lieu à la création des fibres à cristal photonique (PCF pour Photonic Crystal Fibre). Le remplacement de la gaine optique par ce nouveau milieu microstructuré rend très attrayantes les perspectives offertes par les PCFs, principalement pour la gestion des effets non linéaires.

La gestion des effets non linéaires est devenue un élément important pour la propagation de puissances optiques et a été longuement étudiée dans les SIFs. Les limitations technologiques et physiques de ces fibres bornent la surface modale, et l'utilisation des matériaux constituant le coeur. Le cristal photonique peut permettre d'une part de moduler géométriquement le profil d'indice d'une fibre optique pour augmenter la surface modale. D'autre part, il permet l'emploi de nouveaux matériaux d'indice de réfraction différent de celui de la silice. Ainsi, il est possible d'utiliser des matériaux de faible non linéarité (gaz neutres ou air) pour une application au transport de puissance, ou des matériaux de forte non linéarité (H_2 , liquides telle que l'eau lourde, éthanol, CH_4 ...) pour créer des sources fibrées particulières.

L'objectif de ce mémoire est de présenter les avancées obtenues lors de ma thèse de doctorat dans le domaine de la gestion des effets non linéaires par l'intermédiaire de fibres optiques conçues au laboratoire.

Le premier chapitre de ce mémoire, intitulé « *Gestion des effets non linéaires dans les fibres optiques : Apparition du cristal photonique* » regroupe l'ensemble des éléments de base essentiels à la compréhension de mes travaux de recherche sur la gestion des effets non linéaires. Une approche explicative et quantitative sur les effets non linéaires prépondérants, pour la propagation d'impulsions lumineuses, est exposée dans ce chapitre. J'expose également les avancées technologiques et scientifiques qu'apporte l'application des cristaux photoniques au domaine de l'optique guidée. Une seconde partie, intitulée « *Transport de fortes puissances optiques dans les fibres à cœur de silice à bande interdite photonique* » détaille mes

travaux sur l'utilisation d'un cristal photonique unidimensionnel dans le domaine du transport de fortes puissances optiques dans les fibres optiques à cœur de silice pure. L'utilisation d'un réseau microstructuré permet d'obtenir des propagations unimodales à très large surface effective et permet d'obtenir des surfaces modales jusque là encore jamais atteintes. La densité surfacique de puissance est alors drastiquement réduite. Une étude complète (modélisation, caractérisation et application) a mis en évidence le fort potentiel de ce type de fibre pour le transport de fortes puissances.

La troisième partie, intitulée « *Transport de fortes puissances optiques dans les fibres creuses à bande interdite photonique* », expose la seconde propriété offerte par le cristal photonique qu'est la propagation dans un milieu d'indice de réfraction faible. L'air ($n = 1$) est reconnu comme étant un milieu faiblement non linéaire. Son utilisation comme milieu de propagation permet de réduire voire de supprimer les effets non linéaires. Au sein du laboratoire, l'étude des fibres creuses ne fait que débiter. Ce chapitre regroupe la présentation des différents modèles de fibres creuses existants et conçus à travers le monde ainsi que les travaux que j'ai menés sur l'optimisation d'un profil d'indice particulier à très gros cœur. Les applications concernant ce nouveau type de fibre sont pléthores. Je m'attacherai à faire une description succincte, mais non exhaustive, de l'emploi de ces fibres dans des domaines variés et en particulier au transport de fortes puissances optiques.

Dans le dernier chapitre, intitulé « *Exacerbation des effets non linéaires dans les fibres creuses à cristal photonique* », je détaillerai mes travaux sur l'utilisation des fibres creuses à cristal photonique pour permettre la propagation dans un liquide non linéaire. Nous avons développé une méthode consistant à ne remplir que le cœur de la fibre creuse par un liquide. Une méthode basée sur les premiers modèles de PCFs à cœur de silice nous a permis d'identifier le comportement modal d'une PCF à cœur liquide. J'en détaillerai la modélisation et la fabrication. Je développerai ensuite les premières utilisations de cette fibre dans le domaine de l'optique non linéaire dans le but de réaliser des sources à conversion de fréquences. J'ai détaillé dans la partie « *Chronologie* » la chronologie des différents événements directement liés à mes travaux de thèse. Je détaille ma contribution ainsi que les travaux marquants publiés à travers le monde. En annexe, je détaille les fabrications de fibres optiques creuses réalisées au laboratoire auxquelles j'ai participées.

Chapitre 1 : Gestion des effets non linéaires dans les fibres optiques : Apparition du cristal photonique

1 Introduction

Ce premier chapitre a été introduit dans ce manuscrit pour permettre de situer le contexte de l'étude sur les non linéarités dans les fibres optiques au début de ma thèse. Je vais développer dans un premier temps les différents paramètres permettant de quantifier les effets non linéaires de façon générale. Ensuite, je détaillerai très succinctement les effets non linéaires prédominants dans les fibres optiques (leur génération et les premières observations expérimentales). Je développerai ensuite les différentes possibilités offertes par les fibres à saut d'indice pour la gestion des non linéarités. J'en évoquerai également les limitations. Dans la dernière partie, je vais introduire un nouveau matériau, le cristal photonique, qui va s'avérer indispensable pour augmenter le contrôle des effets non linéaires dans les fibres optiques.

2 Définitions

Dans une fibre optique, l'énergie transmise est confinée sur une faible section transverse à l'axe de propagation (cœur de diamètre 3 à 8 μm pour les fibres conventionnelles). Des champs électromagnétiques intenses sont alors créés lorsque la puissance optique augmente, ce qui modifie les propriétés de la silice. La susceptibilité du matériau devient dépendante du champ électrique E en présence [AGRA. 01]. Le vecteur de polarisation P s'écrit:

$$P = P_L^{(1)} + P_{NL}^{(i)} \quad (1)$$

$P_L^{(1)}$ représente la polarisation linéaire d'ordre 1 et $P_{NL}^{(i)}$ les polarisations non linéaires d'ordre i , $i > 1$.

$P_L^{(1)}$ dépend de la susceptibilité linéaire d'ordre 1 : $\chi^{(1)}$. Elle se traduit par l'apparition de pertes linéiques au cours de la propagation. Elle est également à l'origine de l'indice de réfraction. En effet, l'indice de réfraction $n(\lambda)$ et le coefficient d'atténuation linéique $\alpha(\lambda)$ sont définis par :

$$n(\lambda) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\lambda)] \quad (2)$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{2\pi}{n\lambda} \text{Im}[\chi^{(1)}(\lambda)] \quad (3)$$

λ est la longueur d'onde d'étude.

La susceptibilité non linéaire d'ordre 2 ($\chi^{(2)}$) est responsable des effets non linéaires tels que la génération de second harmonique ou la conversion paramétrique de fréquence. On ne tient pas compte de ce terme dans les fibres optiques parce que la silice est un matériau centrosymétrique.

La susceptibilité non linéaire d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) est à l'origine des différents effets non linéaires présents dans une fibre optique, tels que l'effet Kerr optique ou les diffusions stimulées. Je vais décrire ces effets dans la partie suivante. Dans une fibre optique, le coefficient de non linéarité d'ordre 3 γ est défini par [AGRA. 01] :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (4)$$

n_2 est l'indice de non linéarité d'ordre 3 (n_2 est égal à $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ pour la silice pure à 1550 nm). Pour une SMF (à 1550 nm), $\gamma = 5 \cdot 10^{-5} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ($A_{\text{eff}} = 80 \mu\text{m}^2$).

Ce terme traduit le seuil de génération des effets non linéaires dans une fibre ayant un matériau central d'indice non linéaire (n_2), de section transverse (A_{eff}) à la longueur d'onde λ . On peut donc caractériser chaque fibre optique par un terme γ propre.

Le mode électromagnétique HE_{11} dans les fibres optiques est à symétrie de révolution. Il est caractérisé par sa distribution radiale $E_r(r)$. L'aire effective dans une fibre optique représente la surface du mode transmis dans la fibre. Elle est définie par :

$$A_{\text{eff}} = 2\pi \cdot \frac{\left[\int_0^{\infty} E_r^2(r) \cdot r dr \right]^2}{\int_0^{\infty} E_r^4(r) \cdot r dr} \quad (5)$$

On peut donc déterminer la longueur non linéaire L_{NL} , à partir de laquelle apparaissent les effets non linéaires, pour une puissance donnée (P) dans une fibre donnée (γ).

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P} \quad (6)$$

P étant la puissance injectée dans la fibre. Pour $P = 10$ mW, dans une SMF (à 1550 nm), $L_{NL} = 20$ km.

Les termes γ et L_{NL} permettent de quantifier les effets non linéaires dans les fibres optiques.

3 Définitions des effets non linéaires prédominants

3.1 Effet Kerr optique et automodulation de phase

L'effet non linéaire prépondérant dans une fibre optique est l'effet Kerr optique [STOL. 73a]. Il provient de la dépendance de l'indice de réfraction n à l'intensité I du champ optique. Ainsi $n(\lambda)$ se transforme en $n_{NL}(\lambda, I)$ sous l'influence du champ intense I . $n_{NL}(\lambda, I)$ s'écrit alors :

$$n_{NL}(\lambda, I) = n(\lambda) + n_2 \times I \quad (7)$$

Une des conséquences directes de la variation de n en fonction de I est le phénomène que l'on appelle automodulation de phase (SPM pour self-phase modulation [STOL. 78]). Le signal émis voit une variation d'indice entre le passage de la crête de l'impulsion et le passage des flancs. Cette différence affecte la phase du signal. En augmentant la puissance du signal, on exacerbe cette différence et on réalise un élargissement spectral des impulsions. Bien que fortement pénalisant pour les transmissions par fibres optiques, cette technique permet de générer des sources à très large bande spectrale par exemple.

3.2 Diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman [RAMAN 28] intervient dans les fibres optiques à partir d'un seuil de puissance pour lequel l'effet Kerr est important. Il s'agit d'une interaction « photon-phonon », c'est-à-dire de l'échange d'énergie entre l'onde optique et les vibrations du matériau. L'effet Raman traduit l'émission d'un rayonnement dont la longueur d'onde diffère de la longueur d'onde incidente d'une quantité correspondant à l'écart entre un

niveau d'énergie fondamental et un niveau d'énergie vibrationnel du matériau. On parle de diffusion Raman stimulée (SRS pour Stimulated Raman Scattering [AGRA. 01]). Dès qu'une onde intense de fréquence ν_0 se propage dans une fibre optique, une onde Stokes se développe autour de la fréquence $\nu_0 - \Omega$ comme le montre la figure 1 :

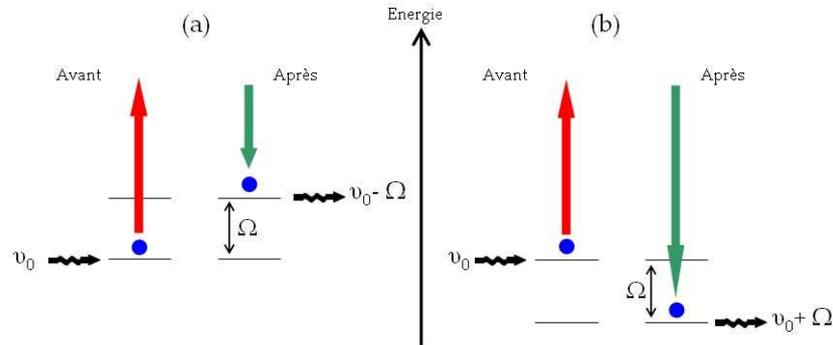


Figure 1 : Génération Stokes (a) et anti-Stokes (b) par diffusion Raman stimulée

Si cette onde générée est suffisamment intense, elle peut également générer des ordres Stokes supérieurs. Une onde d'intensité plus faible est générée à la fréquence $\nu_0 + \Omega$ (anti-Stokes).

La SRS se traduit par la formation de raies spectrales correspondant aux ordres Stokes du matériau considéré. Une première expérience a mis en évidence ce phénomène dans une SIF à cœur de silice [STOL. 84] comme le montre la figure 2 :

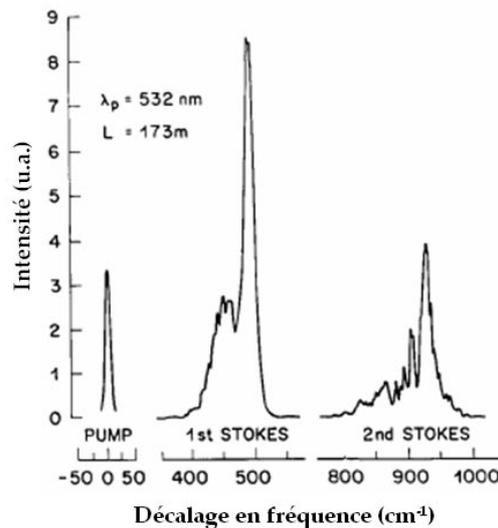


Figure 2 : Mise en évidence du décalage Raman dans une SIF [STOL. 84]

Chapitre 1

La fibre utilisée est une SIF de $4,5 \mu\text{m}$ de rayon de cœur et longue de 173 m. La longueur d'onde de pompe (source) vaut 532 nm. Le premier ordre Stokes est généré pour un décalage en fréquence équivalent environ à 500 cm^{-1} . L'intensité de cet ordre est supérieure à celle de la pompe. On parle alors de gain Raman [STOL. 73b].

Si l'on augmente davantage la puissance en entrée, en sortie de fibre, l'énergie de la pompe va être entièrement échangée avec les ondes Stokes d'ordre supérieur, et le rayonnement pompe va disparaître. Le deuxième ordre Stokes va devenir prédominant sur le précédent [STOL. 84], comme le montre la figure 3 :

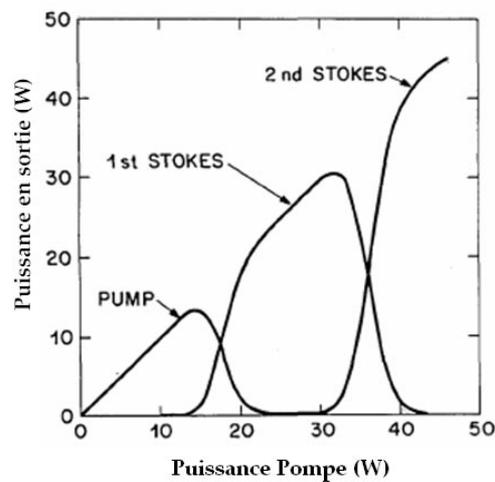


Figure 3 : Calculs de l'évolution estimée de la puissance des ordres Stokes et de la pompe en fonction de la puissance injectée [STOL. 84]

La fibre modélisée est une SIF ayant une différence d'indice de 0,005. L'aire effective est de $10 \mu\text{m}^2$. La longueur d'onde d'étude est 532 nm, et la longueur de la fibre est de 50 m.

Le signal correspondant à la pompe disparaît pour 20 W en entrée (P_e). L'influence du premier ordre Stokes est alors prépondérante, jusqu'à $P_e = 35 \text{ W}$ où le second ordre Stokes devient prédominant.

On peut alors imaginer la création de sources décalées en longueur d'onde en utilisant les différents ordres Stokes. Pour des applications de découpe laser par exemple [HAND 98], ce décalage Raman a été observé avec une SIF de $6,4 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur. La source est un laser Nd:YAG émettant à 1064 nm des impulsions de durée 0,16 ms à un taux de répétition

de 100 Hz. La puissance moyenne est de 8 W. Le spectre du signal obtenu après 20 m de propagation dans le cœur de la fibre est présenté sur la figure 4a.

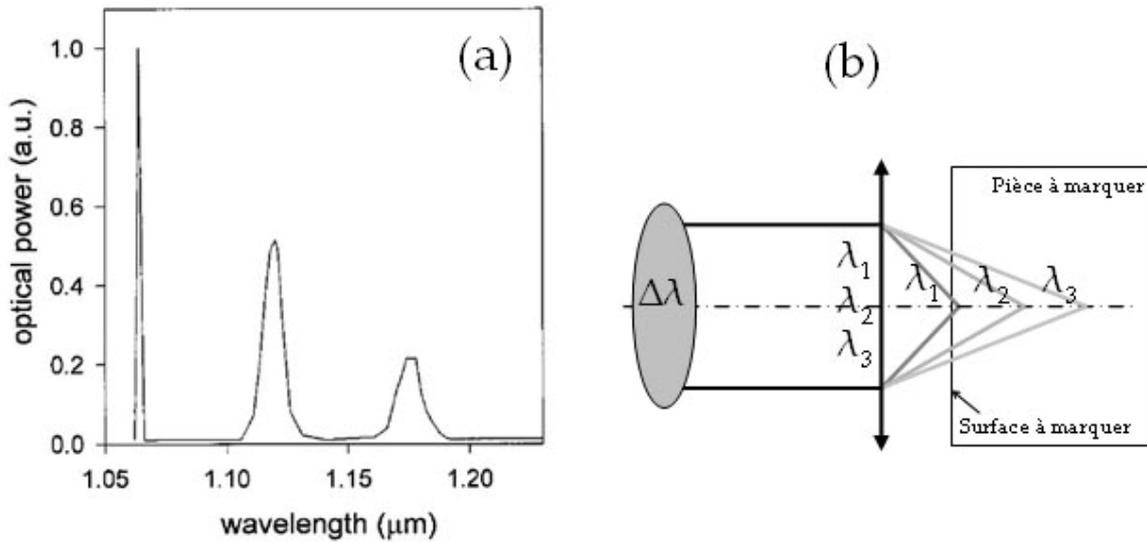


Figure 4 : (a) Spectre en sortie de SIF : Mise en évidence du décalage Raman [HAND 98],
 (b) Représentation schématique de la dégradation de la qualité du marquage au laser

La raie d'émission du laser est calée sur 1,064 μm. Sur ce spectre, on observe la création d'une raie plus large et moins intense à 1,12 μm. Cette longueur d'onde correspond au premier ordre Stokes. Le deuxième ordre est également créé à 1,18 μm. Pour des applications de découpe ou de marquage laser, cet effet non linéaire va détériorer la qualité du faisceau en sortie de fibre comme le montre la figure 4b. On considère une source émettant un signal à λ_1 dans une fibre optique. En sortie de cette fibre, on place une lentille de focalisation. A l'entrée de cette lentille, le spectre du signal est composé de trois raies centrées sur les longueurs d'onde λ_1 , λ_2 et λ_3 . La lentille va focaliser le rayonnement différemment pour chaque longueur d'onde. Le point de focalisation va donc évoluer spatialement par rapport à la surface à marquer. L'apparition d'effets non linéaires de type Raman est donc préjudiciable pour cette application.

4 Gestion des effets non linéaires optiques

4.1 Introduction

Les effets non linéaires ont été mis en évidence dans les SIFs. La gestion des effets non linéaires passe par le contrôle du coefficient de non linéarité d'ordre 3 γ (défini par l'équation (4)). En effet, en réduisant ce terme, d'après l'équation (6), pour une même longueur de fibre, il sera possible de transporter de plus fortes puissances optiques dans une fibre à cœur de silice sans exacerber les non linéarités. A contrario, en augmentant ce terme, la puissance minimale nécessaire à la génération d'effets non linéaires sera plus faible.

Pour contrôler ces effets, des profils d'indice de réfraction à saut d'indice ont été développés. Dans le profil d'indice d'une SIF, les paramètres modulables sont le rayon du cœur et la différence d'indice cœur/gaine

4.2 Transport de puissances optiques par fibres LMA

4.2.1 Profil d'indice optimum

Dans la définition du coefficient de non linéarité d'ordre 3 γ dans une fibre à cœur de silice (n_2 fixé), pour une longueur d'onde fixée λ , le seul terme variable est l'aire effective A_{eff} de la fibre. Dans ce cas, pour réduire le terme γ , il est nécessaire d'augmenter cette aire effective. Il est alors nécessaire d'augmenter la taille du cœur. L'augmentation de la taille du cœur implique une augmentation du nombre de modes guidés. Le comportement modal dans une fibre à saut d'indice classique est dicté par la valeur de la fréquence spatiale normalisée V [LECOY 92a] :

$$V = a \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (8)$$

a est le rayon du cœur, λ la longueur d'onde d'étude, n_1 l'indice de réfraction du cœur et n_2 celui de la gaine.

Pour obtenir une propagation monomode, il est nécessaire de conserver une fréquence spatiale normalisée inférieure à $V_c = 2,405$. Si la taille du cœur augmente, il est nécessaire de

réduire la différence d'indice entre le cœur et la gaine, ce qui se traduit dans l'expression (8) par la réduction du terme $\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, appelé également Ouverture Numérique (O.N.).

Une fibre satisfaisant $V_c < 2,405$ pour a élevé est dite LMA (Large Mode Area). D'après la relation de Marcuse [LECOY 92b], on peut approximer l'aire effective A_{eff} dans les fibres dont le mode est gaussien par :

$$A_{\text{eff}} = \pi \cdot a^2 \cdot \left(0,65 + 1,619 \cdot V^{-3/2} + 2,879 \cdot V^{-6} \right)^2 \quad (9)$$

De l'expression (8), on obtient une variation de $\Delta n = n_1 - n_2$ en fonction de a , pour une valeur constante de $V = V_c = 2,405$. De ces approximations, on peut évaluer la variation de la différence d'indice dans la gaine en fonction de l'aire effective. Les résultats sont présentés sur la figure suivante.

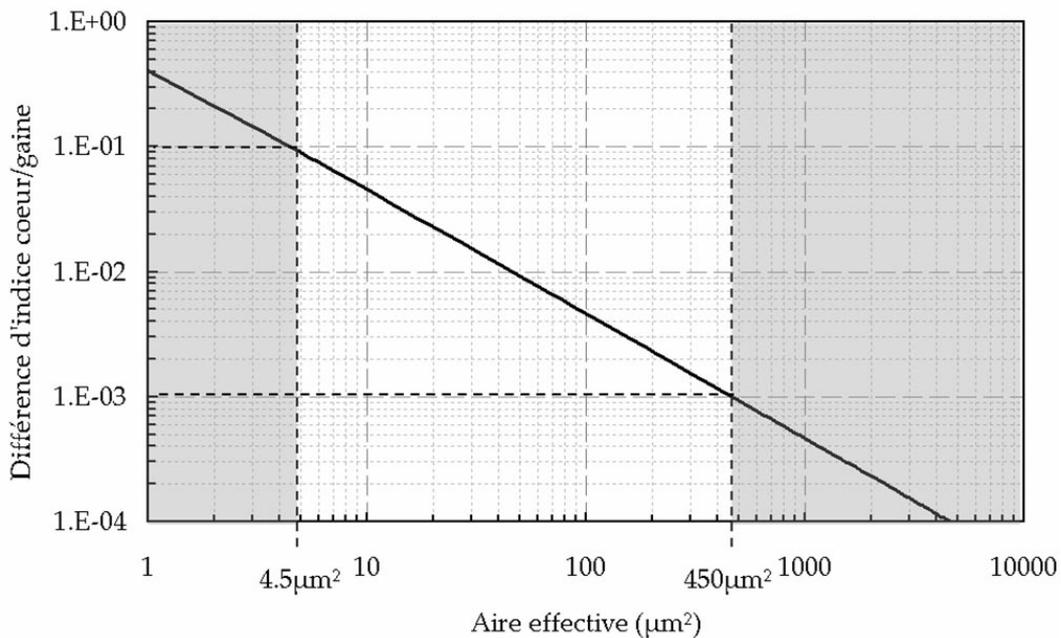


Figure 5 : Variation de la différence d'indice cœur/gaine d'une SIF en fonction de l'aire effective pour un guidage monomode à $\lambda = 1550$ nm.

En représentation logarithmique, la différence d'indice décroît linéairement en fonction de l'aire effective. La différence d'indice minimale Δn_{min} réalisable par méthode MCVD est égale à 10^{-3} [BROD. 99]. L'aire effective maximale, permettant un guidage monomode est donc proche de $450 \mu\text{m}^2$. Réciproquement, la différence d'indice maximale Δn_{max} réalisable par méthode

MCVD est égale à 10^{-1} [DIAN. 05]. L'aire effective minimale qu'il est alors possible d'atteindre par cette méthode est de $4,5 \mu\text{m}^2$.

La plus grande aire effective obtenue pour une LMA SIF est de $310 \mu\text{m}^2$ [RICH. 99-TAVE 99]. Cette première réalisation a mis en évidence la sensibilité de la LMA SIF aux courbures. La courbure est caractérisée dans le cas d'une fibre optique par son rayon critique ρ_{CRI} pour lequel l'intensité du champ est réduite de moitié (3 dB d'atténuation après 1 m de propagation). On peut estimer que le rayon critique vaut 15 cm pour ce type de fibre. Des pertes de 10 dB pour une courbure de rayon 10 cm et supérieures à 40 dB pour une courbure de 5 cm sont mesurées pour cette fibre [RICH. 99]. La maniabilité de la fibre optique en fait un atout majeur pour la manipulation sécurisée d'un faisceau laser. Il est toutefois important que les pertes par courbure ne soient pas trop élevées. En 1999, un nouveau profil d'indice a été développé pour réduire les pertes par courbure [BROD. 99]. Il est représenté sur la figure suivante :

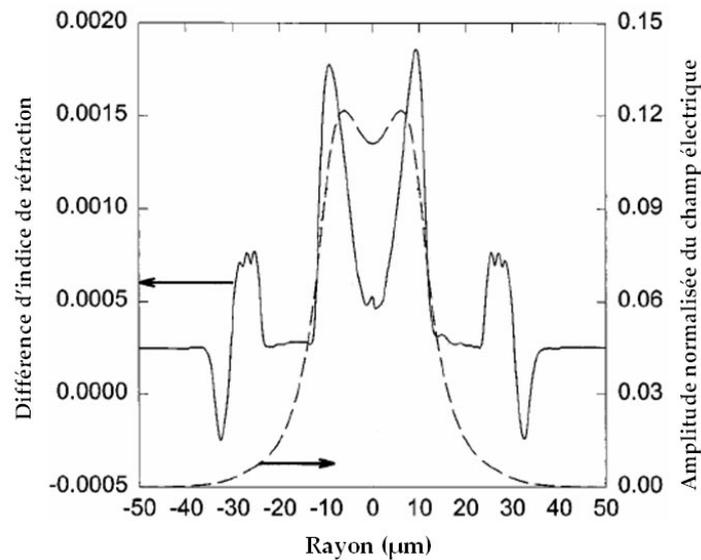


Figure 6 : Profil d'indice d'une fibre LMA à faibles pertes par courbure [BROD. 99]

Le profil d'indice de cette fibre est dit à quadruple gaine. On peut considérer qu'il est le résultat de l'assemblage de quatre couronnes concentriques d'indice de réfraction différent. Une dépression d'indice est placée en sortie de cette gaine optique particulière pour réduire les pertes par courbure. Le mode obtenu possède une allure quasi-gaussienne représentée en

pointillés sur la figure 6. L'aire effective de ce mode particulier est alors estimée à $910 \mu\text{m}^2$ ($\lambda = 1558 \text{ nm}$).

4.2.2 Transmission de puissance dans des LMA SIFs

Dans un premier temps, nous allons définir les différents paramètres nous permettant de quantifier les puissances transmises dans les fibres optiques.

Les lasers impulsionnels de courte durée (de ns à fs) sont employés pour le transport de fortes puissances optiques pour augmenter par exemple la précision pour des applications de découpe ou de marquage. Le signal émis par un laser impulsionnel est caractérisé par la durée des impulsions T_0 [s], le taux de répétition de ces impulsions F_R [Hz] et la puissance moyenne P_{av} [W]. Spatialement, le faisceau est caractérisé par le paramètre M^2 qui est appelée « qualité du faisceau ».

On définit la puissance crête du signal P_M et l'énergie du signal E par les relations suivantes :

$$P_M = \frac{P_{av}}{T_0 \cdot F_R} \quad [\text{W}] \quad (10)$$

$$E = \frac{P_{av}}{F_R} \quad [\text{J}] \quad (11)$$

Pour tester le potentiel d'une fibre optique pour le transport de puissance, on utilise des lasers très énergétiques (P_M de plusieurs kW) à très courte durée d'impulsions (ns vers fs). Ce signal est injecté dans la fibre sous test, et la puissance est mesurée en sortie de fibre. On définit alors le rendement d'injection R_i , exprimé en pourcentage, entre la puissance d'entrée et la puissance de sortie. Il caractérise la portion de puissance transmise dans la fibre (en ne prenant pas en compte les pertes de propagation). La fibre sous test est quant à elle caractérisée par son aire effective A_{eff} [μm^2] et sa dispersion chromatique D_c [ps/(nm.km)]. En sortie de fibre, les impulsions ont une largeur temporelle T_s différente de T_0 suivant la valeur de la dispersion chromatique. La fréquence de répétition reste inchangée. On mesure à l'aide d'un mesureur de puissance, la puissance moyenne P_{avs} en sortie de fibre. Par les relations (10) et (11), on définit l'énergie E_s et la puissance crête P_s en sortie.

Tout matériau soumis à une énergie intense se détériore irrémédiablement à partir d'un seuil. On définit alors un seuil de dommage à ne pas franchir pour ne pas détériorer dans notre cas la fibre optique. Ce seuil est communément appelé LIDT (Laser-Induced Damage Threshold). Il est défini par la relation :

$$\text{LIDT} = \frac{E_S}{A_{\text{eff}}} \quad [\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}] \quad (12)$$

Le LIDT de la silice est estimée à 120 J.cm⁻².

Avec la fibre LMA définie sur la figure 6 [BROD. 99], une énergie record de $E_S = 0,5 \text{ mJ}$ à 1550 nm a été obtenue avec un taux de répétition faible de 200 Hz. La durée des impulsions est de 40 ns.

Pour des applications de haute précision, il est nécessaire de réduire la durée des impulsions et d'augmenter le taux de répétition [KUHN 00]. La réduction de la durée des impulsions nécessite un contrôle de la dispersion chromatique pour des durées inférieures à des dizaines de picosecondes. Des fibres permettant la transmission d'impulsions ps voire fs, à des taux de répétition de plusieurs dizaines de kHz sont recherchées.

4.3 Amplification Raman : conversion de fréquence

Les effets non linéaires de type Raman implique la génération d'ordre Stokes de longueurs d'onde supérieures λ_S à la longueur d'onde d'émission λ_P . Ces longueurs d'onde sont directement reliées par l'expression suivante :

$$\lambda_S = \frac{\lambda_P}{1 - 10^{-4} \sigma_S \lambda_P} \quad (13)$$

σ_S est le décalage Raman (cm⁻¹) propre au matériau du cœur. Ce terme est invariant en fonction de la longueur d'onde. Les unités des variables de l'équation sont λ en [μm] et σ_S en [cm⁻¹].

Il est nécessaire d'utiliser des matériaux fortement non linéaires pour réaliser de la conversion de fréquence optique. L'amplification Raman a été démontrée dans les SIFs à cœur de silice [STOL. 84]. Des premières expériences ont été menées avec des matériaux autres que la silice pour constituer le cœur de la fibre. Premièrement, une fibre avec un trou central

a été remplie de benzène [STONE 75] d'indice de réfraction supérieur à celui de la silice. Le guidage est assuré par réflexion totale interne. Le guidage est multimode compte tenu de la forte différence d'indice entre le benzène et la silice. Une amplification Raman a été mise en évidence avec cette fibre. Cette amplification est limitée par la forte absorption du matériau considéré dans certaines bandes spectrales du visible. Ceci limite les bandes d'amplification disponibles.

Un autre matériau, plus transparent, a alors été utilisé. Il s'agit du CCl_4 [CHRA. 81]. A l'aide d'un mélange à base de CCl_4 pour remplir le cœur creux de la fibre optique des ordres Stokes ont été générés.

La conversion de fréquence optique a été mise en évidence [EIME. 81] dans des fibres creuses (mono-trou). La propagation sur de grandes longueurs de fibres mono-trou remplies de liquides ou de gaz n'est possible que si l'indice de réfraction du cœur est supérieur à l'indice de la gaine.

4.4 Conclusion

La gestion des effets non linéaires repose essentiellement sur la géométrie de la gaine optique et sur le matériau constituant le cœur de la fibre optique.

La fibre optique optimale pour le transport de puissance (respectivement de l'exacerbation des effets non linéaires) sera constituée d'un cœur large (respectivement étroit) constitué d'un matériau faiblement (respectivement fortement) non linéaire.

Une grande partie des liquides non linéaires ou des gaz non linéaires ont un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine de silice. Le guidage est impossible par RTI. Il est alors indispensable de déterminer une géométrie de la gaine optique permettant le guidage dans des matériaux de faible indice de réfraction.

5 De nouvelles solutions pour les fibres optiques

5.1 Introduction

Le développement des SIFs durant quarante ans démontre le fort potentiel de ces fibres. La technique de fabrication n'a que peu évolué durant cette période. Les propriétés du matériau utilisé (silice) affectent fortement la dispersion chromatique et les non linéarités générées. Toutefois, elles peuvent être influencées par le profil d'indice particulier de la fibre.

Après de grandes avancées dans le domaine de la conception de SIFs et dans l'optimisation des méthodes de fabrication, le développement des SIFs semble limité. Une étape supplémentaire semble pouvoir être franchie avec l'apparition d'un nouveau matériau : le cristal photonique.

5.2 Des cristaux photoniques aux fibres optiques

Durant les années 90, alors que les propriétés intrinsèques de la silice limitent l'évolution des SIFs, un nouveau matériau, appelé cristal photonique, basé sur une combinaison structurée (bi ou tridimensionnelle) et périodique de matériaux diélectriques [JOHN 87 - YABL. 93] a été développé. On prédit alors l'apparition de bandes de fréquences pour lesquelles le réseau, ainsi constitué, réfléchit toutes les ondes incidentes. On parle alors de bande interdite photonique.

Un cristal photonique constitué d'air et de silice par exemple peut alors être utilisé dans le domaine de l'optique, aux longueurs d'onde usuelles [BIRKS 95]. La localisation du champ électromagnétique dans un tel matériau ne peut se faire sans l'insertion d'un défaut dans le réseau cristallin. En considérant l'apparition de bandes interdites de fréquence dans le réseau et en injectant une onde dans ce défaut, elle pourra alors se propager tout au long de ce défaut, par réflexions multiples sur les parois du cristal photonique.

Un réseau cristallin uni- ou bidimensionnel peut alors être employé pour constituer la gaine optique des fibres. On parle alors de fibres optiques à cristal photonique (PCFs pour Photonic Crystal Fibres). Le défaut du réseau sera le cœur de la fibre.

5.3 Fibre optique à cristal photonique à réseau bidimensionnel à cœur de silice

Les premières fabrications des PCFs à réseau bidimensionnel sont réalisées en considérant un cœur de silice et une gaine optique constituée de silice et d'air [KNIG. 96]. Pour réaliser de telles fibres, il a été nécessaire de développer de nouvelles techniques de fabrication. Une technique basée sur un assemblage de capillaires et barreaux de silice a alors été réutilisée [KAIS. 74 – TONU. 92]. Cette technique est appelée « Stack and Draw ». La gaine microstructurée est constituée par l'assemblage de tubes de silice de dimension millimétrique [BROE. 03 – DAWES 03]. L'assemblage ainsi réalisé est communément appelé « préforme primaire » ou « stack ». Le cœur est formé par le remplacement d'un ou plusieurs capillaires par des barreaux de silice.

La figure suivante représente schématiquement la section transverse d'une PCF (a) ainsi qu'une coupe longitudinale (b).

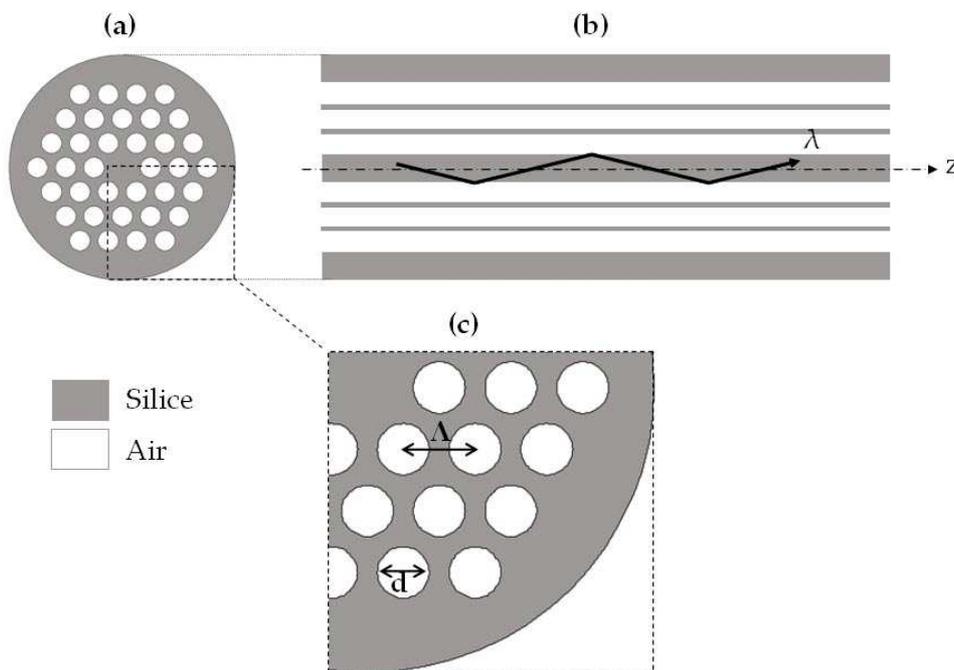


Figure 7 : Représentation schématique d'une coupe transverse (a) et d'une coupe longitudinale (b) d'une fibre optique à cristal photonique à réseau 2D à cœur de silice. Définition des paramètres géométriques de la gaine microstructurée en (c)

Le réseau est composé d'un arrangement de trous d'air dans une matrice de silice. La gaine microstructurée représentée sur la figure 7c est définie par le pitch (Λ), distance entre le

centre de deux trous adjacents de la gaine et le diamètre des trous (d). Le cœur de la fibre est constitué de silice pure. On considère que le rayon $r_{\text{cœur}}$ est directement relié au pitch par :

$$r_{\text{cœur}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \Lambda \quad (14)$$

Quelle que soit la valeur du rapport d/Λ , l'indice de réfraction effectif de la gaine microstructurée sera inférieur à celui du cœur. Plus le rapport d/Λ sera grand, plus cette différence d'indice sera grande. Comme dans les SIFs, le guidage sera effectué par le mécanisme de réflexion totale interne, comme schématisé sur la figure 7b.

L'indice effectif du mode guidé n_{eff} dans la PCF est compris entre l'indice du cœur $n_{\text{cœur}}$ (limite haute) et l'indice effectif n_{gaine} du mode fondamental (communément appelé Fundamental Space-filling Mode FSM) de la gaine microstructurée (limite basse) [PEYR.03a – KNIG 98a]. Pour le calculer, il est commode de modéliser la structure cristalline par une cellule élémentaire, la périodicité de la structure étant simulée par l'application de conditions aux limites particulières. Cette cellule est définie sur la figure 8a :

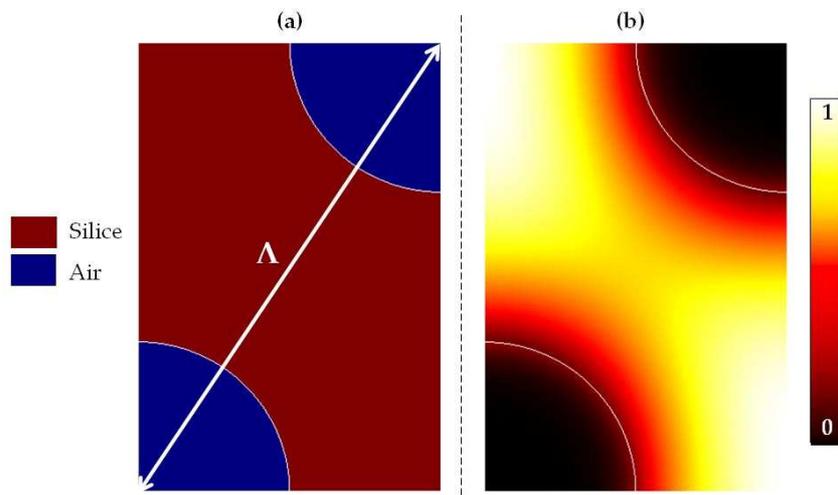


Figure 8 : Cellule élémentaire d'une gaine microstructurée de PCF (a).
Répartition de la norme du champ électrique dans la cellule élémentaire (b)

On impose des conditions de symétrie aux limites de la structure (court-circuit électrique et magnétique) [PEYR.03a]. La distribution du champ électrique du mode fondamental de la structure est représentée sur la figure 8b. Ce mode de gaine présente l'indice effectif le plus élevé.

Chapitre 1

Comme dans les SIFs, le comportement modal des PCFs peut être défini en déterminant la fréquence normalisée à la longueur d'onde λ [BIRKS 97] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Lambda \cdot \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad (15)$$

Le guidage monomode est assuré si V est inférieure à 2,405, comme dans les SIFs.

L'augmentation forte de l'aire effective a été mise en évidence [BAGG. 01] dans les PCFs. Des aires effectives de l'ordre de $680 \mu\text{m}^2$ à $1,55 \mu\text{m}$ peuvent être atteintes en utilisant une gaine optique ayant un pitch Λ de $12,8 \mu\text{m}$ et un rapport d/Λ très faible de 0,055. L'accroissement de l'aire effective passe nécessairement par l'augmentation du rayon de cœur donc du pitch (équation (14)). Ainsi, plusieurs couronnes de trous, indispensables pour réduire les pertes linéiques, entraîneront l'élargissement du diamètre extérieur de la fibre.

Ces fibres sont très sujettes aux pertes par courbures. En effet, la courbure critique Q_{CRI} pour ce genre de fibres est, en première approximation, en relation directe avec le pitch du réseau [KNIG. 98b] :

$$Q_{\text{CRI}} \propto \frac{\Lambda^3}{\lambda^2} \quad (16)$$

L'accroissement du pitch, nécessaire pour obtenir une forte aire effective, augmentera alors considérablement les pertes par courbures. Il est possible de réduire ces pertes en augmentant fortement le diamètre extérieur de la fibre [NIEL 03a]. Toutefois les contraintes mécaniques dues au grand diamètre extérieur de la fibre seront alors exacerbées. Des aires effectives importantes peuvent être obtenues dans les PCFs comme le prouve l'aire effective de $591 \mu\text{m}^2$ ($\Lambda = 23 \mu\text{m}$) atteinte en 2003 avec une atténuation linéique minimale de 5 dB.km^{-1} à 1550 nm [NIEL 03b]. Un enroulement de 16 cm de rayon a été utilisé pour réaliser la mesure. Cet enroulement réduit la largeur de la bande de transmission aux courtes longueurs d'onde, la limite basse étant alors $\lambda = 1200 \text{ nm}$. Un enroulement classique ($Q = 7,5 \text{ cm}$) devrait augmenter fortement les pertes.

Une PCF appelée « rod-type PCF » en raison du diamètre extérieur très élevé (2 mm) a récemment été développée pour réaliser une fibre amplificatrice [LIMP. 06]. Le diamètre

extérieur de la fibre vaut 2 mm. Cette fibre exhibe une aire effective proche de $2000 \mu\text{m}^2$ pour le mode fondamental à 975 nm. Le diamètre du cœur vaut $60 \mu\text{m}$ et le rapport d/Λ vaut 0,19. Le fort potentiel des fibres rod-type est largement atténué par la rigidité de la fibre conçue. Un diamètre extérieur de 2 mm ne donne aucune flexibilité à la fibre optique, ce qui est logiquement un de ses principaux avantages.

5.4 Guidage par bande interdite dans un milieu d'indice de réfraction faible à l'aide d'un cristal photonique

5.4.1 Introduction

Les structures à cristal photonique permettent le guidage d'un champ électrique dans un milieu d'indice de réfraction quelconque pour une bande spectrale définie par la géométrie du réseau. L'intérêt des PCFs réside dans leur capacité à guider la lumière dans un milieu d'indice de réfraction inférieur à celui de la gaine, ce qui est impossible avec des SIFs. L'air est un milieu faiblement non linéaire ($n_2 = 2.9 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) comparé à la silice et d'indice de réfraction faible ($n_{\text{air}} = 1$). Il est alors intéressant de proposer des solutions pour permettre la propagation d'une onde lumineuse dans le cœur creux d'une PCF, grâce à un guidage par bande interdite photonique.

Ce principe de guidage repose sur le pouvoir réflecteur du cristal photonique. Le réseau unidimensionnel peut être assimilé soit à un miroir de Bragg [YEH 77 - CHO 77] soit à un réseau de type ARROW (AntiResonant Reflecting Optical Waveguide) [DUGU. 86]. Dans les deux cas, il est constitué d'un milieu stratifié créé par une alternance de couches d'indice de réfraction élevé et faible. Les dimensions des couches du réseau sont définies de manière périodique. Il est nécessaire de différencier le réseau de Bragg du guide ARROW pour expliquer le guidage dans les structures unidimensionnelles.

5.4.2 Réseau de Bragg

Un réseau de Bragg est schématiquement représenté sur la figure 9a. Il est constitué d'une alternance de couches d'indice n_1 et n_2 ($n_1 > n_2$).

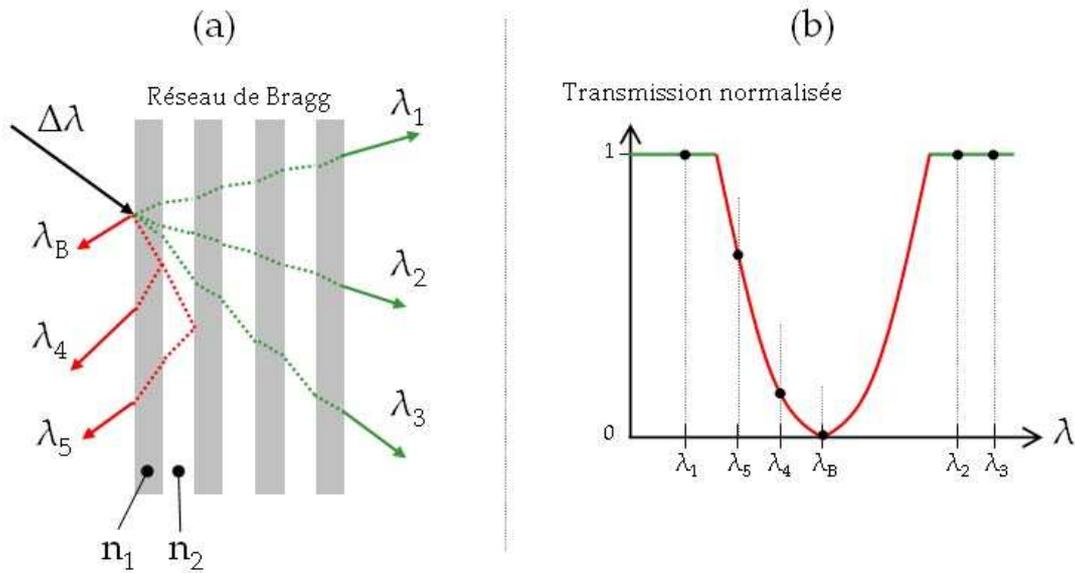


Figure 9 : (a) Schéma de la déviation d'un faisceau lumineux de largeur spectrale $\Delta\lambda$ appliqué à la surface d'un réseau de Bragg. (b) Courbe de transmission schématique du réseau de Bragg considéré

On applique une onde incidente de largeur spectrale $\Delta\lambda$ à l'interface d'un réseau de Bragg. Par des recombinaisons constructives du faisceau incident dans le réseau, une partie du signal sera réfléchi par le réseau, l'autre partie sera transmise. Sur la figure 9a, le signal transmis, à travers le réseau, est caractérisé par les longueurs d'onde λ_1 , λ_2 et λ_3 . Les longueurs d'onde λ_B , λ_4 et λ_5 seront réfléchies par le réseau. La figure 9b représente la courbe de transmission du réseau. On observe l'apparition d'une bande de longueurs d'onde non transmises par le réseau. On parle alors de bande interdite. La longueur d'onde particulière λ_B est fortement réfléchi par le réseau. Elle définit théoriquement le centre de la bande interdite. Elle est appelée longueur d'onde de Bragg. À λ_B , le réseau est équivalent à un miroir parfait pour l'onde incidente.

En considérant deux réseaux placés en vis-à-vis et séparés par un milieu d'indice de réfraction faible (par rapport à l'indice effectif de la gaine), un faisceau incident dans ce milieu pourra se propager longitudinalement entre les réseaux par des réflexions successives sur les parois du réseau, comme représenté sur le schéma de la figure 10 :

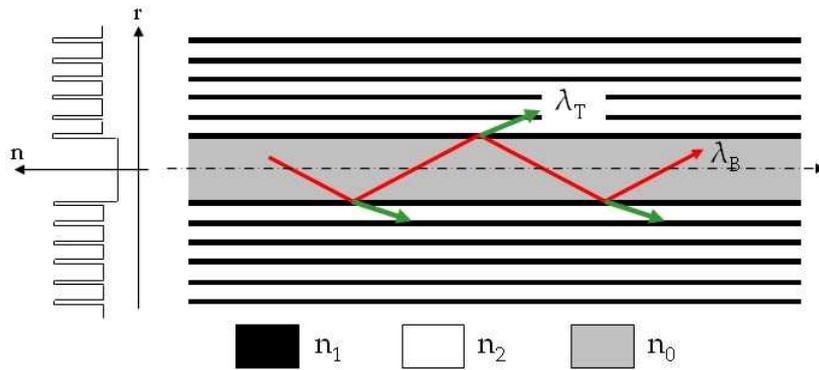


Figure 10 : Propagation longitudinale d'une onde introduite dans un milieu (gris) (indice n_0) séparant deux miroirs de Bragg ($n_1 > n_2$)

Le rayon émis à la longueur d'onde de Bragg λ_B sera fortement confiné dans le cœur de la structure compte tenu des fortes réflexions successives sur les parois du réseau. Au contraire, un rayon à la longueur d'onde λ_T sera transmis par le réseau, et le signal à cette longueur d'onde sera fortement atténué au long de la propagation.

Autour de la longueur d'onde de Bragg (soit λ_4 et λ_5 de la figure 9), une portion de l'énergie incidente sera transmise et l'autre partie sera réfléchi. Par des recombinaisons successives des rayons dans la microstructure, une forte portion d'énergie est alors guidée dans le cœur. L'énergie transmise dans le réseau au cours de la propagation peut alors être quantifiée, on parle alors de pertes de confinement.

Ce réseau de Bragg unidimensionnel a été utilisé dans une fibre de Bragg à cœur creux [FINK 98]. Il est possible de définir les plages de longueur d'onde en fonction des paramètres du réseau [WINN 98]. Les dimensions du réseau sont définies par les relations suivantes autour de la longueur d'onde centrale de la bande λ_B [FINK 98] :

$$\frac{\ell_2}{\ell_3} = \frac{n_3}{n_2} \quad (17)$$

$$\ell_2 \approx \frac{\lambda_B}{4} \quad (18)$$

Les modes propagés dans ce type de structures sont généralement les modes électromagnétiques TE et TM. Une récente expérience a mis en évidence un guidage multimode dans une fibre creuse entourée d'un réseau unidimensionnel [HART 02]. Le cœur

creux de $200\ \mu\text{m}$ de rayon environ est entouré par une alternance de 21 couches de $0,9\ \mu\text{m}$ d'épaisseur chacune. La différence d'indice dans la gaine vaut 1,25. Le cœur étant très large, la propagation est multimode. La fibre est présentée sur la figure suivante :

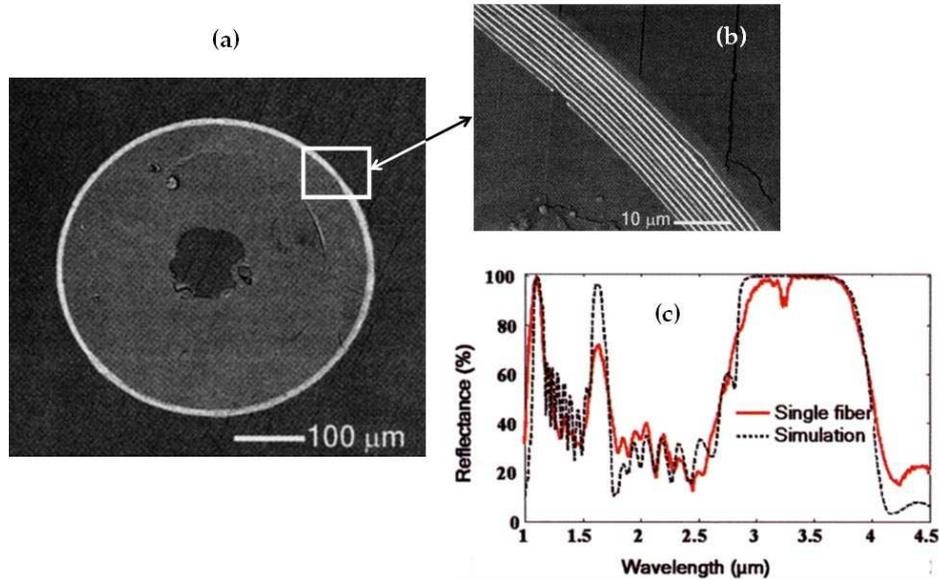


Figure 11 : (a) Photographie MEB de la section transverse de la fibre creuse [HART 02]
 (b) Zoom sur le réseau unidimensionnel entourant le cœur
 (c) Résultats de mesure et calcul de la bande de réflexion de la fibre considérée.

Sur la figure 11b, les couches d'indice haut sont représentées en blanc. La courbe de réflexion du réseau est représentée sur la figure 11c. On observe la présence d'une bande interdite centrée autour de $3,5\ \mu\text{m}$. Les mesures sont en très bon accord qualitatif et quantitatif avec les calculs. On remarque également la présence de deux autres bandes de transmission secondaires beaucoup plus étroites autour de $1,6\ \mu\text{m}$ et $1,1\ \mu\text{m}$.

Cette première validation expérimentale met en évidence le potentiel des guides cylindriques à réseau de Bragg radial pour la transmission de la lumière dans un milieu d'indice de réfraction faible.

5.4.3 Guide ARROW

Le principe de guide ARROW [DUGU. 86] est défini sur la figure 12, qui représente deux ondes de fréquences différentes se propageant dans le cœur du guide entouré d'une couche d'indice haut et d'une couche d'indice bas [LITC. 02].

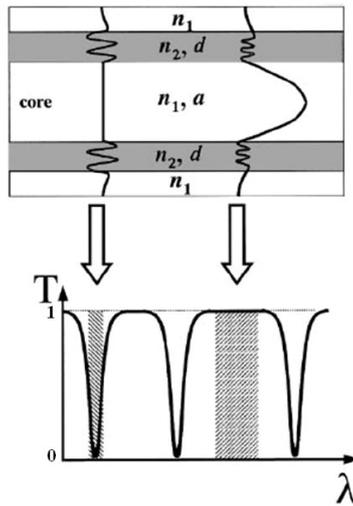


Figure 12 : Représentation schématique d'un guide ARROW (figure du haut), et spectre de transmission associé (figure du bas) [LITC. 02]

Le cœur est constitué d'un matériau d'indice n_1 et de largeur a . La couche entourant le cœur est constituée d'un matériau d'indice n_2 ($n_2 > n_1$) et d'épaisseur d . Le guide ainsi constitué est finalement entouré par une couche d'un matériau identique à celui du cœur et d'épaisseur b . On considère que :

$$\Lambda = d + b \quad (19)$$

Le mode fondamental pour une transmission forte ($T = 1$) se caractérise par un faisceau gaussien dans le cœur et une multitude d'oscillations dans la couche d'indice haut. A contrario, lorsque la transmission est nulle, le mode du guide ARROW est entièrement confiné dans la couche d'indice haut.

Le guidage ARROW repose sur le principe d'antirésonance d'une unique couche d'indice haut du réseau. Chaque couche du réseau cristallin peut être considéré comme un résonateur Fabry-Pérot. Aux longueurs d'onde pour lesquelles l'énergie est piégée dans le résonateur, il n'y a pas d'énergie dans le cœur. Au contraire, aux longueurs d'onde pour lesquelles la résonance de la cavité n'a pas lieu, la lumière est piégée (guidée) dans le cœur. La position spectrale λ_i des minima d'atténuation est définie par :

$$\lambda_\ell = \frac{4n_1d}{2\ell+1} \cdot \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - 1} \quad (20)$$

ℓ est un nombre entier positif ou nul.

Il est possible d'introduire une autre condition d'antirésonance pour définir l'épaisseur des couches d'indice bas [LITC.02] en fonction de l'épaisseur du cœur :

$$b = (2\ell + 1) \frac{a}{2} \quad (21)$$

Toutefois si $b \ll a$, alors la condition d'antirésonance définie par l'équation (20) est toujours valable.

Une étude par BPM (pour Beam Propagation Method) [FEIT 80 - SCAR.00] a permis de mettre en évidence ce guidage particulier dans un guide planaire. Différents profils (Λ différents) ont été modélisés, avec 10 paires de couches et $d = 3,437 \mu\text{m}$. La transmission a été calculée [LITC.02] dans chaque cas en fonction de la longueur d'onde (de $0,6 \mu\text{m}$ à $14 \mu\text{m}$) après 5 cm de propagation à l'aide de la méthode du faisceau propagé.

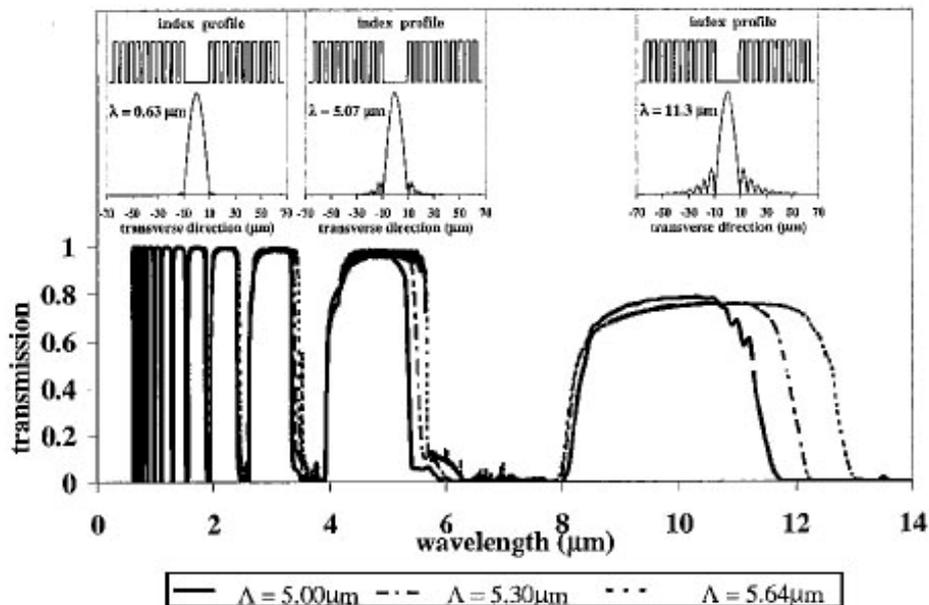


Figure 13 : Spectres de transmission calculés pour un guide ARROW 1D à 10 paires de couches ($n_1 = 1,4$ et $n_2 = 1,8$) entre $0,6 \mu\text{m}$ et $14 \mu\text{m}$. Trois profils d'indice différents sont modélisés ($\Lambda = 5 \mu\text{m}$, $\Lambda = 5,3 \mu\text{m}$, $\Lambda = 5,642 \mu\text{m}$) [LITC.02]

Les figures du haut représentent le confinement du mode fondamental dans le cœur pour différentes longueurs d'onde (respectivement de gauche à droite 0,63 μm , 5,07 μm et 11,3 μm). Pour les longueurs d'onde où $\lambda > \Lambda$, la distribution radiale du champ électrique est différente des cas où $\lambda < \Lambda$. La transmission théorique n'est plus égale à 1. Le maximum de transmission diminue en fonction de l'augmentation du Λ . Le mode est alors évanescent dans la gaine. Pour des longueurs d'onde courtes, le champ est fortement confiné dans le cœur du guide. Cette transmission est valable pour des réseaux cristallins de 10 couches mais il en est de même aux courtes longueurs d'onde avec un réseau monocouche [LITC. 02] comme le montre la figure suivante :

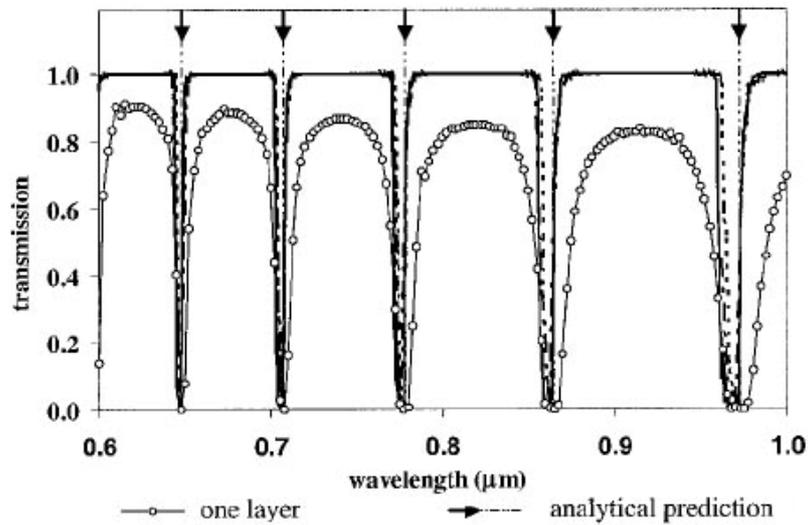


Figure 14 : Spectres de transmission calculés pour un guide ARROW 1D monocouche (représenté par les cercles blancs) et 10 paires de couches (en trait noir continu) précédant [LITC. 02]

Sur la figure précédente, les flèches correspondent aux positions des minima définies par l'équation (20). Dans le cas du guide multicouches, la transmission est égale à 1 sauf à la position de ces minima. Dans le cas du guide monocouche, le spectre de transmission est alors caractérisé par une série de lobes dont le maximum de transmission diminue en fonction de la longueur d'onde. L'augmentation du nombre de couches augmente la transmission du guide.

La comparaison entre le guide planaire ARROW et le guide cylindrique ARROW a été obtenue numériquement par Abeeluck *et al* [ABEE. 02]. Les résultats précédents concernant le

guide plan monocouche ont été repris. La comparaison a été effectuée avec un guide cylindrique de dimensions identiques. Les résultats sont présentés sur la figure suivante :

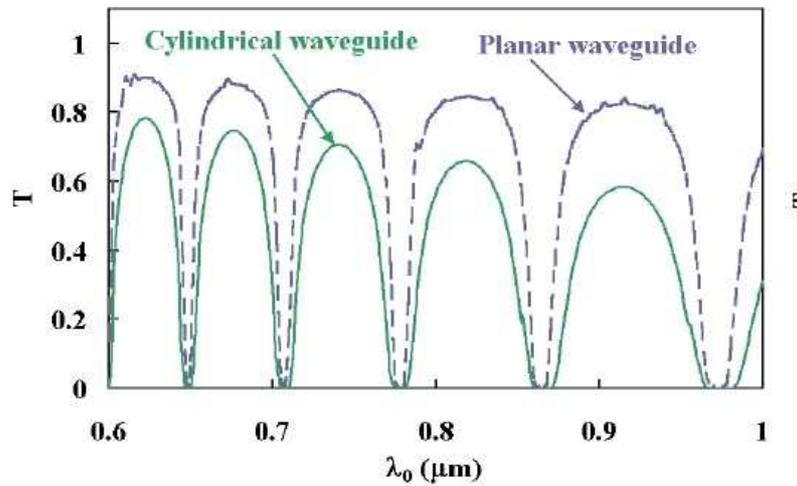


Figure 15 : Spectres de transmission d'un guide planaire et d'un guide cylindrique ARROW monocouche ($n_1 = 1,4$ et $n_2 = 1,8$) entre $0,6 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ [ABEE. 02]

La courbe en pointillés correspond au guide planaire monocouche. Elle est identique à celle de la figure 14. La deuxième courbe en trait continu correspond à la transmission du guide cylindrique. Les deux courbes possèdent les mêmes positions des minima de transmission. La transmission maximale est plus faible dans le cas du guide cylindrique. Il va donc falloir ajouter des couches supplémentaires pour que le guide cylindrique permette d'effectuer un guidage fort.

La distribution axiale du mode fondamental dans le guide planaire ARROW est décrite par Abeeluck *et al* [ABEE. 02] et elle est représentée sur la figure 16.

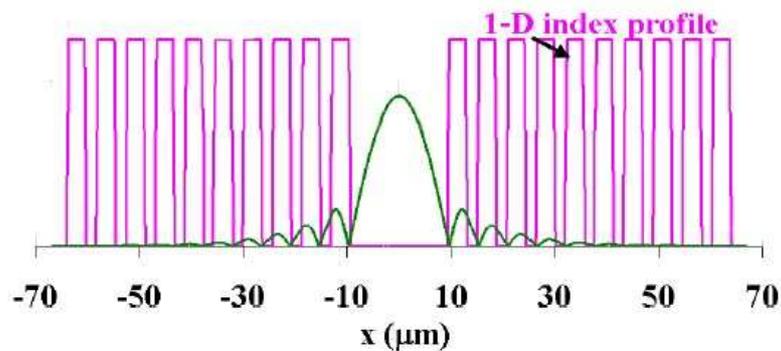


Figure 16 : Distribution axiale du mode fondamental dans un guide ARROW constitué de 10 paires de couches [ABEE. 02]

Chapitre 1

Cette distribution axiale est caractérisée sous la forme d'une gaussienne dans le cœur du guide. Dans la gaine, le champ décroît exponentiellement en oscillant. Il est nul à l'interface cœur/gaine et aux transitions d'indice bas/haut. Il est maximum aux autres interfaces.

5.4.4 Conclusion

Il est possible de concevoir une fibre optique ayant comme gaine optique un réflecteur (ou un miroir) de Bragg. Dans le cas du guide ARROW, le principe de réflexion repose sur l'anti-résonance d'une unique couche d'indice élevé. Dans le cas du guide de Bragg, c'est le pouvoir réflecteur de l'ensemble du réseau qui est considéré.

De ces deux principes de guidage on peut estimer concevoir une fibre optique à réseau unidimensionnel, comme gaine optique, possédant un faible nombre de couronnes d'indice élevé. On peut alors trouver un profil d'indice exhibant une première couronne adaptée (guidage ARROW) pour permettre un fort guidage et des couronnes supplémentaires pour réduire les pertes de confinement (guidage Bragg).

6 Conclusion

Les effets non linéaires générés dans les fibres optiques possèdent la double particularité d'être indésirables pour certaines applications et fortement souhaités dans d'autres domaines. Dans le domaine du transport de fortes puissances optiques, ces effets non linéaires seront réduits pour augmenter les capacités des dispositifs actuels. Au contraire, ils seront exacerbés pour des applications telle que la conversion de fréquence. Dans tous les cas, un meilleur contrôle de ces effets dans les fibres optiques permettra d'améliorer considérablement la recherche dans ces domaines.

