

N° d'ordre : 42164

Université Lille 1 – Sciences et technologies

UFR de Physique

Thèse

Pour obtenir le titre de :

Docteur en physique

Spécialité :

Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère

Ecole doctorale :

Science de la matière, du rayonnement et de l'environnement

Présentée et soutenue par

Jean-Paul YEHOUESSI

**Modélisation et caractérisation de fibres de Bragg
pixélisées pour application aux lasers intenses**

Soutenance de thèse prévue le 09 novembre 2016 devant la commission d'examen composée de :

Sébastien FEVRIER	MCF, Université de Limoges	Rapporteur
Patrick GEORGES	Directeur de recherche, CNRS	Rapporteur
Thierry CHARTIER	Professeur, Université de Rennes 1	Examineur
William RENARD	Ingénieur R&D Laser, EOLITE	Examineur
Marc DOUAY	Professeur, Université de Lille 1	Examineur
Constance VALENTIN	Chargée de recherche, CNRS	Examineur
Laurent BIGOT	Chargé de recherche, CNRS HDR	Directeur de thèse
Yves QUIQUEMPOIS	Professeur, Université de Lille 1	Codirecteur de thèse
Institut de Recherche sur les Composants, l'Information et la Communication Avancée		

N° d'ordre : 42164

Université Lille 1 – Sciences et technologies

UFR de Physique

Thèse

Pour obtenir le titre de :

Docteur en physique

Spécialité :

Optique et Lasers, Physico-Chimie, Atmosphère

Ecole doctorale :

Science de la matière, du rayonnement et de l'environnement

Présentée et soutenue par

Jean-Paul YEHOUESSI

**Modélisation et caractérisation de fibres de Bragg
pixélisées pour application aux lasers intenses**

Soutenance de thèse prévue le 09 novembre 2016 devant la commission d'examen composée de :

Sébastien FEVRIER	MCF, Université de Limoges	Rapporteur
Patrick GEORGES	Directeur de recherche, CNRS	Rapporteur
Thierry CHARTIER	Professeur, Université de Rennes 1	Examineur
William RENARD	Ingénieur R&D Laser, EOLITE	Examineur
Marc DOUAY	Professeur, Université de Lille 1	Examineur
Constance VALENTIN	Chargée de recherche, CNRS	Examineur
Laurent BIGOT	Chargé de recherche, CNRS HDR	Directeur de thèse
Yves QUIQUEMPOIS	Professeur, Université de Lille 1	Codirecteur de thèse
Institut de Recherche sur les Composants, l'Information et la Communication Avancée		

Table des matières

Introduction générale.....	9
1 Fibres optiques pour applications aux lasers intenses.....	13
Introduction.....	14
1.1 Guidage par Réflexion Totale Interne (RTI).....	14
1.1.1 Milieu homogène infini	14
1.1.2 Cas d'un guide d'onde circulaire : guidage RTI.....	16
1.2 Nécessité d'une grande aire effective et d'une propagation unimodale.....	18
1.2.1 Qualité de faisceau	18
1.2.2 Effets non-linéaires en optique	19
1.3 Limites des méthodes CVD.....	24
1.4 Monomodalité par couplage	26
1.5 Guidage par réflexion interne modifiée	30
1.5.1 Cas d'un réseau périodique.....	31
1.5.2 Fibres à gaine microstructurée :.....	32
1.5.3 Limites des fibres RTIM	34
1.6 Guidage par Bande Interdite Photonique	35
1.6.1 Principes	35
1.6.2 Définition des bandes de transmission	36
1.6.3 Avantages	37
1.6.4 Pertes dans le cadre de fibres BIP	37
1.7 Fibres pour applications lasers.....	39
1.8 Instabilités Modales	39
1.9 Bilan des différentes performances	40
1.9.1 Chirally coupled Core Fiber	40
1.9.2 Large Pitch Fiber	41
1.9.3 Full Aperiodic Large Pitch Fiber	42
1.9.4 Leakage Channel Fibers	43
1.9.5 Multi Trench Fiber	44
1.9.6 Distributed Mode Filtering rod fiber	45
1.10 Comparaison et limites des performances.....	46
1.11 Evolution des puissances lasers et besoin en termes de diamètres de mode.....	48
1.12 Cahier des charges et critère de monomodalité.....	50
1.13 Evolution de fibres à bande interdite photonique et choix de structure.....	50
1.13.1 Premières fibres LMA BIP toute solide.....	51
1.13.2 BIP classique	52

1.13.3	BIP-2DBiréfrigente.....	53
1.13.4	Fibre BIP-2D Hétérostructurée	54
	Conclusion	55
2	Fibres de Bragg : propriétés et caractéristiques	61
	Introduction.....	62
2.1	Cœur vu comme une antiguide.....	62
2.2	Réflecteur de Bragg Plan	64
2.3	Prédiction analytique des fenêtres de transmission.....	66
2.3.1	Modèle ARROW appliqués aux fibres de Bragg	66
2.3.2	Diagramme de bande	70
2.4	Guide cylindrique	71
2.5	Conditions Demi-onde / Quart d'onde en vue de la monomodalité	73
2.6	Quelques fibres de Bragg à grande aire effective	73
2.7	Limite des Fibres de Bragg.....	75
2.8	Pixellisation des fibres de Bragg.....	76
	Conclusion	79
3	Conception et réalisation d'une fibre de Bragg Large Mode Area (LMA) Flexible.....	83
	Introduction.....	84
3.1	Choix de la géométrie de la fibre	84
3.1.1	Choix de l'ordre de la bande interdite.....	84
3.1.2	Détermination de la valeur d/Λ à utiliser	86
3.1.3	Condition Demi-onde LP_{11}	87
3.1.4	Double condition demi-onde LP_{11} et LP_{21-02}	88
3.1.5	Vers l'hétérostructuration.....	91
3.2	Fabrication et caractérisation	94
3.2.1	Détails de fabrication	95
3.2.2	Transmission.....	95
3.2.3	Monomodalité.....	97
3.2.4	Effet de la courbure.....	99
3.2.5	Facteur confinement	106
3.2.6	Effet de la courbure dans le cas de la fibre non-hétérostructurée	107
	Conclusion	107
4	Conception d'une fibre de Bragg ayant un diamètre de mode supérieur à 50 μm	111
	Introduction.....	112
4.1	Approche à base de structures à 3 couronnes.....	112
4.1.1	Optimisation des épaisseurs des anneaux de bas indice	112

4.1.2	Hétérostructuration :	114
4.2	Nécessité d'augmenter la valeur du rapport d/λ	117
4.3	Nécessité du changement de l'ordre de la bande interdite.....	118
4.4	Conception et réalisation d'une fibre de Bragg à deux couronnes de haut indice ayant un MFD supérieur à 50 μm	119
4.4.1	Etude numérique.....	119
4.5	Fabrication & Caractérisations	126
4.5.1	Fabrication.....	126
4.5.2	Transmission.....	126
4.5.3	Monomodalité & Diamètre de mode.....	130
4.6	Réalisation d'une fibre de Bragg flexible à deux couronnes de haut indice et dont le MFD est supérieur à 40 μm	131
4.6.1	Fabrication.....	131
4.6.2	Transmission.....	131
4.6.3	Monomodalité.....	132
4.6.4	Diamètre de mode.....	133
4.6.5	Impact des rayons de courbures	134
4.7	Conception et réalisation d'une fibre de Bragg à deux couronnes de haut indice dont le MFD est supérieur à 60 μm	135
4.7.1	Fabrication & Caractérisations	135
4.7.2	Etude numérique.....	139
	Conclusion	143
5	Vers la réalisation de fibres de Bragg VLMA dopées.....	145
	Introduction.....	146
5.1	Etude paramétrique des conditions demi-onde dans le cas d'une variation d'indice du cœur par rapport à la silice.....	146
5.2	Impact de l'indice de cœur sur la monomodalité	148
5.2.1	1 ^{er} cas : $\Delta_n \leq 0$	148
5.2.2	2 ^{ème} cas : $\Delta_n \geq 0$	153
5.3	Nouveaux matériaux de cœur obtenus au sein du laboratoire	154
5.3.1	Préforme Sol-Gel dopée Ytterbium et Fluor	155
5.3.2	Préforme OVD dopée Ytterbium	157
5.3.3	Préforme OVD dopée Ytterbium et Fluor.....	159
	Conclusion	160
	Conclusion générale	162
	Annexe 1 : Fibres LMA commerciales dopées aux ions Ytterbium.	164

Annexe 2: Fabrication des fibres de Bragg pixelisées 165

Remerciements

Merci à tous les membres de l'équipe photonique du laboratoire. Merci pour ces 3 années de bonheur et bon vent pour la suite...

Introduction générale

Les lasers à fibres optiques constituent une sous branche de la technologie laser, technologie laser qui trouve son origine dans l'expérience de Theodore Maiman [1]. Le laser à fibre a les mêmes propriétés de cohérences spectrales et spatiales que les autres familles de lasers mais il se différencie de ses concurrents par la nature de son milieu amplificateur qui est une fibre optique dopée aux ions terres rares. La réalisation d'un laser ayant pour milieu amplificateur un guide cylindrique a été proposée dès les années 60 par Snitzer [2]. Cependant, au regard des performances obtenues notamment en terme des pertes (qui étaient très élevées), ce type de laser a vu son développement ralenti. Le regain d'intérêt pour ce type de laser est apparu dans les années 90, dans la foulée des travaux sur les amplificateurs à fibre dopée erbium initié en 1987. En effet, en 1989, Hanna et al de l'Université de Southampton, rapportent l'obtention d'émission spontanée amplifiée (superfluorescence) dans le cas de fibres dopées aux ions Ytterbium [3]. L'année suivante la même équipe rapporte la réalisation d'un laser à fibre basé sur le même milieu actif [4]. Bien que de nombreux ions de terre-rare aient permis de donner lieu à un effet laser dans les fibres de silice, trois ions en sont généralement utilisés aujourd'hui : l'Erbium (aux longueurs d'ondes d'applications télécom), l'Ytterbium (autour de 1 μm) et le Thulium (autour de 2 μm).

Comparativement aux autres lasers, les lasers à fibres offrent la possibilité de pouvoir transporter de fortes densités de puissances, supérieures au mégawatt par centimètre carré. Les lasers à fibres, réalisées avec des fibres optiques monomodes permettent d'obtenir d'excellentes qualités de faisceau, ce qui constitue là aussi un autre avantage certain en comparaison d'autres technologies lasers. D'un point de vue industriel, les lasers à fibre se sont révélés comme des produits très fiables nécessitant peu de maintenance. En effet, contrairement aux lasers solides qui requièrent un réaligement régulier, les lasers à fibre peuvent permettre l'utilisation de composants soudés entre eux, ce qui garantit une vraie stabilité en dépit de vibration. Par ailleurs, les lasers à fibres sont généralement qualifiés de lasers «écologiques» car, en comparaison aux lasers à gaz comme les lasers CO₂, ils génèrent une consommation énergétique 70% plus faible. En effet, la majorité des lasers à fibre sont simplement refroidis par air contrairement aux autres lasers systèmes industriels qui souvent nécessitent des systèmes de refroidissement plus volumineux et plus contraignants, comme des refroidissements par eau. Un autre avantage réside dans le fait que la fibre peut être enroulée ce qui offre une grande compacité en comparaison des autres familles de lasers de fortes puissances. Un dernier atout des lasers à fibre réside dans leur prix : en effet ces lasers sont généralement 30% à 50% moins chers que les autres lasers.

Ces différentes qualités font que les lasers à fibre ne cessent de trouver, au fil des années, leur place dans un marché fortement concurrentiel. En tant que produit, le laser à fibre a su trouver sa propre « niche » dans de nouveaux marchés (notamment le domaine médical) mais il a aussi su remplacer ses concurrents sur des marchés déjà existant. Ainsi dans le cas des applications industrielles telles que le marquage, la soudure ou la découpe (en particulier pour le photovoltaïque), il remplace avantageusement les lasers à gaz de type CO₂. Comme le révèle une étude rapportée dans Laser Focus World, les lasers à fibre depuis 2014 sont les lasers majoritairement vendus pour les applications de « Material Processing »[5].

Dans ce contexte, proposer des lasers toujours plus puissants reste une demande récurrente et une des limitations rencontrées lors de la montée en puissance dans le cas des lasers à fibre est l'apparition des effets non-linéaires [6][7]. Pour contrecarrer ces effets indésirables, une des solutions envisagées consiste à augmenter le diamètre du cœur des fibres optiques. Malheureusement, une telle augmentation dans le cas des fibres optiques classiques entraînent une augmentation du nombre de modes guidés ce qui a pour conséquence la détérioration de la qualité spatiale de l'émission. Afin de pouvoir repousser le seuil d'apparition de ces effets non-linéaires tout en maintenant un caractère monomode, de nouvelles géométries de fibres sont intensément étudiées par de nombreux groupes académiques et industriels dans le monde. Ces fibres sont en grande partie basées sur la physique mise à jour avec l'avènement des fibres microstructurées (FMS) ou Photonic Crystal Fiber (PCF), qui ont été proposées pour la première fois en 1995. C'est dans ce contexte que ce travail de thèse a été mené avec l'objectif de pouvoir proposer des fibres à très grands diamètres de modes (supérieurs à 40 μm) qui garantissent un comportement monomode pour de très faibles longueurs de fibres (inférieures à 1 m) tout en offrant une certaine flexibilité.

Dans le premier chapitre, nous expliciterons les processus de guidage pour les principales familles de fibres que sont les fibres à réflexion totale interne, les fibres à réflexion totale interne modifiée, mais aussi les fibres à bande interdites photoniques. Dans le même chapitre, les limitations dues aux effets non-linéaires, de même que la contrainte liée à l'obtention d'un comportement monomode seront rapportées et explicitées. Une revue des performances actuelles en matière de fibres à grande et très grande aire effective sera faite leurs limitations expliquées. En nous basant sur cette revue des performances, un cahier des charges sera établi.

Le second chapitre donnera une définition plus approfondie de la sous-famille de fibre de Bragg que nous avons choisi d'étudier plus particulièrement. Ainsi, les propriétés de guidage des fibres de Bragg seront détaillées et leurs limitations seront présentées. L'approche à base de pixélisation de la gaine comme solution aux limitations évoquées auparavant sera abordée, de même que les autres

conditions permettant de pénaliser la propagation des modes d'ordre supérieur.

Le troisième chapitre rapportera le résultat d'une étude numérique permettant d'obtenir une fibre de Bragg ayant un diamètre de mode de 40 μm à la longueur d'onde 1050 nm. Un design de fibre issu de cette étude sera réalisé et les expériences permettant de tester le caractère monomode des fibres réalisées seront rapportées.

Le quatrième chapitre abordera, quant à lui, la conception, la réalisation et la caractérisation de quatre fibres de Bragg monomodes en pratique dont les diamètres de modes s'échelonnent de 40 μm à 69 μm à la longueur d'onde 1050 nm. Nous verrons qu'un design simplifié sera proposé pour ces réalisations afin de faciliter la fabrication de fibres de Bragg pixélisées.

Pour finir, le cinquième chapitre, dédié aux designs fibres actives, sera l'occasion de définir de nouvelles conditions dans la conception de la fibre tenant compte de la modification d'indice due à l'introduction de dopant dans le cœur. Diverses études paramétriques se basant sur les nouvelles conditions à respecter dans les scénarii de cœur à haut ou à bas indice (en référence à l'indice de la silice) seront présentées afin de définir un cahier de charge pour la réalisation de préformes de silice dopées Ytterbium garantissant un comportement monomode en pratique. Ceci sera confronté aux propriétés des matériaux issus de la centrale FiberTech et à notre disposition pour réaliser des fibres de Bragg pixélisées actives.

Bibliographie :

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, Aug. 1960.
- [2] E. Snitzer, "Proposed fiber cavities for optical lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 32, pp. 36–39, 1961.
- [3] D. C. Hanna, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, J. E. Townsend, and A. C. Tropper, "Efficient superfluorescent emission at 974 nm and 1040 nm from an Yb-doped fiber," *Opt. Commun.*, vol. 72, no. 3–4, pp. 230–234, Jul. 1989.
- [4] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, and A. C. Tropper, "An Ytterbium-doped monomode fibre laser: broadly tunable operation from 1010 nm to 1162 nm and three-level operation at 974nm," *J. Mod. Opt.*, vol. 37, no. 4, pp. 517–525, 1990.
- [5] "Laser Marketplace 2015: Lasers surround us in the Year of Light - Laser Focus World." [Online]. Available: <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-51/issue-01/features/laser-marketplace-2015-lasers-surround-us-in-the-year-of-light.html>.
- [6] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited]," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 11, p. B63, 2010.
- [7] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "High-power fibre lasers," *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 861–867, 2013.

1 Fibres optiques pour applications aux lasers intenses

Introduction

Au fil des années, les fibres optiques se sont révélées être d'excellents milieux amplificateurs pour les lasers intenses. Ces fibres peuvent avoir un cœur de plus haut ou plus bas indice de réfraction comparativement à l'indice moyen de gaine, ce qui implique des mécanismes de guidage totalement différents. Durant ce chapitre, les différents types de guidage possibles dans les fibres optiques seront explicités. Le besoin d'avoir des fibres optiques à grande aire effective monomodes en réponse au besoin croissant en termes de puissance laser sera abordé. En partant de ce besoin, les limites observées au sein de chaque famille de fibres seront énumérées. Il sera, en outre, démontré que la simple augmentation des diamètres de cœur sans autres précautions (notamment le contrôle de l'indice de réfraction) entraînent la dégradation de la qualité de faisceau. Les moyens mis en œuvre par différentes équipes dans le monde afin de lever ces verrous technologiques seront décrits. Un état de l'art des fibres optiques à grand cœur monomode, au début de cette thèse sera réalisé. Une description des meilleures performances obtenues à ce jour pour chacune des grandes familles sera faite. A partir des limites identifiées en thème de performances, un cahier de charges sera défini et afin de répondre aux besoins du cahier des charges une famille de fibre sera choisie.

1.1 Guidage par Réflexion Totale Interne (RTI)

Nous expliquerons les processus de guidage dans des milieux homogènes infinis. Puis seront abordés les processus de guidage dans des fibres à réflexion totale interne (RTI)

1.1.1 Milieu homogène infini

Considérons une onde électromagnétique de pulsation ω se propageant dans un milieu linéaire homogène isotrope ayant une permittivité diélectrique $\epsilon(\vec{r})$. La pulsation ω est définie par la relation suivante : $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, c et λ étant respectivement la vitesse de la lumière et la longueur d'onde dans le vide. Toute onde électromagnétique est définie par un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{H} . Ces deux champs en notation complexe se mettent sous la forme :

$$\begin{cases} \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \\ \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r}) \times \exp(i\omega t) \end{cases}$$

Le vecteur \vec{r} définit la position dans le milieu considéré. Les vecteurs \vec{h} et \vec{e} sont les amplitudes respectives du champ magnétique et du champ électrique.

Afin de pouvoir se propager dans le milieu défini plus haut, chaque onde doit être solution de l'équation d'Helmholtz définie par la relation où H est le champ magnétique:

$$\vec{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}$$

Soit un milieu linéaire homogène isotrope déterminé par un indice de réfraction n . Dans un tel milieu, toute solution de l'équation Helmholtz est une onde plane ayant pour expression :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}_0 \times \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}))$$

\vec{h}_0 représente l'amplitude complexe de l'onde plane se propageant dans un tel milieu, indépendante de \vec{r} .

\vec{k} étant le vecteur d'onde de norme :

$$k = n \frac{\omega}{c}$$

Ce vecteur peut être défini dans un repère orthogonal. Soit β la composante longitudinale qui est simplement la projection suivant l'axe Oz de ce vecteur et \vec{k}_T sa composante transverse.

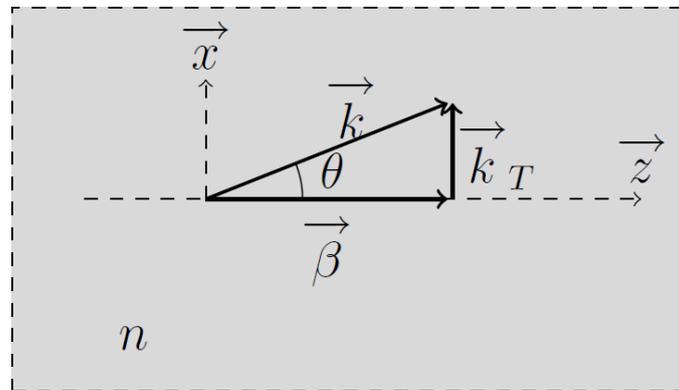


Figure 1: Représentation des composantes transverse et longitudinale du vecteur d'onde \vec{k} .

Nous pouvons alors définir la norme de la constante de propagation longitudinale.

$$\beta = k_z = k \cos\theta$$

Nous pouvons alors introduire la notion d'indice d'effectif de l'onde qui peut être défini comme l'indice « vu » par l'onde dans la direction Oz. Cet indice est donné par la relation ci-dessous :

$$n_{eff} = \frac{\beta c}{\omega} = \frac{k c \cos\theta}{\omega} = n \cos\theta$$

Il s'ensuit que pour avoir existence d'un mode donné, il faut que l'inégalité suivante soit respectée :

$$0 \leq n_{eff} \leq n$$

L'ensemble des modes vérifiant cette condition forme un *continuum* de modes propagatifs. Une telle situation peut être schématisée par la Figure 2.

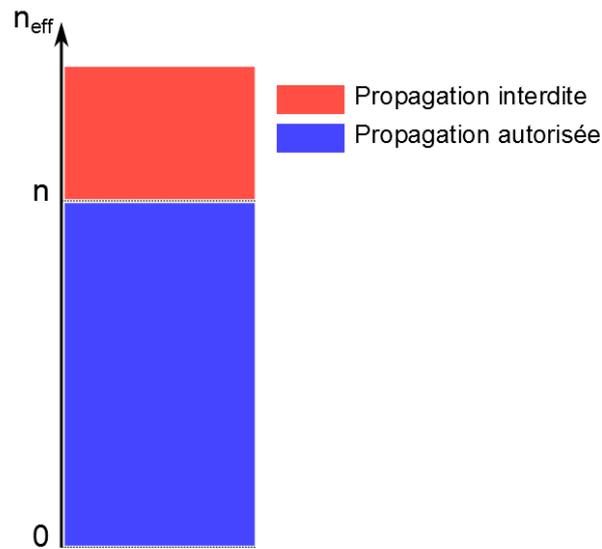


Figure 2 : Diagramme d'indice effectif d'un milieu homogène infini. La propagation y est autorisée si l'indice effectif est inférieur ou égal à l'indice de réfraction n du milieu

1.1.2 Cas d'un guide d'onde circulaire : guidage RTI

Soit une fibre optique conventionnelle à saut indice. Cette fibre est composée d'un cœur et d'une gaine. Le cœur possède un indice de réfraction n_h plus élevé que l'indice de la gaine noté n_b (voir Figure 3).

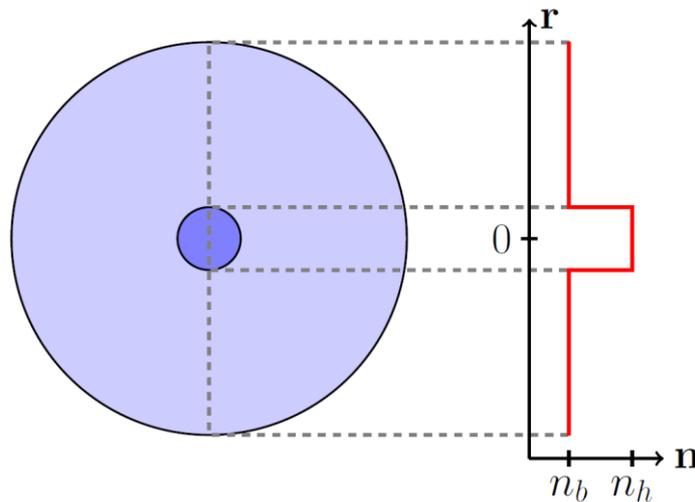


Figure 3 : Schéma de la coupe transverse d'une fibre optique à saut d'indice. La coupe du profil d'indice de la fibre est représentée à droite de la fibre.

Comme nous venons de le voir, pour qu'un mode se propage dans le cœur, il faut que l'indice effectif du mode soit inférieur à l'indice de réfraction du cœur ($n_{eff} \leq n_h$), tandis que pour être propagatif dans la gaine, un mode de la structure doit avoir un indice de réfraction inférieur à l'indice de réfraction

de la gaine n_b ($n_{eff} \leq n_b$). Ainsi afin de pouvoir rester confiné dans le cœur et ne pas être propagatif dans la gaine, il faut qu'un mode de la structure respecte la double condition suivante :

$$n_b \leq n_{eff} \leq n_h$$

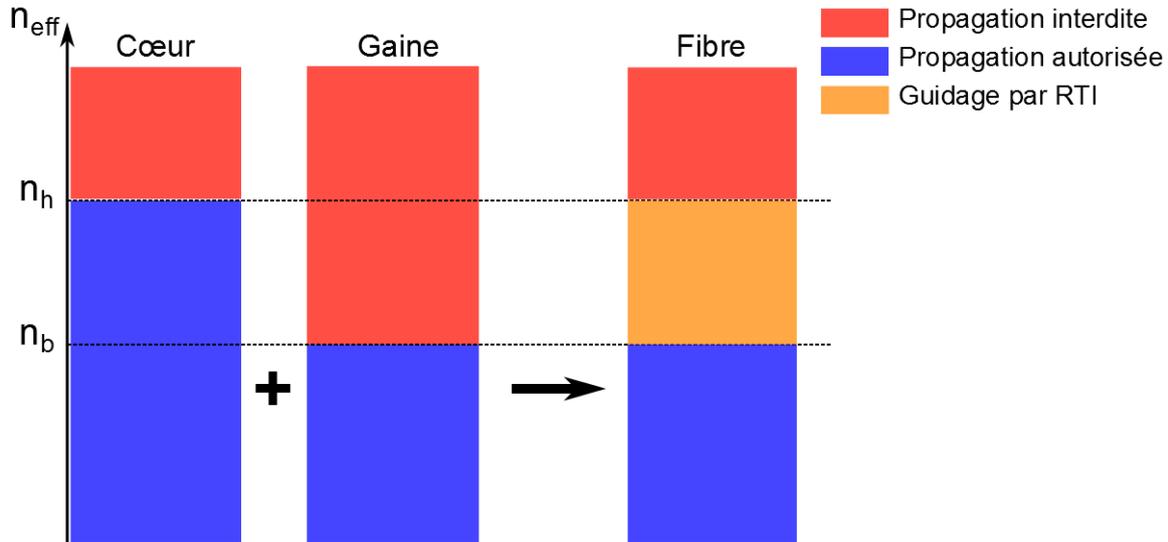


Figure 4 : Diagramme d'indice effectif du milieu constituant le cœur, la gaine et de la fibre optique à saut d'indice équivalente à la somme des deux milieux

Lorsque la condition $(n_h - n_b) \ll 1$ est réalisée, alors on dit que la fibre présente un faible contraste d'indice entre le cœur et la gaine et la condition de faible guidage est admise. Dans ce cas, les composantes longitudinales des champs \vec{E} et \vec{H} peuvent être considérées comme négligeables. Il s'ensuit que seules les composantes transverses existent. Les modes se propageant dans le cœur sont alors assimilés à des modes « linéairement polarisés, LP_{lm} », où l désigne le nombre azimutal et m le nombre radial désignant les dépendances transverses de l'intensité de ces modes [1]. Le premier mode guidé d'une fibre aussi appelé *mode fondamental*, est noté LP_{01} . La présence d'un mode LP_{lm} est déterminée par une fréquence normalisée, notée V . Cette fréquence V est définie par la relation suivante [1] :

$$V = \frac{\pi d \sqrt{n_h^2 - n_b^2}}{\lambda}$$

Excepté le mode fondamental, pour chaque mode LP_{lm} il existe donc une fréquence appelée « Fréquence de coupure, V_c » en dessous de laquelle ce mode ne peut exister. Est appelée « longueur d'onde de coupure, λ_c », la longueur d'onde au-dessus de laquelle un mode ne peut exister. Cette longueur d'onde de coupure est définie par la relation [1] :

$$\lambda_c = \frac{2\pi r_c}{V_c} \sqrt{n_h^2 - n_b^2}$$

Les valeurs de V_c sont dépendantes du profil de cœur de la fibre, mais aussi du mode linéairement polarisé concerné. Yariv et al en 1997 [1] nous donne les différentes valeurs de V_c dans le cas des fibres à saut d'indice et des fibres à gradient d'indice. Ces valeurs, pour les 4 premiers modes, sont reportées dans le tableau suivant :

Modes	V_c (saut d'indice)	V_c (profil parabolique)
LP ₀₁	0	0
LP ₁₁	2.405	3.52
LP ₀₂	3.83	5.07
LP ₂₁	3.83	5.74

Tableau 1 : Fréquence de coupure de fibres optiques à profil d'indice à saut d'indice et à gradient d'indice.

