



République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'enseignement Supérieur  
et de la Recherche scientifique



Université Echahid Hamma Lakhdar d'El-Oued  
Faculté de Technologie

Mémoire de Fin d'Étude  
En vue de l'obtention du diplôme de

## MASTER ACADEMIQUE

Domaine : Sciences et Technologie  
Filière : Electronique  
Spécialité : Télécommunications

### Thème

**Analyse des propriétés optiques d'une fibre  
microstructurée hautement non linéaire à partir  
de son image microscopique**

Réalisé par :

BEN SALEM Kawthar et SEGHAIRI Imane

Devant le jury composé de :

M. LAKHDAR Nacereddine	MCA	Président
M. BOUKAOUS Chahra	MCA	Examineur
M. MEDJOURI Abdelkader	MCA	Directeur du mémoire

2016 - 2017

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

# Résumé

Les fibres optiques microstructurées (FOM), apparues dans le milieu des années 90, sont de nouveaux guides de lumière originaux qui donnent accès à des propriétés optiques remarquables. L'originalité première de ce type de fibre a été de permettre le guidage de la lumière dans un matériau unique (la silice par exemple) avec des propriétés optiques inaccessibles avec les fibres conventionnelles. Après presque deux décennies de recherche, ces nouvelles fibres optiques ont démontré un potentiel d'applications extrêmement vaste et ce, dans des domaines très variés allant des télécommunications aux applications biophotoniques, sous la forme de capteurs optiques ou de lasers. L'objectif de ce projet est l'étude et l'analyse des propriétés d'une FOM à partir de sa structure obtenue par un microscope électronique. Cela nous permettrons de prédire ces performances sans passer par des mesures expérimentales.

## **Les mots clés:**

Fibre optique microstructurée, optique non linéaire, méthode FDFD, reconnaissance de forme.

# *Abstract*

Photonic Crystal Fiber appeared in mid 1990s, it's a new type of optical guider that allows us to access to a remarkable optical properties.

The first distinguishing feature of this type of fibers it's allows us to guide light within a single material (glass, for example) with properties not available in conventional optical fibers. After nearly two decades of research, these new optical fibers have demonstrated the potential of their application in very broad areas from communications to biophotonics applications and optical or laser sensors.

The objective of this project is to study and analyze the PCF properties from their structure which obtained by electron microscopy. This will allow us to predict these performances without going through experimental measurements.

**Keywords:**

Photonic crystal fiber, Nonlinearity, Finite difference method frequency domain, Pattern recognition.

## الملخص

ظهرت الألياف الضوئية ذات الكريستالات الضوئية في منتصف التسعينات وهي عبارة عن نوع جديد من النواقل الضوئية و التي تتيح لنا بالوصول الى الخصائص البصرية المميزة والخاصية الأولى المميزة لهذا النوع من الألياف أنها تسمح لنا بتوجيه الضوء داخل مادة وحيدة فقط ( زجاج مثلا) مع الحصول على خصائص لا يمكن توفرها في الألياف البصرية التقليدية. بعد ما يقارب عقدين من البحث، قد أثبتت هذه الألياف الضوئية الجديدة إمكانيات تطبيقاتها في مجالات واسعة للغاية من الاتصالات إلى تطبيقات بيوفوتونيك وأجهزة الاستشعار البصرية أو الليزر.

الهدف من هذا المشروع هو دراسة وتحليل خصائص FOM من هيكلها ويتم الحصول عليه عن طريق المجهر الالكتروني. وهذا سوف يسمح لنا بتوقع ادائه دون الحاجة لاستخدام القياسات التجريبية .

### الكلمات المفتاحية :

الألياف البصرية ذات الكريستالات الضوئية ، اللاخطية الضوئية ، طريقة الفروق المحدودة في المجال الهرتزي، التعرف على النمط.

# *Remerciements*

*Tout d'abord, grâce à ﺁﻟﻮﻭﺍﻫﯩﺪ qui m'a créé, m'a protégé, que est toujours avec nous et qu'il ne laisse jamais.*

*Louanges à ﺁﻟﻼﻩ.*

*Nous tenons à exprimer toute notre sympathie et notre gratitude envers notre encadreur et notre professeur « M. MEDJOURI Abdelkader » pour son choix de ce sujet et ces conseils pendant toute la durée de préparation de ce mémoire.*

*Nous remercions à tous ceux qui ont aidés de près ou de loin  
Melle HATHROUBI Hadjer.*

*Et tous nos professeurs et tous le personnel de la bibliothèque de la faculté de science et technologie université Echahid Hamma Lakhdar de El-oued.*

# *Dédicaces*

*Je dédie ce modeste travail à  
Ma merveilleuse mère, irremplaçable qui  
M'offre Tout le courage et la volonté d'étudier avec amour  
à fin*

*De devenir un jour bénéfique  
"je t'aime Mama "*

*A tous mes frères et mes sœurs*

*A toute la famille*

*A ma chère amie imane*

*A tous mes amies et à tous mes collègues de l'étude*

*A toute la promotion de télécommunication 2017*

*Kawthar*

# Dédicaces

*En premier lieu:*

*Je merci à Allah pour donne-moi la force de complétant cette mémoire*

*"AL HAMD LELLAH"*

*Et*

*J'ai l'honneur de dédier ce mémoire :*

*A la femme qui m'a donné la vie, le symbole de tendresse, qui est  
sacrifiée pour mon bonheur, ma Mère, **Fatma** ...*

*A l'homme qui a été mon ombre durant toutes Ces années des études,  
l'école de mon enfance, mon Père, **Khaled** ...*

*Amon directeur du mémoire, **Abdelkader Medjouri**, de m'avoir permis de  
réaliser dans ce travail vos qualités professionnelles et votre rigueur  
pour moi sont des exemples à suivre, un remerciement particulier pour  
cet homme ...*

*Amon binôme, d'avoir eu le courage d'achever ce travail, ma cher  
**B.Kawther**...*

*A Mes frères, sœurs, mes amis et tous mon profs dont j'ai de l'estime,  
Merci pour tout ...*

*Imane*

# Table des matières

**Remerciement**

**Dédicace**

**Table des matières**

**Liste des figures**

**Liste des acronymes**

**Introduction générale.....1**

## **ChapitreI: Les fibres optiques microstructurées**

I.1 Introduction.....4

I.2 Historique .....4

I.3 Structure d'une fibre microstructurée.....6

I.4 Fabrication des fibre optique microstructurée.....6

I.4.1 Le stack and draw.....7

I.4.2 L'extrusion.....9

I.4.3 Le perçage.....9

I.4.4 Le moulage.....10

I.5 Principe du guidage.....11

I.6 Applications des FOM aux systèmes de télécommunications.....13

I.6.1 Lignes de transmission.....14

I.6.2 FOM compensatrices de dispersion.....14

I.6.3 Conversion de la longueur d'onde.....15

I.6.4 Démultiplexage.....15

I.7 Conclusion.....15

## **ChapitreII: Les propriétés optiques du mode fondamentale**

II.1 Introduction .....18

II.2 Les propriétés optiques.....18

II.2.1 Caractère indéfiniment monomode.....19

II.2.2 Les pertes de propagation.....20

II.2.2.1 Pertes par absorption.....21

II.2.2.2 Pertes par diffusion.....21

II.2.2.2.1 Diffusion Rayleigh.....22

II.2.2.2.2 Diffusion de Mie.....22

II.2.2.3 Pertes par confinements.....	22
II.2.2.4 Pertes par courbure.....	24
II.2.3 La dispersion chromatique .....	26
II.2.4 La biréfringence de phase.....	28
II.2.5 L'aire effective de mode.....	29
II.3 Méthode de modélisation.....	31
II.3.1 La méthode BPM (Méthode des faisceaux propagés) .....	31
II.3.2 La méthode PWE (Méthode de décomposition en ondes planes) .....	32
II.3.3 La méthode LBF (La méthode des fonctions de base localisée) .....	33
II.3.4 La méthode FEM (La méthode des éléments finis) .....	34
II.3.5 La méthode MPM (méthode multipolaire développée) .....	34
II.3.6 La méthode FDTD (différences finies dans le domaine temporel) .....	34
II.3.7 La méthode FDFD (différences finies dans le domaine fréquentiel) .....	35
I.4 Conclusion.....	38

### **Chapitre III: Résultat d'étude les propriétés optique de FOM à base de SEM**

III.1 Introduction .....	41
III.2 Logiciel utilise.....	41
III.3 Résultats de simulations.....	42
III.3.1 Le premier FOM (PCF NL 1.5-670) .....	42
III.3.1.1 la dispersion chromatique.....	44
III.3.1.2 Aire effective de mode.....	44
III.3.1.3 Non linéarité de Kerr.....	45
III.3.2 La deuxième FOM (PCF NL 2.4-800) .....	46
III.3.2.1 la dispersion chromatique.....	47
III.3.2.2 Aire effective de mode.....	48
III.3.2.3 Non linéarité de Kerr.....	49
III.4 Conclusion.....	49
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>51</b>

### **Annexe**

# Liste des figures

## Chapitre I

Fig. I.1	Cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions .....	5
Fig. I.2	(a) Image SEM du premier PCF à base solide, (b,c) Images SEM du premier noyau creux PCF.....	6
Fig. I.3	section transversale d'une FOM avec ses paramètres.....	6
Fig. I.4	Etapes de fabrication d'une fibre microstructurée par la méthode du stack and draw.....	7
Fig. I.5	Vue en coupe de la première fibre microstructurée en verre de chalcogénure.....	8
Fig. I.6	Premières fibres microstructurées en verre de chalcogénure présentant un guidage de la lumière a (Fibre AsSe a cœur solide, b et c Fibres GaGeSbS à cœur solide).....	8
Fig. I.7	Zone centrale d'une préforme GeSbS (mise en évidence des problèmes d'interfaces).....	8
Fig. I.8	Schéma de principe du procédé d'extrusion.....	9
Fig. I.9	Exemples de fibres de composition As <sub>2</sub> S <sub>3</sub> obtenues suite à un perçage mécanique de la préforme.....	10
Fig. I.10	(a) guidage par effet BIP, n <sub>1</sub> =1.45 (silice) et n <sub>2</sub> =1(air), (b) guidage par RTIM, n <sub>1</sub> =1.45 (silice) et n <sub>2</sub> =1(air) (bleu=silice, noir=air).....	11
Fig. I.11	Classification des fibres à cristaux photoniques suivant le principe de guidage.....	12

## Chapitre II

Fig. II.1	Variation de l'indice effectif (parties réelle et imaginaire) en fonction de la longueur d'onde d'une FOM avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et $d$ varie de $0.5$ à $0.9 \mu\text{m}$ .....	19
Fig. II.2	Distribution du champ optique du mode fondamental d'une FOM avec $\Lambda=2 \mu\text{m}$ et $d=0.4 \mu\text{m}$ pour les longueurs d'onde $0.6 \mu\text{m}$ (à gauche) et $1.6 \mu\text{m}$ (à droite).....	19
Fig. II.3	Courbe de la fréquence spatiale normalisée montrant que les fibres microstructurées restent monomodes quelle que soit la longueur d'onde pour les petits rapports $d/\Lambda$ .....	20
Fig. II.4	Diffusion dans le cœur d'une fibre optique.....	22
Fig. II.5	les différentes sources d'atténuation dans les fibres de silice.....	23

Fig. II.6	Illustration de l'effet Tunnel optique dans une fibre droite à saut d'indice. Les points bleus sur la coupe d'indices effectifs à $\lambda$ fixe indiquent l'égalité d'indice effectif entre mode de cœur et modes de gaine.....	23
Fig. II.7	Confinement du champ optique dans le coeur (a), fuite du champ optique par effet tunnel à travers les trous d'air (b) et à travers les ponts solides (c).....	24
Fig. II.8	Variation des pertes par confinement avec la longueur d'onde pour: (a) différentes valeurs du facteur de remplissage ( $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et $d$ varie de $0.5$ à $0.9 \mu\text{m}$ ) et (b) différentes valeurs du nombre de couronnes.....	24
Fig. II.9	Illustration de l'effet tunnel optique dans une fibre courbée standard. Le point bleu sur la coupe d'indices effectifs à $\lambda$ fixe indique l'égalité d'indice effectif entre le mode de cœur et le mode de gaine modifié par la courbure .....	25
Fig. II.10	Evolution des pertes en fonction de la longueur d'onde dans une FOM en l'absence de la courbure et avec une courbure de rayon de $1 \text{ mm}$ .....	26
Fig. II.11	Profil du champ optique à $1.55 \mu\text{m}$ d'une FOM droite (a) et sous courbure (b).....	26
Fig. II.12	Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et $d$ varie de $0.5$ à $0.9 \mu\text{m}$ .....	28
Fig. II.13	Evolution de la biréfringence avec la longueur d'onde d'une fibre microstructurée à coeur suspendu.....	29
Fig. II.14	Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ et $d$ varie de $0.5$ à $0.9 \mu\text{m}$ .....	30
Fig. II.15	Illustration du principe de la BPM.....	31
Fig. II.16	simulation PWE: (a) la structure PCF est représentée comme une supercellule périodique, qui contient une structure cristalline et ses défauts; (B) un exemple de résultats de simulation avec PWE - distribution d'intensité dans les supercellules périodiques.....	33
Fig. II.17	La cellule Yee décrit tous les composants du champ électrique et magnétique dans un cube. Chaque composante du champ électromagnétique est définie uniquement en un seul endroit dans la cellule Yee de l'unité.....	35

### Chapitre III

Fig. III.1	capture d'écran d'un logiciel Lumerical's MODE solutions.....	41
Fig. III.2	L'image de microscope électronique en coupe transversale (SEM) de la fibre microstructurée (NL1.5-670) (a) et le cœur (b) .....	42

Fig. III.3	La distribution de champ optique du mode fondamental du PCF (NL1.5-670) avec $\Lambda = 2 \mu\text{m}$ , $d_1 = 1,5 \mu\text{m}$ $d_2 = 2 \mu\text{m}$ pour les longueurs d'onde $1.55 \mu\text{m}$ .....	43
Fig. III.4	L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde à côté de $670\text{nm}$ de NL1.5-670.....	43
Fig. III.5	Evolution de la non-linéarité de Kerr selon la longueur d'onde à côté de $670\text{nm}$ de NL1.5-670.....	44
Fig. III.6	L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde de NL1.5-670.....	44
Fig. III.7	Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde de NL1.5-670.....	45
Fig. III.8	Evolution de la non-linéarité de Kerr en fonction de la longueur d'onde de NL1.5-670.....	45
Fig. III.9	L'image de microscope électronique en coupe transversale (SEM) de la fibre microstructurée (NL2.4-800).....	46
Fig. III.10	La distribution de champ optique du mode fondamental du PCF (NL2.4-800) avec $\Lambda = 2.9 \mu\text{m}$ , $d_1 = 2,4 \mu\text{m}$ $d_2 = 2 \mu\text{m}$ pour les longueurs d'onde $1550 \text{ nm}$ .....	46
Fig. III.11	L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde à côté de $800\text{nm}$ .de NL2.4-800.....	47
Fig. III.12	Evolution de la non-linéarité de Kerr selon la longueur d'onde à côté de $800\text{nm}$ de NL2.4-800.....	47
Fig. III.13	L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde de NL2.4-800.....	48
Fig. III.14	Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde de NL2.4-800.....	48
Fig. III.15	Evolution de la non-linéarité de Kerr en fonction de la longueur d'onde de NL2.4-800.....	49

# *Liste des acronymes*

FMAS	Fibres microstructurées air-silice
FOM	Fibre optique microstructurée
1D	Une dimension
2D	Deux dimensions
3D	Trois dimensions
CLEO	Conférence on Lasers et Electro-Optics
PCF	Fibre à cristal photonique
SEM	Microscopie électronique à balayage
BIP	Bande interdite photonique
RTIM	Réflexion totale interne modifiée
WDM	Multiplexage en longueur d'onde
TDM	Multiplexage par division temporelle
THz	Térahertz
FDFD	Méthode des différences finies dans le domaine fréquentiel
GVD	Dispersion de vitesse de groupe
BPM	Méthode des faisceaux propagés
PWE	Expansion ondes planes
LBF	Fonctions de base localisées
FEM	Méthode des éléments finis
MPM	Méthode multipolaire
FDTD	Méthode des différences finies dans le domaine temporel
FTTH	Fibre jusqu'au domicile
EIM	Méthode de l'indice effectif
LFM	Méthode des fonctions de base localisées
PML	Couches parfaitement adaptées
EAIM	Méthode d'indice moyenné en azimut
PMD	Dispersion modale de polarisation
ZDW	Longueur d'onde de zéro dispersion

# Introduction générale

# Introduction générale

Dans les systèmes de télécommunications, l'utilisation d'une fibre optique de plus en plus importante a permis à des millions d'utilisateurs d'accéder et de transmettre des quantités d'informations simultanément. Pour répondre à la demande croissante de la quantité et du flux de cette information, la capacité des systèmes de transmission optique peut être lue de deux façons: soit en augmentant par canal ou par travail simultané sur de multiples canaux centrés sur différentes longueurs d'ondes (WDM). Cependant, ces deux solutions sont accompagnées d'un certain nombre d'effets néfastes. Le premier phénomène nuisible limitant les vitesses de transmission est que la dispersion chromatique reflète le fait que la vitesse du groupe dans le guide est fonction de la longueur d'onde. La deuxième source de dégradation dans les systèmes de télécommunications provient d'effets non linéaires. Ces effets, qui se produisent lorsque les densités de puissance guidées sont élevées, provoquant la génération de fréquences provoquant des interférences entre canaux. Nous voyons donc que, pour augmenter les taux de transmission, il est nécessaire de concevoir des fibres dont les caractéristiques de propagation répondent aux exigences de plus en plus sévères. Le potentiel offert par les fibres classiques était largement exploité et leurs limites étaient également bien définies. Il s'avère nécessaire de faire attention aux fibres optiques non conventionnelles.

Depuis une dizaine d'années, les recherches sur les matériaux d'un roman ont la possibilité de confiner et de contrôler la lumière dans les cavités ou le guide d'ondes par un phénomène de la physique tel que connu par le nom de bande interdite photonique, la découverte de cet effet donne naissance à des membres d'applications et en particulier de la réalisation du composant en fibre optique et plus récemment de la réalisation d'une nouvelle génération de fibres optiques.

Dans ce contexte, les fibres optiques microstructurées (FOM), constituées d'un arrangement de canaux d'air de section micronique parallèles à la direction de propagation dans une matrice de silice pure, apparaissent particulièrement attrayantes. Depuis leur avènement au cours des années 1990, les FOM, ont suscité un intérêt très vif, notamment pour leur capacité de confinement de la lumière et la possibilité d'adapter leur design pour fournir une dispersion donnée à une longueur d'onde donnée. En effet, l'ajustement des paramètres géométriques des FOM a ouvert un vaste champ dans le domaine de l'ingénierie afin

d'optimiser et de contrôler les propriétés optiques de la fibre. Cet engouement offre une multitude de géométries possibles en jouant sur le nombre, la dimension et le positionnement des trous d'air. On peut aussi concevoir des fibres qui présentent des propriétés de dispersion inaccessibles dans une fibre monomode conventionnelle. Cette flexibilité dans la conception des FOM est de nature à créer un fort intérêt pour leur utilisation, non seulement dans les télécommunications, mais aussi dans plusieurs systèmes optoélectroniques.

Dans ce contexte, les travaux de cette mémoire rapportent l'analyse des propriétés optiques non linéaires originales des FOM en vue de leurs utilisations dans les systèmes optoélectroniques. Pour cela, nous effectuons une série de modélisations numériques, en utilisant la méthode de différences finies, pour optimiser les différentes propriétés des FOM, telles que la perte par confinement, la dispersion chromatique, et l'aire effective de mode.

Ce mémoire se compose de trois chapitres :

Dans le premier chapitre nous introduisons les FOM ainsi que la structure du FOM avec son autre paramètre optogéométrique, puis on mentionne les types de fibres qui peuvent être classés par leur mécanisme de guidage, et leur fabrication par plusieurs méthodes par exemple la méthode "stack and draw". En fin en compte, les différentes applications de cette fibre et la plus importante est la génération de supercontinuum qui peut être utilisée dans le domaine de la télécommunication comme système de multiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM).

Dans le deuxième chapitre nous avons présenté les différentes caractéristiques: les mécanismes des pertes, la dispersion chromatique, l'aire effective de mode et la biréfringence et à la fin, les différentes méthodes qui peuvent être utilisées dans le processus de modélisation, dans notre étude, nous avons utilisé la méthode de différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD) en raison de leur approche générale et décrivez arbitrairement.

Dans le troisième chapitre nous étudions les propriétés optiques de la fibre optique microstructurées par la méthode FDFD, à l'aide d'une image microscopique dans le but de comparer les données attachées à ce fibre fournie par le fabricant avec des résultats de simulation. Enfin nous exposerons les résultats obtenus par simulations numériques portés sur les différentes propriétés optiques de la structure étudiée.

# Chapitre I: Les fibres optiques microstructurées

## I.1 Introduction

Au milieu des années 90, une nouvelle génération de fibres est imaginée dans le but d'obtenir un guidage par bande interdite photonique. Le cœur de ces fibres est en silice pure et la gaine optique est constituée d'un arrangement régulier de micro-canaux d'air dans une matrice de silice. Ces fibres aujourd'hui connues sous le nom de "fibres microstructurées air-silice" (FMAS), guident la lumière, le plus souvent, par réflexion totale interne, comme les fibres classiques [1]. Cependant, il a été rapidement démontré qu'elles pouvaient fonctionner en régime monomode sur une bande spectrale beaucoup plus large que les fibres usuelles et qu'elles pouvaient présenter des caractéristiques de dispersion tout à fait originales. C'est pour cette raison qu'elles ont très rapidement suscité un fort intérêt dans la communauté scientifique internationale.