Les recherches sur les fibres optiques semblaient avoir atteint une limite due à la technologie et aux matériaux employés. L'apparition des cristaux photoniques a ouvert une nouvelle voie pour l'optique guidée. L'utilisation d'un réseau cristallin très fortement modulable a permis d'imaginer des projets jusqu'alors impossibles, comme le fort guidage dans un milieu d'indice faible. Le développement d'une gaine optique microstructurée a rapidement permis

Chapitre 1

de mettre en évidence le potentiel des fibres dites « PCFs » pour la gestion des effets non linéaires dans les fibres optiques.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au potentiel du réseau unidimensionnel pour définir des profils d'indice de fibres à cœur de silice à très large rayon de cœur pour le transport de puissance. Ensuite, nous utiliserons la propriété intrinsèque des cristaux photoniques pour guider la lumière dans un cœur d'air (d'indice de réfraction faible par rapport à celui de la silice). Finalement, nous étudierons les propriétés optiques d'une fibre à cœur liquide (également d'indice faible par rapport à celui de la silice) pour l'exacerbation des effets non linéaires et pour la conversion de fréquence.

Chapitre 2 :
Transport de fortes
puissances optiques dans
les fibres à cœur de silice
à bande interdite
photonique

1 Introduction

Le transport de fortes puissances optiques est un élément déterminant non seulement dans le domaine des télécommunications haut débit mais également dans les domaines de l'amplification de puissance [TAVE.99], pour l'usinage ou le marquage laser [SHEP.05], la défense [O'DRI.05] et l'astronomie [BONA.04]. La qualité du faisceau émis en sortie du laser est généralement affectée par des perturbations thermo-optiques. L'utilisation de fibres optiques permet d'améliorer la qualité du faisceau. Le faisceau du mode fondamental émis en sortie de fibres optiques est gaussien (M^2 est proche de 1). Des puissances crêtes supérieures à plusieurs kW sont généralement utilisées pour ces applications. L'augmentation de la puissance transmise, combiné à un fort confinement du champ dans le cœur de la fibre, implique une réduction de la longueur non linéaire d'après l'équation (6). Elle est alors réduite à seulement quelques centimètres dans le cas de puissances crêtes de plusieurs kW dans des SIFs ($A_{\text{eff}} < 80 \mu\text{m}^2$). Les effets non linéaires seront rapidement exacerbés, et ainsi modifieront les caractéristiques du faisceau incident (longueur d'onde et qualité du faisceau entre autres). Pour conserver une longueur non linéaire acceptable (de l'ordre de plusieurs mètres pour ces applications), il est alors obligatoire de réduire fortement le coefficient non linéaire γ . D'après sa définition (4), il est nécessaire d'augmenter l'aire effective pour réduire γ . C'est le seul terme modulable pour un matériau et une longueur d'onde d'application donnés.

Le réseau cristallin d'un guide ARROW permet d'augmenter la taille du cœur en conservant un fort guidage [DUGU.86]. Le principe de guidage par bande interdite photonique ou ARROW peut donc permettre d'augmenter le potentiel des fibres optiques pour le transport de fortes puissances optiques.

2 Fibre à bande interdite photonique 1D à cœur de silice

2.1 Définition

Le profil d'indice de la fibre à bande interdite photonique 1D à cœur de silice (SBF pour Silica Bandgap Fibre) est représenté sur la figure suivante :

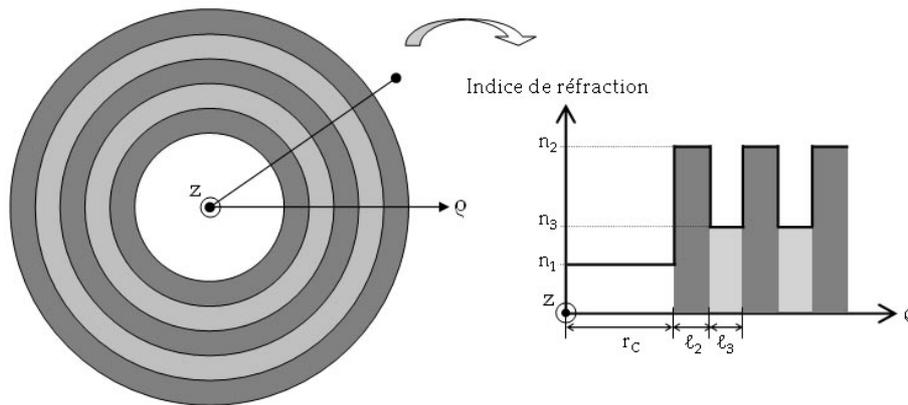


Figure 17 : Distribution radiale du profil d'indice d'une fibre à bande interdite photonique 1D à cœur de silice et la coupe transverse correspondante

La SBF est composée d'un cœur de silice d'indice de réfraction n_1 et de rayon r entouré par un réseau cristallin constitué d'une alternance de couches d'indice n_2 et n_3 et d'épaisseur l_2 et l_3 . La valeur de l'indice du cœur dépend de l'application considérée. Le premier profil d'indice d'une telle fibre a été développé par YEH *et al* [YEH 78] pour un guidage dans un cœur d'air. Les dimensions du réseau étaient initialement définies périodiquement. Les oscillations dans la gaine que l'on a pu observer dans le guide ARROW planaire sont équivalentes dans une SBF. Elles impliquent des pertes de confinement. Il a été reconnu qu'une SBF à cœur creux ayant un faible nombre de couronnes ne pouvait permettre la propagation sans pertes [DORAN 83] du champ dans le cœur. Seul un grand nombre de couronnes d'indice élevé permettra de guider un mode à pertes réduites dans une fibre à cristal photonique radial [XU 02]. Dans le cas du guide ARROW, nous avons vu qu'il est possible d'obtenir un guidage performant avec un nombre de couches faible dans un cœur de silice pure. Les dimensions des couches doivent être soigneusement définies pour permettre la propagation du mode fondamental. Cependant, à partir de l'expression (20), on estime que plus la différence

d'indice est forte, plus l'épaisseur de la couche d'indice haut est faible. Le profil d'indice théorique est alors difficilement réalisable. Nous allons donc nous intéresser principalement au guidage avec une faible différence d'indice cœur/gaine. Pour cela, le cœur de la fibre sera en silice pure, tout comme les couches d'indice bas. Les couches d'indice élevé seront obtenues par dopage de la silice.

2.2 Détermination d'un profil d'indice permettant la seule propagation du mode fondamental

2.2.1 Notion de modes dans les SBFs

Gloge [GLOGE 71] a proposé de regrouper les modes électromagnétiques dégénérés guidés dans une fibre optique sous une même désignation. On parle alors de modes LP (Linearly Polarized). Avec cette désignation, on ne prend plus en compte l'orientation du champ électrique du mode. Seule l'information sur la constante de propagation β , identique ou très proche pour les modes dégénérées, est conservée. Les modes électromagnétiques (EM) dégénérés sont alors regroupés en mode LP comme le montre le tableau 1 [OKOS. 82] :

Tableau 1 : Définitions de 2 premiers modes LP présents dans une SIF multimode

Modes LP	Modes dégénérés	Distribution transverse de E_x	Distribution en intensité de E_x	
LP ₀₁	HE ₁₁ (x ou y)	$n = 1$		
		$m = 0$		
		$\ell = 1$		
LP ₁₁	TE ₀₁	$n = 0$		
		$m = 1$		
		$\ell = 1$		
	TM ₀₁	$n = 0$		
		$m = 1$		
		$\ell = 1$		
HE ₂₁ (x ou y)		$n = 2$		
		$m = 1$		
		$\ell = 1$		

Chapitre 2

Le mode LP_{01} est caractérisé par un maximum d'intensité au centre du cœur de la fibre. A contrario, le mode LP_{11} est caractérisé par une intensité nulle ($E = 0$) au centre de la fibre. On peut classer l'ensemble des modes LP par les relations suivantes [OKOS. 82] :

Tableau 2 : Relation entre les modes EM et les modes LP

Désignation du mode		Nombre de modes dégénérés
$LP_{m\ell}$	EM	
$LP_{0\ell}$ ($m=0$)	$HE_{1\ell}$	2
	$TE_{0\ell}$	
$LP_{1\ell}$ ($m=1$)	$TM_{0\ell}$	4
	$HE_{2\ell}$	
$LP_{m\ell}$ ($m \geq 2$)	$EH_{m-1,\ell}$	4
	$HE_{m+1,\ell}$	

Dans les fibres à guidage par RTI, la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental est gaussienne. La distribution radiale du champ électrique confinée dans le cœur est identique à celle des fibres à bande interdite photonique. Par commodité de langage, nous emploierons le terme de modes LP pour qualifier le comportement modal des fibres à guidage par bande interdite photonique. On considère alors que le premier mode obtenu pour $n_e < n_{\text{cœur}}$ est le mode fondamental et est appelé le mode LP_{01} .

2.2.2 Détermination du profil d'indice de réfraction

Les différentes méthodes de conception de profil d'indice de SBFs consistaient à déterminer un profil d'indice permettant l'ouverture d'une bande interdite autour de la fréquence d'étude. Le profil d'indice impose une propagation multimode (TE ou TM), ainsi que les constantes de propagation β des modes considérés.

Marcou *et al* [MARC. 01] ont développé une méthode qui permet non pas d'imposer la géométrie de la fibre de Bragg, mais d'imposer une propagation monomode à β définie afin de déterminer numériquement le profil d'indice de la SBF correspondante. Le concepteur peut alors choisir le mode fondamental LP_{01} comme unique mode propagé. Le profil est défini en imposant des conditions sur la composante transverse du champ électrique E_r et

Chapitre 2

non sur la composante azimutale E_θ pour le cas des modes TE_0 [YEH 78 – JOHN.01a]. Les variations de E_r sont décrites par la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 0 J_0 . Les conditions imposées sont donc l'annulation du champ à l'interface cœur/réseau et la maximisation du champ au centre de la fibre. Des conditions supplémentaires sont imposées aux différentes transitions du réseau [DUGU.86] pour minimiser les oscillations du champ dans le réseau de Bragg et limiter les pertes de confinement. Ainsi, le champ E_r doit s'annuler à l'interface entre les couches d'indice de réfraction faible et les couches d'indice de réfraction élevé. Aux autres interfaces, la norme du champ doit être maximum. La méthode consiste à imposer une longueur d'onde centrale, ainsi qu'une constante de propagation β pour le mode fondamental. Pour une propagation efficace du mode fondamental, il faut que le vecteur d'onde \vec{k} soit parallèle à la direction de propagation [BIRKS 04]. La constante de propagation limite correspondante est alors $k_0 \times n_{\text{cœur}}$ (k_0 étant le nombre d'onde). Donc, plus la constante de propagation du mode fondamental sera proche de $k_0 \times n_{\text{cœur}}$, plus il sera confiné dans le cœur.

On peut décomposer le champ E_r à l'aide des expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
 E_r(r) &\propto J_0(p_1 r) && \rightarrow && r < r_c \\
 E_r(r) &\propto J_0(p_2(r + r_i)) && \rightarrow && r_c + r_i < r < r_c + r_{i+1} \\
 E_r(r) &\propto J_0(p_3(r + r_{i+1})) && \rightarrow && r_c + r_{i+1} < r < r_c + r_{i+2}
 \end{aligned} \tag{22}$$

$$\text{avec } p_i = k_0 \sqrt{n_i^2 - n_e^2}$$

r_i est le rayon de la couche i , n_e est l'indice effectif du mode guidé et k_0 est le nombre d'onde $\Rightarrow \beta = k_0 \times n_e$

Il découle de ces expressions que :

$$r_c = \frac{x_1}{p_1} \qquad \ell_{2k} = \frac{x'_k - x_k}{p_2} \qquad \ell_{2k+1} = \frac{x_{k+1} - x'_k}{p_3} \tag{23}$$

r_c le rayon de cœur, ℓ_{2k} l'épaisseur de la $k^{\text{ième}}$ couche d'indice haut, ℓ_{2k+1} l'épaisseur de la $k^{\text{ième}}$ couche d'indice bas, x_k est le $k^{\text{ième}}$ zéro de J_0 , x'_k est le $k^{\text{ième}}$ zéro de J_1

Le champ électrique $E_r(r)$ est représenté sur la figure 18 pour une SBF à 4 paires de couches avec une différence d'indice de 6.10^{-3} et un coeur légèrement enterré.

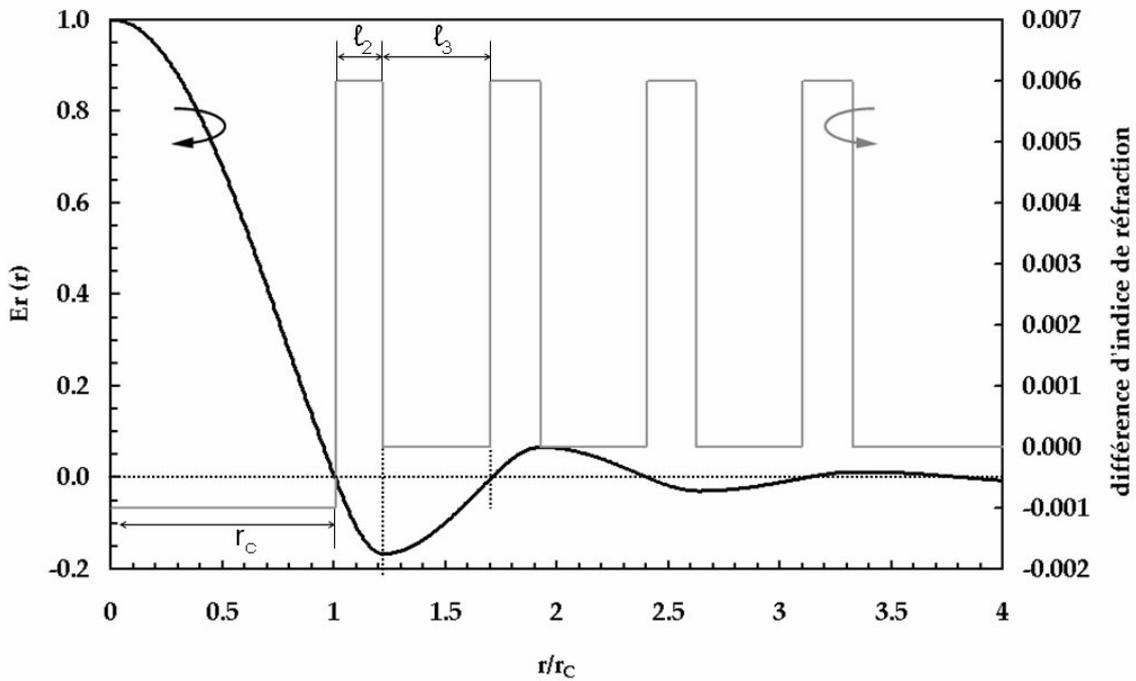


Figure 18 : Exemple de distribution radiale du mode fondamental dans une SBF

Malgré une faible différence d'indice de réfraction dans la gaine microstructurée, le champ est confiné dans le cœur et les oscillations du champ dans la gaine sont atténuées.

2.3 Optimisation des SBFs pour le transport de puissance

2.3.1 Modélisation à l'aide d'un outil d'analyse scalaire

L'analyse scalaire des fibres optiques n'est valable que pour des différences d'indice inférieures à 0,1, ce qui est le cas de notre étude. En résolvant l'équation de répartition transverse du champ, on peut déterminer l'allure de la composante radiale du champ ainsi que l'indice effectif du mode guidé à la longueur d'onde d'utilisation. La résolution de l'équation est obtenue par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 [HILD.74 – FÉVR.02]. Cette méthode permet de déterminer point par point une fonction solution, à partir d'un profil d'indice quelconque. La propagation dans les SBFs est caractérisée par les oscillations hors du réseau si le nombre de couches est insuffisant. La gaine de protection entourant la gaine optique permet une forte résistance mécanique de la fibre, mais elle présente une très forte

atténuation linéique. Pour estimer la contribution de l'atténuation du polymère de protection à l'atténuation linéique de la fibre, nous avons utilisé les résultats de Bréchet *et al* [BRÉC.00a] sur une SBF réalisée et monomode à 1064 nm. L'atténuation linéique est estimée à 8 dB.m⁻¹ en incluant la gaine de protection à l'extrémité de la gaine optique. On a appliqué à cette gaine de protection (polymère de revêtement) un coefficient d'atténuation α_{prot} et calculé les pertes de confinement α_m du mode fondamental par la relation suivante :

$$\alpha_m = \frac{\int \alpha(r) \cdot E^2(r) \cdot r \cdot dr}{\int E^2(r) \cdot r \cdot dr} \quad (24)$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} \alpha(r) = \alpha_{\text{prot}} & r > r_{\text{gaine}} \\ \alpha(r) = 0 & r < r_{\text{gaine}} \end{cases}$$

r_{gaine} est le rayon extérieur de la gaine optique.

Une atténuation optique α_{prot} de 250 dB.m⁻¹ a alors été estimée par cette méthode pour obtenir une atténuation $\alpha_m = 8$ dB.m⁻¹. Nous utiliserons cette valeur pour estimer l'atténuation linéique des différents modes guidés.

2.3.2 Détermination du potentiel des SBFs à grand cœur pour le transport de puissance

La méthode scalaire permet de calculer les pertes de confinement du mode fondamental. Pour déterminer le potentiel des SBFs à gros cœur à 1550 nm, des calculs ont été menés sur différents profils d'indice. Dans un premier temps la différence d'indice cœur/gaine est constante et vaut 0,016 (réalisable par MCVD). L'indice de réfraction de la silice est de 1,444 à cette longueur d'onde. L'indice haut de la gaine est alors de 1,46. Le cœur et les couches d'indice bas de la gaine sont en silice pure. La gaine microstructurée est composée de trois paires de couches (N = 3). Les différents profils d'indice ont été obtenus en faisant varier n_c (donc R_c , ℓ_{2k} et ℓ_{2k+1}) dans les équations (22) et (23). Les rayons de cœur associés ainsi que l'aire effective correspondante sont présentés dans le tableau ci-dessous :

Tableau 3 : Evolution du rayon de cœur R_c et de l'aire effective du mode fondamental en fonction de l'indice effectif n_e du mode guidé

n_e	R_c (μm)	A_{eff} (μm^2)
1,4415	7,0	98
1,4420	7,8	115
1,4425	9,0	144
1,4430	11,0	204
1,4435	15,6	396
1,4436	17,5	474
1,4437	20,2	625
1,4438	24,7	933
1,4439	34,9	1843

Les pertes de confinement des deux premiers modes d'ordre élevé ont été calculées pour chaque cas. L'évolution de ces pertes en fonction de l'aire effective est représentée sur la figure suivante :

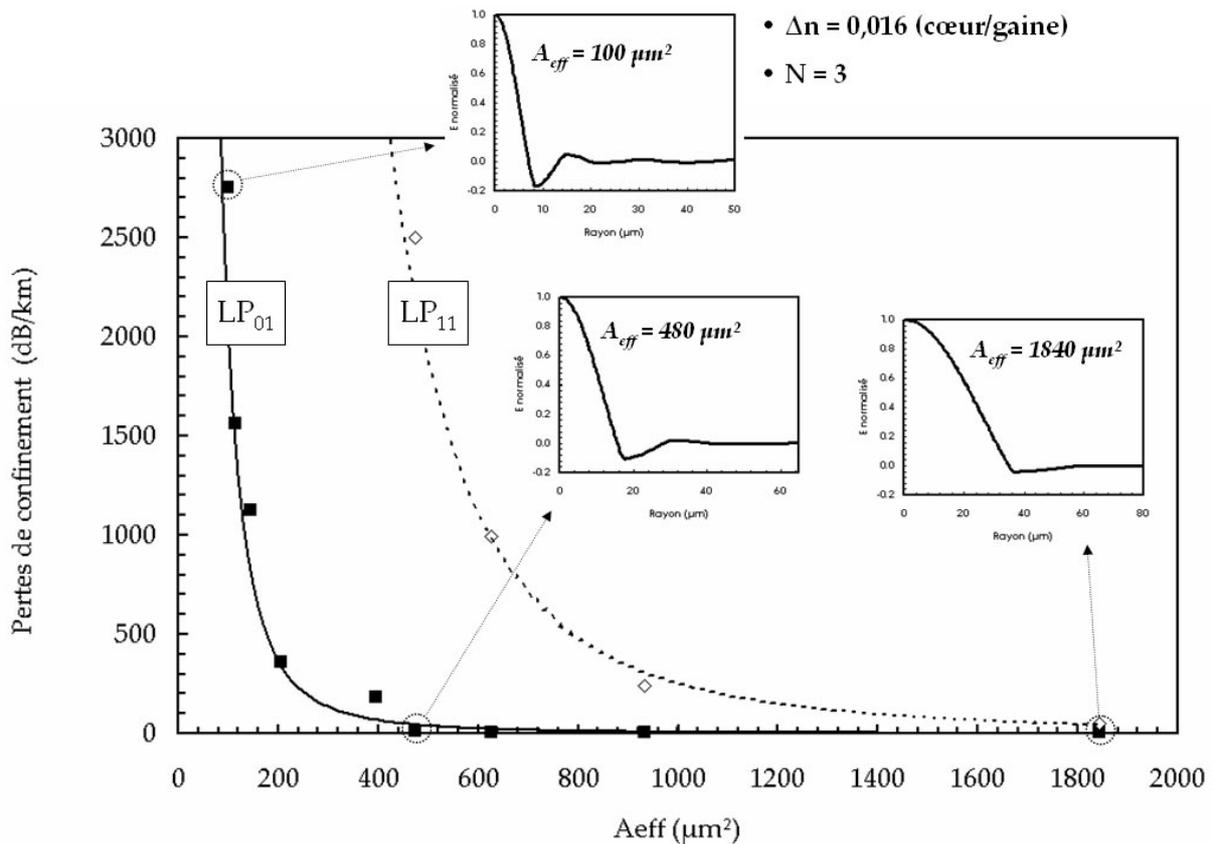


Figure 19 : Evolution des pertes de confinement des modes LP_{01} (trait plein) et LP_{11} (pointillés) dans une SBF en fonction de l'aire effective du mode fondamental. Trois distributions radiales du champ électrique du mode LP_{01} sont représentées en insert pour trois aires effectives identifiées ($100 \mu\text{m}^2$, $480 \mu\text{m}^2$ et $1840 \mu\text{m}^2$)

Chapitre 2

Les pertes de confinement diminuent exponentiellement en fonction de l'accroissement du rayon du cœur (donc de l'aire effective) pour les deux premiers modes de propagation. Des exemples de distributions radiales du champ électrique du mode fondamental sont représentés en insert sur cette figure. Plus le rayon de cœur est grand, plus le champ électrique est confiné dans le cœur, et plus les pertes de confinement sont faibles, ce qui est tout particulièrement intéressant dans notre étude. Toutefois pour des rayons de cœur grand ($A_{eff} > 625 \mu\text{m}^2$), les pertes de confinement du mode LP_{11} sont également faibles. Il est important de constater que pour un grand rayon de cœur, la propagation sera multimode dans la LMA SBF.

Afin de mettre en évidence l'importance de la différence d'indice cœur/gaine, les pertes de confinement ont été calculées pour le cas où R_c est égal à $17,5 \mu\text{m}$ ($A_{eff} = 475 \mu\text{m}^2$ et $n_e = 1,4436$) pour différents dopages de la couche d'indice haut. La fibre est monomode ($\alpha_{11}/\alpha_{01} > 250$). L'aire effective est proche de $480 \mu\text{m}^2$ dans chacun des cas. Les résultats sont présentés sur la figure suivante :

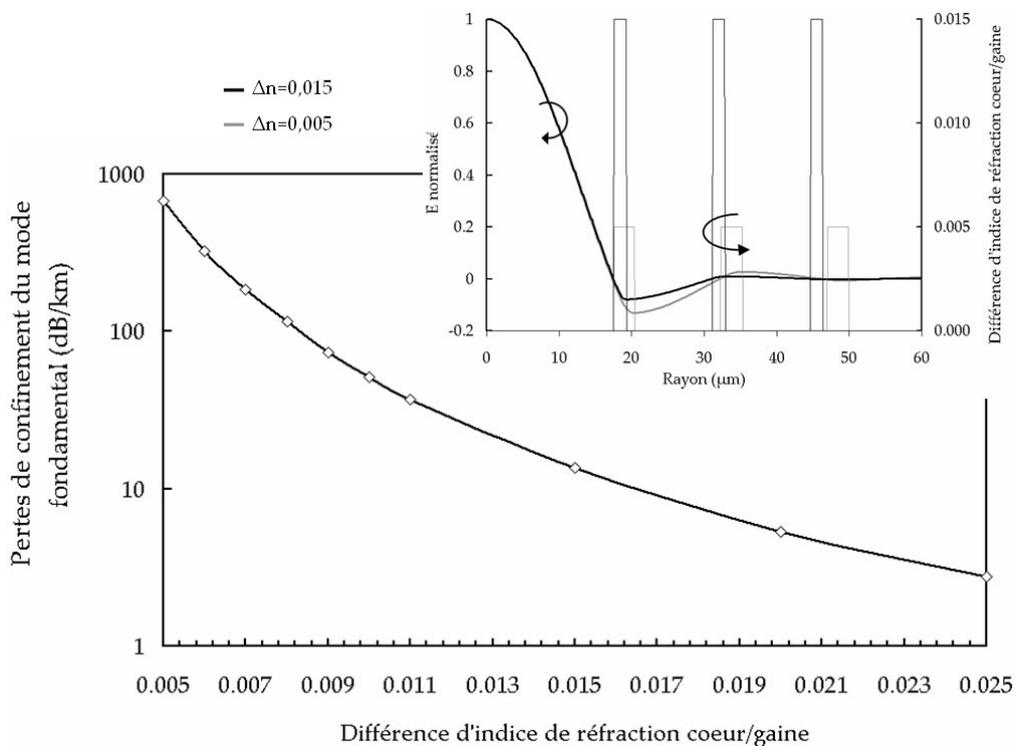


Figure 20 : Evolution des pertes de confinement en fonction de la différence d'indice cœur/gaine pour un profil d'indice défini avec $n_e = 1,4436$ et $N = 3$ ($R_c \approx 17,5 \mu\text{m}$ et $A_{eff} \approx 475 \mu\text{m}^2$).

Représentation en insert de la distribution transverse du champ électrique ainsi que le profil d'indice associé pour deux différences d'indice cœur/gaine ($\Delta n = 0,005$ et $\Delta n = 0,015$)

Les pertes de confinement évoluent de manière exponentiellement décroissante en fonction de la différence d'indice cœur/gaine. Pour des différences d'indice proches de 0,01, les pertes de confinement sont inférieures à 50 dB.km^{-1} . En insert de cette figure, deux exemples de distributions transverses de champ électrique ($\Delta n = 0,005$ et $\Delta n = 0,015$) sont représentés. On remarque comme précédemment que le champ électrique est plus confiné dans le cœur dans le cas de fort Δn .

Cette première modélisation nous permet de constater que l'on peut obtenir une propagation du mode fondamental de section transverse importante ($480 \mu\text{m}^2$) à faibles pertes (50 dB.km^{-1}) pour un profil d'indice réalisable par la technologie MCVD ($N = 3$, $\Delta n = 0.01$).

3 Modélisation d'une SBF à grande aire effective basée sur un profil d'indice réel de préforme

3.1 Introduction

Une campagne de fabrication de SBFs a été menée par F. Bréchet en 1999 au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (LPMC) à Nice. Le but était de réaliser des fibres permettant de décaler le zéro de dispersion chromatique [BRÉC.00a – BRÉC.00b]. Afin de démontrer expérimentalement l'obtention d'une aire effective proche de $500 \mu\text{m}^2$ dans une SBF, nous avons utilisé une de ces préformes. Le profil d'indice de la préforme est le suivant :

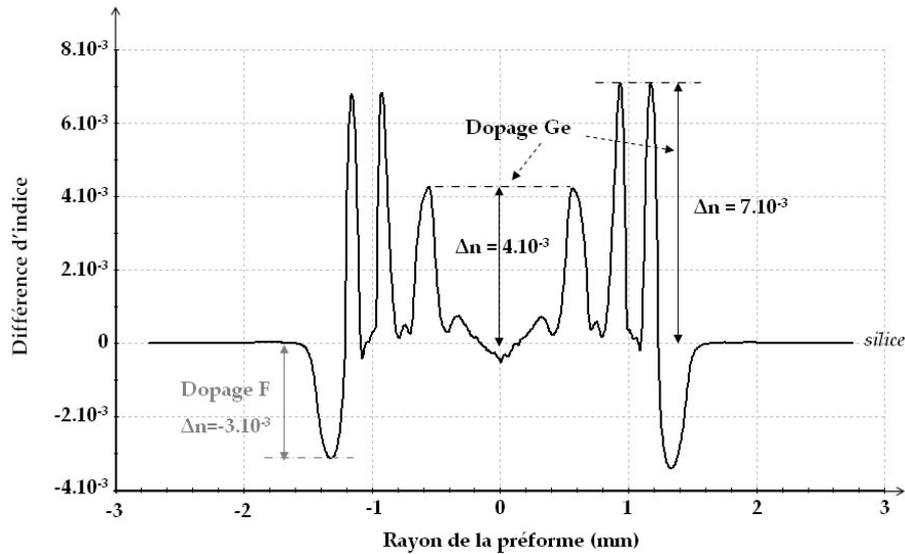


Figure 21 : Profil d'indice de la préforme de la SBF étudiée

La gaine optique est constituée de trois couches d'indice de réfraction haut (réalisées par un dopage de la silice au germanium) séparées entre elles par des couches de silice pure. En sortie du cristal, une dépression d'indice a été ajoutée pour réduire les pertes par courbure [BROD.99]. Elle a été réalisée en dopant la silice avec du fluor ($\Delta n = 3.10^{-3}$). Le diamètre extérieur de la préforme est de 9 mm.

La première couche d'indice haut est physiquement très différente des suivantes. Cette première couche est la dernière réalisée dans le procédé de fabrication, juste avant un ultime dépôt de silice pure et le rétreint. La température la plus forte est utilisée durant cette phase particulière qu'est le rétreint. Soumis à cette contrainte, les dopants se trouvant dans cette strate migrent vers les couches périphériques. C'est pour cela que la concentration en dopants est plus faible (d'où une faible différence d'indice) et que la largeur à mi-hauteur est plus importante que dans les couches suivantes.

3.2 Profil d'indice retenu

Une première étude par analyse scalaire est employée pour définir le comportement modal de la future fibre. Le profil d'indice utilisé est basé sur le profil d'indice réel de la préforme. L'allure de chacune des couches d'indice haut de la gaine a été approchée par une gaussienne. Cette allure est dictée par la diffusion du dopant lors des différentes phases de fabrication. Chaque gaussienne $G_i(\rho)$ est alors caractérisée par :

Chapitre 2

$$G_i(\rho) = n_{i0} \cdot e^{-\frac{(\rho - \rho_i)^2}{(s_i)^2}} \quad (25)$$

Pour chaque gaussienne : n_{i0} est l'indice de réfraction maximal dans la couche i , ρ_i est la position et s_i est la largeur à la base de la gaussienne.

Nous n'avons pas pris en compte la faible dépression d'indice au centre du cœur. Le profil d'indice $N(\rho)$ sera donc représenté par la somme des gaussiennes avec l'indice de la silice constituant le cœur comme :

$$N(\rho) = n_{\text{silice}} + \sum_{i=1}^4 G_i(\rho) \quad (26)$$

Numériquement, nous avons réduit le profil d'indice de la préforme à l'échelle de la fibre. Nous avons effectué des calculs sur différents profils correspondant à différents fibrages. Ils sont caractérisés par un rayon du cœur de la fibre R_c différent. Le profil d'indice que nous avons cherché à obtenir devait permettre une propagation monomode avec des pertes linéiques réduites, en ayant une grande aire modale.

Les calculs des coefficients d'atténuation modaux des deux premiers modes ont été effectués à l'aide de la méthode scalaire décrite dans le paragraphe précédent. Les résultats sont présentés sur la figure 22.

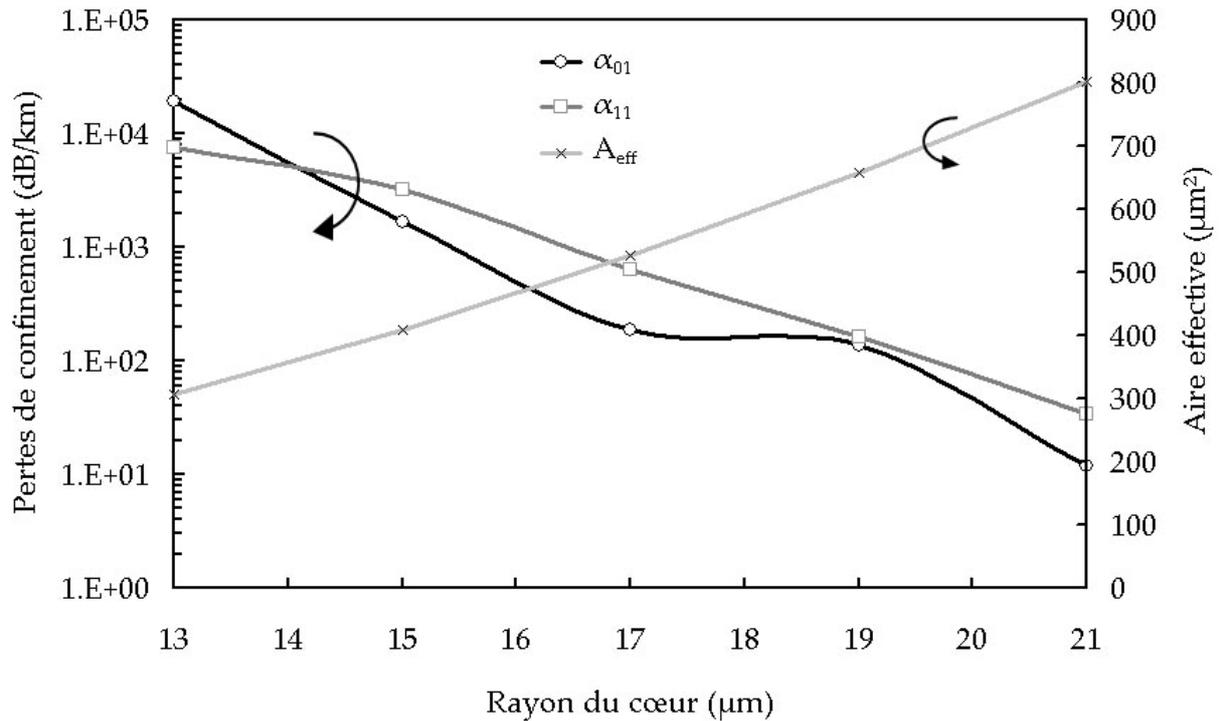


Figure 22: Calculs des coefficients d'atténuation modaux des deux premiers modes en fonction du rayon de cœur, et estimation de l'aire effective du mode fondamental correspondante

Les coefficients d'atténuation modaux ont été estimés pour les premiers modes (α_{01} (mode LP₀₁) courbe noire avec des cercles blancs et α_{11} (mode LP₁₁) courbe grisée avec des carrés). Pour des rayons de cœur inférieurs à 15 μm, il est impossible d'avoir une propagation monomode avec ce profil d'indice ($\alpha_{01} \equiv \alpha_{11}$). Il en est de même pour des rayons de cœur supérieurs à 18 μm. Pour $R_c = 21$ μm, le rapport entre les coefficients d'atténuation modaux est proche de 2. Pour des pertes linéiques proches de 20 dB.km⁻¹, une propagation monomode ne pourra s'établir sur de courtes longueurs de fibres car le mode d'ordre élevé n'est pas suffisamment à pertes pour permettre une propagation asymptotiquement monomode [JOHN. 01a].

On considère alors que le profil d'indice avec un rayon de cœur égal à 17 μm nous permettra d'obtenir la plus grande aire effective en régime monomode. Elle est estimée à 526 μm². Les coefficients d'atténuation modaux sont estimés à $\alpha_{01} = 0,19$ dB.m⁻¹ et $\alpha_{11} = 0,66$ dB.m⁻¹. Le rapport d'atténuation modal est alors estimé à 3,5. Il est suffisant pour des pertes proches du dB.m⁻¹, car le mode d'ordre élevé pourra être éliminé sur des longueurs métriques en considérant une injection sélective sur le mode fondamental. De la même manière, les coefficients d'atténuation modaux des deux modes d'ordre supérieur suivants ont été

calculés. Les pertes de confinement des modes LP₂₁ et LP₀₂ sont estimées respectivement à 15 dB.m⁻¹ et 30 dB.m⁻¹. Ils sont donc par rapport aux deux précédents modes, fortement atténués. On ne considèrera par la suite que la propagation des modes LP₀₁ et LP₁₁.

Les paramètres des gaussiennes servant à modéliser le profil d'indice de la fibre considérée sont reportés dans le tableau 4 :

Tableau 4 : Paramètres des gaussiennes servant à modéliser le profil d'indice réel de la fibre considérée

Couche n°	n _i	q _i (μm)	s _i (μm)
1	0,0033	19,8	1,98
2	0,0049	30,6	1,32
3	0,0054	39,5	1,06
4	-0,0025	47,0	2,20

Le profil d'indice numérisé, basé sur le profil d'indice réel, pour le cas où R_c est égal à 17 μm est représenté sur la figure 23 :

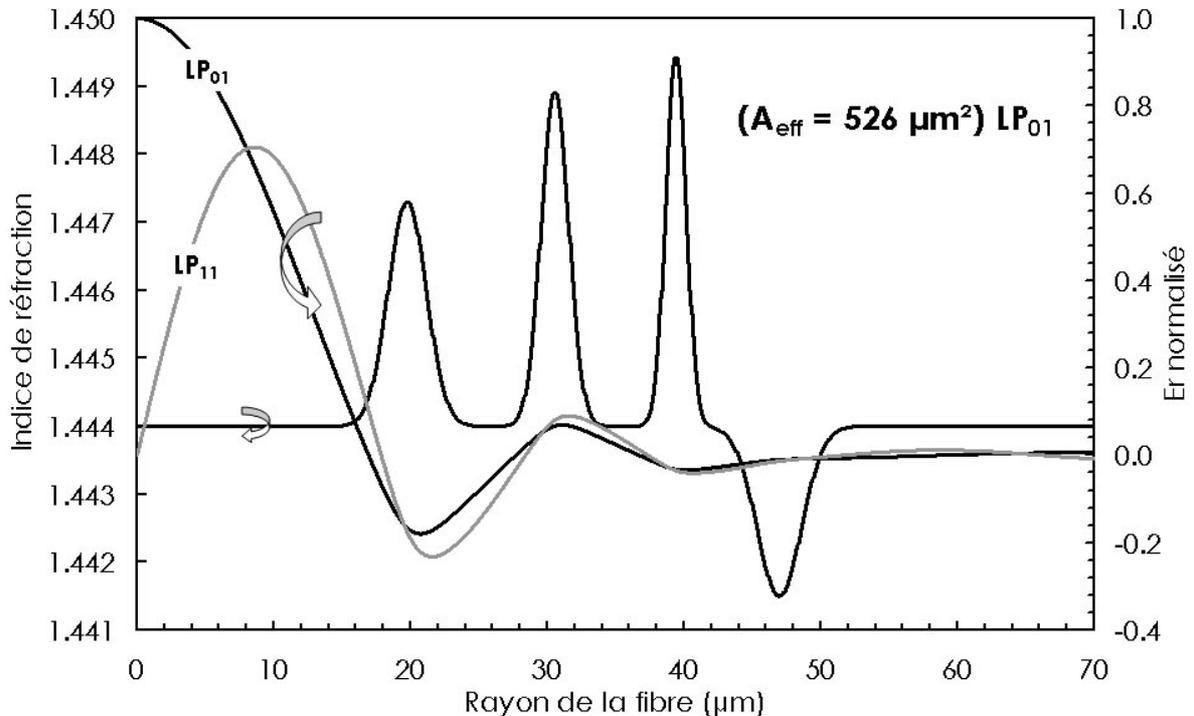


Figure 23 : Profil d'indice de la SBF optimale, basé sur le profil d'indice réel et distribution radiale du champ électrique des modes LP₀₁ et LP₁₁

Le profil d'indice est représenté en noir. La distribution radiale du champ électrique des modes LP₀₁ et LP₁₁ est représentée sur cette figure. Les oscillations du champ dans la gaine sont moindres pour le mode LP₀₁. Ceci s'est traduit par de plus faibles pertes de confinement. L'aire effective du mode fondamental vaut 526 μm². On obtient alors un coefficient de non linéarité γ égal à $2,47 \cdot 10^{-6} \text{ W}^{-1}\text{cm}^{-1}$, soit 20 fois inférieur à celui d'une SMF.

3.3 Impact de la dépression d'indice

La dépression d'indice placée en sortie du réseau microstructuré doit permettre de réduire les pertes par courbure [BROD. 99]. Elle doit également jouer un rôle sur le confinement du champ dans le cœur. Pour le mettre en évidence, deux profils d'indice, définis pour $R_c = 17 \text{ μm}$, l'un avec la dépression d'indice et l'autre sans, ont été modélisés. La distribution radiale du champ électrique du mode fondamental a été calculée avec ses deux profils. Les résultats sont présentés sur la figure 24 :

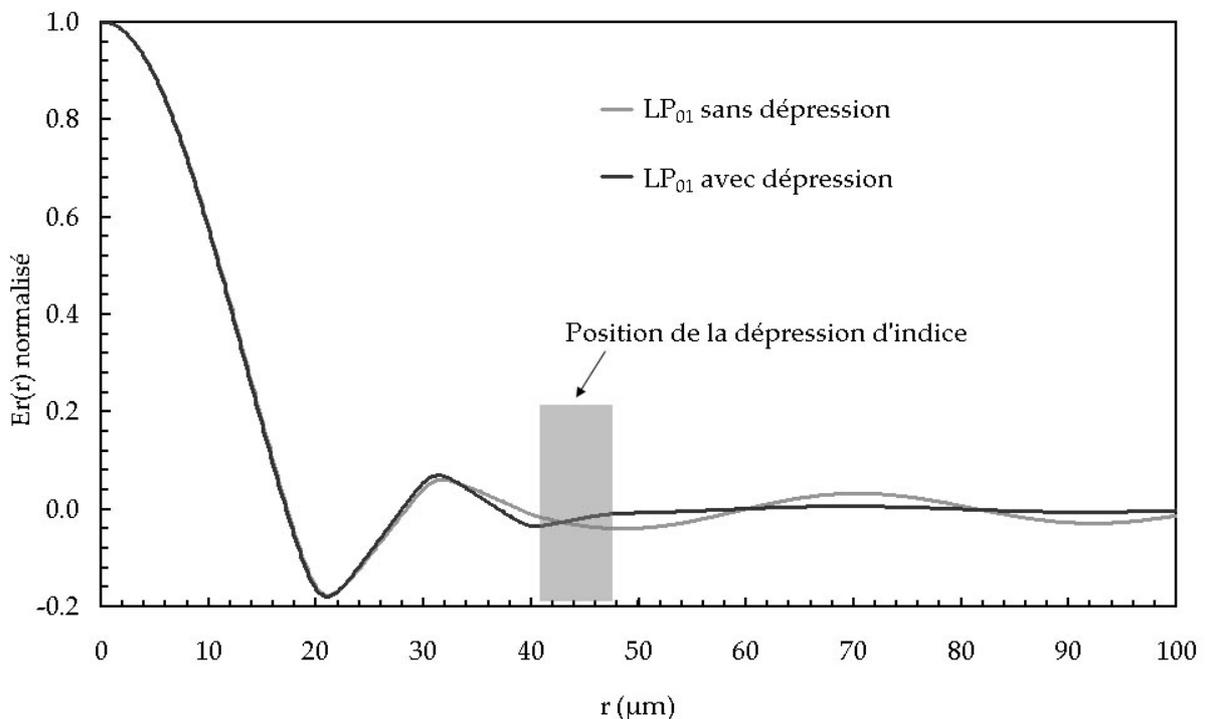


Figure 24 : Distributions transverses du champ électrique du mode LP₀₁ avec et sans dépression d'indice

Les oscillations en sortie du réseau sont plus faibles dans le cas où la dépression d'indice est présente. Dans l'autre cas, les pertes de confinement sont estimées à 3 dB.m⁻¹, soit 16 fois supérieures aux pertes pour le cas où la dépression est présente. La dépression d'indice

permet de réduire les pertes de confinement. Comme l'indice de réfraction minimal de cette dépression est inférieur à celui du cœur, la propagation dans la fibre est alors la combinaison d'un guidage par bande interdite et d'un guidage par réflexion totale interne. On parle alors de guidage par bande interdite assistée par réflexion totale interne.

3.4 Calcul de la dispersion chromatique dans une SBF

La dispersion chromatique d'une fibre utilisée pour le transport de fortes puissances optiques doit être faible (positive ou négative) pour ne pas distordre temporellement des impulsions transmises très courtes (femtosecondes). Ainsi, il ne sera pas nécessaire de compenser la dispersion avec une DCF (Dispersion Compensating Fibre), inutilisable dans la chaîne de transport de puissance compte tenu de leur très faible surface modale.

3.4.1 Dispersion de guide dans une SBF

La dispersion de guide D_G est liée à la géométrie du guide considéré. Elle traduit l'évolution avec la longueur d'onde de la distribution radiale du champ électrique. Si la fibre est monomode et à symétrie de révolution, la distribution transverse du champ électrique est proche d'une gaussienne. La largeur de la gaussienne à la hauteur E_{\max}/e est appelée diamètre de champ de mode $2w_0$. La dispersion de guide est alors définie par [SANS. 82] :

$$D_G = \frac{\lambda}{\pi^2 n_{\text{cœur}} c w_0} \left[\frac{1}{2} - \frac{\lambda \partial w_0}{w_0 \partial \lambda} \right] \quad [\text{ps}/(\text{nm.km})] \quad (27)$$

La dispersion de guide tient alors compte de l'évolution spectrale de w_0 . La fibre de Bragg étant différente d'une fibre conventionnelle, la dispersion de guide devrait être différente. Dans une première étape, nous allons nous intéresser à la détermination de cette dispersion de guide. De par l'équation (27), la dispersion de guide est reliée à la dépendance spectrale du rayon de champ de mode w_0 .

La distribution radiale de champ électrique du mode fondamental dans une SBF n'a pas une allure gaussienne. Il faut donc définir le rayon de mode dans ce type de fibre.

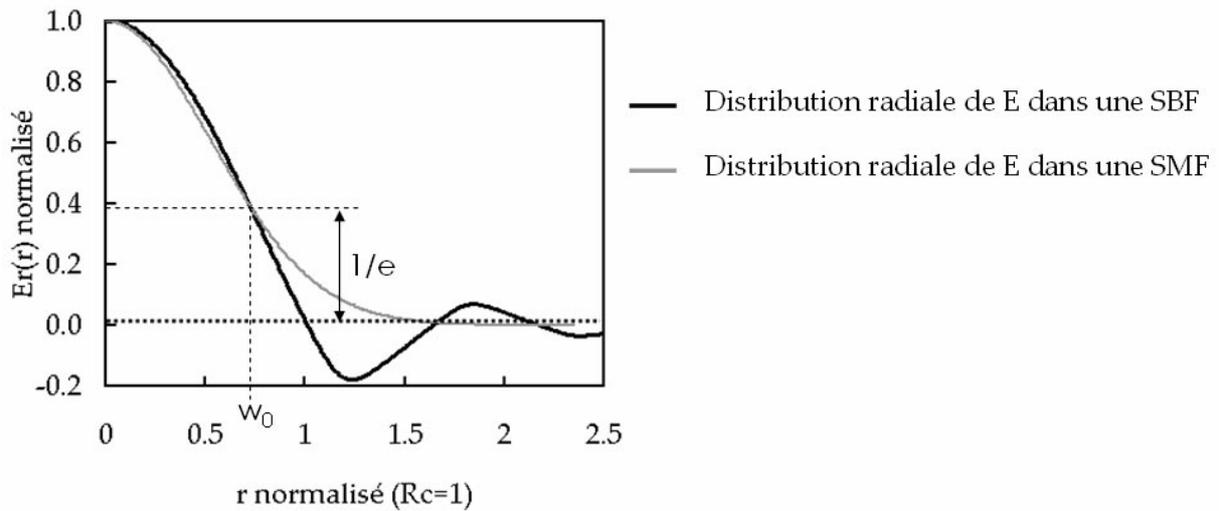


Figure 25 : Définition du rayon de champ de mode dans une SBF

La distribution radiale du champ électrique a été calculée pour un profil d'indice normalisé ($R_c = 1$) d'une SBF. Elle est comparée sur la figure 25 à celle d'une SMF ($R_c = 1$). La définition de w_0 (demi-largeur du mode à $1/e$ du maximum en champ) est appliquée dans les deux cas. On retrouve alors une valeur sensiblement équivalente pour les deux profils d'indice.

La variation spectrale de w_0 intervient dans l'expression de D_G . Cette variation a été calculée pour notre SBF et pour une SMF à 1550 nm sur une plage de longueur d'onde allant de 1200 nm à 1700 nm. Les résultats sont reportés sur la figure suivante :

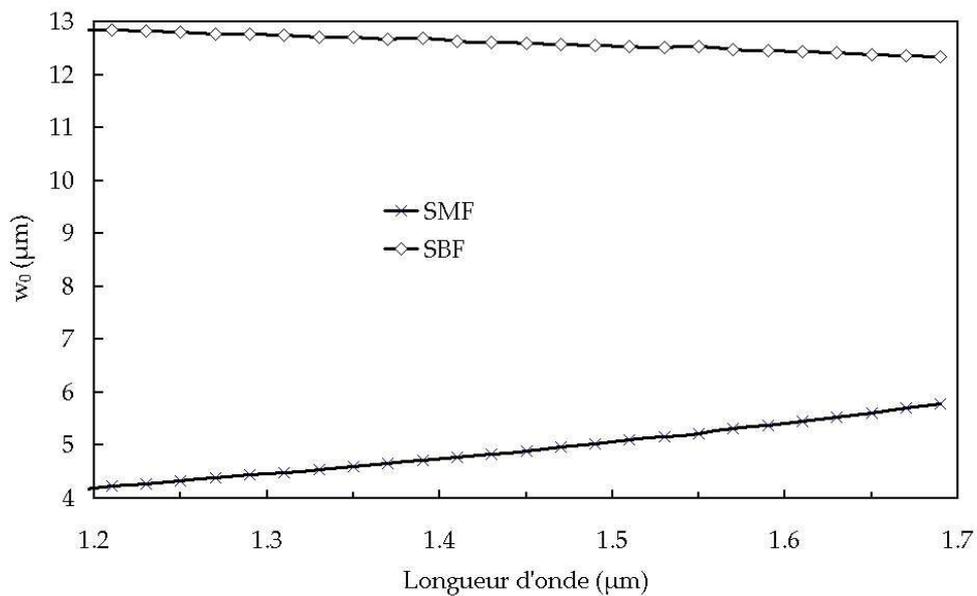


Figure 26 : Variation spectrale de w_0 pour notre SBF et pour une SMF

Chapitre 2

Dans le cas de la SMF, il est connu que w_0 augmente en fonction de la longueur d'onde. Cette variation se traduit, sur la figure 26, par une augmentation de 34 % de la valeur initiale (à 1200 nm) sur la plage de longueur d'onde considérée par notre étude. Dans le cas de la SBF, w_0 décroît quasi-linéairement en fonction de la longueur d'onde. Cette décroissance est faible et implique une variation de 4% par rapport à la valeur initiale. Ainsi :

$$\left. \frac{\Delta w_0}{w_0} \right|_{SMF} = 34\% \quad \left. \frac{\Delta w_0}{w_0} \right|_{SBF} = -4\% \quad (28)$$

Il en découle que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\lambda \partial w_0}{w_0 \partial \lambda} \right|_{SMF} > \frac{1}{2} \Rightarrow (D_G)_{SMF} < 0 \\ \left. \frac{\lambda \partial w_0}{w_0 \partial \lambda} \right|_{SBF} < \frac{1}{2} \Rightarrow (D_G)_{SBF} > 0 \end{array} \right. \quad (29)$$

Contrairement aux cas des fibres conventionnelles (SIF), la dispersion de guide d'une SBF est positive. Nous avons alors déterminé, à partir de l'équation (26), la variation de la dispersion de guide en fonction de la longueur d'onde. Elle est représentée sur la figure 28, ainsi que celle d'une SMF.

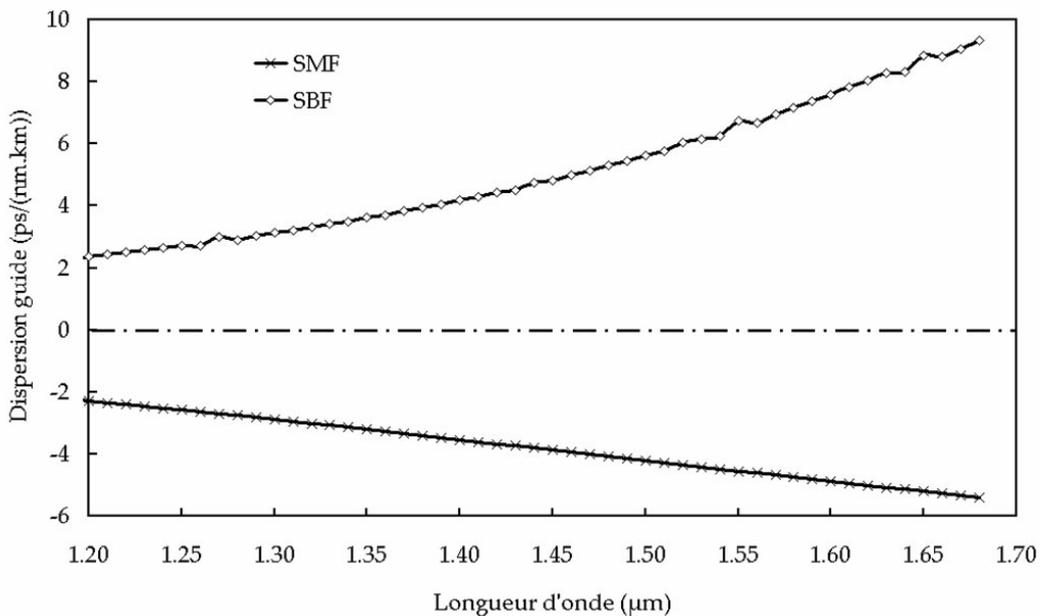


Figure 27 : Dispersion de guide d'une SBF et d'une SMF

Chapitre 2

La dispersion de guide théorique de la SBF augmente légèrement en fonction de la longueur d'onde. Elle est estimée à 6,5 ps/(nm.km) à 1550 nm. Pour de faibles longueurs d'onde, la dispersion de guide d'une SBF tend vers 0 comme dans le cas des SMFs. La dispersion de guide positive s'explique par l'annulation du champ à l'interface cœur/gaine quelque soit la longueur d'onde.

3.4.2 Calcul de la dispersion chromatique

La dispersion de matériau D_M est due à l'évolution de l'indice de réfraction de la structure guidante en fonction de la longueur d'onde. Elle est définie par :

$$D_M = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n_{\text{cœur}}}{d\lambda^2} \quad [\text{ps}/(\text{nm.km})] \quad (30)$$

λ est la longueur d'onde, c la célérité de la lumière et $n_{\text{cœur}}$ est l'indice de réfraction du cœur

La dispersion de matériau de notre SBF est considérée comme identique à celle de la SMF car elle est également constituée uniquement de silice. On suppose que le dopage au GeO_2 influe peu sur la dispersion de matériau. Dans les fibres optiques monomodes, la dispersion chromatique D_c est la cause principale de l'élargissement temporel des impulsions. On considère en première approximation que la dispersion chromatique est la somme de la dispersion de matériau D_M et la dispersion de guide D_G . Elle est représentée sur la figure 28. La dispersion chromatique de la SMF est également représentée.

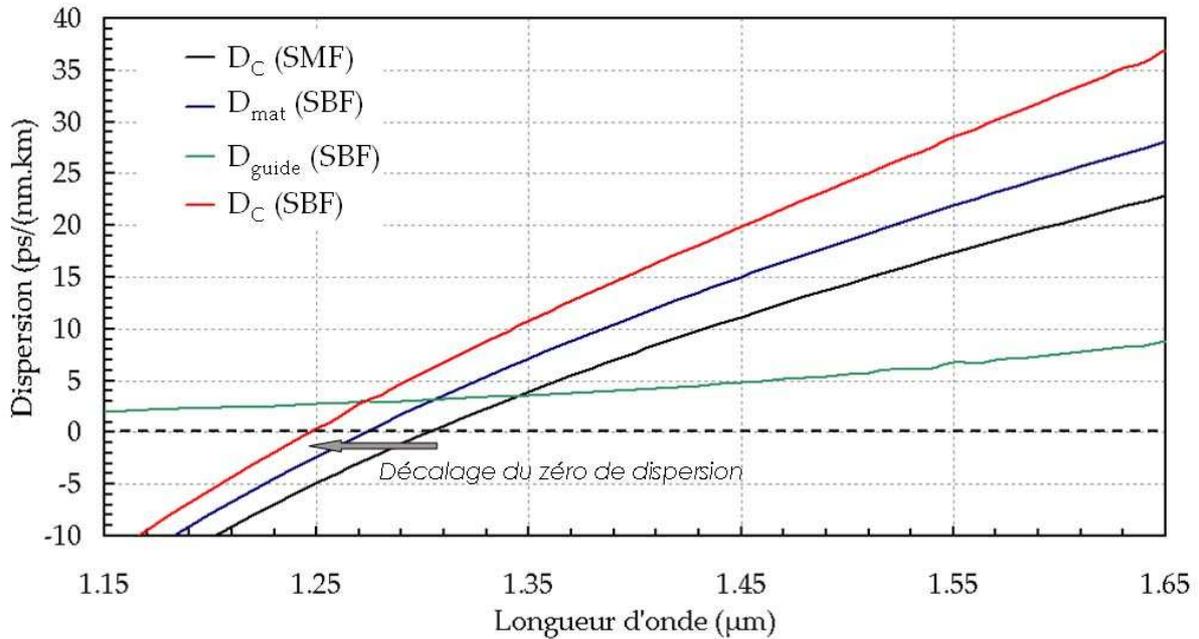


Figure 28 : Dispersion chromatique de la SBF

L'augmentation de D_C implique une augmentation de D_c . La dispersion chromatique dans le cas de la SBF est supérieure à celle d'une SMF. On réalise alors un décalage du zéro de dispersion vers les courtes longueurs d'onde (1246 nm au lieu de 1306 nm pour une SMF).

La dispersion chromatique à 1550 nm est évaluée théoriquement à 28,6 ps/(nm.km). La dispersion chromatique d'une SMF est estimée à 16,5 ps/(nm.km) à 1550 nm [ITU G652]. Pour le transport d'impulsions de quelques ns voire ps de durée, la dispersion chromatique de la fibre modélisée n'aura aucune influence.

4 Caractérisation d'une SBF à grande aire effective

4.1 Introduction

Le profil d'indice de la fibre est dorénavant optimisé numériquement pour permettre la réalisation d'une fibre monomode à très grande aire effective. Pour fabriquer la fibre, la préforme a initialement été trempée dans un bain d'acide fluorhydrique pour réduire le diamètre extérieur de 9 mm à 6 mm. Un fibrage de la préforme dans nos locaux, à un diamètre extérieur de 200 μm, a permis d'obtenir un profil d'indice très proche de celui de la

modélisation précédente. Le profil d'indice de la fibre ainsi qu'une photographie MEB (Microscope Electronique à Balayage) d'une coupe transverse sont représentés sur la figure 29.

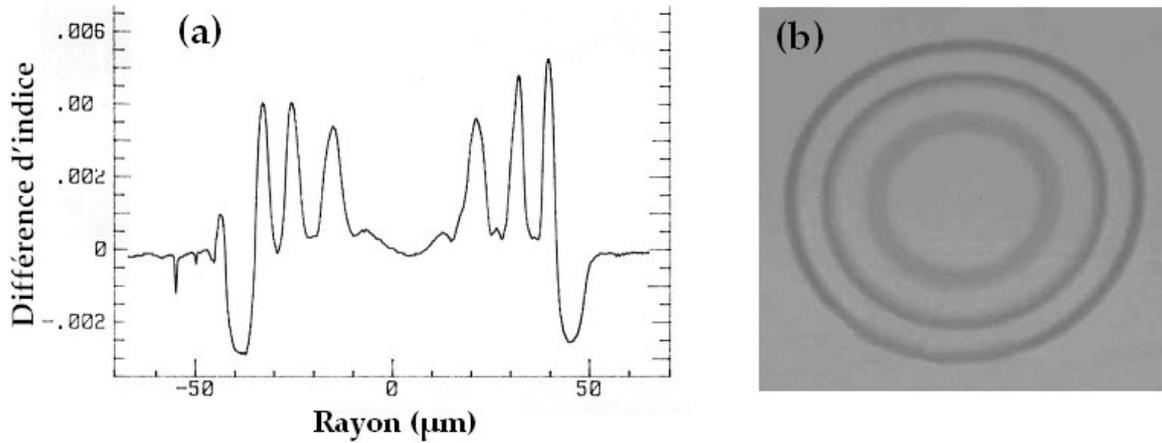


Figure 29 : (a) Distribution radiale du profil d'indice de la SBF et
(b) photographie MEB d'une section transverse de la fibre.

Malgré la forte chaleur (température de fibrage proche de 1900°C dans le four) à laquelle la préforme a été soumise, le profil d'indice de la SBF (figure 29a) est très proche de celui de la préforme. La diffusion des dopants a été très faible. La figure 29b représente la section transverse photographiée à l'aide du MEB. La distribution transverse d'indice apparaît alors en nuances de gris. On remarque une plus faible intensité sur la première couche par rapport aux autres. Ceci est dû à la plus faible valeur de l'indice de réfraction de la première couronne. De plus, l'épaisseur de cette première couronne est plus importante que celles des suivantes. Cette photographie nous renseigne également sur l'ellipticité de la fibre. On peut estimer cette ellipticité à 10 %. Elle est principalement due à la fabrication de la préforme.

4.2 Observation en champ proche

La première caractérisation à réaliser est l'observation en champ proche du mode en sortie de fibre. Pour observer l'intensité lumineuse en sortie de fibre, le montage suivant a été utilisé :

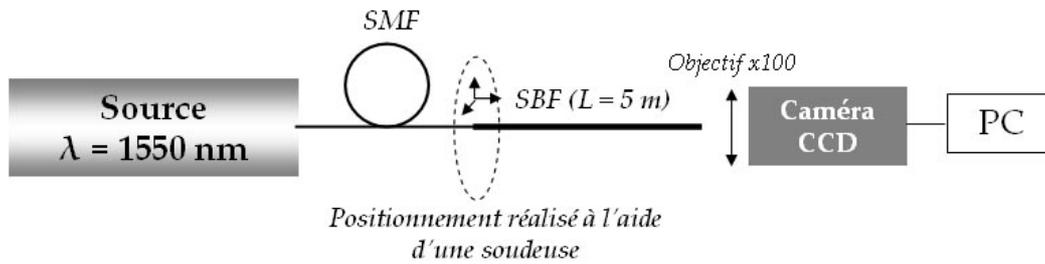


Figure 30 : Montage pour l'observation en champ proche

La source utilisée permet de délivrer un signal continu à 1550 nm. La SBF testée a un diamètre extérieur de 200 μm . Nous ne possédons pas les connecteurs permettant de relier directement la fibre aux dispositifs utilisés. Pour remédier à cela, une fibre monomode est utilisée pour injecter la lumière en entrée de la SBF. Les deux fibres sont alignées en vis-à-vis à l'aide d'une soudeuse équipée de micro-déplacements suivant trois axes. La SBF utilisée en première observation est longue de 5 m, et enroulée sur un tambour de grand rayon $\rho = 30 \text{ cm}$. Le mode de la fibre est imagé à l'aide d'une caméra CCD pilotée par ordinateur.

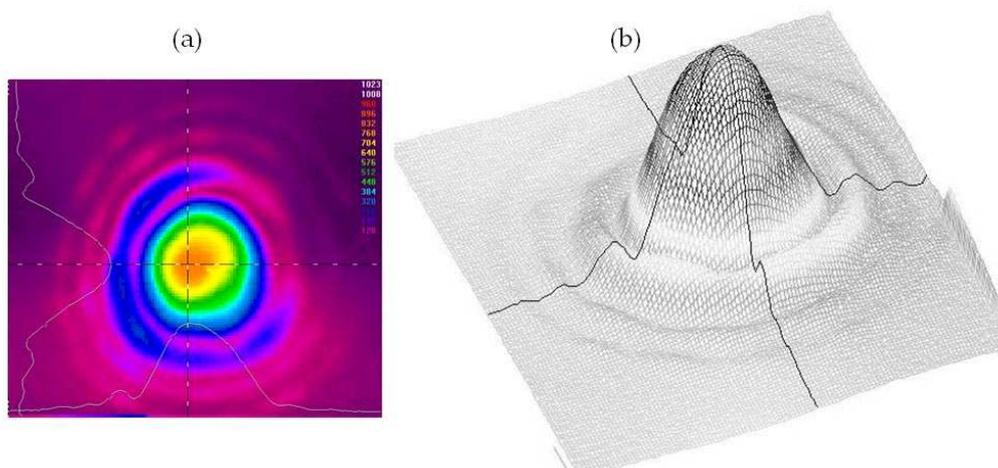


Figure 31 : Observation de l'énergie lumineuse en sortie de SBF à 1550 nm
(a) coupe transverse, (b) vue en 3D du mode en sortie de fibre

La figure 31 représente la distribution du champ en sortie de la SBF à 1550 nm. La propagation du mode fondamental LP_{01} est mise en évidence [FÉVR.03]. On remarque également la présence d'énergie dans la gaine, caractéristique de la propagation par bande interdite.

Une distribution radiale du champ électrique mesurée est comparée à celle calculée. Cette comparaison est représentée sur la figure 32 :

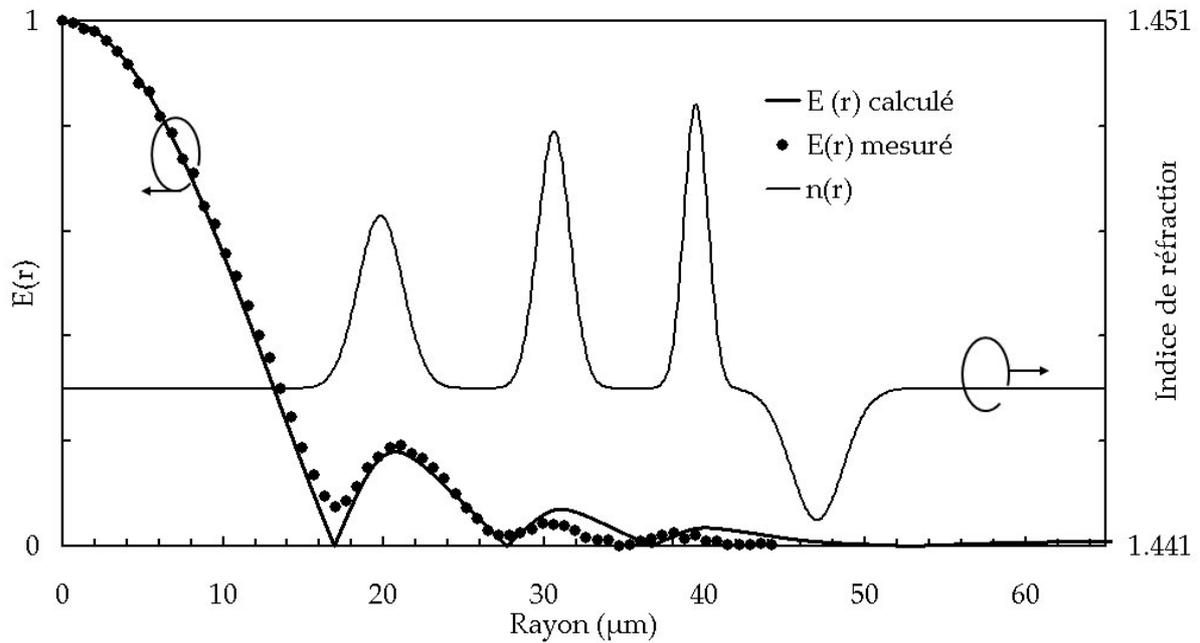


Figure 32 : Distribution radiale de la norme du champ électrique calculée et mesurée

Dans le cœur, les distributions radiales calculée et mesurée sont très proches. On note la présence des trois lobes caractéristiques de la propagation dans le réseau. Les mesures sont en très bon accord quantitatif avec les calculs. Les divergences entre les deux courbes dans le cristal photonique peuvent être expliquées par l'ellipticité de la fibre.