Dans la suite du travail, nous nous intéresserons à la réalisation de fibre où seul le mode LP₀₁ existe, mais cette condition était très stricte, nous travaillerons sur le développement de fibres multimodes rendues monomodes par l'utilisateur.

1.2 Nécessité d'une grande aire effective et d'une propagation unimodale

1.2.1 Qualité de faisceau

De manière générale dans le domaine des lasers à fibres, il est nécessaire d'utiliser des fibres monomodes afin de garantir une grande qualité de faisceau. La qualité d'un faisceau nous indique la manière dont ce faisceau se focalisera ou au contraire la manière dont il divergera en champ lointain. La qualité d'un faisceau est décrite par le paramètre M^2 . Il est défini comme le rapport entre la divergence ϕ d'un faisceau réel et la divergence Θ du faisceau idéal de même pincement (voir *Figure 5*). Il est défini par la relation suivante :

$$M^2 = \frac{\phi}{\Theta}$$

Il s'agit d'une grandeur sans dimension donnant le degré de dégradation d'un faisceau réel issu d'un laser (sans collimation) en comparaison avec un faisceau TEM₀₀ théorique. Plus la valeur de ce paramètre est proche de 1, plus ce faisceau est considéré comme étant de bonne qualité, car sa divergence sera moindre pour un waist (pincement du faisceau) donné.

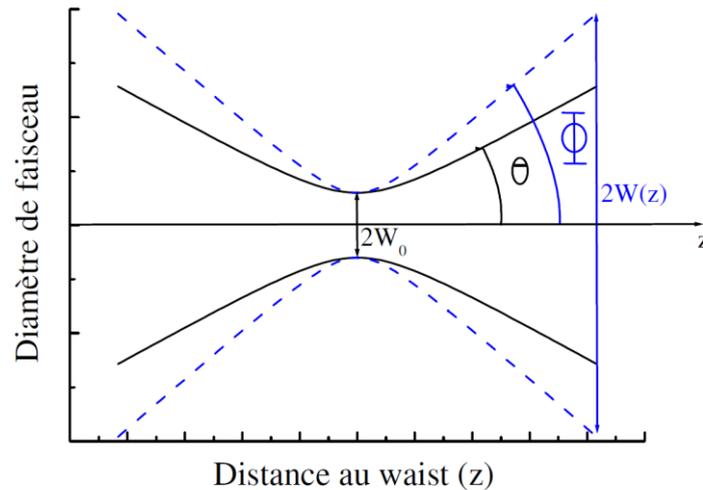


Figure 5 : Diamètres d'un faisceau réel (en pointillé bleu) et d'un faisceau Gaussien (trait plein noir) en fonction de la distance au waist

Dans l'approximation des modes LP utilisée pour les fibres optiques à faible contraste d'indice, le mode le plus proche du mode TEM_{00} est le mode LP_{01} . Ceci implique, par exemple, dans le cadre d'une fibre à saut d'indice conventionnelle qu'il est nécessaire de s'assurer de la présence unique de ce mode en maintenant le paramètre V inférieure à 2,405. Outre la qualité du faisceau, le caractère monomode constitue une garantie de stabilité de la puissance en sortie de laser. En effet, en cas de présence d'autres modes dans la fibre, des changements de phase liés aux conditions environnantes (température, manque de stabilité mécanique du support etc ...) peuvent avoir lieu et entraîner des fluctuations de la puissance sortie de laser.

Après avoir abordé la nécessité d'avoir une fibre monomode, nous parlerons des effets non-linéaires dans les fibres optiques et donc du besoin d'augmenter les rayons de cœur des fibres optiques afin de repousser le seuil d'apparition de ces effets non-linéaires.

1.2.2 Effets non-linéaires en optique

En optique linéaire, la polarisation est proportionnelle à l'amplitude du champ électrique de l'onde [2] :

$$P = \epsilon_o \chi^{(1)}.E$$

Où ϵ_o est la permittivité diélectrique du vide et $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité d'ordre 1.

En optique non-linéaire (en présence d'un champ intense) la polarisation macroscopique s'exprime par un développement en série de puissances du champ [2]:

$$P = \epsilon_o \chi^{(1)}E + \epsilon_o \chi^{(2)}E^2 + \epsilon_o \chi^{(3)}E^3 + \dots$$

Où $\chi^{(n)}$ est la susceptibilité d'ordre n.

Le 1^{er} terme correspond aux propriétés linéaires de l'indice de réfraction, de l'absorption, gain, biréfringence.

Le 2nd terme, quant à lui, correspond au terme non-linéaire produisant des effets du second ordre. Il traduit la possibilité de pouvoir avoir une génération de la seconde harmonique (absorption virtuelle de deux photons à la pulsation ω et émission d'un photon à une pulsation 2ω) pour du doublage de fréquence. Un autre effet possible est la génération de la fréquence somme qui se traduit par l'absorption de deux photons de pulsations différentes (w_1 et w_2) et l'obtention d'un photon à une pulsation équivalente à la somme des deux pulsations incidentes ($w_3 = w_1 + w_2$). La présence de ce second terme peut aussi permettre la réalisation d'un mélange paramétrique qui se traduit, entre autres, par l'absorption virtuelle d'un photon à la pulsation w_3 et l'émission de deux photons aux pulsations w_1 et w_2 pour notamment l'obtention d'amplificateurs et d'oscillateurs paramétriques accordables en fréquence. Le matériau constituant la fibre optique pouvant être considéré comme isotrope et centrosymétrique, cela a pour conséquence de pouvoir considérer le 2nd terme de la polarisation comme nul.

Le 3^{ème} terme de la relation correspond au terme non-linéaire produisant les effets du troisième ordre dans la fibre. La majorité des effets non-linéaires rencontrés dans les fibres optiques sont liés à ce terme. Ces effets peuvent être dits élastiques ou inélastiques. L'appellation « inélastique » traduit la perte par l'onde d'une partie de son énergie au profit du milieu et la longueur d'onde diffusée est alors différente de la longueur d'onde incidente. Les deux effets inélastiques prépondérants dans la fibre sont les effets Raman et Brillouin. Les effets élastiques rencontrés lors de l'utilisation des fibres optiques sont les effets liés à la contribution non-linéaire de l'indice, que l'on résume souvent à l'appellation d'effet Kerr.

1.2.2.1 Aire effective du mode fondamental dans une fibre optique :

De façon générale, l'aire effective associée à un mode est donnée par la relation suivante :

$$A_{eff} = \frac{(\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy}$$

Dans le cas d'une fibre optique, l'aire effective associée au mode LP₀₁ est donnée par la relation suivante :

$$A_{eff} = \pi \left(\frac{MFD}{2} \right)^2$$

Sachant que le diamètre de mode (MFD) est donné par la relation suivante :

$$MFD = 2w$$

Où w désigne le rayon de ceinture du mode fondamental qui a une forme quasi-gaussienne. De manière générale, ce rayon est défini à $1/e^2$ de l'amplitude maximale. Il peut aussi être donné par la relation suivante

$$w = r_c \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right)$$

Où V est la fréquence normalisée calculée à la longueur d'onde d'utilisation et r_c le rayon de cœur. Il apparaît donc que ce rayon de ceinture est relié au rayon de cœur.

1.2.2.2 Diffusion Raman

Dans le cas de l'effet Raman [2], l'interaction lumière-matière se fait via les vibrations moléculaires c'est-à-dire les phonons optiques. Le photon de pompe de pulsation ω_p est diffusé vers un photon de plus basse énergie appelé photon Stokes, de pulsation ω_s . Dans le cas de la silice, la différence de pulsation $\omega_p - \omega_s$ est de l'ordre de 13 THz. La différence d'énergie est absorbée par le milieu qui passe de l'état $|v_n\rangle$ à un état plus excité $|v_{n+1}\rangle$ (Figure 6). De façon générale, les photons Stokes sont émis de manière aléatoire et on parle de diffusion Raman spontanée.

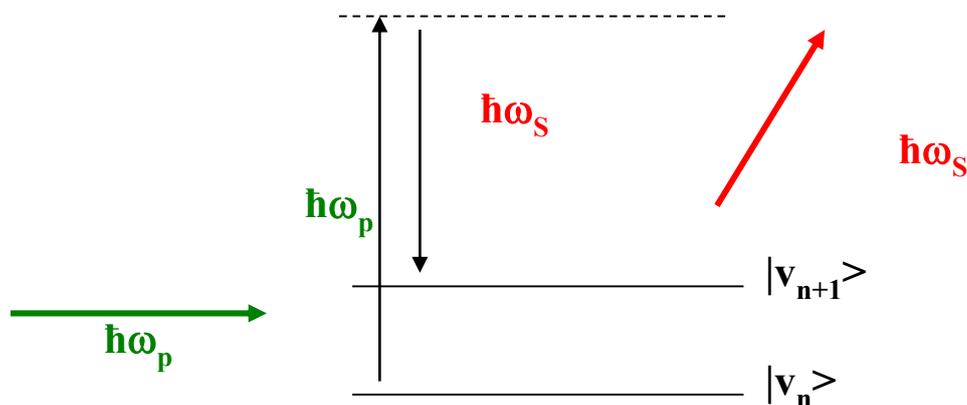


Figure 6 : Illustration de l'effet Raman spontané

Cependant, sous l'effet d'une forte radiation lumineuse obtenue via un flux de photon de pompe très important, le phénomène de diffusion Raman stimulée peut être obtenu. La probabilité qu'un photon de pompe et une série de photons Stokes à ω_s arrivent « simultanément » sur le milieu diffusant augmente. Le photon supplémentaire généré à ω_s est alors jumeau du photon incident (encore appelé photon « signal ») de fréquence ω_s également (Figure 7).

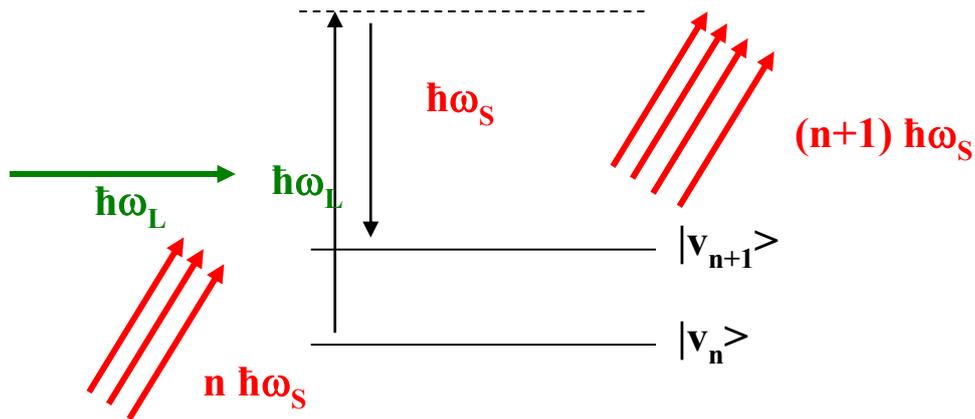


Figure 7 : Illustration de l'effet Raman stimulé

Une amplification de l'onde Stokes est donc possible de même que l'existence d'un gain nommé « gain Raman g_R » dont la valeur est proche de $10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$. De plus, la puissance seuil de cet effet, notée P_{SRS}^{seuil} , est définie par la relation suivante [2]:

$$P_{SRS}^{seuil} = \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}}$$

g_R : Gain Raman

A_{eff} : Aire effectif de la fibre

L_{eff} : Longueur effective de la fibre, définie par la relation [2] :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha}$$

α : Absorption de la Puissance de pompe, L longueur de fibre utilisée.

Il apparaît évident que pour repousser le seuil d'apparition de cet effet non-linéaire, il est nécessaire d'augmenter l'aire effective de la fibre.

1.2.2.3 Diffusion Brillouin

Comme dans le cas de la diffusion Raman, la diffusion Brillouin [2] est aussi une diffusion de type inélastique. Contrairement au cas de la diffusion Raman où un phonon optique est créé, dans le cas de la diffusion de Brillouin il y a production d'un phonon acoustique. Dans le cas de la diffusion Brillouin, une onde optique de plus faible fréquence se propageant dans le sens contraire à la pompe est produite. Lorsque le milieu de diffusion est de la silice pure, la diffusion Brillouin implique un décalage de fréquence de 10 GHz de l'onde générée par rapport à la fréquence de la pompe. Une autre manière de voir la chose est de considérer que l'onde de pompe génère par un phénomène d'électrostriction une onde acoustique qui modifie l'indice de réfraction du milieu et génère un réseau de diffraction

(Figure 8). L'onde de pompe se réfléchissant sur le réseau ainsi créé, il se produit un décalage Brillouin ν_B donné par la relation [2] :

$$\nu_B = \frac{2\nu_A}{\lambda_p}$$

Où ν_A est la vitesse de l'onde acoustique (5.96 km/s dans le cas de la silice) et λ_p la longueur d'onde de pompe.

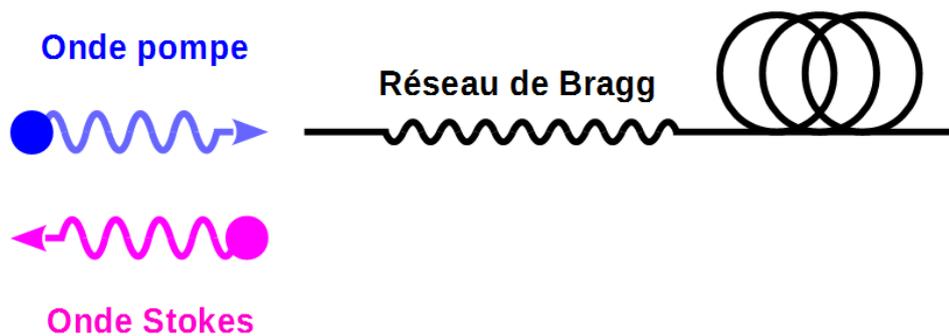


Figure 8 : Illustration du phénomène de diffusion Brillouin dans une fibre optique

Tout comme dans le cas de la diffusion Raman, la diffusion Brillouin stimulée peut conduire à une amplification importante de l'onde Stokes contra-propagative caractérisée par un coefficient de gain $g_B(\nu)$.

Le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin peut être donné par la relation suivante [2] :

$$P_0^{CR} = \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}}$$

g_B : Gain Brillouin

A_{eff} : Aire effective de la fibre

L_{eff} : Longueur effective de la fibre

Cet effet n'est possible que pour des sources fines spectralement et quasi-continue (CW). Afin de repousser le seuil d'apparition de cet effet, il est nécessaire là encore d'augmenter l'aire effective de la fibre.

1.2.2.4 Effet Kerr

L'un des effets élastiques les plus connus est l'effet Kerr [2]. On parle d'effet élastique dans le sens où il n'y a pas d'échange d'énergie entre l'onde et le milieu. Lors de la propagation d'impulsions très

brèves et très intenses dans le cœur de la fibre, l'indice de réfraction devient dépendant du champ de l'onde optique. On peut donc définir un indice de réfraction non-linéaire tel que [2] :

$$n(\lambda, I) = n_0(\lambda) + n_2 I$$

Où $n_0(\lambda)$ désigne l'indice linéaire du matériau, I l'intensité du faisceau de pompe et n_2 l'indice non-linéaire du matériau (dans le cas de la silice est égal à $3.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$). Parmi les effets induits, l'un des plus connus est l'automodulation de phase qui implique un élargissement spectral du signal. Un autre effet est la modulation de phase croisée.

De façon générale, quelle que soit la nature des effets induits par la contribution non-linéaire à l'indice nous pouvons définir une longueur dite longueur d'interaction non-linéaire (L_{NL}) comme étant la longueur en deçà de laquelle les effets liés à l'indice non-linéaire sont négligeables. Cette longueur est définie par la relation suivante [2]: $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$

Dans cette relation γ définit le coefficient de non-linéarité qui est donné par la relation suivante [2]:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$$

A_{eff} est l'aire effective, P_0 la puissance pompe, n_2 l'indice non-linéaire, ω_0 la pulsation. Il est donc nécessaire de garantir la valeur de longueur de fibre la plus grande possible via une augmentation de l'aire effective.

1.3 Limites des méthodes CVD

Il a été démontré la nécessité d'augmenter l'aire effective des fibres via une augmentation du rayon de cœur de ces dernières. En maintenant fixe la valeur d'ouverture numérique et la longueur d'onde, l'augmentation du rayon de cœur entraîne une augmentation du nombre de modes dans la fibre optique. Or, compte-tenu de la contrainte liée à la qualité de faisceau, il est nécessaire de garder un comportement unimodal. Le verrou à lever afin de garantir un comportement monomode tout en visant un rayon de cœur assez important est donc celui de la maîtrise de l'ouverture numérique. Il est donc nécessaire de garantir une faible ouverture numérique via une maîtrise parfaite du contraste d'indice cœur-gaine dans la fibre.

De façon générale, dans le cadre de la fabrication de fibre dites « Large Mode Area » (LMA) pour applications aux lasers intenses, les préformes utilisées sont, pour la plupart, synthétisées par des méthodes inspirées des techniques de déposition chimique en phase vapeur (CVD, Chemical Vapor Deposition). Dans le cas qui nous intéresse, le matériau constituant le cœur et la gaine est majoritairement constitué de silice. L'indice du cœur est réhaussé via l'incorporation de dopants tels que le Germanium (Ge), le Phosphore (P) ou l'Aluminium (Al). Le Fluor (F) et le Bore (B) sont, quant à

eux, utilisés pour diminuer l'indice de la gaine en comparaison à l'indice de la silice. Plusieurs méthodes CVD peuvent être employées :

- Modified Chemical Vapor Deposition « MCVD » qui est une méthode de déposition successive de couches de verre dans un tube substrat. Durant ce processus, nous avons une formation de suies par oxydation de chlorures à haute température.
- Plasma Chemical Vapor Deposition « PCVD » qui est aussi est une méthode de déposition de couches de verre dans un tube substrat. Cette fois l'oxydation est activée par plasma. Cette méthode ne nécessite pas de densification.
- Outside Vapor Deposition « OVD ». Dans le cadre de cette méthode, la déposition successive de couches de verre se fait sur une cible. La formation de suie est obtenue par hydrolyse de chlorures à haute température. Dans une seconde phase une densification de la préforme poreuse est réalisée.
- Vertical Axial Deposition « VAD ». Similaire à l'OVD, elle est basée sur une déposition de couches de verre à l'extrémité d'un germe (cœur) et transversalement (gaine).

De façon plus générale la méthode la plus utilisée est la méthode MCVD. Une des limites possibles liée à l'utilisation des méthodes CVD est l'ouverture numérique atteignable. En 2009, Ming-Jun et al [3] ont démontré qu'une ouverture numérique de 0,04 pouvait être obtenue, ce qui limite les diamètres de mode à une vingtaine de micron (*Figure 9*). En 2014, Khitrov et al [4] ont réalisé une fibre optique dont l'ouverture numérique était de 0,048 ce qui a permis l'obtention d'un laser continu de puissance supérieure à 3kW. En 2015, Jain et al [5] ont réussi à obtenir une fibre optique dopée aux ions Ytterbium ayant pour ouverture numérique 0,038. Cette fibre présente un diamètre de cœur de 35 μm et une aire effective de 700 μm^2 pour un diamètre de courbure de 32 cm. En 2016 Petit et al [6] de la compagnie COHERENT, ont démontré la possibilité d'avoir des fibres optiques dopées aux ions Ytterbium ayant des ouvertures numériques inférieures à 0.03. La plus faible ouverture numérique ainsi atteinte vaut 0.025, la fibre ayant un cœur de 52 μm opérant en régime monomode avec un diamètre de mode de 35 μm .

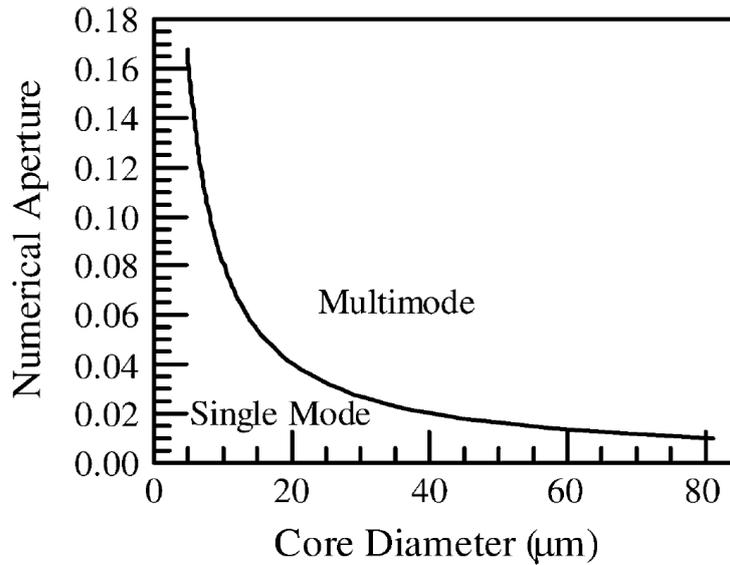


Figure 9: Ouverture numérique à atteindre en fonction du diamètre de coeur afin de garantir comportement monomode à la longueur d'onde 1060 nm [3].

Malgré l'optimisation des procédés MCVD démontrée ces dernières années, il apparaît clairement que les diamètres de mode obtenus dans le cas des fibres monomodes guidant par RTI restent en dessous de 40 µm.

1.4 Monomodalité par couplage

Comme vu plus haut, il apparaît difficile d'obtenir des fibres intrinsèquement monomodes par contrôle de l'ouverture numérique. Dès lors, afin d'obtenir un comportement monomode en pratique pour des fibres intrinsèquement multimodes, différentes méthodes reposant sur l'élimination des modes d'ordre supérieur sont utilisées. Dans les lignes qui suivront, une description de ces méthodes sera faite.

1.4.1.1 Monomodalité par couplage résonnant

Une solution couramment employée est l'introduction d'un guide d'onde satellite dans la gaine. Les paramètres opto-géométriques de ce guide d'onde satellite sont définis de façon à permettre un couplage entre modes d'ordre supérieurs de cœur et modes localisés dans le guide satellite. Ce couplage favorisera un comportement monomode en pratique sur une plage de longueur d'onde assez réduite correspondant à la zone de couplage (avec anti-croisement) [7]. Une illustration de ce type de couplage est rapportée à la Figure 10. (a).

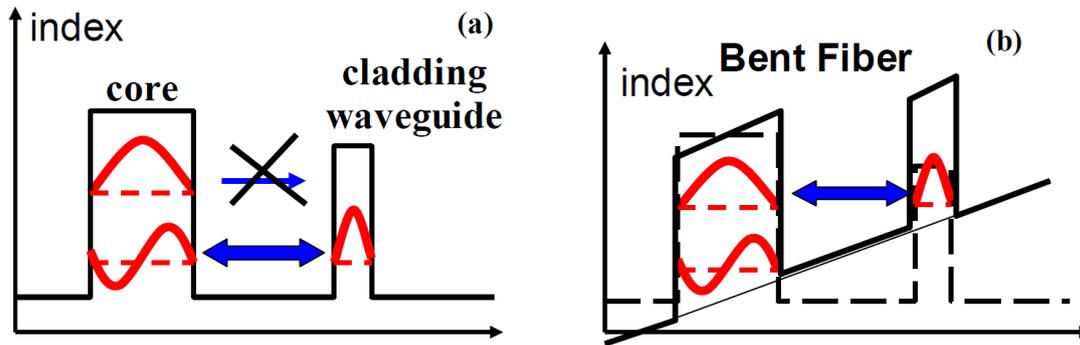


Figure 10 : (a) Illustration du principe de couplage résonnant entre le mode LP_{11} de cœur et le mode LP_{01} du guide satellite localisée dans la gaine (b) Couplage entre le mode LP_{01} de cœur et le mode LP_{01} du guide d'onde satellite lors de l'application d'une rayon de courbure [7].

Une des limites de cette méthode de discrimination est observée lorsqu'un rayon de courbure est appliqué. Sous l'effet de la courbure, une augmentation de l'indice effectif des modes du guide satellite est observée. Dans ces conditions, un couplage entre le mode fondamental du cœur et le mode fondamental du guide satellite peut être observée (Figure 10. b), augmentant ainsi les pertes de ce mode et pouvant ainsi rendre la fibre non guidante.

1.4.1.2 Monomodalité vers une infinité de modes

Une méthode utilisée afin d'augmenter les pertes des modes d'ordre supérieur (en anglais higher order mode HOM) est de permettre un couplage entre ces modes et une infinité de mode de gaine. Ce couplage a lieu sur de larges bandes de longueurs d'onde. La fuite des HOM dans ces fibres connues sous la dénomination « *Leaky optical fibers* » est basée sur ces méthodes de couplage grâce une augmentation de l'indice de la partie externe de la gaine. Ce principe de discrimination des modes d'ordre supérieur a été proposé et réalisé en 2011 par Dussardier et al [8] afin d'obtenir une fibre optique monomode de diamètre de cœur $25 \mu\text{m}$. Le diamètre de mode atteignable est de $22 \mu\text{m}$ aux longueurs d'onde d'émission de l'Erbium pour applications aux télécommunications (voir Figure 11). Cependant, les pertes rapportées pour cette fibre sont supérieures à 1 dB/m et atteignent 3 dB/m à la longueur d'onde de 1560 nm .

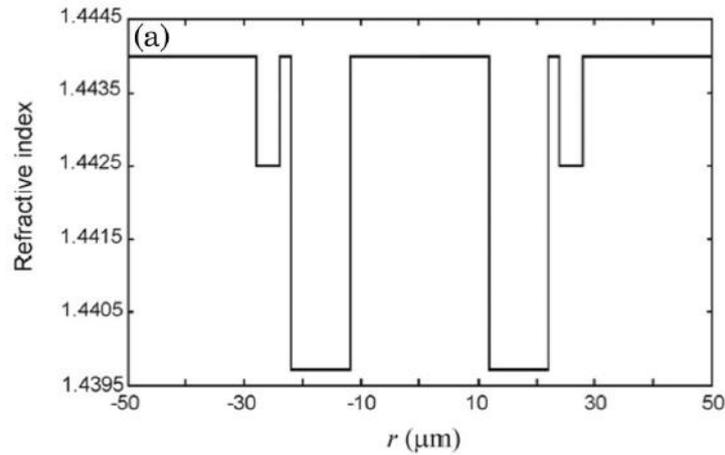


Figure 11 : Profil d'indice d'une fibre LMA à fuite [8].