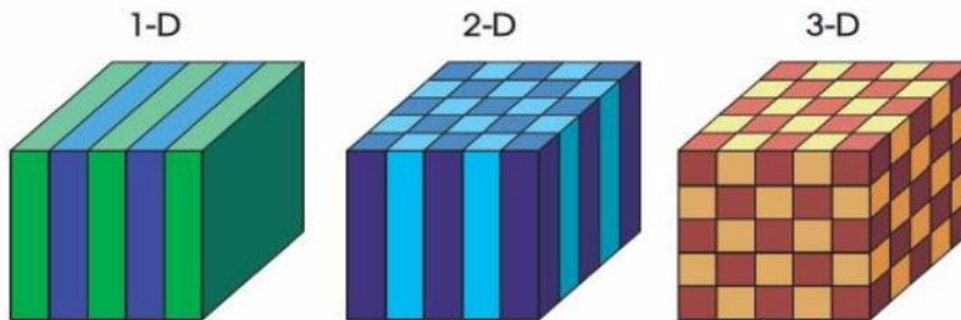
## I.2 Historique

Les avancées en nanotechnologies peu à peu au vingtième siècle ont rendu possible l'élaboration de matériaux artificiels dont le comportement vis-à-vis des ondes électromagnétiques est tout à fait surprenant et pour cette raison ils sont appelés parfois cristaux photoniques. Depuis lors, ces matériaux intéressent beaucoup la communauté scientifique, notamment dans le domaine de l'optique [2].

En 1978, Le premier réseau de Bragg en fibre a été démontré par Ken Hill. Initialement, les réseaux ont été fabriqués en utilisant un laser visible se propageant le long du noyau de fibre [3]. Les efforts ont été orientés vers la réalisation des autres structures avec des hauts propriétés [4, 5].

Après une décennie. En 1987, La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois. Eli Yablonovich a démontré la possibilité de réaliser des structures, dont l'indice de réfraction varie d'une façon périodique dans les trois directions de l'espace et qui peuvent présenter des bandes d'énergie dans lesquelles un photon ne peut se propager [5,6]. Les cristaux photoniques sont aujourd'hui utilisés comme un terme général décrivant les structures périodiques à la fois en une, deux et trois dimensions [4]. De même qu'il existe des bandes d'énergie permises et des bandes d'énergie interdites pour les électrons, il apparaît des bandes photoniques permises et des bandes photoniques interdites pour les photons dans les cristaux photoniques [2]. Alors que les structures à périodicité d'une dimension (1D) sont connues et exploitées depuis des décennies (p. Ex., Leur utilisation dans les miroirs à haute réflexion et les réseaux de Bragg en fibre), leurs homologues à deux et trois dimensions (2D

et 3D) n'ont été explorées que depuis la publication de l'original Idées de Yeh Yablonovitch et John [4].



*Fig. I.1 Cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions [4].*

En 1990, K.M. Ho, C.T. Chan et C.M. Soukoulis a obtenu la structure de bande du PhC avec des réseaux de FCC (structure d'opale) qui a consisté en sphères diélectriques avec l'index de réfraction élevé placé dans l'air [7].

En 1991, le professeur Philip Russel a posé ce question « Et si on réalise des fibres optiques dans lesquelles la lumière est piégée et guidée dans un cœur entouré par une gaine formée d'une structure à cristaux photoniques ? » durant l'une des sessions de CLEO/QELS (Conférence on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics & Laser Science). L'idée repose sur la conception d'une fibre optique à cœur creux et à gaine formée d'une microstructuration air/silice. L'objectif était alors de piéger et de faire propager la lumière dans le cœur par bande interdite photonique présente dans la gaine [5].

En 1992, P. Russell a inventé Une fibre à cristal photonique en cristal photonique 2D avec un noyau d'air [4].

En 1995, Birks T. A. et al., ont démontré d'un point de vue théorique que des structures périodiques diélectriques à deux dimensions pouvaient présenter des bandes interdites photoniques dépendant de la périodicité du cristal [2]. Aussi, un groupe de chercheurs animé par P. Russel de l'université de Bath ont publié les résultats d'une étude théorique démontrant la possibilité d'obtenir des bandes photoniques interdites avec un cristal bidimensionnel à faible contraste d'indice (air/silice) et ce quel que soit l'état de la polarisation de l'onde incidente [5].

En 1996, Knight J. C. et al., ont fabriqué la première fibre dans le but d'obtenir un guidage par effet BIP (bande Interdite Photonique) (Fig. I.2.a). tandis que le premier PCF à noyau creux a été établi en 1999 (Fig. I.2.b-c) [2].

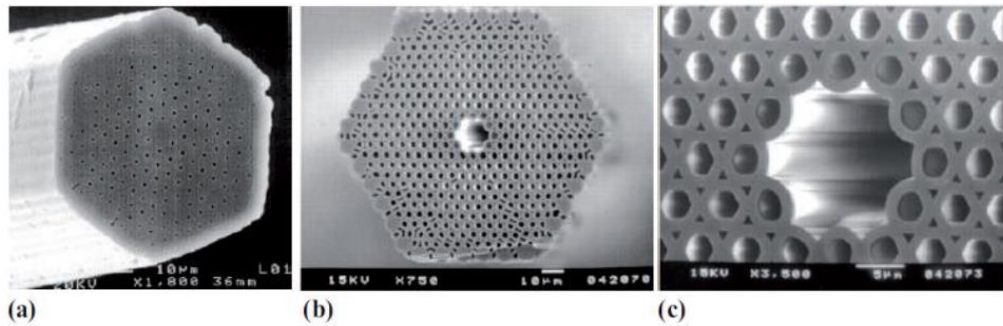


Fig. I.2 (a) Image SEM du premier PCF à base solide, (b,c) Images SEM du premier noyau creux PCF [4].

En 2009, A. Labbani et al., ont présenté les modifications des bandes interdites des cristaux photoniques à base de nano particules de semi-conducteur [2].

### I.3 Structure d'une fibre microstructurée

Dans ce type de fibre, la gaine est constituée d'une matrice de canaux d'air parallèles à l'axe optique, l'omission d'un trou (défaut central) dans la matrice forme le cœur solide de la fibre.

Les fibres microstructurées présentent une structure géométrique périodique sur deux dimensions et homogène sur la troisième (l'axe  $z$ ), axe de propagation de la lumière. Elles sont généralement en silice et comportent des canaux d'air le long de la fibre dont les paramètres caractéristiques sont le diamètre des canaux  $d$ , le pas  $\Lambda$  est distance inter canaux de centre à centre et  $d_c$  le diamètre de cœur (Fig. I.3) [2]:

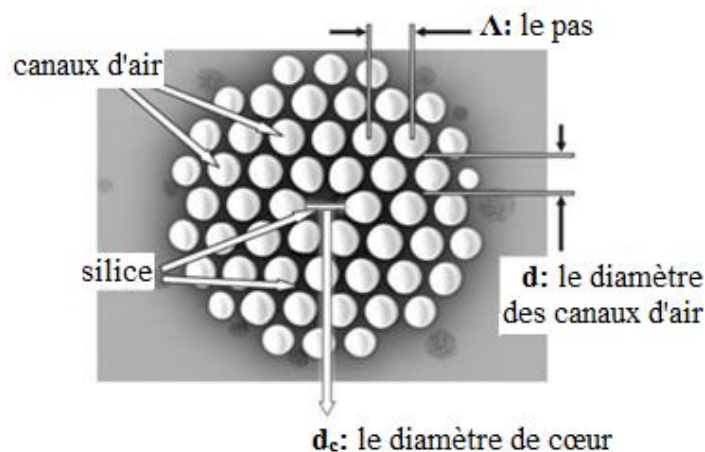


Fig. I.3 section transversale d'une FOM avec ses paramètres [2].

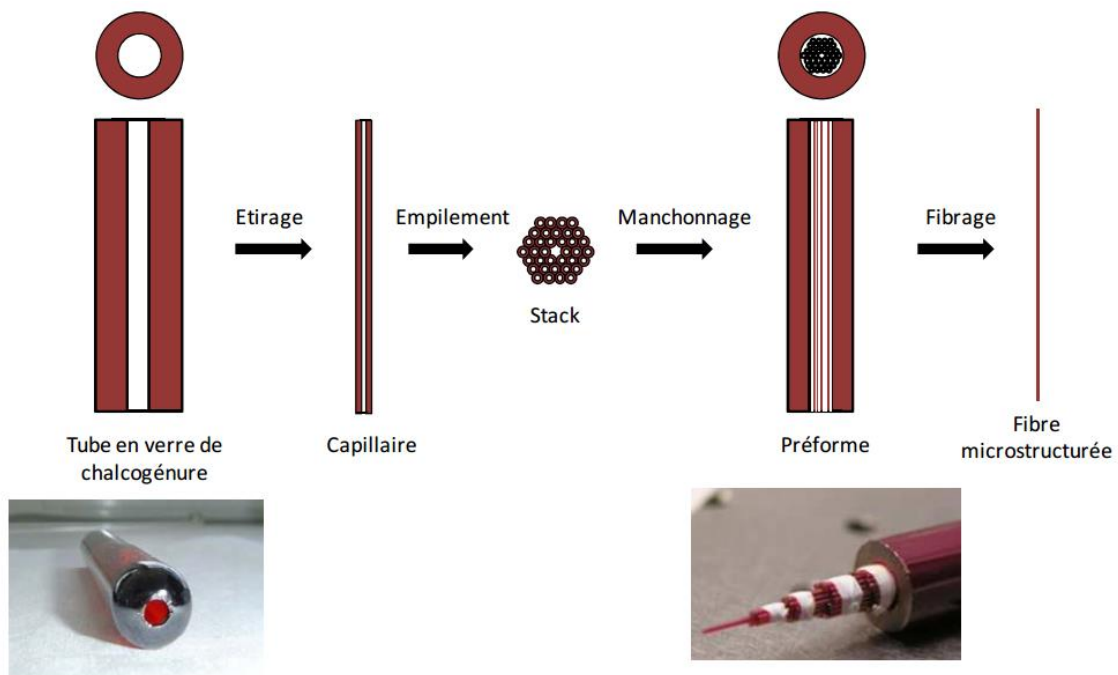
### I.4 Fabrication des fibre optique microstructurées

Lors du développement des fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure, plusieurs méthodes de fabrication sont apparues. Pour la conception des premières fibres, les scientifiques ont repris la technique employée pour la conception des fibres à cristaux

photoniques en silice: le « stack and draw » c'est-à-dire empilement et étirage en français. Puis d'autres méthodes ont été développées. L'ensemble de ces techniques est décrit ici [8].

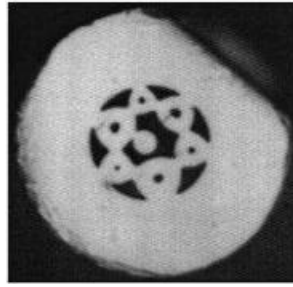
### I.4.1 Le stack and draw

Le stack and draw est une méthode qui consiste à empiler des capillaires de verre obtenus par l'étirage d'un tube (le tube peut être fabriqué à partir de différentes méthodes: le perçage, l'extrusion ou le rotational casting). L'arrangement des capillaires est ensuite placé dans un tube manchon et l'ensemble est étiré sur une tour de fibrage (Fig. I.4). Pour la réalisation de fibres à cœur solide on remplace le capillaire central par un cylindre de verre appelé baguette. En revanche les fibres à cœur creux, dites « hollow core » dans la littérature, peuvent être conçues en enlevant 1 ou plusieurs capillaires centraux. Lors du fibrage, un gaz neutre tel que l'hélium est injecté dans les trous. Le contrôle de la pression de ce gaz et une dépression autour du stack permettent un meilleur contrôle de la géométrie.



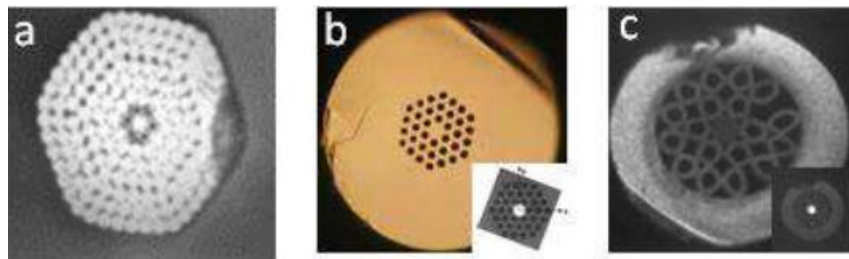
*Fig. I.4 Etapes de fabrication d'une fibre microstructurée par la méthode du stack and draw.*

Comme mentionné précédemment, le stack and draw est la technique utilisée pour la conception des fibres en silice. C'est donc en toute logique que dans un premier temps les scientifiques aient transposé cette méthode aux verres de chalcogénure. La conception de la première fibre microstructurée en verre de chalcogénure est publiée par T. M. Monro et al. en 2000. Une photographie de la tranche de la fibre obtenue est présentée dans la Fig. I.5. On peut voir que la structure de la fibre n'est pas régulière: l'épaisseur et la forme des capillaires est variable et le cœur de la fibre ne jouxte qu'un seul des trous de la microstructure. Cette fibre de composition  $65\text{Ga}_2\text{S}_3\text{-}32\text{La}_2\text{S}_3\text{-}3\text{La}_2\text{O}_3$  (GLS) ne guidait pas la lumière [8].



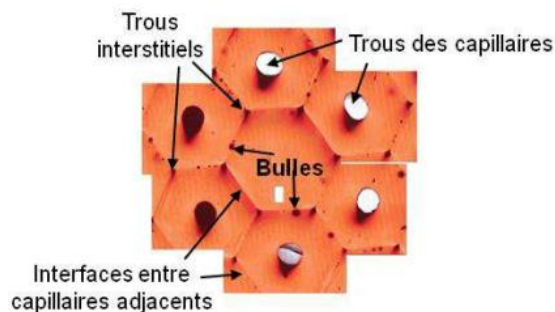
*Fig. I.5 Vue en coupe de la première fibre microstructurée en verre de chalcogénure.*

Le perfectionnement du procédé stack and draw a permis d'aboutir, à partir de 2005, à des fibres présentant des structures plus régulières permettant le guidage de la lumière. Des exemples de géométries sont présentés dans la Fig. I.6.



*Fig. I.6 Premières fibres microstructurées en verre de chalcogénure présentant un guidage de la lumière a (Fibre AsSe à cœur solide, b et c Fibres GaGeSbS à cœur solide) [8].*

Cependant, les limites de cette méthode pour la fabrication de FOMs en verre de chalcogénure sont démontrées en 2008 par Brilland et al. En effet, il est alors montré que les interfaces verre-verre formées entre les différents capillaires conduisent à des pertes optiques. De plus, des bulles d'air se retrouvent également piégées au niveau de ces interfaces et conduisent à d'importantes pertes par diffusion (Fig. I.7) [8].



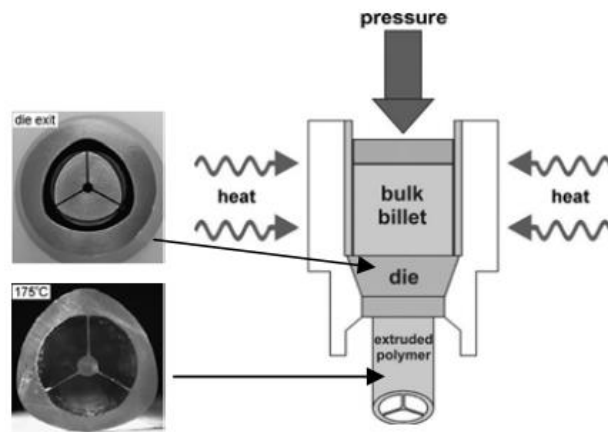
*Fig. I.7 Zone centrale d'une préforme GeSbS (mise en évidence des problèmes d'interfaces) [8].*

Les auteurs observent par exemple sur une fibre de composition Te<sub>20</sub>As<sub>30</sub>Se<sub>50</sub> (TAS) présentant des trous interstitiels importants, une transmission de 6dB/m à 9,3  $\mu$ m tandis que lorsque ces trous sont entièrement « collapsés » les pertes optiques sont supérieures à 20dB/m. Les auteurs démontrent ainsi que la diminution des pertes n'est possible qu'en limitant les interfaces entre les capillaires adjacents.

Par la suite, trois nouvelles méthodes de fabrication de FOM en verre de chalcogénure sont apparues: l'extrusion, le perçage et le moulage. Ces nouvelles techniques de mise en forme permettent de s'affranchir d'interfaces verre-verre et peuvent par conséquent potentiellement aboutir à des pertes plus faibles que celles rencontrées avec des fibres issues d'une mise en forme par stack and draw.

### I.4.2 L'extrusion

L'extrusion est une technique de mise en forme qui a fait ses preuves pour divers « soft materials » tels que les silicates de plomb, les tellurites ou encore les fluorures. En effet cette technique est adaptée aux matériaux à basse  $T_g$  avec une gamme de température de travail faible ou aux verres ayant une forte tendance à cristalliser. Le procédé consiste à porter le verre au-dessus de sa température de transition vitreuse ( $T_g$ ), il est ensuite mis sous pression et contraint de traverser une filière possédant la géométrie appropriée. La Fig. I.8 illustre ce procédé. L'extrusion se fait à température plus basse que le fibrage, la température d'extrusion correspond à une viscosité comprise entre 10<sup>9</sup> et 10<sup>7</sup> poises.



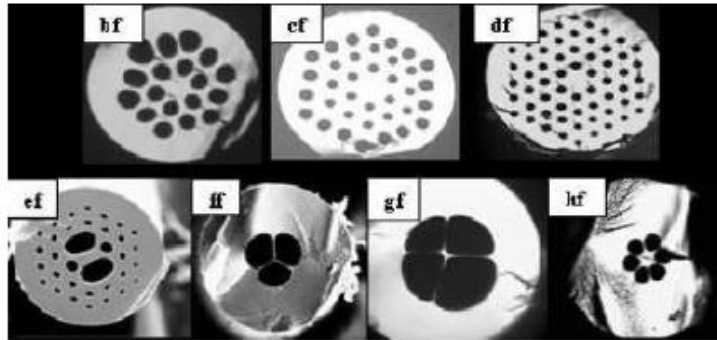
*Fig. I.8 Schéma de principe du procédé d'extrusion.*

En ce qui concerne les verres de chalcogénure, une préforme de composition GLS ( $\text{Ga}_2\text{S}_3\text{-La}_2\text{S}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ ) a été obtenue par extrusion en 2005. La préforme présentait la même géométrie que celle présentée dans la Fig. I.5 c'est-à-dire un cœur suspendu par 3 ponts de matière. Cependant, aucune fibre issue de cette préforme n'est rapportée dans la publication, ni dans un autre papier [8].

### I.4.3 Le perçage

Le perçage mécanique pour préparer des préformes de FOM en verre de chalcogénure a été développé en 2010 par M. El-Amraoui et al. Avant cela, c'était le perçage ultrasonique qui était employé pour travailler les silicates de plomb tandis que le perçage mécanique était

destiné aux polymères. Cette technique consiste à percer des trous dans un barreau de verre de chalcogénure. La position des trous doit être contrôlée avec une grande précision. De plus, la friction entre le verre et le foret doit permettre une augmentation de la température du verre et son éventuelle fusion. La qualité de la surface interne des trous de la préforme est également un paramètre critique pour la fibre optique qui en découle. Afin de contrôler ces différents enjeux il est possible de jouer sur la vitesse de rotation du foret ainsi que sur la force appliquée.



*Fig. I.9 Exemples de fibres de composition  $As_2S_3$  obtenues suite à un perçage mécanique de la préforme.*

Comme on peut le voir sur la Fig. I.9 de nombreuses géométries ont été conçues par cette méthode: des fibres à cœurs suspendus, des fibres de 1 à 4 couronnes de trous ou encore une fibre dissymétrique présentant 34 trous dont deux gros. Les paramètres géométriques des préformes dont découlent ces fibres sont: un diamètre extérieur de 16 mm, des trous de diamètre de 0,8 mm et une longueur d'environ 30 mm. Pour l'instant seules des fibres de compositions  $As_2S_3$  ont été élaborées par cette technique. La qualité optique des fibres microstructurées élaborées est proche de celle du matériau. En effet, les pertes mesurées à 1,55  $\mu m$  peuvent atteindre 0,35 dB/m. Cela indique que ce procédé de mise en forme n'engendre pas de pertes additionnelles contrairement au stack and draw [8].

#### **I.4.4 Le moulage**

Le moulage est une technique qui a été développée en 2006 pour élaborer des fibres microstructurées en polymère ou encore en silicate de plomb. Le principe de la méthode consiste à concevoir un moule et à couler le verre/polymère sur ce dernier. Il s'agit alors de fabriquer un moule dans un matériau approprié, c'est-à-dire inerte aux températures de travail considérées. Le moule ne doit en effet pas engendrer une pollution du matériau sélectionné pour constituer la fibre. De plus, il doit pouvoir être retiré aisément de manière à récupérer la préforme sans dommage. Les moules réalisés pour élaborer des fibres microstructurées sont constitués de disques auxquels sont soudés ou dans lesquels sont enfilés des aiguilles ou des

capillaires. Le nombre et la position des aiguilles/capillaires définissent le motif de la microstructure.

Cette méthode a été adaptée aux verres de chalcogénure en 2010. Le moule est dans ce cas entièrement élaboré à partir de silice.

Cette technique de mise en forme a permis d'aboutir à de très faibles pertes optiques. En effet, au cours de ma thèse, dès 2010 des pertes inférieures à 50 dB/km sont rapportées. Tout comme pour le perçage, le moulage permet de concevoir des préformes en un « bloc » et donc de s'affranchir des défauts aux interfaces verre-verre rencontrés avec la technique du stack and draw. Ces nouvelles méthodes permettent ainsi d'obtenir de meilleures propriétés de transmission optiques [8].