La même observation a été effectuée à la longueur d'onde $\lambda = 633 \text{ nm}$. La répartition transverse du champ électrique est représentée sur la figure 33.



Figure 33 : Répartition modale transverse de la SBF à $\lambda = 633 \text{ nm}$

L'énergie lumineuse est confinée dans les différentes couches d'indice haut de la gaine. Il n'y a donc pas de guidage de la lumière par bande interdite photonique dans le cœur bas indice pour la longueur d'onde de 633 nm.

4.3 Mesure de l'aire effective

Le critère principal caractérisant les fibres LMA est l'aire effective. En reprenant l'expression de l'aire effective définie par l'équation (5) et la distribution radiale du champ électrique défini sur la figure précédente, on peut estimer l'aire effective dans notre SBF à $517 \mu\text{m}^2$. Cette valeur est en accord quantitatif avec la valeur théorique attendue de $526 \mu\text{m}^2$. Cette fibre fut « *le temps d'un été* » la fibre à cœur de silice ayant la plus grande aire effective en régime monomode [FÉVR. 03 – NIEL. 03b].

4.4 Mesures des pertes de propagation

4.4.1 Atténuation linéique

Pour mesurer les pertes linéiques de notre SBF, il est important de se rappeler que numériquement les pertes linéiques de deux premiers modes sont relativement proches. Pour ne mesurer que les pertes linéiques du mode fondamental, un tronçon suffisamment long de SBF est utilisé pour permettre une propagation dite asymptotiquement monomode. L'injection sélective du mode LP_{01} va également permettre d'assurer cette propagation monomode.

Le montage pour la mesure de l'atténuation linéique est représenté sur la figure suivante :

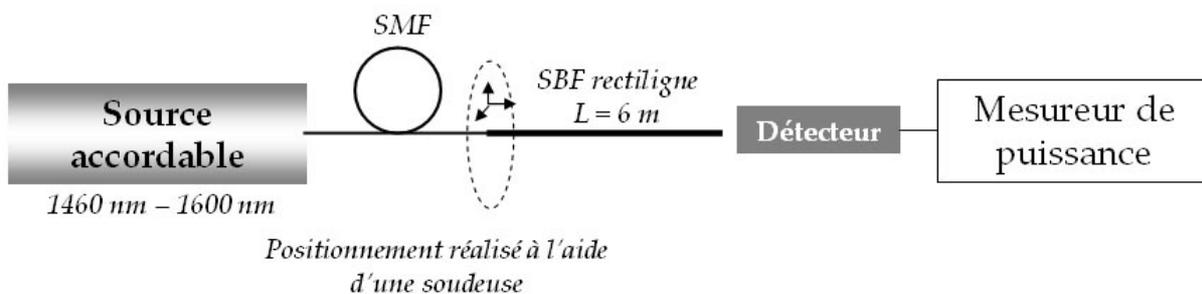


Figure 34 : Montage pour la mesure des pertes linéiques

La source accordable est utilisée pour sélectionner les longueurs d'onde de travail (plage de longueur d'onde [1460 nm - 1600 nm]). De même que pour l'observation en champ proche, une SMF est utilisée pour permettre l'injection de la lumière dans la SBF. La SBF, de 6 m de longueur, est maintenue rectiligne pour ne prendre en compte que les pertes linéiques. La combinaison d'un détecteur large surface, relié à un mesureur de puissance, va permettre d'effectuer le relevé de la puissance en sortie de la SBF.

La méthode employée pour mesurer les pertes linéiques est la technique dite du « cut-back ». Elle consiste à effectuer un relevé de la puissance pour différentes longueurs de fibre, obtenues en découpant la fibre devant le détecteur. L'injection doit rester inchangée pour tous les relevés de mesures.

Les résultats sont présentés sur la figure suivante pour deux longueurs d'onde différentes.

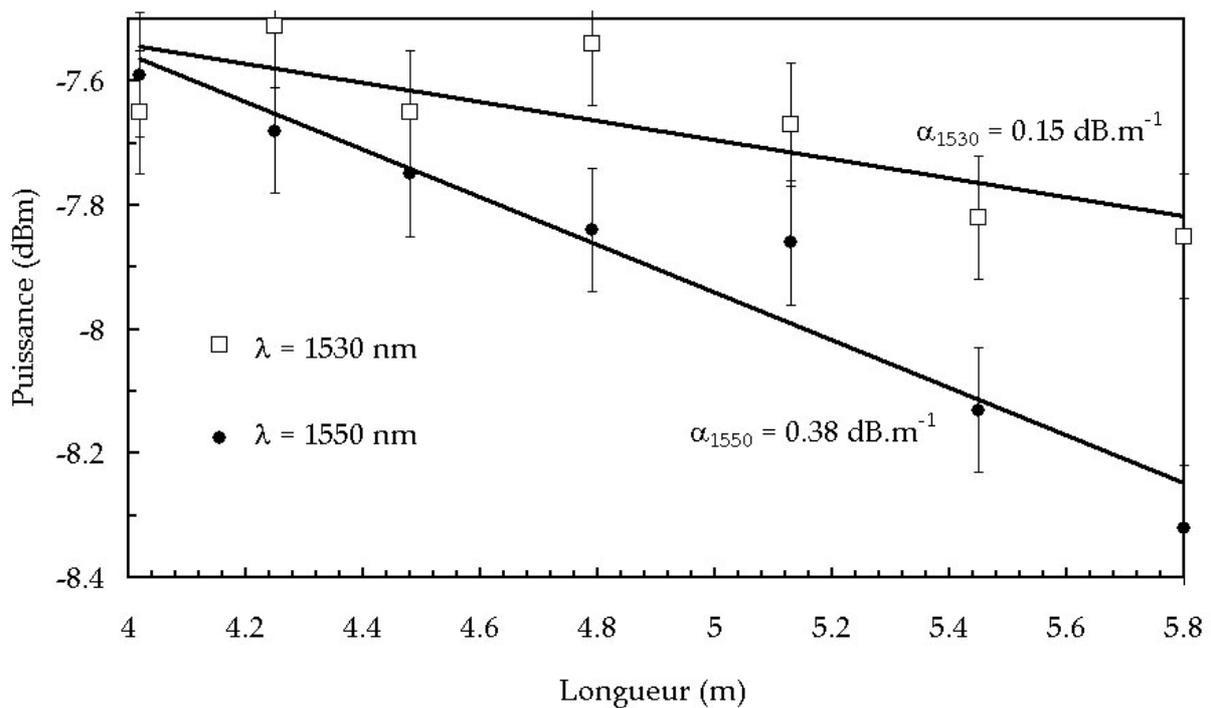


Figure 35 : Puissance transmise par le mode fondamental pour différentes longueurs (avec $L > 4$ m) pour deux longueurs d'onde différentes

On relève donc la puissance transmise en sortie de fibre pour différentes longueurs de fibre. La tendance obtenue pour les deux longueurs d'onde est proche d'une droite. La pente de cette droite indique alors les pertes linéiques. Elles sont estimées à $0,4 \text{ dB.m}^{-1}$ pour $\lambda = 1550$ nm alors qu'à $\lambda = 1530$ nm, elles sont réduites à $0,15 \text{ dB.m}^{-1}$. Nous avons donc réduit

les pertes linéiques dans cette fibre d'un facteur 20 par rapport à la première réalisation [BRÉC.00b].

En effectuant la même mesure sur un tronçon court de SBF ($L < 1,5$ m), nous pouvons mettre en évidence la propagation multimode. Les relevés de mesures sont présentés sur la figure suivante :

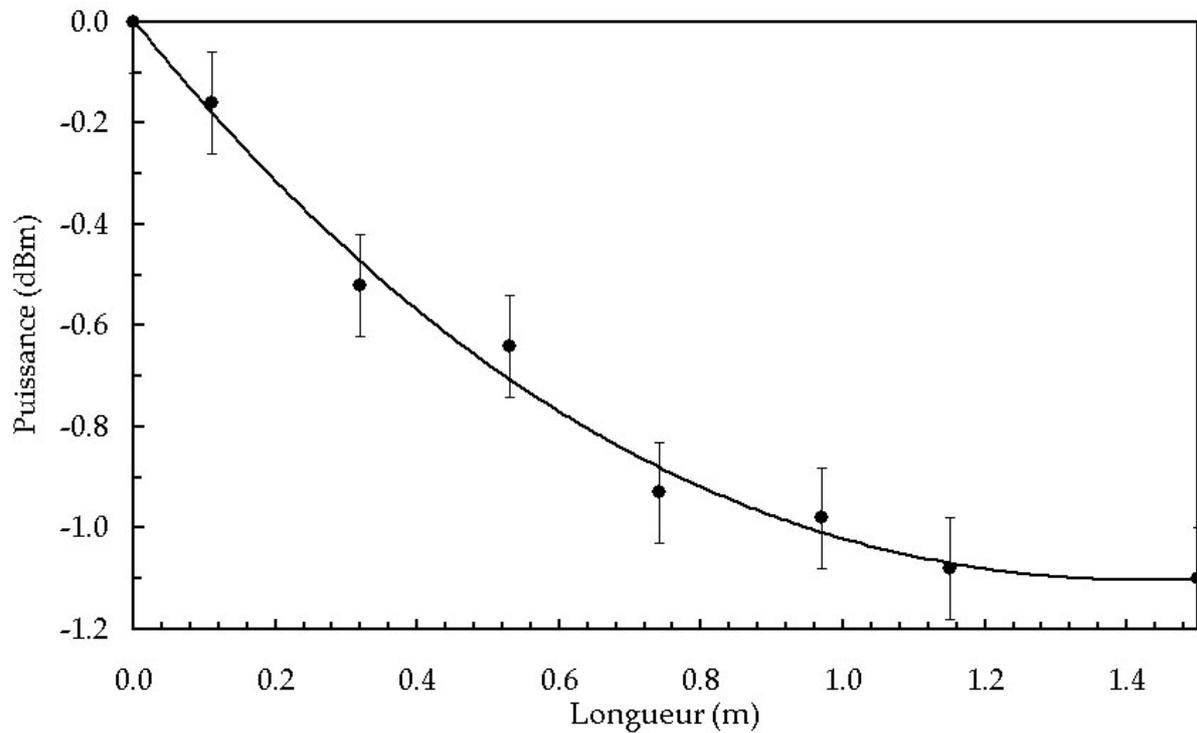


Figure 36 : Puissance transmise par le mode fondamental pour de courtes longueurs (avec $L < 1,5$ m) à 1550 nm

La variation de la puissance en fonction de la longueur de fibre n'est plus linéaire pour de courts tronçons à 1550 nm. Cette tendance traduit le comportement multimode de la fibre sur de courts tronçons.

4.4.2 Pertes par courbure

Pour réaliser la mesure des pertes par courbure, le montage de la mesure des pertes linéiques de la figure 34 a été réutilisé. La longueur de la fibre utilisée est de 4 m. On considère que sur cette longueur la propagation est monomode. La fibre est alors enroulée successivement sur des tambours de rayons différents. L'injection et la position du détecteur doivent rester inchangées tout au long de la mesure. La mesure obtenue retranscrira alors la variation de la

puissance en fonction du rayon de courbure à longueur constante. Les mesures sont présentées sur la figure 37. Pour compléter les mesures, une caméra CCD remplace le détecteur pour imager le champ proche pour les différents rayons de courbure. Les images des modes sont également présentées sur la figure 37.

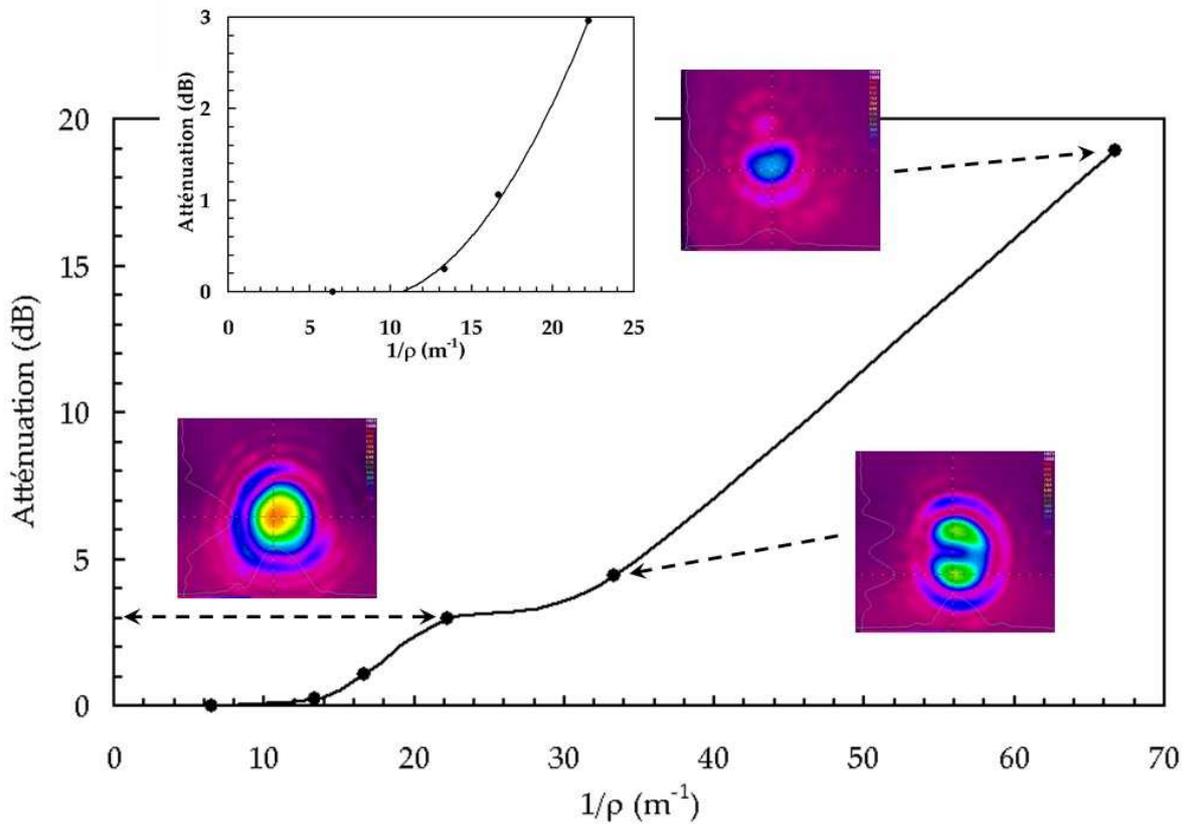


Figure 37 : Mesures des pertes par courbure sur un tronçon de SBF long de 4 m à 1550 nm

Pour $\rho > 4$ cm (soit $1/\rho < 25 \text{ m}^{-1}$), la courbe d'atténuation évolue en $1/\rho^2$ (encadré de la figure 37). Les pertes par courbure sont de l'ordre de 0,2 dB pour une courbure standard de $\rho = 7,5$ cm. Pour ces rayons de courbure, la propagation est monomode sur le mode LP_{01} .

La résistance à la courbure de ce type de fibre est donc intéressante. Des courbures fortes de 4 cm de rayon impliquent une diminution de l'énergie de 3 dB, en conservant un régime monomode. De telles capacités de résistance à la courbure n'ont pas encore été démontrées dans les PCFs.

Dans la courbe décrite sur la figure 37, on constate une rupture de la tendance pour les courbures fortes $\rho < 4$ cm (soit $1/\rho > 25 \text{ m}^{-1}$). On observe alors une propagation monomode sur le premier mode d'ordre élevé. Plus la courbure est importante, plus l'énergie se confine

dans le lobe du mode LP_{11} opposé à la courbure. Comme la propagation n'est plus monomode pour $q < 4$ cm, on considère pour la SBF que $q_{CRI} < 4$ cm (contrairement à 15 cm pour les LMA PCFs).

4.4.3 Spectre de transmission

Une mesure indispensable à la caractérisation des fibres à guidage par bande interdite photonique est celle du spectre de transmission. Il a été déterminé à l'aide du montage suivant :

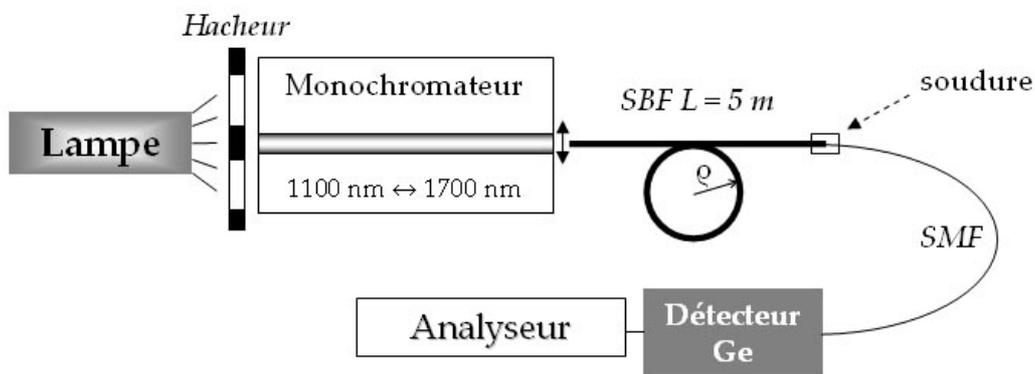


Figure 38 : Banc d'expérience pour la mesure de la bande de transmission

Une lampe blanche est utilisée comme source. Le hacheur permet de périodiser le signal émis par la lampe pour ensuite pouvoir être détecté et observé à l'analyseur. Ensuite, le monochromateur, comprenant un réseau et un jeu de miroirs, permet de sélectionner une bande de longueurs d'onde. La SBF est soudée à une SMF en ayant au préalable pris soin de vérifier l'excitation du mode LP_{01} à l'aide d'une caméra disposée en sortie de fibre. Le détecteur Ge refroidi mesure la puissance du signal périodisé.

La bande de transmission a alors été mesurée de 1100 nm à 1700 nm, et les mesures sont reportées sur le graphique suivant, pour une longueur de fibre de 5 m et pour 2 rayons de courbure q différents :

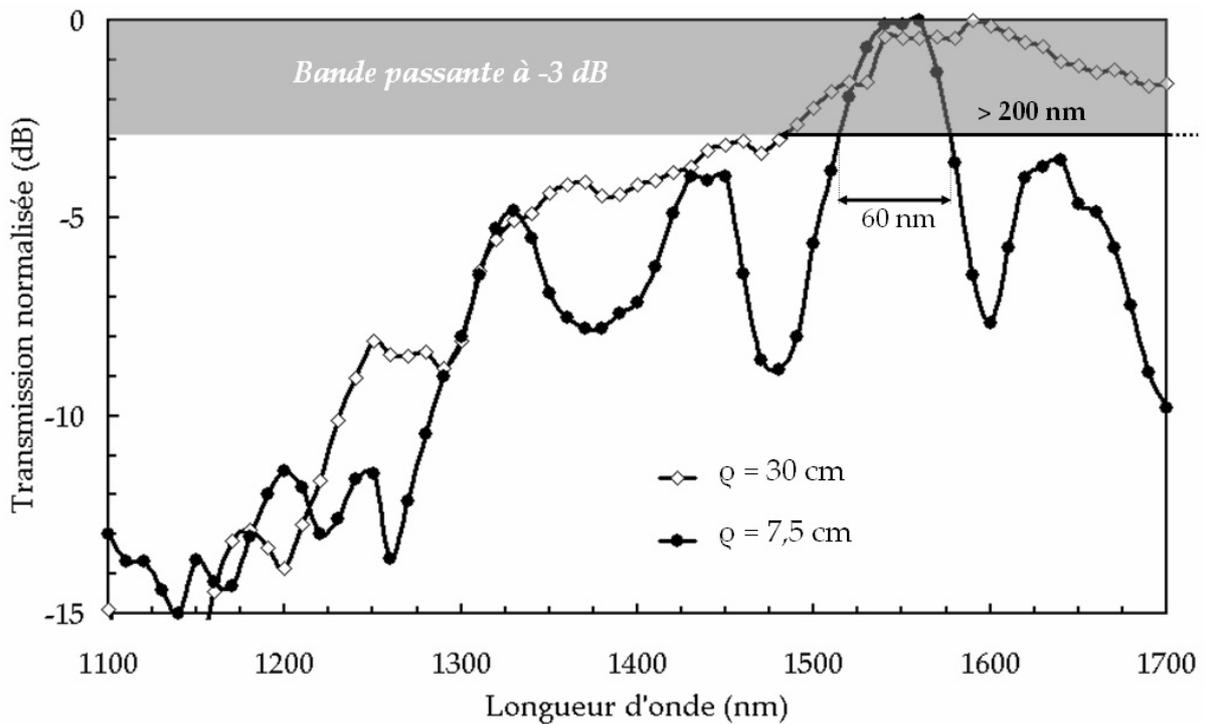


Figure 39 : Mesure de la bande de transmission de la SBF pour 2 rayons de courbure (ρ) avec $L = 5$ m

D'après la mesure des pertes par courbure présentée sur la figure 37, on peut considérer que la courbure de rayon $\rho = 30$ cm correspond à une propagation quasi-rectiligne. On peut alors estimer la largeur de la bande de transmission à -3 dB à plus de 200 nm. Elle correspond à une étendue spectrale de fort guidage allant de 1480 nm à plus de 1700 nm, limite de mesure.

Pour une courbure plus importante, une sélectivité spectrale est mise en évidence. La courbure de rayon ρ impose une variation du profil d'indice $n_0(r)$. Le profil d'indice d'une fibre courbée $n(r)$ évolue suivant la relation [TAYL. 84] :

$$n(r) = n_0(r) \cdot \left[1 + 0.78 \frac{r}{\rho} \right] \quad (31)$$

Une rapide étude numérique menée, avec un logiciel commercial d'analyse vectorielle basée sur la méthode des éléments finis : COMSOL MULTIPHYSICS [COMS.01], en utilisant un profil d'indice basé sur le profil réel a permis de mettre en évidence l'influence de la courbure ($\rho = 7,5$ cm) sur l'allure spatiale du mode pour différentes longueurs d'onde. Le calcul a porté sur l'évolution de la répartition transverse du champ électrique du mode fondamental à 1550 nm (correspondant à un fort guidage) et à 1477 nm (correspondant à un creux de

transmission sur la figure 39). Ces distributions transverses de champ électrique sont représentées sur la figure 40.

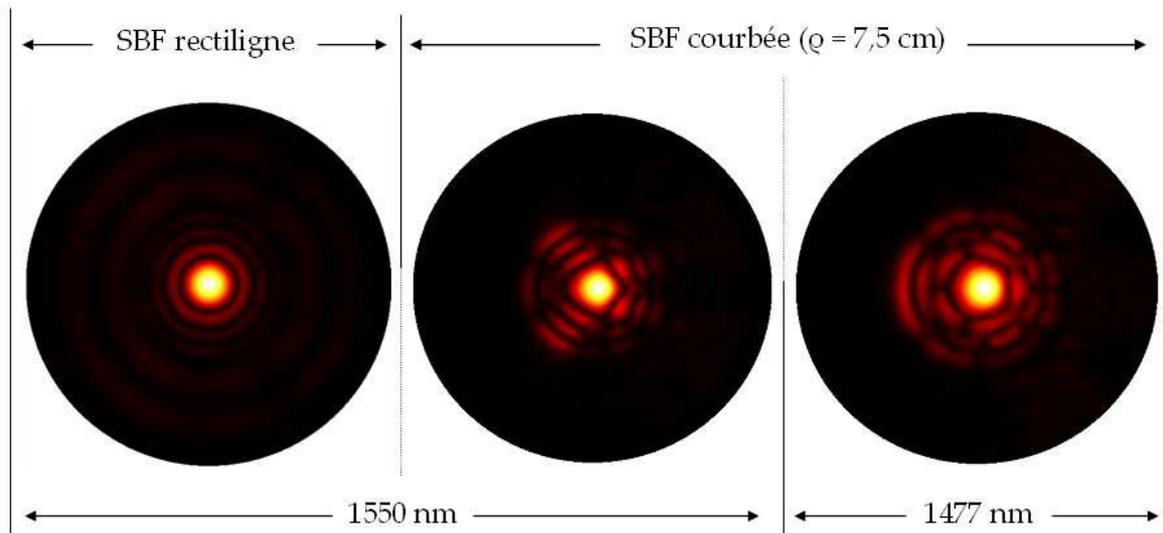


Figure 40 : Répartition transverse du champ électrique du mode fondamental LP_{01} pour la SBF (profil d'indice basé sur le profil réel) rectiligne (à 1550 nm) et courbée à 7,5 cm de rayon (à 1550 nm et 1477 nm)

Le mode LP_{01} de la SBF non courbée à 1550 nm est circulaire et fortement confiné dans le cœur de la SBF (figure 40a). L'anneau de champ électrique entourant le cœur correspond à la décroissance du mode LP_{01} dans les fibres à bande interdite photonique. En imposant une courbure faible ($\rho = 7,5$ cm) la répartition transverse de champ électrique est modifiée. Le champ électrique se répartit dans les anneaux (figure 40b). Le cas du guidage à 1550 nm, fibre courbée, correspond à une propagation à faibles pertes (cf figure 39). A 1477 nm, on observe un creux dans la bande de transmission de la figure 39. On observe sur la figure 40 que le champ électrique du mode fondamental s'étale davantage dans les anneaux de la gaine. Ceci entraîne la formation de modes de gaine par couplage dans les anneaux d'indice haut. Ce couplage entraîne alors une augmentation des pertes de propagation par couplage modal à certaines longueurs d'onde. Récemment, une observation de ce phénomène de couplage par courbure a été démontrée expérimentalement et numériquement dans notre laboratoire pour des SBFs à 1550 nm [GERO. 06].

Pour expliquer ces phénomènes, j'ai schématiquement représenté sur la figure 41 l'influence d'une courbure sur le profil d'indice et sur l'indice effectif pour le cas d'une SIF et d'une SBF.

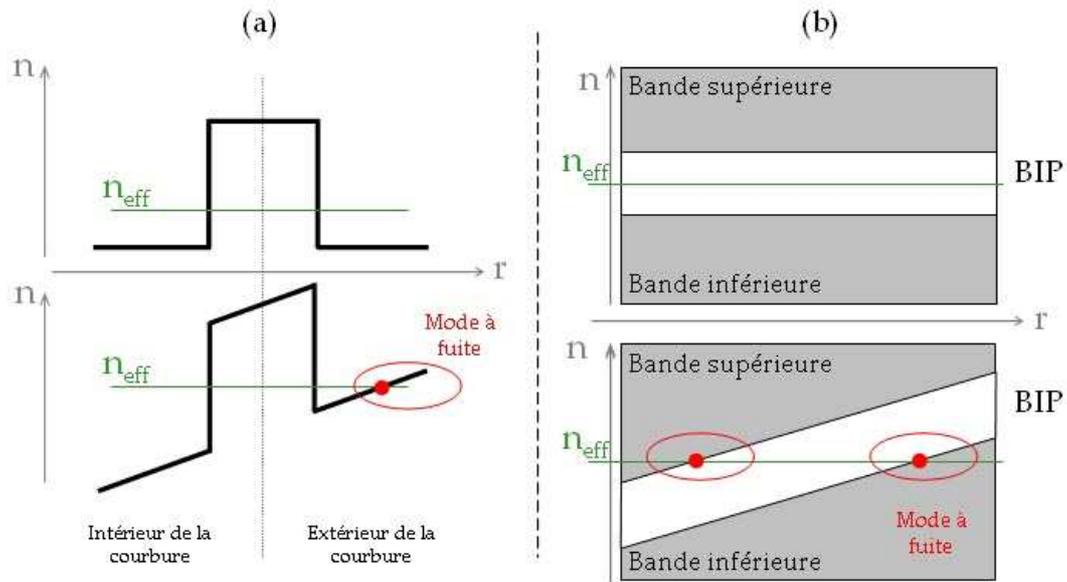


Figure 41 : (a) Influence de la courbure sur le profil d'indice d'une SMF, et (b) sur celui d'une SBF

Dans le cas d'une SIF (figure 41a haut), l'indice effectif du mode guidé dans le cœur est supérieur à l'indice de la gaine. En courbant la fibre, le profil d'indice évolue, comme le montre le bas de la figure 41a, d'après l'expression (31). Il est possible qu'un mode de gaine ait un indice effectif égale à l'indice effectif du mode guidé. On parle alors de mode à fuite. Ce mode est excité dans l'extérieur de la courbure. Dans le cas d'une SBF (figure 41b), en reprenant le même principe que pour les SIFs, on constate qu'il se crée deux modes à fuite, un à l'intérieur et l'autre à l'extérieur de la courbure. Les modes sont alors guidés dans les couches d'indice haut de la gaine microstructurée. Ces phénomènes ont été récemment observés expérimentalement sur des PCFs à guidage par BIP [ARGY.05 – BIRKS 06]. Dans la courbe de transmission de la figure 39, on observe ainsi des pics de pertes pour certaines longueurs d'onde (1480 nm, 1595 nm, 1360 nm dans notre étude). Les pertes de propagation ont également une influence sur la largeur de la bande passante à -3 dB. Pour une courbure de 7,5 cm de rayon, cette bande passe de 300 nm dans le cas rectiligne à 60 nm.

4.5 Mesure de la dispersion chromatique

4.5.1 Introduction

La méthode conventionnelle de mesure de dispersion chromatique dite méthode de retard de phase [ITU G680] nécessite l'utilisation d'un produit « dispersion chromatique x longueur »

important. Or dans notre cas, les pertes linéiques importantes ($0,4 \text{ dB.m}^{-1}$ à 1550 nm) ne permettent pas l'utilisation d'un long tronçon de fibre. La dispersion chromatique étant théoriquement faible ($28,6 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ à 1550 nm), cette méthode n'a pu être retenue.

Nous avons donc utilisé la méthode de réflectométrie à faible cohérence appelée O.L.C.R. [PALA. 04a – PALA. 04b – VIALE 06].

4.5.2 O.L.C.R.

O.L.C.R. signifie Optical Low-Coherence Reflectometry. Cette méthode permet l'emploi d'une fibre de longueur métrique pour mesurer la dispersion chromatique. Les mesures ont été effectuées en collaboration avec l'Ecole Nationale Supérieure de Télécommunications de Paris (Y. Jaouën, C. Palavicini) et le Bureau National de Métrologie (A.F. Obaton).

Cette méthode permet de dissocier la propagation des différents modes dans la fibre compte tenu de leur différence de vitesse de groupe. La SBF est multimode sur de courtes longueurs. On pourra alors étudier expérimentalement le comportement modal de la fibre avec cette méthode.

Le montage de l'O.L.C.R. est présenté sur la figure 42.

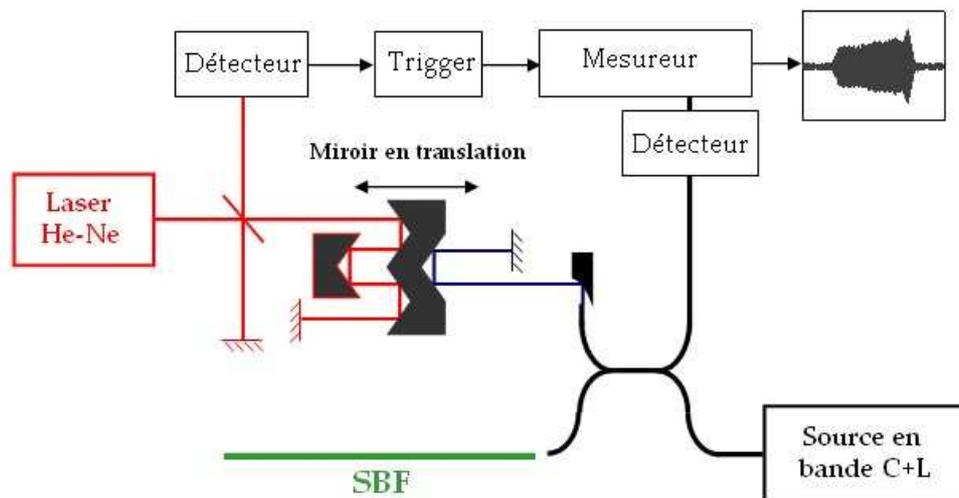


Figure 42 : Schéma du réflectogramme à faible cohérence O.L.C.R.

L'O.L.C.R. est un interféromètre de Michelson alimenté par une source en bande C+L, avec un miroir en translation sur un bras et la fibre sous test sur l'autre. L'interférogramme est

obtenu en faisant varier la différence de chemin optique entre les deux bras à vitesse constante ($\sim 1 \text{ mm.s}^{-1}$). L'interférogramme mesuré $I(\tau)$ est donné par l'expression suivante :

$$I(\tau) \propto \frac{1}{4\pi} \Re \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) \cdot \tilde{r}(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \right\} \quad (32)$$

$S(\omega)$ est le spectre de la source, $\tilde{r}(\omega)$ la réflectivité complexe de la fibre de Bragg

Les paramètres $\tilde{r}(\omega)$ et $I(\tau)$ sont liés par une simple transformée de Fourier. Cette méthode d'analyse impose un contrôle précis de la position du miroir du bras de référence. Un signal émis à 633 nm, d'un interféromètre cohérent est utilisé comme horloge externe pour échantillonner de façon précise et régulière, le signal à faible cohérence. Le nombre d'échantillons est donné par le rapport $\lambda_{\text{OLCR}} (1565 \text{ nm}) / \lambda_{\text{He-Ne}}$.

La longueur de SBF utilisée est de 58,7 cm. Les interférogrammes d'entrée et de sortie sont représentés sur la figure suivante :

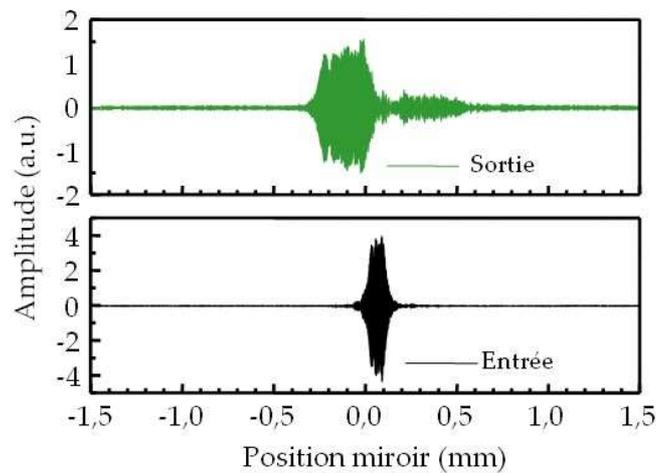


Figure 43 : Réflectogramme des deux faces de la SBF sous test ($L = 58,7 \text{ cm}$)

L'interférogramme de sortie est plus large que l'interférogramme d'entrée. La dispersion chromatique n'est pas nulle.

4.5.3 Analyse modale

Le réflectogramme de sortie nous renseigne sur le comportement modal de la fibre. En grossissant ce réflectogramme (figure 44a), on observe deux zones dissociables qui sont

caractéristiques des deux premiers modes LP. Ils ne se sont pas propagés à la même vitesse puisqu'ils n'ont pas la même constante de propagation.

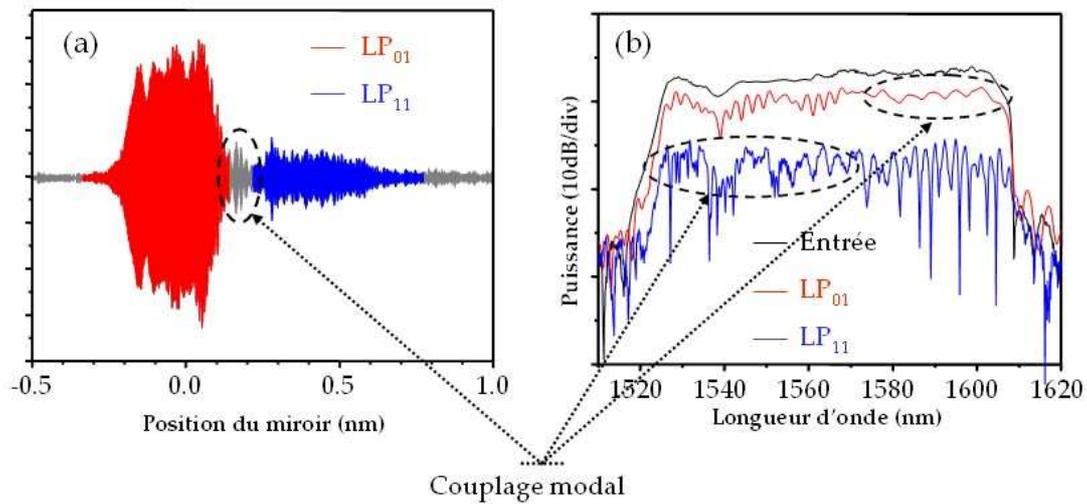


Figure 44 : (a) Réflectogramme de sortie : mise en évidence d'un couplage modal
(b) Puissance mesurée en sortie de fibre de chaque mode

Sur le réflectogramme de la figure 44a, on considère que le mode LP₀₁ est représenté par le réflectogramme rouge, le mode LP₁₁ en bleu. Entre ces deux réflectogrammes, il y a l'apparition d'un couplage modal. La courbe de la figure 44b représente l'évolution spectrale de la puissance pour chaque mode en comparaison de la source. Le couplage modal mis en évidence sur la figure 44a se traduit par une perturbation aux hautes longueurs d'onde pour le mode LP₀₁ et aux courtes longueurs d'onde pour le mode LP₁₁.

Les perturbations sur les relevés de puissances pour les autres longueurs d'onde sont probablement dues à la forme elliptique de la fibre. On peut considérer qu'il y a un couplage de polarisation.

De l'interférogramme de la figure 44b, on peut également tirer une information quantitative du rapport d'atténuation modal entre les deux modes guidés. La différence de puissances entre les deux modes est proche de 7 dB. Le rapport d'atténuation est alors supérieur à 5. Cette valeur est supérieure à la valeur théorique. Ceci est dû au rendement d'injection optimisé pour privilégier la propagation du mode fondamental.

4.5.4 Mesure de la dispersion chromatique

Le temps de groupe correspond à la dérivée de la différence des phases des réflectivités en fonction de ω . La variation spectrale de temps de groupe du mode fondamental est représentée sur la figure 45a. Il évolue linéairement dans le domaine spectral de la source utilisée. La dispersion chromatique est estimée à partir de la valeur de la pente du temps de groupe rapportée à la longueur du tronçon de fibre. La variation de la dispersion chromatique du mode fondamental est tracée sur la figure 45b. Elle est comparée à la variation théorique obtenue dans la partie précédente.

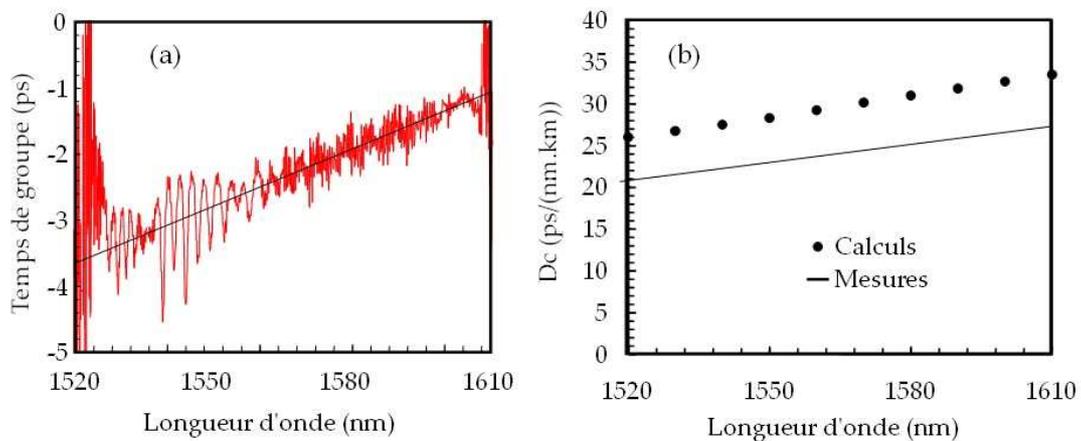


Figure 45 : (a) Variation spectrale du temps de groupe pour le mode LP_{01}
(b) Dispersion chromatique mesurée et calculée pour le mode LP_{01}

Les perturbations sur la mesure du temps de groupe ont les mêmes causes que celles décrites pour le relevé de puissance. A partir de ce relevé, on peut approximer la pente du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde. La dispersion chromatique mesurée possède la même tendance que celle que l'on a obtenue en modélisation. La dispersion chromatique est mesurée à 23,1 ps/(nm.km) à 1550 nm contre 28,6 ps/(nm.km) pour la valeur théorique. Les mesures effectuées sont donc en bon accord quantitatif avec les calculs effectués précédemment. La dispersion chromatique d'une SMF est égale à 16,5 ps/(nm.km) à 1550 nm. On vérifie bien que la dispersion chromatique de notre SBF est supérieure à celle des fibres classiques. On valide ainsi les différentes hypothèses que l'on avait posées dans la partie théorique pour la définition de la dispersion de guide. La dispersion chromatique de 23,1 ps/(nm.km) combinée avec une aire effective de $517 \mu\text{m}^2$, permet de valider le fort

potentiel de la SBF pour l'application visée qui est le transport d'impulsions optiques fortement énergétiques de durée ns.

4.6 Divergence

4.6.1 Mesure de la divergence

Les fibres LMA servent fréquemment de guide optique à la lumière émise par un laser de forte puissance. La qualité du faisceau est définie par le facteur M^2 :

$$M^2 = \frac{\pi w_0 \theta_{\text{div}}}{\lambda} \quad (33)$$

θ_{div} est le demi angle de divergence du faisceau

Pour minimiser M^2 , il est nécessaire d'obtenir un faible angle de divergence et dont une ouverture numérique ON faible. Elle est définie comme le sinus du demi-angle de divergence du faisceau θ_{div} en sortie de fibre.

$$ON = \sin(\theta_{\text{div}}) \quad (34)$$

Les LMA PCFs, comme les LMA SIFs ont classiquement des ouvertures numériques proches de 0,05 [NIEL.01b – BAGG.01]. L'ON de la SBF a été mesurée à l'aide du montage suivant [ITU G650] :

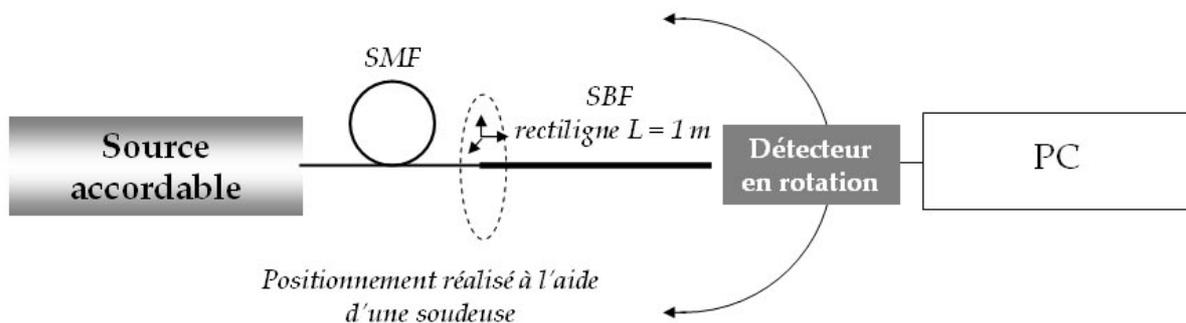


Figure 46 : Montage permettant la mesure de la divergence en sortie d'une SBF

Une source accordable alimente une SMF placée en vis-à-vis de la SBF rectiligne, de longueur 1 m, à l'aide des micro-déplacements de la soudeuse comme précédemment. Un détecteur en

rotation, axé sur l'extrémité de la SBF en vis-à-vis du détecteur, piloté par un PC, permet de mesurer la puissance en fonction de l'angle.

La méthode de mesure de divergence consiste à mesurer l'angle de divergence pour lequel la puissance maximale a chuté de 13 dB (5 % en linéaire). La mesure réalisée à 1550 nm est présentée sur la figure 47 :

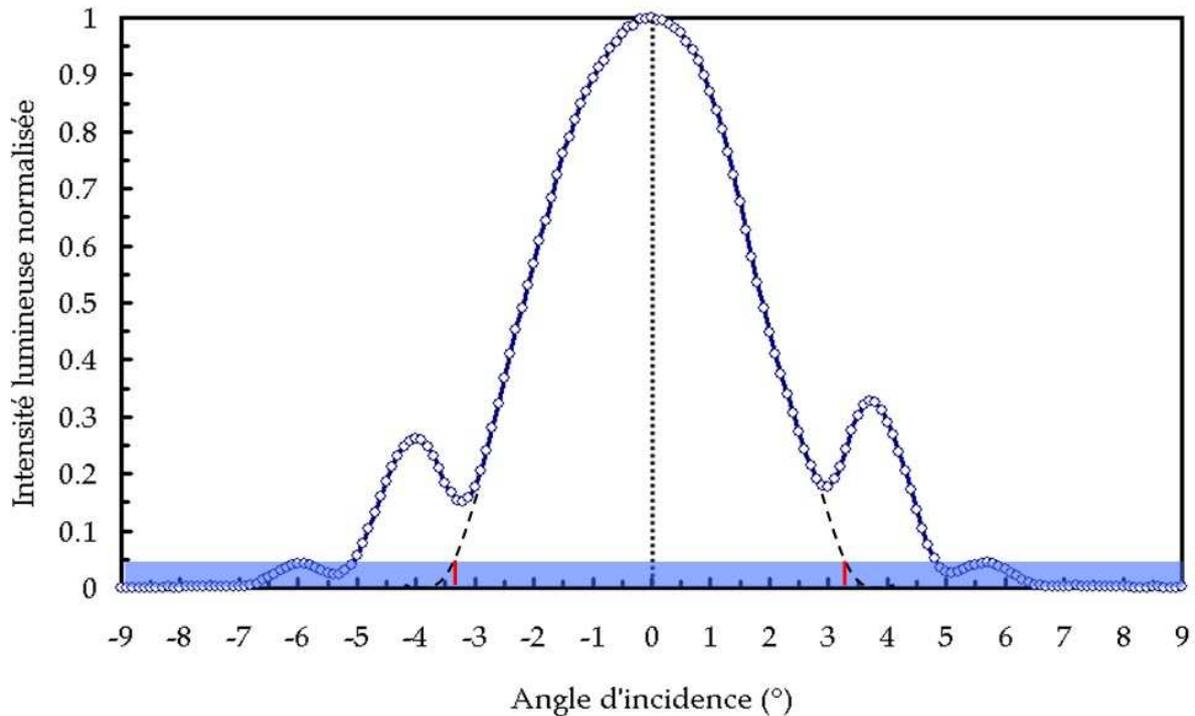


Figure 47 : Mesure de la divergence pour la SBF à 1550 nm

En effectuant une approximation gaussienne du premier lobe, le demi-angle de divergence mesuré à -13 dB du maximum d'intensité vaut 3,2°. L'ouverture numérique est estimée alors à 0,056. La SBF est donc très peu divergente comme la plupart des fibres LMA.

4.6.2 Définition de la divergence dans les fibres à bande interdite photonique

Compte tenu de la mesure que nous venons d'effectuer, nous avons essayé de définir l'ouverture numérique dans les fibres à guidage par bande interdite. L'ouverture numérique ON dans une fibre à guidage RTI est définie par :

$$ON = \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2} \quad \text{SIF} \quad (35)$$

$$ON = \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{FSM}}^2} \quad \text{PCF} \quad (36)$$

n_{coeur} est l'indice de réfraction du cœur, n_{gaine} l'indice de gaine d'une SIF et n_{FSM} indice du fundamental space-filling mode de la gaine microstructurée.

Dans le cas des fibres à guidage par bande interdite, ces définitions ne sont plus valables car $n_{\text{coeur}} < n_{\text{gaine}}$ ou n_{FSM} . Il est alors intéressant de définir une expression valable et efficace permettant de définir l'ouverture numérique pour les fibres à bande interdite photonique.

Pour cela supposons qu'il existe une bande interdite ouverte dans le spectre par le cristal photonique comme le montre la figure 48 (schématiquement représenté en vert) :

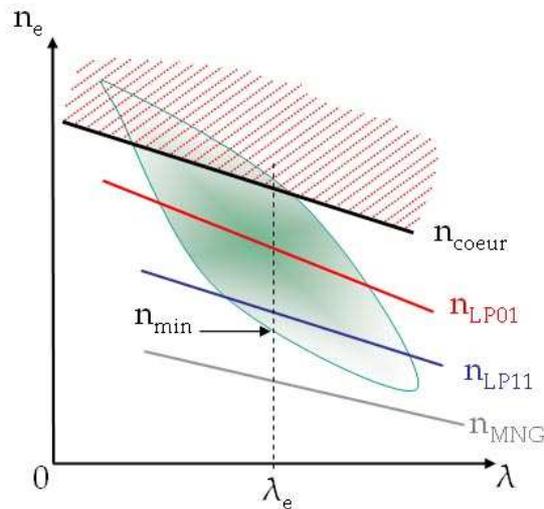


Figure 48 : Evolution des indices effectifs des modes dans une bande interdite

L'indice du cœur traverse la bande interdite photonique. Les modes guidés ont leur indice effectif dans la bande interdite (dans notre cas LP_{01} et LP_{11}). Les modes non guidés (MNG) sont hors bande interdite photonique. En supposant que n_{min} est l'indice du dernier mode guidé, on peut minorer l'ouverture numérique par la relation :

$$ON_{\text{min}} = \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{min}}^2} \quad (37)$$

Dans notre étude, on a supposé que seuls les modes LP_{01} et LP_{11} sont guidés. L'indice effectif du mode LP_{11} est numériquement évalué à 1,443057 à 1550 nm. A cette longueur d'onde, l'indice du cœur est égal à 1,444023. L'ouverture numérique théorique minimale est alors estimée à 0,053 ce qui correspond à un angle de divergence θ_{div} de 3° .

Chapitre 2

Le mode LP₀₂ qui est le mode d'ordre supérieur suivant à un indice effectif théorique de 1,4423. C'est le premier mode d'ordre élevé non guidé. On peut donc déterminer l'ouverture numérique théorique maximale.

$$ON_{\max} = \sqrt{n_{\text{coeur}}^2 - n_{\max}^2} \quad (38)$$

Elle est égale à 0,07 ($\theta_{\text{div}} = 4^\circ$). Donc l'ouverture numérique théorique ON_{TH} est comprise entre :

$$0,053 < ON_{\text{TH}} < 0,07 \quad (39)$$

$$\text{soit} \quad 3^\circ < \theta_{\text{div}} < 4^\circ \quad (40)$$

Nous avons obtenu expérimentalement une ON de 0,056. Elle est bien comprise dans la fourchette de valeurs définie par l'expression (39). Le fait qu'elle soit très proche de la valeur minimale, implique que l'indice n_{\min} est très proche de l'indice effectif du mode LP₁₁. Ceci confirme une fois de plus que les deux seuls modes guidés dans la SBF sont les deux premiers modes LP₀₁ et LP₁₁.

4.7 Réduction des pertes de connexion

4.7.1 Introduction

La connexion des fibres LMA avec les systèmes conventionnels implique généralement de fortes pertes de raccordement [LECOY 92c], compte tenu de la grande différence de rayon de champ de mode entre une fibre LMA et une SMF par exemple.

Les pertes de raccordement peuvent alors être estimées en utilisant l'intégrale de recouvrement des deux champs [LECOY 92c]. Cette intégrale traduit les pertes liées à la connexion entre deux fibres monomodes dont les champs électriques différents sont respectivement nommés E1 et E2.

$$T = \frac{\left| \iint_{x,y} E_1(x,y) \cdot E_2(x,y) \cdot dx \cdot dy \right|^2}{\iint_{x,y} |E_1(x,y)|^2 \cdot dx \cdot dy \times \iint_{x,y} |E_2(x,y)|^2 \cdot dx \cdot dy} \quad (41)$$

Chapitre 2

Si T est égale à 1 ($E_1 = E_2$), alors les pertes sont nulles. Si $T < 1$, alors les pertes de recouvrement A_R sont estimées par :

$$A_R = 10 \cdot \log\left(\frac{1}{T}\right) \quad (42)$$

Le couplage entre une SIF et une SBF va indubitablement entraîner des pertes liées à l'allure différente des deux modes propagés. On peut estimer les pertes de raccordement de notre SBF avec une SMF à 1,7 dB à 1550 nm.

Le montage de mesure de puissance de la figure 34 a été réutilisé pour mesurer les pertes au raccordement de notre fibre avec une SMF à 1550 nm. Cette fois-ci, une soudure entre la SBF et la SMF a été réalisée. Au préalable, une observation en champ proche avant et après la soudure a confirmé la qualité de cette dernière. La technique de mesure, compte tenu de l'aspect multimode de la fibre pour de courtes longueurs, a consisté à mesurer la puissance transmise sur 4 m de SBF. Plusieurs mesures équivalentes ont été effectuées. Les pertes moyennes sont alors estimées expérimentalement à 2,5 dB à 1550 nm pour une soudure.

Cette valeur expérimentale est très élevée, il est donc primordial de trouver un artefact permettant de réduire drastiquement ces pertes.

4.7.2 Technique « GRIN fibre »

La solution consiste à augmenter le rayon de champ de mode de la SMF. Nous avons utilisé pour cela la technique dite « GRIN Fibre » développée à l'École Nationale Supérieure de Télécommunications de Bretagne [CHAN. 02].

La technique consiste à augmenter le rayon de champ de mode en soudant des sections différentes de fibres, comme le montre la figure 49. Cet arrangement est appelé une microlentille. La microlentille réalise la connexion entre une SMF et une fibre multimode (MMF pour MultiMode Fibre) de plus large section transverse. Elle se compose d'une section de silice sans cœur (Silica Section) et d'une section à cœur expansé (GRIN Section), de longueurs respectivement L_S et L_{GRIN} .

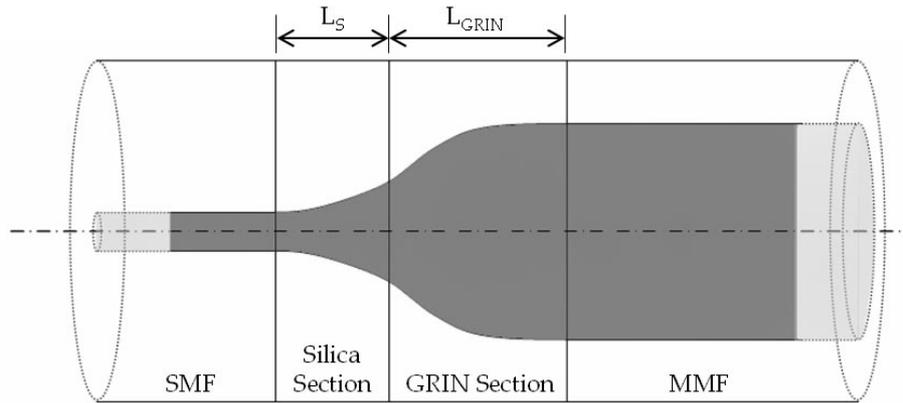


Figure 49 : Coupe schématique de l'arrangement des différentes sections dans la microlentille

Cette microlentille est optimisée pour exciter uniquement le mode fondamental de la fibre multimode. Ceci est possible en optimisant l'injection dans la MMF, donc les longueurs L_{GRIN} et L_S [CHAN. 02]. Dans notre cas, la SBF correspond à la MMF.

4.7.3 Détermination des microlentilles idéales

Le champ électrique dans la microlentille peut s'écrire sous la forme : $E_L(r) = e^{-(r^2/2w_0^2)}$. Le champ électrique en sortie de SBF est noté $E_r(r)$. Les pertes aux raccordements sont alors calculées grâce à la relation suivante utilisant les intégrales de recouvrement [LECOY 92c]:

$$A(\text{dB}) = 10 \cdot \log \frac{\int_0^\infty |E_r(r)|^2 r dr \cdot \int_0^\infty e^{-\frac{r^2}{2w_0^2}} r dr}{\left| \int_0^\infty E_r(r) \cdot e^{-\frac{r^2}{2w_0^2}} r dr \right|^2} + A_{MO} \quad (43)$$

A_{MO} sont les pertes intrinsèques dues à la conception des microlentilles [CHAN. 99]. Elles sont estimées à 0,3 dB. Les pertes totales A sont calculées à partir de cette expression en faisant varier w_0 , et en considérant $E_r(r)$ comme défini sur la figure 23. Elles sont représentées sur la figure suivante :

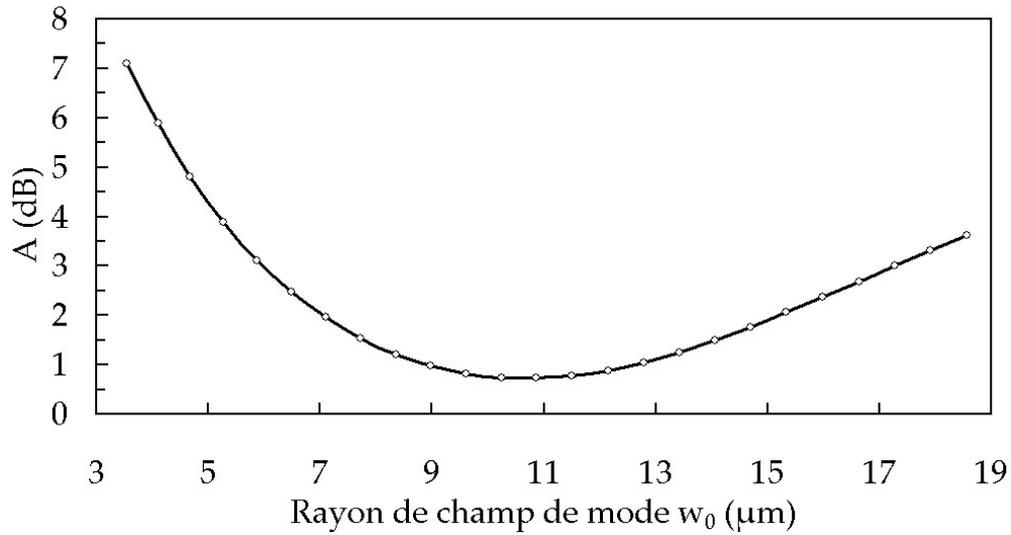


Figure 50 : Calculs des pertes de raccordement A en fonction de la variation du rayon de champ de mode de la microlentille

La variation du rayon de champ de mode de la microlentille permet d'estimer les pertes au raccordement entre la SBF et la SMF. La courbe, présentée sur la figure 50, admet un minimum pour un rayon de champ $w_0 = 11 \mu\text{m}$. Les pertes minimales sont alors de 0,7 dB. La figure 51 représente la distribution radiale du champ électrique dans la SBF et en sortie de la microlentille pour ce cas optimal :

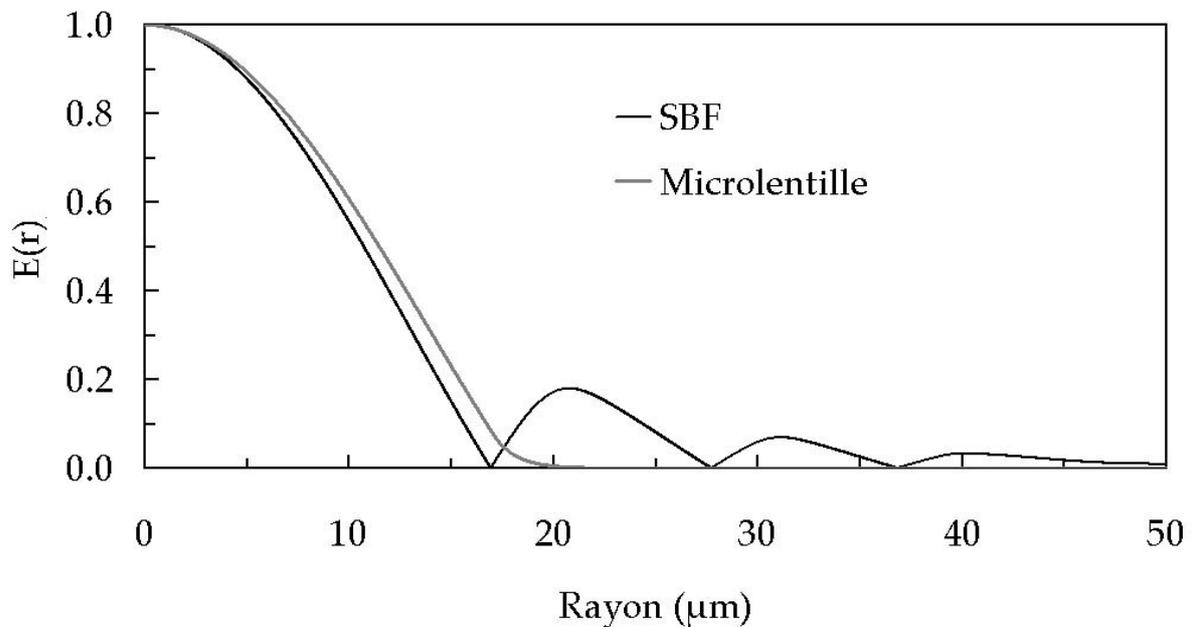


Figure 51 : Distribution radiale du champ électrique pour les deux fibres considérées dans le cas optimal où $w_0 = 11 \mu\text{m}$, à 1550 nm

Chapitre 2

Dans le cas optimal ($w_0 = 11 \mu\text{m}$), les distributions radiales du champ électrique dans les cœurs des deux fibres sont très proches. En revanche, les oscillations du champ dans la gaine de la SBF entraîne une augmentation des pertes.

4.7.4 Réduction des pertes au raccordement : SBF / SMF

Après cette phase de modélisation, pour obtenir un guidage monomode dans la microlentille GRIN de rayon de mode $w_0 = 11 \mu\text{m}$, les longueurs des sections sont estimées à $L_{\text{GRIN}} = 215 \mu\text{m}$ et $L_s = 147 \mu\text{m}$. Cette microlentille est ensuite soudée directement à la SBF. Une photographie de l'arrangement réalisé est présentée sur la figure 52 :

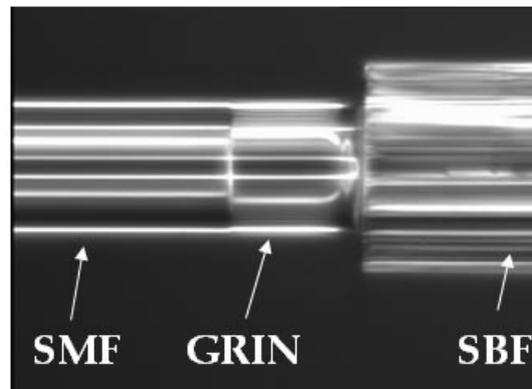


Figure 52 : Photographie de la connexion entre une SMF et la SBF à l'aide d'une microlentille

Une SBF de longueur 1 m a été soudée à une extrémité à une SMF microlentillée. À 1550 nm, l'atténuation mesurée en sortie de la SBF est de 1,2 dB. Sur la longueur considérée, les pertes linéiques de la SBF sont de 0,4 dB. Donc les pertes de connexions sont estimées à 0,8 dB.

Les deux valeurs expérimentale et théorique (respectivement 0,7 dB et 0,8 dB) sont en bon accord. La faible différence est certainement due à l'ellipticité de la fibre qui n'est pas prise en compte dans les calculs et également à la différence des diamètres extérieurs des fibres qui peut entraîner des tensions lors de la soudure. Nous avons donc réduit les pertes de connexion entre une fibre LMA et une SMF de 2,5 dB à 0,8 dB [FÉVR. 05a].

5 Transport de fortes puissances optiques dans une SBF à 1064 nm

5.1 Introduction

La SBF est fortement indiquée pour guider de fortes puissances optiques. La propagation peut être monomode avec une aire effective importante ($517 \mu\text{m}^2$) à 1550 nm, ainsi que des pertes linéiques acceptables ($0,4 \text{ dB.m}^{-1}$). La dispersion chromatique est faible ($+ 23,1 \text{ ps}/(\text{nm.km})$), ce qui n'impliquera pas de distorsions temporelles de l'impulsion pour des durées supérieures à des dizaines de picosecondes.

La SBF que nous avons modélisée puis caractérisée, nous a permis de démontrer le potentiel de ces fibres pour le transport de fortes puissances optiques, au même titre que les LMA PCFs. Néanmoins, la fibre obtenue ne pourra pas servir de référence pour un premier test de transport de puissance. En effet, le profil d'indice n'est pas suffisamment homogène pour permettre d'évaluer correctement la puissance maximale que peut soutenir une SBF ayant une aire effective comparable. De plus, les lasers de très forte puissance les plus couramment utilisés pour quantifier le LIDT d'une fibre optique, sont plus généralement optimisés à 1064 nm. Notre fibre n'est donc pas optimisée pour un guidage à cette longueur d'onde.