1.4.1.3 Monomodalité par courbure

Il est connu que l'application d'une courbure entraîne une augmentation de l'indice de réfraction vers l'extérieur de la courbure dans le sens transverse (voir Figure 10 et Figure 13). Avec cette augmentation de l'indice de réfraction de la gaine, une augmentation de l'indice effectif des modes de gaine est observée (Figure 13). Il s'en suit un couplage entre modes d'ordre supérieur de cœur et modes de gaine. Ainsi, la qualité spatiale du faisceau dans une fibre multimode peut être améliorée via l'application d'un rayon de courbure. En s'appuyant sur ce principe, Koplou et al [9], en appliquant un rayon de courbure de 7,9 mm à une fibre optique ayant une fréquence normalisée sensiblement égale à 7,4 à la longueur d'onde 1060 nm et un diamètre de cœur de 25 μm ont obtenu un $M^2 \approx 1.09 \pm 0.09$. Comme le montre la Figure 12, au fur et à mesure de la réduction du rayon de courbure une amélioration de la qualité est obtenue [10].

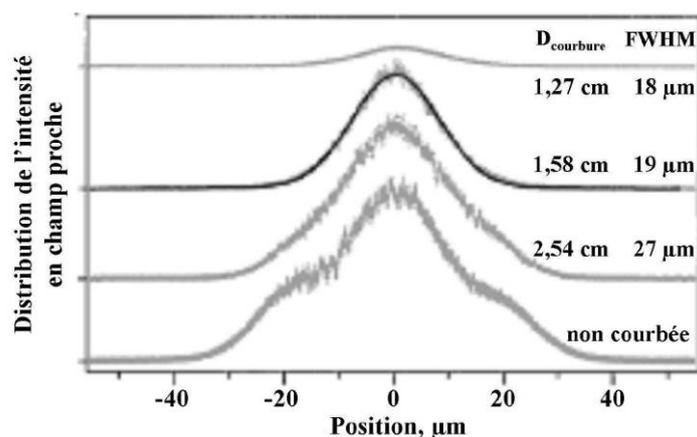


Figure 12 : Observation de la répartition d'énergie en sortie d'une fibre multimode pour l'application de divers rayons de courbure [9].

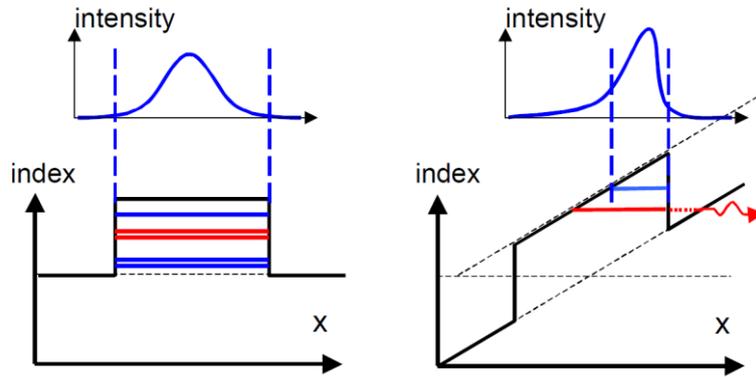


Figure 13 : Schéma montrant la réduction de l'aire effective du mode fondamental lors de l'application d'un rayon de courbure [10].

Toujours en s'appuyant sur ce principe de monomodalité par introduction de courbure, Joeng et al [11], en 2009, ont démontré qu'un diamètre de mode de $23 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $1.1 \mu\text{m}$ pourrait être obtenu à partir d'une fibre à double gaine ayant un diamètre de cœur de $50 \mu\text{m}$ et une ouverture numérique égale à 0.06 . La mesure du M^2 donne une valeur de 1.2 pour une fibre supportant 170 modes à $1 \mu\text{m}$.

Cependant, comme l'ont démontré Fini et al [10], cette amélioration de la qualité du faisceau via l'application d'un rayon de courbure entraîne aussi une réduction de l'aire effective du mode fondamental (Figure 13). Cette réduction est d'autant plus importante que le rayon de courbure est important. La Figure 14 présente la répartition d'énergie dans le cœur pour deux fibres ayant même ouverture numérique (0.053) et des diamètres de cœur de $30 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$. Cette représentation du mode est faite dans le cas de l'application d'un rayon de courbure infini et dans le cas d'un rayon de courbure égale à 7.5 cm . Cette étude montre de façon explicite la réduction de l'aire effective avec le rayon de courbure. Par ailleurs, pour un même rayon de courbure, la réduction est d'autant plus importante que le rayon de cœur de la fibre a une valeur plus importante.

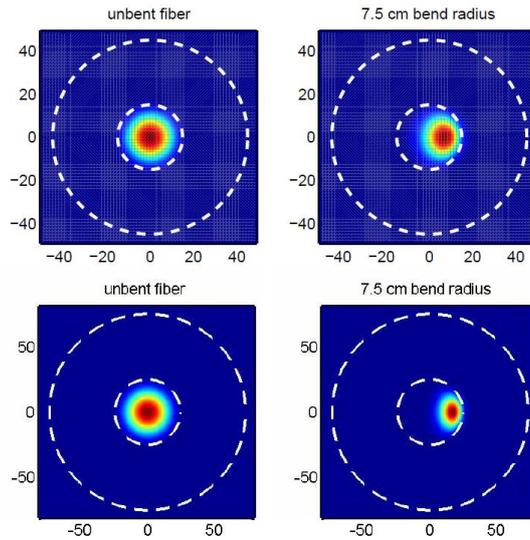


Figure 14 : Influence d'un rayon de courbure sur la distribution de l'intensité du mode fondamental dans deux fibres à saut d'indice LMA ayant pour diamètre de coeur 30 et 50 μm [10].

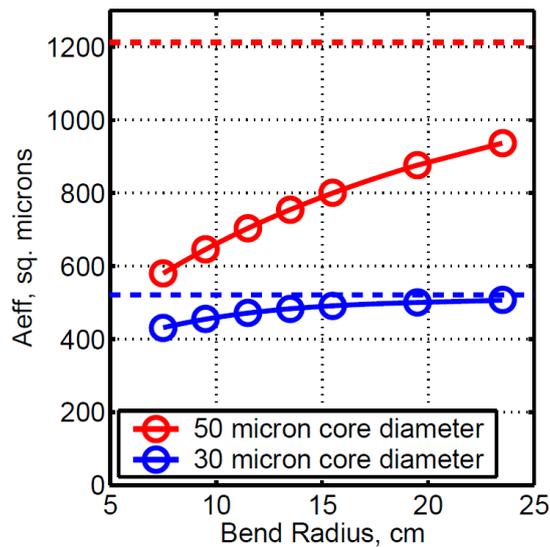


Figure 15 : Evolution de l'aire effective du mode fondamental de deux fibres à saut d'indice en fonction du rayon de courbure appliquée à la fibre [10].

De tout ce qui précède, nous pouvons conclure que les fibres conventionnelles réalisées par méthode CVD sont difficilement adaptables à la réalisation de fibres VLAM et cela malgré l'introduction et l'utilisation de diverses méthodes de discrimination des modes d'ordre supérieur.

1.5 Guidage par réflexion interne modifiée

Afin de repousser le seuil des limites énoncées plus haut, une nouvelle architecture de fibres est étudiée: il s'agit des fibres à réflexion interne modifiée (RTIM). Dans un premier temps nous étudierons

la propagation dans un réseau périodique puis, dans un second temps, sera abordée la problématique des fibres à gaine périodique.

1.5.1 Cas d'un réseau périodique

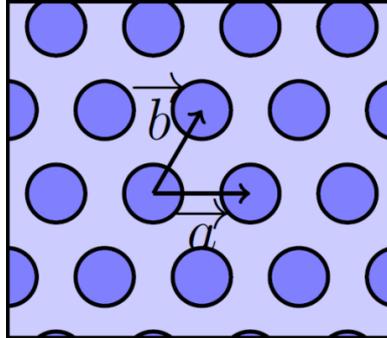


Figure 16 : Schéma d'un réseau triangulaire et périodique, d'inclusions d'indice n_2 , représentées en bleu foncé, dans un milieu d'indice, n_1 représenté en bleu clair.

Dans la section précédente, nous avons étudié la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu homogène isotrope infini. Dans cette section, nous nous intéressons à la propagation d'une onde lumineuse dans un milieu structuré représenté Figure 16. Il s'agit d'un milieu d'indice de réfraction n_1 dans lequel sont intégrés des inclusions d'indice de réfraction n_2 , selon une maille triangulaire. Nous définissons un indice moyen pour la structure nommé n_{fsm} . La structure présente une périodicité en deux dimensions et une invariance suivant la direction Oz. Sur cette figure sont représentés deux vecteurs élémentaires \vec{a} et \vec{b} . La position des inclusions définissant la maille peut être définie par une combinaison linéaire de ces deux vecteurs de base suivant la relation :

$$\vec{R} = k\vec{a} + l\vec{b} \text{ avec } k \text{ et } l \text{ des nombres entiers relatifs.}$$

La permittivité diélectrique $\epsilon(\vec{\rho})$ du milieu possède alors la période du réseau ce qui implique donc que :

$$\epsilon(\vec{\rho} + \vec{R}) = \epsilon(\vec{\rho})$$

$\vec{\rho}$ étant le vecteur décrivant les coordonnées dans le plan transverse.

Comme nous l'avons déjà vu, afin de pouvoir se propager dans ladite structure, le mode doit être une solution de l'équation de Helmholtz de la structure. Un tel mode est appelé *mode de Bloch* [12]. Ces modes de Bloch peuvent s'écrire sous la forme :

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \times \exp(i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}))$$

Avec $\vec{H}(\vec{r})$ l'amplitude complexe de la forme.

Pour une telle structure, il existe des bandes de fréquences pour lesquelles des valeurs propres, solutions de l'équation d'Helmholtz sont inexistantes : on parle de Bandes Interdites Photoniques (BIP).

La *Figure 17* montre le schéma de diagramme d'indice effectif illustrant ce phénomène de bande interdite au sein des bandes de transmission « traditionnelles ».

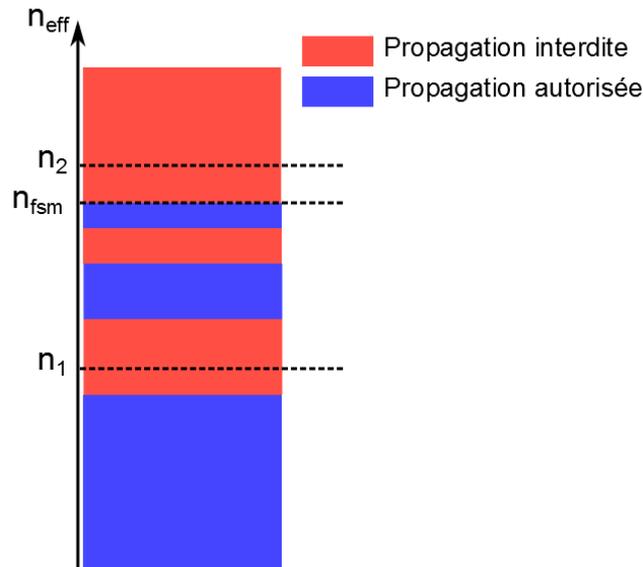


Figure 17 : Diagramme d'indice effectif d'un milieu homogène infini. La propagation d'une onde est autorisée pour les indices effectifs inférieurs à l'indice de réfraction du milieu et compris dans une bande autorisée

1.5.2 Fibres à gaine microstructurée :

Comme pour toute fibre optique, les fibres optiques guidant par réflexion totale interne modifiée disposent d'un cœur et d'une gaine (*Figure 18*). Comme évoqué précédemment, la gaine a une structure périodique c'est-à-dire qu'elle est composée d'un milieu d'indice de réfraction n_h dans lequel sont intégrées des inclusions d'indice de réfraction n_b selon une maille triangulaire. Ici aussi, la relation: $n_b \ll n_h$ est vérifiée. L'indice effectif du mode fondamental de la gaine supposée infinie est appelé n_{fsm} et dépend aussi de la longueur d'onde. A grande longueur d'onde, il peut aussi être vu comme une moyenne géométrique entre l'indice de réfraction des inclusions (n_b) et l'indice de la matrice d'accueil (n_h), ce qui correspond également à l'indice effectif du premier mode de gaine. L'indice de cœur est équivalent à l'indice de la structure d'accueil (n_h). A la manière de ce que nous avons vu pour les fibres guidant par Reflexion Totale Interne (RTI), pour qu'un mode à une longueur d'onde soit guidé dans le cœur, il est nécessaire que la condition suivante soit remplie :

$$n_{fsm} \leq n_{eff} \leq n_h$$

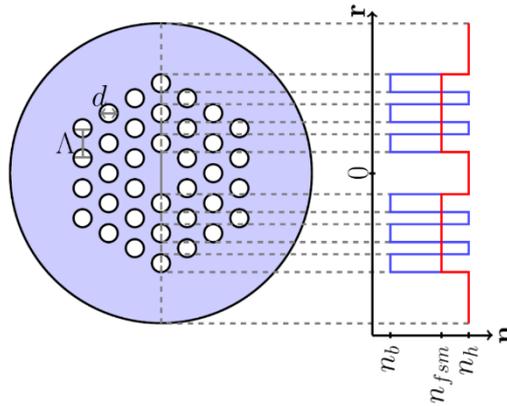


Figure 18 : Schéma d'une coupe transversale d'une fibre à guidage RTIM.

Il s'agit d'un mode guidé semblable à celui rencontré dans une fibre guidant par RTI d'où l'origine de l'appellation « Réflexion Totale Interne Modifiée ». Comme dans le cas des fibres RTI, une définition de la fréquence normalisée peut être donnée. Cette fréquence normalisée est définie par la relation suivante [13]:

$$V = \frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_h^2 - n_{fsm}^2}$$

Comme dans le cas des fibres optiques RTI classiques, une fréquence normalisée inférieure à 2.405 est la garantie d'un comportement monomode à condition que l'on adopte pour r_c la définition suivante [14]:

$$r_c = \frac{\Lambda}{3}$$

Un tel comportement est plus aisément accessible dans les fibres RTIM car l'indice moyen de la gaine peut être ajusté et contrôlé via la maîtrise des paramètres opto-géométriques des plots constituant la gaine (indice de réfraction, dimensions). Birks et al [15], en 1997, ont démontré la possibilité d'avoir des fibres infiniment monomodes en maintenant un rapport d/Λ inférieur 0,42 dans le cas d'un défaut central unique (Figure 19). Une telle condition garantit un comportement monomode quelle que soit la longueur d'onde d'utilisation car elle offre une forte délocalisation des modes d'ordre supérieur dans la gaine.

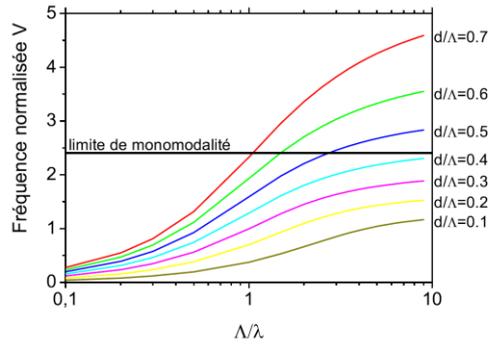


Figure 19 : Fréquence normalisée, V , en fonction du pas du réseau normalisé à la longueur d'onde, pour différentes valeurs du diamètre de trous normalisé au pas du réseau.

Notons que, outre le guidage par réflexion interne modifiée, les fibres présentant une géométrie telle que décrite Figure 18 offrent un autre type de guidage de type Bande Interdite Photonique. Dans ce type de fibres, pour certains modes ayant des indices effectifs inférieurs à l'indice du premier mode de gaine (n_{fsm}), un guidage dans le cœur peut être autorisé. Ces zones de guidages sont représentées en magenta sur la Figure 20. Cependant ces bandes sont très petites et inutilisables dans le cas pratique. De plus, les modes compris dans ces bandes sont pour la plupart des modes d'ordre supérieur.

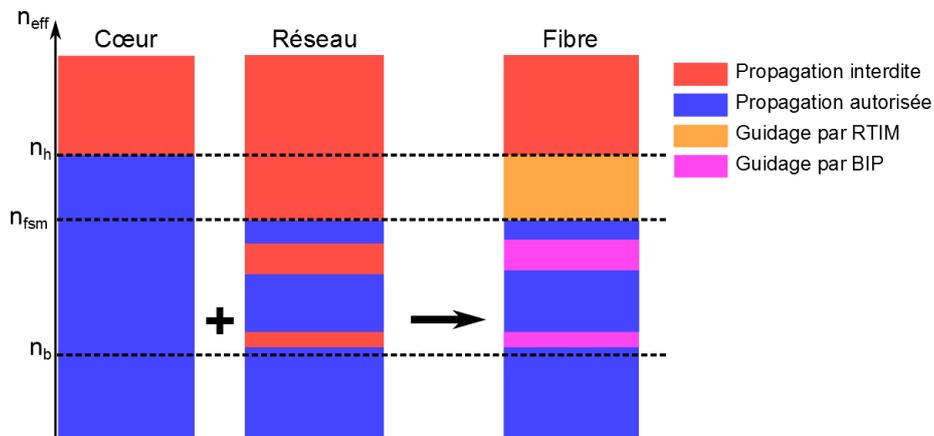


Figure 20 : Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_h , dans lequel sont introduites des inclusions périodiques d'indice n_b , et de la fibre équivalente.

1.5.3 Limites des fibres RTIM

L'introduction des fibres infiniment monomodes par Birks et al [15] a ouvert la voie à l'obtention de fibres à grande aire effective. Cependant la condition $d/\Lambda < 0,42$ dans le cas d'un défaut central unique décroît à 0,24 dans le cas d'un défaut central de 7 inclusions puis à 0,12 dans le cas d'un défaut central de 19 inclusions. Une difficulté de fabrication apparaît alors car de telles fibres nécessitent un parfait contrôle de la taille de trous pour de faibles tailles. Même si l'introduction des Large Pitch Fiber « LPF » par Eidam et al [16] a permis de réduire cette contrainte de fabrication, il n'en reste pas moins que

cette maîtrise des trous d'air reste une forte limitation de ce type de fibre. Dong et al en 2008 [17] ont réalisé une fibre « PCF » ayant un diamètre de cœur de 47 μm et exhibant un comportement monomode en remplaçant les capillaires par des inclusions dopées au Fluor (le Fluor ayant un indice de réfraction inférieur à la silice). Cette fibre souffre cependant d'une forte sensibilité aux courbures.

Au final, comme nous pouvons le remarquer, les fibres RTIM ont permis l'obtention de grande aire effective pour des régimes de fonctionnement monomodes, cependant leurs limites se situent au niveau de la fabrication et de leur forte sensibilité aux courbures.

1.6 Guidage par Bande Interdite Photonique

Dans les sections précédentes, deux familles de fibres nommées successivement fibre à Réflexion Totale Interne et fibres Réflexion Totale Interne Modifiée ont été présentées. Ces deux familles de fibres ont en commun d'avoir un cœur dont l'indice de réfraction est supérieur à l'indice moyen de la gaine. Dans cette section, une autre famille de fibre est abordée : il s'agit des fibres à Bande Interdite Photonique dont le cœur possède un indice de réfraction inférieur à l'indice moyen de gaine. C'est cette famille de fibre qui nous intéressera particulièrement dans la suite de ce manuscrit.

1.6.1 Principes

Les fibres à Bande Interdite Photonique (BIP), comme nous l'avons mentionné plus haut, possèdent un indice de cœur inférieur à l'indice moyen de gaine. La gaine peut être vue comme un milieu d'indice n_1 dans lequel des inclusions d'indice n_2 ($n_2 > n_1$) sont intégrées (Figure 21). Comme précédemment, les inclusions sont ici organisées selon une maille triangulaire.

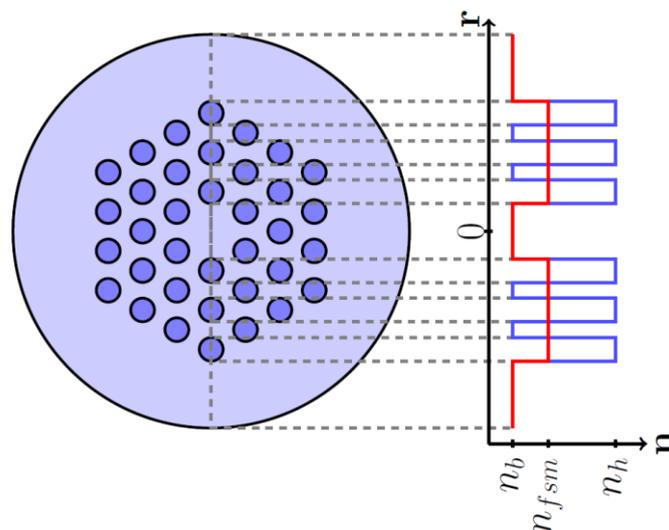


Figure 21: Schéma d'une coupe transversale d'une fibre à guidage BIP

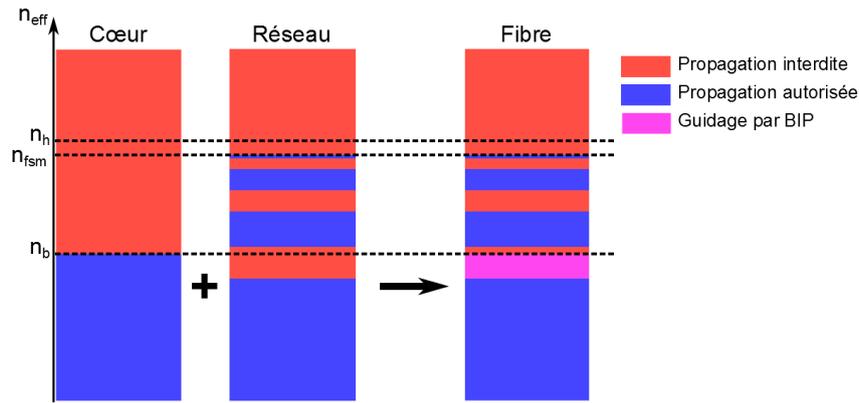


Figure 22 : Diagramme d'indice effectif d'un milieu d'indice n_b , d'un réseau d'inclusions périodiques d'indice n_h , et du guide correspondant à la fibre équivalente.

Les modes de cœur ont des indices effectifs inférieurs à l'indice moyen de gaine. De ce fait ils seront naturellement propagatifs dans la gaine. Néanmoins la gaine étant microstructurée, elle présente, pour certaines longueurs d'onde, des gammes d'indices effectifs interdits à la propagation dans la gaine. Il s'en suit donc, pour ladite structure, que pour certaines longueurs d'onde, des modes de cœur ayant des indices effectifs situés dans ces bandes interdites du réseau de gaine se verront confinés dans le cœur. Ces bandes de transmission de cœur de la fibre sont marquées en couleur magenta sur la Figure 22.

1.6.2 Définition des bandes de transmission

Dans le cas des fibres à Bande Interdite Photonique, il est nécessaire de pouvoir prédire la position des bandes de transmission. Un des modèles largement utilisé est le modèle de l'ARROW (Anti-Resonant Optical Waveguide) [18][19]. Pour qu'il y ait une propagation de la lumière dans le cœur de la fibre, il est nécessaire que des conditions d'anti-résonance s'établissent entre les modes de ce dernier et les modes de plots de haut d'indice de la gaine. En effet, en cas de résonance entre modes de cœur et modes de plots de haut indice, la lumière fuit du cœur. Le guidage dans le cas d'une fibre BIP s'effectue donc entre les fréquences de coupure des modes de plots de haut indice. La courbe de transmission de la lumière dans la fibre sera caractérisée par des zones de transmission et des zones de non-transmission (Figure 23). Les zones de transmission correspondent aux bandes interdites de la fibre délimitées par deux fréquences de coupures des plots. La position de la bande de transmission sera définie par le diamètre d des inclusions de la gaine et par leur profil d'indice. En présence de plusieurs résonateurs (ce qui est le cas d'une fibre BIP), les bandes de transmission de la gaine sont donc définies par les supermodes de plots de la gaine. Les bandes de transmission du cœur de la fibre (donc les BIP) sont donc les limites des zones de couplages des guides composant la gaine en d'autres termes les limites des courbes de dispersion des supermodes de plots de gaine.

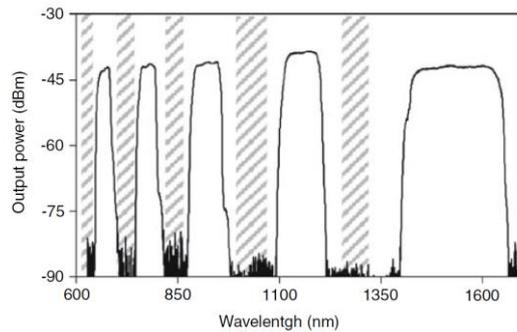


Figure 23 : Courbes de transmission dans le cas d'une fibre à bande interdite photonique. Cette courbe montre des zones de transmission correspondant aux bandes interdites photoniques de la fibre [20].

1.6.3 Avantages

Les fibres à Bande interdite Photonique, en raison de leur mécanisme de guidage exotique offrent des avantages qui leurs sont particuliers. Ainsi, un filtrage spectral peut être réalisé de façon à interdire ou non la propagation d'une gamme de longueurs d'onde. Ainsi un choix avisé de la valeur du paramètre d placerait des longueurs d'onde dans la bande de non propagation de la fibre. A contrario, un choix avisé de ce paramètre offre la possibilité de pouvoir exacerber la propagation ou l'amplification de longueurs d'ondes particulières dans le cas de fibres dopées. Ainsi Wang et al [21] réalisent un laser à base d'une fibre dopée aux ions Néodyme émettant à la longueur d'onde 908 nm sachant que l'ion Néodyme émet naturellement à 1060 nm. Vincent Pureur [22] en 2009 a réalisé un laser à fibre dopée Ytterbium émettant à la longueur d'onde 978 nm à l'aide d'une fibre BIP-2D, au détriment de l'émission plus naturelle à 1030-1060 nm.

Les fibres à bande interdite photonique offrent également la possibilité de pouvoir contrôler la dispersion de vitesse de groupe d'une impulsion lumineuse. La position du « zéro » de la courbe de dispersion peut être ajustée grâce aux indices de la matrice d'accueil de la gaine et des indices des différents résonateurs constituant la gaine mais aussi de la taille de ces résonateurs. Un laser solitonique picoseconde émettant à 1 μm a été réalisé avec une fibre BIP toute solide dopée Ytterbium et ayant la dispersion anormale souhaitée [23].

1.6.4 Pertes dans le cadre de fibres BIP

Le mode d'une fibre est défini par son indice effectif. Dans le cas d'une fibre dont la gaine n'est pas infinie, ce qui est le cas d'une fibre à bande interdite photonique, cet indice est complexe. Il est donc défini par la relation :

$$n_{eff} = Re(n_{eff}) + iIm(n_{eff})$$

$Re(n_{eff})$ et $Im(n_{eff})$ représentent respectivement les parties réelles et imaginaires de l'indice effectif. Les pertes par confinement d'un mode sont liées à la partie imaginaire du mode et s'ajoutent aux autres mécanismes de pertes tels que :

- la diffusion Rayleigh ou diffusion aux interfaces.
- les impuretés introduites durant la fabrication notamment les ions OH^- dans le cas des verres de silice.
- les pertes dues aux paramètres opto-géométriques du guide (irrégularités transverses et/ou longitudinales)

Les pertes sont définies par la formule :

$$P_c = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} Im(n_{eff})$$

Et elles sont exprimées en décibel par unité de longueur.