## I.5 Principe du guidage

Le terme générique de fibre microstructurée regroupe deux catégories de fibres qui se distinguent par les mécanismes de guidage différents qu'elles mettent en jeu:

- ✓ soit un effet de bande interdite photonique dans la gaine (BIP) (Fig. I.10 (b)).
- ✓ soit la réflexion totale interne modifiée (RTIM) (Fig. I.10 (a)) [1].

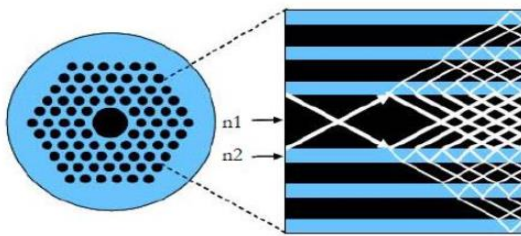
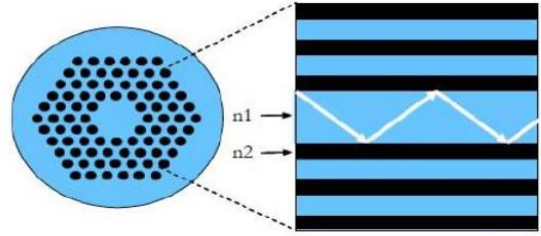


Fig. I.10 (a) guidage par effet BIP,  $n_1=1.45$

(silice) et  $n_2=1$ (air)[2]



(b) guidage par RTIM,  $n_1=1.45$

(silice) et  $n_2=1$ (air) (bleu=silice, noir=air)[2]

Les fibres à bandes interdites photoniques (Fig. I.11 (d) et (e)), encore appelées "Hollow fibers" réalisent le challenge de guider la lumière à l'intérieur d'un cœur d'indice plus faible que la gaine.

Ces fibres comportent des canaux d'air microscopiques sur toute leur longueur, disposés de manière périodique autour d'un cœur rempli d'air ou d'un gaz compatible avec la silice permettant un guidage de la lumière par effet BIP. On obtient alors un miroir de Bragg à deux dimensions. La taille et la répartition des trous permettent de déterminer la bande de longueur d'onde et les angles d'incidence pour lesquels la lumière est réfléchi, ce qui définit les caractéristiques de la bande interdite photonique. Ainsi, la propagation dans l'air limite les pertes intrinsèques dues à l'interaction lumière/matière permettant l'injection de très grandes densités de puissance sans phénomènes de claquage du matériau [9].

Dans un cœur d'air, les pertes de propagation peuvent être faibles à des longueurs d'ondes où la silice est peu transparente. Les intensités seuil d'apparition de la diffusion de Brillouin, de l'émission Raman stimulée, et d'autres effets non-linéaires sont alors repoussées. Ces fibres sont ainsi principalement employées pour la transmission de signaux avec un minimum de distorsion, ou pour des applications nécessitant de fortes puissances guidées [10].

Les fibres à cœur plein (Fig. I.11 (a), (b), (c)), encore appelées fibres à cristaux photoniques ou "Holey fibers" auxquelles nous limiterons notre étude, présentent de nombreuses analogies avec les fibres à saut d'indice standard utilisées en télécommunications. Cependant, elles diffèrent des fibres conventionnelles par leur fort contraste d'indice transverse. En effet, l'indice effectif de la gaine varie très fortement en fonction de la longueur d'onde, ce qui génère des propriétés spectrales uniques. Aussi, la flexibilité offerte dans le choix des paramètres géométriques de la PCF (arrangement, taille, nombre et espacement entre les trous) permet d'ajuster les propriétés optiques (aire effective, dispersion chromatique, biréfringence... etc) dans des plages que ne peuvent atteindre les fibres conventionnelles. Cette flexibilité dans la conception des PCF est de nature à créer un fort intérêt pour leur utilisation dans diverses applications.

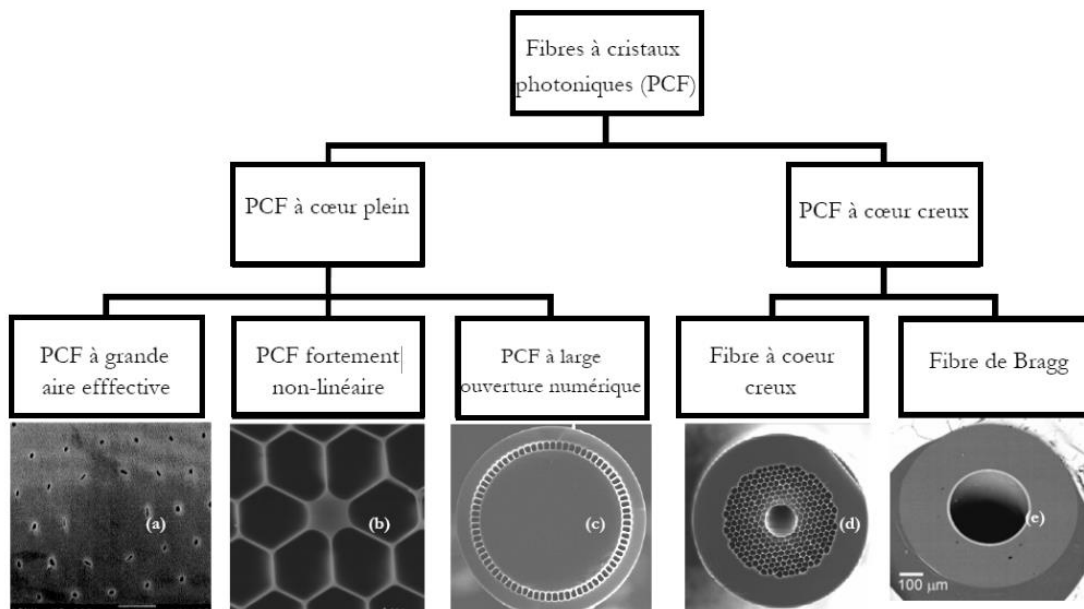


Fig. I.11 Classification des fibres à cristaux photoniques suivant le principe de guidage.

- (a) première fibre à grande aire effective réalisée à l'université de Bath  $d=1\mu\text{m}$ ,  $\Lambda=11\mu\text{m}$ .
- (b) fibre non-linéaire  $d=1.5\mu\text{m}$ ,  $\Lambda=2\mu\text{m}$ .
- (c) fibre à large ouverture numérique  $d_{\text{cœur}}=200\mu\text{m}$ .
- (d) fibre à cœur creux  $d=9.7\mu\text{m}$ ,  $d_{\text{microstructure}}=50\mu\text{m}$ .
- (e) fibre de Bragg  $d=350\mu\text{m}$ .

Le nombre important de degrés de libertés possibles dans les PCF permet la fabrication de fibres avec des dispersions particulières, nulle à une longueur d'onde donnée ou constante dans une bande désirée. Il est également possible de fabriquer des fibres à maintien de polarisation dont la biréfringence est de un à deux ordres de grandeur plus importante que celle des fibres conventionnelles. On peut aussi exploiter ces fibres pour générer, grâce à leurs fortes non-linéarités, un continuum de lumière. Des PCF monomodes peuvent être conçues avec un cœur de dimensions beaucoup plus importantes que les fibres conventionnelles. Des fibres, dont la taille du cœur est plus de cinquante fois plus grande que la longueur d'onde d'application, sont également facilement réalisables en exploitant les structures photoniques [11]. Il existe un intérêt immédiat pour de telles fibres pour la transmission de fortes puissances optiques (télécommunications, lasers de puissance pour la découpe ou le marquage), ou pour les lasers ou amplificateurs à fibres dopées. Dans la suite du manuscrit, nous nous intéresserons à ce type de fibres à cœur plein que l'on dénommera fibres à cristaux photoniques ou PCF [12].

## **I.6 Applications des FOM aux systèmes de télécommunications**

L'usage de plus en plus important des fibres optiques dans les systèmes de télécommunication a rendu possible la transmission des quantités d'informations très importantes avec un très haut débit. Pour répondre à la demande sans cesse croissante du débit de ces informations, les réseaux de télécommunications deviennent de plus en plus complexes et nécessitent des fonctionnalités diverses. En ce sens, la fibre optique constitue un excellent mode de transmission de l'information car elle permet de multiplexer des longueurs d'ondes à des débits de plusieurs dizaines de gigabits par seconde. En d'autres termes, on injecte plusieurs signaux à des longueurs d'ondes différentes dans une même fibre optique. On parle alors de réseau coloré ou WDM (Wavelength Division Multiplexing). La demande croissante de débit dans les réseaux de télécommunications nécessite des avancées importantes sur l'agilité optique du réseau, l'augmentation du débit, l'élargissement du domaine spectral et sur la réduction de l'espacement entre les canaux. La réalisation de ces objectifs requiert de nouvelles fonctions ou composants optiques (verrous technologiques) assurant le brassage de l'information, le routage, l'extraction de chaque canal et l'augmentation de la bande spectrale des fibres optiques. Les FOM sont d'excellents candidats pour la résolution de ces verrous technologiques. En effet, les fibres conventionnelles restent les supports privilégiés pour les transmissions très longues distances comme les liaisons transocéaniques. Les FOM, quant à elles, permettront de réaliser des fonctions optiques

locales ou des transmissions sur des distances plus courtes en tirant partie de leurs propriétés intéressantes [5].

### **I.6.1 Lignes de transmission**

Grace à leurs faibles pertes, plusieurs chercheurs ont démontré la possibilité d'utiliser les FOM en tant que ligne de transmission. En 2006, K. Kurokawa et al ont étudié la transmission de données à haut débit sur une FOM de longueur de 100 km. La fibre a été fabriquée en utilisant une préforme de silice ultra pure, ce qui a permis d'avoir un coefficient de pertes de 0.3 dB/km. En utilisant une source solitonique, les auteurs ont démontré la transmission des données à un débit de 10 Gb/s avec une erreur binaire de moins de 10<sup>-11</sup> et une pénalité en puissance nulle. L'augmentation du débit de transmission en utilisant le multiplexage de plusieurs signaux sur le même canal de transmission, soit par division des longueurs d'onde (WDM) ou par division temporelle (TDM) a été aussi étudiée. En utilisant un multiplexage WDM, une transmission à un débit de 40 Gb/s a été réalisée dans la région spectrale centrée à 800 nm (économique) par l'emploi d'une FOM de longueur de 5 km et dans les régions centrées respectivement à 1310 nm et 1550 nm en utilisant une ligne hybride composée de 26 km de FOM et de 20 km d'une fibre compensatrice de dispersion chromatique. L'utilisation de la technique de multiplexage TDM a permis de réaliser un débit gigantesque de 160 Gb/s en utilisant une FOM de longueur 26 km et une fibre compensatrice de dispersion de longueur 6.9 km [5].

### **I.6.2 FOM compensatrices de dispersion**

L'utilisation des FOM en tant qu'éléments compensateurs de dispersion a été aussi envisagée. En effet, la dispersion chromatique et la dispersion des modes de polarisation représentent des effets néfastes et leur compensation est nécessaire pour maximiser le débit dans les liaisons optiques. Pour palier au problème de la dispersion chromatique, on fait appel, généralement, à deux solutions. La première consiste à utiliser une fibre à dispersion chromatique nulle et aplatie sur une large gamme des longueurs d'onde. La deuxième solution repose sur l'insertion d'une fibre à grande dispersion chromatique négative dans les anciennes installations. Le profil de la dispersion chromatique peut être contrôlé facilement avec les FOM en ajustant ses paramètres opto-géométriques. Cela se réalise soit par l'introduction d'autres matériaux que la silice, comme le germanium ou la fluorine ou bien en réduisant sélectivement les rayons de certains trous d'air. Quant à la dispersion des modes de polarisation, sa compensation dans les liaisons optiques est assurée en utilisant une fibre optique dite hautement biréfringente. La biréfringence dans les fibres optiques est introduite

en brisant la symétrie radiale de sa section transversale. C'est aussi la même approche utilisée pour les FOM. En effet, la biréfringence dans les FOM peut être induite en agrandissant/réduisant le rayon de certains trous d'air. Cela a permis d'atteindre des biréfringences de l'ordre de  $10^{-2}$ , 100 fois plus grandes que celles obtenues avec les fibres conventionnelles [5].

### **I.6.3 Conversion de la longueur d'onde**

Une autre fonction optique, importante pour les réseaux de télécommunications, est la conversion de la longueur d'onde. Elle consiste à transférer ou dupliquer l'information d'une longueur d'onde sur une autre longueur d'onde décalée de quelques gigahertz à quelques térahertz. Elle peut être nécessaire dans des machines de routage pour éviter des conflits lorsque deux canaux entrant à la même longueur d'onde doivent être envoyés vers la même fibre de sortie. La réalisation de cette opération est assurée en tirant profit de deux effets nonlinéaires: le mélange à quatre ondes et l'automodulation de phase. K. K. Chow et al ont conçu un montage expérimental de la conversion réglable en longueur d'onde basé sur le mélange à quatre ondes dans une FOM à dispersion chromatique aplatie et fortement non-linéaire. Une conversion à 3 dB d'une largeur spectrale de 40 nm (1535-1575 nm) est obtenue avec une efficacité de conversion de -16 dB et une insensibilité à la polarisation inférieure à 0.3 dB. La pénalité en puissance mesurée est inférieure à 1 dB pour un signal NRZ transmis avec un débit de 10 Gb/s.

### **I.6.4 Démultiplexage**

Le démultiplexage permet de restituer les signaux originaux à partir d'un signal composite obtenu par multiplexage temporel ou fréquentiel. Cette fonction peut être réalisée dans un contexte tout optique en exploitant le mélange à quatre ondes dans les FOM. Z. Q. Hui et al ont démontré le démultiplexage temporel de 100 Gb/s à 10 Gb/s en utilisant un tronçon de 5 m de longueur d'une FOM hautement non-linéaire à dispersion chromatique aplatie [5].

## **I.7 Conclusion**

À l'heure actuelle, on peut s'attendre à ce que les PCF pour des lasers et des amplificateurs à fibre de plus grande puissance pour la génération suivante et pour la génération de supercontinuum soient les premiers produits à atteindre le marché "réel" qui est de gagner des opportunités commerciales aussi en dehors du monde académique. En fait, même si les PCF étaient à l'origine envisagés comme une solution pour des débits de données

plus élevés dans les télécommunications, les fibres optiques classiques actuellement utilisées sont si bonnes que les PCF n'offrent pas d'avantage évident en ce moment.

## Références bibliographiques

- [1] DAOUI Abdel Kader, "*Fibres optiques microstructurées: Modélisation et optimisation des propriétés optiques*", thèse de MAGISTER, université BADJI MOKHTAR-ANNABA, 2009.
- [2] Melle Benaissa Fatima, "*Etude et Simulation des Ondes Electromagnétiques dans les guides d'Ondes à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques*", thèse de Magister université ABOUBAKR BELKAÏD – TLEMCEN, 2013.
- [3] Hill. K. O, Fujii. Y, Johnson. D. C, Kawasaki. B. S, "*Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection fiber fabrication*", Applied Physics Letters, 1978.
- [4] HATHROUBI Hadjer and MERAGHNI EL-Bachir, "*Design of ZBLAN photonic crystal fiber with nearly zero ultra-flattened chromatic dispersion*", thèse de Master en télécommunication université Echahid Hamma Lakhdar-El oued, 2016.
- [5] MEDJOURI Abdelkader, "*Etude des fibres optiques microstructurées et de leurs applications aux systèmes optoélectroniques*", thèse de doctorat université Houari Boumediène-ALGERIA, 2016.
- [6] Eli Yablonovitch, "*Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*", Physical Review Letters, 1987.
- [7] HASSANI Bilal, "*Study of the linear effects of Photonic Crystal Fiber (PCF)*", thèse de Master en télécommunication université Echahid Hamma Lakhdar-El oued, 2012.
- [8] Perrine Toupin, "*fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure pour la détection d'espèces chimiques et la conversion de longueurs d'onde*", thèse de doctorat, Université de Rennes1, 2013.
- [9] 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 band gap guidance of light in air*", Science, vol. 285, pp. 1537-1539, 1999.
- [10] 12C. M. Smith, "*Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre*", Nature, vol. 424, pp. 657-659, 2003.
- [11] P. St. J. Russell, "*Photonic crystal fibers*", Science, vol. 299, pp. 358-362, 2003.
- [12] T. M. Monro and D .J. Richardson, "*Holey optical fibres: Fundamental properties and device applications*", Comptes Rendues Physique, vol. 4, pp. 175-186, 2003.

## Chapitre II: Les propriétés optiques du mode fondamentale

## II.1 Introduction

Ce chapitre a pour but d'introduire les fibres optiques microstructurées (FOM). Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux les propriétés optiques linéaires caractérisant le mode fondamental, telles que le caractère infiniment monomodal, les pertes, la dispersion de vitesse de groupe (dispersion chromatique), la biréfringence et l'aire effective de mode. Ensuite, nous présenterons méthode de modélisation.

## II.2 Les propriétés optiques

De manière générale, un mode guidé (satisfaisant la condition donnée par l'équation (II.1)) est caractérisé par son indice effectif  $n_{eff}$  et la distribution radiale de son champ optique. Ces deux paramètres peuvent être obtenus par la résolution de l'équation de propagation donnée par:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (II.1)$$

Avec  $\mu$  et  $\varepsilon$  étant la perméabilité et la permittivité du milieu, respectivement.

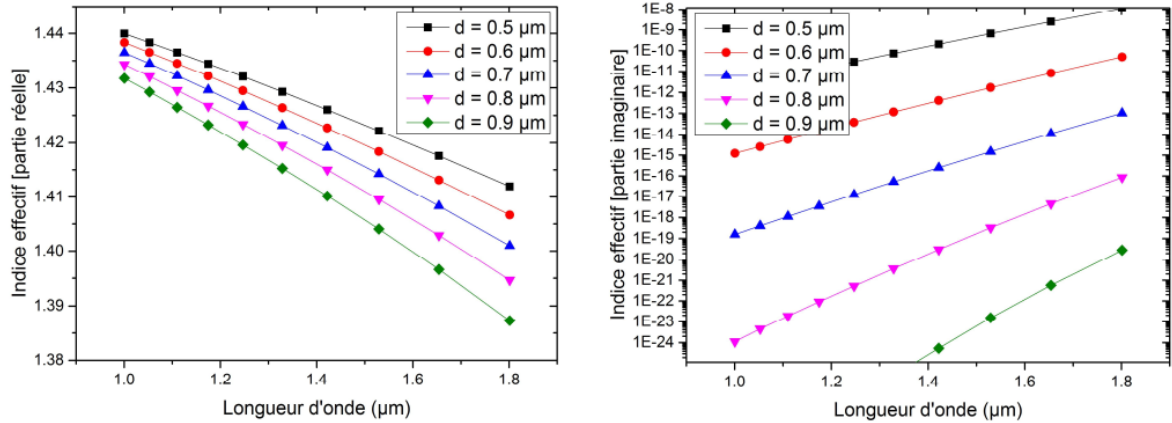
Dans ce qui suit, nous utilisons la méthode de différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD) pour la résolution de l'équation (II.1). Avec cette méthode, totalement vectorielle, nous pouvons calculer l'indice effectif du mode fondamental. On peut alors en déduire les propriétés optiques essentielles telles que la dispersion chromatique, la biréfringence et l'aire effective de la FOM considérée.

Soit le mode fondamental obtenu par la résolution de l'équation (II.1), son indice effectif est complexe et dépend de la longueur d'onde:

$$n_{eff} = Re[n_{eff}] + Im[n_{eff}] \quad (II.2)$$

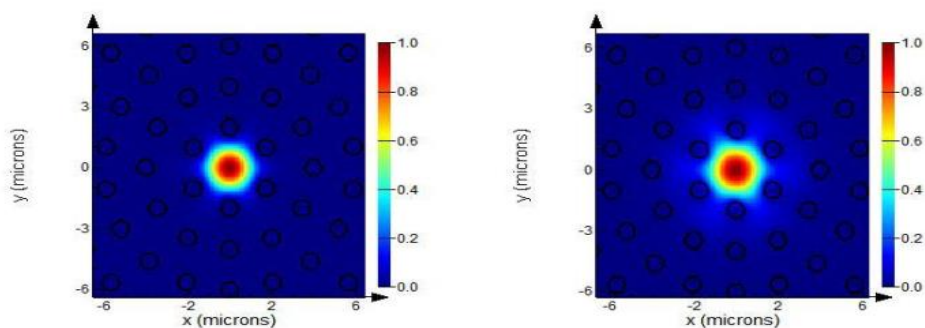
où  $Re[n_{eff}]$  et  $Im[n_{eff}]$  représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de l'indice effectif. La figure II.1 décrit la variation de l'indice effectif du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec  $A = 2.3 \mu\text{m}$  et  $d$  varie de  $0.5$  à  $0.9 \mu\text{m}$ .

D'après la Fig. II.1, on remarque que la partie réelle de l'indice effectif du mode fondamental diminue avec la longueur d'onde alors que sa partie imaginaire augmente.



**Fig. II.1** Variation de l'indice effectif (parties réelle et imaginaire) en fonction de la longueur d'onde d'une FOM avec  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  et  $d$  varie de  $0.5$  à  $0.9 \mu\text{m}$ .

Comme l'extension du champ dans les trous varie notablement avec la longueur d'onde, cet indice dépend lui-même de la longueur d'onde et des paramètres géométriques de la fibre ( $d$  et  $\Lambda$ ). On remarque dans la Fig. II.2 que lorsque la longueur d'onde augmente, le champ électromagnétique guidé s'étend de plus en plus dans la gaine. La lumière pénètre alors plus fortement dans les trous, provoquant ainsi une chute de l'indice effectif de la gaine microstructurée. À l'inverse, aux courtes longueurs d'onde, la lumière est confinée dans le cœur augmentant l'indice effectif de la gaine. Une FOM apparaît donc comme une fibre à ouverture numérique chromatiquement dépendante. Le paramétrage de la géométrie des FOM en fonction de la taille et de la répartition des trous confère à ces fibres un grand avantage par rapport aux autres fibres [1, 2].