5.2 Nouvelle Silica Bandgap Fibre (SBF 2)

Une nouvelle Silica Bandgap Fibre (SBF 2) a été fabriquée d'après le modèle de la fibre présenté dans les parties 3 et 4. On l'appellera SBF 2. La différence d'indice entre le cœur et la gaine est élevée à 15.10^{-3} . Le rayon de cœur est de $11,5 \mu\text{m}$. La gaine est constituée de 3 couches. Compte tenu de la différence d'indice plus élevée, les épaisseurs des couches sont réduites. La dépression d'indice en sortie du réseau est conservée. La fibre a été réalisée en Russie par la méthode MCVD, conjointement par les laboratoires Fiber Optics Research Center (FORC) et Institute of Chemistry of High Purity Substances (ICHPS). Le profil d'indice est présenté sur la figure suivante :

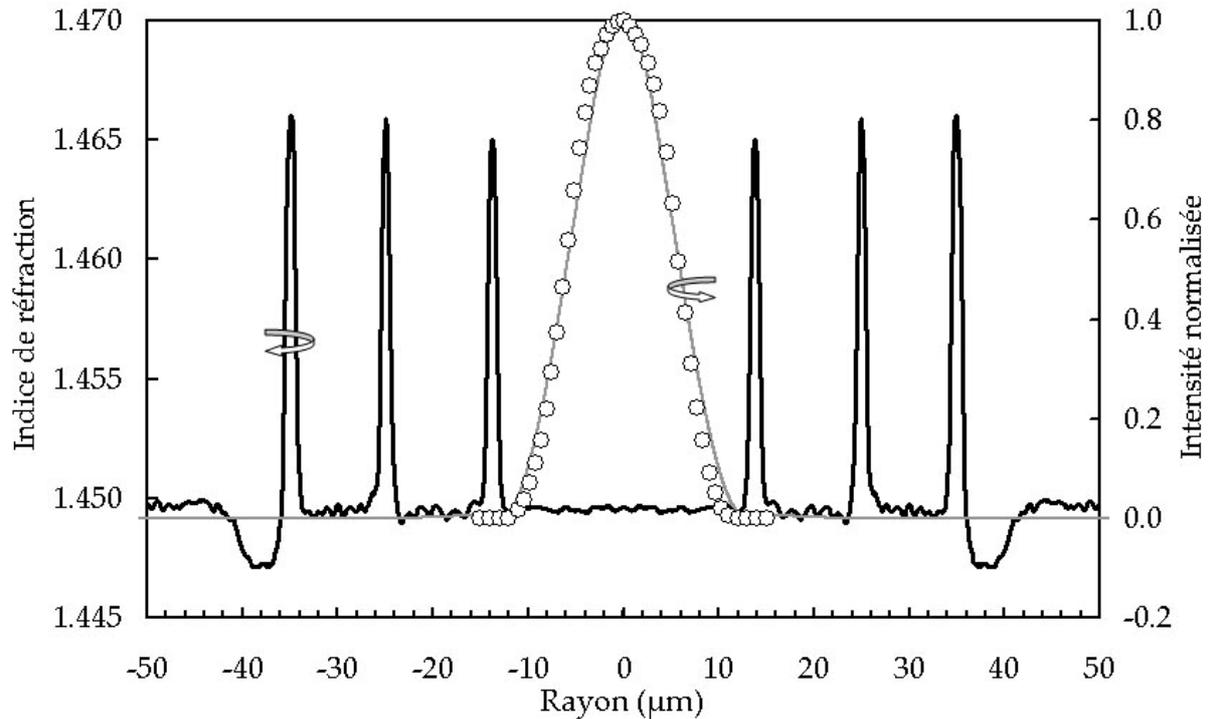


Figure 53 : Profil d'indice de la SBF 2,
ainsi que les distributions radiales de champ électrique calculée (trait plein) et mesurée (points)

Les distributions radiales du champ électrique calculée et mesurée sont également reportées sur cette figure. La modélisation et la caractérisation de cette fibre ont été réalisées par Raphaël JAMIER au sein du laboratoire [FÉVR. 05b]. Le champ est très fortement confiné dans le cœur. Les oscillations dans le réseau sont suffisamment faibles pour ne pas être observables. Le mode est quasi-gaussien. Les pertes linéiques sont estimées à 10 dB.km^{-1} à 1064 nm . Le rayon de champ de mode de cette fibre est proche de $10 \text{ }\mu\text{m}$. À cette longueur d'onde, l'aire effective est estimée à $280 \text{ }\mu\text{m}^2$. Cette fibre est donc optimale pour la transmission de fortes puissances optiques.

5.3 Transport de puissance dans une SBF

Le laser utilisé pour caractériser la fibre appartient à l'Institut franco-allemand de Recherche de Saint-Louis. Les différentes manipulations ont été effectuées par Delphine GRUPPI. Le laser employé est un laser solide délivrant des impulsions de 35 ns de largeur à un taux de répétition de 10 kHz , pour une puissance crête supérieure à 30 kW . Le coefficient de qualité du faisceau est $M^2 < 1,15$.

Le rendement d'injection η dans la SBF 2 est de 55 %. 8 échantillons de la SBF 2 ont été exposés à de fortes puissances optiques. Pour chaque cas, une puissance moyenne a été mesurée en sortie de fibre avant destruction, ainsi que la puissance crête maximale. L'énergie maximale E_s avant destruction est alors calculée à l'aide de l'équation (11). Les résultats sont synthétisés sur le graphique suivant :

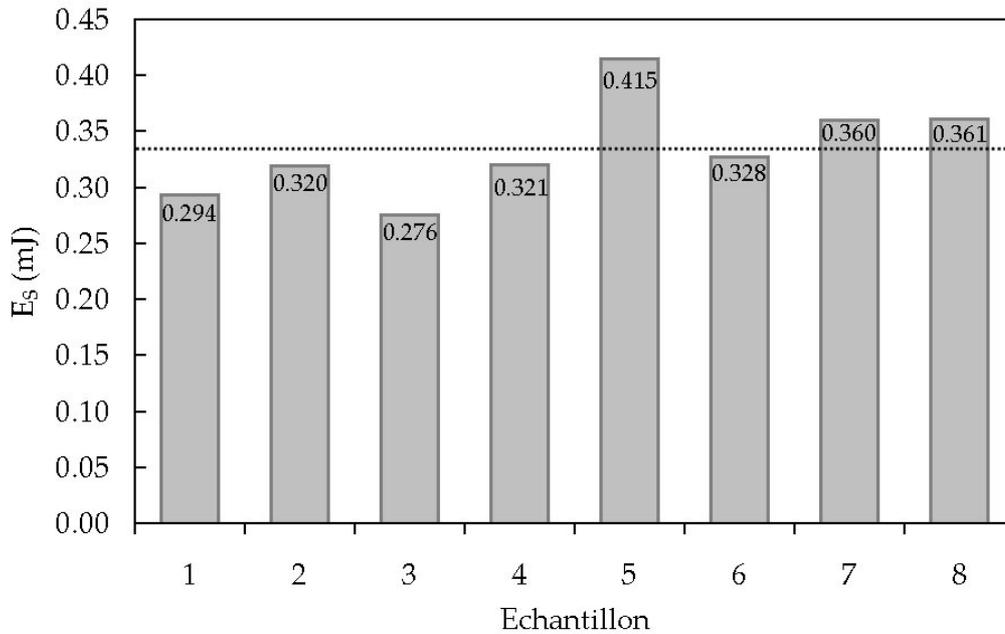


Figure 54 : Mesures de l'énergie maximale transportée avant dommage pour 8 échantillons de SBF 2

Les mesures d'énergie sont proches de la valeur moyenne reportée en pointillés sur le graphique de la figure 54. La valeur moyenne de l'énergie est de 0,334 mJ [FÉVR.06a], l'écart type de 0,044 mJ. La puissance crête maximale guidée dans la SBF 2 est de 9,3 kW. Ceci correspond à un LIDT proche de 3,3 GW.cm⁻². Le LIDT de la silice est de 3,2 GW.cm⁻², soit très proche de la valeur que nous avons obtenue.

5.4 Conclusion

Le tableau suivant synthétise les résultats obtenus avec notre SBF 2. Ils sont comparés aux résultats obtenus ces dernières années avec des SIFs et PCFs. Pour chaque cas de fibre, le résultat est à ma connaissance le plus probant en terme de guidage de puissance. La SMF développée par Hand et Jones [HAND 98] a déjà prouvée son utilisation dans la découpe de précision. La fibre de Broderick *et al* [BROD. 98] exhibe une aire effective record pour une

propagation monomode quasi-LP₀₁ dans la LMA SIF. La LMA PCF est une fibre développée à l'Optical Research Center de Southampton pour un élément d'un oscillateur optique paramétrique (OPO Optical Parametric Oscillator).

Tableau 5 : Comparaison des résultats obtenus en transmission de fortes puissances avec

- la SBF 2
- une SMF [HAND 98]
- une SIF LMA [BROD. 99]
- une PCF LMA [O'DRIS. 05]

	SBF 2	[HAND 98]	[BROD. 99]	[O'DRIS. 05]
λ (nm)	1064	1064	1550	1064
A_{eff} (μm^2)	280	47	910	350
A_{eff}/λ^2	247	41	380	309
ON	$\approx 0,05$	0,11	$\approx 0,06$	/
T_0 (ns)	35	$160 \cdot 10^3$	70	0,3
F_R (kHz)	10	0,1	0,8	15
P_E (kW)	30	0,6	10,0	/
M^2	1,15	3	1,15	/
η	0,55	/	0,70	0,60
P_s (kW)	9,3	0,2	7,0	31,5
E_s (mJ)	0,334	0,100	0,520	0,010
	SBF	SMF	LMA SIF	LMA PCF

Les différentes études sont généralement effectuées à 1064 nm, excepté dans le cas de la fibre LMA SIF. Dans ce cas, l'aire effective est alors supérieure à celle qu'elle aurait été à 1064 nm. Il est intéressant de prendre en compte le terme A_{eff}/λ^2 qui est alors invariant en fréquence. L'aire effective de la SMF est évidemment la plus faible. Les aires effectives de notre SBF 2 et de la PCF sont sensiblement identiques. Les lasers utilisés sont différents dans chaque cas. Ainsi, les taux de répétition sont disparates ainsi que les puissances crêtes P_E délivrées par les lasers. La puissance crête maximale est obtenue avec la PCF. Elle est estimée à 31,5 kW. Dans notre cas, la puissance crête est de 9,3 kW, supérieure au cas de la fibre LMA SIF.

L'énergie maximale en sortie de SBF 2 est de 0,334 mJ, soit du même ordre de grandeur que l'énergie maximale délivrée dans la LMA SIF. Notre SBF 2 se classe donc parmi la famille des fibres LMA performantes pour le transport de fortes puissances optiques.

Des optimisations sont en cours dans le cadre de la thèse de Raphaël Jamier qui fait suite à cette étude. Une fibre présentant une aire effective de $530 \mu\text{m}^2$ à 860 nm a déjà été réalisée à la suite de mes travaux.

6 Conclusion

L'utilisation de fibres à très grande aire effective (LMA) est nécessaire pour permettre la propagation de fortes puissances dans les fibres optiques. Les premières LMA SIFs ont été réalisées en utilisant la technologie conventionnelle MCVD. Les performances de ce type de fibres sont limitées par la faible modularité du profil d'indice de réfraction, et par la technologie employée.

L'introduction des cristaux photoniques dans le profil d'indice des fibres ouvre une nouvelle voie de recherche sur les fibres LMA. Ainsi, des LMA PCFs à cœur de silice sont développées. Les premiers essais en transport de puissances montrent le fort potentiel de ces fibres pour le guidage par exemple des impulsions de puissances crêtes de $31,5 \text{ kW}$ [O'DRI. 05] avec un taux de répétition de 15 kHz . Les dimensions de la fibre (Λ, d) nécessaires pour accroître l'aire effective de la fibre sont importantes. Ainsi, les LMA PCFs généralement utilisées possèdent des diamètres extérieurs de plusieurs centaines de μm ($400 \mu\text{m}$ à $1000 \mu\text{m}$). Ces fibres sont alors difficilement utilisables dans les systèmes conventionnels. Les courbures imposées à ces fibres entraînent également des pertes drastiques.

C'est dans cette optique que nous avons développé une fibre LMA monomode ayant un diamètre extérieur restreint et une forte résistance à la courbure. Nous avons utilisé une fibre dont la gaine optique est un cristal photonique unidimensionnel. La propagation est dans ce cas due à un guidage par bande interdite photonique. A partir d'une préforme réalisée par MCVD, nous avons modélisé une fibre exhibant des pertes linéiques de $0,4 \text{ dB.m}^{-1}$ pour le mode fondamental. La fibre est asymptotiquement monomode. L'aire effective calculée est $526 \mu\text{m}^2$, pour un diamètre extérieur de fibre de $200 \mu\text{m}$.

La fabrication de cette fibre a mis en évidence le fort potentiel de ces SBFs. L'aire effective mesurée est estimée à $517 \mu\text{m}^2$, ce qui fut l'aire effective la plus importante jamais mesurée en régime monomode dans une fibre à cœur de silice [FEVR. 03]. Le comportement monomode

Chapitre 2

de la fibre a été confirmé à l'aide du montage O.L.C.R. qui a également permis de mesurer la dispersion chromatique de la fibre qui est de l'ordre de + 23 ps/(nm.km). La résistance aux courbures a également été démontrée. Pour une courbure importante de 4 cm de rayon (Q_{CRI}), les pertes sont estimées à 3 dB.m⁻¹, et le régime monomode est conservé.

Le profil d'indice de la préforme était optimisé pour une application à 1550 nm. Nous n'avions pas les moyens de tester en puissance cette fibre à cette longueur d'onde. De plus, le profil d'indice de la fibre n'étant pas homogène, le résultat obtenu en terme de transport de puissance ne serait pas caractéristique. Nous avons alors réalisé une nouvelle SBF exhibant une aire effective de 280 μm^2 à 1064 nm. Les différentes couches de la fibre sont de dimension et d'indice de réfraction équivalent pour les trois couches. La dépression d'indice en sortie du réseau est conservée pour préserver la fibre des pertes par courbure. Les premiers essais de transport de puissances ont été réalisés avec cette fibre. La fibre permet alors le transport d'impulsions pouvant atteindre des puissances crêtes proches de 10 kW avec un taux de répétition de 10 kHz, sans détérioration.

La SBF permet donc de transporter des énergies importantes sur de grandes longueurs. Un autre avantage de la SBF est que le profil d'indice peut être adapté à n'importe quelle longueur d'onde. Ainsi, des travaux menés dans notre laboratoire à la suite de ces réalisations, ont permis de mettre en évidence la faisabilité de telles fibres [FÉVR. 05b - JAMI. 06] à 800 nm avec des pertes linéiques inférieures à 3 dB.km⁻¹.

En dopant le cœur de la SBF aux terres rares, il serait possible de créer de nouvelles fibres pour des applications telles que la conception de lasers de très fortes puissances. Des recherches ont débuté sur ce sujet au sein de notre laboratoire (Master Recherche 2 de Mathieu Devautour). Une thèse en cotutelle entre XLIM et le FORC débutera en septembre.

Chapitre 3 :

Transport de fortes puissances optiques dans les fibres creuses à bande interdite photonique

1 Introduction

La plus grande opportunité offerte par le cristal photonique est la potentialité de guidage dans un matériau d'indice de réfraction quelconque. Une fibre à gaine optique microstructurée peut donc permettre le guidage dans un milieu d'indice inférieur à celui de la silice.

Pour le transport de puissances optiques, nous avons vu que les fibres optiques en silice employées doivent posséder une aire effective importante. Au vu de l'équation (4), la réduction du coefficient de non linéarité d'ordre 3 γ peut également être obtenue en utilisant un matériau de cœur d'indice non linéaire n_2 faible.

Un matériau commun possède un coefficient de non linéarité très faible. Il s'agit de l'air. Il est estimé à $2,9 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [OUZO.03], soit 1000 fois inférieur à celui de la silice. Donc pour une fibre creuse à aire effective équivalente à celle d'une fibre silice, la puissance transmise avant apparition de non linéarité sera théoriquement 1000 fois supérieure.

La première mise en évidence d'un guidage dans une fibre creuse a été réalisée par l'équipe Optoelectronics Group de l'University de Bath [CREG.99]. Le réseau utilisé est un réseau bidimensionnel adapté de la PCF à cœur de silice. Le cœur creux a été réalisé en retirant, dans le stack, les sept capillaires centraux. Une photographie MEB est représentée sur la figure 55.

La courbe de droite de la figure 55 représente la courbe de transmission de la PCF à cœur creux considérée. On observe l'apparition de bandes de fréquences transmises qui correspondent aux bandes interdites du réseau cristallin. Cette première réalisation a mis en évidence la possibilité de guidage dans un cœur creux. Les pertes linéiques dans cette PCF sont très élevées (plusieurs dB/cm).

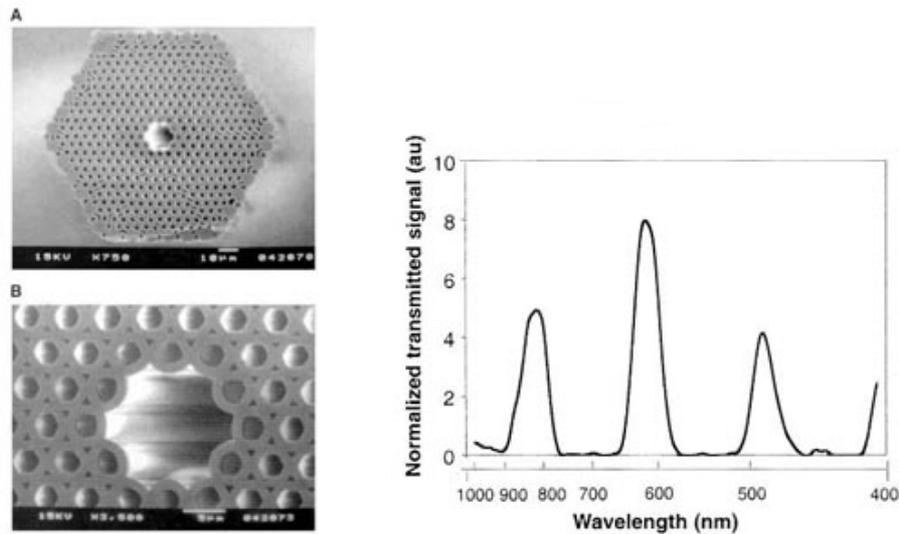


Figure 55 : A et B représentent les photographies MEB de la PCF à coeur creux guidant par bande interdite photonique [CREG. 99]. A droite, la courbe de transmission de cette fibre.

Depuis cette première expérience, des avancées majeures ont eu lieu dans la modélisation et la fabrication des fibres creuses à cristal photonique (HC-PCF pour Hollow Core Photonic Crystal Fibre). Des plages de longueurs d'onde nouvelles peuvent être atteintes avec ces nouvelles fibres, comme dans l'UV (440 nm) [C.F. 1] ou dans l'infrarouge moyen (10,6 μm) [TEME. 02].

Dans la première partie de ce chapitre, je développerai les caractéristiques géométriques et optiques des fibres creuses qui ont été modélisées et/ou fabriquées pour réaliser du transport de puissances. Depuis l'avènement du guidage dans les fibres creuses, plusieurs profils d'indice ont été développés.

Dans une deuxième partie, je m'intéresserai au profil d'indice de la HC-PCF. Nous avons développé une méthode permettant de pallier les limitations rencontrées avec ces HC-PCFs. Pour déterminer le modèle de la fibre, nous avons dû développer de nouveaux outils numériques à partir d'un logiciel commercial basé sur la méthode des éléments finis (COMSOL MULTIPHYSICS®) [COMS. 01].

La troisième et dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'utilisation des fibres optiques creuses pour le transport de fortes puissances optiques. Je comparerai les capacités avec celle de la SBF précédemment obtenue.

2 Différents profils d'indice de fibres creuses à cristal photonique 1D pour le transport de fortes puissances optiques

2.1 Fibre creuse à CP 1D: OmniGuide Fibre

Nous avons vu dans la première partie que les SBFs réalisables par MCVD permettaient un fort guidage, bien que la différence d'indice cœur / gaine soit faible ($\Delta n = 15.10^{-3}$). Toutefois, cette différence d'indice devrait être trop faible pour permettre le guidage dans un cœur d'air [DORAN 83]. L'emploi d'un nombre important de couronnes ($N > 50$) serait alors nécessaire pour obtenir des pertes comparables à celles des SIFs [XU 02].

Une plus grande différence d'indice est alors nécessaire. La technique MCVD ne permet pas d'accroître drastiquement la différence d'indice cœur / gaine. Pour réaliser de fortes différences d'indice, des verres chalcogénures à fort indice sont employés. La PCF 1D creuse a été réalisée avec ces verres par des équipes du Massachusetts Institute of Technology [HART 02 – TEME. 02]. Elle est plus communément appelée OmniGuide Fibre (OGF).

Le chalcogénure employé est As_2Se_3 dont l'indice de réfraction est proche de 2,8 dans l'infrarouge moyen. La fenêtre de transparence de ce matériau s'étend de 0,8 à 17 μm . Pour réaliser la différence d'indice, un polymère thermorésistant PES a été employé. Il a une bonne transparence pour les longueurs d'onde d'étude, et son indice de réfraction est proche de 1,55 dans l'IR moyen. Un assemblage de films fins ($\sim 50 \mu m$ de PES et 7 μm de As_2Se_3) est réalisé par une méthode d'évaporation. Cet assemblage est ensuite enroulé dans un tube de borosilicate. La préforme est consolidée par un chauffage à 260°C avant fibrage. Cette préforme est étirée en une fibre. La gaine microstructurée de la fibre est alors composée de 11 couches de 270 nm d'épaisseur (excepté la première qui est de 135 μm) de As_2Se_3 successivement séparées par des couches de PES d'épaisseur 900 nm. La photographie MEB de la fibre est présentée sur la figure suivante :

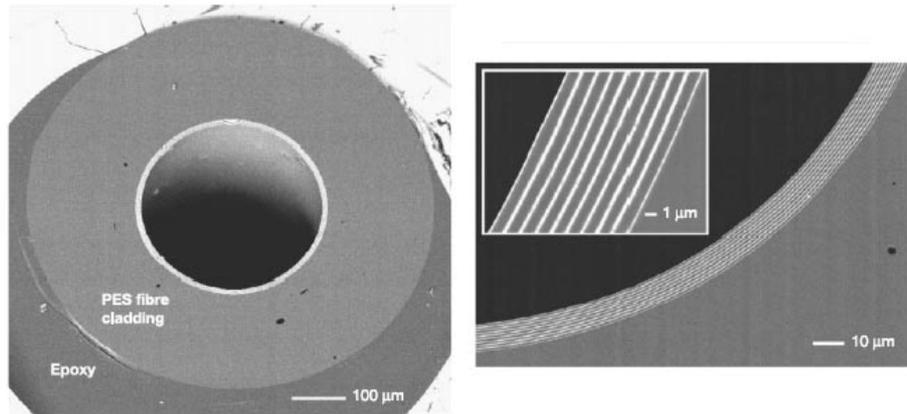


Figure 56 : Photographie MEB de la OGF creuse à forte différence d'indice cœur/gaine [TEME. 02]

Le rayon du cœur de la OGF est très large ($> 200 \mu\text{m}$). La propagation est alors multimode pour un guidage à $3,1 \mu\text{m}$. La qualité du faisceau en sortie est donc faible.

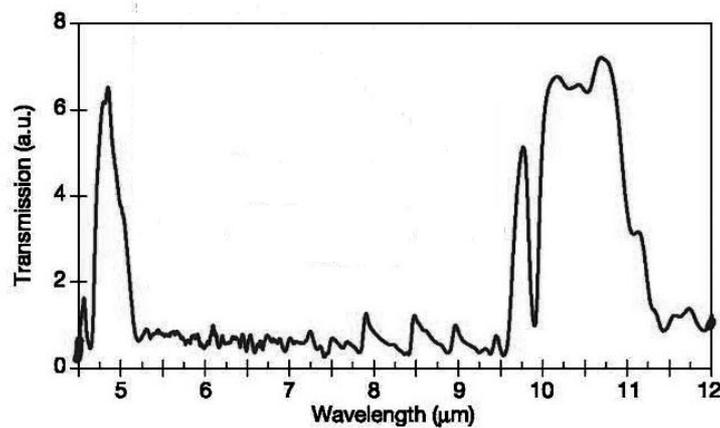


Figure 57 : Courbe de transmission d'une OGF ayant un cœur de $700 \mu\text{m}$ de diamètre [TEME. 02]

Le spectre de transmission pour une OGF de $700 \mu\text{m}$ de diamètre est représenté sur cette figure. Il fait apparaître deux bandes de transmission distinctes, une autour de $5 \mu\text{m}$ et une autre principale autour de $10,6 \mu\text{m}$. Le but fixé pour la réalisation de cette fibre était de permettre un fort guidage à $10,6 \mu\text{m}$ pour une application dans le domaine médical et plus précisément dans la chirurgie in-vivo [ANAS. 04]. A cette longueur d'onde, les pertes linéiques sont proches du dB.m^{-1} . Ces applications ne requièrent pas une grande qualité de faisceau. Le caractère multimode de la fibre n'est pas pénalisant pour cette application.

La technique de fabrication de cette OGF est très délicate et nécessite d'énormes moyens techniques [HART 02]. Les pertes linéiques conséquentes, et la propagation multimode ne

permettent pas l'utilisation de ce type de fibres comme support de transmission pour des applications de précision comme la découpe ou le marquage.

2.2 Fibre à cristal photonique 2D creuse : HC-PCF

2.2.1 Fabrication

La méthode de fabrication des HC-PCFs reprend celle des PCFs (technique « Stack and Draw »). Le cœur creux est réalisé en ôtant dans la préforme primaire le capillaire central ou en le remplaçant par un tube. On parle alors de « 1-cell HC-PCF »

Pour augmenter la taille du cœur, il est possible de retirer dans la préforme primaire le capillaire central dans la préforme, ainsi que la première couronne de capillaires. 7 capillaires sont enlevés au total, on parle alors de « 7-cell HC-PCF » pour désigner cette fibre. De même en retirant une couronne supplémentaire (19 capillaires au total), on réalise une fibre « 19-cell HC-PCF ». Dans les deux cas, on peut relier géométriquement et expérimentalement le rayon du cœur $R_{\text{cœur}}$ avec le pas du réseau Λ par :

$$R_{\text{cœur}} = 1,4 \times \Lambda \quad (7\text{-cell HC-PCF}) \quad (44)$$

$$R_{\text{cœur}} = 2,4 \times \Lambda \quad (19\text{-cell HC-PCF}) \quad (45)$$

Pour illustrer mes propos, des photographies MEB d'une 7-cell HC-PCF et d'une 19-cell HC-PCF sont présentées sur la figure suivante 58. La 7-cell HC-PCF est commercialisée sous le nom de HC-1550-02 par la firme CRYSTAL FIBRE™ et la 19-cell HC-PCF sous le nom de HC19-1550-01. Sur ces photographies, on remarque la grande qualité du réseau. Le nombre de couronnes utilisées est également important.

Les caractéristiques optiques sont regroupées dans le tableau 6.

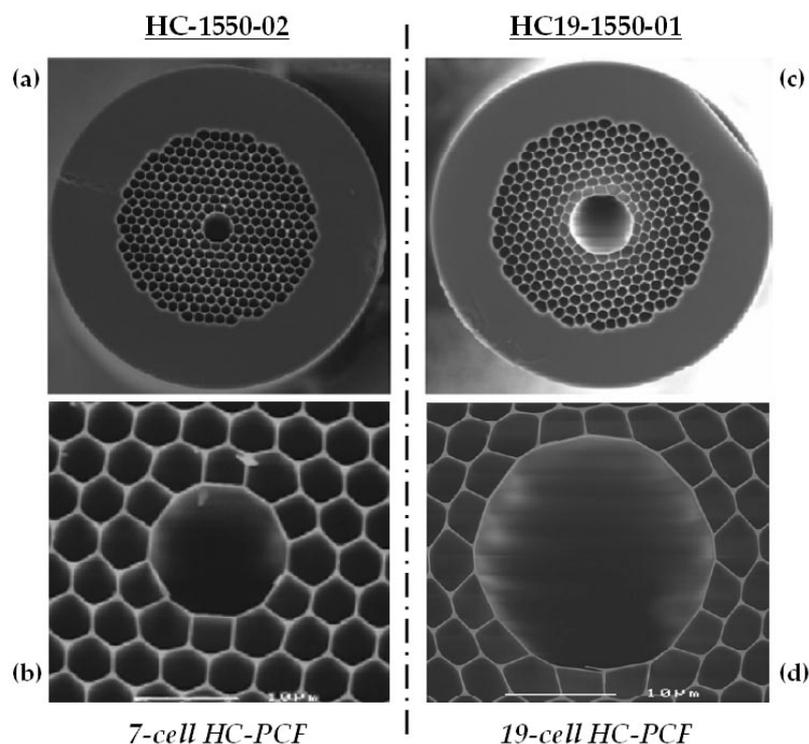


Figure 58 : Photographies MEB de HC-PCFs réalisées par BLAZEPHOTONICS¹
 (a) 7-cell HC-PCF entière et (b) zoom sur le cœur
 (c) 19-cell HC-PCF entière et (d) zoom sur le cœur

Tableau 6 : Caractéristiques géométriques et propriétés optiques des HC-PCF précitées

	7-cell HC-1550-02	19-cell HC19-1550-01
<u>Caractéristiques géométriques</u>		
Rayon du cœur R_c (μm)	5,45	10
Pitch Λ (μm)	3,8	3,9
d/Λ	0,98	0,98
Nombre de couronnes de trous N	8	7
<u>Propriétés optiques</u>		
Longueur d'onde centrale λ_0 (nm)	1550	1570
Largeur de la bande de transmission $\Delta\lambda$ (nm)	200	80
Atténuation linéique à λ_0 (dB.km ⁻¹)	20	10
Dispersion chromatique D_c à λ_0 (ps/(nm.km))	97	20
Rayon de champ de mode (μm)	3,75	6,5
Ouverture numérique	0,12	0,13

¹ Fibres réalisées par la firme BLAZEPHOTONICS™ (UK). Depuis le rachat de cette société, les fibres sont commercialisées par la société CRYSTAL FIBRE™ (DK).

Le pitch pour les deux HC-PCFs est quasiment identique (3,8 et 3,9 μm). La finesse du réseau, quantifiée par le rapport d/Λ , est très élevée. La largeur spectrale de transmission de la fibre « 7-cell » est de 200 nm autour de 1550 nm, alors que celle de la « 19-cell » est réduite à 80 nm. Le premier constat relevant de ces fabrications est que l'augmentation de la taille du cœur implique une réduction de la largeur spectrale de transmission. Les pertes linéiques de la fibre « 19-cell » sont inférieures à celles de la « 7-cell » (10 dB.km^{-1} contre 20 dB.km^{-1}) alors que la gaine microstructurée est constituée d'une couronne de moins ($N = 7$ contre $N = 8$). Le deuxième constat est que les pertes linéiques sont inférieures pour les fibres « 19-cell ». L'ouverture numérique dans les HC-PCFs est proche de l'ouverture numérique d'une SMF (0,11 à 1550 nm).

2.2.2 Réductions des pertes linéiques dans les HC-PCFs

Bien que les pertes soient relativement faibles (dizaines de dB.km^{-1}), ces fibres ne peuvent être utilisées dans les réseaux de télécommunications actuels. Sur la figure 59, j'ai représenté l'évolution au cours du temps des pertes records publiées dans les HC-PCFs.

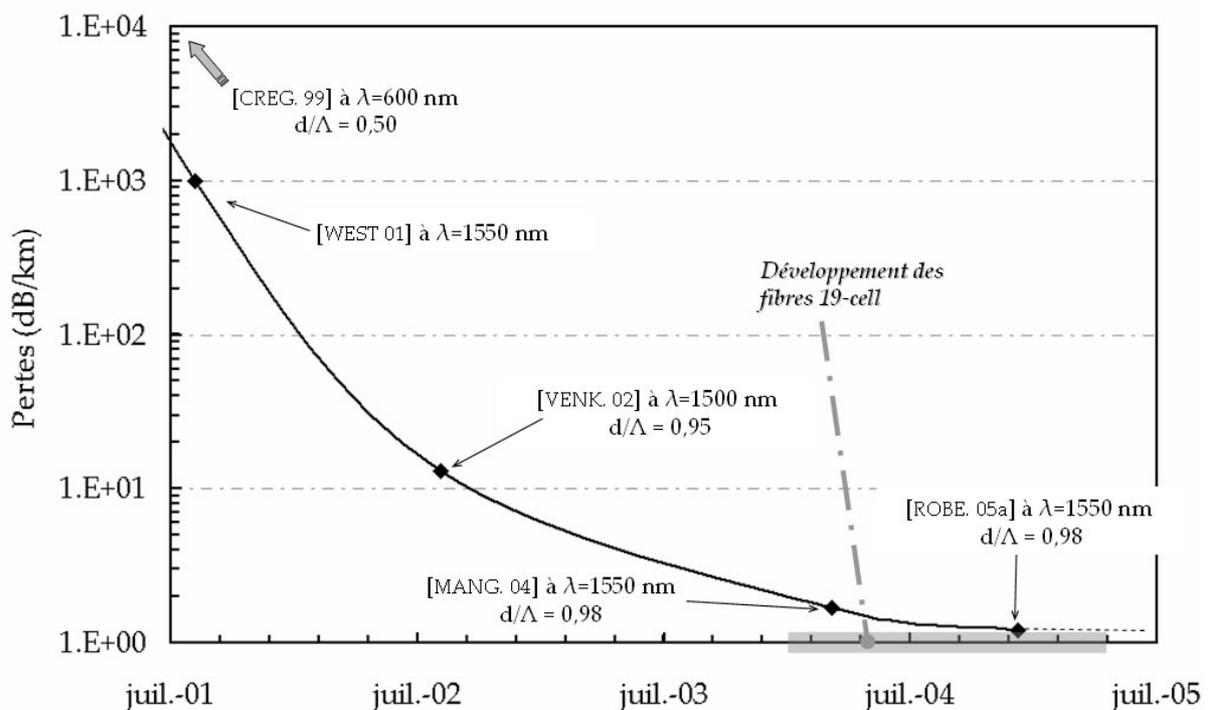


Figure 59 : Evolution temporelle des pertes linéiques record transmises par les HC-PCFs

La première HC-PCF réalisée [CREG. 99] exhibait des pertes élevées de plusieurs dizaines de dB.cm^{-1} ($d/\Lambda \sim 0,5$). Les premières HC-PCFs à guidage efficace [WEST 01 – VENK. 02] sont des fibres 7-cell réalisées par la firme américaine CORNING™ ($d/\Lambda \sim 0,95$ pour la fibre exhibant le moins de pertes). Les deux dernières fibres représentées [MANG. 04 – ROBE. 05a] sur ce graphique sont des 19-cell HC-PCFs réalisées par BLAZEPHOTONICS™ ($d/\Lambda = 0,98$).

L'évolution temporelle des pertes linéiques record transmises par les HC-PCFs correspond à une décroissance exponentielle. Cette allure transcrit le fait que les pertes linéiques minimales semblent atteintes de nos jours. Premièrement, l'accroissement du rapport d/Λ dans le réseau a permis de réduire drastiquement les pertes de confinement. Deuxièmement, l'apparition des fibres 19-cell, correspondant à un accroissement du rayon de cœur, a permis de réduire davantage les pertes linéiques proche du dB.km^{-1} . Depuis mars 2005, aucune HC-PCF n'a exhibé des pertes linéiques inférieures à $1,2 \text{ dB.km}^{-1}$.

2.2.3 Pertes intrinsèques dans les HC-PCFs

Le rapport d/Λ caractéristique de la finesse du réseau bidimensionnel doit être très élevé pour permettre un fort guidage dans le cœur. Une récente étude [ROBE. 05a - ROBE. 05b] a mis en évidence les pertes intrinsèques liées à la fabrication des HC-PCFs et plus particulièrement au fibrage. Les capillaires utilisés pour concevoir les préformes de HC-PCFs ont une grande finesse correspondant à celle du réseau bi-dimensionnel ($d/\Lambda \approx 0,98$). Inévitablement, lors du fibrage, les capillaires sont soumis à de fortes températures, la surface du verre possède alors un aspect ondulatoire qui, une fois refroidi, impose une rugosité de surface (SCW pour Surface Capillary Waves) [JÄCK. 95]. Cette rugosité d'interface va introduire des pertes par diffusion, en particulier sur la première couronne de silice entourant le cœur d'air. Il est possible de prédire [ROBE. 05a] que les pertes intrinsèques du matériau sont directement reliées à la longueur d'onde par la relation (loi empirique) :

$$\alpha(\lambda_0) \propto \frac{1}{\lambda_0^3} \quad (46)$$

λ_0 est la longueur d'onde centrale de la bande de transmission

Cette expression diffère de l'expression classiquement utilisée pour les SIF, où les pertes sont inversement proportionnelles à λ^4 . Pour éliminer cette rugosité de surface, il est nécessaire d'augmenter l'épaisseur de la première couronne de silice. En prenant en compte les propriétés de réflexion d'un guide ARROW, il est possible de déterminer une surépaisseur de silice t ajoutée à la couronne de silice, permettant de réduire l'influence de la rugosité de surface, et en ne perturbant pas la qualité du guidage. Une surépaisseur de silice t définie par l'expression (47) permet numériquement de réduire les pertes de confinement [ROBE. 05b].

$$t = \frac{(2j + 1) \cdot \lambda}{4\sqrt{n_{\text{silice}}^2 - 1}} \quad (47)$$

j est un entier positif ou nul

La figure 60 représente l'évolution de la puissance transmise dans la silice (η) par la première couronne de trous en fonction de $k\Lambda$ par rapport à la puissance totale délivrée par la fibre (qui représente à Λ constant une variation de η en fonction de la longueur d'onde λ , k étant le nombre d'onde) [ROBE. 05b]. η est défini par:

$$\eta = \frac{\int_{\text{première couronne de silice}} E^2 dS}{\int_{\text{section transverse}} E^2 dS} \quad (48)$$

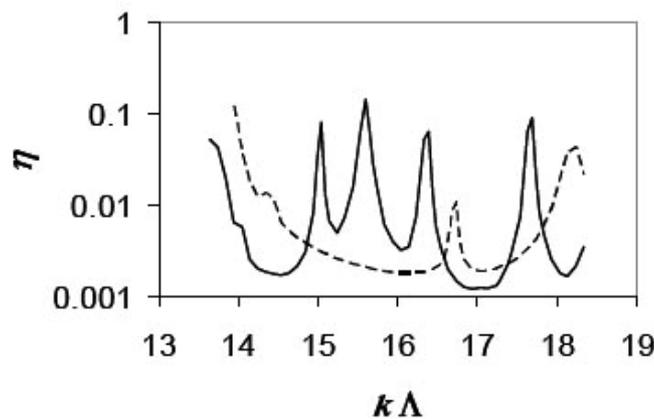


Figure 60 : Evolution de la portion d'énergie guidée (η) dans la première couronne de silice d'une HC-PCF à très faible atténuation linéique, sans ajout d'une surépaisseur de silice (en pointillés) et avec une surépaisseur (t définie pour $j = 1$) (en trait plein) [ROBE. 05b]

La portion d'énergie minimale guidée est obtenue pour $k\Lambda = 16,9$ dans le cas d'une HC-PCF avec la couche anti-résonante dans le profil d'indice. Cependant, la bande de transmission de

la HC-PCF avec la couche anti-résonante dans le profil d'indice est plus découpée spectralement que la HC-PCF sans cette couche.

Cette étude numérique a été validée expérimentalement à 1550 nm avec un profil d'indice d'une 19-cell HC-PCF [ROBE.05c]. Une photographie MEB de chaque fibre fabriquée est représentée sur la figure suivante, ainsi que le spectre de transmission respectif.

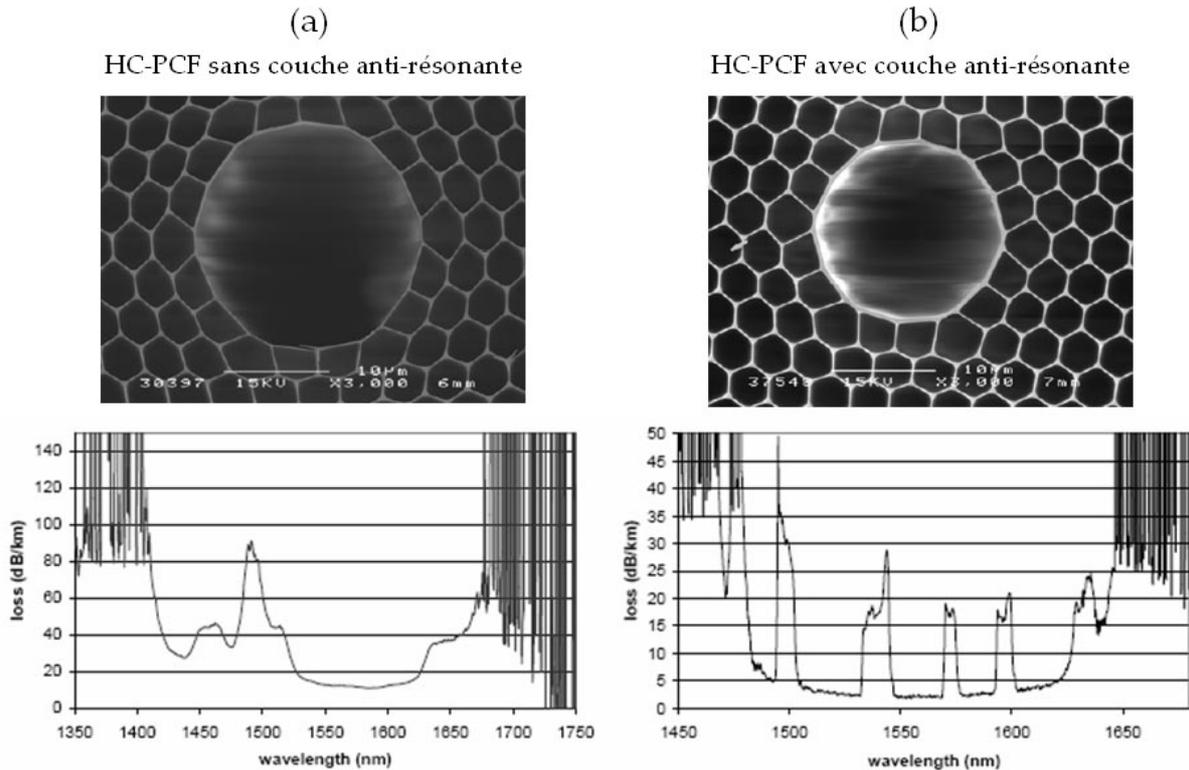


Figure 61 : (a) HC-PCF classique fabriquée pour un guidage efficace à 1550 nm
(b) même HC-PCF conçue avec une couche anti-résonante ($t = 0,37 \mu\text{m}$ soit $j = 0$)

L'influence de la couche anti-résonante est observable sur les courbes d'atténuation de la figure 61. Dans le cas de la HC-PCF sans couche anti-résonante, les pertes linéiques minimales sont estimées à 10 dB.km^{-1} . Dans le cas de la HC-PCF avec la couche anti-résonante, ces pertes sont réduites à 2 dB.km^{-1} . Les largeurs spectrales de la bande de transmission sont respectivement de 250 nm et 150 nm pour la fibre sans surépaisseur et avec surépaisseur. La bande de transmission de la HC-PCF avec couche anti-résonante est plus fine, mais également plus découpée que dans la fibre sans couche anti-résonante (5 pics dans le spectre contre un).

L'influence de la couche anti-résonante sur la réduction des pertes linéiques est prouvée. Cependant, l'atténuation linéique limite d'une HC-PCF ne devrait pas être inférieure à $0,1 \text{ dB.km}^{-1}$ [ROBE.05a] avec le profil d'indice défini jusqu'à présent.

2.2.4 Apparition des modes de surfaces dans les HC-PCFs

La distribution radiale du champ électrique dans les HC-PCFs est caractéristique du guidage ARROW. Une portion du champ est guidée dans la gaine. On peut considérer que chaque mode de gaine est un mode guidé dans la première couronne de silice. L'indice effectif du mode évolue de manière décroissante lorsque la longueur d'onde augmente. Cette variation est plus importante pour ce mode que celle du mode fondamental guidé dans le cœur. Les deux courbes d'indices effectifs vont alors se croiser, comme le représente l'illustration schématique de la figure 62a. Le mode est alors guidé à fuite. On parle alors de mode de surface [WEST04 – SAIT.04]. L'apparition d'un mode de surface se caractérise par une discontinuité dans la courbe d'indice effectif. Une distribution transverse du mode de surface est représentée sur la figure (calculée à l'aide d'un logiciel d'analyse vectorielle basée sur la méthode des éléments finis : COMSOL MULTIPHYSICS [COMS.01]). Le champ est confiné dans la couronne de silice entourant le cœur. Cet étalement du champ électrique provoque un pic d'atténuation dans la bande de transmission (Figure 62b). L'allure particulière de l'indice effectif du mode fondamental confère alors une évolution spectrale particulière de la dispersion chromatique comme le montre la représentation schématique de la figure 62c. Il est possible d'obtenir différentes longueurs d'onde de dispersion chromatique nulle. Ceci est particulièrement intéressant pour la propagation d'impulsions ultracourtes à dispersion nulle (fs), cependant la qualité spatiale du mode peut être faible.

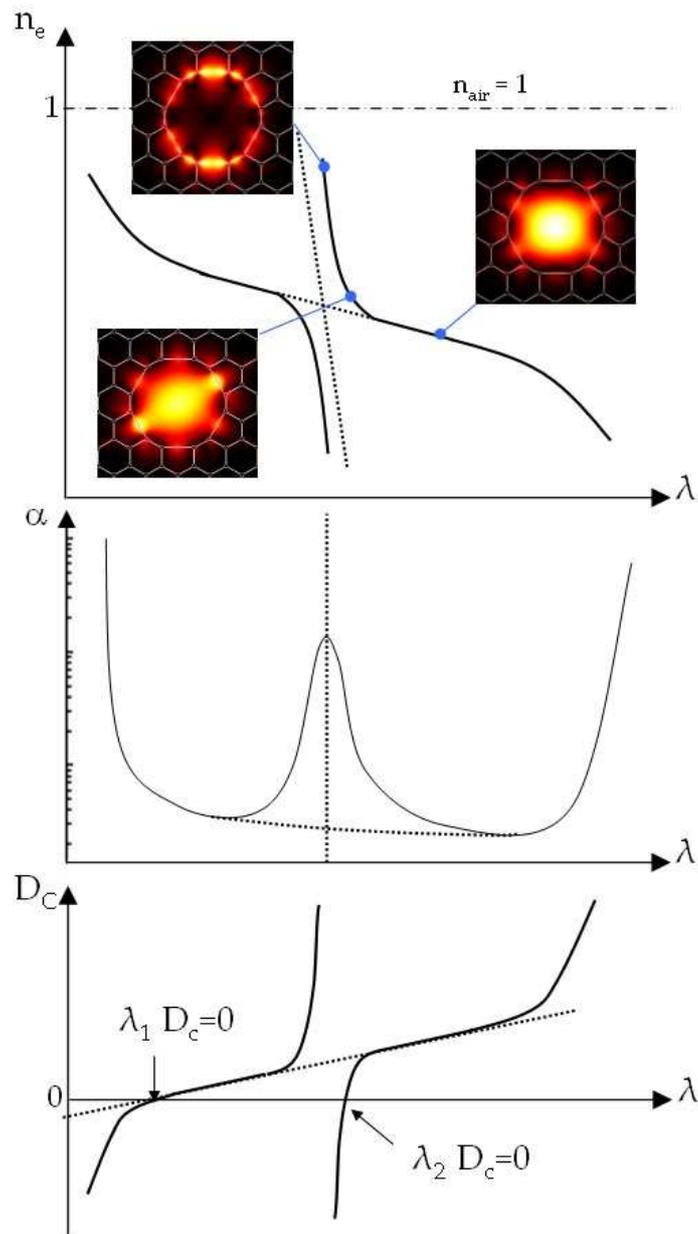


Figure 62 : Apparition d'un mode de surface : Impact sur l'évolution spectrale de (a) l'indice effectif du mode fondamental, (b) des pertes linéiques et (c) de la dispersion chromatique

Sur la figure 62, un seul mode de surface est représenté dans la bande de transmission. Il est plus commun d'observer différents couplages avec des modes de surfaces [WEST 04 – HUMB. 04 – HUMB. 05], comme le montre la figure suivante tirée de la deuxième référence :

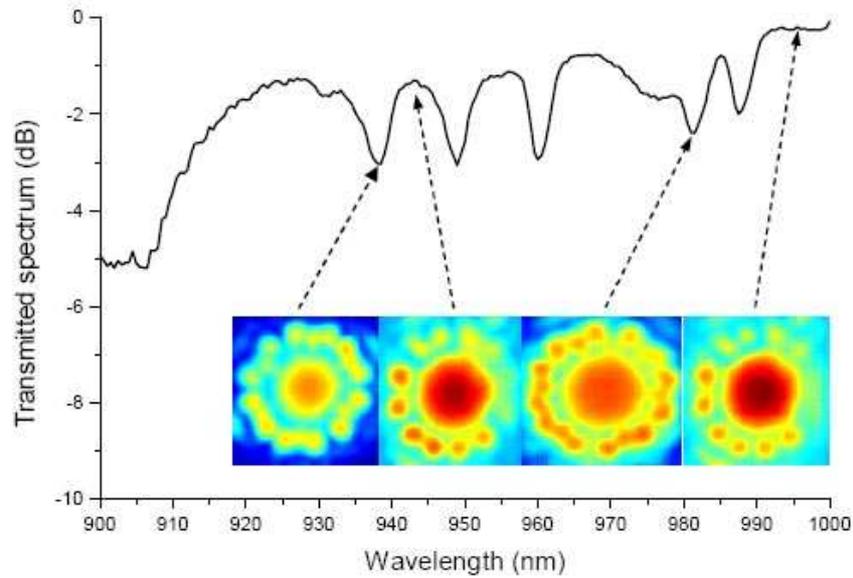


Figure 63 : Impact des modes de surface sur le spectre de transmission d'une 7-cell HC-PCF [HUMB. 04]

Un mode de surface se caractérise par une localisation de l'énergie dans la silice entourant la gaine, et plus spécifiquement dans les plots de silice formés aux six extrémités de chaque hexagone creux (soit 12 sur la première couronne de trous, comme on le remarque sur cette figure). A chaque apparition d'un mode de surface, une chute de plusieurs dB apparaît dans la courbe de transmission.

L'insertion de la surépaisseur t de silice permettant d'éliminer l'effet de rugosité de surface va accentuer l'apparition de ces modes de surface, car l'épaisseur de la couronne sera plus grande.

2.2.5 Suppression des modes de surfaces dans les HC-PCFs

La surface modale d'un mode de surface correspond approximativement à la surface physique de la première couronne de silice. Cette couronne a une très faible épaisseur, donc la surface modale sera réduite. Pour réaliser du transport de puissance dans les HC-PCFs, il est nécessaire de limiter la portion du champ électrique présente sur cette surface, pour ne pas exacerber les effets non linéaires qui seraient créés à cette interface.

De récentes études numériques ont été menées sur la suppression de ces modes de surface [DIGO. 04]. Toutefois, les critères retenus ($R_c = 1,2 \Lambda$ et $R_c = 2,1 \Lambda$ respectivement pour les fibres

7-cell et 19-cell), pour supprimer ces modes de surface, ne sont pas applicables expérimentalement (équations (44) et (45)). Cette technique n'a donc pas été retenue.

3 Profil d'indice d'une HC-PCF à très faibles pertes de confinement

3.1 Introduction

Jusqu'à présent, les profils d'indice des HC-PCFs sont conçus à partir de données expérimentales. Dorénavant, le fait d'avoir un profil d'indice dont le pitch du réseau est proche de $4 - 4,5 \mu\text{m}$ et un rapport d/Λ proche de 1 confère une propriété de guidage fort à 1550 nm . Par une simple analogie définie par l'équation (49), on peut déterminer la taille du réseau (Λ) nécessaire pour une longueur d'onde d'étude différente λ_0 .

$$\frac{\lambda_0}{\Lambda} \approx 0,344 \quad (49)$$

En se basant simplement sur des constatations expérimentales, on peut dire que le profil d'indice d'une HC-PCF n'est pas optimisé. Le rapport d/Λ très élevé impose des pertes intrinsèques liées à la rugosité de surface et une grande fragilité lors de la fabrication de la préforme. Nous avons décidé de mener une étude pour essayer d'optimiser ce profil d'indice particulier.

3.2 Modèle de la HC-PCF

Le profil d'indice d'une HC-PCF a été développé par Mortensen *et al* [MORT. 04] à partir des premières réalisations de HC-PCFs à très faibles pertes de CORNING™ [VENK. 02 - SMITH 03]. Le profil d'indice modélisé d'une HC-PCF est présenté sur cette figure :

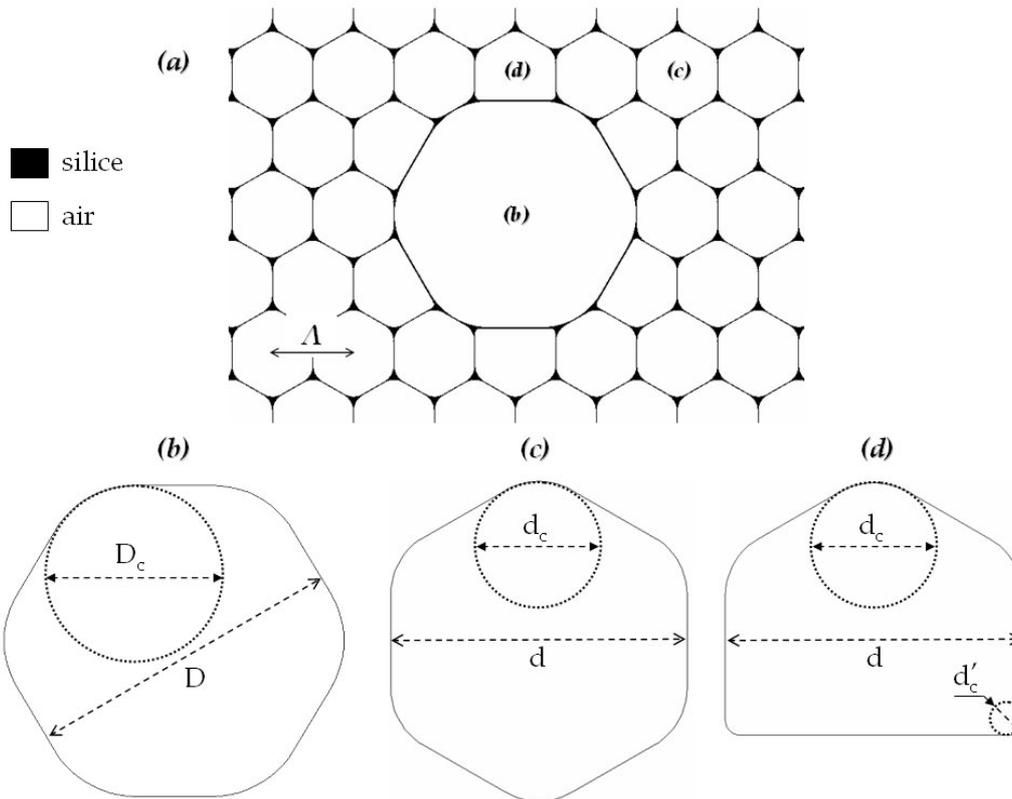


Figure 64 : (a) Profil d'indice d'une 7-cell HC-PCF, (b) Modèle du cœur de la fibre, (c) Modèle d'un trou quelconque de la structure 2D, (d) Modèle d'un trou particulier de la première couronne

Le profil d'indice se différencie de celui de la PCF, par le fait que les trous de la gaine ainsi que le cœur sont de forme hexagonale. Cette forme est due à la méthode de fabrication qui nécessite de refermer les interstices entre les capillaires. Les hexagones constituant chaque inclusion sont arrondis à leur sommet par un cercle de diamètre D_c dans le cœur, et d_c pour les inclusions de la gaine. Sur la première couronne de trous, six inclusions ont une forme particulière due à la géométrie du cœur dans la 7-cell HC-PCF (12 inclusions pour la 19-cell). L'arrondissement de ces inclusions est alors obtenu par des cercles de diamètre faible d'_c . Tous ces diamètres sont directement reliés au pas du réseau par les expressions des équations (50) :

$$\begin{aligned}
 D_{7\text{-cell}} &= 2 \times 1,4 \times \Lambda \\
 D_{19\text{-cell}} &= 2 \times 2,4 \times \Lambda \\
 D_C &= 0,59 \times \Lambda \\
 d_C &= 0,44 \times \Lambda \\
 d'_C &= 0,1 \times \Lambda
 \end{aligned} \tag{50}$$

Les coefficients retenus pour D_c , d_c et d'_c sont basés sur des mesures faites sur les premières réalisations. En ayant défini géométriquement la HC-PCF, il est possible de définir la fraction d'air f dans la gaine 2D, par une expression définie par [MORT. 04] :

$$f = \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^2 \left[1 - \left(1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}}\right) \cdot \left(\frac{d_c}{d}\right)^2 \right] \quad (51)$$

Ce paramètre est généralement utilisé pour caractériser la qualité du réseau. La fraction d'air généralement utilisée est proche de 0,94 ($d/\Lambda = 0,98$).

3.3 Analyse vectorielle

3.3.1 Introduction

Le modèle géométrique de la HC-PCF est alors clairement défini. Contrairement aux SBFs, le modèle ne peut être défini qu'en deux dimensions. Donc l'analyse scalaire ne sera plus valable ($\Delta n > 0,1$). Il est donc nécessaire, pour modéliser les propriétés optiques de cette fibre, d'utiliser un logiciel d'analyse vectorielle. Nous avons utilisé le logiciel commercial COMSOL MULTIPHYSICS® [COMS. 01], anciennement FEMLAB®, permettant la résolution des problèmes électromagnétiques par la méthode des éléments finis (fem pour finite-element-method). Le logiciel permet également d'éditer des programmes MATLAB®. Nous avons développé des programmes permettant entre autres le paramétrage de géométries particulières, la résolution paramétrée en longueur d'onde, l'importation de structure à partir de photographies MEB [GÉRO. 05b].

3.3.2 Détermination des pertes de confinement dans les HC-PCFs

3.3.2.1 Introduction

Pour des inclusions circulaires, les pertes de confinement peuvent être évaluées rigoureusement à l'aide de la méthode multipolaire [WHITE 02-CUDOS]. C'est une méthode intégrale d'électromagnétisme pour les problèmes de diffraction. L'outil CUDOS développé permet d'estimer les pertes de confinement ainsi que l'indice effectif des modes guidés. Cette

méthode analytique servira de référence pour le calcul des pertes de confinement dans les PCFs idéales.

Dans le profil d'indice d'une HC-PCF, les inclusions ne sont pas circulaires. Nous ne pouvons donc pas utiliser cette méthode référence.

3.3.2.2 Perfectly Matched Layer (PML) rectangulaire

Pour la résolution de problèmes d'électromagnétisme de dimension finie, la fenêtre de calcul est généralement un court-circuit électrique (PEC pour Perfectly Electric Conductor). Si une onde incidente arrive sur cette interface, elle sera intégralement réfléchiée et renvoyée directement vers la source. Les distributions de champ électrique à l'intérieur du contour sont alors perturbées. Des artefacts de calculs ont été développés pour absorber sans réflexion une onde d'incidence quelconque à la paroi de la fenêtre de calcul. Des couches absorbantes, (PML pour Perfectly Matched Layer) [BÉRE. 94] dont le milieu est spécialement élaboré, sont alors placées en bordure de la fenêtre de calcul. Une PML est premièrement définie de manière rectangulaire comme représentée sur la figure 65.

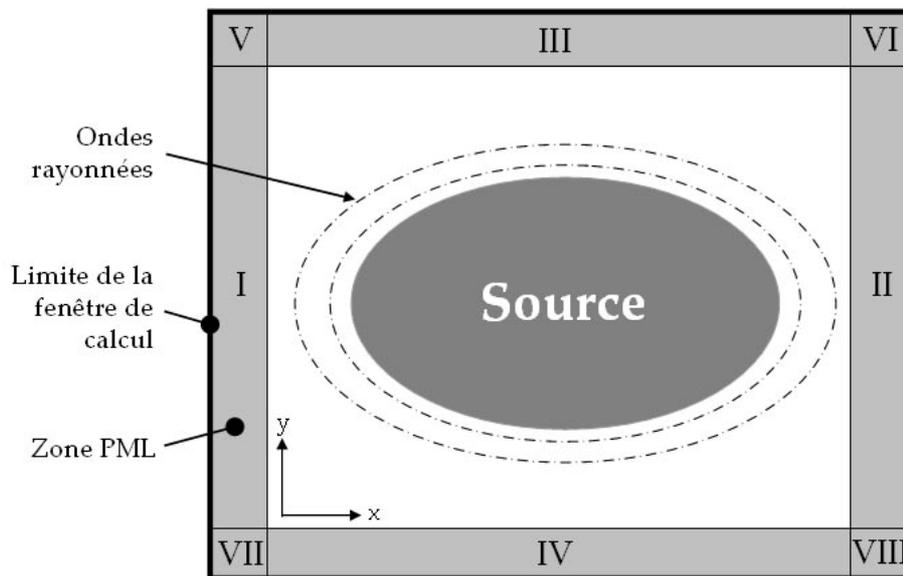


Figure 65 : Définition d'une PML rectangulaire pour une source EM quelconque

Si l'on considère une source électromagnétique rayonnante (EM), les rayonnements de cette onde n'ont pas la même incidence à l'interface de la PML. La PML est alors découpée en 8 sections, dénommées sur la figure 65 par les chiffres de I à VIII, chacune d'elles possédant un

propre coefficient d'absorption. Si la PML est correctement élaborée, elle va réfléchir n'importe quelle onde incidente provenant de la source. Chaque section de PML est définie par une permittivité électrique complexe définie dans le plan (x,y) . Pour les sections I et II, la permittivité est caractérisé par une variation uniquement suivant x . La conductivité électrique σ s'exprime donc comme $(\sigma_x, \sigma_x^*, 0, 0)$ (* représente le complexe conjugué). Pour les sections III et IV, la permittivité est invariante suivant y . Dans les autres sections, les permittivités évoluent dans les deux directions. Le paramétrage est délicat.

Pour l'étude des fibres optiques, l'utilisation de cette PML peut nous permettre de déterminer les pertes de confinement [HUANG 96]. L'implémentation de ces PMLs pour les cas des fibres optiques a été développée récemment [TSUJI 00 – SAIT. 02]. La géométrie rectangulaire de la PML est conservée. Chaque section est définie par sa permittivité complexe. La constante de propagation β' du mode guidé est alors complexe. Elle est définie comme [SAIT. 03] :

$$\beta' = \beta - i \cdot \alpha \quad (52)$$

β correspond à la partie réelle de la constante de propagation ($k_0 \times n_e$), α correspond aux pertes de confinement ($Np.m^{-1}$ soit $8,686 \text{ dB.m}^{-1}$)

3.3.2.3 *Perfectly Matched Layer (PML) circulaire*

Sous COMSOL MULTIPHYSICS®, la fenêtre de calcul n'a pas de géométrie définie. Par commodité d'utilisation, nous avons décidé de définir une nouvelle géométrie de la PML pour une application au cas des fibres optiques en particulier. La PML la plus simple à définir ne posséderait qu'une seule section. Aucune géométrie définie dans le plan (x,y) ne peut posséder d'invariances dans les deux axes. Comme dans des fibres optiques, nous allons utiliser le plan (ρ, θ) pour définir notre PML. Dans ce plan, un disque est invariant suivant θ . La permittivité définie pour un disque ne varie que suivant ρ dans le plan (ρ, θ) . Nous avons donc décidé d'utiliser une PML circulaire en forme d'anneau. La PML considérée est représentée sur la figure suivante :

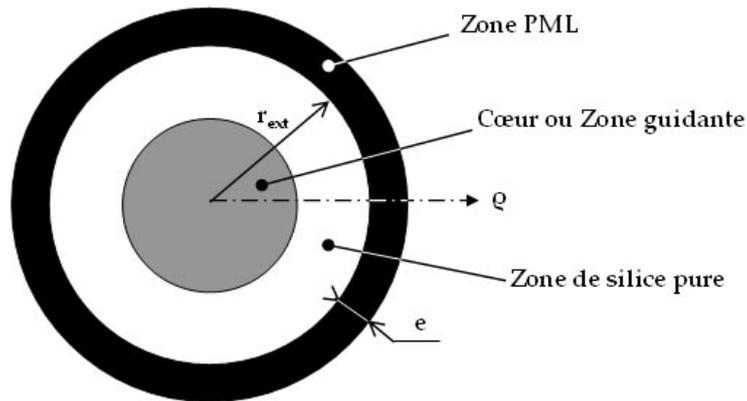


Figure 66 : Représentation schématique de la section transversale d'une fibre optique entourée par une PML circulaire

La couronne correspondante à la PML circulaire est définie par sa position r_{ext} par rapport à l'origine et son épaisseur e . La PML est séparée de la zone guidante par une zone de silice pure.

3.3.2.4 Définition de la PML circulaire

Nous recherchons à résoudre les équations de Maxwell. Dans la zone PML, elles sont définies par les relations suivantes [TSUJI 00] :

$$\nabla \wedge \vec{H} = j\omega\epsilon_0 n^2 s \cdot \vec{E} \quad (53)$$

$$\nabla \wedge \vec{E} = -j\omega\mu_0 s \cdot \vec{H} \quad (54)$$

$$\text{avec} \quad s = 1 - j \cdot \frac{\sigma_e}{\omega\epsilon_0 n^2} = 1 - j \cdot \frac{\sigma_m}{\omega\mu_0} \quad (55)$$

E est le champ électrique, H est le champ magnétique, ω est la fréquence angulaire, ϵ_0 et μ_0 respectivement la permittivité et la perméabilité du vide, n est l'indice de réfraction de la silice, σ_e et σ_m les conductivités électrique et magnétique de la zone PML.

La PML se caractérise par l'introduction d'un terme s dans les équations de Maxwell. Ce terme est directement relié à la conductivité électrique.

Le coefficient de réflexion de la PML sera minimisé si la conductivité électrique présente un profil croissant en puissance de m . σ_e est définie en fonction de la position et de l'épaisseur de la PML.

$$\sigma_e = \sigma_{\max} \cdot \left(\frac{Q - r_{\text{ext}}}{e} \right)^m \quad (56)$$

σ_{\max} correspond à la conductivité électrique maximale à l'extrémité supérieure de la PML. Elle est définie par :

$$\sigma_{\max} = \frac{m+1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 c n}{e} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (57)$$

c est la célérité de la lumière, R est le coefficient de réflexion théorique à l'extrémité supérieure de la PML

En regroupant les expressions obtenues dans les équations (55) à (57), on peut déterminer l'expression de s comme :

$$s = \begin{cases} 1 - j \cdot \frac{(m+1)\lambda}{4\pi n e} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \cdot \left(\frac{Q - r_{\text{ext}}}{e}\right)^m, & Q \geq r_{\text{ext}} \\ 1, & Q \leq r_{\text{ext}} \end{cases} \quad (58)$$

Des premières modélisations [TSUJI 00 - SAIT. 03] ont montré que des valeurs de $m = 2$ et $R = 10^{-8}$ conviennent pour définir le paramètre s pour les fibres optiques.