Dans le cas des fibres optiques, l'application d'un rayon de courbure entraîne une modification de l'indice de réfraction des matériaux. D'un point de vue global, lorsque la fibre est courbée, il y a plus de distance à parcourir vers l'extérieur de la courbure et donc le chemin optique est plus grand, ce qui revient à augmenter l'indice de réfraction vers l'extérieur de la courbure. Il est possible d'assimiler l'effet de la courbure à une modification du profil d'indice qui suit la loi :

$$n_R(x, y) = n_0(x, y) \left[1 + \frac{y}{R} (1 - \chi) \right]$$

Cette relation fait intervenir le coefficient élasto-optique χ , qui dans le cas de la silice pure a pour valeur 0,22. R est le rayon de la courbure.

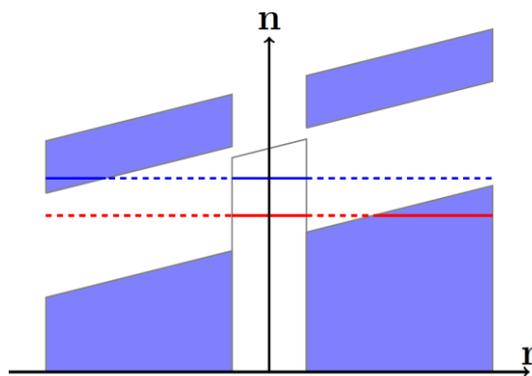


Figure 24 : Coupes schématiques des profils d'indice d'une fibre BIP dans le cas de l'application d'une courbure. Un couplage entre mode fondamental de cœur (symbolisée en ligne bleue) et mode gaine est possible à l'intérieur de la courbure, tandis qu'un couplage entre HOM (symbolisée en ligne rouge) et mode de gaine est possible à l'extérieur de la courbure.

Dans le cas de l'application d'un rayon de courbure, il existe un couplage entre modes de gaine et mode de cœur aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la courbure (Figure 24). D'un point de vue spectral, cela se traduit par une réduction de la bande interdite aux courtes longueurs d'onde lors de l'application de rayon de courbure. Aussi il a été démontré que les BIP dites impaires sont moins sensibles aux courbures que les BIP paires.

1.7 Fibres pour applications lasers

Dans cette section une description des instabilités modales dans les fibres sera faite. Ensuite, nous donnerons un panorama de quelques fibres à grand cœur exhibant des diamètres de modes proches ou supérieurs à 40 μm . Suivant les équipes, ces fibres présentent les trois mécanismes de guidages définis plus haut.

1.8 Instabilités Modales

L'une des limites rencontrées dans les fibres LMA sont les instabilités de modes (IM). En effet, en 2011, Eidam et al [24] ont démontré que lors de la montée en puissance dans les lasers fibres, une dégradation de la qualité de faisceau peut être observée. En effet, la majorité des fibres LMA supportent la présence de nombreux modes d'ordre supérieur et le comportement monomode « en pratique » est obtenu en favorisant les pertes des HOM via des couplages résonnants ou des fuites. Avec la montée en puissance, une compétition modale entre mode fondamental et modes d'ordre supérieur est observée. Cet effet admet un seuil pour lequel le phénomène apparaît et disparaît aussitôt que la puissance optique passe en dessous de la puissance seuil. Par exemple, comme Eidam et al [24] ont rapporté en 2011, que pour un signal de 270W, le mode dans une fibre LPF ayant un diamètre de cœur de 135 μm reste proche d'un mode gaussien tandis que pour une puissance signal de 275W, la présence du mode LP11 (Figure 25) est observée.

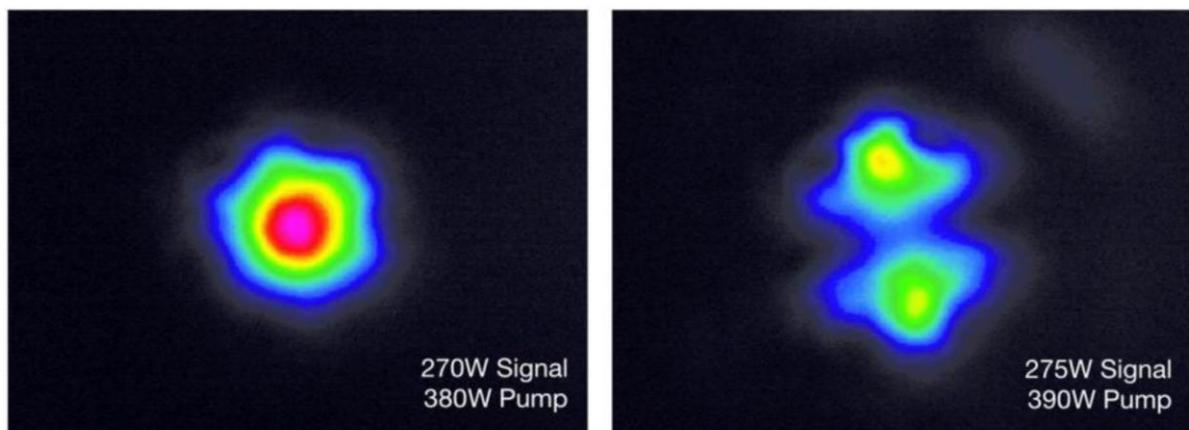


Figure 25: Illustration par Eidam et al du phénomène d'instabilité modales dans les fibres LMA. A gauche, en dessous de la puissance seuil, absence des IM. A droite, apparition des IM [24].

La majorité des fibres optiques LMA ou VLMA étant multimodes ou faiblement multimodes, lors de l'injection d'un faisceau laser aussi bien le mode fondamental que les modes d'ordre supérieur sont amplifiés et se propagent dans la fibre. Ces modes se propageant dans la fibre interfèrent de façon cohérente, ainsi donc une figure d'interférence quasi-périodique est créée. Il s'ensuit une variation quasi-périodique de l'indice de réfraction dans la fibre active. Cette modulation de l'indice de réfraction favorise un transfert d'énergie entre mode. Une des solutions pour repousser le seuil d'apparition de l'instabilité de mode serait de totalement supprimer la présence de modes d'ordre supérieur [25]. Notons toutefois que dans le cas d'une fibre strictement monomode, l'élévation thermique entrainera une augmentation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre, ce qui aura pour conséquence l'apparition des modes d'ordre supérieur [26]. Une solution serait de procéder à un dopage partiel de la fibre LMA de façon à pouvoir véritablement favoriser naturellement l'amplification du mode LP_{01} au détriment du mode LP_{11} . Cette solution présente le désavantage d'allonger les longueurs de fibre car l'intégrale de recouvrement entre le mode et la zone dopée est diminuée. Une autre piste de travail consiste à précompenser les effets de l'élévation de la température et de conserver le caractère monomode du signal amplifié.

1.9 Bilan des différentes performances

1.9.1 Chirally coupled Core Fiber

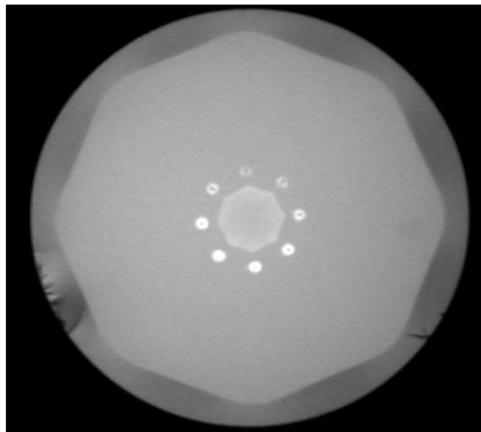


Figure 26 : Photo MEB d'une fibre P-CCC ayant pour diamètre de cœur $55 \mu\text{m}$ [27].

Dans cette structure de fibres, comme évoqué précédemment, le cœur est un guide légèrement multimode. La monomodalité dans ces fibres est obtenue par couplage résonnant entre un mode de cœur et un mode de guide satellite localisé dans la gaine et enroulé autour du cœur [28]. En 2014, une nouvelle géométrie de ce type de guide a été développée et nommée Polygonal-CCC fibers (P-CCC), 8 cœurs satellites étant enroulés autour d'un cœur de forme octogonale (Figure 26) [27]. Les cœurs satellites tournent autour du cœur ce qui favorise les pertes pour les modes de ces cœurs et accroît donc les pertes des HOM de cœur principal avec lesquels ils se couplent. Dans l'exemple proposé en

2014, le diamètre du cœur est $55\ \mu\text{m}$ et le diamètre de mode obtenu est $42\ \mu\text{m}$. Cette fibre étant dopée, l'efficacité laser est de 57% et la mesure M^2 donne pour valeur 1.2. Pour ce type de fibre la monomodalité expérimentale est obtenue via l'application d'un rayon de courbure et d'une longueur de fibre assez importante (2 m).

1.9.2 Large Pitch Fiber

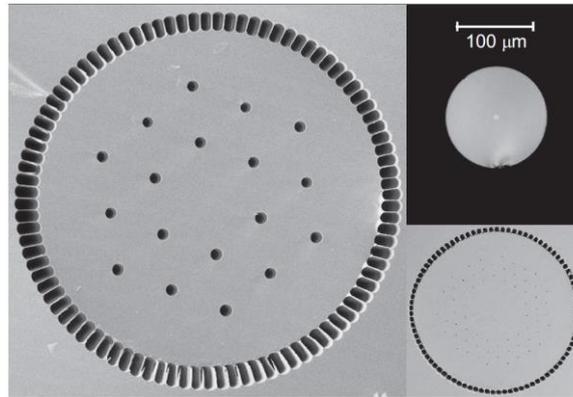


Figure 27 : Photo MEB d'une fibre LPF ayant pour diamètre de cœur $135\ \mu\text{m}$ [29] .

La famille de fibre appelée « Large Pitch Fiber » est une variante des fibres RTIM dont le pas entre deux inclusions constituant la gaine est très large (Figure 27). L'idée consiste à utiliser un effet dit de « passoire modale » permettant aux modes d'ordre supérieur de fuir à travers la gaine tout en maintenant un fort confinement du mode fondamental (Figure 28). De plus, un fort recouvrement spatial du mode fondamental avec la zone de gain est réalisé. En s'appuyant sur ce principe, Limpert et al en 2012 [29] ont réalisé une LPF dont le diamètre de cœur est de $135\ \mu\text{m}$ tandis que le diamètre de mode atteint $105\ \mu\text{m}$. Parmi les nombreux avantages offerts par les fibres LPF, nous pouvons citer leur capacité à générer de fortes puissances lasers pour de courtes longueurs de fibre. Compte tenu des courtes longueurs de fibre nécessaires, une bonne limitation des effets de dispersion est possible. Enfin, ce type de fibre PCF permet, à partir d'une même préforme, de pouvoir réaliser diverses tailles de cœur de fibres présentant un comportement monomode. Des puissances optiques très élevées ont été obtenues avec ces familles de fibres, ainsi donc des puissances laser de 500 W ont été obtenues en régime continu.

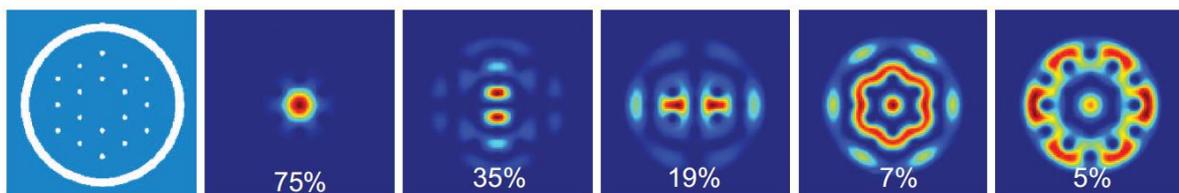


Figure 28 : Schéma d'une LPF à gauche et des profils d'intensité de différents modes de cœur à droite. Illustration de la délocalisation des modes d'ordre supérieur hors du cœur.

Néanmoins, de par leurs paramètres optogéométriques, les fibres LPF ne sont pas destinées au transport de puissance en raison d'un manque de souplesse assez manifeste. Malgré la forte délocalisation des modes d'ordre supérieur obtenue avec les large pitch fibers, le phénomène d'instabilité de modes a été tout de même observé. Comme la plupart des fibres PCF, il est nécessaire, lors de la fabrication, de parfaitement maîtriser le diamètre des trous d'air afin de garantir le bon indice moyen de gaine. A priori, la manipulation et l'utilisation de ce type de fibre se veut délicate et en raison de la présence de trous d'air la qualité des clives et des soudures est fortement amoindrie.

1.9.3 Full Aperiodic Large Pitch Fiber

Benoît et al [30] du laboratoire XLIM ont développé une nouvelle variété de fibre LPF intitulée Full-Aperiodic Large Pitch Fiber « FA-LPF ». L'originalité de cette nouvelle variété de LPF est basée sur une rupture de la symétrie de la gaine. Cette brisure de symétrie a pour but de favoriser une forte délocalisation des modes d'ordre supérieur de la fibre, quelle que soit leur symétrie tout en maintenant le confinement du mode fondamental. Le principal but de ces fibres est de repousser le seuil d'apparition des « Instabilités modales » des « LPF » traditionnels. Ces fibres tout comme leurs sœurs aînées sont de types « rod » et nécessitent donc un parfait maintien afin d'assurer une propagation. En version passive, ces fibres ont démontré un comportement monomode pour de faibles longueurs de fibre (40 cm) même dans des conditions de tests drastiques. Ce caractère monomode a été rapporté pour divers FA-LPF dont les diamètres de cœur vont de 30 μm à 140 μm et cela pour des longueurs d'onde allant de 1 à 2 μm (Figure 29) [31].

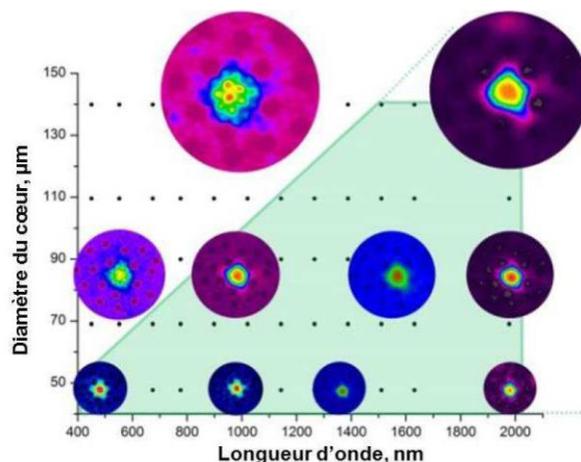


Figure 29 : Représentation de la distribution d'intensité mesurée en champ proche en sortie de différentes fibres FA-LPF en fonction du diamètre du cœur et de la longueur d'onde de travail. La zone en vert représente la zone de fonctionnement monomode [31].

En 2016, Benoit et al [32] ont réalisé une version dopée d'une FA-LPF. Ladite fibre présente un diamètre de cœur de 40 μm et le diamètre de mode aux longueurs d'onde d'émission de l'Ytterbium est de 34 μm . L'efficacité de la fibre est de 63%. La valeur M^2 en régime laser pour une puissance de pompe de 400W et une puissance émise de 252W vaut 1.4. Malgré une aire effective assez réduite, le seuil d'apparition des instabilités de modes semble assez élevé en comparaison avec d'autres fibres LPF à plus grand diamètre de cœur (Figure 30).

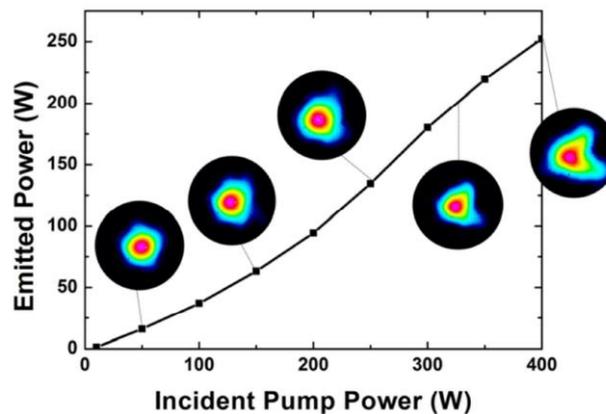


Figure 30 : Evolution de la puissance en sortie d'une FA-LPF dopée aux ions Ytterbium en fonction de la puissance de pompe. Il est à noter que pour une puissance signal de 250 W les instabilités de mode sont absentes [32].

1.9.4 Leakage Channel Fibers

Les « Leakage Channel Fibers » sont des fibres dont le mécanisme de guidage est de type RTIM. Cependant, la gaine est définie de façon à autoriser la fuite des modes grâce à l'utilisation d'un nombre réduit de couronne composées de plots de bas indice. Wong et al [33] ont ainsi introduit ce type de fibre en 2005 grâce notamment à une réalisation de fibre LCF présentant une aire effective équivalente à 1417 μm^2 soit un diamètre de mode 42.5 μm , le comportement monomode était assuré via l'application d'une rayon de courbure égal à 10 cm. Une transmission de la lumière était possible jusqu'à un rayon de 7,5 cm.

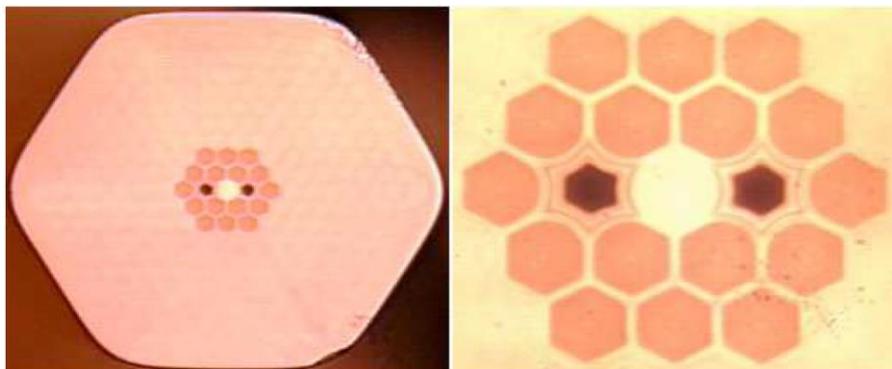


Figure 31 : Photo MEB d'une fibre passive PM LCF [34].

En outre, Dong et al [34] en 2009 ont réalisé des versions dopées à maintien de polarisation des « leakages channels fibers ». Le diamètre de mode atteint alors $69 \mu\text{m}$ et l'efficacité obtenue est de 78%. La valeur de M^2 est 1.35. De façon générale, une des limitations rencontrées dans l'utilisation des fibres « LCF » est la nécessité d'appliquer des rayons de courbures afin de pouvoir augmenter les pertes des modes d'ordres supérieur. Certes, cette limitation n'est pas rédhibitoire dans le cas de procédé industriel mais elle est doublée par le fait que d'importantes longueurs de fibre doivent être utilisées afin de garantir un comportement monomode. Comme nous l'avons évoqué au paragraphe 1.2.2, ce besoin de grande longueur de fibre favorise l'apparition des effets non linéaires.

1.9.5 Multi Trench Fiber

Une autre famille de fibre microstructurée à guidage par réflexion totale interne sont les « Multi Trench Fiber » avec pour abréviation MTF [35] . La gaine de ces fibres est constituée, à l'image des « fibres de Bragg » (définies au chapitre 2), d'une succession d'anneaux de bas et de haut indice de réfraction (Figure 32). Leur cœur, contrairement aux fibres de Bragg, présente un indice de réfraction égal ou supérieur à l'anneau de gaine de plus haut indice. Ces fibres ont principalement été développées par l'équipe d'ORC Southampton.

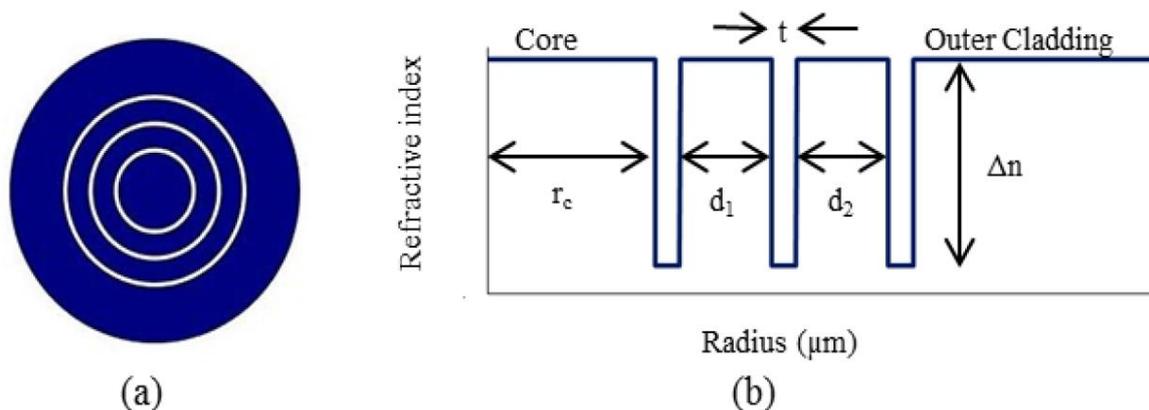


Figure 32 : (a) Coupe transverse d'une fibre MTF. En bleu sont représentées, les zones de haut indice et en blanc sont représentées les zones de bas indice. (b) Profil d'indice de réfraction d'une fibre MTF. r_c rayon de cœur, d_1 l'épaisseur de l'anneau de haut indice i , et t épaisseur des anneaux de bas [35].

Cette famille de fibre RTIM a pour vocation d'offrir la flexibilité inexistante dans le cas des fibres LPF et FA-LPF. Aussi les fibres MTF se veulent toutes solides afin de garantir une facilité d'utilisation en comparaison des autres fibres RTIM (meilleure facilité de clive, facilité de soudure etc...). Le comportement monomode est assuré grâce à un couplage efficace entre modes d'ordre supérieur de cœur et modes localisées dans les anneaux de « haut » indice. L'épaisseur des anneaux de haut indice est définie de manière à avoir une égalité entre les indices effectifs des HOM de cœur et des modes d'anneau de bas indice.

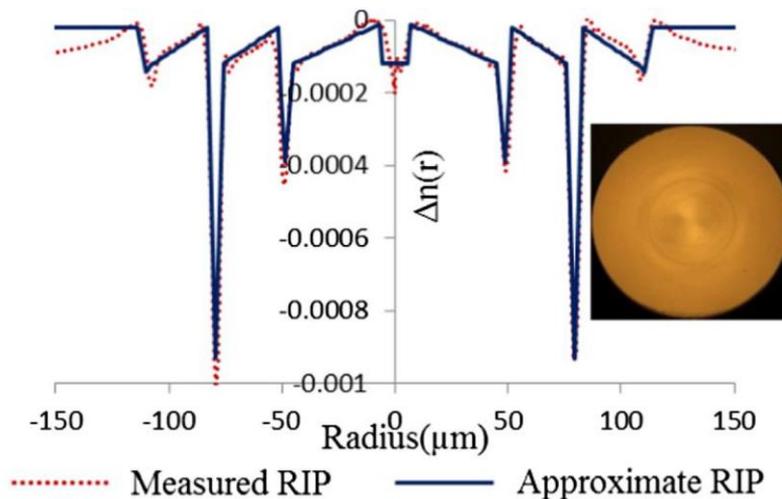


Figure 33 : Profil d'indice d'une fibre MTF ayant pour valeur de diamètre de cœur 90 μm . En insert : photo MEB de ladite fibre [36].

Une réalisation significative d'une VLMA MTF rapporte une aire effective de 3100 μm^2 soit un diamètre de mode de 63 μm (Figure 33) [36]. Cette fibre est non-dopée, et les pertes du mode fondamental sont estimées inférieures à 0.05 dB/m, tandis que les pertes du mode LP11 sont supérieures à 12 dB/m et celles des autres modes d'ordre supérieur dépassent la valeur de 35 dB/m. Une gaine externe de dimensions supérieures à 1 mm garantit une faible sensibilité aux microcourbures.

Une MTF dont le cœur est dopé aux ions Ytterbium a permis l'obtention d'un diamètre de mode 25 μm [37] ce qui est assez modeste en comparaison des besoins industriels. Les MTF sont réalisées par méthode MCVD offrant ainsi une facilité de réalisation en comparaison des autres fibres RTIM réalisées par méthode « Stack and Draw ». La contrepartie est que ces fibres souffrent de l'augmentation de l'indice de réfraction du cœur dans le cas d'un dopage aux ions Ytterbium. De ce fait, les indices effectifs des HOM peuvent être supérieurs à l'indice de la silice rendant ainsi impossible un couplage entre ces HOM de cœur et les modes des anneaux de haut indice.

1.9.6 Distributed Mode Filtering rod fiber

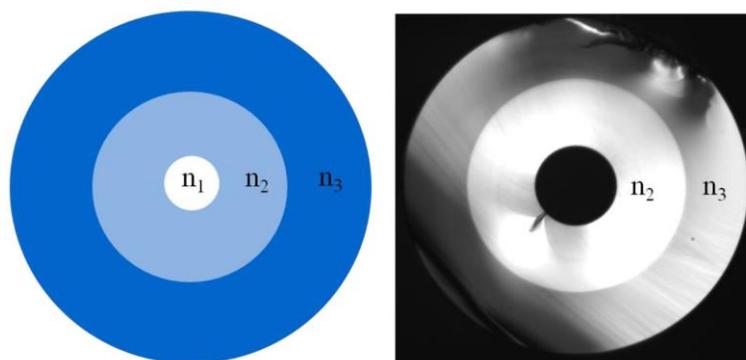


Figure 34 : Schéma et photo prise au microscope d'un élément composant la gaine d'une fibre DMF [38].

Les fibres DMF (*Figure 35*) sont des fibres dites hybrides dans le sens où elles mélangent un guidage par RTI et un guidage BIP [38]. Certains capillaires composant la gaine sont des trous d'air entouré d'un anneau dopé au germanium. Les trous d'air autorisent un guidage par RTI des modes tandis que les parties dopées aux ions Germanium permettent un guidage par bande interdite photonique (*Figure 34*). Les supermodes de plots ont vocation à se coupler avec les modes de cœur pour certaines longueurs d'onde. Les longueurs d'onde de couplage entre HOM et modes de gaine sont maîtrisées grâce à un contrôle très précis des dimensions des anneaux de haut indice. Ces fibres sont essentiellement l'œuvre d'une collaboration en la société NKT et DTU, elles ont vu le jour dans les années 2010.

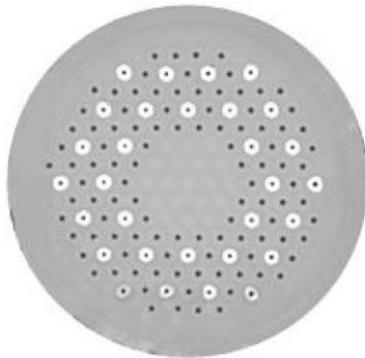


Figure 35: Image au MEB d'une coupe transversale d'une fibre DMF [39].

En 2013 Laurila et al [40] ont présenté une fibre DMF de diamètre de cœur de 90 μm et obtenu une puissance laser moyenne de 314 W en régime pulsé avec une fréquence de répétition de 40 MHz.

1.10 Comparaison et limites des performances

Avant de présenter dans la section 1.13 les possibilités offertes par les fibres BIP toutes solides, nous présentons, dans le *Tableau 2*, les performances des différentes familles de fibre décrites précédemment. Dans la discussion qui suit nous mettrons en évidence les limites des différentes fibres.