**Fig. II.2** Distribution du champ optique du mode fondamental d'une FOM avec  $\Lambda = 2 \mu\text{m}$  et  $d = 0.4 \mu\text{m}$  pour les longueurs d'onde  $0.6 \mu\text{m}$  (à gauche) et  $1.6 \mu\text{m}$  (à droite).

### II.2.1 Caractère indéfiniment monomode

La dépendance de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde a permis de distinguer une caractéristique propre aux FOM qui consiste en la propagation monomode large bande. En effet, plus la longueur d'onde devient courte, plus le champ

électromagnétique s'étend dans la silice et l'indice effectif du matériau microstructuré se rapproche de celui de la silice pleine [2].

Pour déterminer si une FOM est monomode ou multimode, la fréquence spatiale normalisée effective  $V$  doit être calculée. Son expression est donnée par [1]:

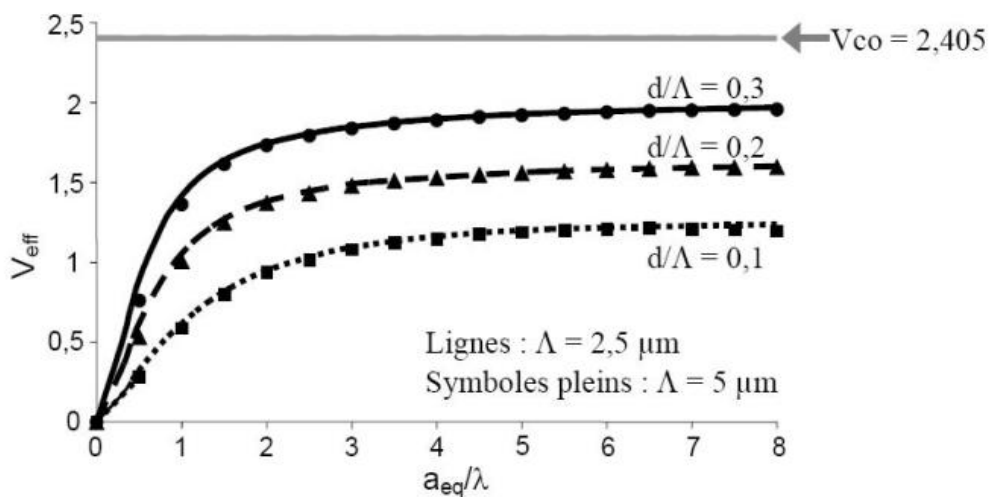
$$V_{eff} = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{(n_{coeur}^2 - n_{FSM}^2)} \quad (II.3)$$

Où  $a$  est le rayon du cœur de la fibre à saut d'indice donné par  $2a = 2\Lambda - d$  [2]. Cette valeur a été choisie pour conserver la même valeur de la fréquence spatiale normalisée de coupure du second mode dans une fibre standard SMF-28 (recommandation de l'union internationale des télécommunications, G.652.D), c'est-à-dire 2.405. Les courbes de  $V_{eff}$  de la Fig. II.1 sont calculées pour 6 couples de valeurs de  $\Lambda$  et  $d/\Lambda$  :  $\Lambda = [2.5, 5] \mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = [0.1, 0.2, 0.3]$ .

Ces courbes montrent qu'il est possible d'obtenir une fibre microstructurée dont la fréquence normalisée est inférieure à la fréquence de coupure du second mode quelle que soit la longueur d'onde, en choisissant  $d/\Lambda$  suffisamment petit. La fibre est alors monomode quelle que soit la longueur d'onde de travail.

De plus, on peut noter que la fréquence normalisée de la fibre dépend uniquement du rapport  $d/\Lambda$  lorsque le rapport  $a_{eq}/\lambda$  est constant. En augmentant  $\Lambda$  (ce qui revient à augmenter la taille du cœur) à  $d/\Lambda$  constant, la structure conserve son caractère monomode large bande.

Si la fibre n'est pas indéfiniment monomode, la bande spectrale de fonctionnement monomode est décalée vers les grandes longueurs d'onde. Il est donc possible de réaliser une fibre monomode large bande possédant un cœur de grande dimension.



**Fig. II.3** Courbe de la fréquence spatiale normalisée montrant que les fibres microstructurées restent monomodes quelle que soit la longueur d'onde pour les petits rapports  $d/\Lambda$  [2].

## II.2.2 Les pertes de propagation

Une onde se propageant dans une fibre optique est atténuée tout le long de sa propagation. Plusieurs processus participent à l'atténuation. Ces processus peuvent être classés en deux catégories: ceux qui sont liés au matériau du cœur (la silice) et sa qualité de fabrication (absorption, diffusion) et d'autres qui sont relatifs à la capacité de la gaine de piéger l'onde dans le cœur (fraction d'air dans la gaine, nombre de couronnes des trous d'air). Dans la première catégorie, on trouve l'absorption électronique, l'absorption multiphotonique, la diffusion de Rayleigh et la diffusion de Mie. Dans la deuxième catégorie, on trouve les pertes par confinement et les pertes par macro-courbure.

### II.2.2.1 Pertes par absorption

Ce type de perte se traduit par une conversion de l'énergie des photons en une autre forme d'énergie (vibration par exemple). En effet, la plage de transparence (appelée aussi bande optique) d'un matériau s'étend des bandes d'absorption électronique aux faibles longueurs d'ondes (Band Gap) aux bandes d'absorption de réseau (absorption multiphoton) aux grandes longueurs d'ondes. Ces deux bandes, centrées sur des dipôles électroniques ou atomiques, déterminent le domaine d'utilisation du matériau (200-2000 nm pour la silice). Entre ces deux bandes intrinsèques existent bien souvent des bandes d'absorption localisées (extrinsèques) dues à la présence d'impuretés comme le carbone, les métaux de transitions, l'eau. Ces impuretés peuvent provenir des matières premières et peuvent également être intégrées au matériau lors de sa synthèse [3].

### II.2.2.2 Pertes par diffusion

Les pertes par diffusion proviennent de variations microscopiques de la densité du matériau, de fluctuations de composition et d'inhomogénéité ou de défauts induits durant le processus de fabrication de la fibre. En présence d'un centre diffusant, une onde se propageant subit une diffusion dans toutes les directions (Fig. II.4). Une partie des rayons diffusés sortent du cœur de la fibre et se dispersent dans la gaine, provoquant ainsi une perte de puissance de l'énergie lumineuse transmise, donc une atténuation du signal qui est fonction de  $\lambda$  et qui décroît rapidement lorsque  $\lambda$  augmente. Il existe deux types de diffusion: la diffusion linéaire (élastique), pour laquelle les photons diffusés gardent la même fréquence et la diffusion non linéaire (inélastique) pour laquelle les photons diffusés voient leur fréquence modifiée. On distingue deux sous-types de diffusion linéaire selon les dimensions du centre diffusant: la diffusion Rayleigh qui se manifeste lorsque les dimensions sont très petites devant la longueur

d'onde et la diffusion de Mie qui se manifeste lorsque les dimensions sont de l'ordre de la longueur d'onde.

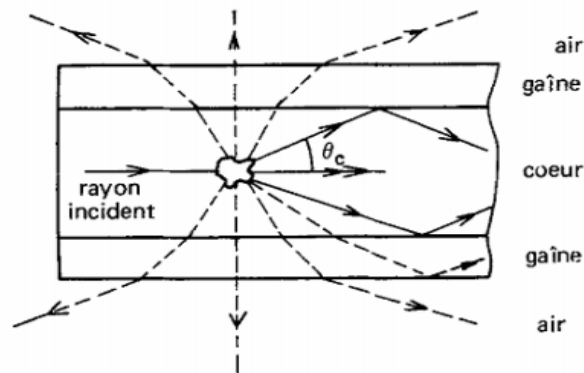


Fig. II.4 Diffusion dans le cœur d'une fibre optique [3].

#### II.2.2.2.1 Diffusion Rayleigh

Ce phénomène a été découvert par le physicien anglais John William Strutt, plus connu sous le nom de Lord Rayleigh. Le champ électrique d'une onde lumineuse incidente sur un atome déforme le nuage électronique, ce qui mène à la création d'un dipôle induit. C'est le rayonnement isotrope de ce dipôle à la longueur d'onde de la lumière incidente qui constitue la diffusion Rayleigh.

L'intensité diffusée est proportionnelle au diamètre des particules et inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la longueur d'onde:  $I \propto 1 / \lambda^4$ . L'atténuation due à la diffusion Rayleigh diminue donc vers les grandes longueurs d'onde. Pour cette raison les courtes longueurs d'onde ne sont pas utilisées en télécommunications, leurs atténuations minimales étant limitées par la diffusion Rayleigh.

#### II.2.2.2.2 Diffusion de Mie

Ce type de diffusion a été découvert par le physicien allemand Gustav Mie. Le phénomène est causé par l'interaction de la lumière guidée avec des particules de taille comparable à la longueur d'onde. L'origine de cette diffusion vient de la présence de fluctuations d'indice de réfraction dans le cœur et la gaine (inhomogénéité du verre, impuretés, défauts...).

L'intensité diffusée est inversement proportionnelle au carré de la longueur d'onde:  $I \propto 1 / \lambda^2$ . Réduire ou éliminer ce type d'atténuation est possible par l'amélioration de la qualité du verre. Aujourd'hui, dans les fibres commerciales en silice, la diffusion de Mie est négligeable. La Fig. II.5 illustre les différents mécanismes de pertes due au matériau [4].

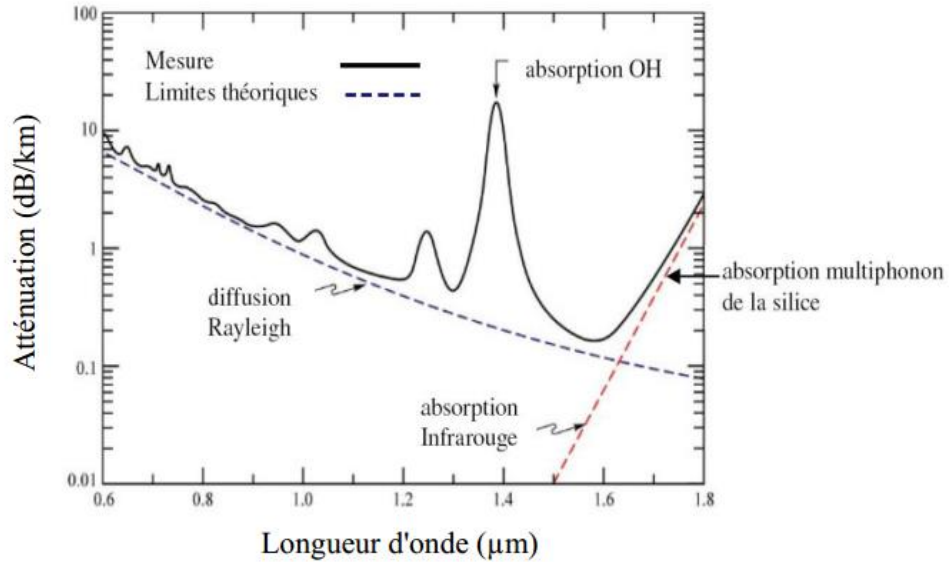


Fig. II.5 les différentes sources d'atténuation dans les fibres de silice [4].

II.2.2.3 Pertes par confinements

Les pertes par confinement sont dues à la dimension finie de la gaine, qui peut entraîner un transfert d'énergie des modes de cœur vers les modes de la gaine externes (non confinés) par effet tunnel optique [5]. Cet effet a lieu lorsque la gaine externe supporte un mode qui possède le même indice effectif que le mode de cœur considéré (accord de phase) et lorsque le recouvrement entre ces deux modes est non nul. Ainsi, un couplage d'intensité lumineuse va pouvoir s'effectuer du cœur où le champ est de type oscillant, au travers de la gaine optique où le champ est de type évanescent, vers la gaine externe où le champ est à nouveau de type oscillant, entraînant des pertes pour le mode de cœur au cours de sa propagation.

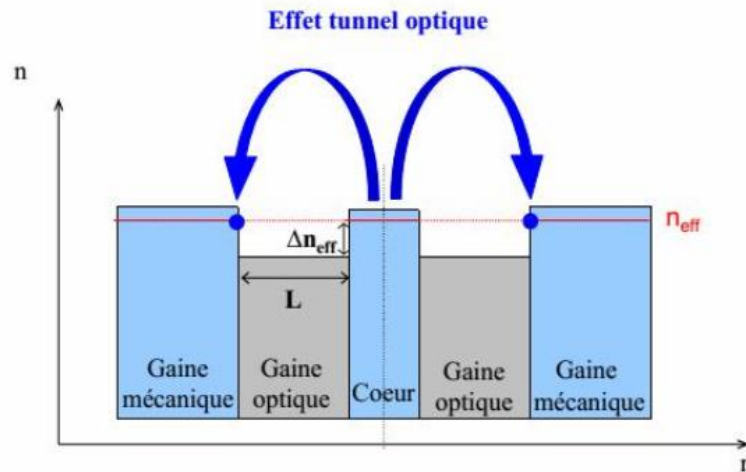


Fig. II.6 Illustration de l'effet Tunnel optique dans une fibre droite à saut d'indice. Les points bleus sur la coupe d'indices effectifs à  $\lambda$  fixe indiquent l'égalité d'indice effectif entre mode de cœur et modes de gaine [6].

Deux paramètres sont essentiels afin de réduire cette intensité et donc de diminuer les pertes: la largeur  $L$  de la gaine optique ainsi que le contraste d'indice  $\Delta n_{eff}$  entre l'indice effectif du mode de cœur et l'indice effectif du mode de gaine le plus proche.

Dans le cas d'une FOM guidant par RTIM, le paramètre  $\Delta n_{eff}$  est défini comme la différence entre l'indice effectif du mode de cœur et l'indice effectif du mode de gaine  $n_{FSM}$  et la largeur  $L$  est définie par le nombre des couronnes (anneaux) des trous d'air. Lorsque la longueur d'onde augmente,  $\Delta n_{eff}$  ne fait que diminuer, tout comme la largeur relative de la gaine  $L/\lambda$ , entraînant une augmentation des pertes par confinement.

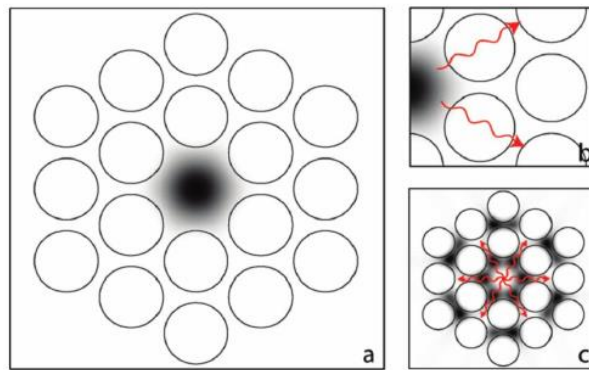


Fig. II.7 Confinement du champ optique dans le cœur (a), fuite du champ optique par effet tunnel à travers les trous d'air (b) et à travers les ponts solides (c) [7].

Ces pertes sont calculées en fonction de la partie imaginaire de l'indice effectif du mode suivant la formule suivante [8]:

$$\alpha(dB/km) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} Im(n_{eff}) \tag{II.4}$$

La Fig. II.8 donne l'influence de la fraction d'air et du nombre de couronnes dans la gaine sur les pertes par confinement d'une FOM à réseau triangulaire.

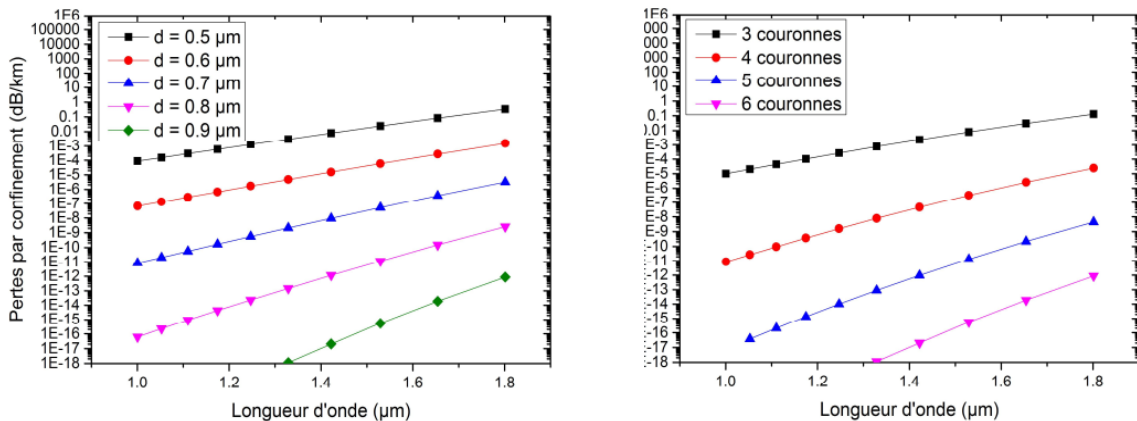
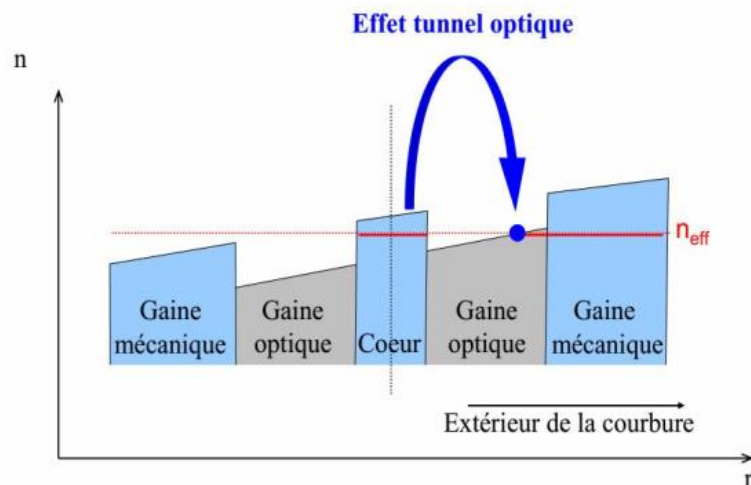


Fig. II.8 Variation des pertes par confinement avec la longueur d'onde pour: (a) différentes valeurs du facteur de remplissage ( $A = 2.3 \mu m$  et  $d$  varie de  $0.5$  à  $0.9 \mu m$ ) et (b) différentes valeurs du nombre de couronnes.

## II.2.2.4 Pertes par courbure

Lorsqu'une fibre subit une courbure, une partie de la puissance optique véhiculée dans le cœur peut d'échapper et se perdre dans la gaine [9]. Classiquement, l'effet de la courbure peut être modélisé en assimilant la fibre courbée à une fibre droite dont la coupe transverse d'indice de réfraction a subi une modification linéaire suivant l'axe de la courbure  $x$ . L'indice de réfraction reste identique sur l'axe  $y$  (perpendiculaire à l'axe de la courbure  $x$ ) et il augmente (diminue) vers l'extérieur (intérieur) de la courbure, d'autant plus que le rayon de courbure est faible. Ce modèle, développé pour les fibres conventionnelles, traduit le fait que le chemin optique parcouru par la lumière est plus grand (petit) du côté extérieur (intérieur) à la courbure qui est en extension (compression). La Fig. II.9 schématise à titre d'exemple le profil d'indice de réfraction équivalent obtenu après courbure, suivant l'axe  $x$  dans le cas d'une fibre à saut d'indice.



*Fig. II.9 Illustration de l'effet tunnel optique dans une fibre courbée standard. Le point bleu sur la coupe d'indices effectifs à  $\lambda$  fixe indique l'égalité d'indice effectif entre le mode de cœur et le mode de gaine modifié par la courbure [6].*

En modifiant les indices de réfraction, les modes autorisés à se propager dans la structure équivalente sont également modifiés. Ainsi, la structure équivalente peut cette fois présenter des couplages par effet tunnel entre le mode de cœur et des modes de gaine. Les pertes générées par ce type de couplage sont d'autant plus grandes que le rayon de courbure  $R$  est faible ou que le contraste d'indice  $\Delta n_{eff}$  entre le mode de cœur et le mode de gaine le plus proche est faible. En effet, dans ces deux cas, l'intensité résiduelle du mode de cœur au point de couplage sera plus grande. Ainsi, la sensibilité à la courbure d'une fibre standard augmente avec la longueur d'onde puisque  $\Delta n_{eff}$  diminue. L'une des solutions utilisée pour diminuer ces pertes est d'augmenter la proportion de l'air dans la gaine suivant le sens d'orientation de la

courbure [10]. La Fig. II.10 montre l'évolution des pertes avec la longueur d'onde en l'absence de la courbure et en présence d'une courbure de rayon de 1 mm.

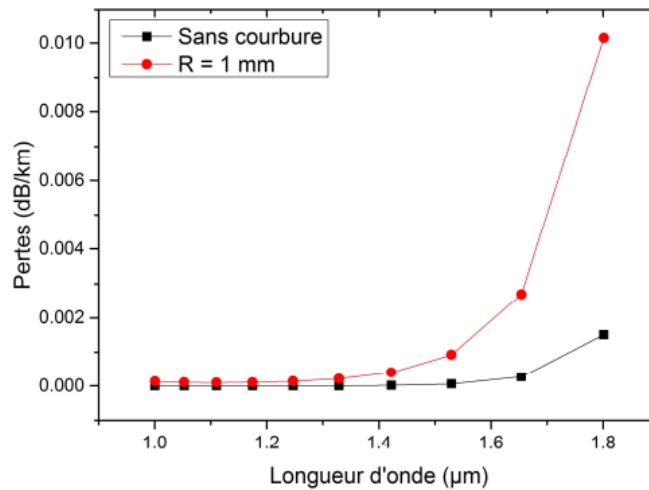


Fig II.10 Evolution des pertes en fonction de la longueur d'onde dans une FOM en l'absence de la courbure et avec une courbure de rayon de 1 mm.