3.3.2.5 Optimisation de la PML circulaire

L'évolution du champ électrique dans la gaine est différente pour chaque fibre optique. Le champ électrique à l'interface de la PML ne sera jamais identique. Il n'existe pas de PML optimale qui pourrait être appliquée à n'importe quel profil d'indice. Il est donc important de déterminer les paramètres r_{ext} et e pour estimer convenablement les pertes de confinement. Un profil d'indice de PCF ($n_{\text{silice}} = 1,45$, $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,62$, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et $N = 6$) a été simulé. Le rayon extérieur de la gaine microstructurée est de $9,5 \mu\text{m}$. Les pertes de confinement ont été calculées en fonction de la position de la PML ($r_{\text{ext}} \geq 10 \mu\text{m}$), et cela pour différentes épaisseurs ($1 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$). Les résultats sont reportés sur la figure suivante :

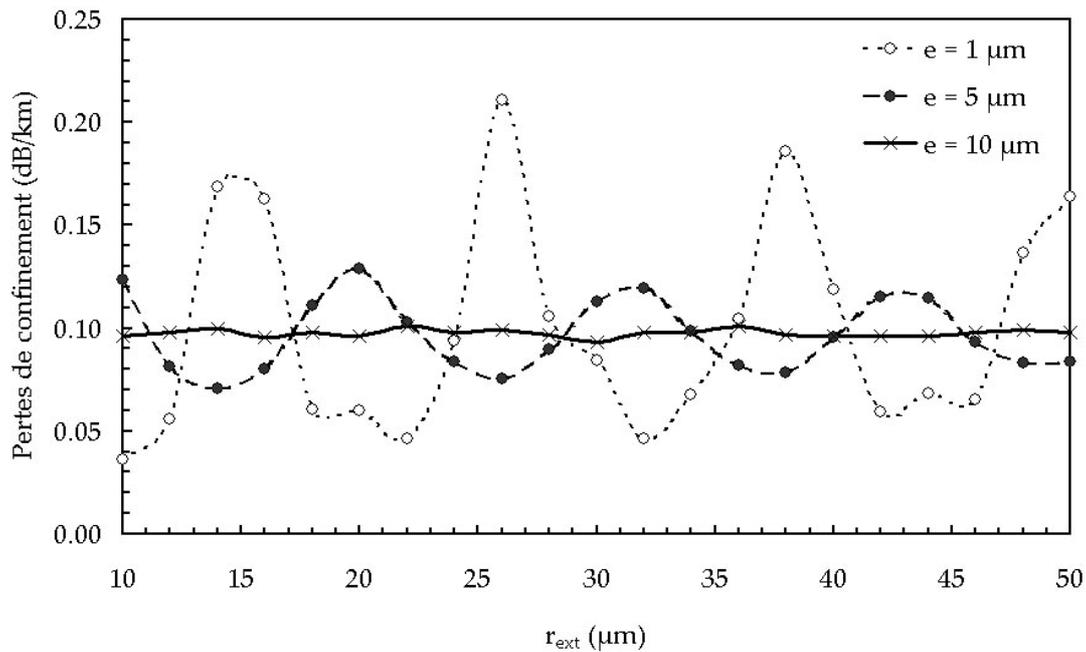


Figure 67 : Evolution des pertes de confinement d'une PCF en fonction des paramètres géométriques de la PML ($n_{silice} = 1,45$, $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0,62$, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ et $N = 6$)

L'évolution des pertes de confinement dans la PCF est très différente pour chaque PML. Pour $e = 1 \mu\text{m}$, les pertes de confinement fluctuent fortement autour de $0,1 \text{ dB.km}^{-1}$ en fonction de la position de la PML. Ces fluctuations diminuent lorsque l'on augmente l'épaisseur de la PML. Ainsi pour $e = 10 \mu\text{m}$, l'évolution des pertes de confinement en fonction de r_{ext} est quasi nulle. Il y a alors une convergence. La valeur des pertes de confinement est de $0,1 \text{ dB.km}^{-1}$.

Il n'existe pas de valeurs optimales pour définir la PML. En faisant une étude rapide pour différentes épaisseurs et positions de cette dernière, il est possible de déterminer une convergence des résultats.

L'évolution du champ électrique dans la gaine optique d'une fibre est différente suivant le principe de guidage. Dans les fibres à guidage RTI, le champ est évanescent dans la gaine. Le champ sera alors faible et décroissant à l'interface de la gaine optique/PML. Dans le cas d'une fibre BIP, l'évolution du champ électrique est différente car elle est constituée d'oscillations comme nous l'avons déjà constaté. Dans un premier temps, je vais dissocier l'étude de la PML pour les deux principes de guidage.

3.3.2.6 Validation de l'efficacité de la PML circulaire pour le cas des fibres à guidage RTI

Des profils d'indice de PCFs ont déjà été modélisés pour déterminer les pertes de confinement à l'aide de PMLs rectangulaires [SAIT.02]. Nous avons repris les calculs à l'aide de notre PML circulaire, et avec le logiciel CUDOS basée sur la méthode multipolaire [CUDOS]. Les PCFs modélisées sont constituées de 2 et 3 couronnes de trous circulaires respectivement pour la fibre (i) et la fibre (ii) ($n_{\text{silice}} = 1,45$, $\Lambda = 2,3 \mu\text{m}$ et $d/\Lambda = 0,7$ pour les deux cas). Les évolutions spectrales des pertes de confinement sont représentées sur les figures 68a et 68b.

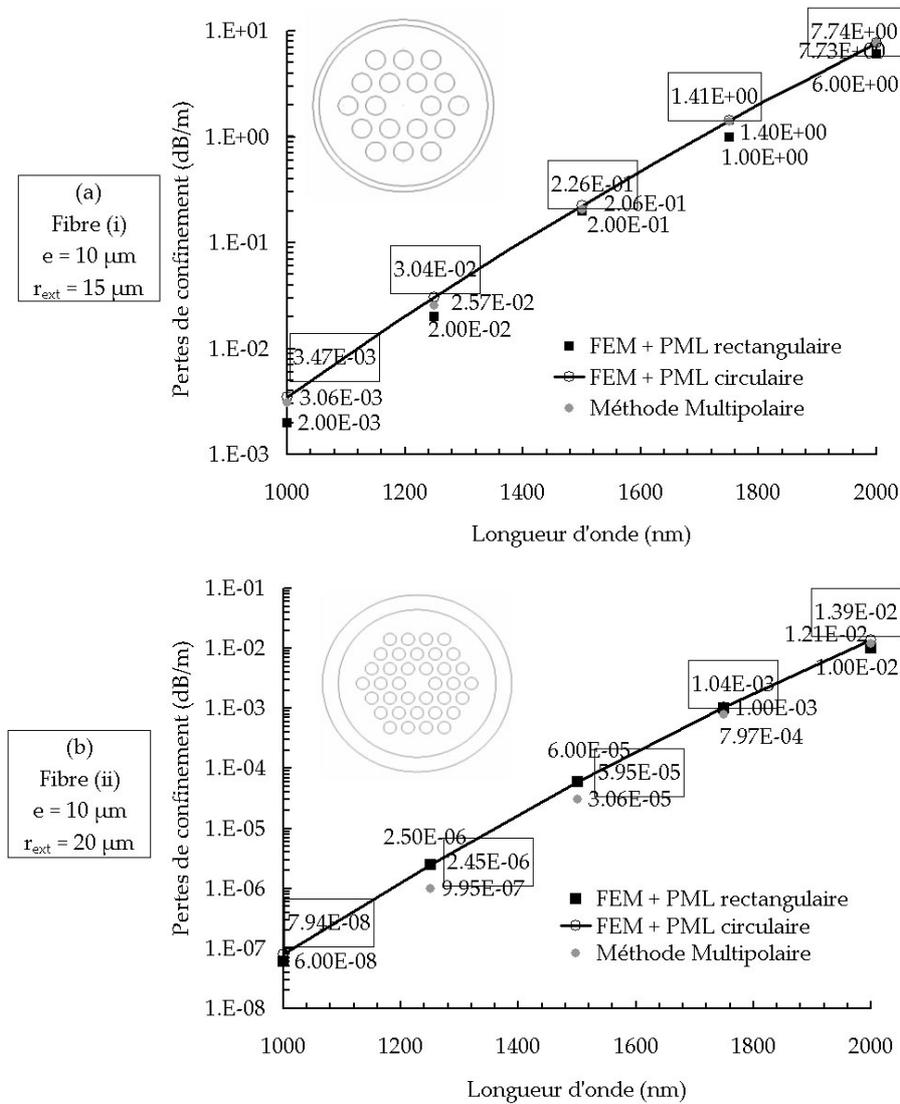


Figure 68 : Evolution des pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde avec 3 méthodes de calculs, pour (a) la fibre (i) et (b) la fibre (ii)

Les pertes de confinement ont été calculées dans la PCF à l'aide de la méthode multipolaire (référence) (valeurs en italique sur les graphiques), de la méthode des éléments finis (fem) combinée avec la PML circulaire (valeurs encadrées) et la PML rectangulaire (autres valeurs). Les pertes de confinement pour chaque cas suivent la même tendance, soit une croissance avec la longueur d'onde.

Pour vérifier la validité de la PML, une erreur relative E_R entre les pertes de confinement obtenues par les méthodes utilisant la PML α_{PML} et celles obtenues par la méthode multipolaire α_{MM} est définie.

$$E_R = \frac{\alpha_{PML} - \alpha_{MM}}{\alpha_{MM}} \quad (59)$$

L'évolution de cette erreur relative est présentée sur la figure 69.

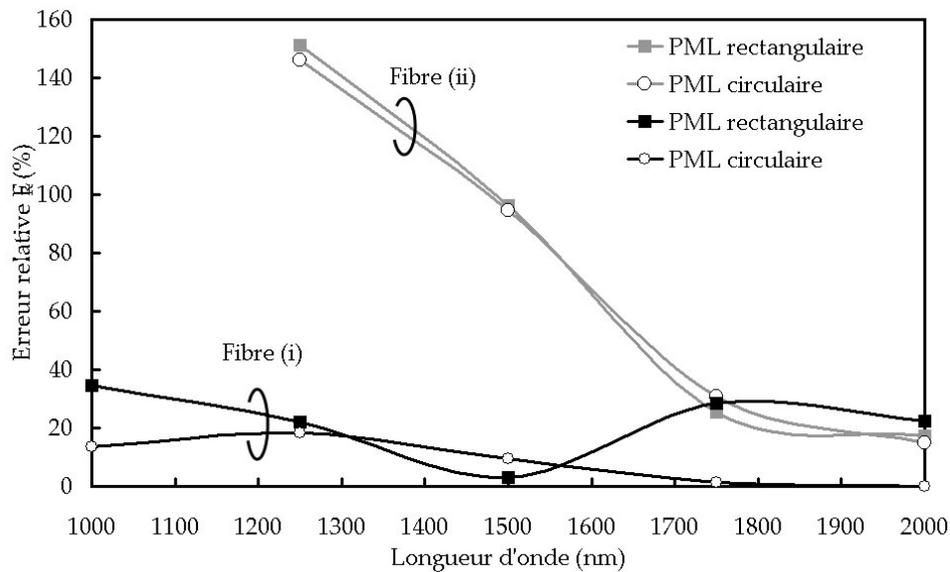


Figure 69 : Evolution de l'erreur relative en fonction de la longueur d'onde pour les deux PCFs

La méthode multipolaire ne permet pas de calculer des pertes de confinement inférieures à 10^{-6} dB.m⁻¹. On peut supposer que pour des valeurs proches de la limite, cette méthode n'est pas optimale. Cela se retrouve sur l'évolution de E_R . Dans le cas de la fibre (i), les pertes sont conséquentes ($\alpha_{PML} > 10^{-3}$ dB.m⁻¹). L'erreur relative est alors inférieure à 40 % pour la PML rectangulaire et inférieure à 20 % pour la PML circulaire. Pour le cas de la fibre (ii), les pertes sont plus faibles ($\alpha_{PML} < 10^{-3}$ dB.m⁻¹). L'erreur relative augmente, mais sa valeur est identique

pour les deux PMLs. En conclusion, on peut estimer comme valable, notre définition de la PML pour le cas des fibres à guidage par RTI.

3.3.2.7 Validation de l'efficacité de la PML circulaire pour le cas des fibres à guidage par BIP

Les différents ponts de silice de la structure ont des dimensions très faibles (centaines de nm). Les différentes dimensions des autres éléments du réseau 2D sont 10 à 20 fois supérieures. COMSOL MULTIPHYSICS® génère automatiquement un maillage de la structure modélisée. Il convient à l'utilisateur de définir les paramètres du maillage pour l'optimiser. Pour cela, le paramètre le plus couramment utilisé est la taille maximale d'un côté d'un triangle de maillage [PEYR.03b] (Maximum Element Size : MES). Le maillage est alors défini par le nombre d'éléments (triangles) nécessaire à la résolution du problème et par un coefficient définissant la qualité du maillage (Minimum Element Quality MEQ). Plus ce coefficient de qualité est proche de 1, meilleur est le maillage. Pour mettre en évidence l'importance du maillage dans les HC-PCFs, un élément de la gaine microstructurée d'une HC-PCF est modélisé et maillé pour différentes définitions de MES. Cet élément maillé est représenté sur la figure suivante :

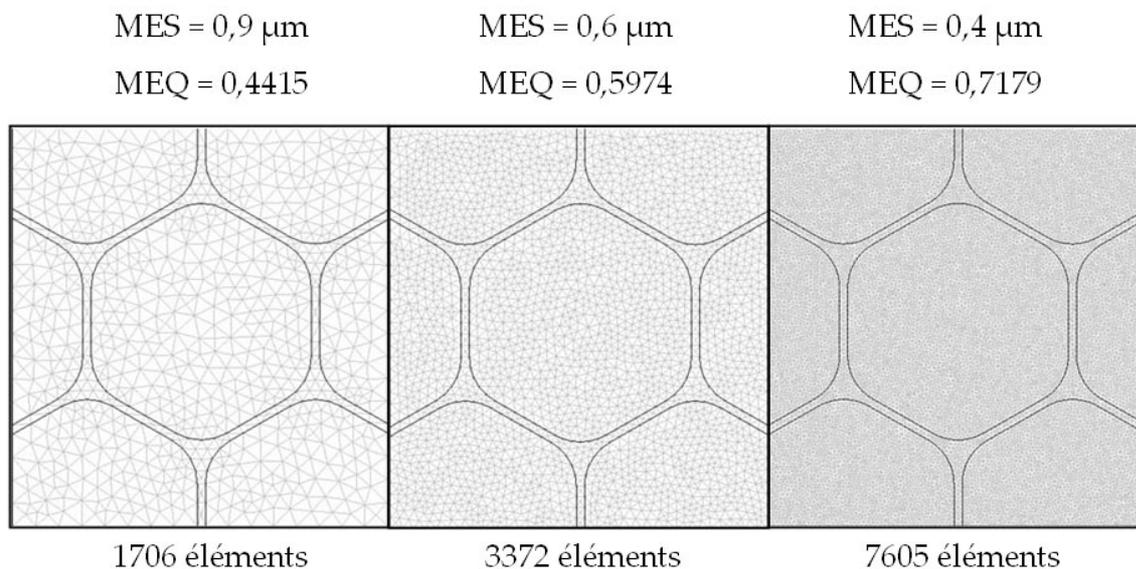


Figure 70 : Evolution du maillage dans un élément de la gaine 2D d'une HC-PCF en fonction de MES

Pour un MES de 0,9 μm , le maillage n'est pas optimal. Le MEQ est faible et évalué à 0,4415. 1706 éléments sont alors générés. Plus le MES diminue, plus la qualité du maillage

augmente. Une valeur de MEQ égale à 0,7179 correspond à une bonne qualité de maillage. On peut considérer que le maillage est efficace si $MEQ > 0,65$. Toutefois, un fort maillage implique un nombre élevé d'éléments. La résolution d'un problème (sans PML) contenant 300 000 éléments est la limite haute pour le PC que j'utilise (Pentium IV, CPU 2,66 GHz, 1GB de RAM sous environnement Windows 2000, solver SPOOLES [COMS. 2]). En utilisant une PML (donc un calcul complexe), la taille de la matrice de calcul est augmentée. Un problème contenant 100 000 éléments de maillage est alors la limite haute.

Si l'on désire un maillage efficace avec une structure HC-PCF, on peut trouver des artefacts de calcul pour augmenter la capacité de calcul, en utilisant par exemple la symétrie de la structure. Pour cela, l'utilisation des courts-circuits électrique (PEC) et magnétique (PMC) permet de réduire la taille du problème par 4. Les courts-circuits doivent être positionnés comme présenté sur la figure suivante pour l'identification précise des modes :

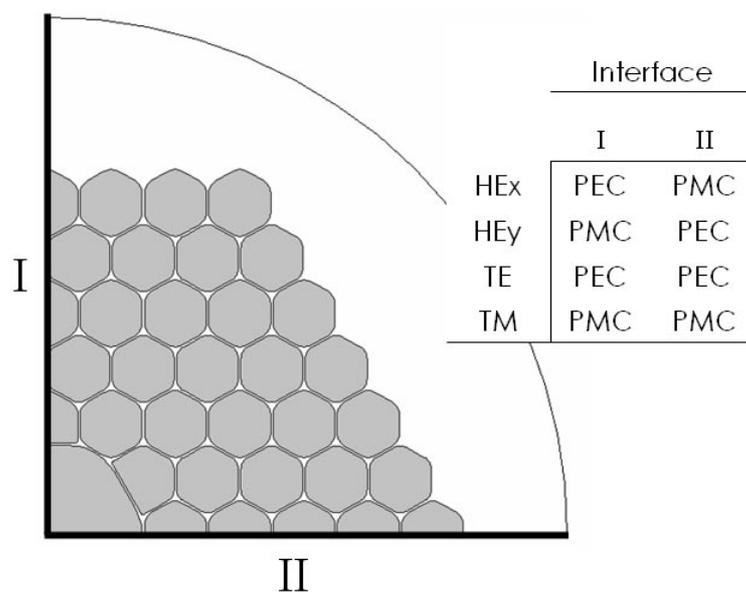


Figure 71 : Définition des conditions aux interfaces d'un quart de structure pour obtenir indépendamment chaque mode EM

Cet artefact de calcul permet de modéliser convenablement des structures de fibres optiques de grandes dimensions.

De même que pour l'étude précédente, je vais comparer mes calculs avec ceux de travaux déjà publiés. La fibre modélisée est une HC-PCF définie d'après le modèle de la figure 64 [SAIT. 04] ($n_{\text{silice}} = 1,45$, $\Lambda = 4,7 \mu\text{m}$, $f = 0,94$ et $N = 6$). La méthode multipolaire n'est pas

utilisable pour modéliser cette fibre car les inclusions de la gaine ne sont pas circulaires. La comparaison a été effectuée comme précédemment en fonction de la longueur d'onde. Le nombre de mailles de la structure est proche de la limite énoncée précédemment (le MEQ de la structure est proche de 0,62). Il serait nécessaire d'augmenter davantage le maillage pour obtenir de meilleurs résultats. Toutefois, j'ai comparé mes résultats avec ceux de Saitoh *et al* [VIALE 05a – SAIT. 04]. Les résultats sont représentés sur la figure 72.

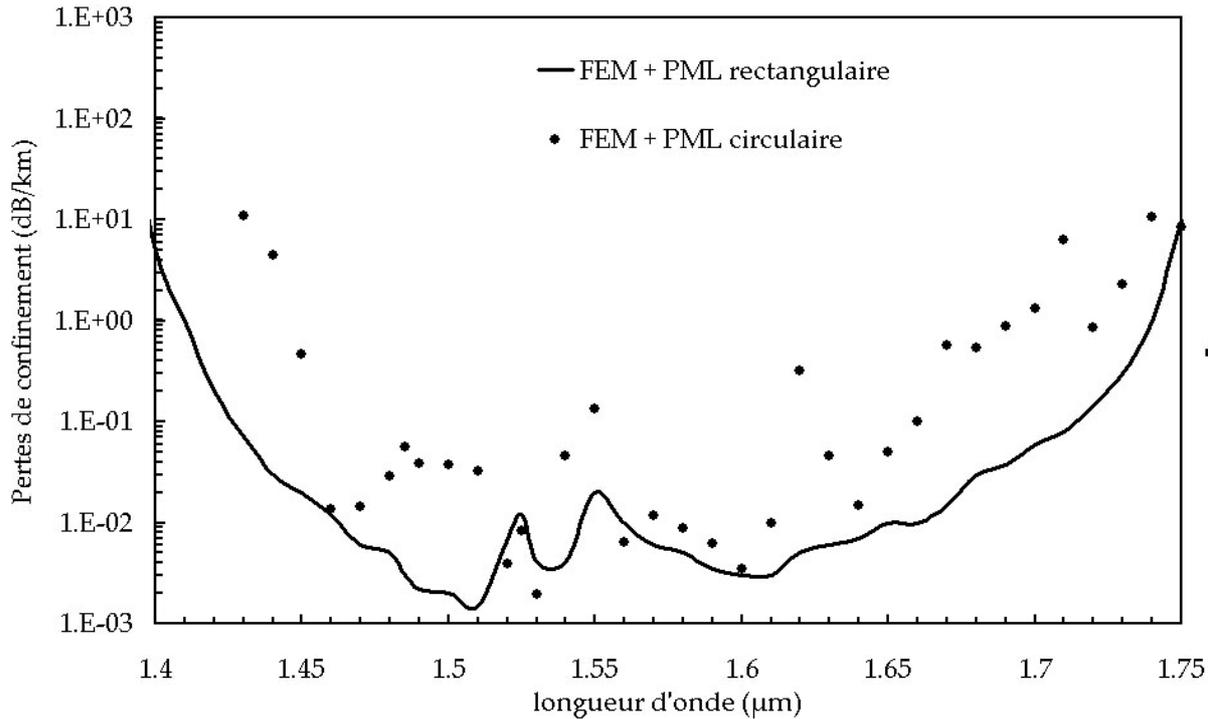


Figure 72 : Comparaison des pertes de confinement calculées pour une HC-PCF avec une PML rectangulaire et une PML circulaire ($n_{silice} = 1,45$, $\Lambda = 4,7 \mu\text{m}$ et $f = 0,94$)

La HC-PCF possède une bande interdite ($\alpha < 1 \text{ dB.km}^{-1}$) dans la bande $1,4 \mu\text{m} - 1,75 \mu\text{m}$. Les différents résultats que j'ai obtenus indiquent une tendance identique dans les deux cas. Un maillage plus efficace permettrait d'augmenter davantage la convergence des résultats.

En première approximation et pour des structures de dimensions réduites (HC-PCF avec $N < 6$), on peut considérer que notre méthode est adéquate pour déterminer les pertes de confinement dans n'importe quelle structure de HC-PCF.

3.4 Profil d'indice HC-PCF optimisé

3.4.1 Analogie réseau 1D/ réseau 2D

On a vu que pour les HC-PCFs, la bande de transmission et les niveaux de pertes de confinement sont imposés par la géométrie du réseau (Λ, f). Plus l'indice effectif du mode guidé sera proche de 1 (indice de l'air), meilleur sera le confinement du champ dans le cœur, et ainsi les pertes seront réduites [BIRKS 04]. Classiquement, dans le cas des HC-PCFs, l'indice effectif du mode guidé est compris entre 0,99 et 0,995 [SAIT. 04].

Notre conception des SBFs permet d'imposer la géométrie pour atteindre une valeur donnée d'indice effectif du mode guidé. En réalisant une analogie entre les BFs creuses (HC-BFs) et les HC-PCFs, il devrait être possible de concevoir un profil d'indice de HC-PCF permettant d'augmenter le confinement du champ dans le cœur. Le but recherché par cette modélisation est d'obtenir une fibre à cœur large monomode exhibant de très faibles pertes de confinement pour une application aux télécommunications optiques ($\lambda = 1550$ nm), par exemple.

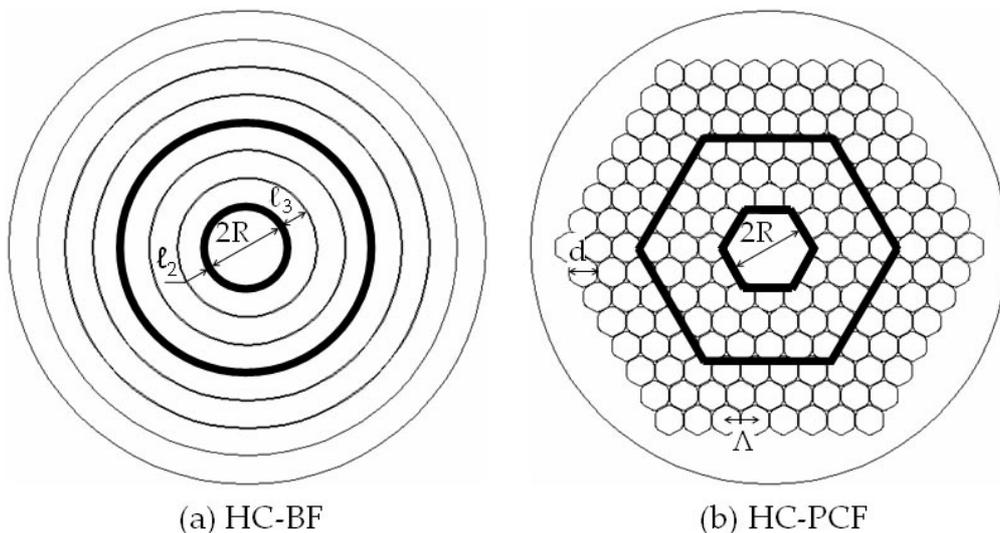


Figure 73 : Section transverses d'une HC-BF et d'une HC-PCF

Il est alors possible de relier les paramètres géométriques de la HC-PCF avec le couple (n_e, λ) en utilisant les approximations suivantes :

$$\begin{cases} \Lambda = l_2 + l_3 \\ R_{BF} = R_{HCPCF} \\ d = l_3 \end{cases} \quad (60)$$

On peut alors définir les paramètres géométriques de la HC-PCF par :

$$R_{HC-PCF} = \frac{x_{01}}{\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{1 - n_{eG}^2}} \quad (61)$$

$$\Lambda = \frac{x_{11} - x_{01}}{\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{n_s^2 - n_{eG}^2}} + \frac{x_{02} - x_{11}}{\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{1 - n_{eG}^2}} \quad (62)$$

$$d = \frac{x_{02} - x_{11}}{\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \sqrt{1 - n_{eG}^2}} \quad (63)$$

x_{in} sont les $n^{\text{ièmes}}$ zéros de la fonction de Bessel J_i , λ_0 est la longueur d'onde d'étude, n_s est l'indice de la silice et n_{eG} est l'indice effectif du mode souhaité définissant la géométrie

L'évolution de ces différents paramètres (R, Λ) est représentée sur la figure 74. L'évolution du paramètre d est transcrite par la variation de f (équation 51).

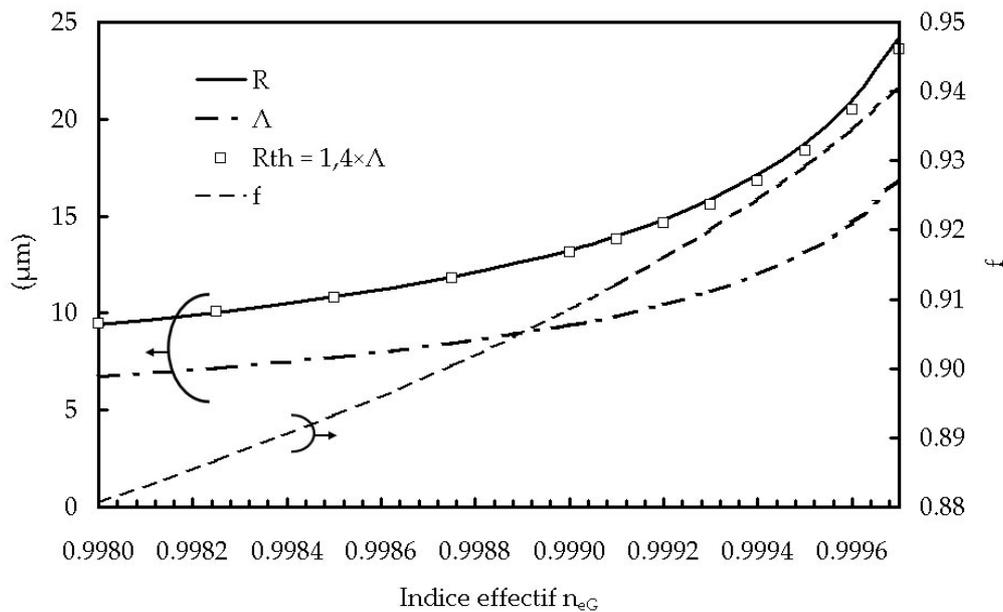


Figure 74 : Evolution des paramètres du profil d'indice d'une HC-PCF en fonction de n_e à 1550 nm

Chapitre 3

Les valeurs des paramètres géométriques de la HC-PCF augmentent avec n_{eG} . Pour n_{eG} proche de 1 (indice de l'air), les paramètres géométriques de la HC-PCF évoluent plus fortement. De par la conception même, le rayon du cœur d'une 7-cell HC-PCF est directement relié au pitch par un coefficient 1,4. Sur la figure 74, l'évolution du rayon optimal R_{th} ($1,4 \times \Lambda$) en fonction de n_{eG} est représentée par des losanges. On constate que les tendances de R et R_{th} sont identiques. Donc, les fibres que nous allons modéliser sont réalisables par la technique « Stack and Draw ».

3.4.2 Optimisation de la structure

Le profil d'indice d'une HC-PCF est caractérisé par la forte fraction d'air du réseau et par le nombre important de couronnes de trous. La finesse du réseau rend la fabrication des HC-PCFs très délicates. La manipulation et l'assemblage des capillaires fins rendent critique la fabrication d'une telle préforme (cassures à l'assemblage, micro-fissure d'un capillaire...). Pour simplifier la fabrication de telles préformes, il serait intéressant de déterminer un profil d'indice permettant d'atteindre des pertes de confinement faibles en réduisant toutefois la fraction d'air et le nombre de couronnes de trous.

C'est dans cette optique que nous allons essayer d'optimiser le profil d'indice à l'aide de notre outil d'analyse vectorielle et de la PML.

Premièrement, les pertes de confinement du mode fondamental à 1550 nm ont été calculées pour des profils d'indice à 6 couronnes de trous pour les différents indices effectifs n_{eG} de la figure précédente.

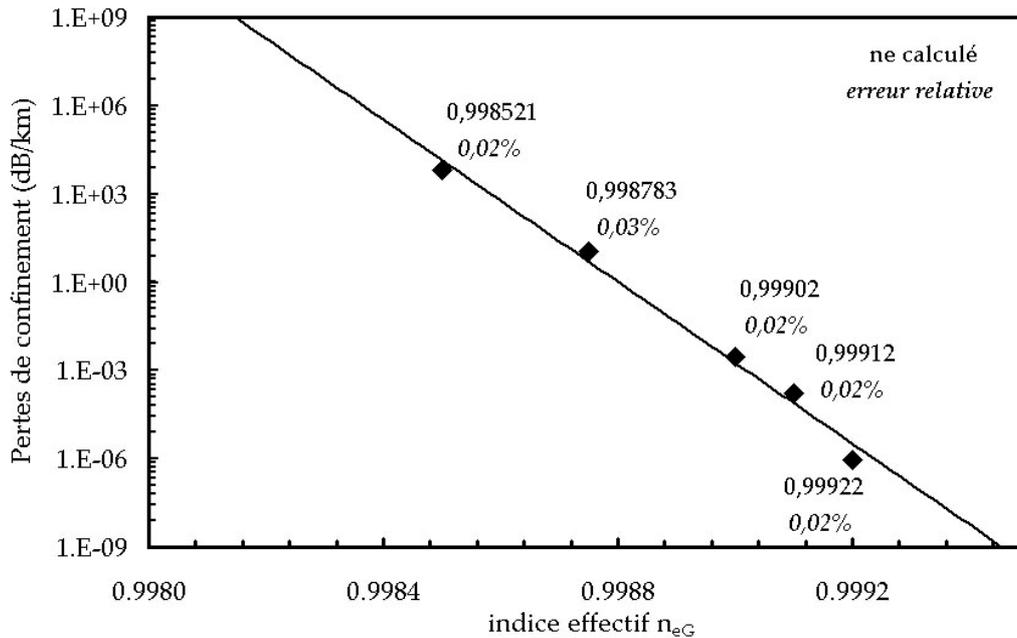


Figure 75 : Pertes de confinement du mode fondamental à 1550 nm pour des profils d'indice de HC-PCF (6 couronnes de trous) définis par n_{eG}

Pour chaque n_{eG} prédéfini, les pertes de confinement, ainsi que l'indice effectif calculé n_{eC} du mode guidé sont reportés sur ce graphique. L'erreur relative entre n_{eG} et n_{eC} est très faible (0,03 % maximum). Ceci nous permet d'affirmer que l'analogie entre la BF et la HC-PCF est valide. Les pertes de confinement du mode fondamental diminuent exponentiellement en fonction de n_{eC} . Pour le cas de la fibre dont le profil d'indice est défini par $n_{eG} = 0,9991$, l'indice effectif calculé est de 0,99912, les pertes de confinement sont estimées à 10^{-5} dB.km⁻¹ et la fraction d'air de la gaine à 0,912. Cette fibre se définit alors à 1550 nm par :

$$R = 14 \mu\text{m} \quad , \quad \Lambda = 9,9 \mu\text{m} \quad , \quad N = 6 \quad , \quad f = 0,912 \quad , \quad \text{pour } \alpha_{HE11} = 10^{-5} \text{ dB.km}^{-1}$$

Le rayon du coeur est important. Il est alors important de vérifier le comportement modal de notre fibre pour valider le profil d'indice. Les champs électriques des deux premiers modes EM (HE₁₁ et TE₀₁) sont représentés sur la figure suivante. Ils sont considérés dans les fibres à bandes interdites comme les modes les moins à pertes.

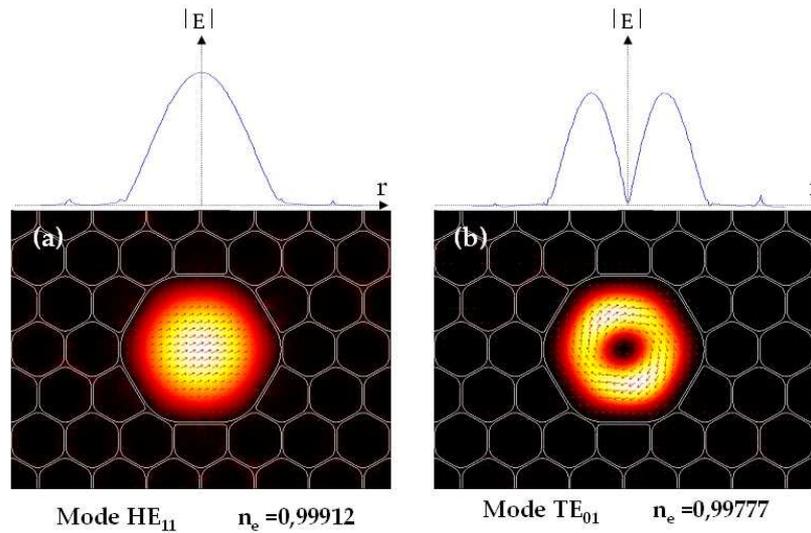


Figure 76 : Distribution transverse du champ électrique des modes HE_{11} et TE_{01}

L'indice effectif du mode TE_{01} est de 0,99777. Pour les deux modes, le champ est fortement confiné dans le cœur. Le pourcentage de puissance confinée dans le cœur est de 99,81 % et 99,30 % respectivement pour les modes HE_{11} et TE_{01} . La forte fraction de champ électrique présente dans la gaine implique que les pertes de confinement des deux modes seront faibles.

Ces pertes de confinement ont été calculées en fonction du nombre de couronnes de trous N pour le profil d'indice ($\Lambda = 9,9 \mu\text{m}$, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $f = 0,912$) défini précédemment.

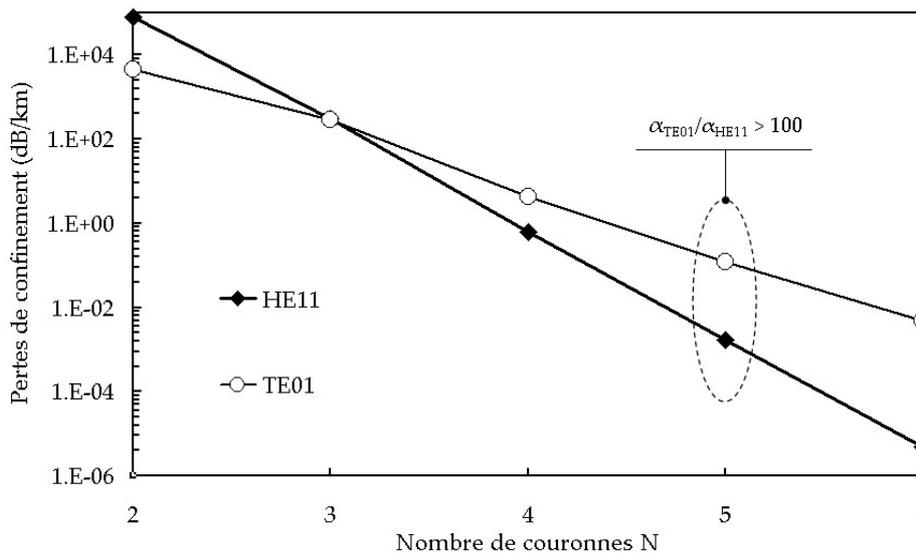


Figure 77 : Variation des pertes de confinement dans une HC-PCF ($\Lambda = 9,9 \mu\text{m}$, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, $f = 0,912$) des modes EM, HE_{11} et TE_{01} en fonction du nombre de couronnes de trous

Chapitre 3

La variation des pertes de confinement dans la HC-PCF modélisée est exponentiellement décroissante en fonction du nombre de couronnes de trous. Pour le cas $N = 6$, le rapport entre les coefficients d'atténuation des deux modes est ($\alpha_{TE01}/\alpha_{HE11} \approx 1000$). Dans le cas $N = 5$, ce rapport se réduit à 100. Cependant, cette valeur de coefficient d'atténuation est suffisamment importante pour que l'on obtienne sur de grandes longueurs de fibre (kilométriques) et avec une injection sélective, un comportement asymptotiquement monomode.

Nous avons ainsi démontré numériquement qu'un profil d'indice particulier, défini à partir d'une analogie avec les BFs, permet de réduire les pertes de confinement dans les HC-PCFs. Le profil retenu est le suivant :

$$R = 14\mu\text{m} \quad , \quad \Lambda = 9,9\mu\text{m} \quad , \quad N = 5 \quad , \quad f = 0,912 \quad , \quad \text{pour } \alpha_{HE11} = 10^{-3} \text{ dB.km}^{-1}$$

La fraction d'air a été réduite de 3% à 0,912, le nombre de couronnes de trous a également été réduit à 5, par rapport aux profils exhibant les meilleures prévisions numériques. Le rayon de cœur est élargi à $14\mu\text{m}$ et l'épaisseur de la première couche élargie, ce qui devrait réduire les pertes liées à la rugosité de surface.

3.5 Conclusion

L'utilisation d'un logiciel d'analyse vectorielle permet de caractériser tout type de fibres optiques. Le développement de couches absorbantes (PML) circulaires, adaptées de l'électromagnétisme, nous permet de qualifier et quantifier la propagation dans ces fibres, et spécialement dans les HC-PCFs. Nous avons développé une méthode basée sur une analogie avec les BFs pour concevoir un profil d'indice permettant un guidage monomode (LP_{01}) à très faibles pertes de confinement ($10^{-3} \text{ dB.km}^{-1}$). Le profil d'indice est simplifié par rapport aux diverses réalisations effectuées à travers le monde. Le nombre de couronnes et la fraction d'air sont réduits, respectivement à $N = 5$ et $f = 0,912$. Des HC-PCFs ainsi réalisées pourraient être employées dans le domaine des télécommunications.

4 Gestion des effets non linéaires dans les fibres creuses à bande interdite photonique (HC-PCFs)

4.1 Définition du coefficient de non linéarité γ d'ordre 3 dans les HC-PCFs

4.1.1 Introduction

Le coefficient de non linéarité d'ordre 3 est défini par l'indice de non linéarité du matériau n_2 constituant le cœur. L'aire effective représente la surface efficace du mode dans un milieu non linéaire. Dans le cas des HC-PCFs, une portion faible de l'énergie est présente dans la silice entourant le cœur. Que ce soit pour la 7-cell HC-PCF ou la 19-cell HC-PCF, la contribution de la couronne de silice dans la définition du γ reste prépondérante. Des expériences ont montré que la détérioration de la face d'entrée d'une HC-PCF est principalement due à la fusion du réseau cristallin [SHEP. 04 – SHEP. 05]. L'équation caractérisant le coefficient γ doit prendre en compte la propagation simultanée dans l'air et la silice. Elle s'écrit [KNIG. 04 – LUAN 04 – LÆS. 03] :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\varepsilon_{P/air} \cdot \frac{n_2}{A_{eff}|_{air}} + \varepsilon_{P/silice} \cdot \frac{n_2}{A_{eff}|_{silice}} \right] \quad (64)$$

n_2 (air) = $2,9 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}^{-1}$ et n_2 (silice) = $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}^{-1}$ [NIBB. 97]. L'aire effective A_{eff} représente l'étendue spatiale du mode dans le milieu considérée. $\varepsilon_{P/air}$ et $\varepsilon_{P/silice}$ représentent la portion de puissance transmise respectivement dans le cœur d'air et dans la silice.

On peut alors identifier deux termes distincts de cette équation (64) :

$$\Psi_{air} = \varepsilon_{P/air} \cdot \frac{n_2}{A_{eff}|_{air}} \quad [W^{-1}] \quad (65)$$

$$\Psi_{silice} = \varepsilon_{P/silice} \cdot \frac{n_2}{A_{eff}|_{silice}} \quad [W^{-1}] \quad (66)$$

Le terme prépondérant entre Ψ_{air} et Ψ_{silice} dictera alors les limites de la HC-PCF pour le guidage de puissance.

4.1.2 Evaluation de ces paramètres pour différents profils d'indice de HC-PCFs

Pour cette étude numérique, quatre profils d'indice de HC-PCFs ont été modélisés sous COMSOL MULTIPHYSICS™. La première appelée « 7-cell HC-PCF » possède un pas dans le réseau de 4,7 μm pour une fraction d'air dans la gaine de 94 %. La seconde fibre modélisée est une fibre 19-cell développée à partir des caractéristiques de la fibre précédente. Elle s'appellera « 19-cell HC-PCF ». La troisième fibre est une 19-cell HC-PCF dont la première couronne de silice possède une couche anti-résonante ($t = 0,323 \mu\text{m}$). Je la nommerai alors « antiresonant 19-cell HC-PCF ». La dernière fibre que j'ai modélisée est celle que j'ai obtenue dans la partie 3.4 de ce chapitre. Je la nommerai « 7-cell HC-BF ». Les calculs ont été effectués à 1550 nm.

Dans chaque cas, il est nécessaire d'identifier l'aire effective du mode fondamental dans le cœur et dans la silice (respectivement $A_{\text{eff air}}$ et $A_{\text{eff silice}}$). De même, il faut identifier la portion d'énergie présente dans le cœur et dans la silice (respectivement $\varepsilon_{P/\text{air}}$ et $\varepsilon_{P/\text{silice}}$). On pourra alors déterminer les différents coefficients non linéaires de chaque fibre, et ainsi déterminer laquelle sera la plus performante pour réaliser du guidage de puissance.

Le mode fondamental a été calculé pour chaque fibre. Les distributions transverses du champ électrique sont représentées dans chaque cas sur la figure 78 sous deux formes. La première est une représentation par niveau. Elle met en évidence l'énergie présente dans la première couronne de silice. La deuxième est une représentation surfacique qui correspond au mode que l'on peut observer en sortie de fibre.

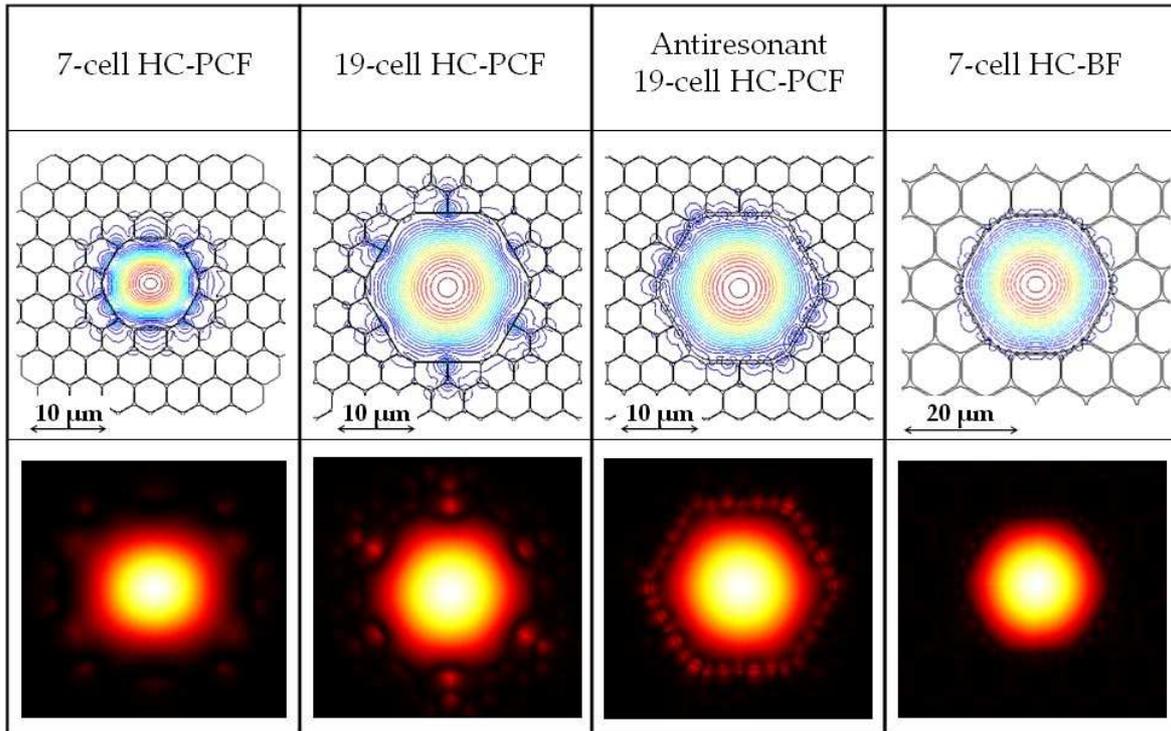


Figure 78 : Distributions transverses du champ électrique (sous forme de représentations par niveau et surfacique) pour chaque fibre creuse modélisée à 1550 nm :

7-cell HC-PCF : $\Lambda = 4,7 \mu\text{m}$ et $f = 94 \%$

19-cell HC-PCF : $\Lambda = 4,7 \mu\text{m}$ et $f = 94 \%$

Antiresonant 19-cell HC-PCF : $\Lambda = 4,7 \mu\text{m}$, $t = 323 \text{ nm}$ et $f = 94 \%$

7-cell HC-BF : $\Lambda = 9,9 \mu\text{m}$ et $f = 91,2 \%$

La figure 78 représente la distribution transverse du champ électrique pour chacune des fibres retenues pour les simulations. On constate une plus forte portion du champ dans la première couronne de silice pour la 7-cell HC-PCF que pour les fibres à plus grande aire effective (cf tableau 7). On constate une évolution de l'étalement du champ entre la 19-cell HC-PCF et l'antiresonant 19-cell HC-PCF. L'introduction de cette couche anti-résonnante permet donc bien de réduire le champ à l'interface cœur/gaine. Notre modèle de fibre présentée dans la partie précédente (7-cell HC-BF) permet de réduire davantage cette intensité surfacique.

Tableau 7 : Détermination du coefficient de non linéarité d'ordre 3 pour les fibres creuses modélisées (cf figure 77) à 1550 nm

	7-cell HC-PCF	19-cell HC-PCF	Antiresonant 19-cell HC-PCF	7-cell HC-BF
$A_{\text{eff air}} (\mu\text{m}^2)$	75	237	252	475
$A_{\text{eff silice}} (\mu\text{m}^2)$	6	5.5	25.7	160
$\varepsilon_{\text{P/air}}$	95.0%	98.4%	99.7%	99.8%
$\varepsilon_{\text{P/silice}}$	0.700%	0.222%	0.098%	0.074%
$\Psi_{\text{air}} (\text{W}^{-1})$	3.67333×10^{-13}	1.20405×10^{-13}	1.14677×10^{-13}	6.09305×10^{-14}
Ψ_{silice}	3.73333×10^{-11}	1.29164×10^{-11}	1.22023×10^{-12}	1.48×10^{-13}
$\gamma (\text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1})$	1.5×10^{-4}	5.3×10^{-5}	5.4×10^{-6}	8.5×10^{-7}

Le tableau 7 regroupe pour chaque fibre les coefficients (ε_{P} et A_{eff}) permettant de déterminer dans un premier les termes Ψ des expressions (65) et (66) pour finalement déterminer le coefficient de non linéarité d'ordre 3 γ (expression (64)).

Pour le cas de la 7-cell HC-PCF et la 19-cell HC-PCF, l'aire effective dans l'air augmente en accord avec l'augmentation du rayon du cœur. L'aire effective dans la silice est identique dans les deux cas. Le pourcentage de puissance dans l'air est supérieur dans la 19-cell par rapport à la 7-cell, en accord avec les hypothèses présentées dans les parties précédentes (plus le cœur est large meilleur sera le confinement du champ dans le cœur d'air). On obtient finalement un γ réduit par 3 dans le cas de 19-cell HC-PCF ($\gamma_{19\text{-cell HC-PCF}} = 5,3 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$).

Pour le cas de la 19-cell HC-PCF et de la antiresonant 19-cell HC-PCF, l'aire effective dans l'air est proche dans les deux cas ($237 \mu\text{m}^2$ contre $252 \mu\text{m}^2$), ainsi que le pourcentage de puissance dans le cœur d'air et dans la première couronne de silice, respectivement $\sim 99 \%$ et $\sim 0,2 \%$. Seule l'aire effective dans la silice augmente d'un rapport 5. La surface de la première couronne dans le cas de la antiresonant 19-cell HC-PCF est plus importante, donc l'énergie est plus étendue sur cette surface. Ainsi, le coefficient γ est de nouveau réduit, et dans ce cas par un facteur 10 ($\gamma_{\text{antiresonant 19-cell HC-PCF}} = 5,4 \times 10^{-6} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$).

La fibre que nous avons modélisée dans une partie précédente permet de réduire les pertes de confinement en augmentant la taille du cœur. Cette condition est également nécessaire

pour réduire la puissance à l'interface cœur/gaine. Les calculs montrent effectivement le fort potentiel de la fibre pour guider de fortes puissances optiques. L'aire effective dans l'air ainsi que dans la silice est augmentée par rapport aux cas précédents. La portion d'énergie dans l'air est également augmentée. Il en découle une réduction du coefficient de non linéarité dans la gaine ($\gamma_{7\text{-cell HC-BF}} = 8,5 \times 10^{-7} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$). Un tel coefficient de non linéarité dans une fibre optique correspondant à une LMA PCF à cœur de silice de $153\,000 \mu\text{m}^2$ d'aire effective, soit un rayon de cœur proche de $200 \mu\text{m}$, difficilement réalisable est utilisable car la fibre aurait un diamètre extérieur de dimension centimétrique.

4.2 Transport de puissances dans les HC-PCFs

Le seuil de dommage dans les HC-PCFs est donc principalement lié à celui du réseau cristallin. Ce seuil est élevé par rapport à celui obtenu avec des fibres à cœur de silice car l'aire effective est plus faible. Différents essais de transport de puissances optiques ont alors été menés avec des HC-PCFs.

Les résultats les plus probants ont été obtenus avec des fibres de BLAZEPHOTONICS™ [SHEP. 04 – SHEP. 05]. Ils sont recensés dans le tableau suivant :

Tableau 8 : Transport de puissance dans les HC-PCFs [SHEP. 04 – SHEP. 05] à 1064 nm ($M^2=1,3$) en comparaison de notre fibre de Bragg (chapitre 2)

Référence	Fibre		Source			Eff. Injection	E_{max}	P_{max}
	Type	$\varnothing_{\text{cœur}}$	Δt	T_R				
[SHEP. 04]	7-cell	$8,2 \mu\text{m}$	65 ns	15 kHz		~ 80 %	0,38 mJ	6 kW
[SHEP. 05]	19-cell	$13,0 \mu\text{m}$	65 ns	15 kHz		~ 80 %	0,53 mJ	14 kW
SBF 2		$23,0 \mu\text{m}$	35 ns	10 kHz		~ 55 %	0,33 mJ	9,3 kW

La comparaison entre les HC-PCFs et la SBF 2 est faite en considérant des sources aux caractéristiques équivalentes. Dans les 19-cell HC-PCFs, des puissances de 14 kW peuvent être transmises et maintenues sans dommage, contre 6 kW pour les 7-cell HC-PCFs. Elles sont alors supérieures à celles obtenues avec SBF 2 (9,3 kW).

Nous avons utilisé la même HC-PCF que Shephard *et al* [SHEP.04] pour réaliser une série de mesures équivalentes à celle réalisées sur la SBF 2. À la suite d'une série de 7 mesures, les

résultats obtenus par notre mesure et celle de Shephard *et al* [SHEP.04] diffèrent. Ils sont présentés dans le tableau suivant :

Tableau 9 : Comparaison des résultats de transport de puissance dans une 7-cell HC-PCF [SHEP. 04] obtenus avec deux tronçons différents ($\varnothing_{\text{coeur}} = 8,2 \mu\text{m}$)

Référence	Source		Eff. Injection	E_{max}	P_{max}
	Δt	T_R			
[SHEP.04]	65 ns	15 kHz	~ 80 %	0,38 mJ	6 kW
Notre tronçon	35 ns	10 kHz	~ 45 %	0,07 mJ	1,8 kW

Les mesures sont relevées dans chaque cas lorsque le réseau cristallin cède. Dans le cas de Shephard *et al* [SHEP.04], c'est le réseau de la face d'entrée qui est détruit. Dans notre cas et pour les sept mesures, le réseau a cédé dans la fibre, à l'endroit d'un défaut (bulle d'air, impuretés, ...). Ce défaut est visible et illuminé lorsque la puissance augmente.

En ne considérant pas ces défauts, les résultats pourraient être similaires. Dans le cas des HC-PCFs, compte tenu de la méthode de fabrication, le profil d'indice peut varier longitudinalement, ce qui n'est pas le cas dans les fibres réalisées par MCVD. La faible reproductibilité et la fragilité des HC-PCFs est mise en évidence par ce type de mesures.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu le potentiel qu'offrirait l'utilisation des fibres creuses à bande interdite photonique pour le transport de fortes puissances optiques. L'air est un milieu faiblement non linéaire, donc optimal pour transmettre de fortes puissances sans exacerber les effets non linéaires.

Une description sommaire des fibres creuses à cristal photonique unidimensionnel nous permet de constater qu'il est difficile de fabriquer ce type de fibres pour des applications à de plus courtes longueurs d'onde nécessitant un faisceau gaussien propre. Les fibres creuses à réseau bidimensionnel sont alors les fibres les plus indiquées pour ce type d'application.

La fabrication des HC-PCFs repose sur le même principe que les PCFs. Pour obtenir un fort guidage, il est nécessaire d'utiliser une grande fraction d'air dans le réseau ($f \sim 94\%$) et un

Chapitre 3

nombre important de couronnes de trous ($N > 6$). Le cœur de la fibre est obtenu en retirant une ou plusieurs couronnes de capillaires lors de la fabrication de la préforme. On parle alors de fibres 7-cell ou 19-cell. Rapidement, les 19-cell HC-PCFs ont permis d'atteindre des niveaux de pertes proche du dB.km^{-1} , contrairement aux 7-cell HC-PCFs dont les pertes minimales sont estimées à 13 dB.km^{-1} . Cependant, la bande de transmission des 19-cell HC-PCFs est réduite par rapport à celle des 7-cell. Par exemple, pour un guidage à 1550 nm [C.F. 2], la bande de transmission est réduite de 200 nm (7-cell) à 80 nm (19-cell) autour de 1550 nm .

Les premières fabrications ont également mis en évidence les pertes intrinsèques liées à la fabrication et la géométrie de la fibre. Premièrement, les très fins capillaires employés pour réaliser la préforme entraînent des pertes liées à la rugosité de surface créée lors du fibrage. Cette rugosité de surface va limiter les pertes linéiques minimales qu'il est possible d'atteindre avec ces fibres (estimées à $0,1 \text{ dB.km}^{-1}$).

Deuxièmement, la différence d'indice forte entre la gaine microstructurée de silice et l'air, entraîne l'apparition à certaines longueurs d'onde de modes localisés dans la silice. On les dénomme des modes de surface. Leur apparition entraîne des creux de plusieurs dB dans la bande de transmission. Pour réduire les effets de rugosité de surface, il est nécessaire d'utiliser une surcouche de silice autour du cœur pour augmenter son épaisseur et ainsi réduire l'influence du fibrage sur cette interface. Toutefois, l'insertion de cette surépaisseur entraîne une augmentation des modes de surface. Il est alors nécessaire de trouver un compromis suivant l'application visée. Pour une application aux télécommunications par fibres optiques, il est important de réduire au maximum les pertes de confinement à 1550 nm . Donc il faut insérer la surépaisseur de silice. Pour réaliser du transport de puissance, il est nécessaire de réduire la dimension de la couronne de silice au maximum pour limiter la portion d'énergie dans la couronne de silice. Les pertes linéiques inférieures à 10 dB.km^{-1} ne sont pas nécessaires pour cette application (soit les HC-PCFs actuellement réalisées).

Jusqu'à présent, le profil d'indice d'une HC-PCF est défini par la géométrie du réseau. Le mode propagé dépend alors de cette géométrie. Nous avons développé une méthode permettant de définir le profil d'indice d'une HC-PCF en fonction du mode que l'on désire

voir se propager. Cette méthode est basée sur analogie avec les 1D-BFs. Nous avons numériquement mis en évidence que les pertes de confinement peuvent être réduites (2.10^{-3} dB.km⁻¹) en deçà des meilleures prévisions numériques, pour une plus faible fraction d'air (91%) et 5 couronnes de trous. La fabrication de la HC-PCF s'en trouve alors simplifiée. Toutefois le fort potentiel offert par ce profil n'a pas encore été validé expérimentalement.

De premières expériences de transport de puissances optiques ont été menées avec des HC-PCFs. Des impulsions nanosecondes d'énergie proche de 500 μ J ont été transmises par ces fibres creuses sans détérioration de la face d'entrée. Le réseau cristallin de silice est l'élément limitant pour le transport de puissance. Une portion faible de l'énergie est présente dans ce réseau de faible surface effective. Si l'énergie augmente, alors le réseau peut être détérioré rapidement. Nous avons observé que dans les HC-PCFs actuelles, la contribution du réseau est prédominante dans la détermination du seuil de détérioration de la fibre. La pureté du réseau est également importante. En effet, une série de mesures sur des tronçons de HC-PCFs a mis en évidence qu'une impureté dans le réseau entraîne une rupture irrémédiable de la fibre.

Chapitre 4 : Exacerbation des effets non linéaires dans les fibres creuses à cristal photonique

1 Introduction

Pour exacerber les effets non linéaires dans les fibres optiques, deux solutions peuvent être employées. La première consiste à réduire drastiquement l'aire effective de la fibre. Ainsi, la densité surfacique de puissance sera augmentée. Devant les limitations technologiques définies pour les SIFs ($4,5 \mu\text{m}^2$), des PCFs à cœur étroit ont été développées [FINA. 03]. Le coefficient de non linéarité γ est augmenté d'un rapport 20 par rapport aux SMFs. Toutefois, le potentiel de ces fibres est limité par les pertes linéiques conséquentes. D'autre part, compte tenu de la très faible surface effective, le couplage avec les fibres utilisées dans les composants fibrés usuels est faible. L'autre solution est d'utiliser des verres non linéaires. Cependant le fibrage de la préforme obtenue est très délicat [PETR. 03].

Pour augmenter le coefficient de non linéarité γ , la solution idéale consiste alors à utiliser un nouveau matériau à fort coefficient non linéaire pour constituer le cœur de la fibre optique. Depuis le début des années 70, le guidage dans des fibres à cœur creux rempli de liquide a été envisagé [IPPEN 70 - STONE 75 - CHRA. 81 - CHEN 91]. L'efficacité du guidage de la lumière dans le liquide est conditionnée par la valeur de l'indice de réfraction de ce liquide. Si l'indice de réfraction est inférieur à celui de la gaine, le guidage ne peut pas s'établir par RTI. Si cet indice est trop élevé, le guidage est alors multimode. Ceci impose des contraintes importantes sur le matériau à utiliser. Seules les liquides d'indice de réfraction supérieur à celui de la silice peuvent être employés avec des fibres capillaires. Les gaz et la grande majorité des liquides non linéaires, qui ont des indices de réfraction faibles, ne peuvent être employés dans ces fibres pour des applications performantes. Une première étude a été menée en remplissant le cœur d'une fibre mono-trou par un liquide d'indice faible [NISO. 96]. La longueur d'interaction était cependant faible ($\sim 70 \text{ cm}$) pour réaliser un dispositif fortement non linéaire.

La fibre à cristal photonique offre la possibilité de guider la lumière dans un cœur d'indice faible. Les trous de la gaine ainsi que le cœur d'une HC-PCF peuvent être remplis par un liquide ou un gaz. Le guidage sera assuré par bande interdite photonique. On peut alors espérer réaliser des dispositifs permettant une conversion de fréquence optique basée sur ces fibres, en utilisant la génération d'ordre Stokes. Par exemple, récemment, des travaux ont été

Chapitre 4

menés sur la génération de raies Stokes dans des HC-PCFs entièrement remplies d'hydrogène [BENA. 02 – BENA. 04a – BENA. 04b – BENA. 05]. Dans le spectre de transmission, des raies caractéristiques des ordres Stokes et anti-Stokes apparaissent. La longueur d'onde de pompe est 1064 nm. Le gaz hydrogène a un indice de réfraction proche de 1. La première raie (Stokes d'ordre 1) est créée autour de 1115 nm. Cette expérimentation permet de mettre en évidence la capacité des HC-PCFs à générer des ordres Stokes dans un matériau d'indice faible devant la silice à des puissances élevées.

La génération d'ordres Stokes dans des HC-PCFs entièrement remplies de matériaux non linéaires est restreinte par la bande interdite photonique de la fibre employée. Pour élargir les bandes de transmission une nouvelle matrice de gaine basée sur les matrices de Kagomé est employée [BENA. 02]. Toutefois, l'élargissement de la bande de transmission impose une augmentation importante des pertes linéiques. Benoît BEAUDOU mène actuellement une thèse dans le laboratoire sur ce type de structure.

Nous avons récemment développé une méthode permettant d'augmenter cette bande d'utilisation. La méthode consiste à ne remplir que le cœur de la HC-PCF avec le matériau considéré. Ainsi, si l'indice de réfraction du matériau constituant le cœur est supérieur à l'indice effectif de gaine n_{FSM} (constituée d'air et de silice), alors le guidage pourra s'établir par RTI. Dans l'autre cas, le guidage pourra s'établir grâce aux bandes interdites photoniques.

Dans ce chapitre, je vais premièrement décrire la technique employée pour ne remplir que le cœur de la HC-PCF avec un liquide. Je parlerai alors de « Liquid-Core-Photonic Crystal Fibre » (LC-PCF). Puis je développerai les calculs permettant d'identifier le guidage pour un profil d'indice de fibre, une longueur d'onde et un matériau non linéaire remplissant le cœur. Ensuite, je détaillerai les premiers résultats obtenus en terme d'exacerbation des effets non linéaires dans les LC-PCFs.

2 Fabrication des LC-PCFs

2.1 De l'idée au concept

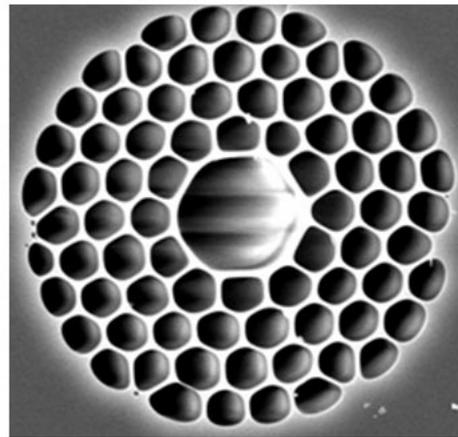
En plongeant, une extrémité d'une HC-PCF dans un réservoir contenant du liquide, le liquide va remonter par capillarité vers l'autre extrémité si celle-ci n'est pas soumise à une pression extérieure. Les trous de diamètre plus important se rempliront plus rapidement que les trous étroits [NIEL. 05]. On réalise une « Liquid Photonic Crystal Fibre » (LPCF).

Dans notre étude, nous ne désirons remplir que le cœur de la HC-PCF par un liquide. Il est alors nécessaire de trouver une solution permettant de boucher les trous périphériques de la gaine microstructurée à chaque extrémité. Ainsi, en plongeant l'extrémité de la fibre dans le liquide seul le cœur sera rempli. Une méthode utilisant des polymères pour fermer les trous périphériques a été développée [HUANG 04]. Cette méthode est contraignante car elle nécessite de la part de l'opérateur des étapes successives de remplissage, de polymérisation et de polissage.

À l'aide de l'expérience acquise avec les PCFs, nous savons que les réseaux microstructurés fondent lorsqu'ils sont soumis à de très fortes températures. Nous avons alors utilisé une soudeuse pour réaliser très localement (100 μm de fenêtre longitudinalement) un chauffage intense et ainsi collapser les trous périphériques. Les trous les plus éloignés du centre seront fermés en premier. Le cœur sera le dernier à se fermer [FEVR. 05b - YIOU 05a - YIOU 05b], seulement si le chauffage est important.

2.2 Premières observations

Pour réaliser la première conception de LC-PCF, j'ai employé une soudeuse commerciale ERICSSON™ FSU 975 [ERIC.]. La première fibre employée est présentée sur la figure 79. Elle a été réalisée au sein du laboratoire (cf annexe). C'est une 7-cell HC-PCF de 4 μm de pitch avec une fraction d'air de 0,68. Je la nommerai par la suite LC-PCF 1.