	CCC	LPF	FA-LPF	LCF	DMF	PBG
Diamètre de cœur (en μm)	30-60	50-135	40	50-83	50-90	50
MFD (en μm)	42	105	36	63	65	36
Longueur effective (en m)	2,5-6 m	<1	<1	2-4	<1	7
Rayon de courbure (en cm)	Oui	Non	Non	Oui 50	Non	Oui 25
Meilleures performances	CW : 511 W IP: 9,1 mJ	IP : 26 mJ IP : 3,8 Gw	CW : 250 W	IP : 1 MW IP: 98 W	CW 360 W	CW : 400 W
M²	1,12	1,2	1,3-1,4	1,2/1,35	1,2	1,2-1,3

Tableau 2 : Récapitulatif des différentes performances par famille de fibres LMA. CW désigne un fonctionnement en régime continue, tandis que IP un fonctionnement en régime pulsé.

Afin d'observer un vrai caractère monomode en pratique, les fibres CCC nécessitent l'utilisation de longueurs de fibre assez importantes et leur fabrication, en raison des cœurs satellites qui décrivent une hélice autour du cœur principal, semble assez complexe.

Les LPF, bien que permettant d'obtenir les plus grandes aires effectives dans le cadre des fibres LMA, souffrent d'un manque de flexibilité pour le transport de puissance. Par ailleurs, elles nécessitent un contrôle parfait des différents trous d'air composant la gaine ce qui complexifie la fabrication. De même, le seuil des instabilités modales est très vite atteint avec ces fibres.

Les fibres dites « FA-LPF », bien que repoussant le seuil d'apparition des instabilités modales, présentent aujourd'hui dans le cadre de réalisation de lasers à très fortes puissances, des diamètres de modes un peu faibles pour repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires à très fortes puissances. Dans le cas d'une fibre dopée FA-LPF le plus gros MFD est de 38 μm dans des fibres exclusives et rigides. Bien que plus marginal, il est aussi à noter que les modes obtenus avec cette famille de fibre ne présentent pas une forme circulaire.

Les fibres « LCF » sont parfaitement destinées au transport de puissances car elles autorisent une propagation lumineuse pour de faibles rayons de courbures. Malheureusement, il est nécessaire de devoir utiliser des longueurs de fibres assez importantes (plusieurs mètres) au risque de favoriser à nouveau l'apparition d'effets non-linéaires. De plus, les rayons de courbures garantissant un caractère monomode sont inférieurs à la dizaine de centimètres, ce qui dans le cadre de l'utilisation de fibre LMA implique une réduction drastique des diamètres de mode favorisant à nouveau l'apparition des effets non-linéaires.

Les fibres DMF offrent un comportement monomode en pratique pour de faibles longueurs de fibres avec une efficacité laser supérieure à 70%. De par leurs propriétés de guidage qui est un guidage hybride entre fibre RTI et BIP, ces fibres requièrent une précision élevée entre les paramètres de conception et de fabrication. Le moindre désaccord entre théorie et expérience entraîne automatiquement un comportement multimode à la longueur d'onde d'utilisation. Il est à noter que pour chaque MFD voulu, un nouveau design de fibre doit être réalisé ce qui peut alourdir les processus de fabrication.

1.11 Evolution des puissances lasers et besoin en termes de diamètres de mode

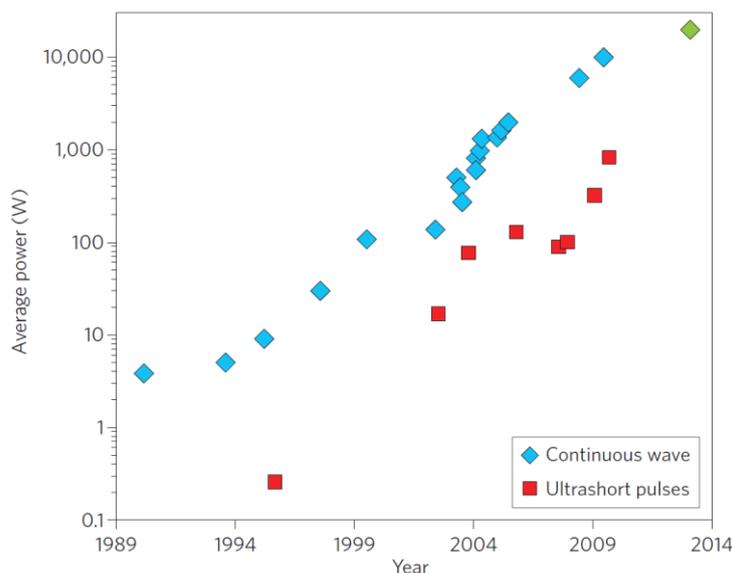


Figure 36 : Evolution de la puissance laser au cours des 25 dernières années [25]

La courbe d'évolution des puissances laser en partant de l'année 1989 à l'année 2013 montre que les attentes en thème de puissance sont de 1000 W en régime pulsé et 10 000 W en régime continu [25] (Figure 36). Dans le cas de transport de puissance, on estime une longueur usuelle d'utilisation à 5 m. Dans le cadre de fibres dopées flexibles, nous considérons une longueur de fibre équivalente à 3 m comme permettant (dans le cas d'un dopage moyen) de générer un gain suffisant. Dans le cas de fibres de type « ROD », la longueur d'utilisation est fixée à 1 m. En fonction de ces 3 longueurs: 5, 3 et 1 m,

une estimation des diamètres permettant de repousser le seuil des effets Kerr est estimé (Figure 37). Ainsi, donc pour le déport de puissance en régime pulsé, un diamètre de mode de 35 μm couvrirait largement les besoins pour une longueur de fibre de 5 m. Dans le cas de la génération d'un puissant faisceau laser en considérant un fonctionnement de type « Rod-type », un diamètre de mode de 67 μm pour une longueur effective de 1 m conviendrait. Les effets Raman ne seront pas considérés car il nécessite une estimation des valeurs de pertes des fibres.

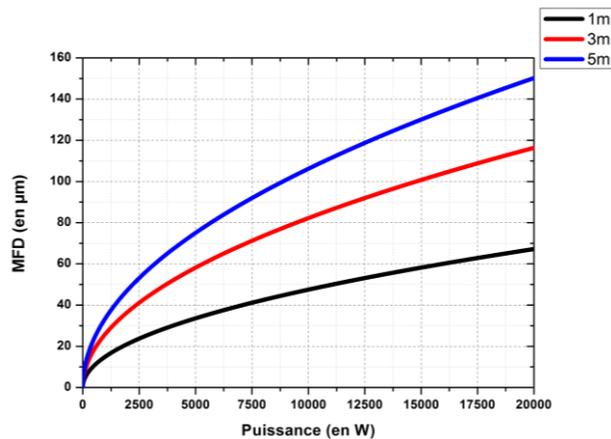


Figure 37 : Courbes des diamètres de mode permettant de repousser les effets de type Kerr en fonction de la puissance pour différentes longueurs de fibre.

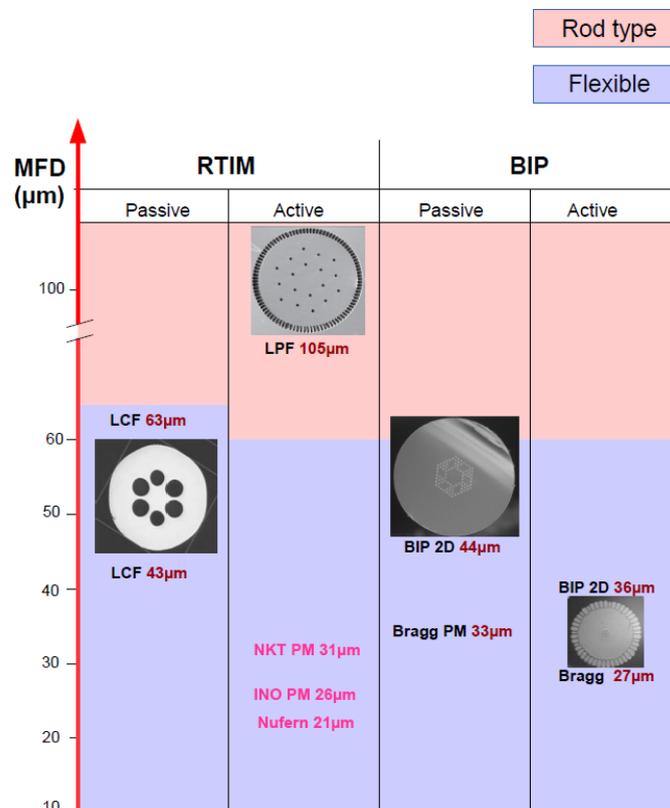


Figure 38 : Etat de l'art des fibres LMA en 2013 au début de ma thèse (en magenta les fibres commerciales)

L'état d'art de l'art des fibres LMA en 2013 (*Figure 38*) nous révèle clairement qu'aucune fibre commerciale, au début de notre thèse, n'est en mesure de répondre aux besoins industriels. Si les fibres LCF, LPF et DMF semblent apporter une solution, la présence de trous d'air rend leur utilisation et leur fabrication complexes.

1.12 Cahier des charges et critère de monomodalité

En fonction de l'état de l'art et des différentes limitations énoncées plus haut, le but de notre thèse dans un premier temps est de pouvoir réaliser une fibre dont le diamètre de mode est équivalent ou supérieur à 40 μm . Cette fibre doit présenter un caractère monomode pour de faibles longueurs de fibre, typiquement de l'ordre du mètre. En outre, on attend qu'elle puisse offrir une certaine flexibilité en vue d'applications de déport de puissance laser. Il est également souhaité que la fabrication de ladite fibre soit plus aisée que celle des fibres LPF, DMF et LCF. Enfin, de plus en vue de faciliter son utilisation cette fibre il est souhaitable que cette fibre soit toute solide.

Le second objectif de la thèse est, en s'affranchissant de la condition de flexibilité mais en maintenant toutes les autres contraintes, de pouvoir proposer des diamètres de mode dits extrêmes c'est-à-dire supérieurs ou égaux à 60 μm .

Lors de la conception de nos fibres, le caractère monomode est présumé en s'assurant que les pertes des HOM soient supérieures ou égales à 10 dB/m. Il s'agit d'un critère de monomodalité assez répandu dans la communauté des réalisateurs de fibre LMA. Par exemple, il est utilisé par l'équipe d'ORC afin d'évaluer le caractère monomode des fibres MTF conçues. Une attention particulière est aussi portée au différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur.

1.13 Evolution de fibres à bande interdite photonique et choix de structure

Dans cette section seront présentées les différentes sous-familles de fibres BIP. Afin d'obtenir un comportement monomode dans les fibres à bande interdite photonique plusieurs stratégies peuvent être employées : l'hétérostructuration de la gaine, la monomodalité en bord de BIP ou l'application de rayons de courbures, cela afin d'augmenter les pertes des modes d'ordre supérieur. Nous porterons notre attention sur les principales performances les plus marquantes obtenues dans cette famille de fibres.

1.13.1 Premières fibres LMA BIP toute solide

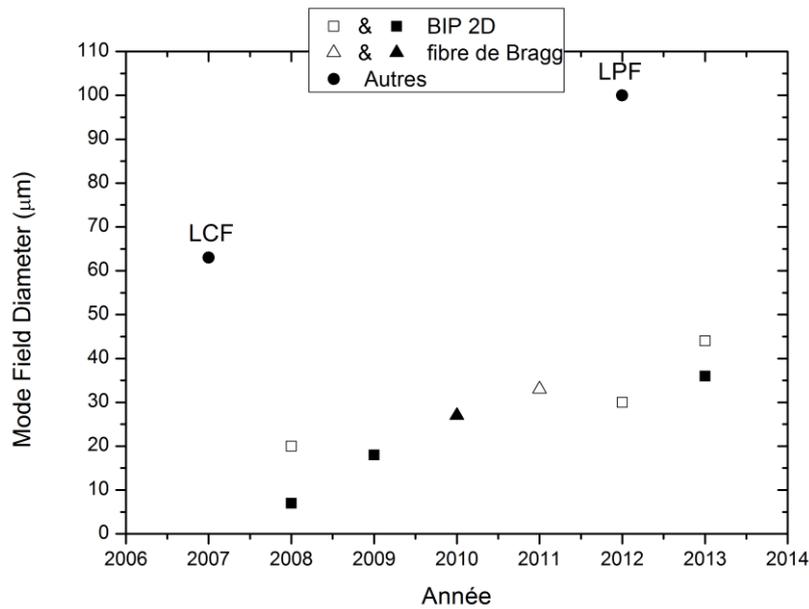


Figure 39 : Evolution du diamètre de mode des fibres BIP-toutes solides. Les symboles noirs désignent des fibres dopées, les symboles en blanc des fibres passives.

Les fibres à BIP LMA font depuis plusieurs années l'objet d'importantes études à travers le monde. Ainsi, dès 2008, Ergorova et al [41] ont présenté des fibres BIP aussi bien passives qu'actives ayant des MFD de 18 µm et cela en se plaçant en bord de bande de transmission.

En se basant sur une famille particulière de fibre BIP nommée « Fibre de Bragg » [42] (définie plus amplement au chapitre 2). Gaponov et al [43] ont réalisé en 2010 une fibre active ayant un MFD de 27 µm avec une efficacité laser de 78% pour une puissance en sortie équivalente de 138 W. L'année suivante Aleshkina et al [44] ont rapporté la réalisation d'une fibre à maintien de polarisation présentant un MFD de 33 µm, toujours avec une fibre de Bragg.

En 2012 Kashiwagi et al [45] ont rapporté la réalisation d'une fibre BIP-2D passive ayant un MFD de 30 µm et autorisant de faibles pertes lors de l'application de rayon de courbure (typiquement 0.1 dB/m pour un rayon de courbure égale à 10 cm). Cette fibre était particulièrement résistante aux courbures dans le sens où l'aire effective était maintenue intacte pour de faible rayon de courbure.

Saitoh et al dès 2006 avaient émis la possibilité de procéder à une hétérostructuration de la gaine afin de pouvoir disposer d'un comportement monomode en pratique via un couplage résonnant. En 2013, Baz et al [46] appliquent ce principe d'hétérostructuration de la gaine ce qui permet d'obtenir une fibre passive monomode dont le MFD est de 44 µm. Ce diamètre de mode, réduit à 36 µm, permet l'obtention d'une fibre active résistante aux courbures.

De plus lorsque que ces fibres sont toutes solides elles sont faciles d'utilisation et facile à la fabrication. Ainsi elles sont choisies afin de remplir le cahier de charge fourni en début de thèse.

1.13.2 BIP classique

En 2014, Guancheng Gu et al [47] proposent une structure de fibre à bandes interdites dont le diamètre de cœur est de $50\ \mu\text{m}$. Cette fibre dopée aux ions Ytterbium présente une efficacité de 70% avec une émission préférentielle à la longueur d'onde $1030\ \text{nm}$ (Figure 40). Cette fibre présente une aire effective de $1450\ \mu\text{m}^2$ lorsqu'elle est maintenue droite. La valeur M^2 mesurée est 1.2 et un comportement monomode est observé en bord de BIP (Figure 41) lors de l'application d'une courbure de diamètre $50\ \text{cm}$. En effet lors de l'application d'une courbure, la BIP devient beaucoup moins profonde aux courtes longueurs d'onde, ce qui permet notamment sur une courte plage spectrale de n'avoir l'existence que d'un seul mode (voir Figure 41 figure en encart). Avec l'application du diamètre de courbure énoncé plus haut, l'aire effective est ramenée à $1020\ \mu\text{m}^2$ ce qui équivaut à un diamètre de mode de $36\ \mu\text{m}$. La puissance maximale de pompe injectée a pour valeur $125\ \text{W}$ pour une puissance émise de $80\ \text{W}$ en régime laser. En régime d'amplification de signal, des instabilités de modes apparaissent pour des puissances du signal amplifié supérieures à $400\ \text{W}$ [48].

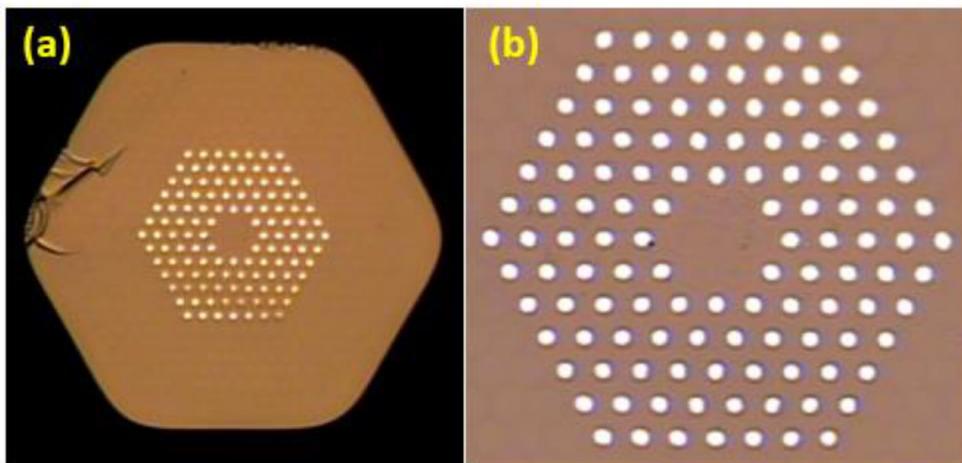


Figure 40: Photo MEB d'une fibre BIP dopée aux ions Ytterbium [47].

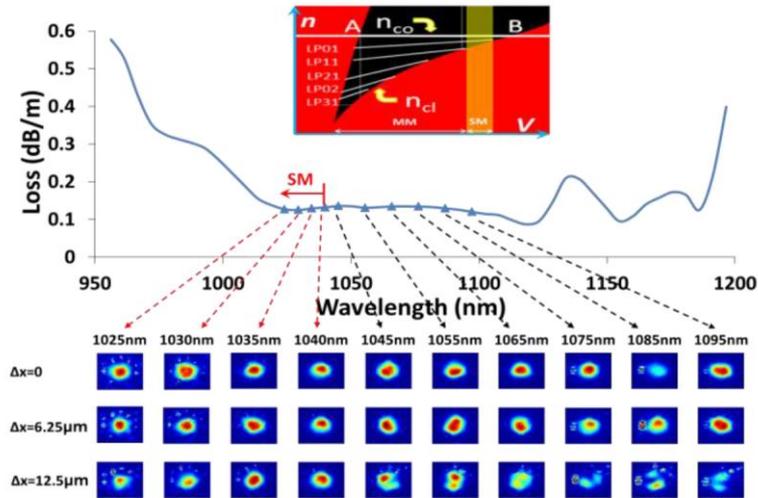


Figure 41 : Courbe de pertes d'une fibre BIP et profil de mode à différentes longueurs d'onde. Divers décentrement de l'injection sont effectués afin de tester le comportement monomode de la fibre [47].

1.13.3 BIP-2DBiréfringente

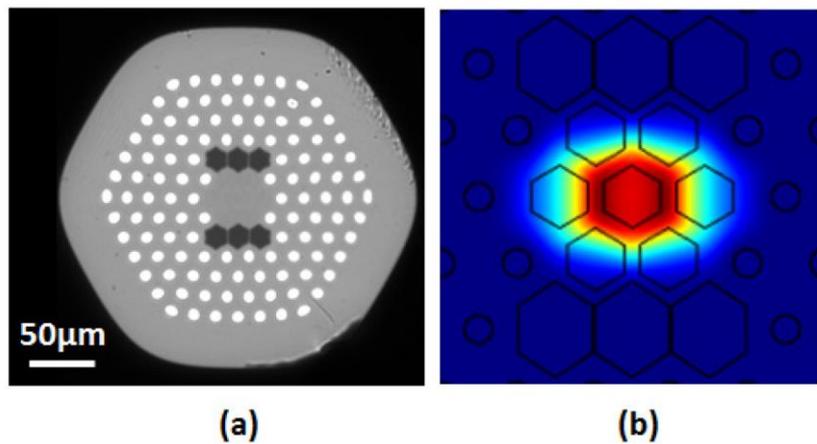


Figure 42 : (a) Photo MEB d'une fibre BIP polarisante. (b) Profil en intensité du mode dans le cas d'une fibre droite [49].

En 2015, Kong et al [49] ont réalisé une fibre polarisante ayant un diamètre de cœur de $50 \mu\text{m}$ (Figure 42). L'aire effective a pour valeur $1150 \mu\text{m}^2$ ce qui équivaut à un diamètre de mode $38 \mu\text{m}$. La fibre étant dopée aux ions Ytterbium, un test en configuration laser avec une longueur effective de fibre équivalente à 2.6 m permet l'obtention d'un taux d'extinction équivalent à 21 dB avec une efficacité optique de 71% pour une émission laser préférentielle à la longueur d'onde de 1026 nm . Un caractère polarisant de la fibre a été obtenu sur une bande allant de 1010 à 1170 nm . La biréfringence mesurée à la longueur d'onde 1025 nm vaut 3.2×10^{-4} . La valeur M^2 mesurée est 1.17 . Il convient de noter que des courbures ont été appliquées afin d'augmenter les pertes des modes d'ordre supérieur.

1.13.4 Fibre BIP-2D Hétérostructurée

Dans la section précédente, les fibres BIP réalisées présentait des caractères monomodes en pratique lors de l'application d'une courbure qui augmente le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur.

Dans la présente section, les fibres que nous présenterons ont permis l'obtention d'un comportement monomode en pratique via une hétérostructuration de la gaine. En pratique, cette hétérostructuration consiste simplement à créer des guides secondaires dans la gaine et les propriétés de ces guides sont définies de façon à permettre un couplage entre mode d'ordre supérieur de la fibre et modes contenus dans le guide.

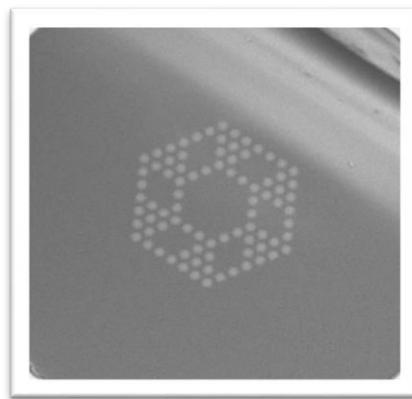


Figure 43 : Photo MEB d'une fibre BIP-2D hétérostructurée dont le MFD était $44 \mu\text{m}$ [46].

Baz et al [46] en 2013 ont proposé une première réalisation expérimentale d'une fibre BIP toute solide hétérostructurée ayant un diamètre de cœur de $54 \mu\text{m}$, le diamètre de mode mesurée à la longueur d'onde 1050 nm valant $44 \mu\text{m}$ (Figure 43). Les longueurs d'onde d'émission de l'Ytterbium se retrouvent dans la 4^{ème} BIP. Toujours aux longueurs d'onde d'émission de l'Ytterbium les pertes mesurées par les auteurs sont inférieures à 0.1 dB/m . Ladite fibre autorisait une transmission pour des rayons de courbures équivalent à 35 cm . Une autre version de cette fibre a été réalisée en décalant les longueurs d'onde d'émission de l'Ytterbium dans la troisième BIP. Ainsi donc le diamètre de cœur est désormais fixé à $40 \mu\text{m}$ ce qui réduit le MFD à $33 \mu\text{m}$ mais aussi le rayon de courbure minimal autorisé qui est ramené à 20 cm .

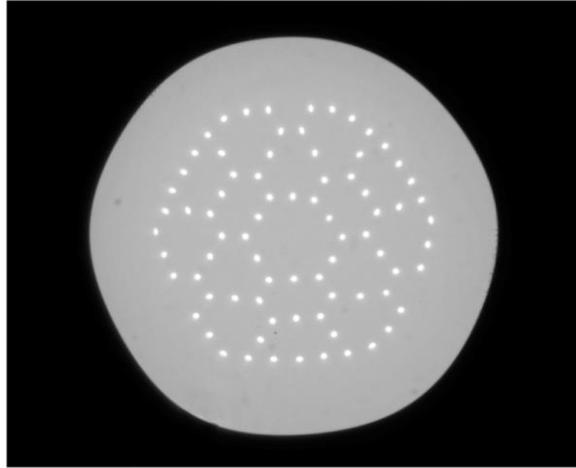


Figure 44 : Photo MEB d'une fibre BIP-2D hétérostructurée dont le MFD 58 μm [50].

Guancheng Gu et al [50] en 2015, en se basant toujours sur le principe d'hétérostructuration de la gaine, ont proposé une fibre présentant une aire effective de $2650 \mu\text{m}^2$ (soit un MFD de 58 μm) aux longueurs d'onde d'émission de l'Ytterbium (Figure 44). Un comportement monomode en pratique a été relevé par les auteurs en appliquant une courbure de diamètre 1 m pour une longueur de fibre équivalente à 4 m. Dans les conditions de tests énoncées précédemment, l'aire effective estimée par les auteurs est équivalente à $1173 \mu\text{m}^2$, soit un MFD de 48 μm environ. Toujours dans le cadre des conditions de tests énoncés plus haut la valeur M^2 est équivalente à 1.08.

Conclusion

Ce premier chapitre a permis notamment de décrire les trois principaux mécanismes de guidage possibles au sein des fibres optiques. La nécessité de pouvoir augmenter l'aire effective tout en maintenant un caractère monomode a été démontrée. Une description des limites inhérentes à chacun de ces mécanismes de guidage dans le cas de l'obtention de fibre monomode a été faite et un bilan des différentes performances en terme de fibres LMA monomodes a été rapporté. En se basant sur les limites de ces performances, les différents points de notre cahier de charges ont été énumérés. Une famille de fibre susceptible de répondre à ce cahier de charges a été présentée en se basant sur les dernières évolutions constatées au sein de cette famille de fibre. L'objectif de cette thèse sera d'évaluer le potentiel réel cette famille de fibres.

Bibliographie :

- [1] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern communications, Fifth Edition*. Oxford University Press, 1997.
- [2] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics, Third edition*. Academic Press, 2001.
- [3] L. . Z. Ming-Jun, L.Anping, S.Gray, J.Wang, D.T. Walton, "Limit of Effective Area for Single-Mode Operation in Step-Index Large Mode Area Laser Fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 15, pp. 3010–3016, 2009.
- [4] V. Khitrov, J. D. Minelly, R. Tumminelli, V. Petit, and E. S. Pooler, "3kW single-mode direct diode-pumped fiber laser," in *Proc. of SPIE*, 2014, vol. 8961, pp. 89610V1–6.
- [5] D. Jain, Y. Jung, P. Barua, S. Alam, and J. K. Sahu, "Demonstration of ultra-low NA rare-earth doped step index fiber for applications in high power fiber lasers," *Opt. Express*, vol. 23, no. 6, pp. 5200–5203, 2015.
- [6] V. Petit, R. P. Tumminelli, J. D. Minelly, and V. Khitrov, "Extremely low NA Yb doped preforms (<0.03) fabricated by MCVD," in *Proc. of SPIE*, 2016, vol. 9728, pp. 97282R1–7.
- [7] J. M. Fini, "Pre-compensated resonant higher-order mode suppression in coiled large mode area amplifier fibers index," *CLEO*, pp. 20–21, 2008.
- [8] B. Dussardier, V. Rastogi, A. Kumar, and G. Monnom, "Large-mode-area leaky optical fiber fabricated by MCVD.," *Appl. Opt.*, vol. 50, no. 19, pp. 3118–3122, 2011.
- [9] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, and L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier," *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 7, p. 442, 2000.
- [10] J. M. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area," *Opt. Express*, vol. 14, no. 1, pp. 69–81, 2006.
- [11] Y.-C. Jeong, A. J. Boyland, J. K. Sahu, S.-H. Chung, J. Nilsson, and D. N. Payne, "Multi-kilowatt Single-mode Ytterbium-doped Large-core Fiber Laser," *J. Opt. Soc. Korea*, vol. 13, no. 4, pp. 416–422, 2009.
- [12] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals, Modeling of the flow of light, Second Edition*. Photonic Crystals, Modeling of the flow of light, Second Edition, 2007.