La Fig. II.11 montre l'infiltration du champ optique dans la gaine par effet tunnel d'une FOM sous courbure.

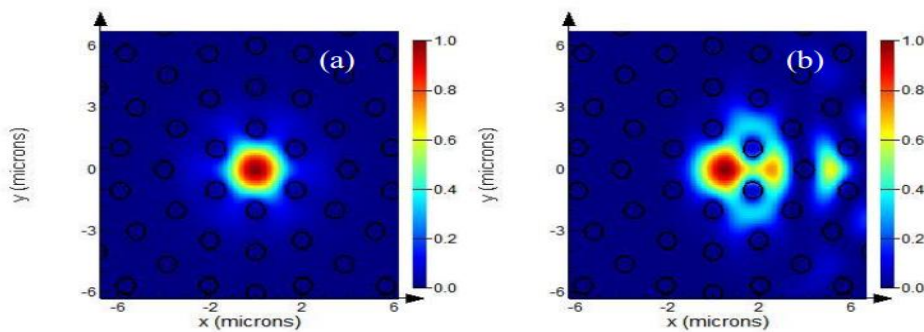


Fig. II.11 Profil du champ optique à 1.55 μm d'une FOM droite (a) et sous courbure (b).

Les pertes par courbure peuvent être bénéfiques pour certaines applications. En effet, les FOM à grande aire effective (servant au transport de la forte puissance) peuvent avoir des modes d'ordre supérieur ayant un coefficient de pertes plus grand par rapport à celui du mode fondamental. Pour rendre la fibre monomode, on la courbe avec un rayon suffisamment petit, ce qui va augmenter les pertes par confinement dans la fibre et par la suite éliminer les modes d'ordre supérieur après quelques centimètres de propagation [11].

### II.2.3 La dispersion chromatique

Un guide d'onde optique est dispersif lorsque l'indice effectif de son mode fondamental est fonction de la longueur d'onde. Ainsi une impulsion se propageant dans une fibre optique

subira un étalement temporel plus ou moins important en fonction de sa longueur d'onde centrale et de sa largeur temporelle. En effet, lorsqu'une impulsion lumineuse se propage dans un guide, la phase spectrale associée à chacune des composantes spectrales de l'onde peut s'exprimer par:

$$\varphi(\omega) = \beta(\omega)L \quad (II.5)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation à la fréquence porteuse  $f = \omega/2\pi$  et  $L$  est la longueur de propagation.

L'impulsion ayant une largeur spectrale non nulle autour de la fréquence  $f_0$ , nous pouvons utiliser le développement de Taylor autour de la pulsation  $\omega_0$  pour exprimer la constante de propagation  $\beta$  à la pulsation  $\omega$  :

$$\beta(\omega) = \sum_n \frac{\beta^{(n)}}{n!} (\omega - \omega_0)^n \quad \text{avec} \quad \beta^{(n)} = \left. \frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (II.6)$$

Le terme  $\beta_1$  est inversement proportionnel à la vitesse de groupe  $v_g$  de l'onde et  $\beta_2$  correspond à la dérivée (par rapport à  $\omega$ ) de la vitesse de groupe plus connue sous le nom de dispersion de vitesse de groupe (GVD: Group Velocity Dispersion):

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (II.7)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (II.8)$$

Dans le domaine des fibres optiques, on utilise plus le terme de dispersion chromatique, notée  $D_c$ , exprimée en ps/(nm.km) et donnée par:

$$D_c = -\frac{2\pi c}{\lambda} \beta_2 \quad (II.9)$$

La dispersion chromatique résulte de la contribution de deux sources: la dispersion du matériau et la dispersion de guide:

$$D_c = D_m + D_g \quad (II.10)$$

La dispersion de matériau  $D_m$  traduit le fait que l'indice de matériau (la silice) varie en fonction de la longueur d'onde. Cette variation est souvent exprimée par la formule de Sellmeier donnée par [12]:

$$n_{silice}^2(\lambda) = 1 + \sum_{k=1}^3 \frac{b_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \quad (II.11)$$

avec:  $b_1=0.6961663$ ,  $b_2=0.4079426$ ,  $b_3=0.8974794$ ,  $\lambda_1=0.0684043\mu\text{m}$ ,  $\lambda_2=0.1162414\mu\text{m}$  et  $\lambda_3=9.896161\mu\text{m}$ .

La dispersion de matériau est donnée par:

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{silice}}{d\lambda^2} \quad (II.12)$$

La dispersion de la silice est négative pour des longueurs d'onde inférieures à 1,27  $\mu\text{m}$  et positive au-delà de cette valeur.

Quant à la dispersion de guide, son expression est donnée par [8]:

$$D_g = -\frac{\lambda d^2 n_{eff}}{c d \lambda^2} \quad (II.13)$$

L'un des avantages des FOM est la possibilité de contrôler la dispersion chromatique totale en jouant sur la géométrie de la microstructure de la gaine. La Fig. II.12 montre la variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  et  $d$  varie de 0.5 à 0.9  $\mu\text{m}$ .

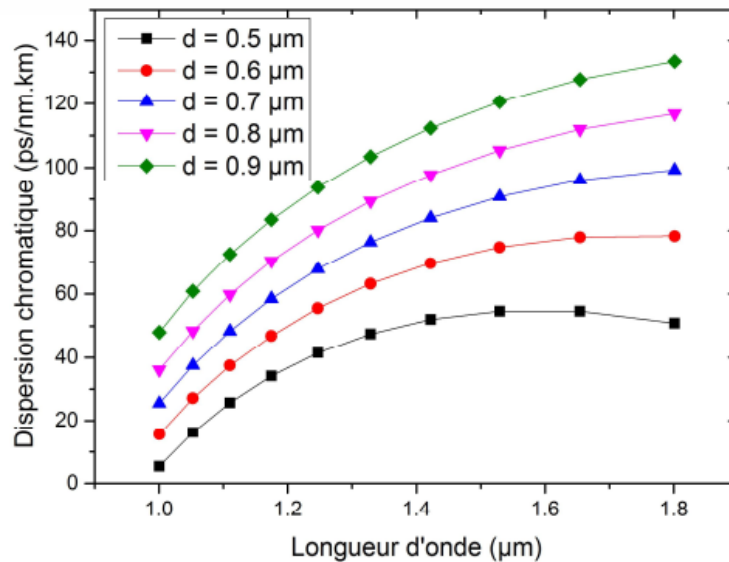


Fig. II.12 Variation de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  et  $d$  varie de 0.5 à 0.9  $\mu\text{m}$ .

Des FOM avec une dispersion chromatique fortement négative, nulle autour d'une certaine longueur d'onde ou sur une plage des longueurs d'onde peuvent être facilement obtenues en ajustant les valeurs de  $\Lambda$  et  $d$  et/ou en ajoutant d'autres matériaux comme le germanium, la fluorine, verre de chalcogénure,...etc [13].

#### II.2.4 La biréfringence de phase

Dans une fibre optique conventionnelle monomode, le mode fondamental se décompose en deux modes dont la polarisation est quasi linéaire (le mode  $\text{HE}_{11x}$  polarisé dans la direction des  $x$ , et le mode perpendiculaire  $\text{HE}_{11y}$  polarisé dans la direction des  $y$ ,). Toute onde injectée dans une fibre monomode se décompose donc sur la base de ces deux modes [14].

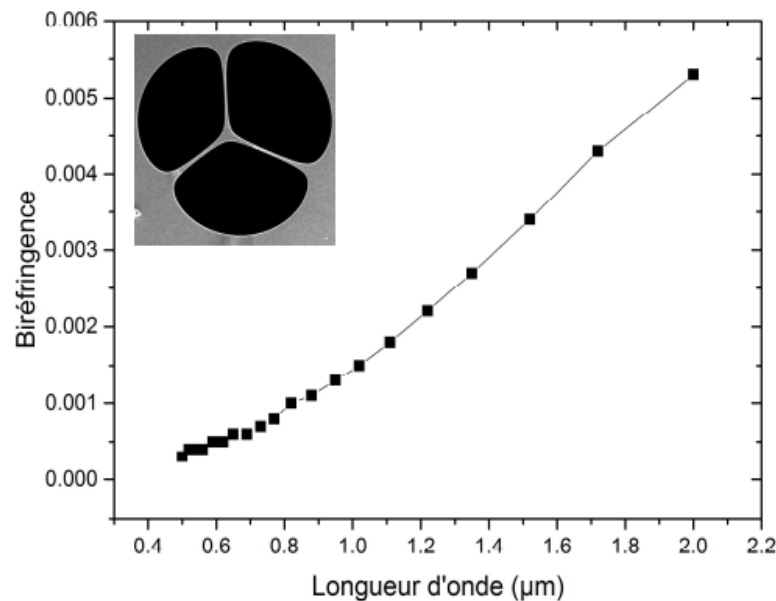
Si la fibre est isotrope, les directions de polarisation  $x$  et  $y$  sont quelconques ( $x$  et  $y$  restent néanmoins perpendiculaires) et les indices effectifs des deux modes  $n_{effx}$  et  $n_{effy}$  sont

identiques. Cela signifie que l'état de polarisation d'une onde injectée dans la fibre est conservé au cours de la propagation.

Au contraire, dans une fibre anisotrope, il existe seulement deux directions  $x$  et  $y$  perpendiculaires (axes neutres) dans le plan de la section droite de la fibre. Une onde injectée polarisée linéairement suivant cette direction conserve sa polarisation linéaire.

Les deux modes  $HE_{11x}$  et  $HE_{11y}$  polarisés linéairement dans les directions  $x$  et  $y$  (modes propres de polarisation) ont des indices effectifs  $n_{effx}$  et  $n_{effy}$  différents. Une onde polarisée linéairement dans une direction quelconque se décompose sur la base des deux modes de polarisation qui se propagent avec un déphasage. L'état de polarisation de l'onde guidée évolue donc tout au long de la propagation. La biréfringence linéaire de phase est définie par [15]:

$$B = |n_{effx} - n_{effy}| \quad (II.14)$$



*Fig. II.13 Evolution de la biréfringence avec la longueur d'onde d'une fibre microstructurée à coeur suspendu.*

L'anisotropie d'une fibre qui induit la levée de la dégénérescence des deux modes de polarisation et l'apparition de la biréfringence de phase peut avoir deux causes. La première réside dans la rupture, volontaire ou non, de la symétrie de la section droite de la fibre. La deuxième est l'existence éventuelle de contraintes anisotropes au sein du matériau constitutif de la fibre qui donnent alors à l'indice de réfraction un caractère tensoriel. Ces contraintes ont pu apparaître contre la volonté des fabricants lors des étapes de fabrication ou, au contraire, être introduites délibérément en vue d'augmenter la biréfringence pour des raisons que nous allons rappeler maintenant.

### II.2.5 L'aire effective de mode

Lorsque la puissance optique est injectée dans la fibre, le champ électrique créé suit une loi de distribution qui n'est pas uniforme. L'intensité du champ est plus élevée sur l'axe de la fibre et diminue progressivement quand on y s'éloigne. L'aire effective est déduite de la répartition transverse du module du champ électrique  $\vec{E}(x, y)$ :

$$A_{eff} = \frac{\left( \iint_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x, y)|^4 dx dy} \quad (II.15)$$

Dans les FOM,  $A_{eff}$  est proportionnelle au rayon du coeur et inversement proportionnelle au facteur de remplissage. La Fig. II.14 présente la variation de l'aire effective du mode fondamental d'une FOM en fonction de la longueur d'onde et ce pour  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  et différentes valeurs de  $d$ .

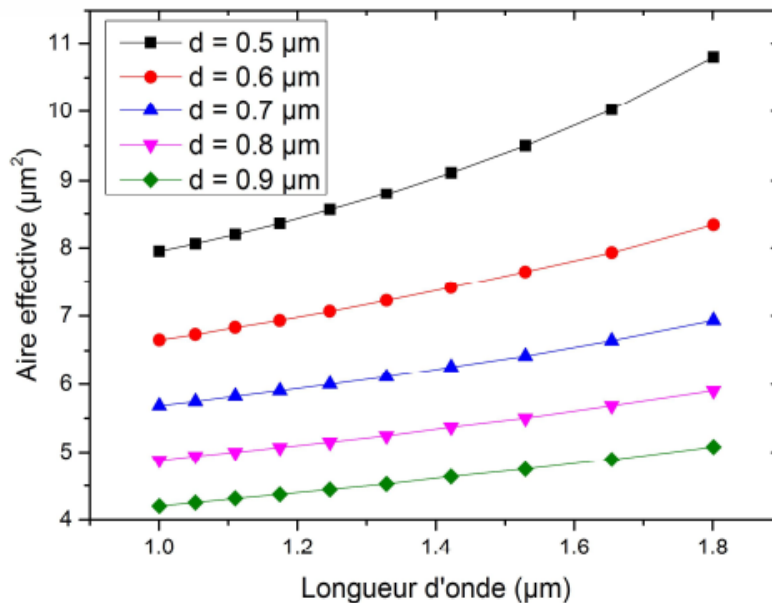


Fig. II.14 Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde pour une FOM à réseau triangulaire avec  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  et  $d$  varie de  $0.5$  à  $0.9 \mu\text{m}$ .

L'aire effective nous renseigne sur le seuil d'apparition en puissance d'effets non linéaires dans le cœur de la fibre, celui-ci diminuant avec l'aire effective du mode. Une aire effective faible par rapport à la taille du cœur nous indique une forte localisation transverse de l'énergie du mode, correspondant généralement à un mode de défaut. Au contraire, une grande aire effective par rapport à la taille du cœur correspond à un mode dont l'énergie est très étalée dans la structure, généralement un mode de gaine [13].

## II.3 Méthode de modélisation

Les méthodes couramment utilisées pour la modélisation des fibres optiques ne peuvent pas être appliquées avec succès dans la modélisation PCF. Ces fibres ont un contraste d'indice de réfraction élevé et une structure périodique de longueur d'onde secondaire. Par conséquent, les méthodes utilisées dans la modélisation des cristaux photoniques et des champs électromagnétiques sont adaptées à cet effet.

### II.3.1 La méthode BPM (Méthode des faisceaux propagés)

De nombreuses améliorations et résultats ont été publiés sur cette méthode, on peut citer. La BPM permet d'analyser les structures non uniformes suivant une direction de propagation quel que soit monomode ou multimode, le principe de cette technique repose sur la décomposition de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène sur une distance  $\delta z$  et d'une correction de phase due au milieu initial. La figure (II-15) résume le principe de cette méthode.

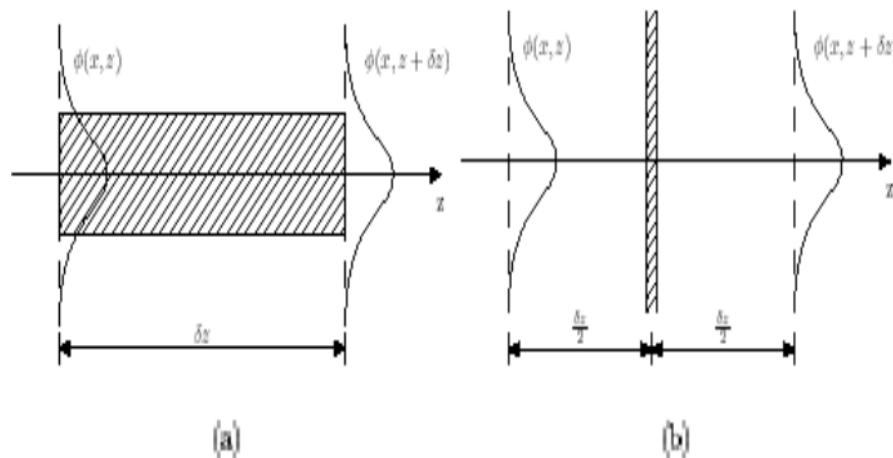


Fig. II.15 Illustration du principe de la BPM.

La propagation de l'onde est plus aisée à réaliser dans le domaine fréquentiel à l'aide de la base des modes propres de propagation dans le milieu homogène alors que la correction de phase sera triviale dans le domaine spatial. Ainsi, pour chaque pas  $\delta z$ , on doit effectuer une transformation « domaine spatial / domaine spectral » pour la propagation et la transformation inverse pour la correction de phase. En conclusion, la BPM offre la possibilité d'étudier des guides sans connaître au préalable ses propriétés modales. De plus, la rapidité de calcul et le peu de capacité mémoire nécessaire, en raison de la discrétisation spatiale dans une seule des deux directions, en font une méthode prometteuse par rapport aux méthodes numériques dites

« lourdes ». Cependant, les hypothèses faites lors de l'élaboration des équations de la méthode limite les chercheurs dans les topologies des structures à simuler [16].

### II.3.2 La méthode PWE (Méthode de décomposition en ondes planes)

La méthode complète d'expansion de l'onde plane vectorielle (PWE) offre une approche très efficace et directe des modèles de PCF. Cette méthode permet de résoudre l'équation complète de l'onde vectorielle pour le champ magnétique. Dans ce modèle, un champ périodique ainsi qu'une constante diélectrique dépendant de la position est représenté à l'aide de l'expansion de Fourier en termes de fonctions harmoniques définies par le vecteur de réseau réciproque. A partir des équations de Maxwell, l'équation d'onde du vecteur complet est obtenue pour le champ magnétique  $H_k$ :

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H_k \right) = - \frac{\omega^2}{c^2} H_k \quad (II.16)$$

Où  $k$  est le vecteur d'onde et  $\varepsilon(r)$  est une valeur de la constante diélectrique dans la structure.

Une structure PCF simulée est représentée comme une supercellule périodique, qui contient une structure cristalline et ses défauts. En raison de la périodicité, nous pouvons exprimer  $H_k$  comme une somme d'ondes planes basée sur le théorème de Bloch:

$$H_k = \sum_G h_k - G \exp(-i(k - G).r) \quad (II.17)$$

Où  $G$  est un vecteur de réseau en espace réciproque. La constante diélectrique  $\varepsilon(r)$  est représentée par une expansion de Fourier:

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \sum_G V \exp(iG.r) \quad (II.18)$$

Où

$$V_G = \frac{1}{A_u} \int \frac{1}{\varepsilon(r)} \exp(-iG.r) dr \quad (II.19)$$

avec  $A$  est la zone d'une cellule unitaire.

Le PWE permet de calculer les relations de dispersion et la bande interdite photonique dans les structures diélectriques périodiques (Fig. II.16).

Il peut être appliqué à n'importe quel type de structure cristalline, y compris les cristaux irréguliers. Il permet de trouver une structure de bande photonique dans le mécanisme de guidage PBG, ainsi que des modes dans le mécanisme de guidage d'index efficace. C'est une méthode précise, relativement rapide, mais elle présente plusieurs inconvénients. Il ne peut pas être utilisé pour calculer des structures avec des matériaux actifs (absorption et amplification). En outre, il ne fournit aucune information sur les pertes de diffusion, la transmission et la réflexion de la lumière incidente dans le PCF.

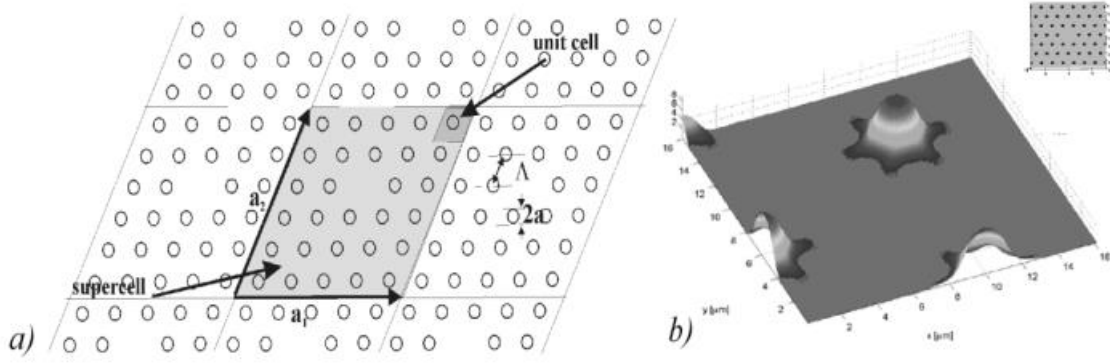


Fig. II.16 simulation PWE: (a) la structure PCF est représentée comme une supercellule périodique, qui contient une structure cristalline et ses défauts; (B) un exemple de résultats de simulation avec PWE - distribution d'intensité dans les supercellules périodiques.

### II.3.3 La méthode LBF (La méthode des fonctions de base localisée)

La méthode des fonctions de base localisée (LBF) est basée sur une solution directe des équations de Maxwell, de manière similaire à la méthode PWE. Il suppose que les modes guidés de PCF sont localisés dans la zone proche autour du défaut de cristal et les modes peuvent être décrits comme une somme des fonctions de Hermite Gaussienne localisées dans le voisinage du noyau. Il permet de réduire considérablement le nombre de fonctions de base et la complexité de calcul. Dans la méthode LBF, on suppose un invariant transnational moyen le long de l'axe  $z$  et les équations de Maxwell sont écrites comme équations d'onde pour le champ magnétique transversal:

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 \varepsilon) h_{\perp} + (\nabla_{\perp} \ln(\varepsilon)) \times (\nabla_{\perp} + h_{\perp}) = \beta^2 h_{\perp} \quad (II.20)$$

Où  $\nabla_{\perp}$  est le gradient dans le plan transversal et  $h_{\perp}$  sont des composantes transversales du champ magnétique  $H_{i,i=x,y}$ :

$$H_i = h_i \exp(i(\beta z - ckt)) \quad (II.21)$$

Les fonctions de base sont construites avec l'ensemble des fonctions Hermite-Gaussiennes:

$$\phi_{mn} = \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{2\Lambda^2}\right) H_m\left(\frac{x}{\Lambda}\right) H_n\left(\frac{y}{\Lambda}\right) \quad (II.22)$$

Où  $H_m$  se trouve le polynôme Hermite de l'ordre  $m$ . Les fonctions  $\phi_{mn}$  sont orthogonales et créent un système complet de base. L'équation d'onde (II.20) peut être notée sous la forme algébrique suivante:

$$\sum_{k,l} L_{k,l}^{m,n} h_{\perp}^{k,l} = \beta^2 h_{\perp}^{m,n} \quad (II.23)$$

Où  $L_{k,l}^{m,n}$  sont les coefficients de matrice de l'opérateur de gauche dans (II.20) et  $h_{\perp}^{k,l}$  est le champ magnétique transversal en Hermite-Gaussian base. La résolution de la

constante de propagation  $\beta$  du problème de la valeur propre et la distribution du champ peuvent être obtenues. Cette méthode a été développée pour la modélisation de PCF avec des trous circulaires et un réseau hexagonal. Il permet la modélisation des propriétés modales et de dispersion des PCF.