LC-PCF 1

7-cell HC-PCF

$$\Lambda = 4 \mu\text{m}$$

$$f = 0,68$$

$$N = 4$$

Figure 79 : Photographie MEB de la section transverse de la LC-PCF 1 et ses caractéristiques géométriques

La soudeuse utilisée fonctionne sur le principe de chauffage par arcs. L'arc est généré par un courant électrique d'intensité I (mA) durant un temps t (s). Une extrémité de la fibre est alors positionnée seule au centre de l'écran de la soudeuse. En faisant varier I et t ainsi que le nombre de fusions appliquées, j'ai réalisé un programme permettant de conserver uniquement le cœur de la HC-PCF. Au début de mes investigations, je ne pouvais vérifier la validité du programme de la soudeuse qu'en plongeant l'extrémité chauffée et en observant le remplissage des trous à l'autre extrémité, clivée, au microscope. La durée de la vérification est de plusieurs heures pour s'assurer qu'aucun trou périphérique ne soit rempli. Le résultat obtenu est le suivant :

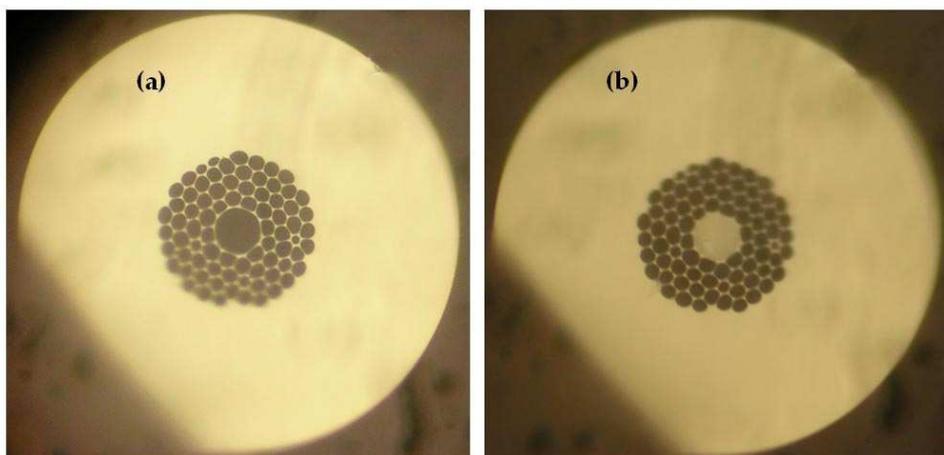


Figure 80 : Photographies des sections transverses de l'extrémité non chauffée de la LC-PCF (microscope $\times 100$), L'extrémité convenablement préparée est plongée dans une cuve de liquide.
(a) avant le chauffage et (b) 24 heures après le chauffage.

Les photographies de la figure 80 représentent les sections transverses de la LC-PCF non chauffée, l'extrémité chauffée étant plongée dans une cuve de liquide. On remarque sur la figure 80b que le liquide remonte par capillarité jusqu'à l'extrémité opposée de la fibre. Seul le cœur est rempli. La même expérience a été menée en parallèle avec une fibre non préparée et plongée dans la cuve de liquide. Le liquide remonte rapidement par capillarité pour remplir le cœur. Pour une longueur de 50 cm de fibre, le cœur se remplit en 30 minutes. Les trous périphériques sont entièrement remplis pour une durée comprise entre 2 heures et 3 heures, suivant leur dimension. Notre étude prouve donc que seul le cœur n'est pas obturé par notre méthode. Les caractéristiques du programme retenu pour cette fibre sont regroupées dans le tableau suivant :

Tableau 10 : Programme utilisé pour collapser les trous périphériques de la LC-PCF 1

	Intensité	Durée
1er chauffage	11 mA	0,3 s
2ème chauffage	11 mA	2 s
3ème chauffage	9 mA	2 s

Le programme se compose de 3 chauffages successifs de durée et d'intensité différentes. Ce programme permet de collapser tous les trous périphériques. Ce programme a été obtenu après plusieurs essais. Cette méthode ne permet pas de vérifier la profondeur d'obturation de la fibre de laquelle dépendront les pertes à l'injection. Ce programme n'est donc pas optimal.

2.3 Processus d'obturation des trous périphériques d'une HC-PCF

Le laboratoire s'est doté récemment d'une soudeuse équipée d'une caméra (VYTRAN® FFS 2000 [VYTR.]). Je me suis servi de cette soudeuse pour mettre en évidence les modifications de la structure de l'extrémité chauffée entraînées par le chauffage. On peut ainsi optimiser la conception des LC-PCFs. La fabrication des extrémités d'une LC-PCF repose sur différentes étapes. Tout d'abord, l'extrémité de la fibre est positionnée sur l'axe du filament.

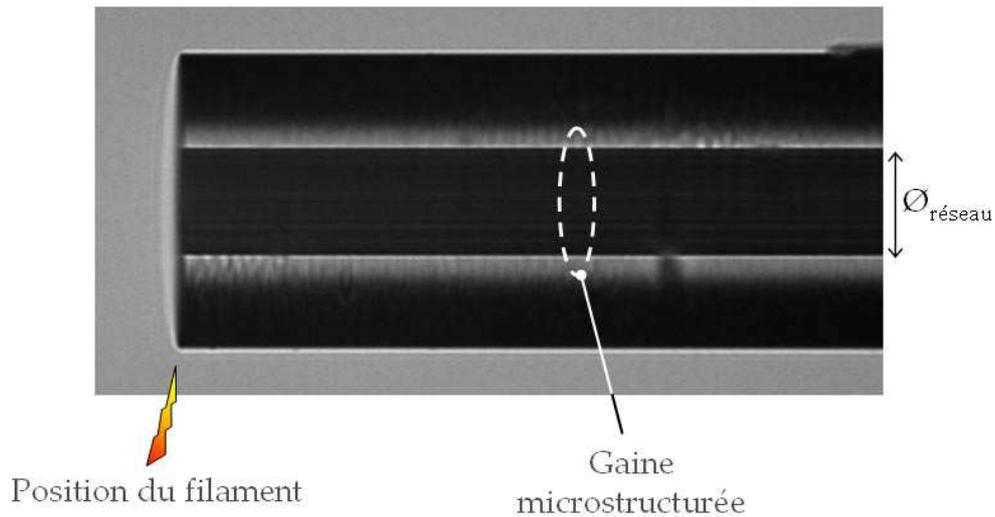


Figure 81 : Photographie d'une coupe longitudinale de la LC-PCF 1 obtenue à l'aide de la caméra de la soudeuse VYTRAN®

La figure 81 représente la coupe longitudinale de la HC-PCF employée, photographiée à l'aide de la caméra de la soudeuse VYTRAN®. La gaine microstructurée est représentée au centre en noir. Les contours blancs représentent la silice entourant la gaine microstructurée. Après un premier chauffage ($P = 20 \text{ W}$ et $t = 0,66 \text{ s}$), les trous les plus éloignés du cœur se collapent comme le montre la figure 82 :

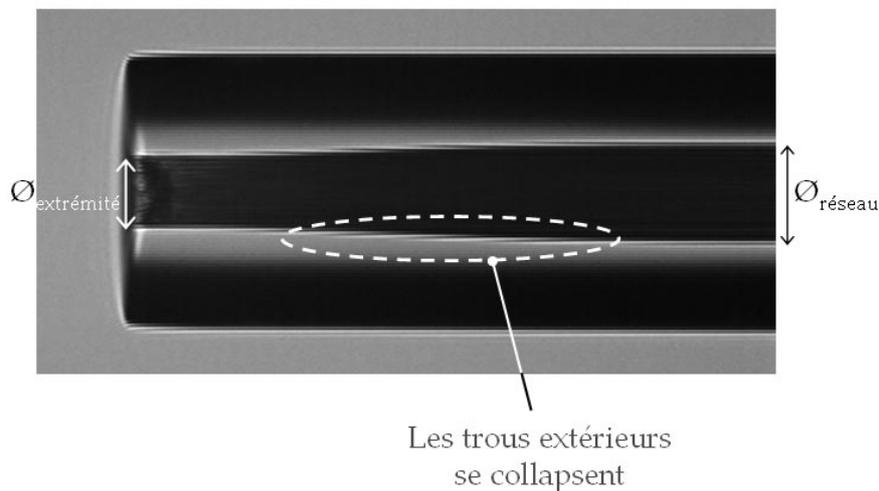


Figure 82 : Photographie de la coupe longitudinale de la LC-PCF après un premier chauffage

Le diamètre de la gaine microstructurée à l'extrémité gauche ($\text{Ø}_{\text{extrémité}}$) s'est réduit par rapport à celle de l'autre extrémité ($\text{Ø}_{\text{réseau}}$). A l'extrémité gauche, les trous les plus extérieurs de la gaine se sont collapés. Le chauffage impose à chaque trou de se refermer sur lui-

même. Un chauffage identique au précédent a été appliqué à la fibre. Le résultat est présenté sur la figure suivante :

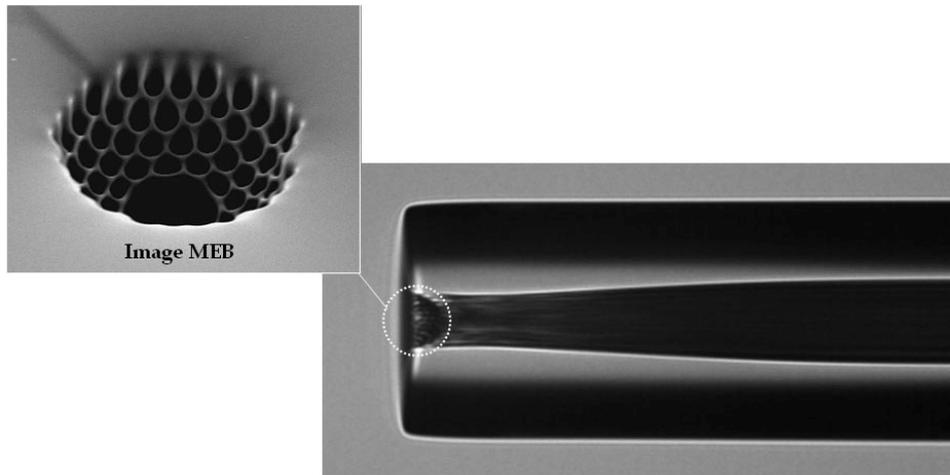


Figure 83 : Photographie de la coupe longitudinale de la LC-PCF après deux chauffages. En insert, photographie MEB de la section transverse de l'extrémité chauffée de la fibre.

En appliquant un second chauffage, on remarque que les trous périphériques extérieurs continuent de se collapser. Le diamètre de la gaine microstructurée de l'extrémité chauffée de la fibre se réduit davantage. On remarque également la formation d'un puits à cette extrémité. Une photographie MEB de cette extrémité (en insert de la figure 83), nous permet d'observer sa formation. La silice de la gaine microstructurée, soumise à de fortes températures, fond à cette extrémité et s'écoule dans la fibre. Les trous périphériques de cette extrémité vont s'obturer successivement pour former un puits où seul le cœur de diamètre plus important ne sera pas effondré. La figure suivante représente la coupe transverse de la fibre soumise à un troisième chauffage identique.

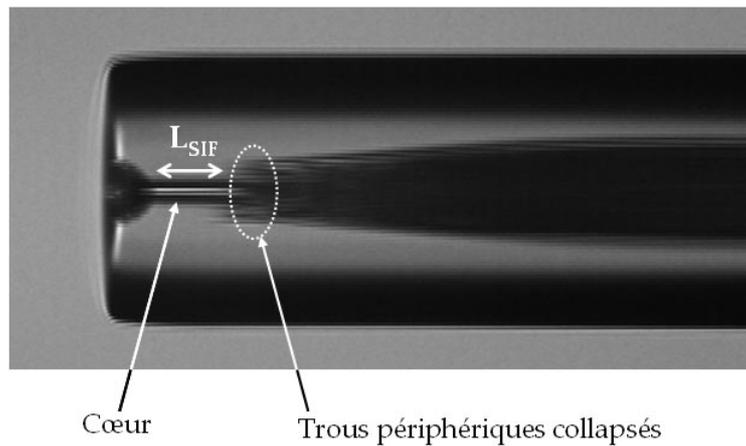


Figure 84 : Photographie de la coupe longitudinale de la LC-PCF 1 après trois chauffages.
Seul le cœur n'est pas collapsé sur la longueur $L_{SIF} = 35 \mu m$

Le puits s'est entièrement formé à l'extrémité chauffée de la fibre. À sa base, seul le cœur n'est pas collapsé sur la longueur appelée L_{SIF} . Sur cette longueur, la LC-PCF est équivalente à une SIF dont l'indice du cœur est inférieur à celui de la gaine. Après cette longueur, on remarque que tous les trous de la gaine sont obturés. Ainsi, en plaçant cette extrémité dans une cuve remplie de liquide, il ne remontera par capillarité que dans le cœur. Toutefois, en utilisant un liquide d'indice inférieur à celui de la gaine, la propagation sur cette longueur L_{SIF} ($35 \mu m$ dans le cas de la figure 84) va entraîner des pertes importantes. Il est donc possible d'optimiser la conception de la LC-PCF en réduisant au maximum cette longueur L_{SIF} .

D'autres chauffages ont été appliqués sur cette extrémité de LC-PCF pour mettre en évidence les limites de la technique.

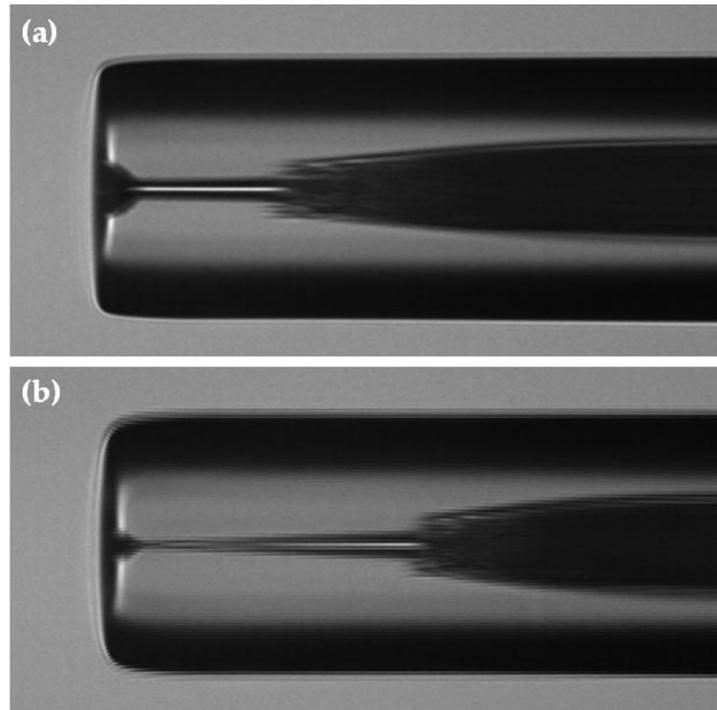


Figure 85 : Photographies de la coupe longitudinale de la LC-PCF 1 après :
 (a) 4 chauffages successifs ($P = 20 \text{ W}$ et $t = 0,66 \text{ s}$)
 (b) 8 chauffages successifs ($P = 20 \text{ W}$ et $t = 0,66 \text{ s}$)

En appliquant un chauffage supplémentaire, on remarque sur la figure 85a que la longueur L_{SIF} augmente. Le cœur de la fibre n'est toujours pas obturé. Avec la première méthode que j'ai employée (soudeuse sans caméra), je n'avais pas optimisé cette longueur ($L_{\text{SIF}} \approx 40 \mu\text{m}$). Dans ce cas on crée également une LC-PCF mais les pertes seront supérieures à celle de la figure précédente. Dans le cas de la figure 85b (8 chauffages successifs appliqués), le cœur commence également à se collapser à la base du puits.

Nous considérerons par la suite que la fabrication des extrémités de la LC-PCF sera réalisée dans les conditions optimales. Récemment notre méthode a été étudiée en faisant les mêmes constatations que les nôtres [XIAO 05].

3 Modélisation des LC-PCFs

3.1 Equivalence modèle LC-PCF 2D ↔ 1D

Les LC-PCFs offrent la possibilité de guider la lumière dans le cœur de la fibre par l'intermédiaire des deux principes de guidage (RTI et BIP). Pour définir lequel de ces

principes est utilisé pour faire propager le lumière dans le cœur de la fibre, il est nécessaire de faire l'analogie entre le modèle 2D de la LC-PCF (identique à celui de la HC-PCF défini sur la figure 64) et le modèle 1D équivalent dont les propriétés de guidage peuvent être déterminées numériquement.

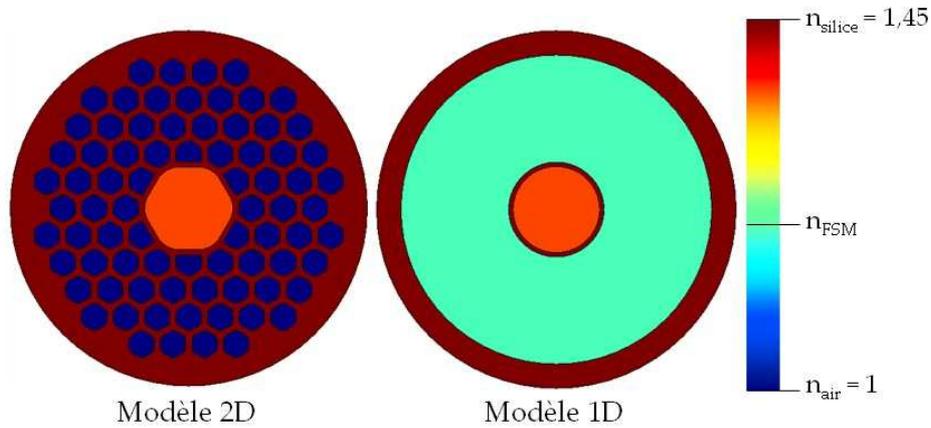


Figure 86 : Modèles équivalents de la 2D LC-PCF et de la 1D LC-PCF

Le modèle de la LC-PCF est défini pour une géométrie de HC-PCF dont seul le cœur n'est pas rempli d'air. La LC-PCF est alors composée de trois matériaux. Pour établir le modèle équivalent 1D (figure 86), nous avons employé (comme dans le cas des PCFs) la définition de l'indice effectif de gaine n_{FSM} pour modéliser la structure bidimensionnelle. La cellule élémentaire d'une LC-PCF est représentée sur la figure suivante :

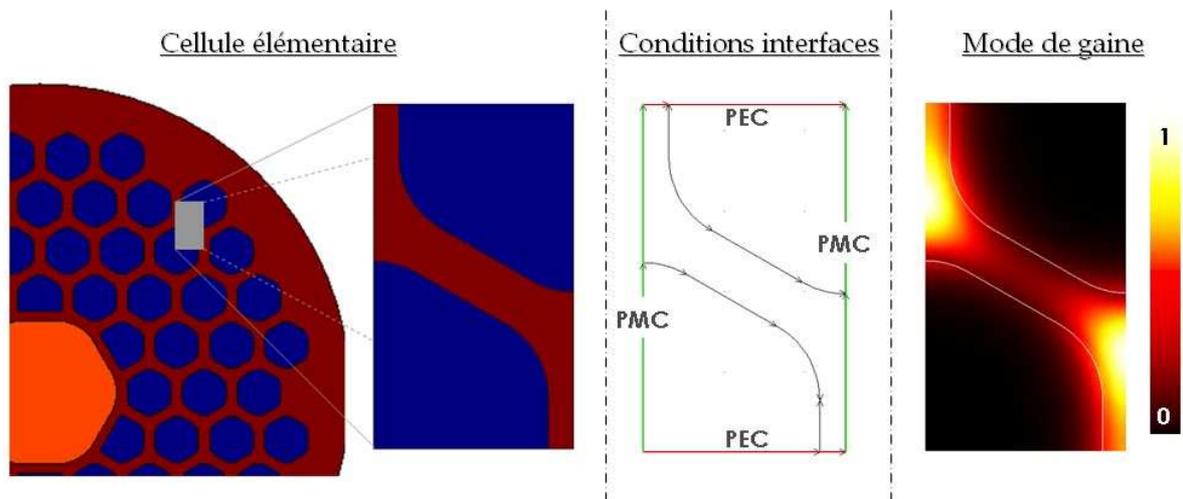


Figure 87 : Définition de la cellule élémentaire de la gaine d'une LC-PCF.

La définition de la cellule élémentaire d'une LC-PCF est identique à celle d'une PCF. Seule la forme du réseau microstructurée est modifiée. Les conditions aux limites imposées pour symétriser la cellule élémentaire sont représentées sur la figure 87 (PEC *Perfect Electric Conductor* et PMC *Perfect Magnetic Conductor*). Le mode de gaine est également représenté sur la figure 87. C'est le mode ayant l'indice effectif le plus élevé. L'énergie est confinée dans la silice comme dans le cas des PCFs.

3.2 Détermination du principe de guidage dans les LC-PCFs : Abaques de l'indice effectif de gaine en fonction de la fraction d'air pour différentes longueurs d'onde

L'indice effectif de la gaine microstructurée évolue suivant la longueur d'onde d'étude λ et la fraction d'air du réseau f . Pour la première étude, nous allons étudier l'évolution de l'indice effectif de gaine en fonction de la fraction d'air ($0,15 < f < 1$) et ceci pour trois longueurs d'onde distinctes (532 nm, 830 nm et 1064 nm). La fraction d'air est définie par l'équation (51). J'ai créé sous MATLAB® un programme permettant de déterminer automatiquement l'indice effectif de gaine d'une cellule élémentaire en définissant simplement la plage de fractions d'air d'étude, pour une longueur d'onde et un pitch donnés.

Les résultats obtenus permettent de créer des abaques (figures 88) regroupant l'indice effectif en fonction de la fraction d'air de la gaine pour un couple (λ, Λ) . L'indice de réfraction de la silice est fixé par les relations de Sellmeier [AGRA. 01]. Les indices de réfraction aux longueurs d'onde considérées sont de 1,4607 ; 1,4528 et 1,4496 respectivement pour 532 nm, 830 nm et 1064 nm. L'indice de réfraction de l'air est fixé à 1 quelle que soit la longueur d'onde. Les résultats sont regroupés sur la figure 88.

Sur les courbes de la figure 88, l'indice de réfraction équivalent de la gaine n_{moy} est également reporté. Il est déterminé par l'expression suivante :

$$n_{\text{moy}} = (1 - f) \cdot n_{\text{silice}} + f \cdot n_{\text{air}} \quad (67)$$

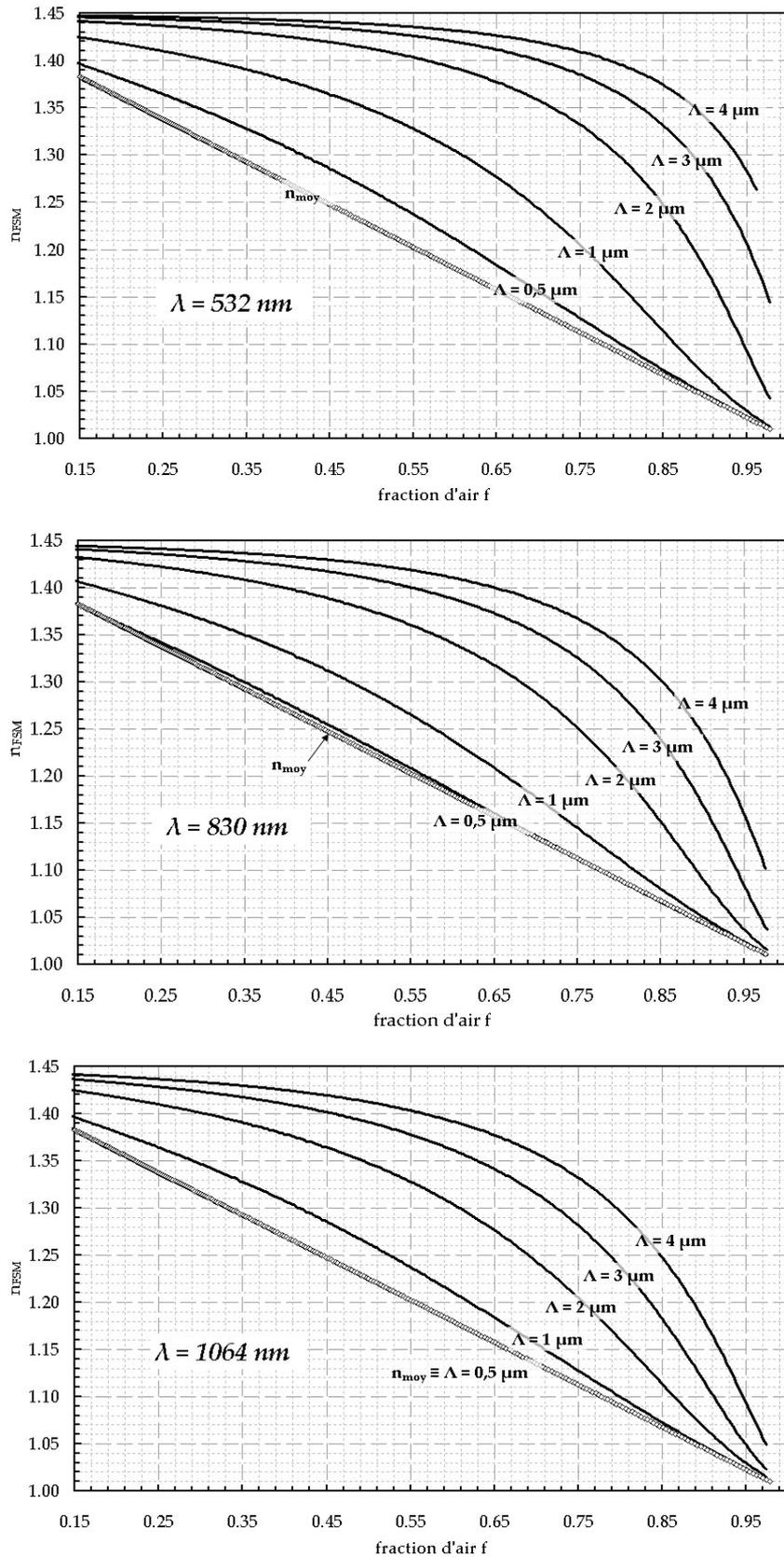


Figure 88 : Evolution de l'indice effectif de gaine en fonction de la fraction d'air à trois longueurs d'onde usuelles différentes (532 nm, 830 nm et 1064 nm) pour $\Lambda = 0,5 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$

Premièrement sur les tracés de la figure 88, on constate que l'indice effectif de gaine n_{FSM} évolue différemment en fonction de la fraction d'air suivant le pas du réseau (Λ). Plus les Λ sont faibles, plus la décroissance de n_{FSM} en fonction de f est proche de la droite décrite par n_{moy} . Plus le pitch augmente, plus la décroissance de n_{FSM} s'effectue en deux sections distinctes. On constate une diminution faible de n_{FSM} pour des faibles fractions d'air, et une diminution brutale lorsque les fractions d'air sont proches de 1. Pour des grandes longueurs d'onde, on constate que la variation de n_{FSM} est moins abrupte pour des pitches équivalents que pour des plus faibles longueurs d'onde. On constate que plus le pitch diminue et plus la fraction d'air augmente, plus grande sera la gamme de liquide (d'indice inférieur à 1,45) qui permettra un guidage par RTI.

La gamme de fraction d'air permettant un guidage RTI dans un cœur d'indice n_L peut être déterminé à partir des abaques de la figure précédente. Pour cela, on pose $n_L = n_{FSM}$ et on reporte cette valeur sur la courbe correspondant au pitch du réseau. On obtient alors une fraction d'air minimale f_{min} . La fraction d'air maximale est égale à 1.

3.3 Détermination du guidage RIT à 830 nm dans une LC-PCF dont le cœur est rempli d'éthanol

3.3.1 Absorption de l'éthanol

Pour identifier le principe de guidage qui nous permettra de guider la lumière dans un milieu d'indice faible, il est nécessaire de déterminer la longueur d'onde d'étude et le matériau qui constituera le cœur de la fibre.

Dans un premier temps, nous allons utiliser l'éthanol comme constituant pour remplir le cœur de la LC-PCF. Ce liquide usuel a la particularité d'être plus non linéaire que la silice et présente un indice de réfraction plus faible. L'évolution de l'indice de réfraction de l'éthanol en fonction de la longueur d'onde λ (en m) est décrite par l'expression suivante [RHEI. 97] :

$$n_{\text{ethanol}} = 1,35265 + \frac{3,06 \cdot 10^{-15}}{\lambda^2} + \frac{2 \cdot 10^{-29}}{\lambda^4} \quad (68)$$

Avant d'étudier le guidage dans l'EC-PCF (Ethanol-Core PCF), il est nécessaire de déterminer la bande spectrale de transmission de l'éthanol. Pour cela, j'ai utilisé le montage de la figure suivante :

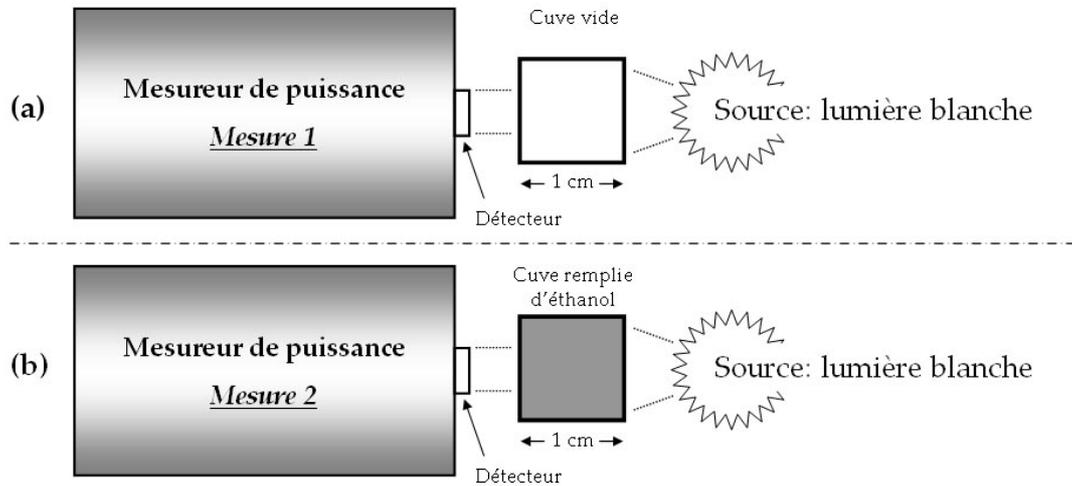


Figure 89 : Montage de mesure de la bande spectrale de transmission de l'éthanol.

La mesure de la bande de transmission de l'éthanol nécessite l'utilisation d'un mesureur de puissance équipé d'un détecteur à faible niveau de bruit, d'une source blanche et d'une cuve de dimension définie. Dans mon cas, la dimension de la cuve est de 1 cm. La mesure 1 (figure 89a) servira de référence. En soustrayant la mesure 2 de la mesure référence 1, on obtiendra la bande de transmission de l'éthanol sur la longueur de la cuve. L'unité sera dans notre cas le $\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$. La courbe d'absorption obtenue est présentée sur la figure suivante :

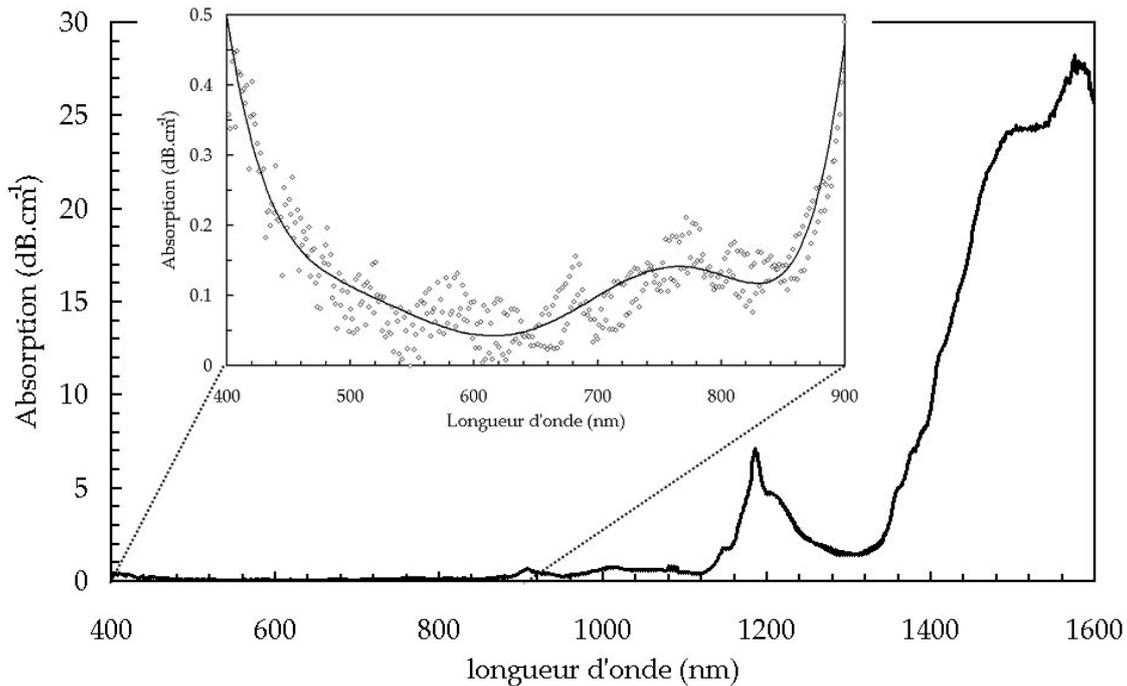


Figure 90 : Courbe d'absorption de l'éthanol (400 nm à 1600 nm) en dB.cm^{-1} , en insert un zoom sur l'absorption entre 400 nm et 900 nm

L'absorption minimale est estimée à $0,05 \text{ dB.cm}^{-1}$ autour de 600 nm. A partir de 900 nm, l'absorption est supérieure à 1 dB.cm^{-1} . Entre 450 nm et 850 nm, on peut estimer que les pertes de propagation de l'EC-PCF, dues au matériau (éthanol), sont inférieures à $0,15 \text{ dB.cm}^{-1}$ soit 15 dB.m^{-1} . Ces pertes sont importantes. Nous utiliserons alors de faibles longueurs de fibre.

Nous possédons au laboratoire un laser capable d'émettre des impulsions de 80 fs à un taux de répétition de 76 MHz autour de 830 nm. Cette longueur d'onde est comprise dans la bande de transmission de l'éthanol que nous venons de définir. L'indice de réfraction de l'éthanol est estimé à 1,3571 à 830 nm à l'aide de la formule (68).

3.3.2 Détermination du principe de guidage dans une EC-PCF à 830 nm

Le principe de guidage dans une EC-PCF est déterminé à partir des abaques de la figure 88. Dans notre cas, nous allons étudier une EC-PCF à 830 nm. L'abaque correspondant est alors :

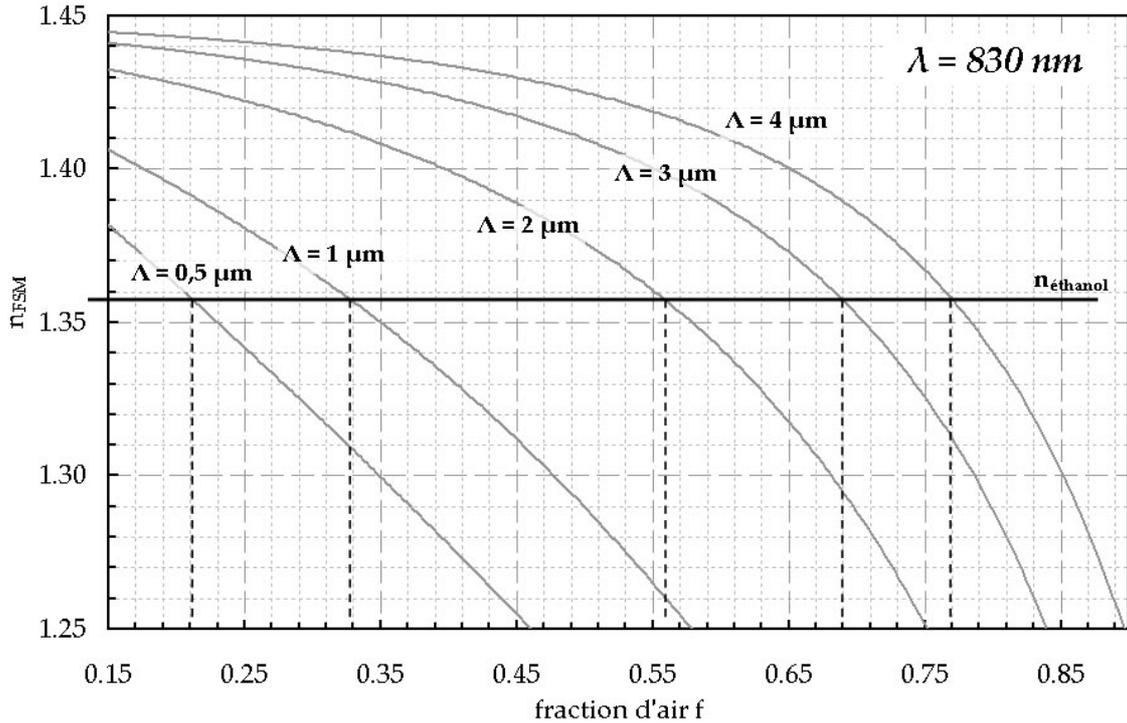


Figure 91 : Evolution de l'indice effectif du mode en fonction de la fraction d'air.
Détermination du principe de guidage à 830 nm dans une EC-PCF

La valeur de l'éthanol à 830 nm est reportée sur l'abaque. On peut alors repérer l'intervalle de fraction d'air permettant d'assurer un guidage par RTI. Pour cela, on définit la fraction d'air minimale pour $n_{\text{ethanol}} = n_{\text{FSM}}$ pour chaque valeur du pitch. La fraction d'air maximale est fixée à 1. On peut alors estimer que le guidage par RTI est assuré pour des EC-PCFs à Λ défini si la fraction d'air f est comprise entre :

$$f(n_{\text{ethanol}}) \leq f \leq 1 \tag{69}$$

On remarque que plus Λ augmente, plus la plage de fraction d'air permise se réduit. Les différentes fractions d'air minimales sont reportées dans le tableau suivant en fonction des différents pitches.

Tableau 11 : Estimation de la fraction d'air minimale f_{min} de la EC-PCF permettant d'assurer un guidage RTI

pitch (μm)	f_{min}
0,5	0,21
1,0	0,33
2,0	0,56
3,0	0,69
4,0	0,77

Technologiquement, de telles fractions d'air sont facilement réalisables avec la méthode de fabrication actuelle. Pour ce qui est des fibres ayant des fractions d'air inférieures à f_{min} , le guidage pourra être assuré par BIP.

3.3.3 Guidage RTI monomode/multimode

Une fois que les fractions d'air permettant d'assurer un guidage par RTI sont définies, il est nécessaire de déterminer le comportement modal de la fibre. Pour cela nous allons définir la fréquence normalisée V à l'aide de l'expression (15) rappelée sur la figure 92 pour les 5 EC-PCFs définies précédemment (5 Λ différents).

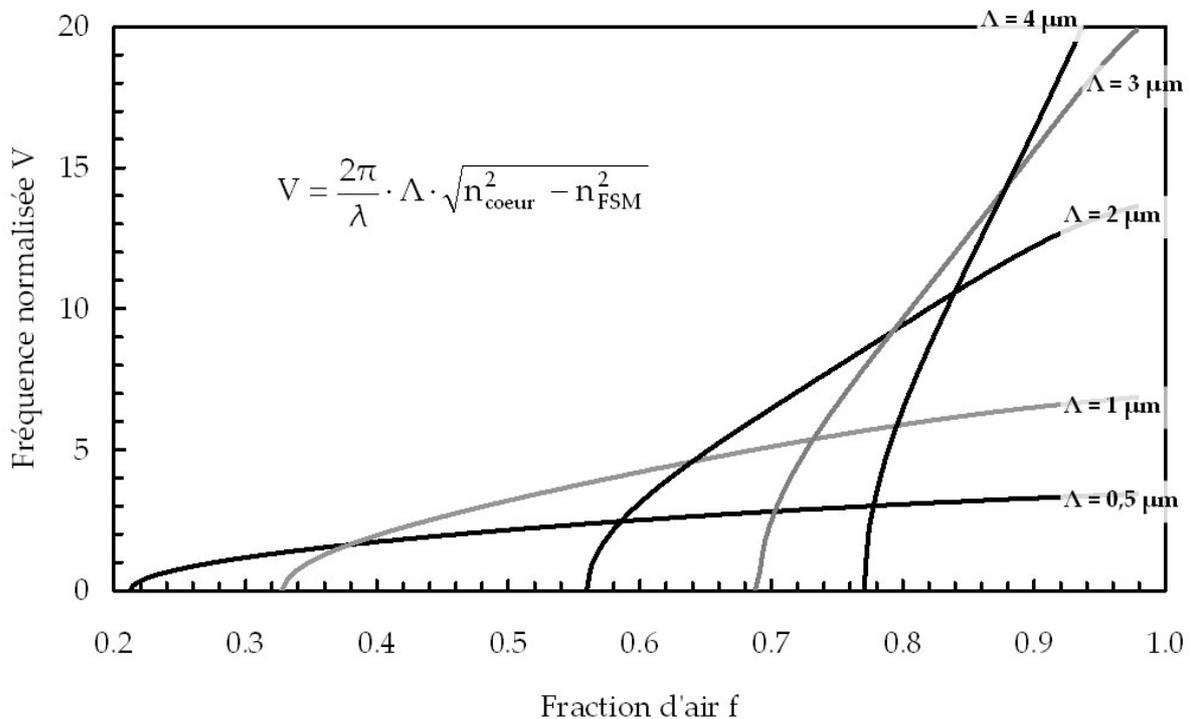


Figure 92 : Evolution de la fréquence normalisée en fonction de la fraction d'air à 830 nm pour 5 EC-PCFs ($\Lambda = 0,5 \mu\text{m}$ à $4 \mu\text{m}$)

Chaque courbe a une allure parabolique. Plus Λ augmente plus l'accroissement de V est important. À partir de ces courbes de variation de V on peut déterminer le comportement modal de la EC-PCF. Pour $0 < V < 2,405$, le guidage est monomode. Dans le cas où $\Lambda = 1 \mu\text{m}$, on peut alors, sur le graphique, déterminer la plage de fraction d'air pour obtenir un guidage monomode par RTI comme le montre la figure suivante :

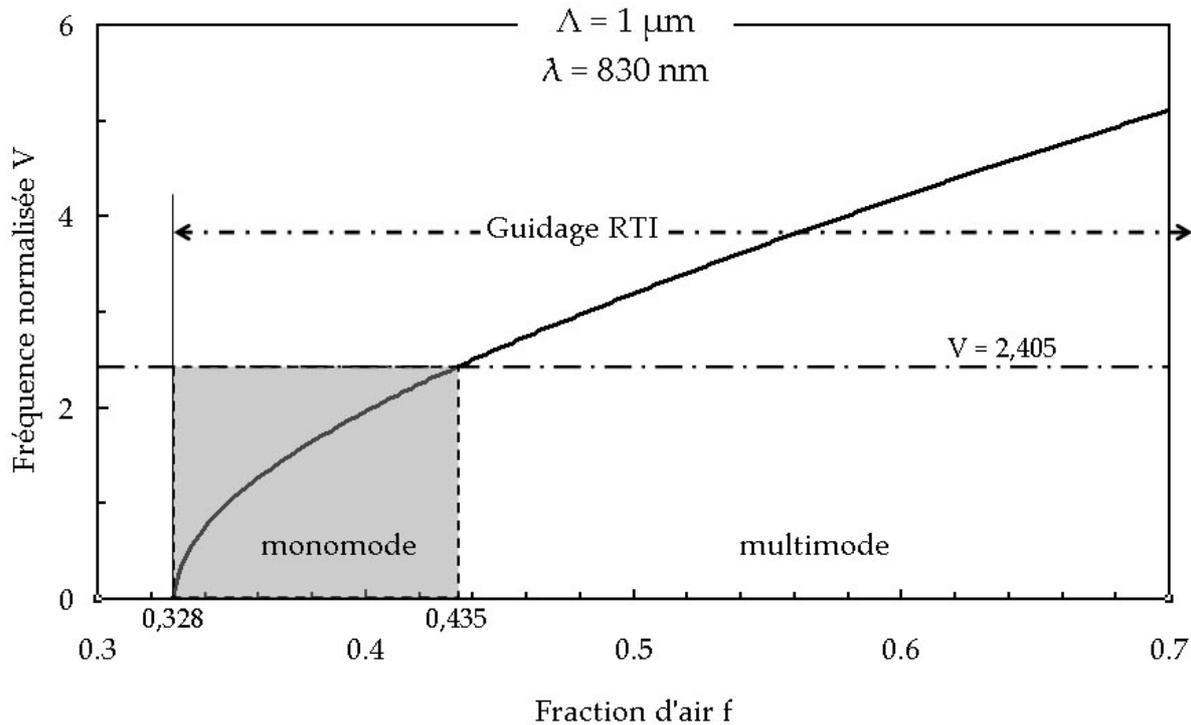


Figure 93 : Détermination du guidage monomode RTI dans une EC-PCF ($\Lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 830 \text{ nm}$)

La fréquence de coupure V_c ($V = 2,405$) est reportée sur le graphique de la figure 93 représentant l'évolution de V en fonction de f pour le cas d'une EC-PCF définie par $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 830 \text{ nm}$. On peut dire que $V \rightarrow 0$ et $V = 2,405$ correspondent respectivement à $f = 0,328$ et $f = 0,435$. On peut alors dissocier de cette représentation 3 comportements distincts :

- Pour $f < 0,328$ Aucun guidage RTI, mais possible guidage BIP
- Pour $0,328 < f < 0,435$ Guidage RTI monomode
- Pour $f > 0,435$ Guidage RTI multimode

3.3.4 Conclusion

La méthode de détermination du comportement modal dans une LC-PCF est identique à celle des PCFs. On distinguera deux régimes de guidage dans la fibre. Toutefois, l'indice de réfraction du cœur peut être inférieur à celui de la gaine. Il est primordial de déterminer au préalable la plage de fraction d'air permettant d'assurer un guidage par RTI. On peut ensuite estimer une plage de fraction d'air pour laquelle le guidage RTI monomode est assuré. Cette

plage se réduit fortement si pour une même longueur d'onde, on augmente le pitch du réseau.

3.4 Guidage par BIP dans une EC-PCF

3.4.1 Détermination de la bande interdite photonique

Lorsque l'indice effectif de gaine n_{FSM} est inférieur à l'indice de réfraction du liquide constituant le cœur, le guidage ne peut être assuré que par bande interdite photonique (BIP). Il est nécessaire de déterminer la position de ces bandes. Pour notre étude, la cartographie des bandes interdites du réseau cristallin d'une HC-PCF a été déterminée par Min YAN¹ [YAN 04 – YAN 05]. Il a utilisé le logiciel commercial BandSolve RSOFT². La méthode de calculs employée est basée sur celle développée par les équipes du Massachusetts Institute of Technology [JOHN. 01b] pour les guides microstructurés planaires.

3.4.2 Cartographie de la bande interdite photonique

Pour différentes fractions d'air, il a cartographié la bande interdite primaire par l'indice effectif du mode pouvant être guidé en fonction du rapport λ/Λ . Trois exemples de cartographies sont présentés sur la figure 94.

¹ Network Technology Research Centre à Singapour

² http://www.rsoftdesign.com/products/component_design/BandSOLVE

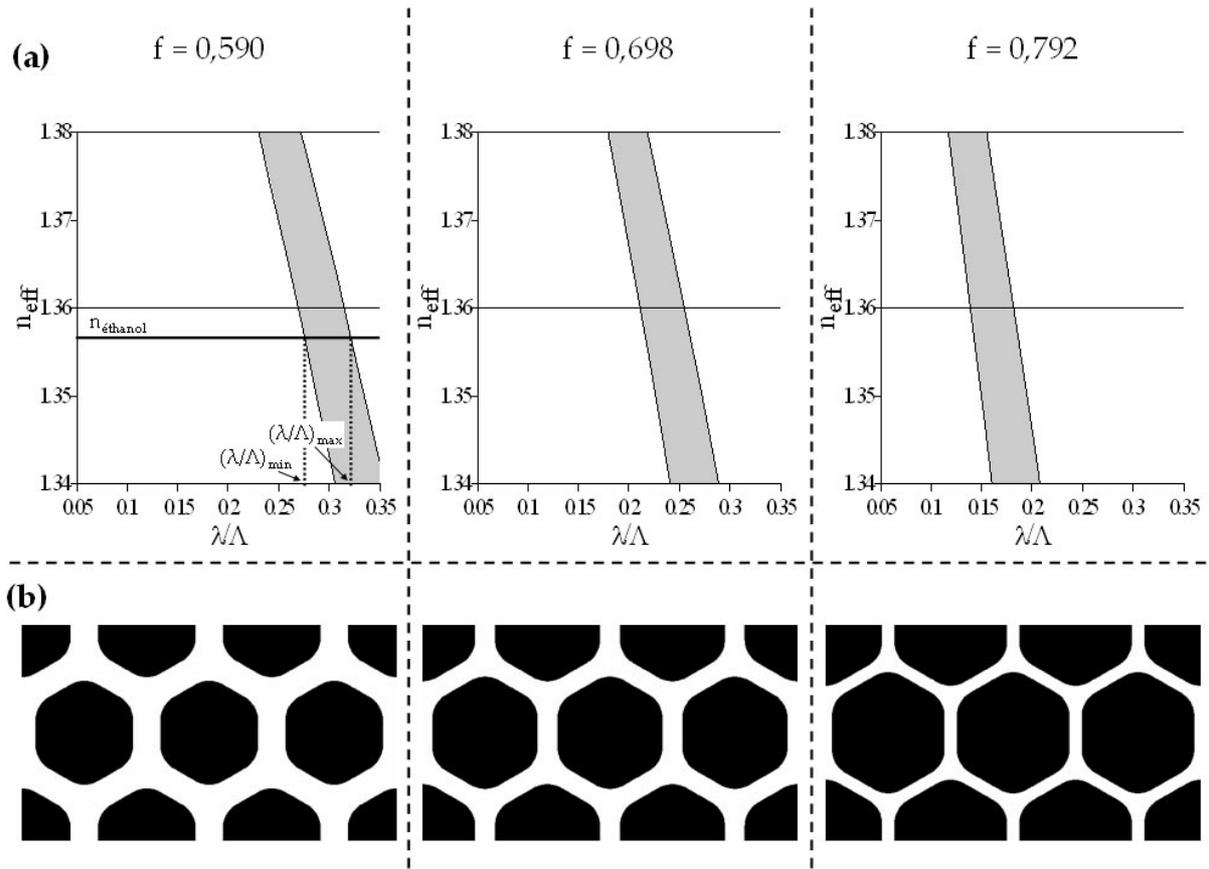


Figure 94 : (a) Cartographies de la bande interdite primaire pour trois cristaux photoniques de fraction d'air différente $f = 0,590 ; 0,698 ; 0,792$. (b) Représentations du cristal photonique modélisé

Pour un indice effectif correspondant à l'indice du cœur de notre fibre, il est alors possible de déterminer une bande de λ/Λ permettant d'assurer un guidage par bande interdite photonique.

Dans le cas de l'éthanol, il est alors possible de déterminer les bandes de λ/Λ pour chaque fraction d'air. On détermine ainsi $(\lambda/\Lambda)_{\text{min}}$ et $(\lambda/\Lambda)_{\text{max}}$ comme le montre la figure 94a. J'ai synthétisé les résultats sur la figure suivante :

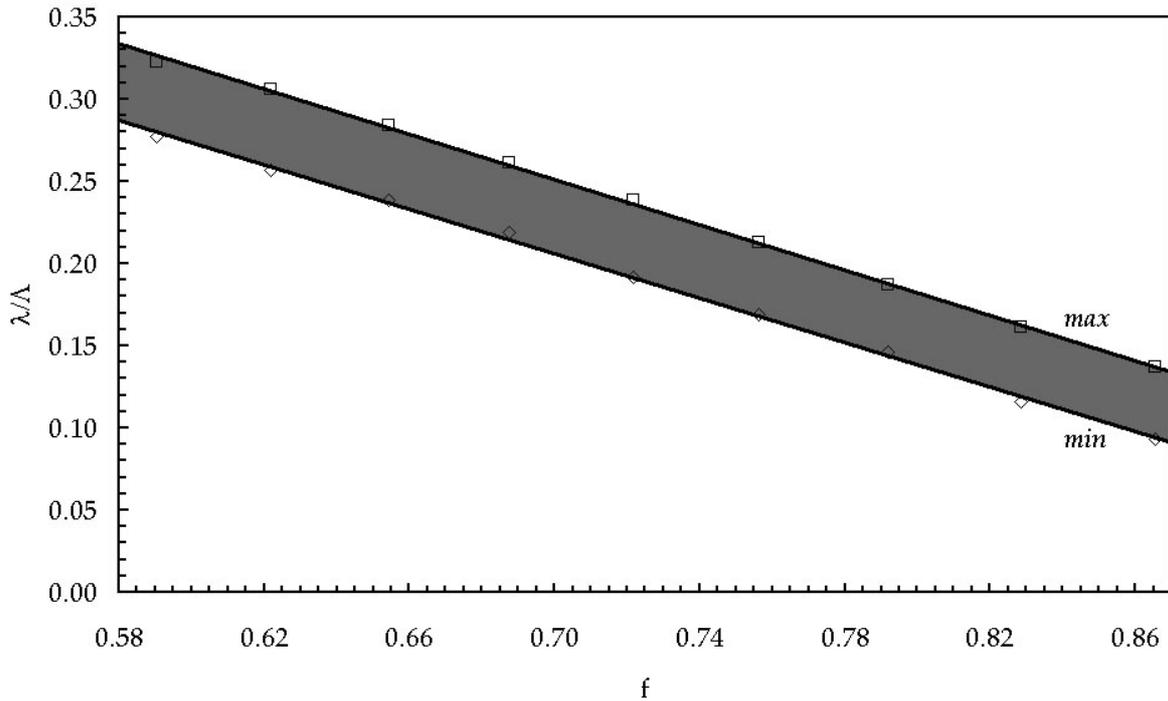


Figure 95 : Cartographie de la bande interdite primaire pour un indice du cœur de 1,3571 (indice de l'éthanol à 830 nm). Évolution de λ/Λ en fonction de f .

La courbe précédente est obtenue en déterminant $(\lambda/\Lambda)_{\min}$ et $(\lambda/\Lambda)_{\max}$ pour chaque fraction d'air. Deux segments de droites sont ainsi obtenus pour $0,58 < f < 0,86$. On considère qu'une bande interdite peut être ouverte pour une fibre dont les paramètres géométriques sont définis entre ces droites.

3.4.3 Application à l'EC-PCF à 830 nm

À partir de la courbe précédente, on peut obtenir à la longueur d'onde de 830 nm, la position de la bande interdite photonique décrite par la variation de Λ en fonction de f . De la figure 92, on peut décrire l'évolution du principe de guidage en fonction de la fraction d'air et de Λ . On détermine les principes de guidage dans le plan (f, Λ) . Il est présenté sur la figure suivante :

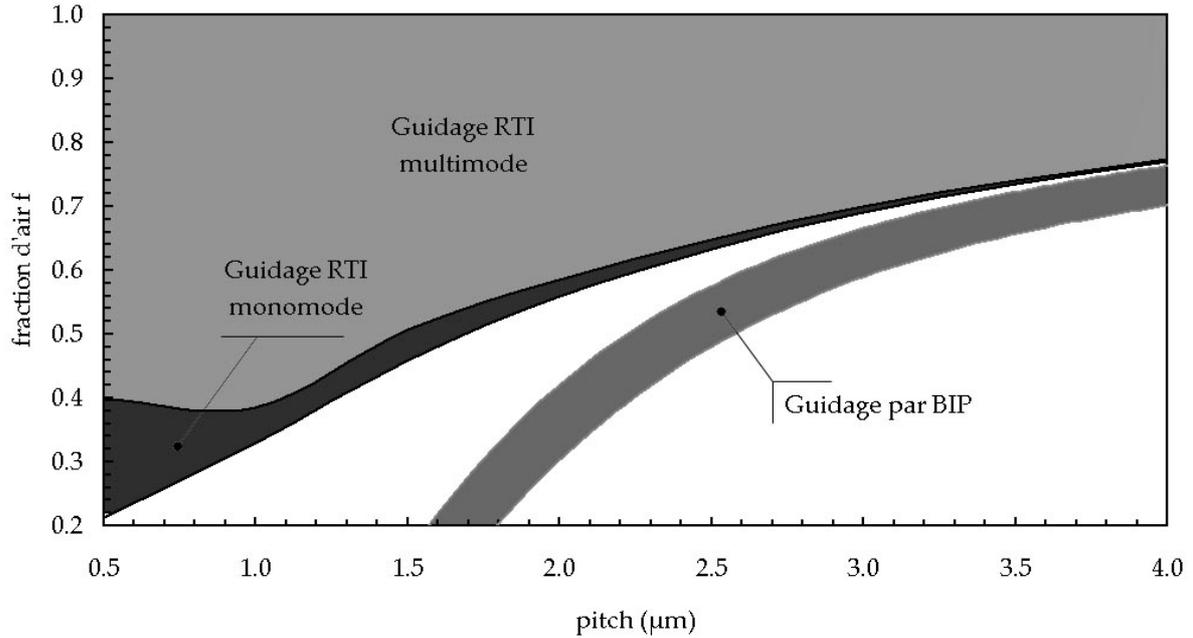


Figure 96 : Les différents principes de guidage en fonction de la géométrie de la EC-PCF à 830 nm.
Évolution décrite par la variation de f en fonction de Λ

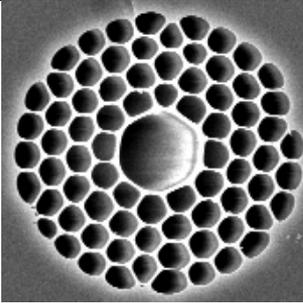
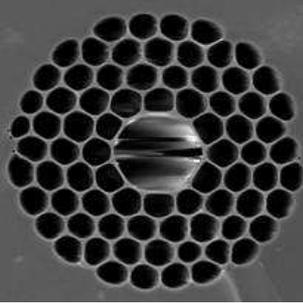
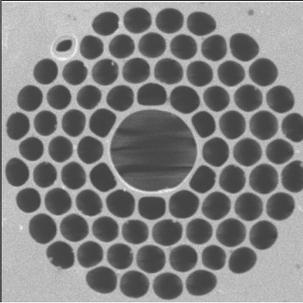
Lorsque le pitch Λ augmente, la condition nécessaire sur la fraction d'air, pour conserver un guidage RTI monomode, s'affine. La fraction d'air minimale nécessaire pour un guidage RTI augmente également avec le pitch, tout comme pour le guidage par BIP. Plus le pitch est grand plus la bande interdite se rapproche du guidage RTI, comme le montre l'abaque de la figure 96.

4 Validation expérimentale du guidage dans des EC-PCFs

4.1 Profil d'indice des différentes EC-PCFs utilisées

Pour valider expérimentalement le guidage dans les EC-PCFs, nous avons conçu trois différentes fibres dont les profils d'indice sont décrits dans le tableau 12.

Tableau 12 : Profils d'indice des EC-PCFs utilisées
(Photographie MEB de la section transverse et dimensions du réseau pour chaque fibre)

NOM	EC-PCF 1	EC-PCF 2	EC-PCF 3
Photographie MEB			
Λ	4 μm	4 μm	2,92 μm
d/Λ	0,835	0,893	0,835
f	0,68	0,78	0,68
Rc	5,6 μm	5,6 μm	4,1 μm

La fibre dénommée EC-PCF 1 est celle dont j'ai décrit la fabrication dans une partie précédente ($f = 68\%$ et $\Lambda = 4\ \mu\text{m}$). La deuxième fibre EC-PCF 2 est obtenue à partir de la même préforme primaire que la précédente. La température de fibrage étant supérieure dans ce cas, la fraction d'air est plus importante (78 %). Le pitch de 4 μm est conservé. La troisième fibre est obtenue à partir d'une autre préforme secondaire (cf Annexe). La fraction d'air est identique à celle de la EC-PCF 1 (68 %). Dans ce cas, seul le pitch du réseau est modifié ($\Lambda = 2,9\ \mu\text{m}$).

4.2 3 EC-PCFs \leftrightarrow 3 guidages différents

Sur la figure 96, on peut, connaissant les caractéristiques géométriques des EC-PCFs (tableau 11), définir théoriquement le guidage assuré à 830 nm pour chacune d'elles. Les résultats sont présentés sur la figure 97 :

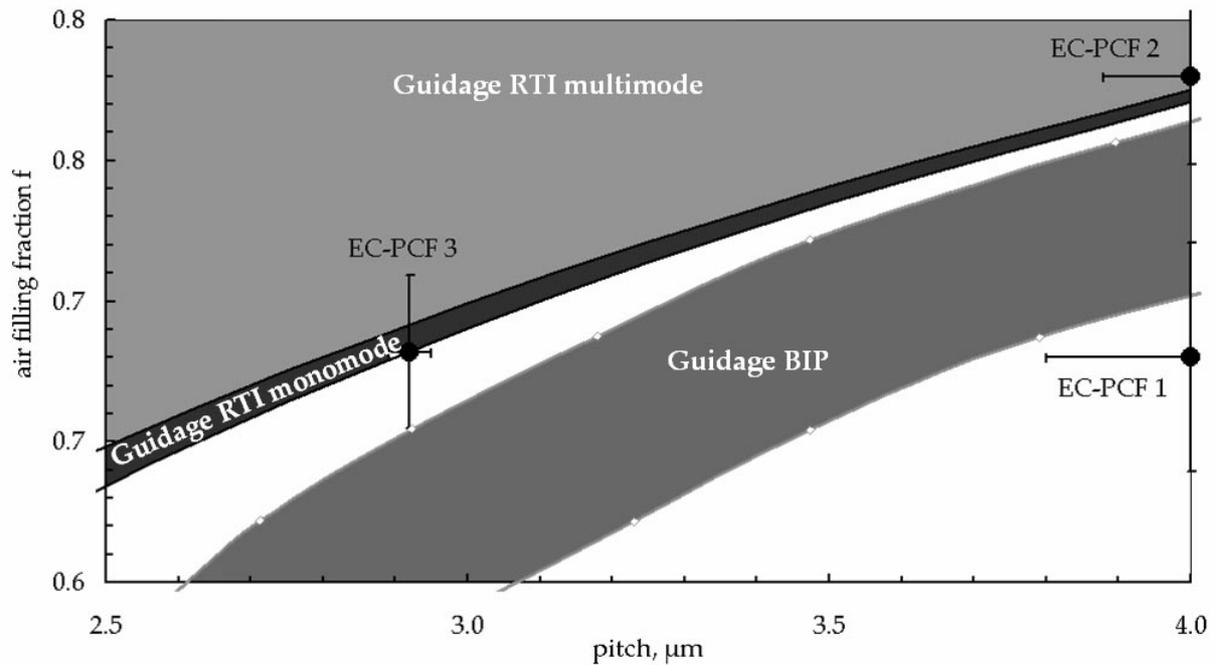


Figure 97 : Détermination du guidage dans les 3 EC-PCFs étudiées à 830 nm

Les incertitudes sur les mesures des pitch et fraction d'air de chaque fibre sont reportées sur cette figure. Chaque fibre correspond à un principe de guidage différent. On peut considérer que le guidage peut être assuré dans la :

- EC-PCF 1 → par bande interdite photonique
- EC-PCF 2 → par réflexion totale interne, régime multimode
- EC-PCF 3 → par réflexion totale interne, régime monomode

4.3 Observation en champ proche du guidage résultant de la propagation dans les EC-PCFs fabriquées

4.3.1 Montage employé

La EC-PCF doit être remplie d'éthanol et maintenue sous pression tout au long des différentes manipulations. Une cuve a été conçue et réalisée au laboratoire par Mickaël Lelek spécialement pour cette application. Une photographie de cette cuve est présentée sur la figure 98a.

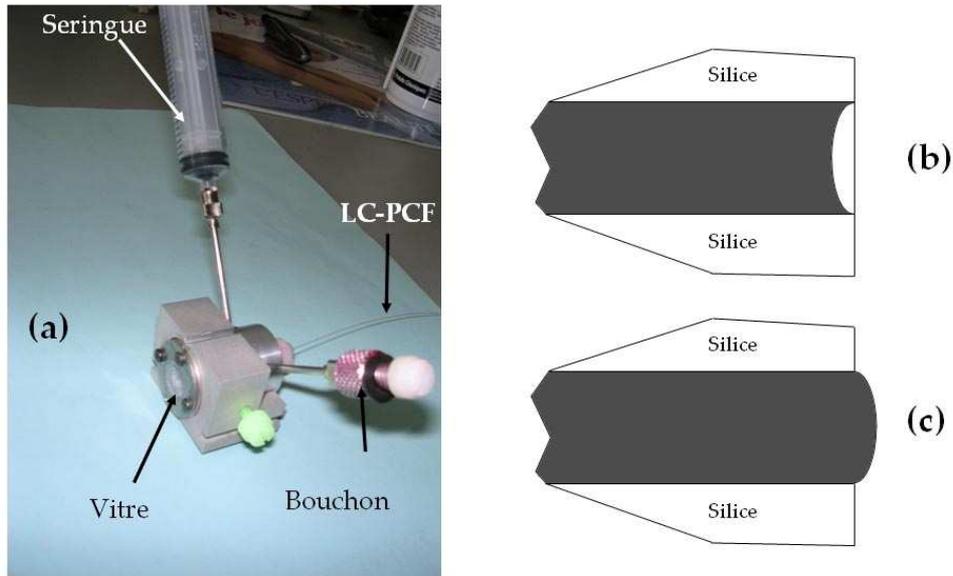


Figure 98 : (a) photographie descriptive de la cuve dans laquelle est plongée l'extrémité 1 de la EC-PCF. Coupe longitudinale de l'extrémité 2 lorsque l'extrémité 1 est plongée dans le liquide (sans pression sur l'extrémité 1 (b) et avec pression (c) appliquée à l'aide de la seringue)

La cuve est munie d'une vitre suffisamment fine pour ne pas entraîner d'aberration optique ($e = 400 \mu\text{m}$) (lame couvre-objet de microscope). La pression est maintenue dans la cuve à l'aide d'une seringue et d'un bouchon. La mise sous pression de l'extrémité 1 de la LC-PCF dans la cuve est nécessaire pour éviter la formation de bulles à l'extrémité 2 de la LC-PCF. Sur la figure 98b, on constate que sans mise sous pression, il se forme un ménisque interne à la surface du liquide. Si on plonge cette extrémité dans un liquide, il se forme alors une bulle d'air dans la fibre, car l'air sera emprisonné dans la fibre. Pour éviter la formation de ces bulles, il est nécessaire de mettre sous pression l'extrémité 1 de la EC-PCF pour que le liquide forme un ménisque externe (figure 98c). Ainsi, en plongeant cette extrémité dans le liquide, il ne se formera aucune bulle d'air.

Pour remplir la fibre de liquide, on chauffe au préalable les deux extrémités de la fibre pour collapser les trous périphériques. On retire ensuite le bouchon et on plonge l'extrémité 1 de la fibre dans la cuve. On introduit le liquide dans la cuve à l'aide de la seringue. Lorsque le liquide est remonté tout au long de la fibre, on place le bouchon sur la cuve et on maintient une pression dans la cuve à l'aide de la seringue. On peut alors plonger l'extrémité 2 dans une autre cuve. Le montage utilisé pour réaliser l'observation en champ proche est présenté sur la figure suivante.