- [13] K. Saitoh, Y. Tsuchida, M. Koshiba, and N. A. Mortensen, "Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design.," *Opt. Express*, vol. 13, no. 26, pp. 10833–10839, 2005.
- [14] M. Koshiba, "Full-vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method," *IEICE trans. Electron*, vol. E85–C, no. 4, pp. 881–888, 2002.
- [15] T. a Birks, J. C. Knight, and P. S. Russell, "Endlessly single-mode photonic crystal fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 13, pp. 961–963, 1997.
- [16] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 1, pp. 255–260, 2011.
- [17] L. Dong, H. A. McKay, and L. Fu, "All-glass endless single-mode photonic crystal fibers," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 21, 2008.
- [18] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinitser, and B. J. Eggleton, "Resonance and scattering in microstructured optical fibers.," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 22, pp. 1977–1979, 2002.
- [19] N. M. Litchinitser, a K. Abeeluck, C. Headley, and B. J. Eggleton, "Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides.," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 18, pp. 1592–1594, 2002.
- [20] G. Bouwmans, V. Pureur, A. Betourne, Y. Quiquempois, M. Perrin, L. Bigot, and M. Douay, "Progress in solid core photonic bandgap fibers," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 12–13, pp. 949–961, 2007.
- [21] A. Wang, A. K. George, and J. C. Knight, "Three-level neodymium fiber laser incorporating photonic bandgap fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 10, pp. 1388–1390, 2006.
- [22] V. Pureur, "Thèse: Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à cœur solide," Université Lille 1, 2009.
- [23] A. Isomäki and O. G. Okhotnikov, "All-fiber ytterbium soliton mode-locked laser with dispersion control by solid-core photonic bandgap fiber.," *Opt. Express*, vol. 14, no. 10, pp. 4368–4373, 2006.
- [24] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 14, pp. 13218–13224, 2011.

- [25] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "High-power fibre lasers," *Nat. Photonics*, vol. 7, no. 11, pp. 861–867, 2013.
- [26] B. Ward, C. Robin, and I. Dajani, "Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers," *Opt. Express*, vol. 20, no. 10, p. 11407, 2012.
- [27] X. Ma, C. Zhu, I.-N. Hu, A. Kaplan, and A. Galvanauskas, "Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 μ m diameter cores," *Opt. Express*, vol. 22, no. 8, p. 9206, 2014.
- [28] X. Ma, C.-H. Liu, G. Chang, and A. Galvanauskas, "Angular-momentum coupled optical waves in chirally-coupled-core fibers.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 27, pp. 26515–26528, 2011.
- [29] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, and A. Tünnermann, "Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation," *Light Sci. Appl.*, vol. 1, no. 4, p. e8, 2012.
- [30] A. Benoît, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, and P. Roy, "Highly efficient higher-order modes filtering into aperiodic very large mode area fibers for single-mode propagation.," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 15, pp. 4561–4, 2014.
- [31] A. Benoît, D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, G. Humbert, S. Grimm, K. Schuster, and F. Salin, "Nouvelles architectures optiques à très large aire modale pour la montée en puissance des lasers fibrés," in *Recueil JNOG*, 2014, pp. 118–120.
- [32] A. Benoit, R. Dauliat, D. Darwich, R. Jamier, S. Grimm, J. Kobelke, K. Schuster, and P. Roy, "High-power fiber laser based on a non filamented-core fully-aperiodic large pitch fiber," 2016, vol. 9728, pp. 97280H1–6.
- [33] W. S. Wong, X. Peng, J. M. McLaughlin, and L. Dong, "Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers.," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 21, pp. 2855–2857, 2005.
- [34] L. Dong, H. A. McKay, L. Fu, M. Ohta, A. Marcinkevicius, S. Suzuki, and M. E. Fermann, "Ytterbium-doped all glass leakage channel fibers with highly fluorine-doped silica pump cladding.," *Opt. Express*, vol. 17, no. 11, pp. 8962–8969, 2009.
- [35] D. Jain, C. Baskiotis, and J. K. Sahu, "Mode area scaling with multi-trench rod-type fibers.," *Opt. Express*, vol. 21, no. 2, pp. 1448–1455, 2013.
- [36] D. Jain, Y. Jung, J. Kim, and J. K. Sahu, "Robust single-mode all-solid multi-trench fiber with large effective mode area.," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 17, pp. 5200–3, 2014.

- [37] D. Jain, C. Baskiotis, T. C. May-Smith, J. Kim, and J. K. Sahu, "Large Mode Area Multi-Trench Fiber With Delocalization of Higher Order Modes," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 5, 2014.
- [38] T. T. Alkeskjold, M. Laurila, L. Scolari, and J. Broeng, "Photonic bandgap rod fiber amplifier," *Opt. Express*, vol. 19, no. 8, pp. 7398–7409, 2011.
- [39] M. Laurila, R. Barankov, M. M. Jørgensen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, J. Lægsgaard, and S. Ramachandran, "Cross-correlated imaging of single-mode photonic crystal rod fiber with distributed mode filtering," *Proc. SPIE*, vol. 8601, no. 8, p. 86010K, 2013.
- [40] M. Laurila, M. M. Jorgensen, J. Lagsgaard, and T. T. Alkeskjold, "Highly efficient 90 μm core rod fiber amplifier delivering >300W without beam instabilities," *2013 Conf. Lasers Electro-Optics Eur. Int. Quantum Electron. Conf. CLEO/Europe-IQEC 2013*, vol. 10833, no. 2011, p. 10833, 2013.
- [41] O. N. Egorova, S. L. Semjonov, a F. Kosolapov, a N. Denisov, a D. Pryamikov, D. a Gaponov, a S. Biriukov, E. M. Dianov, M. Y. Salganskii, V. F. Khopin, M. V Yashkov, a N. Gurianov, and D. V Kuksenkov, "Single-mode all-silica photonic bandgap fiber with 20-microm mode-field diameter.," *Opt. Express*, vol. 16, no. 16, pp. 11735–11740, 2008.
- [42] P. Yeht, A. Yariv, and E. Marom, "Theory of Bragg fiber," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, no. 9, pp. 1196–1201, 1978.
- [43] D. A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M. E. Likhachev, and S. S. Aleshkina, "Management of the high-order mode content in large (40 μm) core photonic bandgap Bragg fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 13, pp. 2233–2235, 2010.
- [44] D. A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina, M. Y. Salganskii, M. V Yashkov, and a N. Guryanov, "Management of the high-order mode content in large (40 micron) core photonic bandgap Bragg fiber laser.," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 13, pp. 2233–2235, 2010.
- [45] M. Kashiwagi, K. Saitoh, K. Takenaga, S. Tanigawa, S. Matsuo, and M. Fujimaki, "Low bending loss and effectively single-mode all-solid photonic bandgap fiber with an effective area of 650 μm^2 ," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 8, p. 1292, 2012.
- [46] A. Baz, L. Bigot, G. Boumans, and Y. Quiquempois, "Single-mode, large mode area, solid-core photonic bandgap fiber with hetero-structured cladding," *J. Light. Technol.*, vol. 31, no. 5, pp. 830–834, 2013.

- [47] G. Gu, F. Kong, T. Hawkins, J. Parsons, M. Jones, C. Dunn, M. T. Kalichevsky-Dong, K. Saitoh, and L. Dong, "Ytterbium-doped large-mode-area all-solid photonic bandgap fiber lasers," *Opt. Express*, vol. 22, no. 11, pp. 13962–13968, 2014.
- [48] F. Luan, a K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "All-solid photonic bandgap fiber.," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 20, pp. 2369–2371, 2004.
- [49] F. Kong, G. Gu, T. W. Hawkins, J. Parsons, M. Jones, C. Dunn, M. T. Kalichevsky-Dong, B. Pulford, I. Dajani, K. Saitoh, S. P. Palese, E. Cheung, and L. Dong, "Polarizing ytterbium-doped all-solid photonic bandgap fiber with 1150 μm^2 effective mode area," *Opt. Express*, vol. 23, no. 4, pp. 4307–4312, 2015.
- [50] G. Gu, F. Kong, T. W. Hawkins, M. Jones, and L. Dong, "Extending mode areas of single-mode all-solid photonic bandgap fibers," *Opt. Express*, vol. 23, no. 7, pp. 32371–32376, 2015.

2 Fibres de Bragg : propriétés et caractéristiques

Introduction

Dans le chapitre précédent nous avons isolé une famille de fibre susceptible de pouvoir répondre au cahier des charges fixé par les applications de transport et/ou de génération de fortes puissances : les fibres à bande interdite photonique (BIP). Ce chapitre a pour but de décrire une sous-famille des fibres BIP que sont les fibres de Bragg. Il débutera par un bref rappel théorique sur les réflecteurs de Bragg plan. Un rappel historique sur cette famille de fibre précèdera une définition de la notion d'antiguide introduisant le guidage dans les fibres BIP en général et dans les fibres de Bragg en particulier. Une prédiction des fenêtres de transmission des fibres de Bragg sera faite via le modèle de l'ARROW (Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide) qui sera aussi explicité dans ledit chapitre. La possibilité de discriminer ou non la propagation d'un mode d'ordre supérieur via l'application des conditions demi-onde ou quart d'onde sera rapportée. Une des limites à l'utilisation aux fibres des Bragg qu'est la présence de modes d'anneaux au sein de la bande de transmission sera évoquée, et une solution à cette limite, en l'occurrence la pixelisation des anneaux, sera démontrée.

2.1 Cœur vu comme une antiguide

Nous définissons le cœur d'une fibre de Bragg comme étant un antiguide. Cet antiguide est vu comme un milieu homogène de dimension finie (cœur) d'indice de réfraction n_c entouré d'un milieu homogène de dimension infinie (gaine) d'indice de réfraction n_2 tel que $n_c < n_2$ (Figure 45).

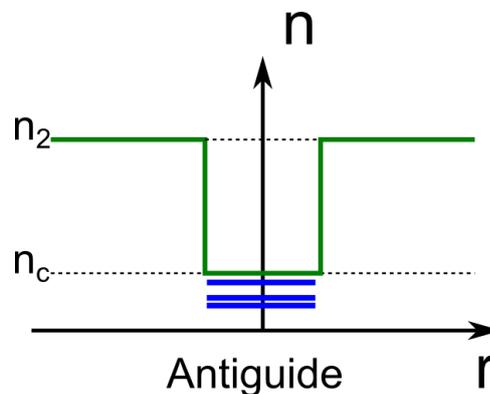


Figure 45: Schéma d'un antiguide. Les indices effectifs des modes pouvant se propager dans le cœur sont schématisés en bleu.

Dans cette structure, les modes de cœur sont des modes à pertes dont les indices effectifs sont complexes et inférieurs à l'indice de la gaine. A la manière de ce que nous avons vu dans le cas des fibres à saut d'indice, la fréquence normalisée V pour une longueur d'onde λ est donnée par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_2^2 - n_c^2}$$

Si $V \gg 1$ alors la partie réelle des indices effectifs des modes de cœur peut être extraite de l'équation suivante [1] :

$$\frac{2\pi r_c}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} = u_{lm}$$

Où u_{lm} est la $m^{\text{ème}}$ solution de l'équation de Bessel d'ordre l . La partie imaginaire des indices effectifs des modes guidés est donnée par :

$$n_{eff}^i = d \cdot \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \cdot \frac{u_{lm}^2}{n_c r_c^3 \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_2^2 - n_c^2) + \left(\frac{u_{lm}}{r_c} \right)^2}}$$

Cette relation est valable dans le cas faible contraste d'indice cœur-gaine (différence d'indice inférieure à $50 \cdot 10^{-3}$). La valeur du paramètre d est proche de 1.

Comme nous l'avons vu précédemment, la partie imaginaire de l'indice effectif ainsi calculée est reliée aux pertes par confinement par la relation :

$$P_c = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} n_{eff}^i$$

Au final, les pertes par confinement dans le cas des fibres de Bragg à faible contraste d'indice sont données par la relation [2] :

$$P_c = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{20}{\ln(10)} \frac{u_{lm}^2}{n_c r_c^3 \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_2^2 - n_c^2) + \frac{u_{lm}^2}{r_c^2}}}$$

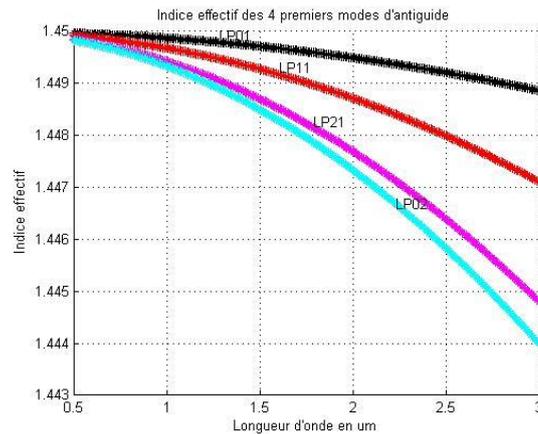


Figure 46: Courbe de dispersion des 4 premiers modes d'un antiguide ayant pour rayon de coeur $20 \mu\text{m}$ et indice de coeur 1.450 et indice de gaine 1.480.

On peut retenir que le mode fondamental d'un antiguide est le mode HE_{11} . Les modes d'ordre supérieur sont réunis par groupe de deux ou quatre modes ayant la même partie réelle de leur indice effectifs.

Dans le cas des faibles contrastes d'indice, les modes d'ordre supérieur présentant même partie réelle d'indice effectif ont approximativement même partie imaginaire d'indice effectif. Notons aussi que dans le cas des faibles contrastes d'indice à grand paramètre de guide ($V \gg 1$) nous retrouvons la base des modes linéairement polarisés (LP_{lm}) utilisée dans les cas des fibres à guidage par réflexion totale interne. Pour illustration, le mode fondamental d'un antiguide à faible contraste d'indice (mode HE_{11}) aura une répartition spatiale du champ électromagnétique comparable à celle obtenue dans le cas d'une fibre à guidage par réflexion interne. En outre, il est linéairement polarisé et est noté LP_{01} . Les courbes de dispersion des 4 premiers modes d'un antiguide de rayon de cœur égal à $20 \mu\text{m}$ et dont l'indice de cœur est 1,45 entouré d'une gaine dont l'indice vaut 1,48 est rapportée Figure 46. Cette figure montre que l'indice effectif des modes décroît avec la longueur d'onde.

2.2 Réflecteur de Bragg Plan

Un réseau de Bragg plan peut être vu comme une succession de couches diélectriques dont les indices de réfraction diffèrent périodiquement (Figure 47) [3]. Chaque période correspond à une association de deux couches diélectriques d'indice de réfraction n_1 et n_2 dont les épaisseurs sont l_1 et l_2 . La période spatiale est notée Λ . La fonction représentative de l'évolution de l'indice de réfraction suivant un axe x normal au plan est donnée par :

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & \text{si } x < 0 \\ n_1, & \text{si } 0 < x < l_1 \\ n_2, & \text{si } l_1 < x < \Lambda \end{cases}$$

Avec $n(x + \Lambda) = n(x)$, $n_0 \leq n_2 < n_1$ et $\Lambda = l_2 + l_1$

Les modes à certaines longueur d'onde pouvant s'établir dans une telle structure sont soit TE ou TM. En supposant le nombre de période grand, les ondes solutions des équations de Maxwell pour un réseau de Bragg plan sont des ondes de Bloch qui ont pour forme :

$$E(x, z) = E_K(x) \exp(iKx) \exp(i\beta z) \text{ avec } E_K(x + \Lambda) = E_K(x)$$

Où Λ est la période spatiale du réseau et K est le nombre d'onde de Bloch.

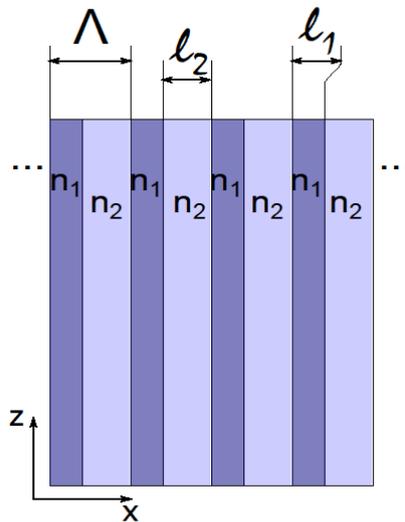


Figure 47: Coupe longitudinale d'un réseau de Bragg plan.

Il convient de noter que tous les modes n'ont pas vocation à se propager dans cette structure pour toutes les longueurs d'onde. De ce fait, il existe des bandes de longueurs d'onde pour lesquelles une réflexion de la lumière est obtenue : ces bandes de non-transmission de la lumière sont les bandes interdites photoniques du cristal. Ainsi, il existe une bande de longueur d'onde réfléchiée par le cristal. Pour cette bande de longueur d'onde, le cristal est vu comme un miroir parfait.

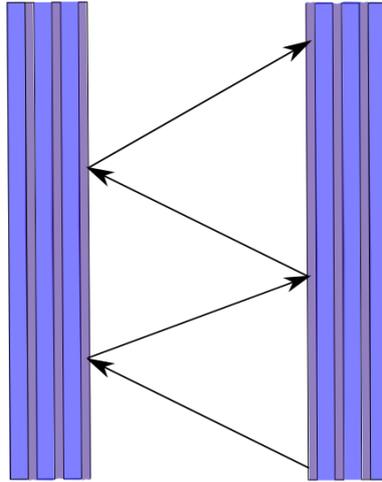


Figure 48 : Représentation schématique du guidage de la lumière par réflexion sur les faces de deux miroirs de Bragg plan mis face à face. Principe utilisée par Cho et al [4] pour obtenir un guide de lumière.

Ainsi, en plaçant de part et d'autre d'un milieu d'indice n_0 (tel que $n_0 \leq n_2$) deux réseaux plans ayant les mêmes paramètres opto-géométriques en vis-à-vis, un guidage de la lumière est possible dans la couche d'indice n_0 . La lumière pourra se propager par réflexion successive sur les deux miroirs de Bragg. La réalisation d'un tel guide planaire a été rapportée par CHO et al dès 1977 [4], les couches diélectriques de la gaine étaient issues de matériaux AlGaAs et GaAs. Dans ce travail, il est aussi démontré par les auteurs que les pertes par confinement diminuent lors de l'augmentation du nombre de couche composant la gaine.

2.3 Prédiction analytique des fenêtres de transmission

Les courbes de pertes de ces modes de cœur présentent des remontées (cas de toutes les fibres BIP) qui sont dues à des couplages avec des modes des gaines délimitant ainsi les bandes de transmission de la fibre. Afin de déterminer les fenêtres de transmissions de ces fibres, une étude des modes s'établissant dans la gaine de la fibre Bragg doit être effectuée. Cette étude sera faite en se basant sur deux outils :

- Le calcul diagramme de Bande décrivant l'évolution des indices des modes avec la longueur d'onde
- La méthode de l'ARROW donnant les longueurs d'onde de couplage.

2.3.1 Modèle ARROW appliqués aux fibres de Bragg

Dans cette section, nous décrivons une fibre de Bragg telle une association de trois guides optiques différents :

-un antiguide (cœur de la fibre de Bragg)

-une combinaison de guides dont le cœur possède un indice effectif supérieur à celui de la gaine optique. Il s'agit d'un anneau de haut indice entouré de part et d'autre d'un milieu de bas indice. Voir Figure 49(a)(b). Un tel guide sera nommé « guide annulaire de type 1 ».

-une combinaison de guides ayant un cœur d'indice de réfraction inférieur à celui de la gaine optique. Il s'agit d'un anneau de bas indice entouré de part et d'autre d'un milieu de haut indice. Voir Figure 49(a)(b). Un tel guide sera nommé « guide annulaire de type 2 ».

Les guides élémentaires dont la combinaison constitue la fibre de Bragg supportent chacun des modes et ces modes peuvent, sous certaines conditions, se coupler entre eux. Ce modèle considère que les modes pouvant s'établir dans la gaine peuvent être identifiés comme ceux existants dans les deux types de guides annulaires composant la gaine de la fibre de Bragg. Les limites des fenêtres de transmission d'une fibre de Bragg peuvent être vues comme les longueurs d'onde pour lesquelles le mode fondamental de l'antiguide constituant le cœur peut se coupler avec des modes de gaine.

L'analyse modale des guides de forme annulaire étant complexe, une hypothèse simplificatrice est ajoutée : elle consiste à assimiler des guides annulaires à des guides plans équivalents (Figure 49). Sous cette condition, chaque anneau est approximé par un guide plan rectangulaire ayant même épaisseur et même indice de réfraction que ceux de l'anneau. Cette approximation est subordonnée à deux conditions :

-Le rayon de cœur (r_c) de la fibre est grand par rapport à la longueur d'onde.

-L'épaisseur de l'anneau (l_p) est faible devant le rayon de cœur (r_c).

Prenons le cas d'un guide plan équivalent au « guide annulaire de type 1 » (Voir Figure 49(c)). Les modes qu'il supporte respectent la condition suivante [5][6] :

$$\tan \frac{k_1 l_1}{2} = \begin{cases} s_l d^2 \frac{ik_2}{k_1}, & \text{si modes impairs} \\ -s_l \frac{1}{d^2} \frac{k_1}{ik_2}, & \text{si modes pairs} \end{cases} \quad \text{où } k_j = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \sqrt{n_j^2 - n_{eff}^2}; j = 1, 2$$

$$\text{Avec } d = \begin{cases} 1, & \text{si TE} \\ \frac{n_1}{n_2}, & \text{si TM} \end{cases}$$

Et

$$s_l = \begin{cases} 1, & \text{si } \text{Re}\{n_{eff}\} > n_2 \text{ (mode guidés)} \\ -1, & \text{si } \text{Re}\{n_{eff}\} < n_2 \text{ (mode à pertes)} \end{cases}$$

Dans le cas d'un guide plan équivalent au guide annulaire de type 2, il suffit de permuter les indices 1 et 2 dans les relations précédentes pour obtenir les conditions d'existences des modes . Le modèle de l'ARROW néglige les différents types de couplage pouvant exister entre modes d'anneau.

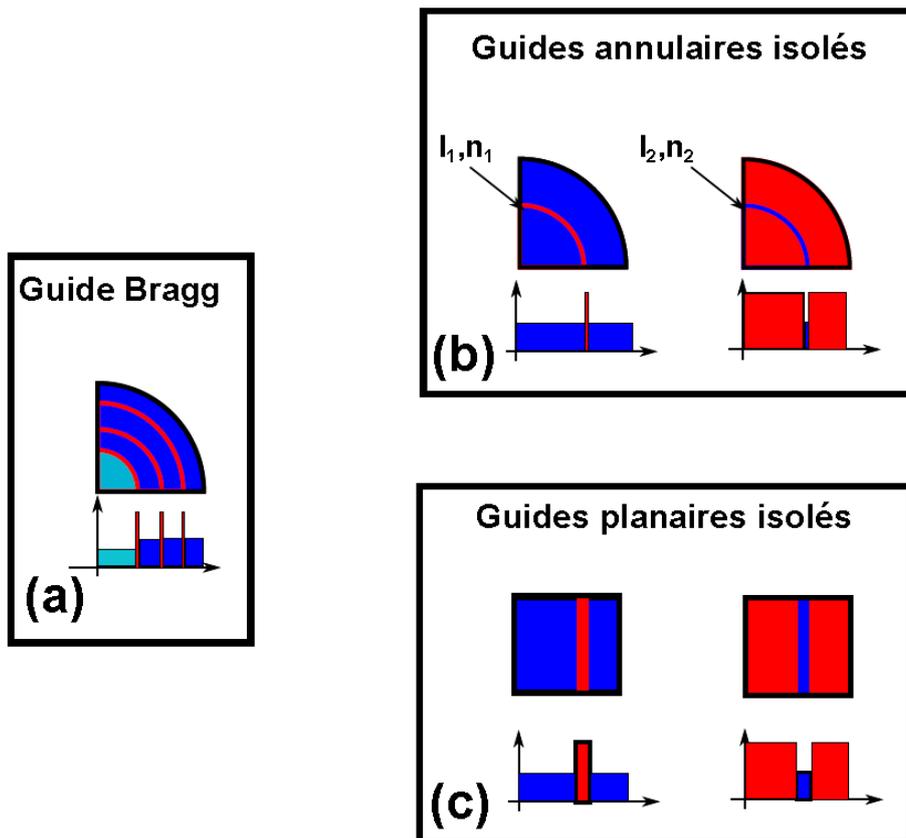


Figure 49: (a) Schéma d'une gaine d'une fibre de Bragg, (b) guides annulaires isolés, et (c) guides plans équivalents aux guides annulaires isolés.

Les courbes de dispersion des modes à pertes de ces guides sont données par [7] :

$$k_j l_j = \begin{cases} p\pi, & p \in \mathbb{N} \text{ si } j = 1 \\ p\pi & p \in \mathbb{N}^* \text{ si } j = 2 \end{cases}$$

Le modèle de l'ARROW associé à celui de l'antiguide équivalent affinent la définition des fenêtres de transmission nous avons :

$$\sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_j^2 - n_c^2) + \frac{u_{lm}^2}{r_c^2} l_j} = p\pi, p \in \mathbb{N}^*$$

Il s'agit du modèle ARROW-Archambault, le nombre p est l'ordre de la résonance.

Dans le cas d'une fibre de Bragg dont le cœur possède le même indice effectif que celui des anneaux de bas indice de la gaine, seuls les modes des anneaux de haut indice interviennent dans la délimitation des fenêtres de transmission. Cependant, il faut souligner que le mode fondamental de la fibre de Bragg ne peut se coupler qu'avec des modes de type $LP_{0,m}$ de l'anneau de haut indice car même s'il y a égalité d'indice effectif entre le mode fondamental de cœur et un mode d'anneau de haut indice, il est nécessaire que les intégrales de recouvrement soient non-nulles entre les modes considérés. Ainsi donc, seuls les modes $LP_{0,v}$ ($v \neq 0$) d'anneau de haut d'indice définissent les bords des bandes interdites photoniques de la structure (voir Figure 50). Dans ce cas, les fenêtres de transmissions sont données par :

$$k_1 l_1 = p\pi \Leftrightarrow \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (n_p^2 - n_{eff}^2)} l_1 = p\pi, p \in \mathbb{N}$$

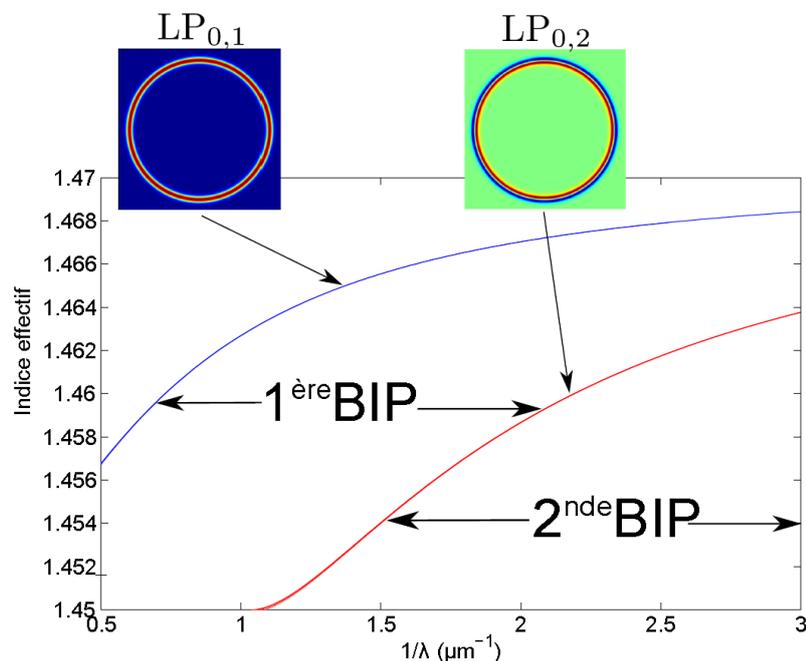


Figure 50 : Indice effectif des modes LP_{01} en courbe bleu et LP_{02} en courbe rouge délimitant les bords de bande de la 1ère BIP dans le cadre d'une fibre de Bragg ayant un rayon de $25 \mu\text{m}$ et ayant une seule couronne de haut indice d'épaisseur $2 \mu\text{m}$. En inset, successivement : une représentation en puissance du mode LP_{01} d'anneau de haut indice, une représentation en champ du mode LP_{02} d'anneau de haut indice.