### **II.3.4 La méthode FEM (La méthode des éléments finis)**

La méthode des éléments finis à vecteur complet (FEM) a été appliquée à la modélisation PCF avec succès. Il permet de calculer à la fois les propriétés de dispersion et de confinement du PBG et des structures à base solide. Pour une fréquence donnée, la méthode nous fournit une constante de propagation complexe  $\gamma(\omega) = \beta(\omega) + i\alpha(\omega)$  où  $\beta$  est la constante de propagation standard de l'onde plane le long de la fibre et  $\alpha$  est la constante d'atténuation associée à la décroissance exponentielle le long de l'axe de la fibre.

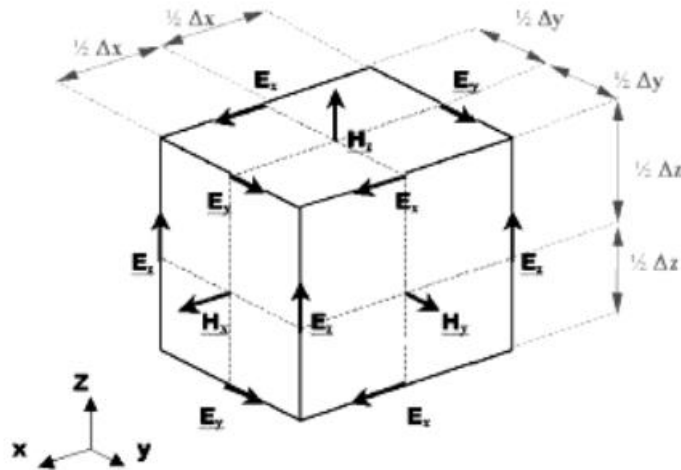
### **II.3.5 La méthode MPM (méthode multipolaire développée)**

Une méthode multipolaire développée à l'origine pour la modélisation des structures diffractives et des cristaux photoniques a été utilisée avec succès pour les PCF guidés index et Bande interdite photonique.

Dans cette méthode, le champ est écrit en termes d'harmoniques cylindriques centrées autour de chaque trou d'air. La méthode présente des avantages en termes de vitesse et de précision. Étant donné que la gaine finie est supposée, les calculs peuvent être effectués de cette façon. Outre les méthodes susmentionnées, plusieurs autres sont utilisées pour la modélisation PCF: méthode matricielle dispersée, méthode matricielle transférée et autres. Cependant, la plupart du temps, les méthodes PWE, FD et multipolaire sont utilisées pour modéliser les propriétés des PCF.

### **II.3.6 La méthode FDTD (différences finies dans le domaine temporel)**

La méthode du temps de différence finie (FDTD) est largement utilisée pour calculer l'évaluation d'un champ électromagnétique dans des médias dépressifs. La propagation des ondes à travers la structure PCF se trouve par intégration directe dans le domaine temporel des équations de Maxwell dans une forme discrète. L'espace et le temps sont discrets dans une grille régulière. L'évaluation du champ électrique et magnétique est calculée sur une cellule Yee (Fig. II.17). En outre, les conditions aux limites sont ajoutées (absorbantes ou périodiques). Le plus souvent, les conditions aux limites de la couche d'adaptation parfaite (UPML) uniaxial sont utilisées pour la modélisation PCF. La méthode permet d'obtenir des coefficients de transmission et de réflexion, flux d'énergie des champs de propagation (Poynting ainsi que la distribution temporaire du champ).



*Fig II.17 La cellule Yee décrit tous les composants du champ électrique et magnétique dans un cube. Chaque composante du champ électromagnétique est définie uniquement en un seul endroit dans la cellule Yee de l'unité.*

La méthode FDTD est universelle, robuste et méthodologiquement simple. Le principal inconvénient de cette méthode est le temps très élevé et la complexité de la mémoire de l'algorithme. Étant donné que PCF sont des structures 3D avec une distribution d'indice de réfraction 2D, seules des pièces courtes de la fibre peuvent être simulées avec ces méthodes. Il peut être appliqué avec succès sur des cales, des coupleurs et un couplage à double noyau dans les PCF.

Des simulations de gros volumes peuvent être effectuées avec des grappes d'ordinateur car la méthode FDTD peut être mise en œuvre relativement facilement en tant qu'analyseur parallèle.

Des schémas de discrétisation similaires peuvent être utilisés dans le contexte des solveurs de mode de propagation de faisceau (BPM) ou de différence finie (FD). Zhu et al. Utilisez le schéma de discrétisation 2D Yee dans leur solution de mode de fini vectoriel complet pour exprimer la forme discrète transversale du champ électrique et magnétique. En appliquant la procédure de différence finie, l'équation vectorielle complète équivaut à l'altération de l'expression algébrique.

### **II.3.7 La méthode FDFD (différences finies dans le domaine fréquentiel)**

Dans les solveurs de mode de domaine de différence finie (FDFD), deux schémas de discrétisation ont été utilisés par Zhu et al. L'un est celui proposé d'abord par Stem, dans lequel les discontinuités possibles se situent entre deux grilles de maille adjacentes et chaque point de grille correspond à un indice de réfraction unique. L'équation d'onde en

termes de champ électrique transversal  $E_t$  (ou champ magnétique  $H_t$ ) peut être exprimée comme suit:

$$(\nabla_t^2 + k_0^2 \varepsilon_r) \bar{E}_t + \nabla(\varepsilon_r^{-1} \nabla_t \varepsilon_r \cdot \bar{E}_t) = \beta^2 \bar{E}_t \quad (II.24)$$

Ou

$$(\nabla_t^2 + k_0^2 \varepsilon_r) \bar{H}_t + \varepsilon_r^{-1} \nabla_t \varepsilon_r \times (\nabla_t \times \bar{H}_t) = \beta^2 \bar{H}_t \quad (II.25)$$

Où le nombre d'onde dans l'espace libre est  $k_0 = 2\pi / \lambda$ , et  $\varepsilon_r$  est la constante diélectrique du guide d'ondes, et  $\beta$  est la constante de propagation. Ces équations sont directement discrétisées par une différence finie telle que présentée. Ce schéma de discrétisation est généralement utilisé dans le contexte de la méthode de propagation du faisceau (BPM), un autre schéma de discrétisation est celui proposé par Bierwirth et al. Dans ce deuxième schéma, des discontinuités possibles se situent sur les grilles de maille, de sorte que tout point de grille peut être associé à jusqu'à quatre indices de réfraction différents. Les composants magnétiques transversaux sont généralement utilisés pour dériver la matrice de discrétisation.

Dans le maillage de Yee, les grilles de maille pour champs électriques reposent sur des discontinuités diélectriques possibles. Comme tous les composants du champ transversal sont tangentiels aux limites de la cellule unitaire, les conditions de continuité sont automatiquement satisfaites. Zhu et al. Suppose que les champs ont une dépendance de position  $z$  et le temps  $t$  selon:  $\exp[j(-\beta z + \omega t)]$ .

À partir des équations de Maxwell ( $\nabla \times \bar{E} = -\partial \bar{B} / \partial t$ ,  $\nabla \times \bar{H} = -\partial \bar{D} / \partial t$ ) après la mise à l'échelle  $\bar{E}$  par l'impédance de l'espace libre  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}$ , nous avons [7]:

$$jk_0 H_x = -\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y \quad (II.26)$$

$$jk_0 H_y = \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\beta E_x \quad (II.27)$$

$$jk_0 H_z = -\frac{\partial E_y}{\partial x} + \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (II.28)$$

ET

$$jk_0 \varepsilon_r E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y \quad (II.29)$$

$$jk_0 \varepsilon_r E_y = -\frac{\partial H_z}{\partial x} - j\beta H_x \quad (II.30)$$

$$jk_0 \varepsilon_r E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (II.31)$$

Les équations (II.26-II.31) sont maintenant discrétisées, et Zhu et al. Obtient le type d'équations suivantes:

$$jk_0 H_x(i, j) = -\frac{[E_z(i, j+1) - E_z(i, j)]}{\Delta y} + j\beta E_y(i, j) \quad (II.32)$$

$$jk_0 H_y(i, j) = j\beta E_x(i, j) + \frac{[E_z(i+1, j) - E_z(i, j)]}{\Delta x} \quad (II.33)$$

$$jk_0 H_z(i, j) = -\frac{[E_y(i+1, j) - E_y(i, j)]}{\Delta x} + \frac{[E_x(i, j+1) - E_x(i, j)]}{\Delta y} \quad (II.34)$$

Les équations (II.29-II.31) peuvent être écrites de manière similaire. Nous notons que les termes  $j$  entre parenthèses indiquent un nombre (et ce nombre n'a rien à voir avec le terme complexe apparaissant en dehors des parenthèses). Notez, en outre, que Zhu et al. Se rapproche des indices de réfraction en faisant la moyenne des indices de réfraction des cellules adjacentes.

Les équations (II.32-II.34), et les équations discrétisées correspondantes représentant les équations (II.29-II.31), peuvent être écrites sous forme matricielle comme suit:

$$-jk_0 \begin{bmatrix} \overline{H_x} \\ \overline{H_y} \\ \overline{H_z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & jB\bar{I} & \overline{U_y} \\ -jB\bar{I} & 0 & -\overline{U_x} \\ -\overline{U_y} & \overline{U_x} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overline{E_x} \\ \overline{E_y} \\ \overline{E_z} \end{bmatrix} \quad (II.35)$$

$$-jk_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{rx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{ry} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{rz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overline{E_x} \\ \overline{E_y} \\ \overline{E_z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & jB\bar{I} & \overline{V_y} \\ -jB\bar{I} & 0 & -\overline{V_x} \\ -\overline{V_y} & \overline{V_x} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \overline{H_x} \\ \overline{H_y} \\ \overline{H_z} \end{bmatrix} \quad (II.36)$$

Où  $\bar{I}$  est une matrice d'identité carrée.  $\varepsilon_{rx}$ ,  $\varepsilon_{ry}$  et  $\varepsilon_{rz}$  sont des matrices diagonales déterminées par les équations suivantes:

$$\varepsilon_{rx}(i, j) = \frac{[\varepsilon_r(i, j) + \varepsilon_r(i, j-1)]}{2} \quad (II.37)$$

$$\varepsilon_{ry}(i, j) = \frac{[\varepsilon_r(i, j) + \varepsilon_r(i-1, j)]}{2} \quad (II.38)$$

$$\varepsilon_{rz}(i, j) = \frac{[\varepsilon_r(i, j) + \varepsilon_r(i-1, j-1) + \varepsilon_r(i, j-1) + \varepsilon_r(i-1, j)]}{4} \quad (II.39)$$

Dans l'équation (II.35- II.36), les matrices  $\overline{U_x}$ ,  $\overline{U_y}$ ,  $\overline{V_x}$  et  $\overline{V_y}$  sont des matrices carrées, qui dépendent des conditions aux limites de la fenêtre de calcul rectangulaire. Après avoir établi un ensemble d'équations matricielles, y compris la formulation des différences finies, celles-ci peuvent être résolues en utilisant les routines de valeurs propres numériques disponibles, qui fournissent alors l'indice modal efficace  $n_{eff} = \beta / k_0$  Et les champs modaux des modes guidés.

Dans l'analyse des différences finies des guides d'ondes avec des interfaces courbes, l'approximation de l'escalier doit être utilisée dans le maillage rectangulaire. Afin d'améliorer cette approximation, Zhu et al. Utilisez des indices de réfraction moyens pour les cellules de maillage à travers l'interface. Des techniques similaires ont déjà été utilisées dans le procédé d'expansion de l'onde plane et l'analyse FDTD. L'utilisation de l'indice de réfraction moyen des cellules interfaciales peut accélérer considérablement la convergence et améliorer la précision de la modélisation pour les guides d'ondes avec des interfaces courbes, comme les PCF [17].

## I.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons en ce qui concerne le principe opérationnel, les PCF principaux à indice élevé sont donc comparables aux fibres classiques. Cependant, ces PCF affichent un certain nombre de propriétés qui les séparent considérablement des fibres classiques. Et différentes méthodes numériques, qui au cours des 7 dernières années ont été développées pour l'analyse et la conception des fibres de cristal photonique. Certaines des méthodes sont fondamentalement intéressantes pour la compréhension du développement de la théorie du guide d'onde requise alors que d'autres sont d'un caractère plus général, et ils n'ont pas encore été discutés avec beaucoup de détails ici. Pourtant, d'autres méthodes ont leur force dans une formulation relativement simple, bien que les mêmes méthodes soient généralement insuffisantes pour une détermination précise des paramètres pour le calcul sur les fibres de bande.

## Références bibliographiques

- [1] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux and P. Roy, "*Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method, Optical fiber technology*", 6, 181-191, (2000).
- [2] Ambre Peyrilloux, "*Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques*", Thèse de doctorat, Université de Limoges, (2003).
- [3] A. Jacobsen, N. Neuroth and F. Reitmayer, "*Absorption and scattering losses in glasses and fibers for light guidance*", 72nd annual meeting, the American Ceramic Society, (1970).
- [4] Irene Broquet, "*La diffusion dans les fibres optiques multimodes*", Annales de télécommunications, 29, 195-208, (1974).
- [5] Mohammed El Amraoui, "*Fibres optiques microstructurées chalcogénures fortement non linéaires a base de As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>: vers de nouvelles sources supercontinuum infrarouges*", Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, (2010).
- [6] Aurélie Bétourné, "*Conception et caractérisation de nouvelles fibres optiques a cristal photonique dites hybrides et applications a l'optique non linéaire*", Thèse de doctorat, Université Lille 1, (2010).
- [7] Maryanne C. J. Large, Leon Poladian Geoff W. Barton and Martijn A. van Eijkelenborg, "*Microstructured polymer optical fibres*", Springer, (2008).

- [8] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa and E. Sasaoka, "*Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion*", Optics Express, 11(8), 843-852, (2003).
- [9] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, M. Albertsen, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev and D. Bonacinni, "*Predicting macrobending loss for large-mode area photonic crystal fibers*", Optics Express, 12(8), 1775-1779, (2004).
- [10] Marek Napierała, Tomasz Nasilowski, Elzbieta Bereś-Pawlik, Francis Berghmans, Jan Wójcik and Hugo Thienpont, "*Extremely large-mode-area photonic crystal fibre with low bending loss*", Optics Express, 18(15), 15408-15418, (2010).
- [11] Marek Napierała, Elzbieta Beres-Pawlik, Tomasz Nasilowski, Paweł Mergo, Francis Berghmans and Hugo Thienpont, "*Photonic crystal fiber with large mode area and characteristic bending properties*", IEEE photonics technology letters, 24(16), 1409-1411, (2012).
- [12] G. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Elsevier, (2013).
- [13] MEDJOURI Abdelkader, "*Etude des fibres optiques microstructurées et de leurs applications aux systèmes optoélectroniques*", thèse de doctorat université Houari Boumediène-ALGERIA, 2016.
- [14] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, "*Highly birefringent photonic crystal fibers*", Optics letter, 25(18), 1325-1327, (2000).
- [15] Kunimasa Saitoh and Masanori Koshiba, "*Photonic bandgap fibers with high birefringence*", IEEE photonic technology letters, 14(9), 1291-1293, (2002).
- [16] Melle Benaissa Fatima, "*Etude et Simulation des Ondes Electromagnétiques dans les guides d'Ondes à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques*", thèse de Magister université ABOUBAKR BELKAÏD – TLEMCEN, 2013.
- [17] HATHROUBI Hadjer and MERAGHNI EL-Bachir, "*Design of ZBLAN photonic crystal fiber with nearly zero ultra-flattened chromatic dispersion*". thèse de Master en telecommunication université Echahid Hamma Lakhdar El oued, 2016.

Chapitre III: Résultat d'étude les  
propriétés optique de FOM à base de  
SEM

## III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier les propriétés optiques d'une fibre microstructurée hautement non linéaire à partir de son image microscopique de la but de comparer les données attachées à ce fibre fournie par le fabricant. Enfin nous exposerons les résultats obtenus par la simulations numériques portés sur les différentes propriétés optiques de la structure étudiée.

## III.2 Logiciel utilise

Lumerical's MODE solutions c'est un environnement complet de conception de guide d'onde pour l'analyse et l'optimisation des guides d'ondes, de composants et de fibres optiques intégrés et matériaux nanophotoniques [1].

### *FDFD: Lumerical's MODE Solutions*

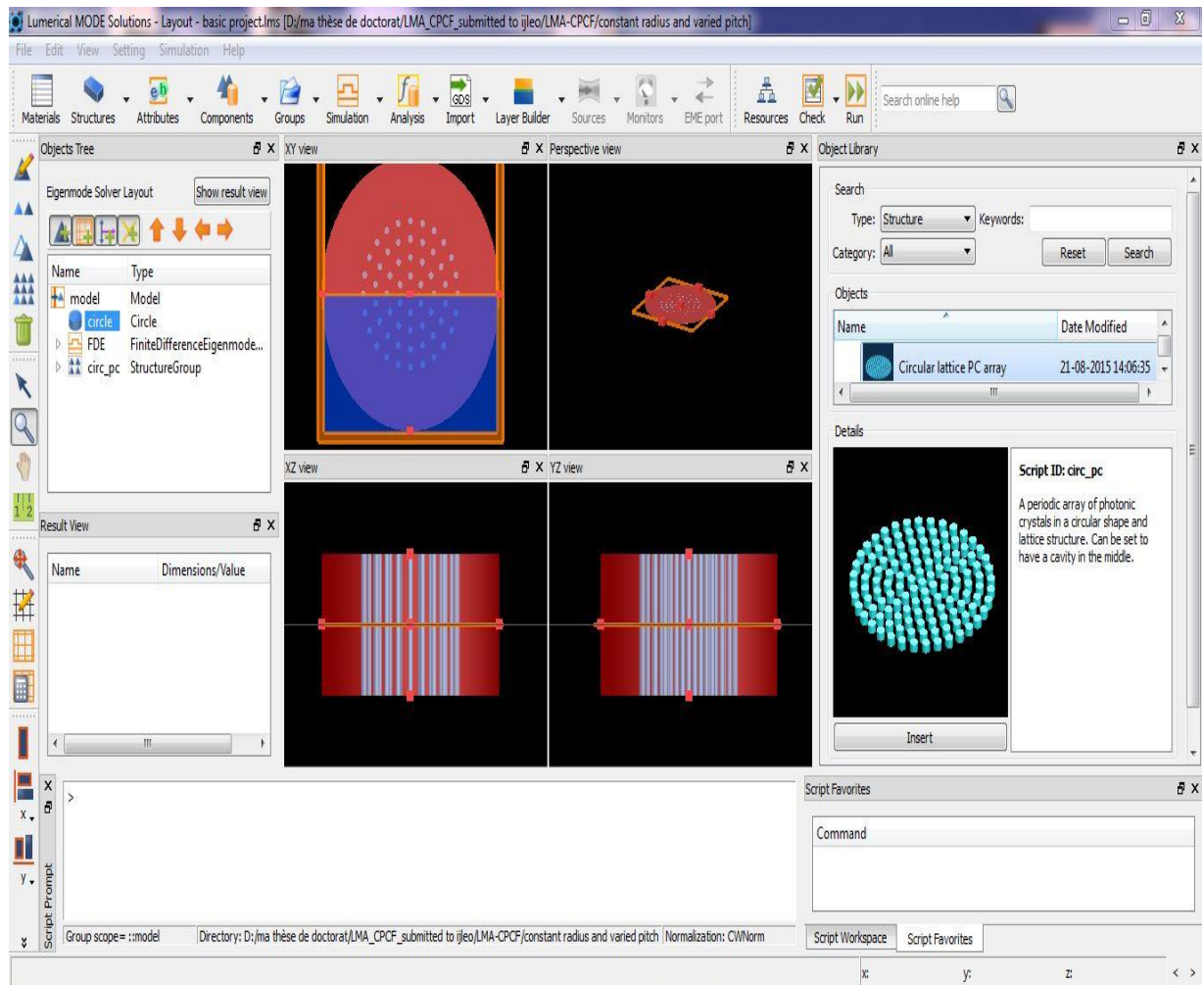


Fig. III.1 capture d'écran d'un logiciel Lumerical's MODE solutions [2].

### III.3 Résultats de simulations

Dans notre analyse nous allons utiliser les images microscopique de les fibres PCF NL 1.5-670 et PCF NL 2.4-800 qui fournit par le fabricant et l'extraction de les propriétés optiques de ces fibres sur un domaine d'une longueur d'onde donnée à partir la méthode FDFD pour obtenir la dispersion chromatique, les pertes, l'aire effective de mode que nous pouvons calculer avec l'équation II.13, II.15 respectivement, et la non-linéarité de Kerr par l'équation suivent [3]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (III.1)$$

Avec  $n_2=2.6 \times 10^{-20} \text{ w}^{-1} \text{ m}^2$  [4].