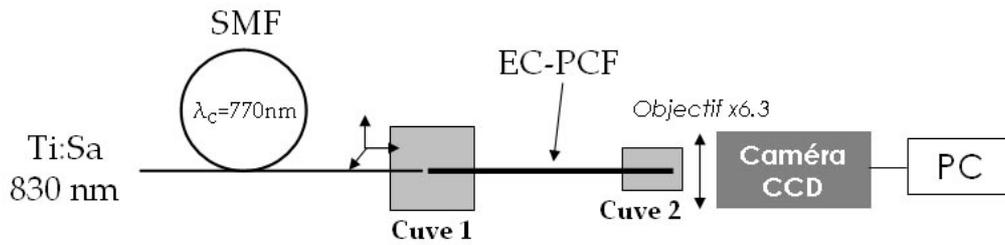


Figure 99 : Montage de l'observation en champ proche dans une LC-PCF

La source utilisée est un laser impulsionnel émettant à 830 nm. Le rayonnement laser est propagé par une SMF dont la longueur d'onde de coupure vaut 770 nm. Elle est utilisée pour injecter la lumière dans le cœur liquide. La EC-PCF est plongée dans la cuve 2 présentée précédemment. L'autre extrémité est plongée dans un réservoir ouvert rempli de liquide en vis-à-vis avec la SMF. L'injection de la SMF dans l'EC-PCF est assurée par le micropositionnement de la SMF. La caméra placée à l'extrémité vitrée de la cuve permet d'imager le mode en sortie de fibre. La puissance moyenne du laser est suffisamment faible pour ne pas faire bouillir l'éthanol dans la fibre.

4.3.2 Guidage dans la EC-PCF 1

4.3.2.1 Validation numérique du guidage par BIP dans la EC-PCF 1

Suivant les incertitudes de mesures du pitch et de la fraction d'air, le guidage dans la EC-PCF peut être obtenue par bande interdite photonique. Pour valider numériquement ce résultat, j'ai modélisé le profil réel de la fibre sous COMSOL MULTIPHYSICS™ pour déterminer les pertes de confinement des deux premiers modes.

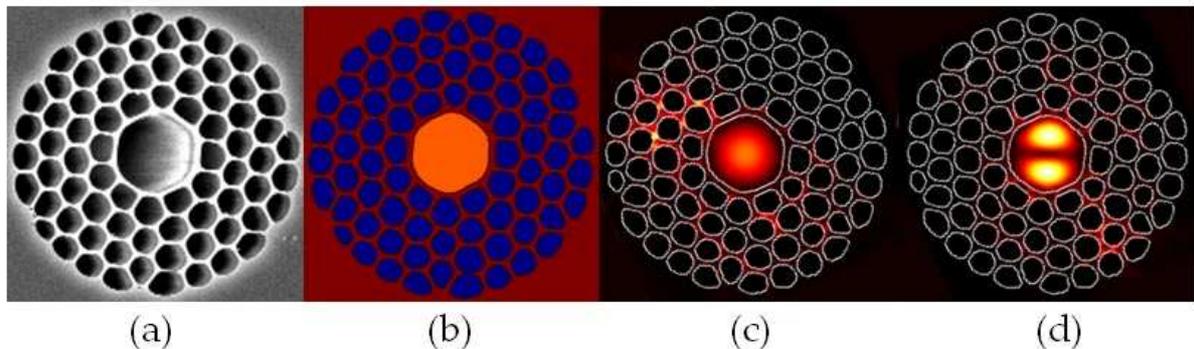


Figure 100 : (a) Image MEB de la section transverse de la EC-PCF 1, (b) Profil d'indice modélisé (basé sur le profil réel). Distributions transverses de la norme du champ électrique des modes LP_{01} (c) et LP_{11} (d) à 830 nm

Le profil d'indice de la EC-PCF (figure 100b) est défini à l'aide de la photographie MEB de la section transverse (figure 100a). Les distributions transverses de la norme du champ électrique des modes ont été déterminées à l'aide de COMSOL MULTIPHYSICS™ à 830 nm, ainsi que les pertes de confinement de ces modes autour de 830 nm ($750 \text{ nm} < \lambda < 910 \text{ nm}$). Les résultats sont présentés sur la figure suivante :

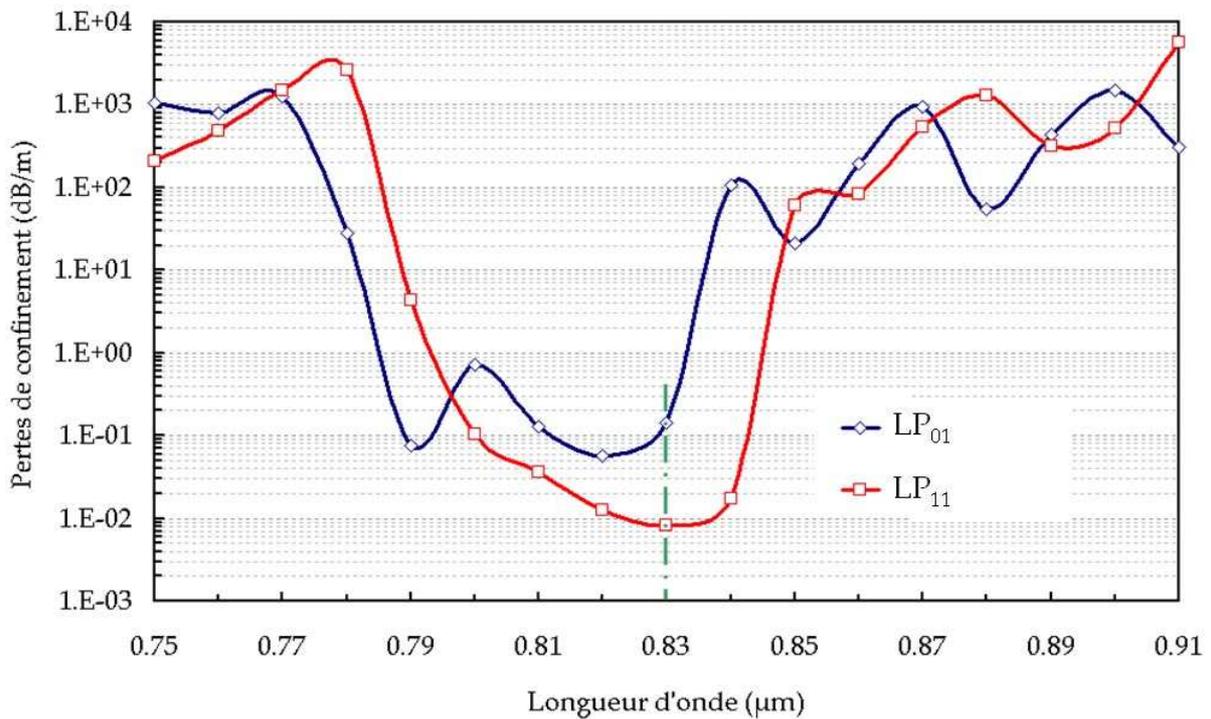


Figure 101 : Pertes de confinement dans la EC-PCF 1 pour les deux premiers modes autour de 830 nm

On remarque la formation d'une bande spectrale de faible atténuation autour de 810 nm pour chaque mode. À 830 nm, le mode LP₁₁ est 20 fois moins à pertes que le mode fondamental LP₀₁. On peut alors prédire un guidage BIP sur le mode LP₁₁ à 830 nm.

4.3.2.2 Validation expérimentale du guidage dans la EC-PCF 1

A l'aide du montage de la figure 99, le mode LP₁₁ a été observé en sortie de fibre de longueur $L = 20 \text{ cm}$, comme le montre la figure suivante :

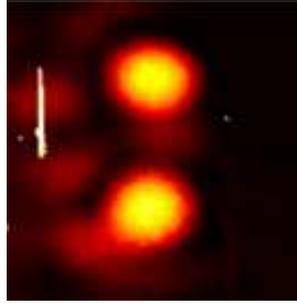


Figure 102 : Distribution transverse du champ en sortie de la EC-PCF 1 du mode LP_{11} à 830 nm

La distribution transverse du mode obtenu en sortie de fibre est bien celle du mode LP_{11} (figure 102) comme prédit numériquement. En modifiant transversalement l'injection à l'aide la SMF, on ne constate pas de modification de l'allure de la distribution transverse du champ. Seul l'intensité est modifiée. On peut alors conclure que seul le mode LP_{11} est guidé.

4.3.3 Guidage dans la EC-PCF 2

4.3.3.1 Validation numérique du guidage RTI multimode

dans la EC-PCF 2

A 830 nm, on peut estimer que n_{FSM} est égal à 1,3516 (figure 91). On peut alors estimer que $V = 3,8$. Comme $V > 2,405$, le guidage doit être multimode. Le profil d'indice idéal de la EC-PCF 2 a été modélisé. Les pertes de confinement ont été estimées pour les premiers modes. Les résultats sont reportés sur la figure 103.

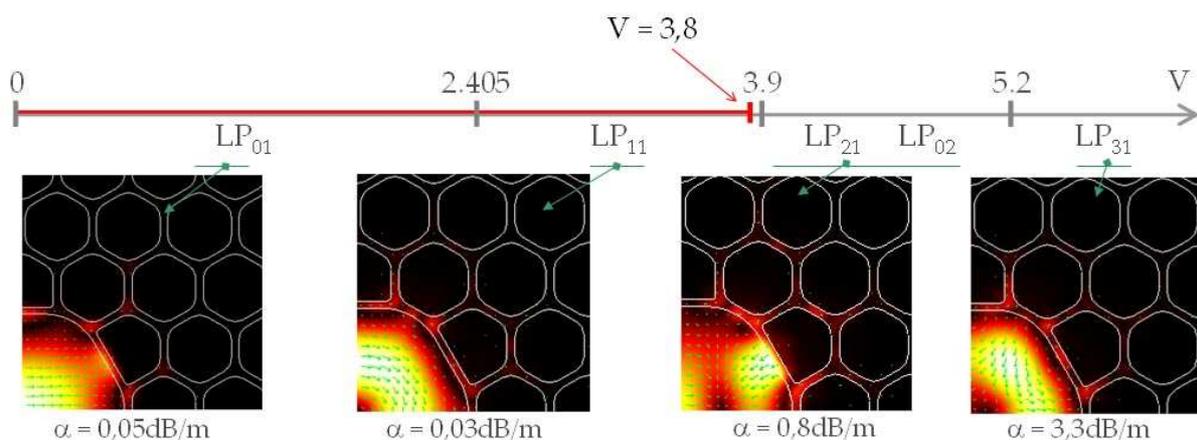


Figure 103 : Distributions transverses des modes dans la EC-PCF 2 idéale à 830 nm et les pertes de confinement associées.

Bandeau : Fréquences normalisées de coupure des modes LP

Sur la figure 103, les distributions transverses des premiers modes calculés dans la EC-PCF 2 sont reportées. Ils sont triés suivant la valeur de la fréquence normalisée de coupure. Les pertes de confinement de chaque mode sont également reportées. Les deux premiers modes linéairement polarisés ont des pertes de confinement du même ordre de grandeur ($0,03 \text{ dB.m}^{-1}$). La fréquence normalisée de 3,8, correspondant à la fibre que nous étudions, est proche de la fréquence de coupure des modes LP_{21} et LP_{02} . Les pertes de confinement de ces modes sont un ordre de grandeur supérieur à celle des deux premiers. La différence s'accroît davantage avec le mode suivant. Le guidage est donc multimode dans la EC-PCF 2 à 830 nm.

4.3.3.2 Validation expérimentale du guidage dans la EC-PCF 2

La distribution transverse du champ électrique mesuré à 830 nm dans la EC-PCF 2 est représentée en insert sur la figure 104. La distribution radiale de la norme du champ électrique calculé est obtenue à partir de la modélisation de la EC-PCF 2 par la fibre 1D équivalente avec $R_c = 5,6 \mu\text{m}$, $n_{\text{coeur}} = 1,3571$ et $n_{\text{gaine}} = 1,3516$.

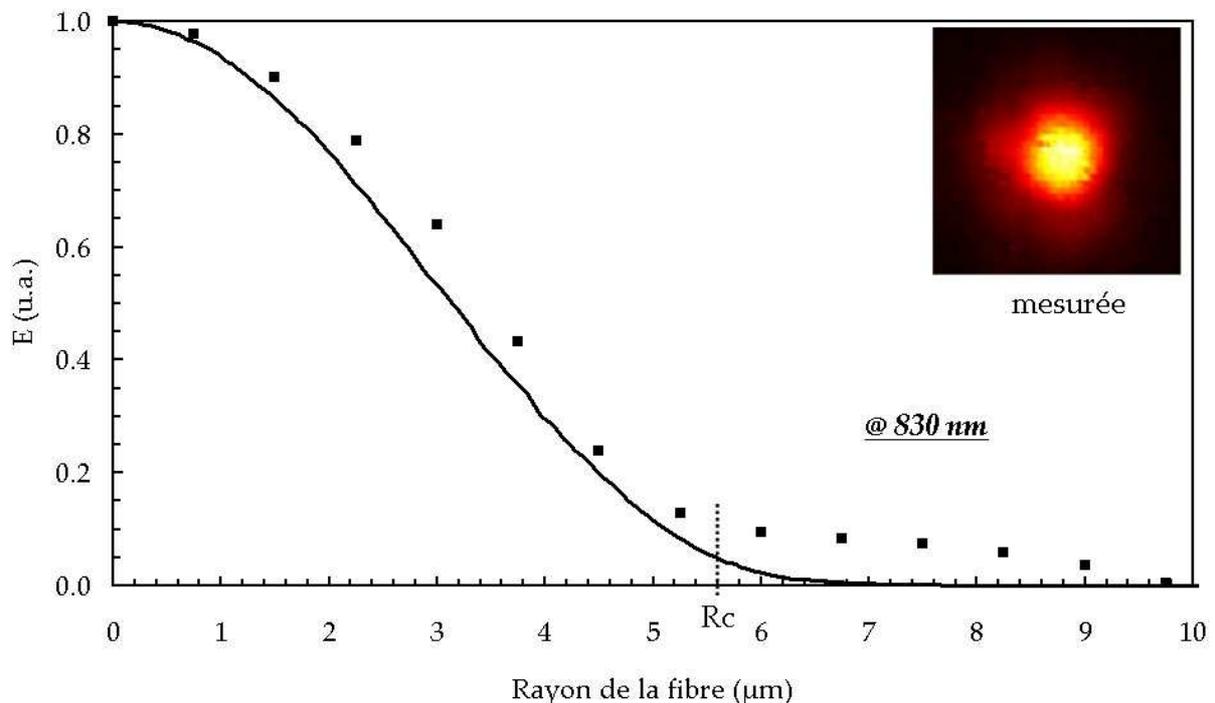


Figure 104 : Distributions radiales du champ électrique du mode fondamental calculé (trait continu) et du mode guidé (points). Distribution transverse mesurée pour le mode fondamental

La figure 104 représente la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental calculée et mesurée. La distribution transverse mesurée du mode fondamental est également représentée. Le mode guidé s'étale davantage dans la gaine que le mode gaussien. Le mode guidé n'est pas parfaitement gaussien, donc le guidage n'est pas parfaitement monomode.

En modifiant l'injection (en déplacement transversalement la SMF), on observe une évolution de la distribution transverse du champ électrique en sortie de fibre. Le guidage peut donc être qualifié de multimode. Toutefois par une injection centrée et optimisée, on peut prétendre obtenir en sortie de la EC-PCF 2 un mode quasi-gaussien, comme le montre la distribution transverse de la figure 104.

4.3.4 Guidage dans la EC-PCF 3

4.3.4.1 Evolution spectrale du guidage dans une EC-PCF 3

A l'aide des abaques et des formules des figures 92 et 95, il est possible de définir l'évolution spectrale du guidage dans la EC-PCF 3. Cette évolution a été calculée sur la plage de longueurs d'onde définie entre 750 nm et 890 nm, et elle est décrite sur la figure suivante :

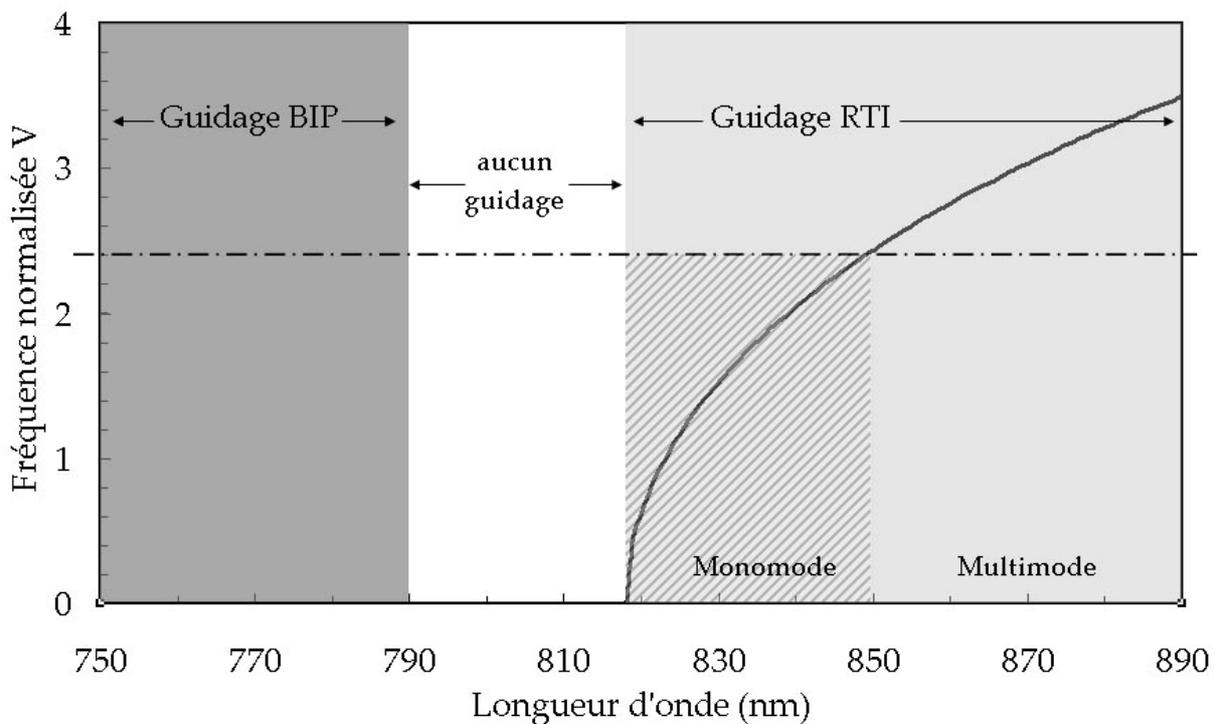


Figure 105 : Evolution spectrale du guidage dans la EC-PCF 3

Sur la plage de longueurs d'onde considérées [750 nm ; 890 nm], on peut mettre en évidence les deux principes de guidage. Ainsi, on peut établir que pour :

- $\lambda \leq 790$ nm le guidage est assuré par BIP
- $790 \text{ nm} < \lambda \leq 817$ nm aucun guidage n'est assuré
- $817 \text{ nm} < \lambda \leq 850$ nm le guidage monomode est assuré par RTI
- $\lambda > 850$ nm le guidage multimode est assuré par RTI

4.3.4.2 Validation expérimentale du guidage monomode par RTI dans la EC-PCF 3 à 830 nm

Toujours en utilisant le montage décrit sur la figure 99, nous avons obtenu la distribution transverse d'une mode gaussien à 830 nm. Ce mode est représenté en insert sur la figure 106. Comme pour le cas de la EC-PCF 2, la EC-PCF 3 a été modélisée par la SIF équivalente 1D décrite par $R_c = 4,1 \mu\text{m}$, $n_{\text{coeur}} = 1,3571$ et $n_{\text{gaine}} = 1,35535$. Les distributions radiale et transverse du mode fondamental à 830 nm sont également représentées sur la figure 106.

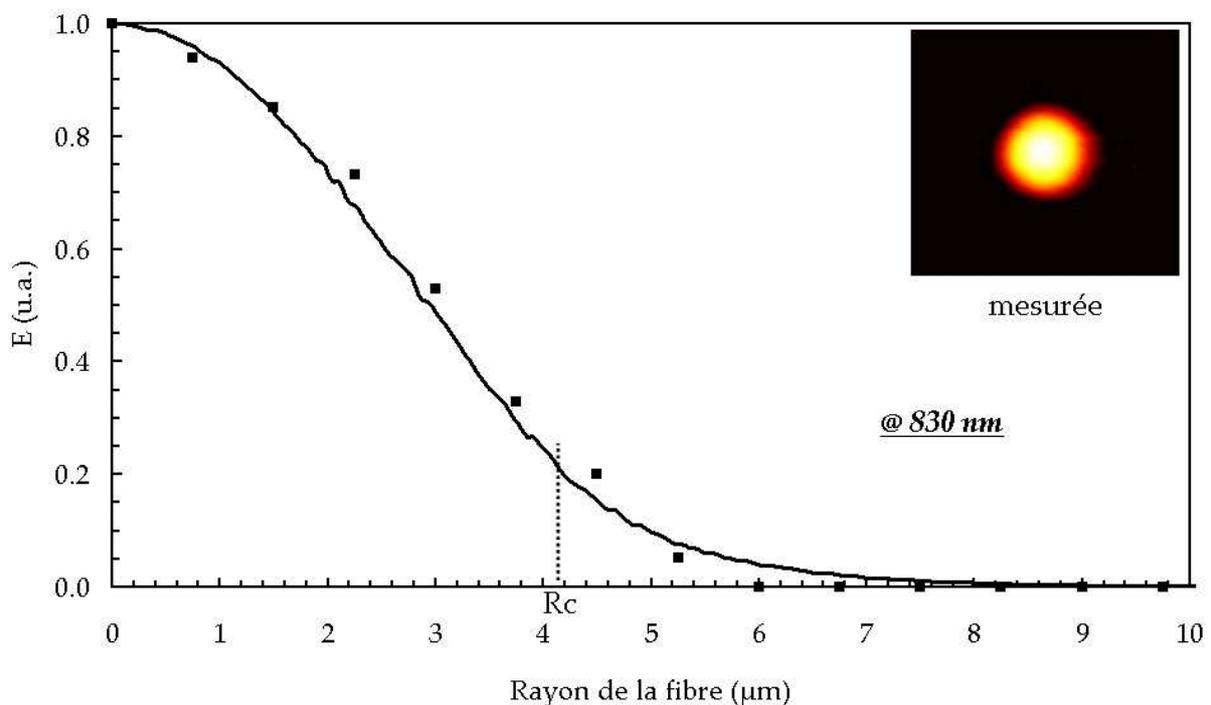


Figure 106 : Distributions radiales du champ électrique du mode fondamental calculé (trait continu) et du mode guidé (points). Distribution transverse mesurée pour le mode fondamental

Les distributions radiales du mode fondamental LP_{01} et du mode guidé sont en bon accord quantitatif. On peut donc, dans ce cas, estimer que seul le mode fondamental est guidé dans la EC-PCF 3 à 830 nm. Une variation radiale de l'injection ne fait pas évoluer l'allure du mode en sortie de fibre.

4.3.4.3 Validation expérimentale de l'évolution du guidage dans la EC-PCF 3 autour de 830 nm

Pour étudier la variation spectrale de $E^2(x,y)$, nous avons utilisé la même source laser accordable en longueur d'onde. Les relevés des modes transmis ont été réalisés de 790 nm à 875 nm.

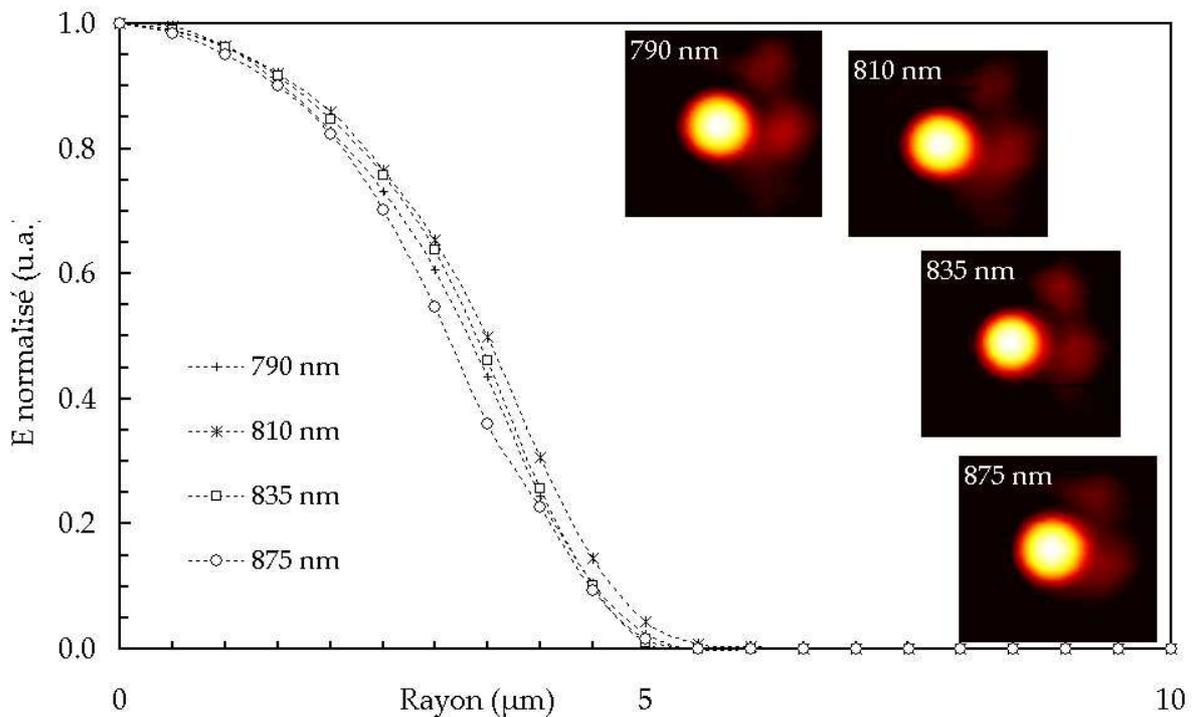


Figure 107 : Distributions radiales du champ électrique de la EC-PCF 3 à différentes longueurs d'onde (790 nm, 810 nm, 835 nm et 875 nm) ainsi que celle du mode LP_{01} théorique. En insert, distributions transverses mesurées pour chaque longueur d'onde.

La figure précédente regroupe les résultats obtenus. Pour quatre longueurs d'onde (790 nm, 810 nm, 835 nm et 875 nm) le champ transmis a été identifié comme monomode comme le montrent les distributions transverses respectives représentées en insert sur la figure 106. Les déformations du mode, apparaissant dans les sections transverses, sont dues à un défaut de positionnement de la fibre dans la cuve. Elle n'est pas perpendiculaire à la surface vitrée. La

vitre entraîne alors des réflexions multiples qui n'empêchent pas la compréhension de la propagation. Pour ces quatre longueurs d'onde, les distributions radiales ont été comparées à celle obtenue théoriquement pour le mode fondamental (figure 107). On n'observe aucune variation probante de la distribution radiale du champ permettant de mettre en évidence une évolution spectrale du comportement modal de la EC-PCF 3.

On n'a pas pu confirmer expérimentalement l'évolution spectrale théorique définie sur la figure 105. En raison de la limitation de la fenêtre spectrale d'analyse imposée par le laser. Dans notre étude, le mode LP_{01} est guidé sur la plage de longueurs d'onde d'étude.

4.3.5 Conclusion

Les études théorique et expérimentale des trois EC-PCFs ont mis en évidence trois guidages différents à la longueur d'onde de 830 nm. La première fibre étudiée « EC-PCF 1 » ($f = 68\%$ et $\Lambda = 4\ \mu\text{m}$) permet l'obtention d'un guidage monomode LP_{11} par bande interdite photonique. Cette observation a été confirmée par une étude numérique. Un guidage multimode par RTI a été observé avec la seconde fibre « EC-PCF 2 » ($f = 78\%$ et $\Lambda = 4\ \mu\text{m}$) à 830 nm. Ce guidage a été confirmé numériquement à l'aide d'une analyse vectorielle. Finalement, un guidage monomode RTI a été obtenu avec la troisième fibre « EC-PCF 3 » ($f = 68\%$ et $\Lambda = 2,9\ \mu\text{m}$) à 830 nm comme prévu numériquement.

Dans tous les cas, le guidage prédit par l'abaque de la figure 97 a été confirmé expérimentalement. La méthode numérique que nous avons développée est donc efficace pour déterminer le comportement modal d'une LC-PCF à une longueur d'onde.

5 Génération d'effets non linéaires dans une LC-PCF : Conversion de fréquences optiques

5.1 Introduction

La diffusion Raman stimulée (SRS) est un processus non linéaire du troisième ordre, dans lequel une pompe (de fréquence ν_0) génère ou amplifie un signal décalé en fréquence ($\nu_s = \nu_0 + \Omega$). Ω est alors appelé décalage Stokes. Ce décalage est caractéristique du milieu

non linéaire dans lequel se propage la lumière. L'amplification du signal pour chaque ordre Stokes est définie par le gain Raman g_s .

A partir de ce principe, on peut réaliser des dispositifs d'amplification ou de génération pour n'importe quelle longueur d'onde simplement en choisissant la longueur d'onde de pompe et le matériau employé pour remplir le cœur de la fibre. La diffusion Raman stimulée est ainsi utilisée pour l'amplification de signaux télécoms [DESU. 94], ou pour réaliser de nouvelles sources accordables [FREY 74].

L'utilisation de liquides permet d'accéder à une gamme de décalage Stokes très large allant de quelques centaines à plusieurs milliers de cm^{-1} . La LC-PCF va nous permettre d'accéder à de grandes longueurs d'interaction et à de fortes densités de puissances. Le guidage particulier validé numériquement et expérimentalement dans les exemples précédents, peut permettre de contrôler la génération Raman en stoppant l'émission d'ordres Stokes par un contrôle des bandes de transmission de la fibre.

5.2 Conversion de fréquence dans des EC-PCFs

5.2.1 Introduction

La fibre nommée EC-PCF 1 a servi de base à la première génération d'ordre Stokes dans le cœur d'une fibre optique microstructurée rempli d'éthanol. Toutes les manipulations décrites dans cette partie ont été réalisées par Sylvie LEBRUN et Philippe DELAYE du groupe MANOLIA à l'Institut d'Optique (L.C.F.I.O.) à Orsay. Pour l'éthanol, le décalage Raman σ_s et le gain Raman g_s sont estimés respectivement à 2928 cm^{-1} et 5 cm.GW^{-1} [LEWIS 81 – COLL. 72]. D'après l'équation (13) relative à la détermination de la longueur d'onde des ordres Stokes, on peut déterminer les longueurs d'onde des ordres Stokes dans l'éthanol pour un pompage à 532 nm. Les résultats sont regroupés dans le tableau 12 et comparés à ceux obtenus pour la silice ($\sigma_s = 440 \text{ cm}^{-1}$).

Tableau 13 : Longueurs d'onde des ordres Stokes de l'éthanol pour un pompage à 532 nm

	Ethanol	Silice
Pompe	532,0 μm	532,0 μm
1 ^{er} Stokes	630,2 μm	544,8 μm
2 nd Stokes	772,7 μm	558,1 μm
3 ^{ème} Stokes	998,7 μm	572,2 μm

Le premier ordre Stokes sera généré à la longueur d'onde de 630,2 nm (dans le rouge). Les ordres suivants seront dans l'infrarouge. Le troisième ordre Stokes est en limite de la bande de transmission de l'éthanol. Le rendement de conversion sera alors très faible sur cet ordre Stokes. Le décalage Raman est plus important avec l'éthanol qu'avec la silice.

5.2.2 Premières expérimentations sur la conversion de fréquence par SRS dans une EC-PCF

Le montage présenté sur la figure 108 est celui utilisé pour imager, à l'aide d'un réseau de diffraction, les raies spectrales en sortie de la EC-PCF 1. En plaçant un analyseur de spectre optique en sortie on peut également mesurer l'intensité des raies Stokes générées.

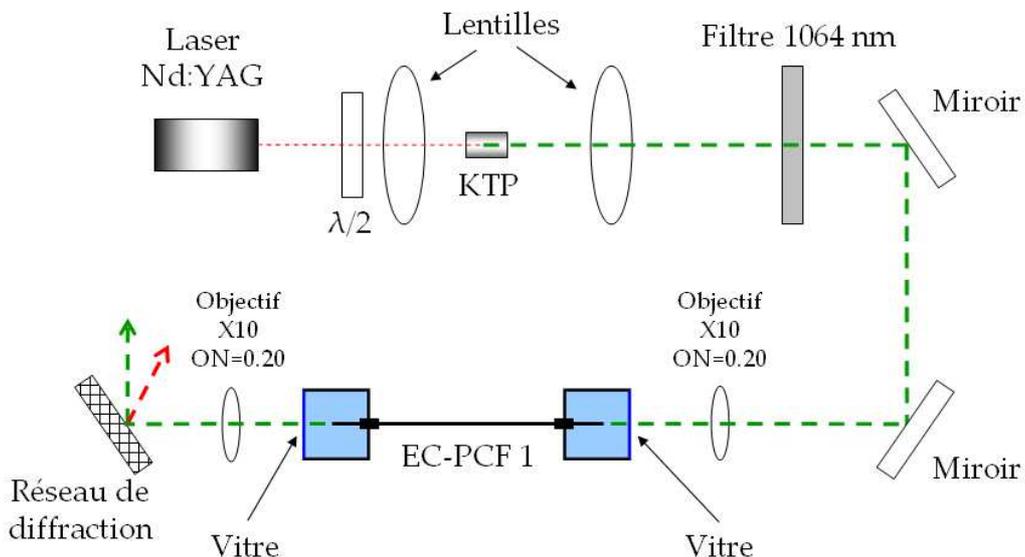


Figure 108 : Montage permettant la mesure des ordres Stokes générés dans une EC-PCF

La source est un laser Nd:YAG délivrant des impulsions de durée 560 ns et d'énergie moyenne 7,8 μJ à 1064 nm avec un taux de répétition de 6 kHz. La fréquence est ensuite

doublée par un cristal de KTP avec une efficacité variant de 20 à 40 %. Un filtre infrarouge est placé sur le chemin optique pour ne conserver que la longueur d'onde de 532 nm. Deux cuves vitrées sont utilisées pour permettre le remplissage et le maintien en pression de l'éthanol dans la EC-PCF 1. En sortie de la deuxième cuve, on place soit un réseau de diffraction (pour imager les raies spectrales créées) soit un analyseur de spectre pour mesurer la puissance du signal en sortie de la EC-PCF 1.

La première observation de génération d'ordres Stokes a été obtenue à l'aide de ce montage, comme le montre la figure 109.

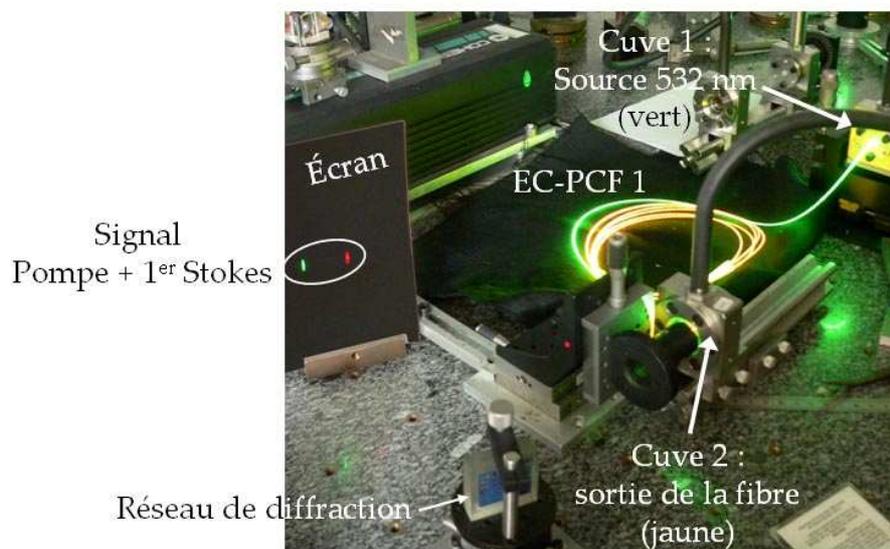


Figure 109 : Observation de la génération du premier ordre Stokes dans une EC-PCF et photographie du montage utilisé

Un signal de longueur d'onde 532 nm (vert) est injecté dans la EC-PCF 1 (cuve 1 de la figure 109). Une coloration jaune apparaît au cours de la propagation dans la fibre. Elle est caractéristique de la génération d'effets non linéaires. En sortie de fibre, en plaçant un réseau de diffraction, on peut imager les différentes raies spectrales créées. Elles sont représentées sur les figures 109 et 110a. On observe la raie correspondant à la pompe (532 nm vert) et la raie du premier ordre Stokes (rouge ~ 630 nm) (figure 110a).

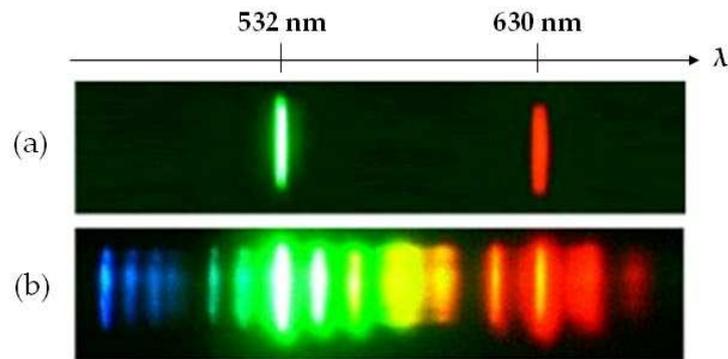


Figure 110 : Spectre en sortie de la EC-PCF 1 en pompage à 532 nm.

(a) Raies pompe et 1^{er} ordre Stokes (le 2^{ème} ordre Stokes, dans l'infrarouge, n'apparaît pas sur cette photo).

(b) Raies Stokes et anti-Stokes multiples de la silice et de l'éthanol.

La raie caractérisant la pompe est repérée par sa couleur verte (532 nm), et celle du premier ordre Stokes par le rouge (630 nm). Le second ordre Stokes n'est pas visible sur l'écran car il est dans l'IR (772 nm). Le spectre obtenu en excitant simultanément la silice et l'éthanol est représenté sur la figure 110b. On observe la génération d'ordre Stokes et anti-Stokes générés dans la silice et l'éthanol. On a alors mis en évidence (figure 110a) la conversion de fréquence réalisée avec une EC-PCF.

En plaçant un analyseur en lieu et place du réseau de diffraction, on relève le spectre correspondant au premier ordre Stokes (figure 111a). Les mesures sont approximées par une lorentzienne. La finesse de cette raie (largeur à mi-hauteur) vaut 0,237 nm. Une mesure de l'évolution de la puissance transmise sur chaque raie a également été effectuée. Elle est représentée sur la figure 111b.

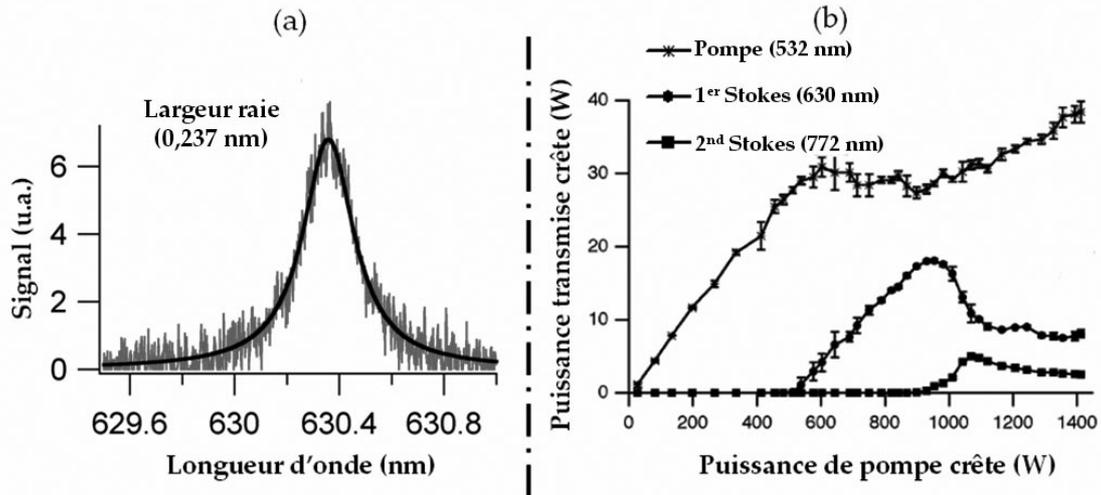


Figure 111 : (a) Spectre de la raie du premier ordre Stokes de l'éthanol.

(b) Evolution de l'intensité de la pompe et des deux premiers ordres Stokes en fonction de la puissance délivrée.

L'intensité de la pompe en sortie augmente linéairement en fonction de l'augmentation de la puissance de pompe en entrée P_{EC} (figure 111b). La transmission entre la puissance crête en entrée et en sortie T_{tot} est évaluée à 8,3 %. À l'apparition du premier ordre Stokes ($P_{EC} = 500$ W), l'intensité de la pompe en sortie de fibre sature (pour 500 W $< P_{EC} < 900$ W), contrairement à celle du signal du 1^{er} ordre Stokes qui augmente linéairement. Le taux de conversion est maximum pour $P_{EC} = 900$ W. La puissance crête est de 27 W pour la pompe et de 18 W pour le premier ordre Stokes. La puissance du 1^{er} ordre Stokes représente alors seulement 40 % de la puissance en sortie de fibre. À l'apparition du 2nd ordre Stokes ($P_{EC} = 900$ W), l'intensité du signal de pompe ré-augmente linéairement ($T = 3,2$ %). L'intensité du premier ordre Stokes chute rapidement et est inversement proportionnelle à celle du second ordre Stokes. À partir de $P_{EC} = 1100$ W, les intensités des signaux des deux ordres Stokes diminuent. La taille importante du cœur ($R_c = 5,6$ μ m) ne permet pas d'exacerber suffisamment l'effet Raman pour obtenir une forte conversion en longueur d'onde. Dans notre cas, l'intensité de la pompe est toujours supérieure à celle du 1^{er} ordre Stokes. Dans le cas idéal, la pompe doit être fortement atténuée à l'apparition du premier ordre Stokes. L'augmentation de la puissance de pompe après l'apparition du second ordre Stokes peut s'expliquer par la conservation d'un mode de pompe linéaire de 3,2 % de transmission.

Chapitre 4

Le profil d'indice idéal de la EC-PCF 1 a été modélisé à l'aide de COMSOL MULTIPHYSICS. La fibre semble supporter deux modes à 532 nm. Le mode LP₀₁ exhibe des pertes de 0,8 dB.m⁻¹ ($A_{\text{eff}} = 57,6 \mu\text{m}^2$) alors que le mode LP₁₁ a une atténuation linéique de 3,4 dB.m⁻¹ ($A_{\text{eff}} = 90 \mu\text{m}^2$). On obtient donc à 532 nm une possible propagation bi-modale. Le faisceau émis par le laser est gaussien. Le couplage est alors privilégié avec le mode fondamental. Il est alors possible que l'énergie supportée par le mode LP₁₁ (d'aire effective supérieure à celle du mode fondamental) soit sous le seuil Raman, et ainsi ne contribue pas à la génération Raman dans la EC-PCF 1. Seule l'énergie du mode fondamental contribuera à la génération Raman.

A 630 nm comme à 770 nm seul le mode LP₀₁ est propagé dans la EC-PCF 1. L'atténuation linéique et l'aire effective sont respectivement 4,3 dB.m⁻¹ et $A_{\text{eff}} = 49,8 \mu\text{m}^2$ à 630 nm et 15,2 dB.m⁻¹ et $A_{\text{eff}} = 31,8 \mu\text{m}^2$ à 770 nm pour le mode fondamental.

5.2.3 Conclusion

Nous avons, pour la première fois à notre connaissance, réalisé un dispositif fibré permettant la conversion de fréquence optique dans un liquide bas indice sur des longueurs métriques. Ce dispositif est basé sur une HC-PCF dont le cœur est rempli d'un matériau liquide non linéaire d'indice de réfraction inférieur à celui de la silice. Pour notre première étude, nous avons utilisé de l'éthanol. Ce matériau est non linéaire et sa bande de transparence couvre les longueurs d'onde étudiées (532 nm à 770 nm). Toutefois, le gain Raman de ce matériau étant faible et la fibre exhibant une large aire modale, la puissance en sortie sur le premier ordre Stokes représente seulement 40 % de la puissance émise en sortie de fibre. Cette première réalisation montre toutefois le fort potentiel des dispositifs fibrés utilisant des liquides fortement non linéaires pour la conversion de fréquence optique.

Il est alors possible d'optimiser physiquement notre dispositif en optimisant la fibre ($T = 8,3 \% \rightarrow T \sim 100 \%$) ou en utilisant des liquides fortement non linéaires à fort gain Raman. Quel que soit l'indice de réfraction du liquide, il est possible de trouver une géométrie de LC-PCF pour un guidage RTI monomode. On peut donc rapidement imaginer concevoir un dispositif fibré permettant une conversion de fréquence avec un rendement de conversion nettement plus important.

6 Conclusion

De nouveaux matériaux, fortement non linéaires, doivent être employés dans le domaine de l'optique pour concevoir de nouvelles sources optiques. Nous avons développé une fibre optique permettant de guider la lumière dans un cœur liquide. Une étape préalable de chauffage des deux extrémités de la fibre est nécessaire pour ne remplir que le cœur.

Nous avons appliqué les définitions établies pour les PCFs à nos fibres à cœur liquide (LC-PCF). Nous avons développé des abaques permettant de définir le principe de guidage en fonction de la géométrie de la fibre et de l'indice de réfraction du cœur. On a ainsi mis en évidence numériquement, qu'il est possible dans une LC-PCF d'obtenir les deux principes de guidage dans les fibres optiques : réflexion totale interne et guidage par bande interdite photonique.

Nous avons aussi développé des bancs de caractérisation adaptés à l'étude de ces fibres. Des cuves ont été spécialement élaborées pour le remplissage et le maintien en pression du liquide dans la fibre. La technique de chauffage utilisée (avec une soudeuse sans caméra) est empirique. Les premières expériences ont permis de confirmer le remplissage de la fibre sous certaines conditions de chauffage. Une soudeuse plus perfectionnée sera dorénavant utilisée pour optimiser la fabrication des extrémités de la fibre.

Nous avons utilisé trois HC-PCFs, préalablement réalisées au laboratoire, pour identifier le guidage dans des LC-PCFs. L'éthanol, matériau non linéaire d'indice de réfraction inférieur à celui de la silice, est utilisé comme liquide remplissant le cœur de la fibre. Nous avons utilisé trois fibres géométriquement différentes pour mettre en évidence trois guidages différents dans des EC-PCFs. Pour la première fibre EC-PCF 1, le guidage dans la fibre est possible grâce au principe de bande interdite photonique à 830 nm. Ce guidage a été également obtenu expérimentalement. Le guidage dans la seconde fibre EC-PCF 2 est obtenu par RTI à 830 nm. Le guidage est toutefois multimode. Ce comportement a été vérifié expérimentalement et numériquement. Un guidage RTI monomode a finalement été obtenu dans la troisième fibre EC-PCF 3 à 830 nm.

Chapitre 4

Un guidage RTI est possible dans une LC-PCF dont la fraction d'air dans la gaine est inférieure à 90 %. Le nombre de couches nécessaire pour obtenir un guidage efficace est également inférieur dans le cas du guidage par RTI.

Après avoir convenablement identifié le guidage dans nos EC-PCFs, la première fibre a été utilisée pour réaliser une conversion de fréquence par effet Raman. Le gain Raman de l'éthanol n'étant pas important et la fibre pas optimisée, nous avons obtenu une faible conversion de 532 nm à 630 nm. Toutefois, nous avons pour la première fois mis en évidence la conversion de fréquence de type Raman dans une fibre optique à cœur liquide.

Nous devons dans le futur optimiser les fibres et/ou utiliser des liquides fortement non linéaires à fort gain Raman, pour réaliser un dispositif efficace de conversion Raman. On pourrait ainsi imaginer des sources adaptables en fréquence suivant le liquide constituant le cœur de la fibre ou des sources multi-longueurs d'onde à l'aide de mélanges de liquides. Des études sont actuellement en cours pour optimiser le guidage dans les LC-PCFs avec un liquide d'indice de réfraction adapté.

La EC-PCF 1 a également été employée comme élément central d'un auto-corrélateur d'ordre deux fonctionnant par absorption à deux photons [LELEK 06]. Le cœur de la fibre est rempli d'éthanol contenant un colorant laser visible (Coumarine 515).

Conclusion générale & Perspectives

Conclusion générale & Perspectives

La silice étant un milieu non linéaire, la propagation dans des fibres optiques à cœur de silice engendre des effets non linéaires perturbant le spectre du signal émis. En augmentant davantage la puissance en entrée de la fibre optique, les effets non linéaires sont exacerbés. Ce phénomène est très néfaste dans des applications nécessitant un transport de fortes puissances optiques. Toutefois, les effets non linéaires dus à la génération Raman d'ordre Stokes permettent la création de nouvelles sources optiques.

Le but de mes recherches était de proposer des solutions pour contrôler ces effets non linéaires dans les fibres optiques. L'introduction d'un nouveau matériau, le cristal photonique, comme gaine optique offre des propriétés de guidage inaccessibles avec les fibres optiques à guidage par RTI. La modularité du réseau permet un contrôle accru des effets non linéaires.

Pour réduire l'influence des effets non linéaires sur le spectre transmis à travers une fibre optique, il existe deux solutions. La première consiste à réduire la densité surfacique de puissance. C'est par cette première hypothèse qu'ont débuté mes investigations. La réduction de la densité surfacique de puissance impose l'augmentation drastique de la surface modale de la fibre optique. Nous avons focalisé notre étude sur les SBFs (Silica Bandgap Fibres). Ces fibres sont constituées d'un cœur de silice entouré par un réseau unidimensionnel composé alternativement de couches d'indice de réfraction haut (silice dopée au germanium) et de couches d'indice bas (silice pure). Nous avons pour la première fois à notre connaissance obtenu un guidage LP₀₁ à très grande aire effective dans une SBF constituée uniquement de trois couches d'indice haut faiblement dopées ($\Delta n = 7.10^{-3}$). La surface modale est proche de 520 μm^2 à 1550 nm [FEVR.03]. Ce fut en 2003 la fibre en silice ayant la plus grande aire effective jamais atteinte en régime monomode. La propagation monomode a été vérifiée avec une grande longueur de fibre. Les différentes expérimentations menées sur la fibre ont montré que sur de courtes longueurs, la propagation dans la SBF est multimode. Les pertes de confinement des deux premiers modes ont été estimées numériquement à 0,19 dB.m⁻¹ et 0,66 dB.m⁻¹ respectivement pour les modes LP₀₁ et LP₁₁ à 1550 nm. Les pertes linéiques du mode fondamental LP₀₁ ont été mesurées sur un tronçon supérieur à 4 m. Elles sont de 0,4 dB.m⁻¹. Ces pertes linéiques restent cependant élevées. Pour réaliser des fibres à grandes aires modales, il est important de minimiser les

Conclusion générale & Perspectives

perles par courbures. Dans le cas des LMA SIFs comme pour les LMA PCFs, Q_{CRI} (rayon de courbure critique) est de l'ordre de 15 cm. Dans le cas de notre SBF, ce rayon critique est réduit à 4 cm. On a alors drastiquement réduit l'influence de la courbure sur la propagation dans notre LMA SBF. L'introduction dans le profil d'indice d'une dépression en sortie de réseau joue un rôle important dans la limitation des pertes par courbure. Une mesure de la dispersion chromatique a également été effectuée à l'aide d'un nouveau montage O.L.C.R. Elle est estimée à + 23,7 ps/(nm.km).

Pour estimer le potentiel de la SBF pour une application au transport de puissance optique, nous avons utilisé une nouvelle SBF, basée sur le profil d'indice de la première, mais permettant un guidage efficace à 1064 nm. Cette étude a mis en évidence le fort potentiel des SBFs pour l'application visée. Des puissances crêtes de 10 kW avec un taux de répétition de 10 kHz ont ainsi été transmises dans cette SBF. Une SBF d'aire effective supérieure permettrait d'augmenter davantage les puissances crêtes transmises. Des travaux ont actuellement débuté au laboratoire sur la réalisation d'une SBF dont le cœur est dopée aux terres rares pour réaliser un laser de très fortes puissances.

Pour réduire les effets non linéaires dans les fibres optiques, l'autre solution consiste à guider dans un matériau faiblement non linéaire. C'est pour cela que les fibres optiques à cœur creux ont été développées. Cependant, c'est uniquement en utilisant les propriétés de transmission du cristal photonique qu'il est possible de guider la lumière dans le cœur creux. Mon étude s'est essentiellement centrée sur les fibres creuses à réseau bidimensionnel (HC-PCFs). Un logiciel d'analyse vectorielle basée sur la méthode des éléments finis (COMSOL MULTIPHYSICS [COMS. 01] m'a permis de définir le comportement modal de ces fibres (répartition transverse du champ électrique, pertes de confinement...). Différents profils d'indice ont été développés de par le monde depuis 2001. En se basant sur un modèle de 7-cell HC-PCF et en effectuant une analogie avec les SBFs, j'ai défini une fibre permettant de propager à faibles pertes de très fortes impulsions lumineuses pour un rayon de cœur large. Le profil d'indice de la fibre est décrit par :

$$R = 14 \mu\text{m} \quad , \quad \Lambda = 9,9 \mu\text{m} \quad , \quad N = 5 \quad , \quad f = 0,912$$

Conclusion générale & Perspectives

Les pertes de confinement à 1550 nm sont estimées à 10^{-3} dB.km⁻¹, soit deux ordres de grandeur inférieures aux meilleures prévisions numériques. La proportion d'énergie à l'interface cœur/gaine est réduite. Le coefficient de non linéarité d'ordre 3 est estimé à seulement

8.5×10^{-7} W⁻¹.m⁻¹, soit un ordre de grandeur inférieur à celui de la antiresonant 19-cell HC-PCF. Pour valider son fort potentiel, déterminé numériquement, il est donc nécessaire dorénavant de fabriquer cette fibre.

Dans la dernière partie de mon rapport, j'ai reporté les travaux que j'ai effectués et ceux auxquels j'ai participé concernant les fibres optiques à cœur liquide. La thématique de ces recherches est la création de nouvelles sources optiques émettant à des longueurs d'onde non conventionnelles. L'exacerbation des effets non linéaires et principalement de l'effet Raman est nécessaire. De nombreux liquides fortement non linéaires ont des indices de réfraction inférieurs à celui de la silice. C'est pour cela que nous utilisons des fibres à cristal photonique. En effet, ces fibres optiques permettent d'utiliser la différence d'indice cœur/gaine pour obtenir une propagation RTI. La première partie de mon étude a consisté à déterminer un processus de fabrication de ces LC-PCFs à cœur liquide à partir de HC-PCFs. L'utilisation d'une soudeuse conventionnelle a alors été retenue. L'arc électrique généré par la soudeuse permet de collapser les trous périphériques de la gaine microstructurée aux extrémités de la fibre. Ainsi, en plongeant la LC-PCF dans un liquide, celui-ci remontera uniquement dans le cœur par capillarité.

Une fois ce processus clairement défini, la deuxième étape de mon travail a consisté à déterminer numériquement le guidage dans ce type de fibre. Les calculs que j'ai effectués sont basés sur ceux définis pour les PCFs. Une particularité de ces fibres est qu'il est possible de guider la lumière dans le cœur liquide soit par RTI, soit par BIP si l'indice de réfraction du liquide est compris entre celui de l'air et celui de la silice. J'ai défini des abaques permettant de déterminer les plages de fraction d'air permettant d'assurer un guidage par RTI.

J'ai utilisé l'éthanol, matériau liquide courant plus non linéaire que la silice et d'indice de réfraction inférieur à celui de la silice, pour composer le cœur des fibres liquides. La longueur d'onde d'étude pour mes travaux est de 830 nm, longueur d'onde pour laquelle l'absorption de l'éthanol vaut 0,03 dB.cm⁻¹. Trois HC-PCFs de géométrie différente ont été

Conclusion générale & Perspectives

conçues pour mettre en évidence trois principes de guidages différents. La première fibre appelée EC-PCF 1 permet le guidage par BIP du mode LP₁₁. Ce guidage particulier a été vérifié expérimentalement et numériquement. La seconde fibre EC-PCF 2 a permis de mettre en évidence un guidage RTI multimode à 830 nm, également validé numériquement et expérimentalement. La troisième fibre EC-PCF 3 permet quant à elle d'assurer un guidage monomode LP₀₁ par RTI.

Cette nouvelle architecture de fibre a ouvert une nouvelle voie dans l'étude des processus non linéaires pour des matériaux d'indice faible. Le potentiel de ces fibres pour l'optique non linéaire a été démontré en générant de la diffusion Raman stimulée dans la EC-PCF 1. Le premier ordre (630 nm) et le second ordre Stokes (770 nm) de l'éthanol ont été générés en utilisant une pompe à 532 nm. Ces résultats sont cependant limités par le faible taux de transmission dans la fibre de 8,3 %, dû à l'absorption de l'éthanol aux longueurs d'onde considérées et aux pertes de propagation. La fibre utilisée n'avait donc pas le profil d'indice optimal pour cette application. De plus, le gain Raman de l'éthanol n'est pas très élevé. Cette expérience nous permet cependant de valider le procédé de génération Raman dans les fibres à cœur liquide. Il nous reste par la suite à définir un profil d'indice optimal pour obtenir un taux de transmission proche de 100 % et ainsi convertir davantage de puissance de pompe sur les ordres Stokes générés. L'utilisation de matériaux fortement non linéaires (CCl₄ par exemple : $n = 1,444$) va également permettre d'augmenter les capacités du dispositif créé.

Chronologie

Chronologie

Différents évènements directement liés à mes travaux et thèmes de recherche ont eu lieu durant les 45 derniers mois (DEA et thèse regroupés). Je les ai synthétisés dans cette section par ordre chronologique.

Février 2003

- Début de mon **stage de DEA** au sein de l'équipe *Optique Guidée et Intégrée* de l'Institut de Recherche en Communications Optiques et Microondes (IRCOM) à Limoges sous la direction de Sébastien FEVRIER et Philippe LEPROUX. Le stage de DEA était intitulé « Conception d'une fibre creuse à bande interdite photonique ».

Avril 2003

- Essai d'un **nouveau logiciel** de modélisation basé sur la méthode des éléments finis **FEMLAB** (devenu par la suite COMSOL MULTIPHYSICS) auquel je contribue activement.
- Premier résultat probant concernant la **propagation monomode** à très grande aire modale dans le cœur d'une fibre à bande interdite photonique.

Juillet 2003

- **Soutenance de DEA et Obtention du DEA.**

Août 2003

- **Publication** dans *Electronics Letters* des travaux sur le guidage monomode dans la SBF à très grande aire effective ($517 \mu\text{m}^2$) [FEVR.03]. Elle est la fibre exhibant la **plus grande aire modale** en régime monomode jamais réalisée jusque là.

Septembre 2003

- Début de ma **thèse** sous la direction de Sébastien FEVRIER et Jean-Marc BLONDY au sein de l'équipe *Optique Guidée et Intégrée* de l'IRCOM.

Octobre 2003

- La **nouvelle tour de fibrage** (fabrication des cannes microstructurées) est opérationnelle. Nous allons pouvoir concevoir des cannes microstructurées de HC-PCFs pour réaliser une étape supplémentaire de réduction.

- Début de la **collaboration avec l'ENST Paris** concernant la mesure de dispersion chromatique de la SBF, et **l'ENST de Bretagne** concernant la réduction des pertes de raccordements entre la SBF et une SMF.

- Début de la **collaboration avec le FORC à Moscou** pour réaliser des SBFs à très grande aire effective et à très faibles pertes linéiques.

Chronologie

Janvier 2004

- Arrivée en stage de DEA, puis en thèse, de Raphaël JAMIER, sous la direction de Sébastien FEVRIER, en ayant comme sujet la conception, la fabrication et la caractérisation de SBFs à très grande aire effective en collaboration avec le FORC à Moscou.

- Développement d'une nouvelle géométrie de fibres creuses basée sur l'analogie avec les SBFs. J'ai dénommé ses fibres : ASAF. Une première réalisation a mis en évidence la difficulté de fabrication d'une telle fibre (voir Annexe). Cette étude est depuis restée en stand-by.

Février 2004

- Stage d'une semaine au Laboratoire de Physique et de la Matière condensée à Nice pour une initiation au procédé de fabrication MCVD. J'ai réalisée lors de ce stage la **première préforme de SBF à cœur d'air** réalisée par MCVD.

- Développement d'un modèle numérique de 7-HC-PCFs [MORT. 04].

- Publication des premières expériences concernant le transport de puissances dans les HC-PCFs [SHEP. 04].

- Début de la **fabrication des HC-PCFs** au sein de l'IRCOM.

Mars 2004

- Publication à OFC'04 d'un guidage très faible pertes ($1,7 \text{ dB.km}^{-1}$) dans une 19-cell HC-PCF [MANG. 04].

Juillet 2004

- Utilisation d'une **soudeuse commerciale ERICSSON FSU 975** pour réaliser les premières fibres à cœur liquide.

Septembre 2004

- Début de la **collaboration avec le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique** à Orsay sur l'exacerbation des effets non linéaires dans les fibres à cœur liquide.

- Publication de travaux concernant la conversion Raman dans des HC-PCFs dont les inclusions sont entièrement remplies d'hydrogène [BENA. 04b].

Janvier 2005

- Réalisation d'une 7-cell HC-PCF dont la fraction d'air vaut 84 %. Aucun guidage n'est observé à $1,55 \mu\text{m}$. Une rapide étude numérique démontre

Chronologie

un possible guidage à $3\ \mu\text{m}$, longueur d'onde à laquelle nous ne possédons pas le matériel nécessaire pour caractériser la propagation.

○ Publication de la réalisation de la fibre creuse exhibant les pertes de propagation les plus faibles ($1,2\ \text{dB.km}^{-1}$) [ROBE. 05a].

• *Arrivée en stage de DEA, puis en thèse, de Benoît BEAUDOU, sous la direction de Sébastien FEVRIER et Christine RESTOIN, en ayant comme sujet l'étude comparative des fibres creuses pour le transport de fortes puissances. Le sujet de la thèse qui découle de ce DEA est la conception et la réalisation de fibres creuses optimisées pour l'émission par diffusion Raman stimulée dans le méthane en collaboration avec l'Institut de Recherches Franco-allemand de Saint Louis.*

• Je débute le développement de **la PML sous COMSOL MULTIPHYSICS** pour déterminer numériquement les pertes de confinement dans les fibres optiques.

Février 2005

• **Première observation du guidage dans une EC-PCF** menée au sein du laboratoire en collaboration avec Mickaël LELEK.

• J'effectue les premiers calculs concernant la conception d'une 7-cell HC-PCF ultra faibles pertes.

Mai 2005

• **Présentation** par l'équipe du L.C.F.I.O. en **PostDeadline à CLEO Europe (Munich)** de la génération d'effet Raman dans notre EC-PCF.

Juin 2005

• **Réalisation d'une canne millistrukturée de 7-cell HCPCF de géométrie très régulière** sur 3 couronnes de trous avec une fraction d'air proche de 82 %.

Juillet 2005

• J'ai obtenu, avec l'aide de nouvelles fibres, de nouvelles observations de modes en sortie de EC-PCFs.

Janvier 2006

• *Le laboratoire I.R.C.O.M. devient Xlim. Il est dirigé par P.Y. GUILLON. L'équipe OGI intègre le département Photonique. Je suis élu au conseil de laboratoire comme représentant des doctorants de Xlim.*

Février 2006

• Je débute **l'analyse numérique du guidage dans les EC-PCFs.**

Chronologie

Mars 2006

- Début de la **collaboration avec Min YAN** du Network Technology Research Centre de Singapour sur la cartographie des bandes interdites dans les EC-PCFs.
- **Premières réalisations d'extrémités de LC-PCFs** à l'aide de la soudeuse VYTRAN. Le processus de formation des extrémités de la LC-PCF est alors clairement identifié.
- Début de la rédaction du manuscrit de thèse.
- **Premières mesures de transport de puissances** réalisées à l'ISL par Delphine GRUPPI sur des SBFs et des HC-PCFs.

Mai 2006

- Je débute une **collaboration ponctuelle avec Jonathan HU** du Photonics Group de l'université du Maryland à Baltimore sur le calcul des pertes de confinement dans les fibres optiques sous COMSOL MULTIPHYSICS.

Juillet 2006

- *CDD de 8 mois au titre d'ingénieur de Valorisation du CNRS pour réaliser et commercialiser des sources supercontinuum en liaison directe avec la société en création LEUKOS dirigée par Guillaume HUSS.*

7 Septembre 2006

- *Soutenance de thèse*

Au cours de mes recherches, j'ai été amené à réaliser l'assemblage de cannes primaires de fibres microstructurées. J'ai ainsi contribué aux premières fabrications de fibres creuses en France. Plus de 60 fibrages (cannes et fibres) ont été nécessaires à mon étude. Les diverses réalisations de fibres optiques creuses auxquelles j'ai participées sont détaillées en Annexe.

Liste d'acronymes

Liste d'acronymes

<u>BF</u> :	Bandgap Fibre (Chapitre 3 : 3.4.2.)
<u>BIP</u> :	Bande Interdite Photonique (Introduction)
<u>BPM</u> :	Beam Propagated Method (Chapitre 1 : 5.4.3.)
<u>DCF</u> :	Dispersion Compensating Fibre (Introduction)
<u>EC-PCF</u> :	Ethanol-Core Photonic Crystal Fibre (Chapitre 4 : 3.3.1.)
<u>FSM</u> :	Fondamental Space filling Mode (Chapitre 1 : 5.3.)
<u>HC-BF</u> :	Hollow-Core Bandgap Fibre (Chapitre 3 : 3.4.1.)
<u>HC-PCF</u> :	Hollow-Core Photonic Crystal Fibre (Chapitre 3 : 1.)
<u>LC-PCF</u> :	Liquid-Core Photonic Crystal Fibre (Chapitre 4 : 1.)
<u>LIDT</u> :	Laser Induced Damage Threshold (Chapitre 1 : 4.2.2.)
<u>LMA</u> :	Large-Mode Area (Introduction)
<u>LP</u> :	Linearly Polarized (Chapitre 2 : 2.2.1.)
<u>LPCF</u> :	Liquid Photonic Crystal Fibre (Chapitre 4 : 2.1.)
<u>MCVD</u> :	Modified Chemical Vapor Deposition (Introduction)
<u>MEB</u> :	Microscope Electronique à Balayage (Chapitre 1 : 5.4.2.)
<u>MEQ</u> :	Minimum Element Quality (Chapitre 3: 3.3.2.7.)
<u>MES</u> :	Maximum Element Size (Chapitre 3: 3.3.2.7.)
<u>MMF</u> :	MultiMode Fibre (Chapitre 2 : 4.7.2.)
<u>OGF</u> :	OmniGuide Fibre (Chapitre 3 : 2.1.)
<u>ON</u> :	Ouverture Numérique (Chapitre 1 : 4.2.1.)
<u>PCF</u> :	Photonic Crystal Fibre (Introduction)

Liste d'acronymes

PML : Perfectly Matched Layer (Chapitre 3 : 3.3.2.1.)

RTI : Réflexion Totale Interne (Introduction)

SBF : Silica Bandgap Fibre (Chapitre 2 : 2.1.)

SIF : Step Index Fibre (Introduction)

SMF : SingleMode Fibre (Introduction)

SPM : Self-Phase Modulation (Chapitre 1 : 3.1.)