2.3.2 Diagramme de bande

La gaine d'une fibre de Bragg est constituée d'une succession de couches homogènes d'indice de réfraction différentes. Etant donnée que le cœur présente un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine, tout mode se propageant dans le cœur devrait pouvoir être guidé dans la gaine. Or, la gaine d'une fibre de Bragg ayant les mêmes propriétés que le Bragg plan associé, elle est passante pour toute longueur d'onde se trouvant dans sa bande autorisée de transmission et réfléchissante pour toute longueur d'onde se n'y trouvant pas. Dans le dernier cas, cela signifie que la lumière pourra être confinée dans le cœur. En pratique, le nombre de périodes de la gaine étant fini, le coefficient de réflexion de la gaine est donc toujours inférieur à 1 : cela induit des pertes par confinement pour tous les modes guidés. En résumé la présence d'une microstructuration dans la gaine autorise un guidage par bande interdite photonique (comme présenté au chapitre 1) et un diagramme de bande peut être défini. Les modes s'établissant dans cette gaine peuvent être déterminés à l'aide des relations définissant les modes se propageant dans un réseau de Bragg plan sous l'hypothèse que le rayon de cœur est très grand devant la longueur d'onde ($r_c \gg \lambda$) et le nombre de périodes du réseau de Bragg est suffisamment grand. Les modes en présence sont uniquement des modes TE et TM. Ces modes correspondent aux modes de Bloch s'établissant dans une structure périodique plane. K est le nombre d'onde d'un mode de Bloch et il est donné par la relation suivante :

$$K = \frac{1}{\Lambda} \arccos(A)$$

Tel que A est donné par :

$$A = \cos(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{d} \frac{k_1}{k_2} + d \frac{k_2}{k_1} \right) \sin(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2)$$

Avec

$$d = \begin{cases} 1, & \text{si TE} \\ \frac{n_1}{n_2}, & \text{si TM} \end{cases}$$

k_1 et k_2 sont les projections du vecteur d'onde sur l'axe normal au réseau de Bragg plan dans le milieu d'indice de réfraction n_1 et n_2 respectivement. Ils sont donnés par :

$$k_j = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \sqrt{n_j^2 - n_{eff}^2}; j = 1, 2$$

Les intervalles de longueurs d'onde pour les lesquelles $|A| < 1$ correspondent aux « *bandes autorisées* » de la gaine. Il s'agit des intervalles de longueur d'onde pour lesquelles les ondes de Bloch sont oscillantes et se propagent dans la gaine. A contrario, les intervalles de longueurs pour lesquelles $|A| > 1$ correspondent aux « *bandes interdites de propagation* » dans la gaine. Les ondes sont évanescentes dans le réseau et ne s'y propagent pas. Une illustration de ce type de diagramme de bande est faite à la *Figure 51* dans le cas d'un Bragg plan tel $n_1= 1.470$, $l_1= 1\mu\text{m}$, $n_2=1.450$ et $l_2= 4 \mu\text{m}$. Les bandes interdites photonique d'un tel réseau sont représentées en rouge.

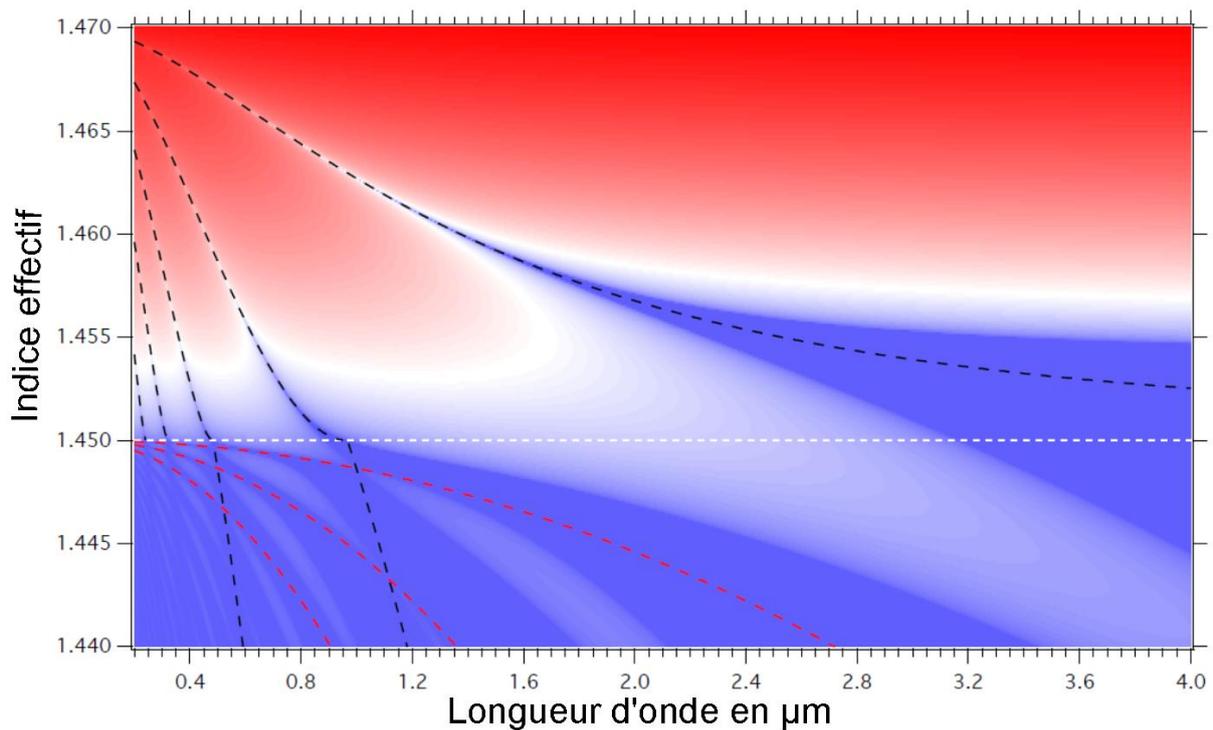


Figure 51: Diagramme de bande d'un réseau de Bragg plan, en bleu les bandes autorisées, en rouge les bandes interdites. Les couches de haut indice ont une épaisseur de $l_1= 1 \mu\text{m}$ et un indice de réfraction $n_1= 1.470$. Tandis que les épaisseurs de bas indice ont quant eux une épaisseur de $l_2=4 \mu\text{m}$ et indice de réfraction $n_2= 1.450$. Les courbes en pointillées bleus correspondent aux modes des zones de haut indice et les courbes en pointillées rouges correspondent aux modes des zones de bas indice, les deux calculs ont été faits par la méthode de l'ARROW.

2.4 Guide cylindrique

En 1978, Yeh et al [3] proposent quant à eux d'enrouler un miroir de Bragg sur lui-même de manière à former un guide cylindrique. Un tel guide peut être vu comme une fibre optique et est nommé « fibre de Bragg » (Figure 52). Moyennant que les propriétés du milieu constituant la partie centrale de la

fibre le permettent, les longueurs d'onde appartenant à la bande interdite photonique du réseau de la gaine (miroir de Bragg) seront confinées dans le cœur, car quasi-totalement réfléchies. Les auteurs ont aussi souligné la possibilité d'ajuster de façon assez fine les épaisseurs des différents anneaux de manière à impacter sur la pénétration de l'onde dans la gaine périodique. Ainsi ils proposent dès lors l'utilisation des fibres de Bragg comme « filtreur de mode ». Les conditions permettant le filtrage de mode, notamment des modes d'ordre supérieur seront explicitées dans les sections suivantes. Comme nous le découvrirons dans la suite de ce manuscrit, la possibilité de pouvoir filtrer les modes d'ordre supérieur via un ajustement précis des épaisseurs d'anneaux offre un degré de liberté supplémentaire en terme de réalisation de fibres monomode LMA en comparaison des fibres BIP 2D.

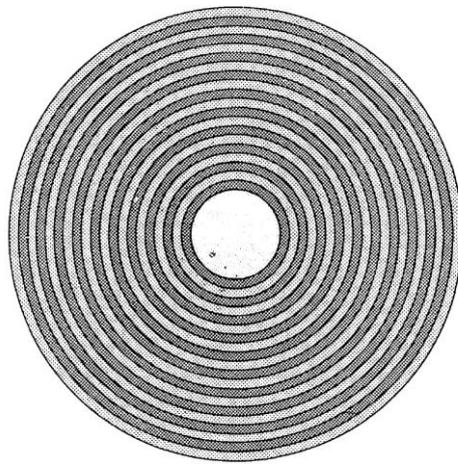


Figure 52 : Représentation schématique de la fibre de Bragg proposée par Yeh et al en 1978 [3].

Au final une fibre de Bragg peut être vue comme l'association d'un antiguide (défini dans la section suivante) et d'un miroir de Bragg tel que nous venons de le définir. Le profil d'indice d'un tel modèle est rapporté sur la Figure 53 ci-dessous.

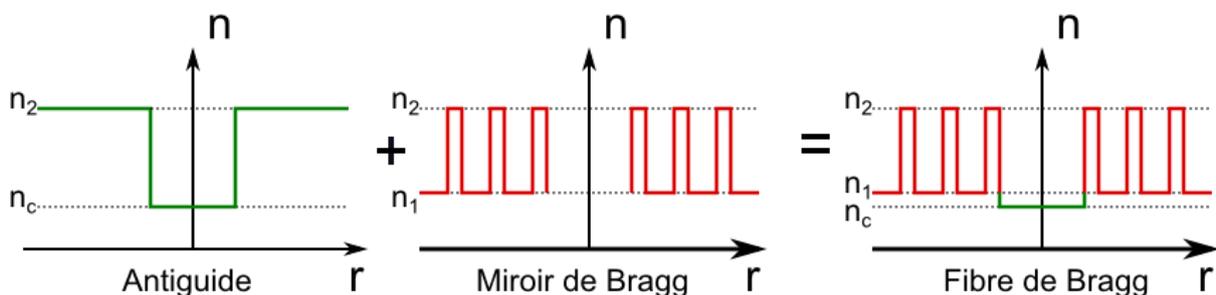


Figure 53 : Profil d'indice des différents éléments constituant une fibre de Bragg. La fibre de Bragg est vue comme la combinaison d'un antiguide et d'un miroir de Bragg.

2.5 Conditions Demi-onde / Quart d'onde en vue de la monomodalité

Une souplesse offerte par les fibres de Bragg en comparaison des autres fibres BIP est la possibilité de contrôler de façon précise l'épaisseur des anneaux de la gaine. Ainsi donc une discrimination ou non de la propagation d'un mode LP_{lm} de cœur est réalisable via un ajustement de la distance entre deux anneaux de haut indice de la gaine.

Dans la suite, nous nous placerons dans le cas où l'indice de réfraction du cœur est égal à l'indice de réfraction de l'anneau de bas indice ($n_2 = n_c$). Dans un tel cas, comme déjà énoncé plus haut, les bandes interdites sont définies uniquement par les $LP_{0,v}$ ($v \neq 0$) d'anneau de haut d'indice. Soit Δr la distance entre deux anneaux de haut indice ce qui équivaut donc à l'épaisseur de l'anneau de bas indice. Supposons l'existence d'un mode de cœur dont l'indice effectif à la longueur d'onde considérée se trouve dans la bande interdite photonique de la gaine. En faisant varier la valeur de Δr , deux cas figures sont possibles :

- $\Delta r = \frac{\pi r_c}{2u_{lm}}$. Dans ce cas, aucun mode d'anneau de bas indice n'est en parfaite résonance avec le mode LP_{lm} de cœur considéré. Nous sommes dans le cas d'une anti-résonance entre le mode de cœur considéré et tous les modes d'anneaux de bas indice. Dans ce cas de figure, le mode LP_{lm} considéré présente des pertes par confinement faible : il s'agit de la condition dite « Quart-d'onde » ou « Quarter Wave Stack » (QWS) [8][9].

- $\Delta r = \frac{\pi r_c}{u_{lm}}$. Dans ce cas, le mode LP_{lm} de cœur est en parfaite résonance avec les modes d'anneau de bas indice. Il s'en suit une augmentation des pertes du mode LP_{lm} de cœur. Il s'agit de la condition dite « Demie-d'Onde » ou « Half Wave Stack » (HWS)[9].

r_c représente le rayon de cœur de la fibre et u_{lm} la solution de l'équation de Bessel relative au mode LP_{lm} .

2.6 Quelques fibres de Bragg à grande aire effective

Dans cette partie, nous présenterons quelques fibres de Bragg à grande aire effective permettant de justifier le choix des fibres de Bragg pour l'obtention de fibre VLMA (MFD > 40 μm) et ELMA (MFD > 60 μm) monomodes à des longueurs d'onde situées dans la bande d'émission de l'Ytterbium.

En 2011 Aleshkina et al [10] ont rapporté la réalisation d'une fibre de Bragg passive dont le diamètre de mode vaut 33 μm à la longueur 1064 nm (Figure 54). Cette fibre de Bragg était toute solide et

garantissait un maintien de polarisation pour les longueurs d'onde comprise entre 1 μm et 1,4 μm , le taux d'extinction mesuré étant de 13 dB après une propagation sur 1,7 m de longueur de fibre. Les pertes rapportées à la longueur d'onde 1064 nm sont inférieures à 0,1 dB/m pour le mode fondamental et supérieures à 5 dB/m en ce qui concerne le mode LP₁₁. De tels résultats sont assez proches de notre critère de monomodalité défini au chapitre 1.

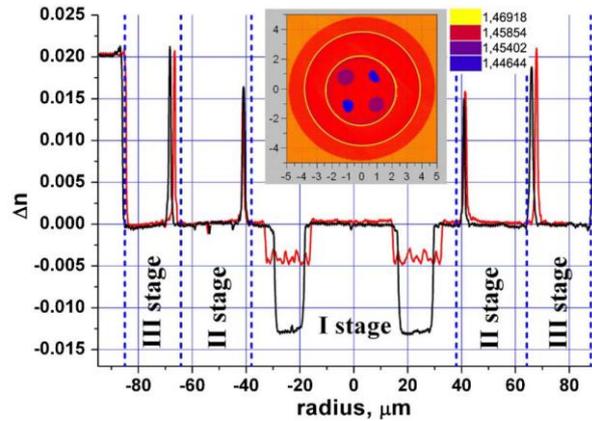


Figure 54 : Profil d'indice de réfraction pour la fibre proposée par Aleskhina et al. La mesure a été faite suivant deux directions perpendiculaires. En inset: profil tomographique de la préforme[10].

Par la suite, Gaponov et al [11] ont quant à eux, rapporté la réalisation d'une fibre de Bragg dont le cœur est dopé aux ions Ytterbium et dont le diamètre de cœur est de 40 μm (Figure 55). A la longueur d'onde 1064 nm le diamètre de mode a pour valeur 27 μm . Une efficacité laser de 81% a été observée pour cette fibre, permettant l'obtention d'une puissance de 100 W pour une plage de longueur d'onde émettant entre 1030-1090 nm [12]. Il faut noter que, là aussi, la fibre optique est toute solide et que de plus, des rayons de courbures de l'ordre de 7,5 cm étaient autorisés. Notons que dans le cas des deux fibres évoquées aucunes conditions demi-onde n'ont été appliquées.

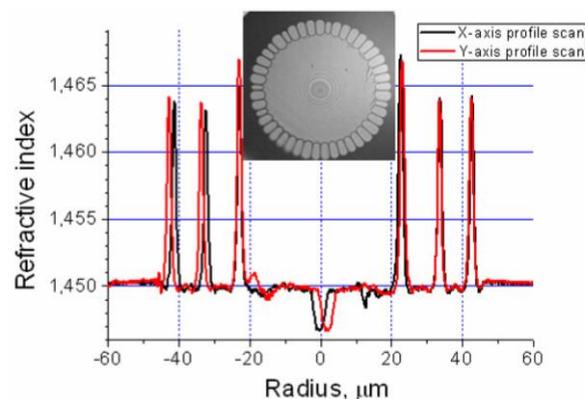


Figure 55 : Profil d'indice de réfraction de la fibre proposée par Gaponov et al. Mesure faite suivant deux axes perpendiculaires. En inset : Photo MEB de la fibre [11].

2.7 Limite des Fibres de Bragg

La gaine d'une fibre Bragg ne peut pas simplement être définie par le réseau plan équivalent compte tenu de la forme annulaire de la fibre. A cause de cette forme annulaire, les anneaux de haut indice permettent l'existence de modes $LP_{v\mu}$ ($v \neq 0, \mu = 1, 2, \dots$) de gaine (Figure 57. (a)) et dont les courbes d'indices effectifs se retrouvent dans la bande autorisée de la BIP de la fibre de Bragg [13] [14]. Ainsi donc, les fibres de Bragg, bien que considérées comme des fibres à bandes interdites photoniques dans la théorie, ne le sont pas dans la pratique. Une illustration de ce type de modes est proposée dans le cas d'une fibre de Bragg ayant un rayon de cœur de $25 \mu\text{m}$. Pour des valeurs de $\mu=1$ et 2 , les modes de gaines sont représentés pour $v \leq 40$ (Figure 56).

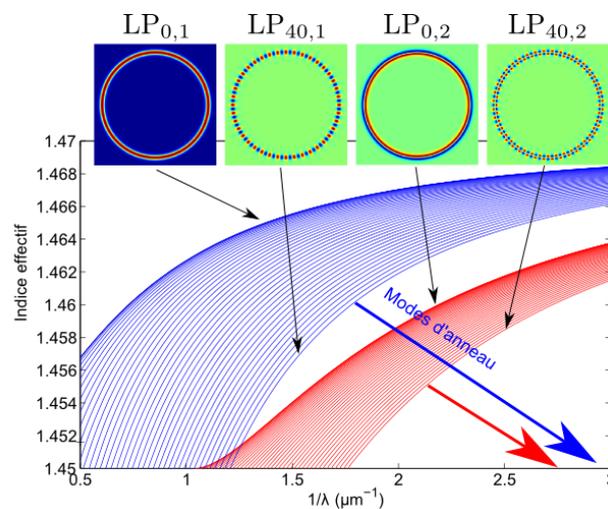


Figure 56: Indices effectifs des modes LP_{01} en courbe bleue et LP_{02} en courbe rouge délimitant les bords de bande de la 1^{ère} BIP dans le cadre d'une fibre de Bragg ayant un rayon de $25 \mu\text{m}$ et ayant une seule couronne de haut indice d'épaisseur $2 \mu\text{m}$. Il est démontré que des modes d'anneaux de haut indice ayant des valeurs v tel que $v > 0$ ont leur indice effectif qui se trouvent dans la 1^{ère} BIP. En inset, successivement : une représentation en puissance du mode LP_{01} d'anneau de haut indice, une représentation en champ des modes $LP_{40,1}$, $LP_{0,2}$, $LP_{40,2}$ d'anneau de haut indice.

Il existe donc un croisement des courbes d'indice effectif correspondant au mode fondamental de cœur et celles propres aux modes $LP_{v\mu}$ ($v \neq 0, \mu = 1, 2, \dots$) d'anneau de bas indice (Figure 57.(b)). Cependant le couplage entre deux modes ne peut se produire que sous deux conditions [14] :

- Un croisement entre les courbes d'indices effectifs des modes considérés
- Une intégrale de recouvrement non nulle entre les modes mis en jeu.

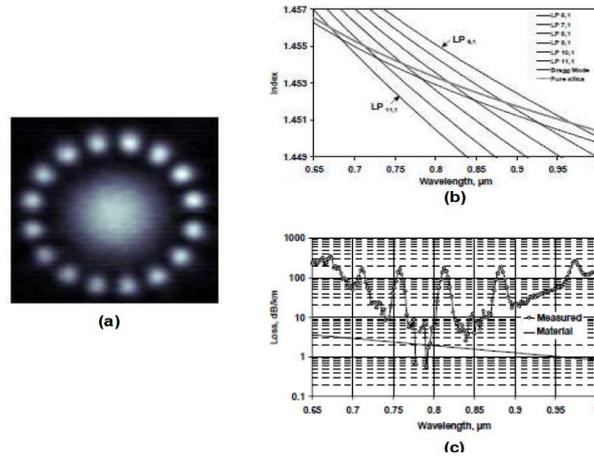


Figure 57: (a) Champ proche en sortie de fibre. (b) Courbes de dispersion entre modes de cœur et modes de gaine d'une fibre de Bragg. (c) Remontées de pertes à certaines longueurs dues au croisement des indices effectifs entre modes de cœur et modes de gaine sont révélées [14].

Comme le montre la Figure 57.(c), les courbes d'indices effectifs des modes $LP_{v\mu}$ ($v \neq 0, \mu = 1, 2, \dots$) croisent, à différentes longueurs, celles relatives aux modes de cœur de la fibre : ils remplissent donc la première condition pour un couplage. Ces modes $LP_{v\mu}$ ($v \neq 0, \mu = 1, 2, \dots$) n'ayant pas même nombre azimutal que le mode LP_{01} de cœur de la fibre ne peuvent se coupler avec lui. La seconde condition permettant l'obtention d'un couplage n'est pas remplie. Cela est sans compter les micro-courbures, les macro-courbures ou les imperfections de fabrication qui en modifiant le profil d'indice de la fibre permettent aux intégrales de recouvrement entre mode de cœur de la fibre de Bragg et modes $LP_{v\mu}$ ($v \neq 0, \mu = 1, 2, \dots$) de l'anneau de haut indices d'être non-nulles. Les deux conditions de couplage entre mode étant remplies des remontées de pertes sont observées aux longueurs d'onde de croisement des indices effectifs des différents modes précités (Figure 57.(c)) [14].

2.8 Pixellisation des fibres de Bragg

Afin de réduire l'existence des modes $LP_{v\mu}$ ($v \neq 0, \mu = 1, 2, \dots$) d'anneau de haut indice dans la bande interdite, une nouvelle génération de fibre de Bragg a été proposée par le PhLAM en 2010 [15] : il s'agit des « fibres de Bragg pixélisée » (PiBF). Les anneaux de haut indice de la gaine d'une fibre de Bragg Pixélisée sont discrétisés à l'aide d'inclusions circulaires de haut indice (Figure 58). Δr est la distance entre deux anneaux de haut indice, Λ pas du réseau, d le diamètre des inclusions et est égale à l'épaisseur des anneaux de haut indice d'une fibre de Bragg classique.

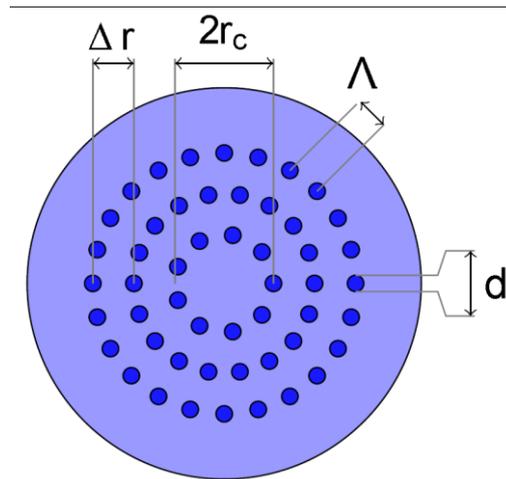


Figure 58: Schéma d'une fibre de Bragg pixélisée[15].

Dans l'étude qui suivra, nous nous focaliserons sur la 1^{ère} bande interdite photonique, mais il convient de noter que les conclusions faites pour la 1^{ère} BIP pourront être étendues aux autres bandes interdites photoniques. Soit N le nombre de plots constituant la première couronne de haut indice. Dans la suite de cette discussion, nous nous intéresserons aux supermodes issus du couplage des modes $LP_{l,m}$ de chaque plot de haut indice. Suivant la valeur de N deux cas sont possibles [16]:

- N est pair et dans ce cas la couronne de haut indice supporte $k(\frac{N}{2} + 1)$ supermodes.

- N est impair dans ce cas la couronne de haut indice supportent $k(N + 1)/2$ supermodes

Notons que $k = 1$ si $l = 0$ et $k = 2$ et $l \neq 0$.

Considérons une fibre de Bragg pixélisée « PiBF » de rayon de cœur $25 \mu\text{m}$ ayant une seule couronne de haut indice comportant 64 plots dont les diamètres valent $2 \mu\text{m}$. D'après les relations ci-dessus, les modes $LP_{0,1}$, LP_{11a} , et LP_{11b} vont conduire chacun à 33 supermodes guidés par la structure, ces modes sont représentés Figure 59. Les modes $LP_{0,1}$ et LP_{11a} sont représentés Figure 59 et peuvent être assimilés aux traditionnels modes $LP_{v,1}$ d'un anneau continu de haut indice et cela en raison de l'absence d'oscillation de champ dans la direction radiale. En revanche la famille des supermodes constituée par les modes LP_{11b} des plots de haut indice peut quant à elle être assimilée aux traditionnels modes $LP_{v,2}$ d'un anneau continu en raison de la présence d'oscillation de champs dans la direction radiale. Toujours sur la Figure 59 nous pouvons constater l'apparition d'une 1^{ère} BIP sera délimitée, d'une part par les supermodes $LP_{0,1}$ en opposition de phase de plots (plots ayant une différence de phase π entre 2 plots successifs) et, d'autre part, par les supermodes LP_{11b} avec des plots en phase (plots ayant une différence de phase nulle entre 2 plots successifs). Cette situation correspond au résultat que l'on pourrait obtenir avec un anneau et un nombre azimutal limitée à 32 [16].