#### III.3.1 Le premier FOM (PCF NL 1.5-670)

Nous prenons les données attachées de la fibres NL 1.5-670 qui fournies par la société de "Cristal Photonic" et qui Afficher les informations suivantes:

- Le diamètre de cœur  $d_c$  de la fibre microstructurée utilisée est d'environ 1,5  $\mu\text{m}$ .
- Le pas  $\Lambda$  (l'espacement entre les trous adjacents) est d'environ 2  $\mu\text{m}$ .
- Le diamètre des trous  $d$  est d'environ 2  $\mu\text{m}$ .
- La fraction de remplissage d'air dans la région Holley est supérieure à 90%.

L'image de microscope électronique à balayage en coupe transversale (SEM) de notre MF à partir d'Internet est illustrée à la Fig III.2.

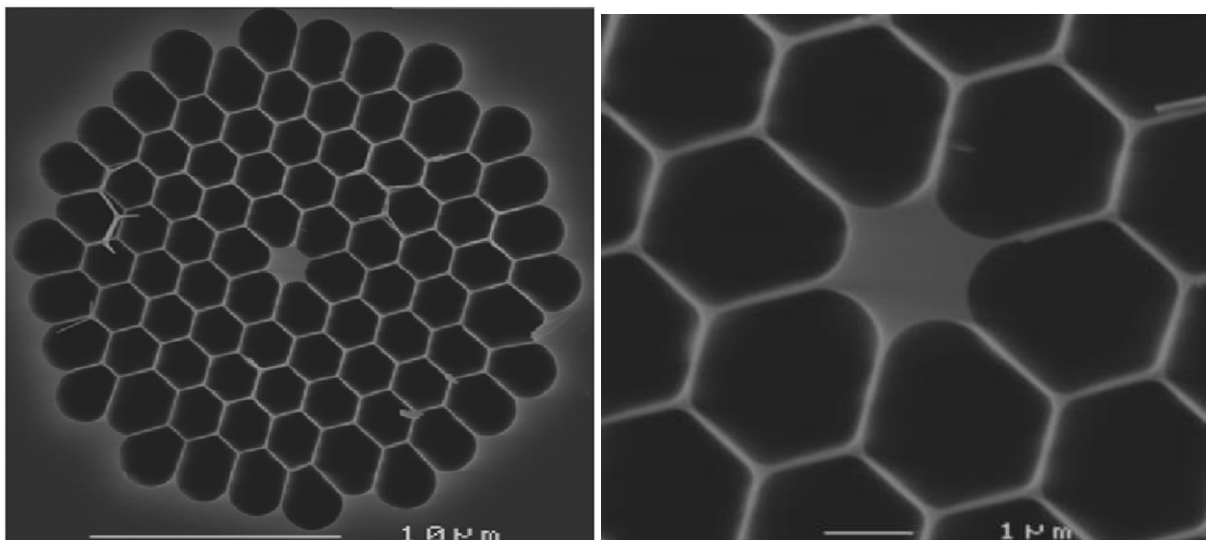
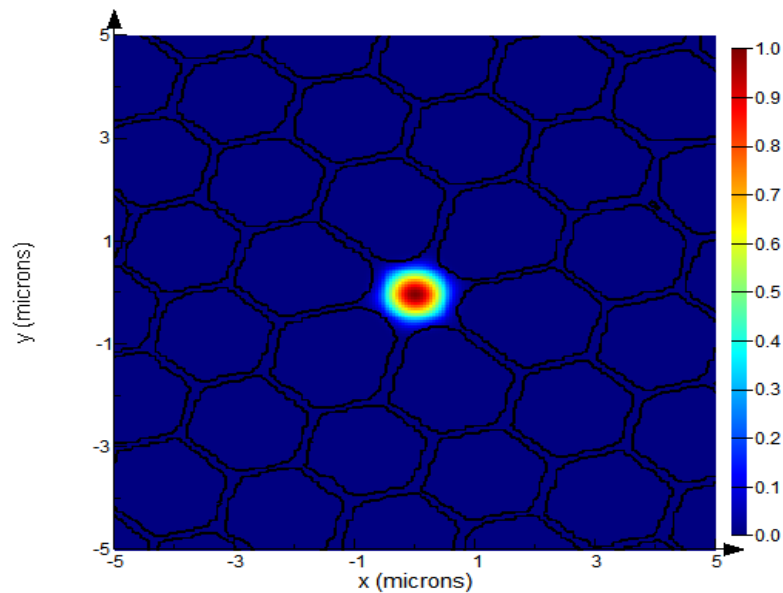


Fig. III.2 L'image de microscope électronique en coupe transversale (SEM) de la fibre microstructurée (NL1.5-670) (a) et le cœur (b) [5].

## Chapitre III Résultat d'étude les propriétés optique de FOM à base de SEM

Cette fibre a une non-linéarité assez élevée avec un coefficient non linéaire et étant de  $214 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ . à la longueur d'onde de dispersion nulle en raison de son petit diamètre de noyau. Il n'a qu'un seul point de dispersion nul à 670 nm [6].

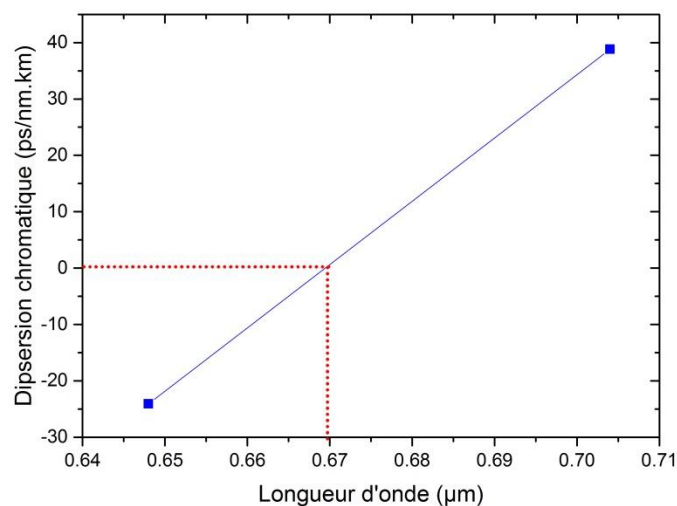


*Fig. III.3 La distribution de champ optique du mode fondamental du PCF (NL1.5-670) avec  $A = 2 \mu\text{m}$ ,  $d1 = 1,5 \mu\text{m}$   $d2 = 2 \mu\text{m}$  pour les longueurs d'onde  $1.55 \mu\text{m}$ .*

la figure précédent décrit la distribution de champ optique du mode fondamental du PCF.

nous avons confirmé que la valeur de les deux paramètre donnée est assurés

- la dispersion chromatique est nulle à 670 nm.



*Fig. III.4 L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde à côté de 670nm de NL1.5-670.*

- la Non-linéarité de Kerr est égale de  $214 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$  à 670 nm.

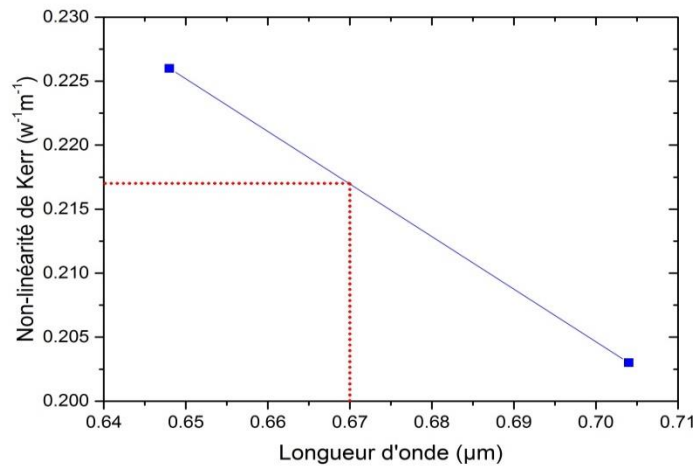


Fig. III.5 Evolution de la non-linéarité de Kerr selon la longueur d'onde à côté de 670nm de NL1.5-670.

Donc on peut extraire tous les propriétés linéaire dans le domaine de 0.6μm à 1.8μm.

### III.3.1.1 la dispersion chromatique

La figure III.6 présente l'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde.

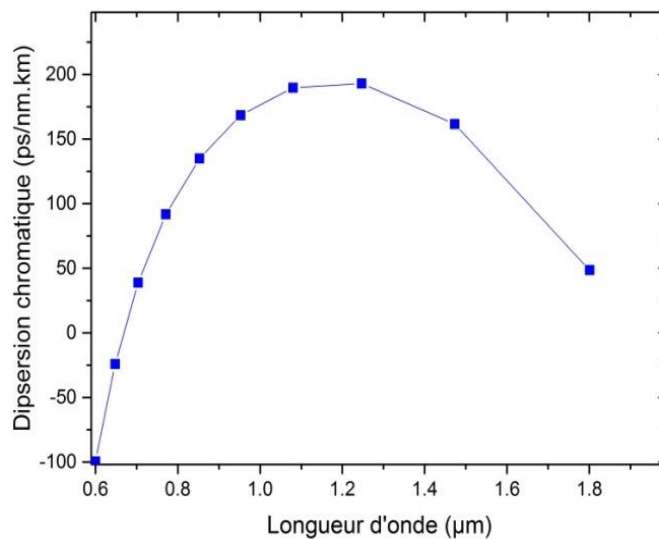
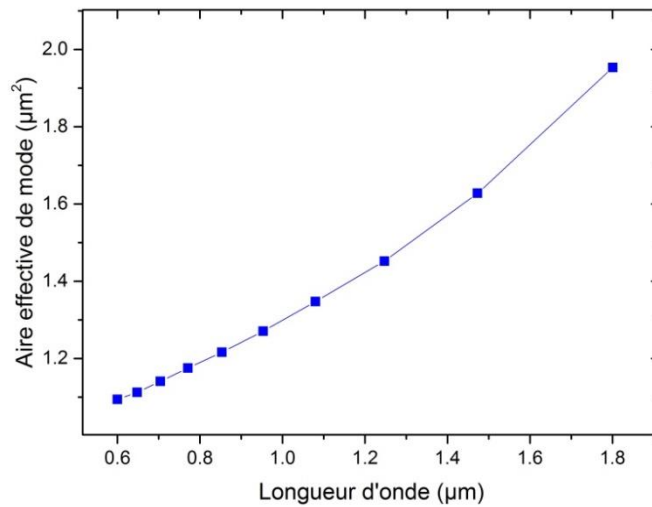


Fig. III.6 L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde de NL1.5-670.

Nous remarquons que nous pouvons extraire l'évolution de la dispersion chromatique à la longueur d'onde.

### III.3.1.2 Aire effective de mode

Nous avons calculé l'aire effective de mode avec l'équation II.15 et les résultats sont présentés dans la figure ci-dessous, la zone efficace est un paramètre important pour beaucoup d'applications (WDM, FTTH ... etc).

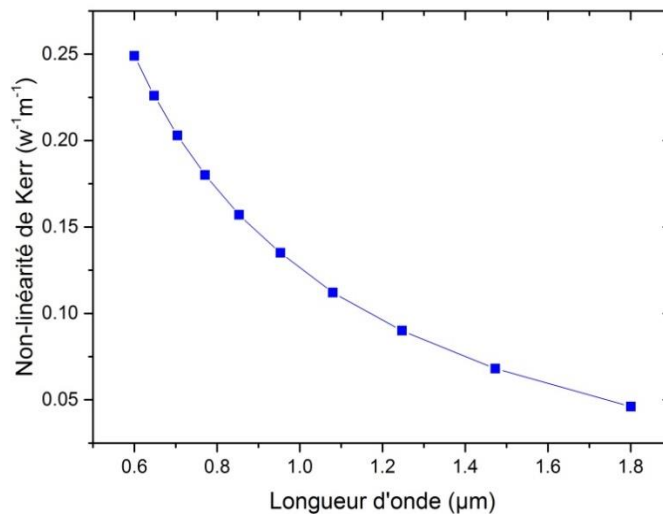


*Fig. III. 7 Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde de NL1.5-670.*

nous remarquons que aire effective de mode Proportionnel à la longueur d'onde. Et nous pouvons également apprendre beaucoup des valeurs de l'aire effective de mode en changeant certaines des données, et cela aide le client de connaître les données ne sont pas affichées dans les données du fabricant.

### III.3.1.3 Non linéarité de Kerr

En fonction de l'aire effective de mode, nous pouvons obtenir un autre paramètre important pour la communication optique qui est la non-linéarité de kerr de la fibre. La coefficient non linéaire est calculé avec l'équation III.1:

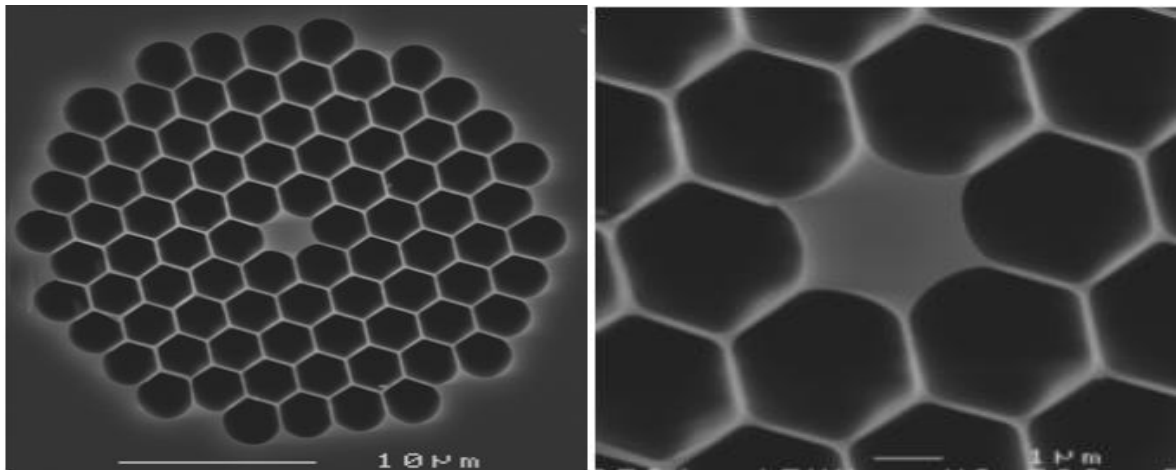


*Fig. III.8 Evolution de la non-linéarité de Kerr en fonction de la longueur d'onde de NL1.5-670.*

### III.3.2 La deuxième FOM (PCF NL 2.4-800)

Nous prenons le datasheet de la fibres NL 2.4-800 qui fournies par la société de "Blaze Photonics" et qui Afficher les informations suivantes:

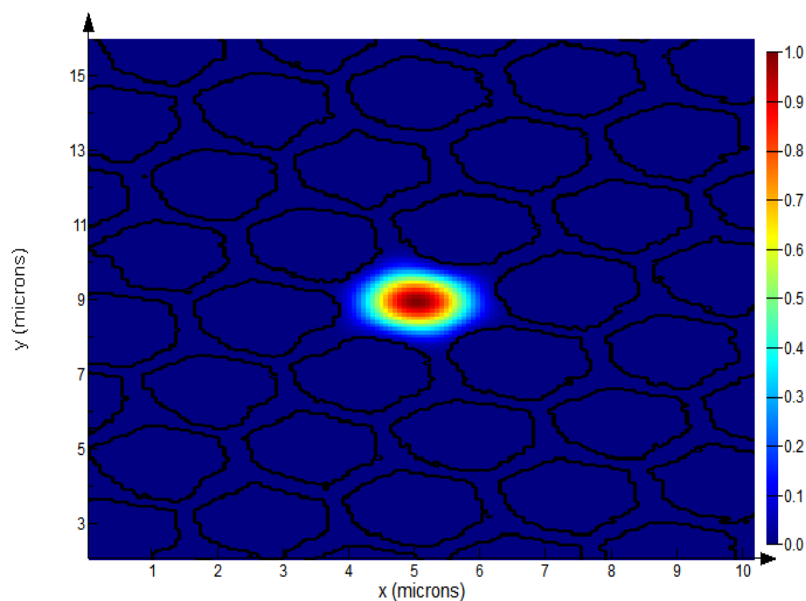
- Le diamètre de cœur  $d_c$  est (moyenne)  $2.4 \pm 0.1 \mu\text{m}$ .
- Le pas  $\Lambda$  (l'espacement entre les trous adjacents) est d'environ  $2.9 \pm 0.1 \mu\text{m}$ .
- La fraction de remplissage d'air dans la région Holley est supérieure à 90%.



*Fig. III.9 L'image de microscope électronique en coupe transversale (SEM) de la fibre microstructurée (NL2.4-800) [7].*

Cette fibre a un coefficient non linéaire et étant de  $70 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$  et il n'a qu'un seul point de dispersion nul à 800 nm [7].

la figure suivant décrit la distribution de champ optique du mode fondamental du PCF.



*Fig. III.10 La distribution de champ optique du mode fondamental du PCF (NL2.4-800) avec  $\Lambda = 2.9 \mu\text{m}$ ,  $d_1 = 2,4 \mu\text{m}$   $d_2 = 2 \mu\text{m}$  pour les longueurs d'onde 1550 nm.*

## Chapitre III Résultat d'étude les propriétés optique de FOM à base de SEM

nous avons confirmé que la valeur de les deux paramètre donnée est assurés:

- la dispersion chromatique est nulle à 800 nm.

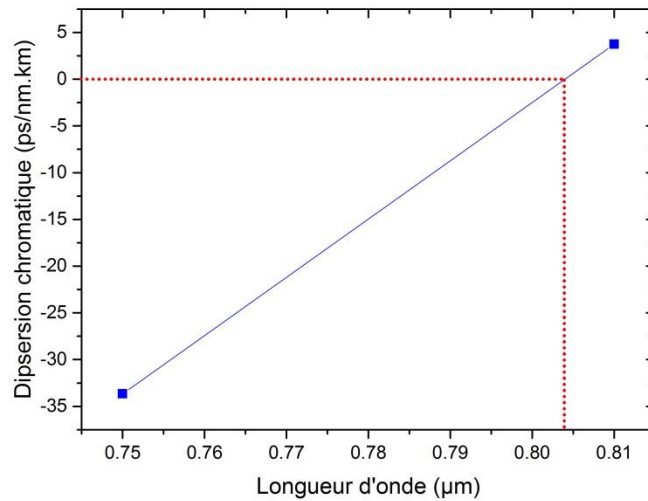


Fig. III.11 L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde à côté de 800nm de NL2.4-800.

- la Non-linéarité de Kerr est égale de  $70 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$  à 800 nm.

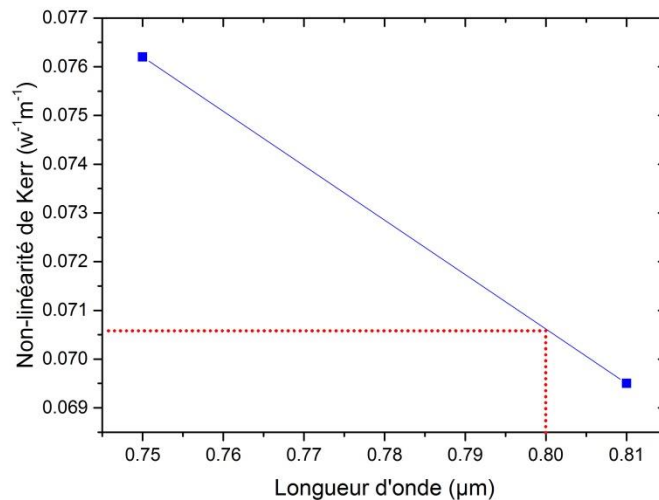
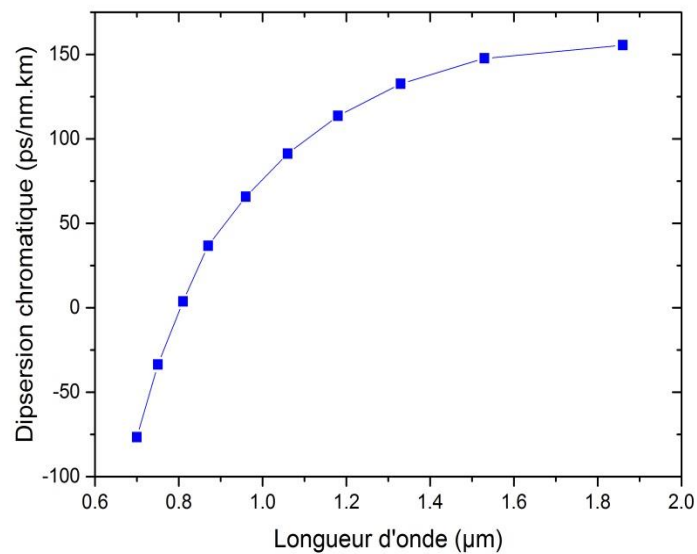


Fig. III.12 Evolution de la non-linéarité de Kerr selon la longueur d'onde à côté de 800nm de NL2.4-800.

Donc on peut extraire tous les propriétés linéaire dans le domaine de  $0.7\mu\text{m}$  à  $1.86\mu\text{m}$ .

### III.3.2.1 la dispersion chromatique

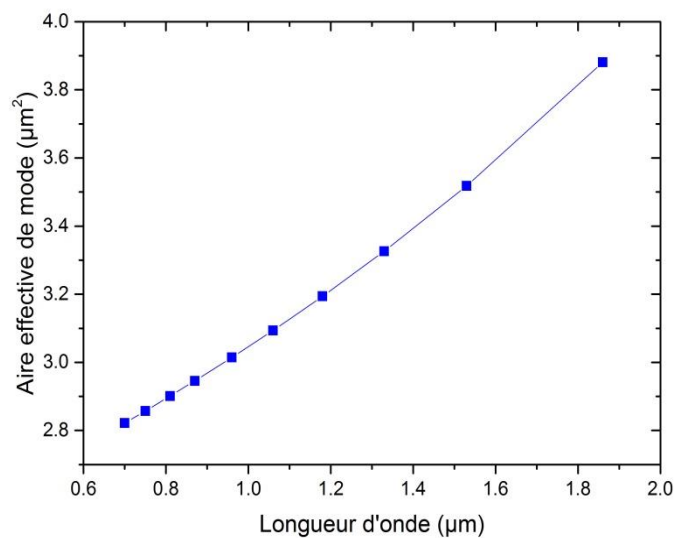
La figure III.13 présente l'évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde.