SRS : Stimulated Raman Scattering (Chapitre 1 : 3.2.)

Annexe : Fabrication de fibres optiques creuses

1 Introduction

Les diverses campagnes de fabrication de fibres creuses au sein de Xlim (ou IRCOM) peuvent se dissocier en trois parties. La première et la principale regroupent la fabrication de 7-cell HC-PCFs. La seconde concerne la fabrication de 19-cell HC-PCFs et la troisième la fabrication de fibres optiques plus exotiques, que nous avons développées.

2 Fabrication de 7-cell HC-PCFs

2.1 Chronologie de la fabrication

La mise en service d'une seconde tour de fibrage nous a permis de réaliser des cannes millistruées à partir des préformes primaires (diamètre extérieur de 30 mm). La fabrication de la préforme primaire nécessite l'assemblage de capillaires creux de diamètre externe 1 à 2 mm. Cet assemblage impose la formation de trous interstitiels entre l'arrangement triangulaires des capillaires. Ces trous interstitiels sont éliminés lors du premier fibrage à l'aide d'une pompe à vide. Ce premier fibrage permet de réaliser une canne millistruée (diamètre extérieur proche de 2 mm dont les trous interstitiels sont obturés. Pour obtenir la fibre creuse microstructurée, un second fibrage est nécessaire pour réduire le diamètre externe de la canne à 125 μm . Dans les 7-cell HC-PCFs, le cœur est formé par un tube de diamètre équivalent à 3 diamètres de capillaires (remplaçant ainsi 7 capillaires).

2.2 Fabrication de la HC-PCF 1

La première fibre que nous avons réalisée est appelée HC-PCF 1. C'est la fibre que j'ai utilisée pour réaliser la première fibre optique à cœur liquide. La préforme primaire de la HC-PCF 1 (figure A.1a) est obtenue à partir d'un assemblage de capillaire de 1,8 mm de diamètre externe (d/Λ proche de 0,80). La gaine est constituée de 4 couronnes de trous. Le diamètre extérieur de la préforme vaut 30 mm. La canne millistruée obtenue après une premier fibrage est présentée sur la figure A.1b. Son diamètre extérieur vaut 2 mm et le rapport d/Λ est estimé à 0,80). La structure de la gaine reproduit efficacement l'assemblage

désiré. La canne est ensuite manchonnée dans un capillaire de diamètre interne proche de 2 mm. La préforme secondaire ainsi réalisée permet d'obtenir une fibre de 125 μm (figure A.1c) avec un rapport d/Λ de 0,84.

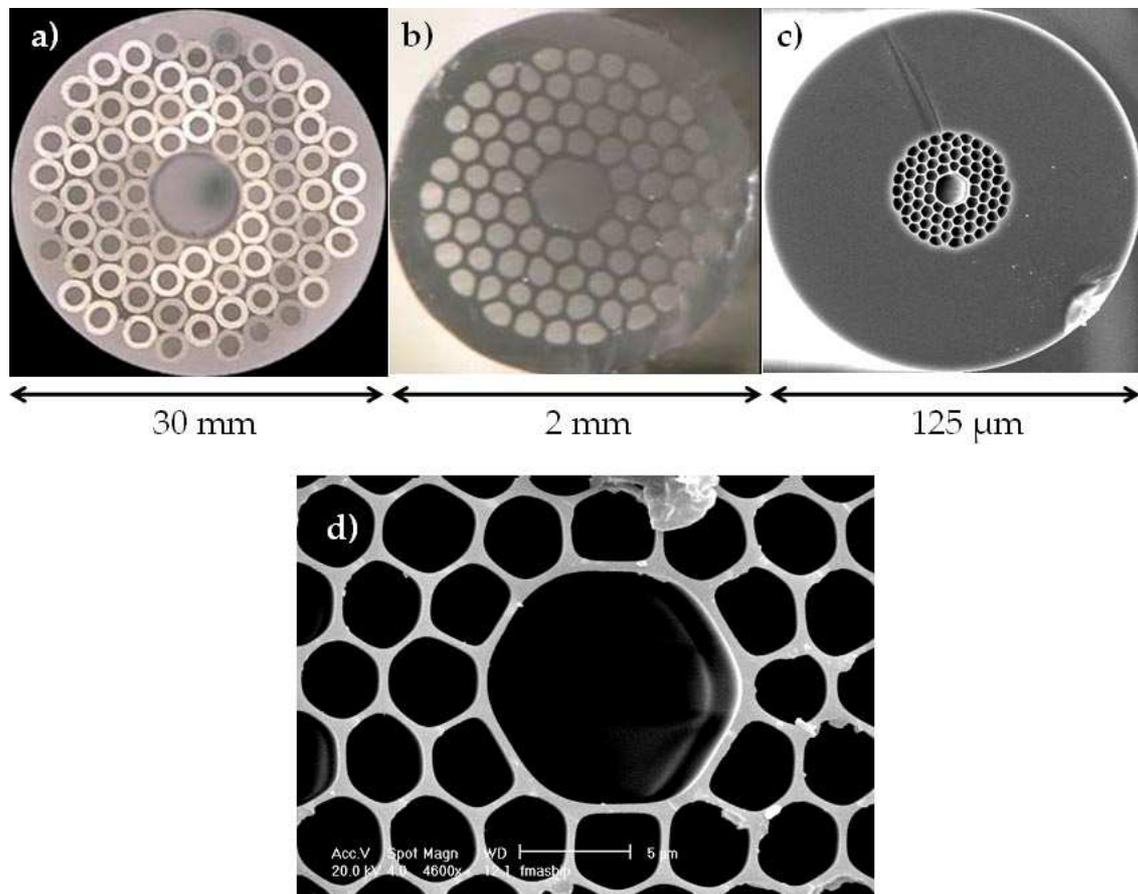


Figure A.1 : Photographies de la section transverse de la préforme primaire (a) et de la canne millistructurée (b), obtenue après un premier fibrage. (c) Photographies MEB de la section transverse de la fibre obtenue après un second fibrage et (d) zoom sur la microstructure réalisée.

La figure A.1d représente la section transverse de la fibre grossie à l'aide de l'imagerie MEB. Le blanc représente la silice et le noir l'air. La fraction d'air dans cette fibre est de 68 % et le pitch est de 4 μm . Bien que le positionnement et la présence des trous soit vérifiés dans la fibre, le diamètre et la forme des trous diffèrent fortement. Associer à une fraction d'air faible, aucun guidage ne peut être obtenu dans l'air avec cette fibre.

En utilisant la même préforme secondaire que celle présentée sur la figure A.1b, nous avons obtenue d'autres profils d'indice de HC-PCFs. La différence de profils s'explique par la variation de la température et de la vitesse de fibrage lors du second fibrage. En augmentant la température du four, on peut accroître la fraction d'air. En augmentant la vitesse de

fibrage, on réduit le diamètre de la fibre. En modifiant donc ses paramètres, on a obtenu deux autres fibres qui m'ont également servi à réaliser des LC-PCFs (EC-PCF 2 et 3).

2.3 Fabrication de la HC-PCF 4

Cette première fabrication nous a permis de nous familiariser avec la fabrication des fibres creuses. Nous devons augmenter la fraction d'air et le nombre de couronnes de trous pour réaliser une fibre à fort guidage dans l'air. Pour cela, nous avons réalisé une préforme primaire (figure A.2a) exhibant 6 couronnes de trous et un rapport d/Λ de 0,90. Le second fibrage a été réalisé en fermant l'extrémité supérieure de la préforme secondaire. L'air présent dans les trous est alors comprimé par le chauffage intense. La pression exercée sur les parois des trous permet d'augmenter la taille du réseau cristallin et donc, pour une même proportion de silice, d'augmenter la fraction d'air.

La section transverse de la fibre obtenue est représentée sur la figure A.2b.

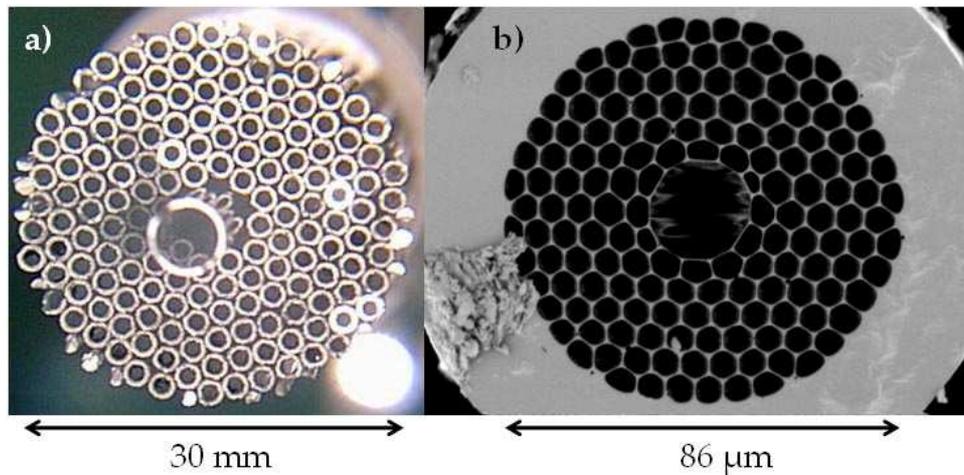


Figure A.2 : Photographies de la préforme primaire (a) et de la fibre obtenue (b)

La fraction d'air du réseau cristallin de la HC-PCF 4 vaut 0,865 (d/Λ proche de 0,93). Elle est plus importante que celle de la préforme primaire ($f = 0.80$ pour $d/\Lambda = 0.90$). Nous avons réussi à augmenter la fraction d'air de la préforme initiale. Cependant la technique employée n'est pas optimale si les trous de la canne millistructurée ne sont pas de dimensions identiques (hélas trop souvent le cas). La pression est alors différente dans certains trous. Certains auront tendance à se refermer (si le diamètre est plus faible que la moyenne) ou inversement à se dilater davantage. Dans les deux cas, l'homogénéité du réseau sera perturbée. Dans

notre cas, on constate que les demi-hexagones de la première couronne de trous sont disproportionnés par rapport au reste de la matrice.

2.4 Fabrication de la HC-PCF 6

Une nouvelle préforme a été réalisée avec des capillaires encore plus fins que précédemment ($d/\Lambda = 0.916$). La préforme secondaire obtenue est présentée sur la figure A.3a. Le rapport d/Λ dans cette préforme vaut 0,90. La régularité du réseau de la canne millistructurée est excellente sur les deux premières couronnes de trous.

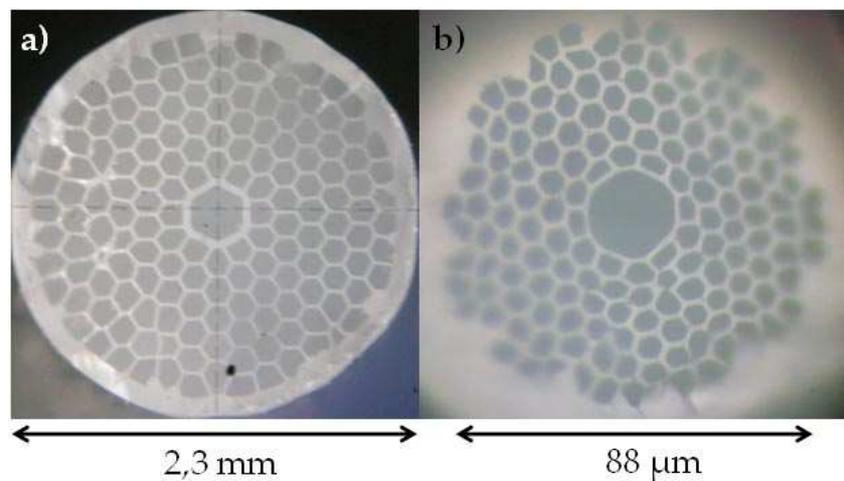


Figure A.3 : Photographies de la préforme secondaire (a) et de la fibre HC-PCF 6 (b)

Après une multitude de fibrage, nous avons obtenu comme résultat le plus probant, la fibre présentée sur la figure A.3b. La fraction d'air est proche de 80 % soit inférieure à celle de la préforme primaire. On constate également que le cœur est disproportionné par rapport au réseau dans la fibre par rapport à la canne millistructurée.

3 Fabrication d'une 19-cell HC-PCF

Dans le but de réaliser des fibres à très faibles pertes³, nous avons décidé de réaliser une 19-cell HC-PCFs. La préforme secondaire que nous avons conçue est présentée sur la figure A.4.

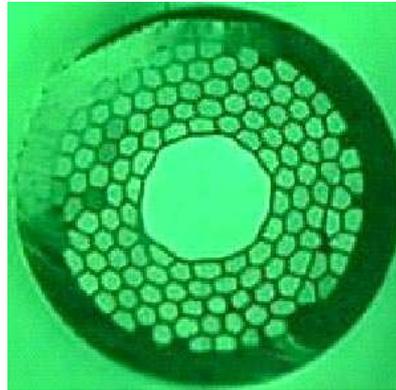


Figure A.4 : Photographie de la section transverse de la préforme secondaire d'une 19-cell HC-PCF

Le motif du trou hexagonal aux bords arrondis est quasi uniformément reproduit dans les premières couronnes de trous de la gaine. Cependant un trou de la première couronne s'est effondré, ce qui rompt la symétrie de la fibre. Aucun fibrage de cette préforme n'a permis de réaliser une fibre ayant un profil d'indice acceptable.

4 Nouveau modèle de fibre optique creuse

Il est possible numériquement d'utiliser la différence d'indice entre l'air et la silice pour réaliser une alternance forte dans le réseau microstructuré (Δn proche de 0,45 à 1550 nm par exemple). Je dénomme ces fibres : ASAF pour Air-Silica-Air Fibre. Le profil d'indice de cette fibre est présenté sur la figure A.5.

³ P.J. ROBERTS *et al*, « Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres », *Optics Express* **13**, pp 236-244 (2005)

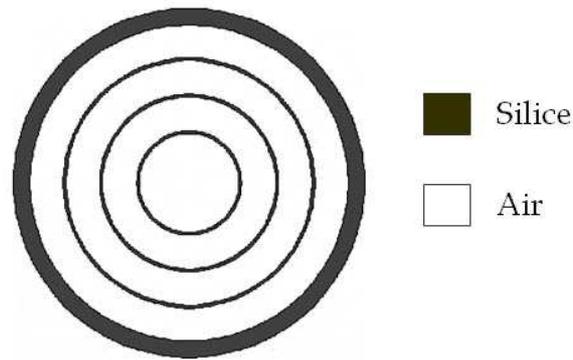


Figure A.5 : Profil d'indice du modèle d'une ASAF circulaire à trois couronnes de silice

Cependant, ce profil d'indice n'offre aucune possibilité de fabrication. Pour réaliser cette fibre, il est nécessaire d'introduire des maintiens entre les différentes couches du réseau. Dans un premier temps, nous avons utilisé trois maintiens pour soutenir le réseau. Ces maintiens sont réalisés en insérant entre chaque couronne des barreaux de silice pure dans la préforme primaire.

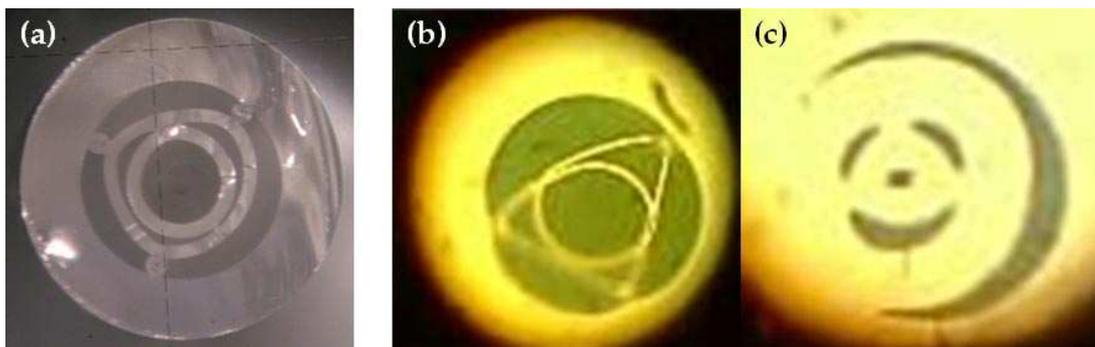


Figure A.6 : Photographies des sections transverses d'une canne microstructurée (a), d'une fibre réalisée par fibrage sous pression (b), et une fibre réalisée par fibrage sans pression (c).

Comme le montre la section transverse de la canne (figure A.6a) la géométrie circulaire du profil d'indice est rompue, et elle devient triangulaire. Cette géométrie s'amplifie si l'on fibre cette canne en fermant l'extrémité supérieure de la préforme avant le fibrage (figure A.6b). L'air ainsi comprimé augmente drastiquement la fraction d'air mais la géométrie triangulaire s'amplifie. En ne refermant pas l'extrémité supérieure lors du second fibrage, l'air de la canne s'échappe et la silice se referme sur elle-même.

Les HC-PCFs ont une géométrie hexagonale et compte tenu de la forme de la fibre précédente, nous avons eu l'idée de développer la HASAF (Hexagonal Air-Silica-Air Fibre). Pour cela, nous avons rajouté trois maintiens supplémentaires par couche. La forme

circulaire de la fibre (figure A.7a) devra donc tendre vers une géométrie hexagonale (figure A.7b) au fibrage.

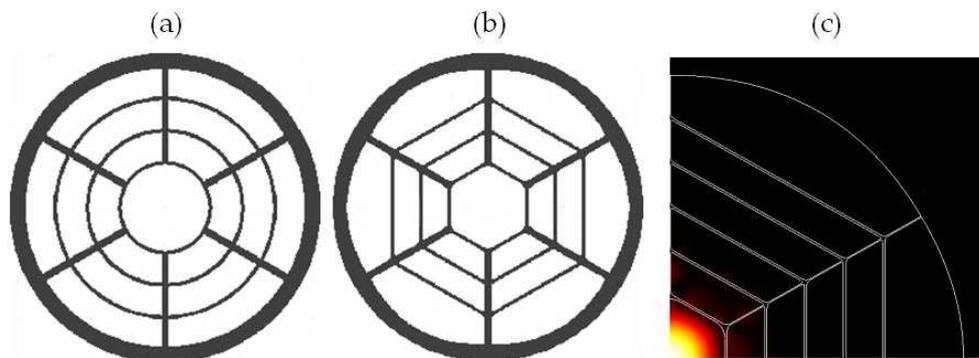


Figure A.7 : (a) Profil d'indice du modèle d'une ASAF circulaire avec 6 maintiens entre les couches et (b) modèle de la HASAF. (c) mode fondamental calculé dans une HASAF (épaisseur des maintiens $\sim 150 \mu\text{m}$ et les pertes de confinement sont estimées avec quelques dizaines de dB.km^{-1})

Une première modélisation de la HASAF a été calculée sous COMSOL MULTIPHYSICS (figure A.7c). La structure est composée de 5 couronnes de silice. L'épaisseur des maintiens est de $150 \mu\text{m}$. Les pertes de confinement sont estimées à 20 dB.km^{-1} .

Pour valider la conception du modèle théorique, nous avons entrepris la réalisation d'une HASAF. Dans un premier temps, le profil d'indice ne sera composé uniquement que de deux couronnes de trous. Une photographie de la canne millistructurée est présentée sur la figure A.8a. Le diamètre extérieur est de 3 mm . On constate que lors du premier fibrage certains barreaux de maintien se sont déplacés. Les trois couronnes de silice restent toutefois concentriques.

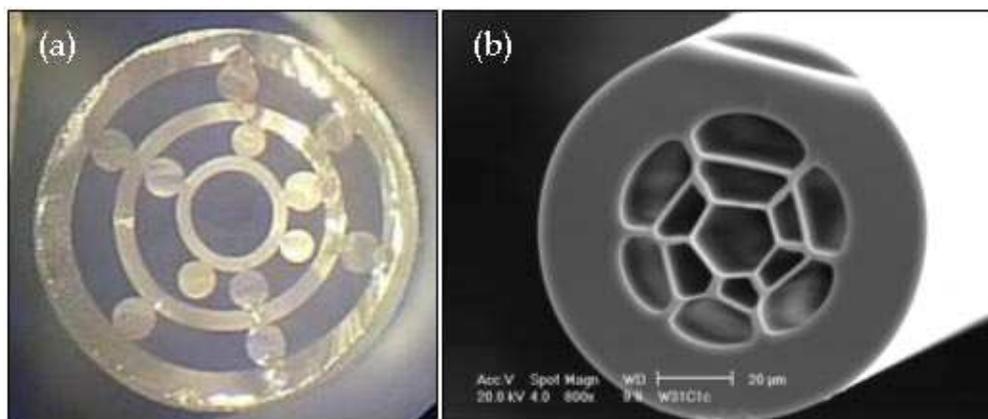


Figure A.8 : (a) Photographie de la canne millistructurée d'une HASAF. (b) Photographie MEB de la HASAF réalisée.

La section transverse de la HASAF réalisée est présentée sur la figure A.8b. Le profil d'indice est composé de deux couronnes de silice. Les maintiens ne sont pas idéalement placés, comme nous l'avons constaté avec la photographie de la canne.

Cette première fabrication nous a permis de mettre en place un procédé de fabrication de HASAF. Nous devons dans le futur perfectionner ce procédé pour accroître la régularité de la structure et augmenter le nombre de couronnes. Les premières simulations restent encourageantes, car en plus d'exhiber de faibles pertes de confinement, elles montrent qu'il est possible d'élargir la bande passante de transmission (> 1000 nm) par rapport à celles étroites de HC-PCFs.

En même temps que nous menions ces travaux, une fibre a été réalisée^{4,5} sur le même principe que la notre, à cela près que le nombre de maintien est plus important. La structure de la fibre est alors circulaire. Ils ont montré, bien que la fibre soit multimode et à pertes (de l'ordre du dB.m^{-1}), la bande de transmission est plus large que celle des HC-PCFs.

5 Conclusion

J'ai pu par les différents fibrages (environ 60) auxquels j'ai participé, éprouver les difficultés de fabrication des fibres creuses de tous types. La fabrication de HC-PCFs est la méthode de conception la moins contraignante, car elle repose sur l'assemblage de capillaires de dimension identique. Toutefois la finesse de chaque capillaire rend l'assemblage et les fibrages très délicats. La fabrication de HASAF reste pour l'instant à l'état de projet devant la difficulté de conception de la préforme primaire. Toutefois, la possibilité offerte par cette nouvelle géométrie de créer une fibre creuse à très large bande de transmission mérite une étude approfondie.

⁴ G. VIENNE *et al*, « First demonstration of air-silica Bragg fiber », *OFC PDP25* (2004)

⁵ G. VIENNE *et al*, « Ultra-large bandwidth hollow-core guiding in all-silica Bragg fibers with nano-supports », *Optics Express* **12**, pp 3501-3508 (2004)

Bibliographie

Bibliographie

A

- [ABEE. 02] A.K. ABEELUCK, N.M. LITCHINITSER, C. HEADLEY and B.J. EGGLETON, « Analysis of spectral characteristics of photonic bandgap waveguides », *Optics Express* **10**, pp 1320-1333 (2002)
- [AGRA. 01] G.P. AGRAWAL, « Nonlinear Fiber Optics », *Academic Press*, San Diego, 3rd edition (2001)
- [ANAS. 04] C. ANASTASSIOU, G. DELLEMANN, O. WEISBERG and U. KOLODNY, « Fibers deliver CO₂ laser beams for medical applications », *Photonics Spectra* **3**, (2004)
- [ARGY. 05] A. ARGYROS, T.A. BIRKS, S.G. LEON-SAVAL, C.M.B. CORDEIRO and P.ST.J. RUSSELL, « Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres », *Optics Express* **13**, pp 2503-2511 (2005)

B

- [BAGG. 01] J.C. BAGGETT, T.M. MONRO, K. FURUSAWA and D.J. RICHARDSON, « Comparative study of large-mode holey and conventional fibers », *Optics Letters* **26**, pp 1045-1047 (2001)
- [BENA. 02] F. BENABID, J.C. KNIGHT, G. ANTONOPOULOS and P.ST.J. RUSSELL, « Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber », *Science* **298**, pp 399-402 (2002)
- [BENA. 04a] F. BENABID and P.ST.J. RUSSELL, « Hollow core photonic crystal fibers: A new regime for nonlinear optics and laser-induced guidance », *Proceedings of International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON We.A2.1*, Wroclaw (2004)
- [BENA. 04b] F. BENABID, G. BOUWMANS, J.C. KNIGHT, P.ST.J. RUSSELL and F. COUNY, « Ultrahigh efficiency laser wavelength conversion in a gas-filled hollow core photonic crystal fiber by pure stimulated rotational Raman scattering in molecular hydrogen », *Physical Review Letters* **93**, pp 123903 (2004)

Bibliographie

- [BENA. 05] F. BENABID, F. COUNY, J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS and P.ST.J. RUSSELL, « Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres », *Nature* **434**, pp 488-491 (2005)
- [BÉRE. 94] J.P. BÉRENGER, « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *Journal of Computational Physics* **114**, pp 185-200 (1994)
- [BIRKS 95] T.A. BIRKS, P.J. ROBERTS, P.ST.J. RUSSELL, D.M. ATKIN and T.J. SHEPHERD, « Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures », *Electronics Letters* **31**, pp 1941-1943 (1995)
- [BIRKS 97] T.A. BIRKS, J.C. KNIGHT and P.ST.J. RUSSELL, « Endlessly single-mode photonic crystal fiber », *Optics Letters* **22**, pp 961-963 (1997)
- [BIRKS 04] T.A. BIRKS, D.M. BIRD, T.D. HEDLEY, J.M. POTTAGE and P.ST.J. RUSSELL, « Scaling laws and vector effects in bandgap-guiding fibres », *Optics Express* **12**, pp 69-74 (2004)
- [BIRKS 06] T.A. BIRKS, F. LUAN, G.J. PEARCE, A. WANG, J.C. KNIGHT and D.M. BIRD, « Bend loss in all-solid bandgap fibres », *Optics Express* **14**, pp 5688-5698 (2006)
- [BONA. 04] D. BONACCINI, C. ARAUJO-HAUCK, M. ALBERTSEN and W. HACKENBERG, « Fiber relay of high-power beam laser », *Proceedings of SPIE: Astronomical Telescopes and Instrumentation*, **5490-22**, Glasgow, (2004)
- [BRÉC. 00a] F. BRÉCHET, P. ROY, J. MARCOU and D. PAGNOUX, « Singlemode propagation into depressed-core-index photonic-bandgap fibre designed for zero-dispersion propagation at short wavelengths », *Electronics Letters* **36**, pp 514-515 (2000)
- [BRÉC. 00b] F. BRÉCHET, P. LEPROUX, P. ROY, J. MARCOU and D. PAGNOUX, « Analysis of bandpass filtering behaviour of singlemode depressed-core-index photonic bandgap fibre », *Electronics Letters* **36**, pp 870-872 (2000)

Bibliographie

- [BROD. 99] N.G.R. BRODERICK, H.L. OFFERHAUS, D.J. RICHARDSON, R.A. SAMMUT, J. CAPLEN and L. DONG, « Large mode area fibers for high power applications », *Optical fiber Technology* **5**, pp 185-196 (1999)
- [BROE. 03] J. BROENG, S.E. BARKOU and A.O. BJARKLEV, « Microstructured optical fibres », *United State Patent* **6,539,155 B1**, (2003)

C

- [C.F. 1] www.crystal-fibre.com, fibre référence « HC-440-01 »
- [C.F. 2] www.crystal-fibre.com, fibres références « HC-1550-02 » et « HC19-1550-01 »
- [CHAN. 99] P. CHANCLOU, M. THUAL, J. LOSTEC, D. PAVY, M. GADONNA and A. POUDOULEC, « Collective microoptics on fiber ribbon for optical interconnecting devices », *Journal of Lightwave Technology* **17**, pp 924-928 (1999)
- [CHAN. 02] P. CHANCLOU, H. RAMANITRA, P. GRAVEY and M. THUAL, « Design and performance expanded mode fiber using microoptics », *Journal of Lightwave Technology* **20**, pp 808-814 (2002)
- [CHEN 91] Y. CHEN, L. WANG, X. LU, Y. CHEN and M. QIU, « Stimulated Raman scattering and four-wave mixing from a mixture of carbon disulfide and phenylethanol in a hollow optical fiber », *Optics Letters* **16**, pp 1469-1471 (1991)
- [CHO 77] A.Y. CHO, A. YARIV and P. YEH, « Observation of confined propagation in Bragg waveguides », *Applied Physics Letters* **30**, pp 471-472 (1977)
- [CHRA. 81] A.R. CHRAPLYVY and T.J. BRIDGES, « Infrared generation by means of multiple-order stimulated Raman scattering in CCl₄- and CBrCl₃-filled hollow silica fibers », *Optics Letters* **6**, pp 632-633 (1981)
- [COLL. 72] M.J. COLLES and J.E. GRIFFITHS, « Relative and absolute Raman scattering cross sections in liquids », *Journal of Chemical Physics* **56**, pp 3384-3391 (1972)
- [COMS. 01] www.comsol.com

Bibliographie

[COMS.02] « Comsol MultiPhysics : User's guide », p 327

[CREG.99] R.F. CREGAN, B.J. MANGAN, J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, P.ST.J. RUSSELL, P.J. ROBERTS and D.C. ALLAN, « Single-mode photonic bandgap guidance of light in air », *Science* **285**, pp 1537-1539 (1999)

[CUDOS] <http://www.physics.usyd.edu.au/cudos/mofsoftware>

D

[DAWES.03] S.B. DAWES, M.T. GALLAGHER, D.W. HAWTOF and N. VENKATARAMAN, « Methods and performs for drawing microstructured optical fibers », *United States Patent 0230118 A1*, (2003)

[DESU.94] E. DESURVIRE, « Erbium-doped fibers amplifiers : Principle and applications », *Wiley*, New York, (1994)

[DIAN.05] E.M. DIANOV and V.M. MASHINSKY, « Germania-Based Core Optical Fibers », *Journal of Lightwave Technology* **23**, pp 3500-3508 (2005)

[DIGO.04] M.J.F. DIGONNET, H.K. KIM, J. SHIN, S. FAN and G.S. KINO, « Simple geometric criterion to predict the existence of surface modes in air-core photonic bandgap fibers », *Optics Express* **12**, pp 1864-1872 (2004)

[DORAN.83] N.J. DORAN and K.J. BLOW, « Cylindrical Bragg fibers: A design and feasibility study for optical communications », *Journal of Lightwave Technology* **1**, pp 588-590 (1983)

[DUGU.86] M.A. DUGUAY, Y. KOKUBUN, T.L. KOCH and L. PFEIFFER, « Antiresonant reflecting optical waveguides in SiO₂-Si multilayer structures », *Applied Physics Letters* **49**, pp 13-15 (1986)

E

[EIME.81] D. EIMERL, R.S. HARGROVE and J.A. PAISNER, « Efficient frequency conversion by stimulated Raman scattering », *Physical Review Letters* **46**, pp 651-654 (1981)

[ERIC.] www.ericsson.com

F

- [FEIT 80] M.D. FEIT and J.A. FLECK, « Computation of mode eigenfunctions in graded-index optical fibers by the propagating beam method », *Applied Optics* **19**, pp 2240-2246 (1980)
- [FÉVR. 02] S. FEVRIER, « Conception et réalisation de filtres spectraux à fibres optiques pour l'optimisation des systèmes de télécommunications de type WDM », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges (2002), p 165
- [FÉVR. 03] S. FÉVRIER, P. VIALE, F. GÉRÔME, P. LEPROUX, P. ROY, J.M. BLONDY, B. DUSSARDIER and G. MONNOM, « Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre », *Electronics Letters* **39**, pp 1240-1242 (2003)
- [FÉVR. 05a] S. FÉVRIER, P. VIALE, C. KACZMAREK and P. CHANCLOU, « Low splice loss between 34 μ m core diameter Bragg fibre and G-652 fibre by using micro-optics », *Electronics Letters* **41**, pp 1166-1167 (2005)
- [FÉVR. 05b] S. FÉVRIER, R. JAMIER, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « Low loss large mode area Bragg fibre », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC PDP Th4.4.3*, Glasgow, (2005)
- [FÉVR. 06a] S. FÉVRIER, D. GRUPPI, P. VIALE, G. HUMBERT, R. JAMIER, B. BEAUDOU, A. HIRTH, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « High-energy nanosecond pulse delivery through singlemode large mode area all-solid bandgap fibres », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Tu3.3.6*, Cannes, (2006)
- [FÉVR. 06b] S. FÉVRIER, R. JAMIER, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber », *Optics Express* **14**, pp 562-569 (2006)

Bibliographie

- [FINA.03] V. FINAZZI, T.M. MONRO and D.J. RICHARDSON, « Small-core silica holey fibers: nonlinearity confinement loss trade-offs », *Journal of Optical Society of America B* **20**, pp 1427-1436 (2003)
- [FINK98] Y. FINK, J.N. WINN, S. FAN, C. CHEN, J. MICHEL, J.D. JOANNOPOULOS and E.L. THOMAS, « A dielectric omnidirectional reflector », *Science* **282**, pp 1679-1682 (1998)
- [FREY74] R. FREY and F. PRADÈRE, « Powerful tunable infrared generation by stimulated Raman scattering », *Optics Communications* **12**, pp 98-101 (1974)

G

- [GÉRÔ.05a] F. GEROME, « Conception et caractérisation de fibres compensatrices de dispersion chromatique pour application aux liaisons optiques WDM », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges (2005)
- [GÉRÔ.05b] F. GÉRÔME, P. VIALE, V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, J.-L. AUGUSTE, S. FÉVRIER, J.-M. BLONDY and V. COUDERC, « Finite-element analysis of properties in real and idealized Photonic Crystal Fibres, application to supercontinuum generation », *Proceedings of COMSOL 2005*, Paris, (2005)
- [GÉRÔ.06] F. GÉRÔME, S. FÉVRIER, J.-L. AUGUSTE, R. JAMIER, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « Dispersion compensating photonic bandgap fibre », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC We4.4.3*, Cannes, (2006)
- [GLOGE71] D. GLOGE, « Weakly guiding fibers », *Applied Optics* **10**, pp 2252-2258 (1971)

H

- [HAND98] D.P. HAND and J.D.C. JONES, « Single-mode fiber delivery of Nd:YAG light for precision machining applications », *Applied Optics* **37**, pp 1602-1606 (1998)

Bibliographie

- [HART 02] S.D. HART, G.R. MASKALY, B. TEMELKURAN, P.H. PRIDEAUX, J.D. JOANNOPOULOS and Y. FINK, « External reflection from omnidirectional dielectric mirror fibers », *Science* **296**, pp 510-513 (2002)
- [HILD. 74] F.B. HILDEBRAND, « Introduction to numerical analysis », *Dover Publications*, p. 233 (1974)
- [HUANG 96] W.P. HUANG, C.L. XU, W. LUI and K. YOKOYAMA, « The perfectly matched layer boundary condition for modal analysis of optical waveguides: leaky mode calculations », *Photonics Technology Letters* **8**, pp 652-654 (1996)
- [HUANG 04] Y. HUANG, Y. XU and A. YARIV, « Fabrication of functional microstructured optical fibers through a selective-filling technique », *Applied Physics Letters* **85**, pp 5182-5184 (2004)
- [HUMB. 04] G. HUMBERT, J.C. KNIGHT, G. BOUWMANS, P.St.J. RUSSELL, D.P. WILLIAMS, P.J. ROBERTS and B.J. MANGAN, « Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery », *Optics Express* **12**, pp 1477-1484 (2004)
- [HUMB. 05] G. HUMBERT, F. BENABID, J.C. KNIGHT and P.St.J. RUSSELL, « Nonlinear effects due to interface modes in a hollow-core photonic crystal fiber », *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CMD5*, Baltimore, (2005)

I

- [IPPEN 70] E.P. IPPEN, « Low-power quasi-cw Raman oscillator », *Applied Physics Letters* **16**, pp 303-305 (1970)
- [ITU G650] Référencée par la norme ITU-T G650
- [ITU G652] Référencée par la norme ITU-T G652
- [ITU G680] Référencée par la norme ITU-T G680

J

- [JÄCK. 95] J. JÄCKLE and K. KAWASAKI, « Intrinsic roughness of glass surfaces », *Journal of Physics: Condensed Matter* **7**, pp 4351-4358 (1995)
- [JAMI. 06] R. JAMIER, P. VIALE, S. FÉVRIER, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « Depressed-index-core singlemode bandgap fiber with very large effective area », *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference, OFC OFC6*, Anaheim, (2006)
- [JOHN 87] S. JOHN, « Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices », *Physical Review Letters* **58**, pp 2486–2489 (1987)
- [JOHN. 01a] S.G. JOHNSON, M. IBANESCU, M. SKOROBOGATIY, O. WEISBERG, T.D. ENGENESS, M. SOLJAČIĆ, S.A. JACOBS, J.D. JOANNOPOULOS and Y. FINK, « Low-loss asymptotically single-mode propagation in large-core OmniGuide fibers », *Optics Express* **9**, pp 748-779 (2001)
- [JOHN. 01b] S.G. JOHNSON and J.D. JOANNOPOULOS, « Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis », *Optics Express* **8**, pp 173-190 (2001)

K

- [KAIS. 74] P. KAISER and H.W. ASTLE, « Low loss single material fibers made from pure fused silica », *The Bell System Technical Journal* **53**, pp 1021-1039 (1974)
- [KNIG. 96] J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, P.ST.J. RUSSELL and D.M. ATKIN, « All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding », *Optics Letters* **21**, pp 1547-1549 (1996)
- [KNIG. 98a] J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, P.ST.J. RUSSELL and J.P. DE SANDRO, « Properties of photonic crystal fiber and the effective index model », *Journal of Optical Society of America A* **15**, pp 748-752 (1998)

Bibliographie

- [KNIG.98b] J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, R.F. CREGAN, P.St.J. RUSSELL and J.-P. DE SANDRO, « Large mode area photonic crystal fibre », *Electronics Letters* **34**, pp 1347-1348 (1998)
- [KNIG.04] J.C. KNIGHT, « Dispersion and nonlinearity in photonic crystal fibres », *Proceedings of POWAG'04*, Bath (2004)
- [KUH00] A. KUHN, I.J. BLEWETT, D.P. HAND, P. FRENCH, M. RICHMOND and J.D.C. JONES, « Optical fibre beam delivery of high-energy laser pulses: beam quality preservation and fibre end-preparation », *Optics and Lasers in Engineering* **34**, pp 273-288 (2000)

L

- [LÆG.03] J. LÆGSGAARD, N.A. MORTENSEN, J. RIISHEDE and A. BJARKLEV, « Material effects in air-guiding photonic bandgap fibers », *Journal of Optical Society of America B* **20**, pp 2046-2051 (2003)
- [LEBR.06] S. LEBRUN, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Hollow core photonic crystal fiber filled with ethanol for efficient stimulated Raman scattering », *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CThCC7*, Long Beach, (2006)
- [LECOY92a] P. LECOY, « Télécommunications optiques », *Hermès*, Paris, Chapitre 5, p 66 (1992)
- [LECOY92b] P. LECOY, *op. cit.*, p 75
- [LECOY92c] P. LECOY, *op. cit.*, p 92
- [LELEK06] M. LELEK, F. LOURADOUR, V. COUDERC, P. VIALE, S. FÉVRIER, J.-L. AUGUSTE, J.-M. BLONDY and A. BARTHÉLÉMY, « High sensitivity autocorrelator based on a fluorescent liquid core fiber », *Applied Physics Letters*, accepté pour parution (2006)
- [LEWIS81] M.A. LEWIS and J.T. KNUDTSON, « The spatial growth rate of stimulated Raman scattering in ethanol », *Chemical Physics* **55**, pp 73-83 (1981)

Bibliographie

- [LIMP.06] J. LIMPERT, O. SCHMIDT, J. ROTHHARDT, F. RÖSER, T. SCHREIBER, A. TÜNNERMANN, S. ERMENEUX, P. YVERNAULT and F. SALIN, « Extended single-mode photonic crystal fiber lasers », *Optics Express* **14**, pp 2715-2720 (2006)
- [LITC.02] N.M. LITCHINITSER, A.K. ABEELUCK, C. HEADLEY and B.J. EGGLETON, « Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides », *Optics Letters* **27**, pp 1592-1594 (2002)
- [LITC.03] N.M. LITCHINITSER, S.C. DUNN, B. USNER, B.J. EGGLETON, T.P. WHITE, R.C. MCPHEDRAN and C. MARTIJN DE STERKE, « Resonances in microstructured optical waveguides », *Optics Express* **11**, pp 1243-1251 (2003)
- [LUAN.04] F. LUAN, J.C. KNIGHT, P.ST.J. RUSSELL, S. CAMPBELL, D. XIAO, D.T. REID, B.J. MANGAN, D.P. WILLIAMS and P.J. ROBERTS, « Femtosecond soliton pulse delivery at 800nm wavelength in hollow-core photonic bandgap fibers », *Optics Express* **12**, pp 835-840 (2004)

M

- [McCH.74] D.J.B. McCHESNEY, P.B. O'CONNOR and H.H. PRESBY, « A new technique for preparation of low loss and graded index optical fibers », *Proceedings of IEEE*, **62**, pp 1278-1279 (1974)
- [MANG.04] B.J. MANGAN, L. FARR, A. LANGFORD, P.J. ROBERTS, D.P. WILLIAMS, F. COUNY, M. LAWMAN, M. MASON, S. COUPLAND, R. FLEA, H. SABERT, T.A. BIRKS, J.C. KNIGHT and P.ST.J. RUSSELL, « Low loss (1.7dB/km) hollow core photonic bandgap fiber », *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference, OFC PDP24*, Los Angeles, (2004)
- [MARC.01] J. MARCOU, F. BRÉCHET and P. ROY, « Design of weakly guiding Bragg fibers for chromatic dispersion shifting towards short wavelengths », *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **3**, pp S144-153 (2001)
- [MORT.04] N.A. MORTENSEN and M.D. NIELSEN, « Modeling of realistic cladding structures for air-core photonic bandgap fibers », *Optics Letters* **29**, pp 349-351 (2004)

N

- [NIBB. 97] E.T.J. NIBBERING, G. GRILLON, M.A. FRANCO, B.S. PRADE and A. MYSYROWICZ, « Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂ and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses », *Journal of Optical Society of America B* **14**, pp 650-660 (1997)
- [NIEL. 03a] M.D. NIELSEN, N.A. MORTENSEN and J.R. FOLKENBERG, « Reduced microdeformation attenuation in large-mode-area photonic crystal fibers for visible applications », *Optics Letters* **28**, pp 1645-1647 (2003)
- [NIEL. 03b] M.D. NIELSEN, J.R. FOLKENBERG and N.A. MORTENSEN, « Singlemode photonic crystal fibre with effective area of 600 μm^2 and low bending loss », *Electronics Letters* **39**, pp 1802-1803 (2003)
- [NIEL. 05] K. NIELSEN, D. NOORDEGRAAF, T. SØRENSEN, A. BJARKLEV and T.P HANSEN, « Selective filling of photonic crystal fibres », *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* **7**, pp L13-20 (2005)
- [NISO. 96] M. Nisoli, S. de Silvestri and O. Svelto, « Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique », *Applied Physics Letters* **68**, pp 2793-2795 (1996)

O

- [O'DRI. 05] E.J. O'DRISCOLL, M.A. WATSON, T.DELMONTE, M.N. PETROVICH, V. FINAZZI, J.C. BAGGETT, T.M. MONRO and D.J. RICHARDSON, « Microstructured fibres for high power beam delivery applications », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Tu 4.4.4*, Glasgow, (2005)
- [OKOS. 82] T. OKOSHI, « Optical fibers », *Academic Press*, Tokyo (1982), p 62
- [OUZO. 03] D.G. OUZOUNOV, F.R. AHMAD, D. MÜLLER, N. VENKATARAMAN, M.T. GALLAGHER, M.G. THOMAS, J. SILCOX, K.W. KOCH and A.L. GAETA, « Generation of megawatt

optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers », *Science* **301**, pp 1702-1704 (2003)

P

- [PALA.04a] C. PALAVICINI, Y. JAOUËN, G. DEBARGE, A.-F. OBATON, E. KERRINCKX, Y. QUIQUEMPOIS, M. DOUAY and C. LEPERS, « Determination of the chromatic dispersion and birefringence of photonic crystal fibers using an OLCR technique », *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CWA67*, Los Angeles, (2004)
- [PALA.04b] C. PALAVICINI, P. VIALE, A.-F. OBATON, S. FÉVRIER, Y. JAOUËN and P. LEPROUX, « Chromatic dispersion measurement of a Bragg fibre », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC We 3.3.5*, Stockholm, (2004)
- [PETR.03] P. PETROPOULOS, H. EBENDORFF-HEIDEPRIEM, V. FINAZZI, R.C. MOORE, K. FRAMPTON, D.J. RICHARDSON and T.M. MONRO, « Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers », *Optics Express* **11**, pp 3568-3573 (2003)
- [PEYR.03a] A. PEYRILLOUX, « Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges (2003), p 74
- [PEYR.03b] A. PEYRILLOUX, *op. cit.*, p 62

R

- [RAMAN 28] C.V. RAMAN and K.S. KRISHNAN, « A New Type of Secondary Radiation », *Nature* **121**, pp 501-502 (1928)
- [REEV.03] W.H. REEVES, D.V. SKRYABIN, F. BIANCALANA, J.C. KNIGHT, P.ST.J. RUSSELL, F.G. OMENETTO, A. EFIMOV and A.J. TAYLOR, « Transformation and control of ultrashort pulses in dispersion-engineered photonic crystal fibres », *Nature* **424**, pp 511-515 (2003)

Bibliographie

- [RHEI. 97] J. RHEIMS, J. KÖSER and T. WRIEDT, « Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer », *Measurement Science and Technology* **8**, pp 601-605 (1997)
- [RICH. 99] D.J. RICHARDSON, P. BRITTON and D. TAVENER, « Diode-pumped, high-energy, single transverse mode Q-switch fibre laser », *Electronics Letters* **33**, pp 1955-1956 (1999)
- [ROBE. 05a] P.J. ROBERTS, F. COUNY, H. SABERT, B.J. MANGAN, D.P. WILLIAMS, L. FARR, M.W. MASON, A. TOMLINSON, T.A. BIRKS, J.C. KNIGHT and P.St.J. RUSSELL, « Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres », *Optics Express* **13**, pp 236-244 (2005)
- [ROBE. 05b] P.J. ROBERTS, D.P. WILLIAMS, B.J. MANGAN, H. SABERT, F. COUNY, W.J. WADSWORTH, T.A. BIRKS, J.C. KNIGHT and P.St.J. RUSSELL, « Realizing low loss air core photonic crystal fibers by exploiting an antiresonant core surround », *Optics Express* **13**, pp 8277-8285 (2005)
- [ROBE. 05c] P.J. ROBERTS, F. COUNY, T.A. BIRKS, J.C. KNIGHT, P.St.J. RUSSELL, B.J. MANGAN, H. SABERT, D.P. WILLIAMS and L. FARR, « Achieving low loss and low nonlinearity in hollow core photonic crystal fibers », *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CWA7*, Baltimore, (2005)

S

- [SAIT. 02] K. SAITOH and M. KOSHIBA, « Full-vectorial imaginary-distance beam propagation method based on a finite element scheme: Application to photonic crystal fibers », *Journal of Quantum Electronics* **38**, pp 927-933 (2002)
- [SAIT. 03] K. SAITOH and M. KOSHIBA, « Confinement losses in air-guiding photonic bandgap fibers », *Photonics Technology letters* **15**, pp 236-238 (2003)
- [SAIT. 04] K. SAITOH, N.A. MORTENSEN and M. KOSHIBA, « Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes », *Optics Express* **12**, pp 394-400 (2004)

Bibliographie

- [SANS.82] P. SANSONETTI, « Modal dispersion in single-mode fibres: simple approximation issued from mode spot size spectral behaviour », *Electronics Letters* **18**, pp 647-648 (1982)
- [SCAR.00] R. SCARMOZZINO, A. GOPINATH, R. PREGLA and S. HELFERT, « Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices », *Journal of Quantum Electronics* **6**, pp 150-162 (2000)
- [SHEP.04] J. SHEPHARD, J.D.C. JONES, D.P. HAND, G. BOUWMANS, J.C. KNIGHT, P.ST.J RUSSELL and B. MANGAN, « High energy nanosecond laser pulses delivered single-mode through hollow-core photonic band gap fibers », *Optics Express* **12**, pp 717-723 (2004)
- [SHEP.05] J.D. SHEPHARD, F. COUNY, P.ST.J. RUSSELL, J.D.C. JONES, J.C. KNIGHT and D.P. HAND, « Improved hollow-core photonic crystal fiber design for delivery of nanosecond pulses in laser micromachining applications », *Applied Optics* **44**, pp 4582-4588 (2005)
- [SMITH03] C.M. SMITH, N. VENKATARAMAN, M.T. GALLAGHER, D. MÜLLER, J.A. WEST, N.F. BORRELLI, D.C. ALLEN and K.W. KOCH, «Low-loss hollow-core silica/air photonic band-gap fibre », *Nature* **424**, pp 657-659 (2003)
- [STOL.73a] R.H. STOLEN and A. ASHKIN, « Optical Kerr effect in glass waveguide », *Applied Physics Letters* **22**, pp 294-296 (1973)
- [STOL.73b] R.H. STOLEN and E.P. IPPEN, « Raman gain in glass optical waveguides », *Applied Physics Letters* **22**, pp 276-278 (1973)
- [STOL.78] R.H. STOLEN and C. LIN, « Self-phase modulation in silica fibers », *Physical Review A* **17**, pp 1448-1453 (1978)
- [STOL.84] R.H. STOLEN, C. LEE and R.K. JAIN, « Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers », *Journal of Optical Society of America B* **1**, pp 625-657 (1984)

Bibliographie

[STONE 75] J. STONE, « cw Raman fiber amplifier », *Applied Physics Letters* **26**, pp 163-165 (1975)

T

[TAVE. 97] D. TAVERNER, D.J. RICHARDSON, L. DONG, J.E. CAPLEN, K. WILLIAMS and R.V. PENTY, « 158- μ J pulses from a single-transverse-mode, large-mode-area erbium-doped fiber amplifier », *Optics Letters* **22**, pp 378-380 (1997)

[TAYL. 84] H. TAYLOR, « Bending effects in optical fibers », *Journal of Lightwave Technology* **2**, pp 617-628 (1984)

[TEME. 02] B. TEMELKURAN, S.D. HART, G. BENOIT, J.D. JOANNOPOULOS and Y. FINK, « Wavelength-scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO₂ laser transmission », *Nature* **420**, pp 650-653 (2002)

[TONU. 92] R.J. TONUCCI, B.L. JUSTUS, A.J. CAMPILLO and C.E. FORD, « Nanochannel Array Glass », *Science* **258**, pp 783-787 (1992)

[TSUJI 00] Y. TSUJI and M. KOSHIBA « Guided-mode and leaky-mode analysis by imaginary distance beam propagation method based on finite element scheme », *Journal of Lightwave Technology* **18**, pp 618-623 (2000)

V

[VENK. 02] N. VENKATARAMAN, M.T. GALLAGHER, C.M. SMITH, D. MULLER, J.A. WEST, K.W. KOCH and J.C. FAJARDO, « Low loss (13 dB/km) air core photonic bandgap fibre », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC PD1.1*, Copenhagen, (2002)

[VIALE 05a] P. VIALE, S. FÉVRIER and F. GÉRÔME, « Confinement loss computations in photonic crystal fibres using a novel perfectly matched layer design », *Proceedings of COMSOL 2005*, Paris, (2005)

[VIALE 05b] P. VIALE and S. FEVRIER, « Fibre creuse à cristal photonique à très faibles pertes », *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Chambéry, (2005)

Bibliographie

[VIALE 06] P. VIALE, S. FÉVRIER, P. LEPROUX, Y. JAOUËN and A.-F. OBATON, « Modal properties of solid-core photonic bandgap fibers », *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* **4**, pp 116-122 (2006)

[VYTR.] www.vytran.com

W

[WEST 01] J.A. WEST, J.C. FAJARDO, M.T. GALLAGHER, K.W. KOCH, N.F. BORRELLI, and D.C. ALLAN, « Demonstration of an IR-optimized air-core photonic bandgap fiber », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC ThA2*, Amsterdam, (2001)

[WEST 04] J.A. WEST, C.M. SMITH, N.F. BORRELLI, D.C. ALLAN and K.W. KOCH, « Surface modes in air-core photonic band-gap fibers », *Optics Express* **12**, pp 1485-1496 (2004)

[WHITE 02] T.P. WHITE, B.T. KUHLMHEY, R.C. MCPHEDRAN, D. MAYSTRE, G. RENVERSEZ, C. MARTIJN DE STERKE and L.C. BOTTEN, « Multipole method for microstructured optical fibers: I. Formulation », *Journal of Optical Society of America B* **19**, pp 2322-2330 (2002)

[WINN 98] J.N. WINN, Y. FINK, S. FAN and J.D. JOANNOPOULOS, « Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal », *Optics Letters* **23**, pp 1573-1575 (1998)

X

[XIAO 05] L. XIAO, W. JIN, M.S. DEMOKAN, H.L. HO, Y.L. HOO and C. ZHAO, « Fabrication of selective injection microstructured optical fibers with a conventional fusion splicer », *Optics Express* **13**, pp 9014-9022 (2005)

[XU 02] Y. XU, G.X. OUYANG and R.K. LEE, « Asymptotic matrix theory of Bragg fibers », *Journal of Lightwave Technology* **20**, pp 428-440 (2002)

Y

- [YABL. 93] E. YABLONOVITCH, « Photonic band-gap structures », *Journal of Optical Society of America B* **10**, pp 283-295 (1993)
- [YAN 04] M. YAN, X. YU, P. SHUM, C. LU and Y. ZHU, « Honeycomb photonic bandgap fiber with a modified core design », *Photonics Technology Letters* **16**, pp 2051-2053 (2004)
- [YAN 05] M. YAN and P. SHUM, « Improved air-silica photonic crystal with a triangular airhole arrangement for hollow-core photonic bandgap fiber design », *Optics Letters* **30**, pp 1920-1922 (2005)
- [YEH 77] P. YEH, A. YARIV and C. HONG, « Electromagnetic propagation in periodic stratified media: I General theory », *Journal of Optical Society of America* **67**, pp 423-438 (1977)
- [YEH 78] P. YEH, A. YARIV and E. MAROM, « Theory of Bragg fiber », *Journal of Optical Society of America* **68**, pp 1196-1201 (1978)
- [YIJL. 89] C. YIJIANG and A.W. SNYDER, « Saturation and depletion effect of Raman scattering in optical fibers », *Journal of Lightwave Technology* **7**, pp 1109-1117 (1989)
- [YIOU 05a] S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Low index liquid core photonic crystal fiber for nonlinear optics », *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optic, CLEO Europe CP2-4-THU*, Munich, *PostDeadline paper*, (2005)
- [YIOU 05b] S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Stimulated Raman scattering in an ethanol core microstructured optical fiber », *Optics Express* **13**, pp 4786-4791 (2005)

Liste de mes publications

Publications dans des revues à comité de lecture (6)

•2003

S. FÉVRIER, P. VIALE, F. GÉRÔME, P. LEPROUX, P. ROY, J.M. BLONDY, B. DUSSARDIER and G. MONNOM, « Very large effective area singlemode photonic bandgap fibre », *Electronics Letters* **39**, pp 1240-1242 (2003)

ISI Web of Knowledge (2006): Times cited: 6

•2005

S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Stimulated Raman scattering in an ethanol core microstructured optical fiber », *Optics Express* **13**, pp 4786-4791 (2005)

ISI Web of Knowledge (2006): Times cited: 4

S. FÉVRIER, P. VIALE, C. KACZMAREK and P. CHANCLOU, « Low splice loss between 34 μ m core diameter Bragg fibre and G-652 fibre by using micro-optics », *Electronics Letters* **41**, pp 1166-1167 (2005)

•2006

M.E. LIKHACHEV, S.L. SEMJONOV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII, M.A. GURJANOV, A.N. GURJANOV, R. JAMIER, P. VIALE, S. FÉVRIER and J.-M. BLONDY, « Development and investigation of low-loss large mode area Bragg fibers », *Quantum Electronics*, (2006)

P. VIALE, S. FÉVRIER, P. LEPROUX, Y. JAOUËN and A.-F. OBATON, « Modal properties of solid-core photonic bandgap fibers », *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications* **4**, pp 116-122 (2006)

M. LELEK, F. LOURADOUR, V. COUDERC, P. VIALE, S. FÉVRIER, J.-L. AUGUSTE, J.-M. BLONDY and A. BARTHÉLÉMY, « High sensitivity autocorrelator based on a fluorescent liquid core fiber », *Applied Physics Letters* **89**, 061117 (2006)

Communications à des congrès internationaux à comité de lecture (13)

•2003

S. FÉVRIER, P. VIALE, F. GÉRÔME, P. LEPROUX, P. ROY, J.-M. BLONDY, B. DUSSARDIER and G. MONNOM, « 517 μm^2 effective area single-mode Bragg fibre », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Mo 3.2.1*, Rimini, (2003)

•2004

C. PALAVICINI, P. VIALE, A.-F. OBATON, S. FÉVRIER, Y. JAOUËN and P. LEPROUX, « Chromatic dispersion measurement of a Bragg fibre », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC We 3.3.5*, Stockholm, (2004)

•2005

D. PAGNOUX, S. FÉVRIER, P. LEPROUX, M.C. PHAN HUY, A. PRYAMIKOV, P. VIALE, V. TOMBELAINE, V. COUDERC, P. ROY, J.L. AUGUSTE, J.-M. BLONDY, G. LAFFONT, V. DEWINTER-MARTY, P. FERDINAND, B. DUSSARDIER and W. BLANC, « Microstructured fibers for sensing applications », *Proceedings of International Conference on Optical Fibre Sensors, OFS WS1-2*, Bruges (2005)

S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Low index liquid core photonic crystal fiber for nonlinear optics », *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optic, CLEO Europe CP2-4-THU*, Munich, *PostDeadline paper*, (2005)

Liste de mes publications

S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Raman effect in a hollow core photonic crystal fiber filled with ethanol », *Proceedings of European Optical Society Topical Meeting 'Optical MicroSystems', O μ S Session 2B*, Capri, (2005)

S. FÉVRIER, P. VIALE, M. LELEK, F. LOURADOUR, J.-L. AUGUSTE, P. ROY and J.-M. BLONDY, « Singlemode low-index liquid core holey fibre », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Tu 1.4.3*, Glasgow, (2005)

P. VIALE, S. FÉVRIER and F. GÉRÔME, « Confinement loss computations in photonic crystal fibres using a novel perfectly matched layer design », *Proceedings of COMSOL 2005*, Paris, (2005)

F. GÉRÔME, P. VIALE, V. TOMBELAINE, P. LEPROUX, J.-L. AUGUSTE, S. FÉVRIER, J.-M. BLONDY and V. COUDERC, « Finite-element analysis of properties in real and idealized Photonic Crystal Fibres, application to supercontinuum generation », *Proceedings of COMSOL 2005*, Paris, (2005)

•2006

R. JAMIER, P. VIALE, S. FÉVRIER, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKIIA and A.N. GURYANOV, « Depressed-index-core singlemode bandgap fiber with very large effective area », *Proceedings of Optical Fiber Communication Conference, OFC OFC6*, Anaheim, (2006)

S. LEBRUN, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Hollow core photonic crystal fiber filled with ethanol for efficient stimulated Raman scattering », *Proceedings of Conference on Laser and Electro-Optics, CLEO US CThCC7*, Long Beach, (2006)

R. JAMIER, S. FÉVRIER, G. HUMBERT, P. VIALE, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « Cross-comparison of bend loss in large-mode-area fibres », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Mo4.3.2*, Cannes, (2006)

Liste de mes publications

S. FÉVRIER, D. GRUPPI, P. VIALE, G. HUMBERT, R. JAMIER, B. BEAUDOU, A. HIRTH, S. L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « High-energy nanosecond pulse delivery through singlemode large mode area all-solid bandgap fibres », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Tu3.3.6*, Cannes, (2006)

P. VIALE, S. FÉVRIER, G. HUMBERT, M. YAN, P. SHUM, J.-L. AUGUSTE, P. ROY and J.-M. BLONDY « Identification of guidance regimes in filled-core photonic crystal fibres », *Proceedings of European Conference on Optical Communication, ECOC Tu3.3.3*, Cannes, (2006)

Communications à des congrès internationaux sans comité de lecture (1)

•2005

P. DELAYE, S. LEBRUN, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FÉVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE and J.-M. BLONDY, « Hollow core photonic crystal fiber filled with ethanol for stimulated Raman scattering », *4th Russian French Laser symposium*, Nice, invited talk, (2005)

Communications à des congrès nationaux à comité de lecture (10)

• 2003

S. FEVRIER, P. VIALE, F. GEROME, P. LEPROUX, P. ROY, J.-M. BLONDY, B. DUSSARDIER et G. MONNOM, « Fibre optique monomode à bande interdite photonique à très grande aire effective », *Journées Nationales d'Optique Guidée, JNOG, Valence, (2003)*

• 2004

P. VIALE, C. PALAVICINI, A.-F. OBATON, R. JAMIER, S. FEVRIER, Y. JAOUËN et P. LEPROUX, « Analyse des propriétés modales d'une fibre de Bragg », *Journées Nationales d'Optique Guidée, JNOG, Paris, (2004)*

J.-M. BLONDY, J.-L. AUGUSTE, P. ROY, F. GEROME, P. VIALE, L. LABONTE, G. BOUTINAUD, B. FAURE, W. BLANC, F. UBALDI, B. DUSSARDIER et G. MONNOM, « Fibre optique de silice de nouvelle génération : Aspects technologiques », *Journées Nationales d'Optique Guidée, JNOG, Paris, (2004)*

• 2005

S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FEVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE et J.-M. BLONDY, « Diffusion Raman stimulée dans une fibre à cristal photonique à cœur creux rempli d'éthanol », *Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique, COLOQ, Dijon, (2005)*

P. VIALE et S. FEVRIER, « Fibre creuse à cristal photonique à très faibles pertes », *Journées Nationales d'Optique Guidée, Chambéry, (2005)*

R. JAMIER, S. FEVRIER, P. VIALE, J.-M. BLONDY, M. LIKHACHEV, S. SEMJONOV, V.J. KHOPIN et E. DIANOV, « Conception, fabrication et caractérisation d'une fibre de Bragg à faibles pertes et à grande aire effective », *Journées Nationales d'Optique Guidée, JNOG, Chambéry, (2005)*

Liste de mes publications

M. LELEK, F. LOURADOUR, P. VIALE, S. FEVRIER, J.L. AUGUSTE, J.M. BLONDY, P. ROY, V. COUDERC et A. BARTHELEMY, « Utilisation d'une fibre optique à cœur liquide fluorescent pour la caractérisation temporelle d'impulsions picosecondes », *Journées Nationales d'Optique Guidée*, JNOG, Chambéry, (2005)

S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FEVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE et J.-M. BLONDY, « Effet Raman dans une fibre microstructurée à cœur creux rempli d'un liquide de faible indice », *Journées Nationales d'Optique Guidée*, JNOG, Chambéry, (2005)

• 2006

R. JAMIER, S. FEVRIER, G. HUMBERT, P. VIALE, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « Prédiction des pertes aux courbures dans les fibres de Bragg à grande aire effective », *Journées Nationales d'Optique Guidée*, JNOG, Metz, (2006)

S. FEVRIER, R. JAMIER, P. VIALE, G. HUMBERT, F. GEROME, J.-M. BLONDY, S.L. SEMJONOV, M.E. LIKHACHEV, M.M. BUBNOV, E.M. DIANOV, V.F. KHOPIN, M.Y. SALGANSKII and A.N. GURYANOV, « Fibres optiques à bande interdite photonique à cœur solide », *Journées Nationales d'Optique Guidée*, JNOG, Metz, (2006)

Communications à des congrès nationaux sans comité de lecture (5)

• 2003

S. FEVRIER, P. VIALE, F. GEROME, P. LEPROUX, P. ROY, J.-M. BLONDY, B. DUSSARDIER et G. MONNOM, « Fibre optique monomode à bande interdite photonique », *GDR Ondes 2003*, Paris (2003)

• 2005

S. YIOU, P. DELAYE, A. ROUVIE, J. CHINAUD, R. FREY, G. ROOSEN, P. VIALE, S. FEVRIER, P. ROY, J.-L. AUGUSTE et J.-M. BLONDY, « Fibre à cristal photonique à cœur de faible indice pour l'optique nonlinéaire », *GDR Ondes 2005*, Marseille (2005)

P. VIALE, S. FEVRIER et F. GEROME, « Pertes de confinement dans les fibres à cristal photonique : Utilisation d'une couche absorbante circulaire », *GDR Ondes 2005*, Marseille (2005)

P. VIALE et S. FEVRIER, « Fibre creuse à cristal photonique à très faibles pertes », *GDR Ondes 2005*, Marseille (2005)

R. JAMIER, S. FEVRIER, P. VIALE, M. LIKHACHEV, S. SEMJONOV, E. DIANOV et J.-M. BLONDY, « Conception, fabrication et caractérisation d'une fibre de Bragg à très faibles pertes et à très grande aire effective », *GDR Ondes 2005*, Marseille (2005)

Résumé

Les effets non linéaires générés dans les fibres optiques sont devenus contrôlables avec l'apparition du cristal photonique. Il a été employé pour réaliser une fibre optique à cœur de silice à grande aire effective pour repousser le seuil d'apparition de ces effets. La conception et la caractérisation de cette fibre sont étudiées en détail. Le cristal photonique permet la propagation de la lumière dans un milieu d'indice faible comme l'air, matériau faiblement non linéaire, pour supprimer les effets non linéaires. La modélisation de fibres creuses est exposée, ainsi que nos premières réalisations et caractérisations. Une fibre composée d'un cœur liquide fortement non linéaire et d'indice faible peut également être employée pour exacerber des effets non linéaires et permettre la création de nouvelles sources optiques fibrées. La première réalisation de fibre à cœur liquide est présentée. Une théorie permettant la compréhension du guidage est développée et confirmée expérimentalement.

Mots-clés

Fibre de Bragg, Bande interdite photonique, Cœur d'air, fibre à cœur liquide

Abstract

Nonlinear effects in optical fibres were managed by means of photonic crystals (PC). On the one hand, such a metamaterial was employed to increase the threshold of appearance of nonlinear effects. Hence a silica core PC fibre exhibiting a large effective mode area was designed and fabricated. The subsequent characterization was studied in detail. Moreover, a properly designed PC allows propagation of light in a low index media such as air, which is a low nonlinear medium. Modelling of hollow core PC fibre was exposed together with our realizations and characterisations. On the other hand, specific properties of PC allow to propagate light in a highly-nonlinear low-index liquid filling the hollow core of a PC fibre so as to exacerbating nonlinear effects and creating novel optical sources. To the best of our knowledge, a low-loss liquid-core PC fibre was fabricated for the first time. A comprehensive theory of propagation was developed and confirmed by experiments.

Keywords

Bragg fibre, photonic bandgap fibre, hollow core, liquid core fibre