*Fig. III.13 L'évolution de la dispersion chromatique selon la longueur d'onde de NL2.4-800.*

### III.3.2.2 Aire effective de mode

Nous avons calculé Aire effective avec l'équation II.15 et les résultats sont présentés dans la figure ci-dessous.

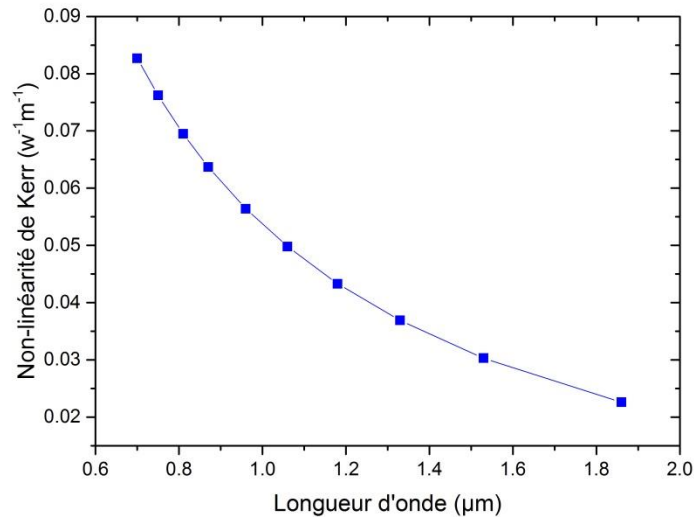


*Fig. III.14 Evolution de l'aire effective de mode en fonction de la longueur d'onde de NL2.4-800.*

nous remarquons que l'aire effective de mode Proportionnel à la longueur d'onde. Et nous pouvons également apprendre beaucoup des valeurs de l'aire effective de mode en changeant certaines des données.

### III.3.2.3 Non linéarité de Kerr

La coefficient non linéaire (ou bien la non-linéarité de kerr) est calculé en fonction de l'aire effective de mode avec l'équation III.1:



*Fig. III.15 Evolution de la non-linéarité de Kerr en fonction de la longueur d'onde de NL2.4-800.*

## III.4 Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de présenter les résultats d'analyse les images microscopique de deux FOM ainsi l'extraction de les propriétés optiques de ces fibres. Est faite en utilisant la méthode de différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD). Pour la première fibre, nous avons confirmé que les valeur de les deux paramètre donnée est assurés, Donc on peut extraire tous les propriétés linéaire dans le domaine de  $0.6\mu\text{m}$  à  $1.8\mu\text{m}$ . Dans la deuxième fibre que nous avons fait la même chose, nous avons confirmé que les valeur de les deux paramètre donnée est assurés, Donc on peut extraire tous les propriétés linéaire dans le domaine de  $0.7\mu\text{m}$  à  $1.86\mu\text{m}$ . Nous concluons que nous pouvons analyser les propriétés optiques de la fibre et leur compatibilité avec l'application spécifique avant l'acheter.

### Références bibliographiques

- [1] "*Lumerical MODE solutions*", Lumerical Solutions, 2011, [www.lumerical.com](http://www.lumerical.com).
- [2] "*mode solutions introductory webinar*", Lumerical Solutions, 2011, [www.lumerical.com/resources/mode\\_solutions\\_introductory\\_webinar.pdf](http://www.lumerical.com/resources/mode_solutions_introductory_webinar.pdf).
- [3] D. C. Tee, N. Tamchek and C. H. Raymond Ooi, "*Numerical Modeling of the Fundamental Characteristics of ZBLAN Photonic Crystal Fiber for Communication in 2–3 $\mu$  m Midinfrared Region* ", IEEE photonics journal , Volume 8, Number 2, April 2016.
- [4] "*Photonic Crystal Fiber Data Sheet (NL-1.5-670)*" (Crystal Fibre A/S), retrieved April, 2005, <http://www.crystal-fibre.com/datasheets/NL-15-670.pdf>.
- [5] Yi-Wen Chen, "*Numerical Simulatio of UV Enhancement of Supercontinuum Generation by Injecting Dual Wavelength femtosecond Pulses into Photonic Crystal Fibers*", these master Electro-optical Engineering Hsinchu, Taiwan, June 2007.
- [6] J. A. Palero, V. O. Boer, J. C. Vijverberg and H. C. Gerritsen, "*Short-wavelength two photon excitation fluorescence microscopy of tryptophan with a photonic crystal fiber based light source*", Molecular BioPhysics, Utrecht University, 2005.
- [7] "*Photonic Crystal Fiber Data Sheet (NL-2.4-800)*" (Crystal Fibre A/S), retrieved April, 2005, <http://www.crystal-fibre.com/datasheets/NL-24-800.pdf>.

**Conclusion générale**

# Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous étudions les propriétés de propagation de la nouvelle génération de fibres optiques appelées "fibre optique microstructurées" (FOM) en anglais "Photonic Crystal Fibers" (PCF), L'objectif de ce projet est l'étude et l'analyse des propriétés d'une FOM à partir de sa structure obtenu par un image microscopique scannée électroniquement. Cela permettrons de prédire ces performances sans passer par des mesures expérimentales.

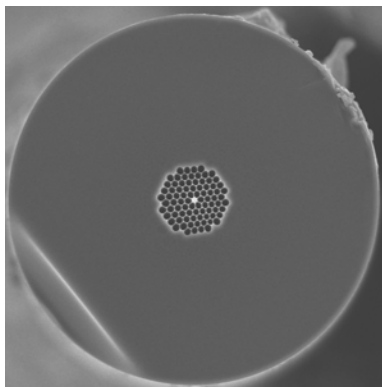
Dans les simulations numériques, nous avons inclus une image microscopique dans le programme de simulation à partir du site du fabricant pour cette fibre, après les simulations le programme montre plusieurs propriétés ne sont pas mentionnés dans les données attachées à l'image microscopique, comme mentionné (la dispersion chromatique au point 0) avec la méthode FDFD.

Dans cette simulation, nous avons étudié deux types de fibres (NL 1,5 à 670) et (NL 2,4 à 800 nm), la première fibre montre que la dispersion chromatique est égal à 0 au point 670 nm et après la simulation nous assurent que la courbe de dispersion chromatique lorsque 0 est égal à 670 nm, Nous avons appris aussi bien les pertes, Aire effective de mode, Non linéarité de Kerr. Et la deuxième fibre montre que la dispersion chromatique égale 0 à entre 800 nm et après la simulation, la courbe montre que la dispersion chromatique égale 0 à 700 nm.

Enfin, l'étude numérique que nous avons fait au cette mémoire est pour la connaissance de beaucoup des propriétés et des données inconnu du client qui veut acheter le FOM et avec pouvoir de tester le produit avant d'acheter et éviter les pertes engagés par le client et ce que carriériste plus aux applications qui répondent le produit exposé par le fabricant.

# Annexes

## NL-1.5-670-02



**Nonlinearity:  $190 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$**

**Zero dispersion  $\lambda=670\text{nm}$**

**Single material**

**Spliceable**

## ***Highly nonlinear PCF***

Our highly nonlinear photonic crystal fibers guide light in a small solid silica core, surrounded by a microstructured cladding formed by a periodic arrangement of air holes in silica. The optical properties of the core closely resemble those of a rod of glass suspended in air, resulting in strong confinement of the light and, correspondingly, a large nonlinear coefficient. By selecting the appropriate core diameter, the zero-dispersion wavelength can be chosen over a wide range in the visible and near infrared spectrum, making these fibers particularly suited to supercontinuum generation with Ti:Sapphire or diode-pumped Nd<sup>3+</sup>-laser sources.

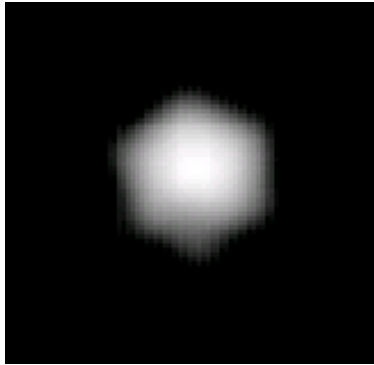
### **Unique properties of Highly nonlinear PCF**

- Zero dispersion wavelengths from 670-880 nm available
- Nonlinear coefficients up to  $190 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  available (cf  $1.1 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  for SMF 28 at 1550 nm)
- Near-Gaussian mode profile

### **Applications**

- Supercontinuum generation for frequency metrology, spectroscopy or optical coherence tomography
- Four-wave mixing and self-phase modulation for switching, pulse-forming and wavelength conversion applications
- Raman amplification

To contact **BlazePhotonics**, please visit our website [www.blazephotonics.com](http://www.blazephotonics.com) or send an email message to [info@blazephotonics.com](mailto:info@blazephotonics.com)



Typical measured near field profile (log scale)

### Optical properties

- Zero dispersion wavelength ( $\lambda_0$ ) 670±5 nm
- Dispersion slope at  $\lambda_0$  1.4 ps · nm<sup>-2</sup> · km<sup>-1</sup>
- Attenuation
 

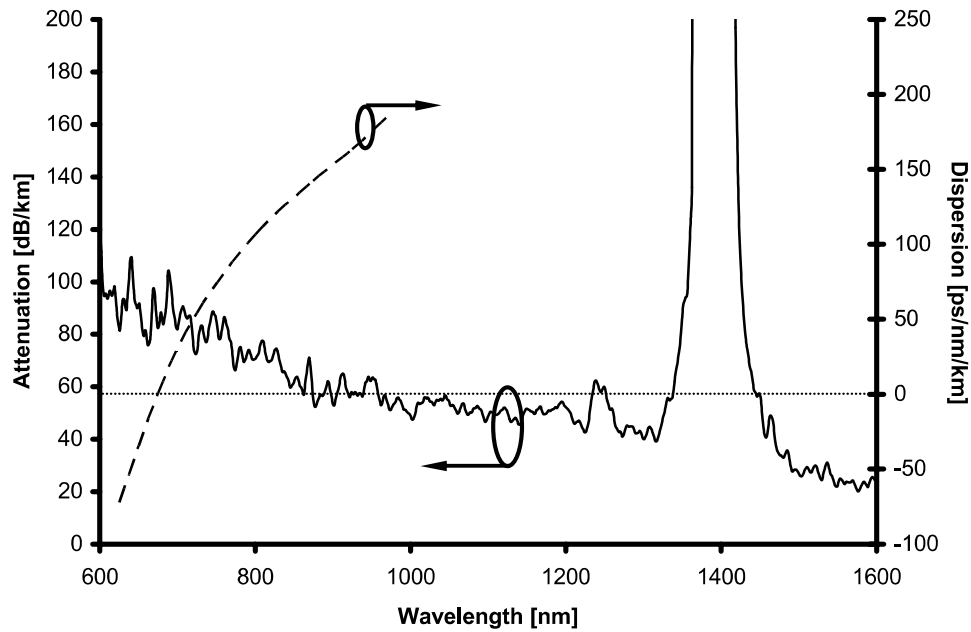
$\lambda_0$	<	90 dB/km
1550 nm	<	25 dB/km
1380 nm	<	300 dB/km
1000 nm	<	60 dB/km
600 nm	<	110 dB/km
- Mode field diameter<sup>1</sup> at  $\lambda_0$  1.1±0.1 μm
- Numerical aperture<sup>2</sup> at  $\lambda_0$  0.5
- Effective nonlinear area<sup>3</sup> 1.23 μm<sup>2</sup>
- Nonlinear coefficient<sup>4</sup> at  $\lambda_0$  190 W<sup>-1</sup> · km<sup>-1</sup>

### Physical properties

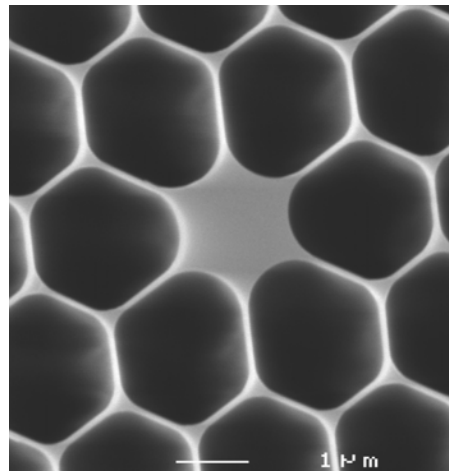
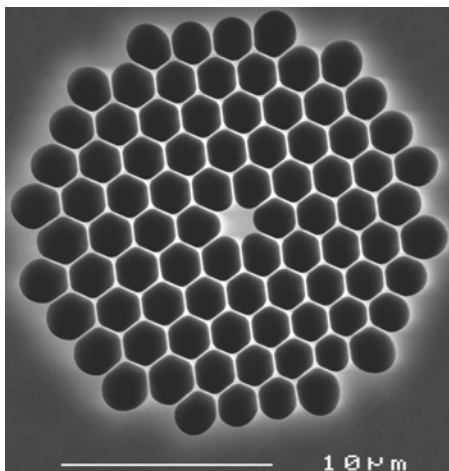
- Core diameter (average) 1.5±0.1 μm
- Pitch (distance between cladding holes) 1.9 μm
- Air Filling Fraction in the holey region >90%
- Width of struts holding the core 70 nm
- Diameter of holey region 20 μm
- Diameter of outer silica cladding (OD) 106 μm
- Coating diameter (single layer acrylate) 220 μm
- Available length up to 1 km

To contact [BlazePhotonics](http://BlazePhotonics.com), please visit our website [www.blazephotonics.com](http://www.blazephotonics.com) or send an email message to [info@blazephotonics.com](mailto:info@blazephotonics.com)

### Typical attenuation spectrum and chromatic dispersion



### SEM image of PCF region and core



To contact **BlazePhotonics**, please visit our website [www.blazephotonics.com](http://www.blazephotonics.com) or send an email message to [info@blazephotonics.com](mailto:info@blazephotonics.com)

## Notes

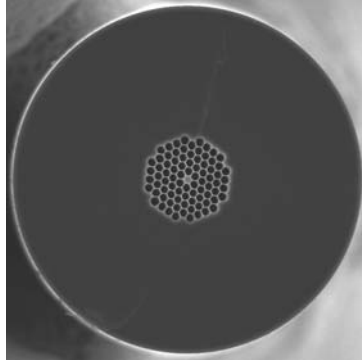
- 1 Full 1/e-width of the near field intensity distribution
- 2 Sine of half angle at which a Gaussian fit to the far field intensity distribution has dropped to 1% of its peak value

- 3 
$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^2\mathbf{r} \right)^2}{\int_{\text{silica}} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^4 d^2\mathbf{r}}$$

- 4 
$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{A_{\text{eff}} \lambda}$$

$n_2 \approx 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  for silica

## NL – 2.4 – 800



**Nonlinearity:  $70 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$**   
**Zero dispersion  $\lambda=800\text{nm}$**   
**Single material**  
**Spliceable**

## Highly nonlinear PCF

---

Our highly non-linear photonic crystal fibers guide light in a small solid silica core, surrounded by a microstructured cladding formed by a periodic arrangement of air holes in silica. The optical properties of the core closely resemble those of a rod of glass suspended in air, resulting in strong confinement of the light and, correspondingly, a large nonlinear coefficient. By selecting the appropriate core diameter, the zero-dispersion wavelength can be chosen over a wide range in the visible and near infrared spectrum, making these fibers particularly suited to supercontinuum generation with Ti:Sapphire or diode-pumped  $\text{Nd}^{3+}$  laser sources.

### Unique properties of Highly nonlinear PCF

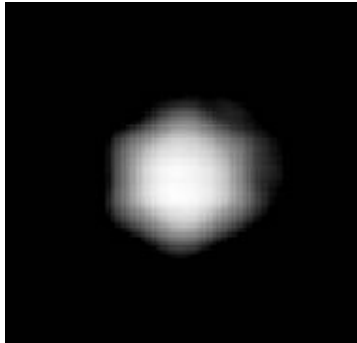
- Zero dispersion wavelengths from 670-880 nm available
- Non-linear coefficients from  $34\text{-}215 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  available (cf  $1.1 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  for SMF 28 at 1550 nm)
- Near-Gaussian mode profile

### Applications

- Supercontinuum generation for frequency metrology, spectroscopy or optical coherence tomography
- Four-wave mixing and self-phase modulation for switching, pulse-forming and wavelength conversion applications
- Raman amplification

To contact **BlazePhotonics**, please visit our website [www.blazephotonics.com](http://www.blazephotonics.com) or send an email message to [info@blazephotonics.com](mailto:info@blazephotonics.com)

## NL – 2.4 – 800



Typical measured near field profile (log scale)

### Optical properties

- Zero dispersion wavelength ( $\lambda_0$ ) 800±5 nm
- Dispersion slope at  $\lambda_0$  0.55 ps·nm<sup>-2</sup>·km<sup>-1</sup>
- Attenuation
 

$\lambda_0$	<	80 dB/km
1550 nm	<	50 dB/km
1380 nm	<	420 dB/km
1000 nm	<	60 dB/km
600 nm	<	100 dB/km
- Mode field diameter<sup>1</sup> at  $\lambda_0$  1.5±0.1  $\mu$ m
- Numerical aperture<sup>2</sup> at  $\lambda_0$  0.19
- Effective nonlinear area<sup>3</sup> 2.8  $\mu$ m<sup>2</sup>
- Nonlinear coefficient<sup>4</sup> at  $\lambda_0$  70 W<sup>-1</sup>·km<sup>-1</sup>

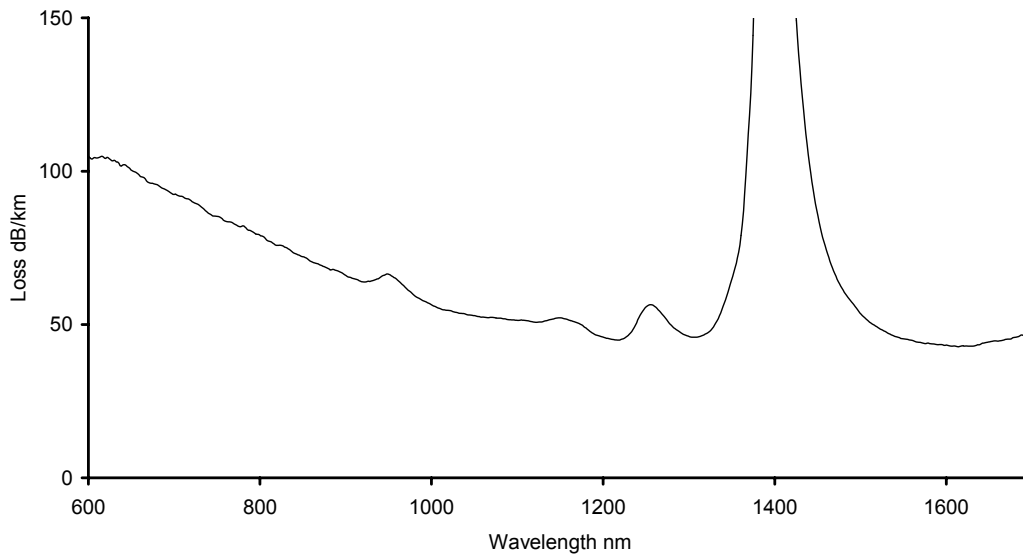
### Physical properties

- Core diameter (average) 2.4±0.1  $\mu$ m
- Pitch (distance between cladding holes) 2.9±0.1  $\mu$ m
- Air Filling Fraction in the holey region >90%
- Width of struts holding the core 110±10 nm
- Diameter of holey region 27±0.5  $\mu$ m
- Diameter of outer silica cladding (OD) 105±1  $\mu$ m
- Coating diameter (single layer acrylate) 230±5  $\mu$ m
- Available length up to 1 km

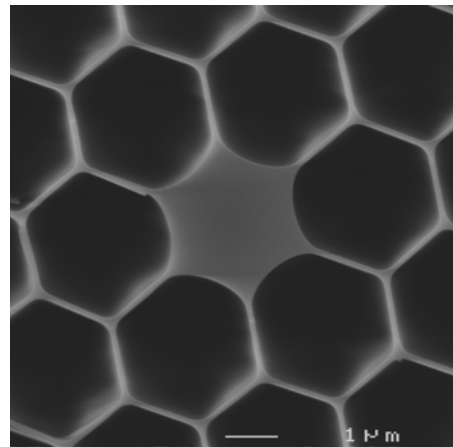
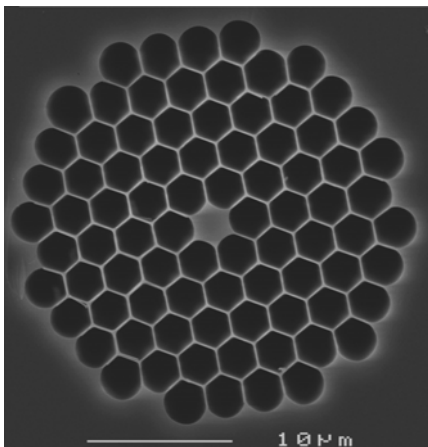
To contact BlazePhotonics, please visit our website [www.blazephotonics.com](http://www.blazephotonics.com) or send an email message to [info@blazephotonics.com](mailto:info@blazephotonics.com)

## NL – 2.4 – 800

### Measured attenuation spectrum



### SEM image of PCF region and core



To contact **BlazePhotonics**, please visit our website [www.blazephotonics.com](http://www.blazephotonics.com) or send an email message to [info@blazephotonics.com](mailto:info@blazephotonics.com)

## Notes

- 1 Full 1/e-width of the near field intensity distribution
- 2 Sine of half angle at which a Gaussian fit to the far field intensity distribution has dropped to 1% of its peak value

$$3 \quad A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int_{\infty} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^2\mathbf{r} \right)^2}{\int_{\text{silica}} |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^4 d^2\mathbf{r}}$$

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

$n_2 \approx 2.5 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$  for silica