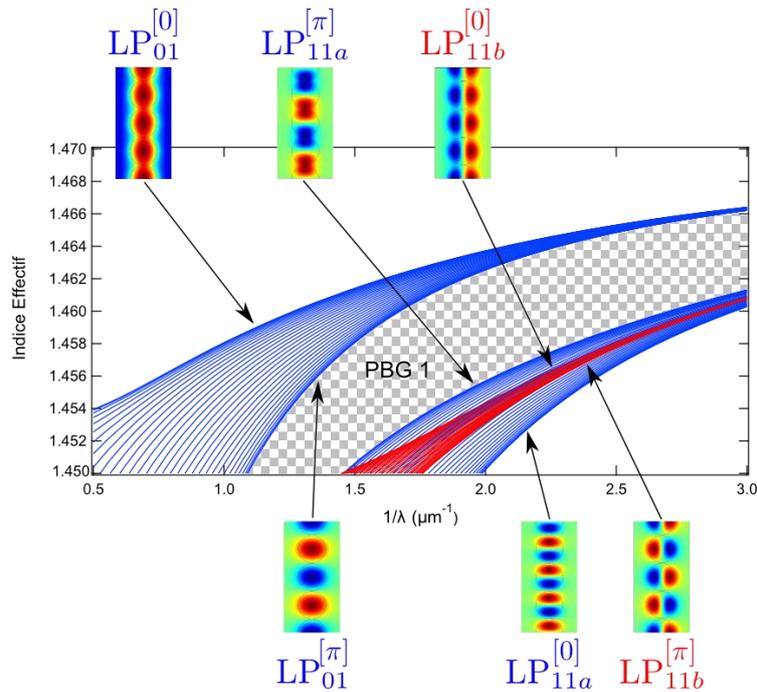


Figure 59 : Courbes d'indice effectif des supermodes LP_{0L} , LP_{11a} et LP_{11b} des plots de haut indice dans le cas d'une fibre de Bragg pixelisée ayant un rayon de cœur de $25 \mu\text{m}$ et dont la couronne de haut indice est composée de 64 plots ayant valeur de diamètre $2 \mu\text{m}$. Représentation des modes LP_{0L} , LP_{11a} et LP_{11b} : Grâce au principe de pixellisation, une vraie bande de transmission a été retrouvée et marquée par des damiers.

Cette nouvelle géométrie permet donc d'obtenir un vrai guidage par BIP en ce sens qu'elle limite la présence de modes de gaine dans la bande de transmission des modes de cœur (Figure 59). Baz et al [15] ont utilisé ce principe de pixelisation afin de réaliser une fibre LMA dont le diamètre de mode vaut $26 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde 1400 nm . La courbe de pertes rapportée pour ladite fibre montre clairement l'absence de remontée de pertes au sein de la 1^{ère} BIP validant ainsi expérimentalement le principe de la pixelisation des fibres de Bragg (Figure 60).

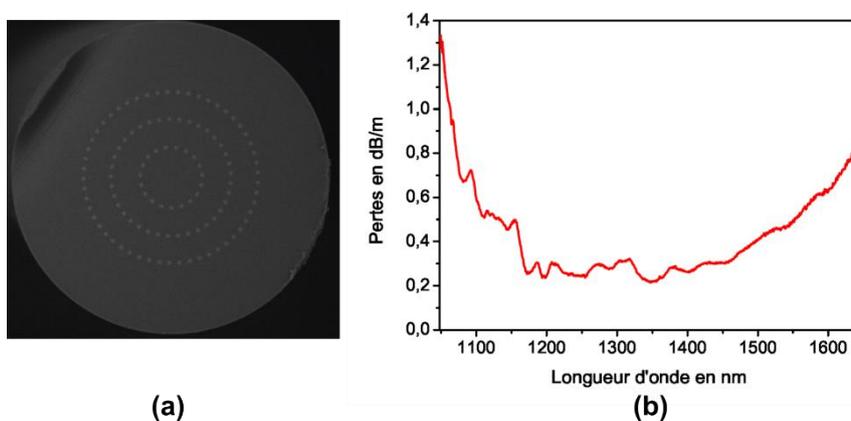


Figure 60 : (a) Photo MEB de la 1^{ère} réalisation d'une fibre de Bragg pixelisée. (b) Courbes de pertes ladite. Il est noté une absence de remontées de pertes au sein de la bande de transmission [15].

Conclusion

Au cours de ce chapitre, le principe de guidage propre aux fibres de Bragg a été décrit. Il a été rappelé que ces fibres, en comparaison aux fibres BIP à 2 dimensions offraient la possibilité de pouvoir augmenter les pertes des modes d'ordre supérieur via l'application de condition « demi-onde » pour ces modes. Un rappel historique des meilleures performances obtenues avec cette sous-famille de fibre BIP a été fait, montrant ainsi le potentiel de ces fibres dans le cas d'obtention de fibres LMA toute solide. Une des limites des fibres de Bragg que constitue la présence de modes d'anneaux de haut indice dans la bande interdite de transmission a été levée via la réalisation de fibres de Bragg à anneaux pixelisées. Au final la suppression des remontées de pertes au sein des fenêtres de transmission grâce à la discrétisation des anneaux de haut indice couplée à la bonne discrimination des modes d'ordre supérieur via l'application de condition « demi-onde » justifient le choix de cette sous-famille de fibre BIP pour la réalisation de fibre LMA et VLMA.

Bibliographie :

- [1] E. A. Marcatili and R. A. Schmelzter, "Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers.," *Bell Syst. Tech. J.*, no. 5, pp. 1783–1809, 1964.
- [2] J.-L. Archambault, R. J. Black, S. Lacroix, and J. Bures, "Loss calculations for antiresonant waveguides," *J. Light. Technol.*, vol. 11, no. 3, pp. 416–423, 1993.
- [3] P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, "Theory of Bragg fiber," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 68, no. 9, p. 1196, 1978.
- [4] A. Y. Cho, A. Yariv, and P. Yeh, "Observation of confined propagation in Bragg waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 30, no. 9, pp. 471–472, 1977.
- [5] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, N. M. Litchinitser, and B. J. Eggleton, "Resonance and scattering in microstructured optical fibers.," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 22, pp. 1977–1979, 2002.
- [6] C. Baskiotis, "Thèse: Modélisations, réalisations et évaluations de fibres de bragg à grande aire effective," Université Lille 1, 2011.
- [7] N. M. Litchinitser, S. C. Dunn, B. Usner, B. J. Eggleton, T. P. White, R. C. McPhedran, and C. M. de Sterke, "Resonances in microstructured optical waveguides.," *Opt. Express*, vol. 11, no. 10, pp. 1243–1251, 2003.
- [8] S. Ghosh, S. Dasgupta, R. K. Varshney, D. J. Richardson, and B. P. Pal, "Design of a Bragg fiber with large mode area for mid-infrared applications.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 22, pp. 21295–304, 2011.
- [9] D. Jain, C. Baskiotis, and J. K. Sahu, "Mode area scaling with multi-trench rod-type fibers.," *Opt. Express*, vol. 21, no. 2, pp. 1448–1455, 2013.
- [10] S. S. Aleshkina, M. E. Likhachev, A. D. Pryamikov, D. A. Gaponov, A. N. Denisov, M. M. Bubnov, M. Y. Salganskii, A. Y. Laptev, A. N. Guryanov, Y. A. Uspenskii, N. L. Popov, and S. Février, "Very-large-mode-area photonic bandgap Bragg fiber polarizing in a wide spectral range.," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 18, pp. 3566–8, 2011.
- [11] D. A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, and A. N. Guryanov, "Management of the high-order mode content in large (40 micron) core photonic bandgap Bragg fiber laser.," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 13, pp. 2233–2235, 2010.
- [12] D. A. Gaponov, P. Roy, and S. Février, "100 W from a Photonic Bandgap Bragg Fiber Laser," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2010, p. CTuC4.
- [13] J. Marcou and S. Février, "Comments on the analysis of a weakly guiding doubly clad dielectric optical fiber with an annular core," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 38, no. 3, pp. 249–254,

2003.

- [14] S. Février, R. Jamier, J.-M. Blondy, S. L. Semjonov, M. E. Likhachev, M. M. Bubnov, E. M. Dianov, V. F. Khopin, M. Y. Salganskii, and a N. Guryanov, "Low-loss singlemode large mode area all-silica photonic bandgap fiber.," *Opt. Express*, vol. 14, no. 2, pp. 562–569, 2006.
- [15] A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated high-index ring Bragg fibers," *Opt. Express*, vol. 20, no. 17, p. 18795, 2012.
- [16] O. Vanvincq, J. P. Yehouessi, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated Bragg fibers : bandgap guiding , generalized half-wave stack condition , and application to large mode area fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, no. 9, pp. 1986–1992, 2015.

3 Conception et réalisation d'une fibre de Bragg Large Mode Area (LMA) Flexible

Introduction

Le chapitre 1 nous a permis d'énoncer le problème lié aux fibres LMA pour application au laser intense, un cahier des charges a pu être défini. En réponse à ce cahier des charges, une famille de fibre (notamment les fibres BIP toutes solides) a pu être identifiée comme étant la solution aux problèmes posés. Aussi dans cette famille nous avons isolé les fibres de Bragg comme les plus adaptées pour l'obtention de fibre LMA flexible moyennant tout de même l'application d'une pixelisation des anneaux de haut indice pour réduire le nombre de modes de gaines se retrouvant dans les bandes de transmission. Ces travaux font suite à ceux réalisées par Assaad Baz [1] lors de sa thèse et dont l'objet était de réaliser une fibre à grande aire effective monomode en basant sur la famille de fibre de Bragg Pixelisée [2] présentée au chapitre précédent. Toujours dans le but de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires, nous simulons une fibre LMA ayant pour diamètre de mode de $40\ \mu\text{m}$ aux longueurs d'onde d'émission laser de l'ion Ytterbium ceci en réponse aux cahiers des charges définis au chapitre 1. Aussi, cette fibre ayant vocation à servir au transport de puissance laser, une attention particulière sera portée sur pertes par courbure.

3.1 Choix de la géométrie de la fibre

3.1.1 Choix de l'ordre de la bande interdite

Dans un premier temps il est nécessaire de fixer une bande de transmission pour la fibre. En nous basant sur les travaux de Vincent Pureur [3] il apparaît clairement que les BIP paires (2, 4, 8 etc...) présentent une plus forte sensibilité aux courbures comparativement aux BIP impaires. Par conséquent, les BIP paires ne seront pas retenues pour la suite. Voulant réaliser une fibre destinée au transport de puissance aux longueurs d'onde d'émission de l'ytterbium il est nécessaire de s'assurer de l'existence de larges bandes de transmission (900-1100 nm). De ce fait les BIP impaires d'ordre supérieur à 3 ne seront pas retenues pour la suite car elles offrent des bandes de transmission inférieures à 100 nm, typiquement un fonctionnement dans la 5^{ème} BIP impliquerait une fenêtre de transmission de largeur 92 nm.

Sur la base des conclusions précédentes les BIP 1 et 3 sont donc retenues pour la suite. Afin d'effectuer un choix entre les BIP 1 et 3 nous simulons deux fibres ayant les mêmes paramètres opto-géométriques. En nous basant sur les travaux d'Assaad Baz et de Vincent Pureur, nous fixons dans un premier temps le rapport d/Λ à une valeur égale à 0,5; il s'agit d'une valeur de rapport d/Λ historiquement utilisée lors des précédentes réalisations de fibres BIP. Les plots de haut indice composant la couronne de haut indice ont un profil parabolique avec un maximum à 30×10^{-3} . Les rayons des premières couronnes sont fixés de manière à obtenir le diamètre de mode de $40\ \mu\text{m}$ fixé par le cahier des charges. Les rayons des secondes couronnes composant les anneaux de haut indice

sont définies arbitrairement de manière à avoir les mêmes paramètres opto-géométriques pour les deux fibres. Le nombre de plots composant les couronnes sont définies en fonctions des rayons de couronnes et des rayons des plots.

	Ordre de la BIP	Rayon Couronne 1 RC (1)	Rayon Couronne 2 RC (2)	Nombre de plots couronne 1	Nombre de plots couronne 2	Rayon plots de germanium
Fiber A	1 ^{ère}	23,94 μm	43,01 μm	25	45	1,5 μm
Fiber B	3 ^{ème}	23,66 μm	42,10 μm	10	18	3,655 μm

Tableau 3 : Tableau récapitulant les paramètres opto-géométriques des fibres simulées dans le cadre du choix de la BIP

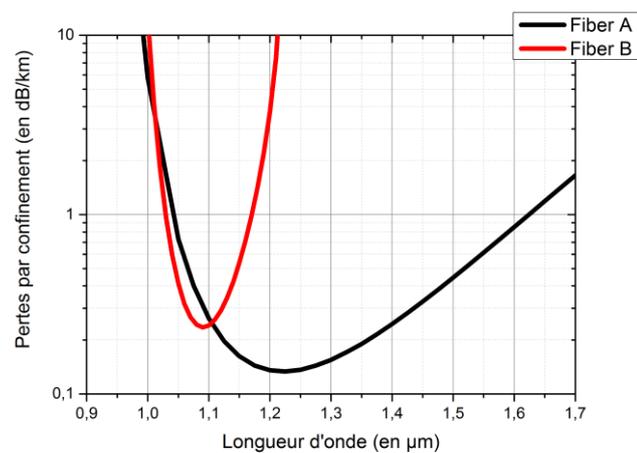


Figure 61: Courbe de pertes des fibres A (longueur d'onde égale à 1050 nm se trouve dans la 1^{ère} BIP) et B (longueur d'onde égale à 1050 nm se trouve dans la 3^{ème} BIP)

Sur la Figure 61 sont reportées les pertes par confinement du mode fondamental LP_{01} dans le cas des fibres A et B. La fibre A présente les plus faibles pertes par confinement comparativement à la fibre B cela s'explique par les tailles des rayons de cœur des deux fibres. Le rayon de cœur de la fibre A est plus grand que le rayon de cœur de la fibre B, ce qui implique une plus grande aire effective pour la fibre A et par conséquent de plus faibles pertes par confinement. Dans le cas de la fibre A, le minimum des pertes est 0,13 dB/km, tandis que dans le cas de la fibre B le minimum des pertes pour le mode

fondamental est 0,23 dB/km. Un fonctionnement dans la 1^{ère} BIP offre une bande de transmission supérieure à 700 nm tandis qu'un fonctionnement dans la 3^{ème} BIP avec les paramètres fixés plus n'offre qu'une plage de transmission de 200 nm. En conclusion, outre l'avantage d'offrir une large bande de transmission, le fonctionnement dans la 1^{ère} BIP permet donc de minimiser les pertes pour le mode fondamental. Un fonctionnement dans la 1^{ère} BIP sera donc retenu pour la suite.

3.1.2 Détermination de la valeur d/λ à utiliser

L'ordre de la BIP étant fixé, il convient ensuite de déterminer la valeur du rapport d/λ à utiliser de façon à minimiser les pertes du mode fondamental tout en maximisant les pertes des modes d'ordre supérieur. Pour cela diverses structures de fibres de Bragg ayant une seule couronne de haut indice et dont les valeurs du rapport d/λ des plots de haut indice sont compris entre 0,2 à 0,8.

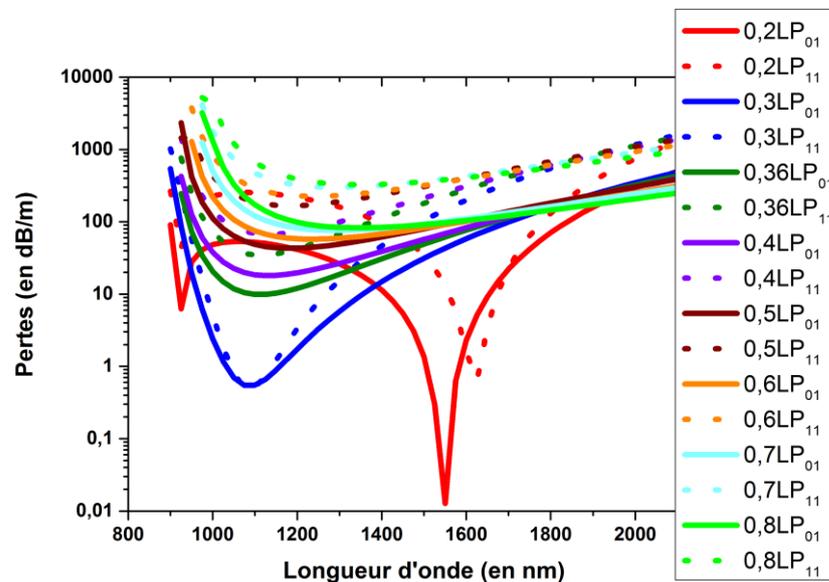


Figure 62: Courbe de pertes des modes LP_{01} et LP_{11} dans le cas d'une variation de la valeur du d/λ . Les valeurs de d/λ allant de 0,2 à 0,8.

La Figure 62 révèle que pour des rapports d/λ très faibles nous observons à certaines longueurs d'onde une forte diminution des pertes des différents modes. Ces fortes diminutions subites des pertes peuvent s'apparenter à des couplages entre modes de cœur et modes de plot de haut indice, néanmoins nous n'avons pas pu déterminer de façon précise l'origine de ces couplages. L'apparition de ces pics de résonances entraîne pour certaines longueurs d'onde, une diminution des pertes pour le mode LP_{11} . Il arrive même que les pertes du mode LP_{11} soient égales à celles du mode LP_{01} (cas pour le rapport d/λ de l'ordre de 0,3). Ainsi, pour de telles valeurs du paramètre d/λ , nous aurons un comportement multimode. Au fur à mesure que les rapports d/λ croissent, nous observons une augmentation des pertes des différents modes. Nous choisissons donc la valeur d/λ qui nous offre de

faibles valeurs de pertes par confinement pour le mode fondamental tout en interdisant l'apparition de ces pics de résonances cités plus haut. Ainsi donc la valeur $d/\Lambda = 0,36$ est retenue pour la suite.

3.1.3 Condition Demi-onde LP_{11}

Une fibre de Bragg ayant trois couronnes de haut indice pixélisées dont le rayon de cœur est de $48,5 \mu\text{m}$ est simulée. Un profil parabolique avec une différence d'indice de 30×10^{-3} est retenu pour les plots composant la couronne de haut indice. Cette géométrie de fibre étant destinée aussi bien à la génération ou au transport de puissance laser, nous nous assurons que les longueurs d'onde usuelles de l'industrie ($1 \mu\text{m}$ pour l'ion Ytterbium, $1,55 \mu\text{m}$ pour l'Erbium) se trouvent dans des bandes de transmission de la fibre. Ainsi le rayon des plots de germanium est fixé à $1,67 \mu\text{m}$. Le rapport d/Λ a pour valeur $0,36$ ce qui fixe le nombre de plots de la 1^{ère} couronne à 16 plots, celui de la 2^{ème} couronne à 29 et la 3^{ème} couronne à 43. Le matériau de cœur et celui des anneaux de bas indice est considéré comme étant de la silice pure. Comme dans le cas la précédente fibre de Bragg pixélisée (travaux d'Assaad Baz) l'épaisseur des anneaux de bas indice est définie de façon à maximiser les pertes du mode LP_{11} . Pour cela une condition demi-onde appliquée au mode LP_{11} est utilisée pour définir l'épaisseur des anneaux de bas indice. Cette épaisseur est fixée à $16,17 \mu\text{m}$ (voir Figure 63).

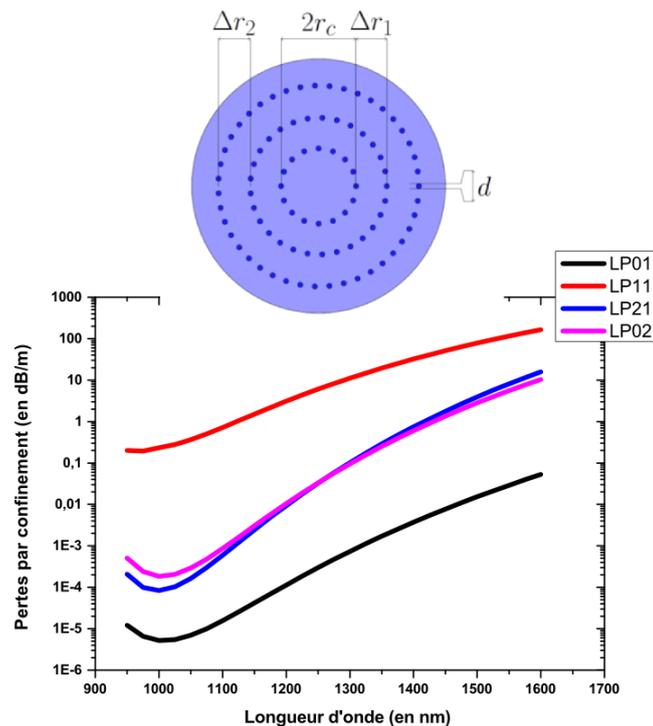


Figure 63: Au-dessus : Structure fibre de Bragg ayant diamètre de mode $48,5 \mu\text{m}$; les épaisseurs des deux anneaux de bas indice sont définies par des conditions demi-onde appliquées au mode LP_{11} . En dessous : Courbes de pertes des 4 premiers modes d'ordre supérieur en fonction de la longueur dans le cas de la fibre de Bragg représentée au-dessus.

La Figure 63 rapporte les pertes des 4 premiers modes de la fibre de Bragg simulée. Nous pouvons constater de faibles pertes par confinement pour le mode fondamental. Une bonne réjection du LP₁₁ comparativement aux autres modes est clairement rapportée, et est attribuée à la double condition demi-onde utilisée pour définir l'épaisseur des deux anneaux de bas indice. A la longueur d'onde 1100 nm les pertes de ce mode sont estimées par calcul à une valeur de 0,72 dB/m. Les modes LP₂₁ et LP₀₂ ne voient pas leur propagation affectée par un quelconque effet de résonance, il s'en suit de faibles pertes pour les deux modes. Pour le mode LP₂₁ les pertes sont estimées à $5,94 \times 10^{-4}$ dB/m tandis qu'elles valent $8,66 \times 10^{-4}$ dB/m pour le mode LP₀₂. Nous définissons le rapport $\alpha_{\text{HOM/LP01}}$ comme étant le rapport de pertes entre le mode d'ordre supérieur présentant les plus faibles pertes et le mode fondamental. Dans ce cas, ce rapport à la longueur d'onde 1100 nm vaut 38. En se basant sur le critère de monomodalité que nous nous sommes fixés au chapitre 1, une telle fibre exhiberait un comportement multimode en pratique. Ce critère stipulait entre autres que les pertes des modes d'ordre supérieur devaient supérieures à 10 dB/m. Les résultats expérimentaux seraient semblables à ceux reportés par Assaad Baz durant sa thèse dans le cadre de la réalisation de la première fibre de Bragg pixélisée.

3.1.4 Double condition demi-onde LP₁₁ et LP₂₁₋₀₂

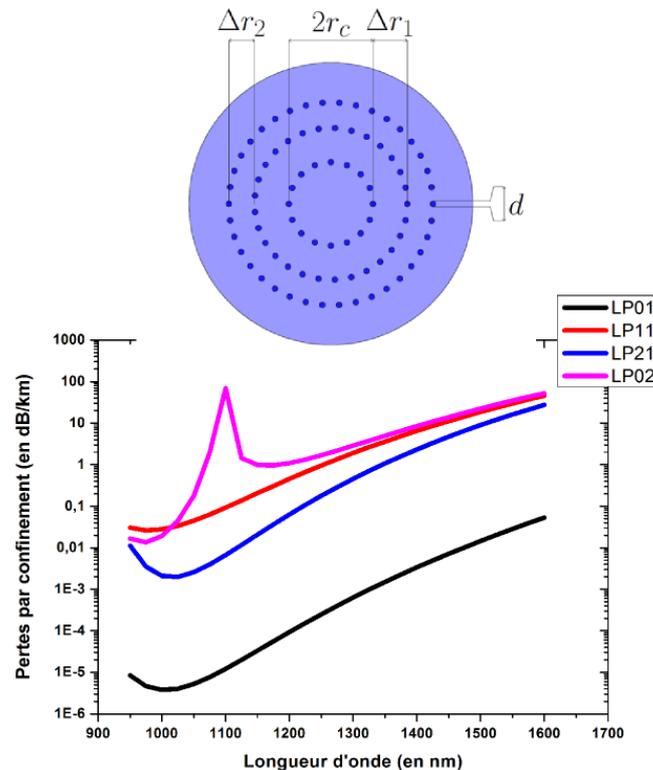


Figure 64: Au-dessus: Structure d'une fibre de Bragg pixélisée ayant une double condition demi-onde, l'épaisseur du premier anneau de bas indice est définie par une condition demi-onde appliquée au mode LP₁₁, l'épaisseur du second anneau de bas indice est définie par une condition demi-onde appliquée au mode LP₂₁₋₀₂. En dessous : Courbes de pertes des 4 premiers modes d'ordre supérieur en fonction de la longueur dans le cas de la fibre de Bragg représentée au-dessus.

Afin d'augmenter les pertes des modes LP_{21-02} , la structure de gaine doit donc être modifiée. Ainsi l'épaisseur du second anneau de bas indice est désormais fixée à $10,19 \mu\text{m}$ ce qui équivaut à une condition demi-onde appliquée au mode LP_{21-02} . Le nombre de plots de la troisième couronne est alors fixé à 38 (voir Figure 64). L'épaisseur du premier anneau, quant à elle reste inchangée par rapport au cas précédent. Il s'en suit d'après les résultats de simulations que les pertes du mode LP_{11} sont plus basses par rapport au cas précédent. Ainsi à la longueur d'onde 1100 nm , ainsi elles augmentent de $0,093$ à $0,72 \text{ dB/m}$. Les pertes des modes LP_{21-02} connaissent un fort accroissement. Ainsi, toujours à 1100 nm elles passent de $8,7 \cdot 10^{-4}$ à $68,9 \text{ dB/m}$ pour le mode LP_{02} . Le différentiel de pertes entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur passe ainsi à 3 ordres de grandeur alors que dans le cas précédent il était limité à 1 ordre de grandeur. A la longueur d'onde 1100 nm , les pertes du mode fondamental sont égales à $1,21 \cdot 10^{-5} \text{ dB/m}$, les pertes du mode LP_{11} sont égales à $0,093 \text{ dB/m}$ et le rapport $\alpha_{LP_{11}/LP_{01}} \approx 7643$. Il est intéressant de noter que la courbe de pertes du mode LP_{02} (Figure 64 courbe en couleur rose) montre un pic de perte dû à une résonance entre le mode LP_{02} de cœur et le mode d'anneaux LP_{01} du second anneau. La Figure 65 est la représentation en intensité et en champ du mode LP_{02} de cœur et le mode de gaine LP_{01} du second anneau de bas indice. La représentation en champ du mode LP_{02} de cœur nous montre que ce mode a une répartition d'énergie dans le second anneau de bas indice mais garde une forte localisation dans le cœur. Les figures (c) et (d) représentant (en intensité et en champ) le mode LP_{01} du second anneau de bas indice nous montrent que ce mode à une répartition de son énergie dans le cœur mais garde une forte localisation dans la gaine. Ce type de comportement est typique du couplage entre ces deux modes loin de la zone de pic de résonance.

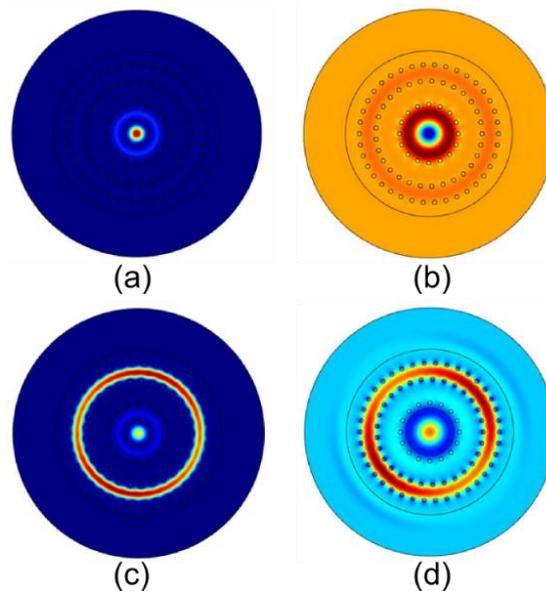


Figure 65: Représentation du mode LP_{02} de cœur à la longueur 1050 nm (a) en intensité (b) en champ. Toujours à la longueur d'onde 1050 nm représentation du mode LP_{01} du second anneau de bas indice (c) en intensité (d) en champ.

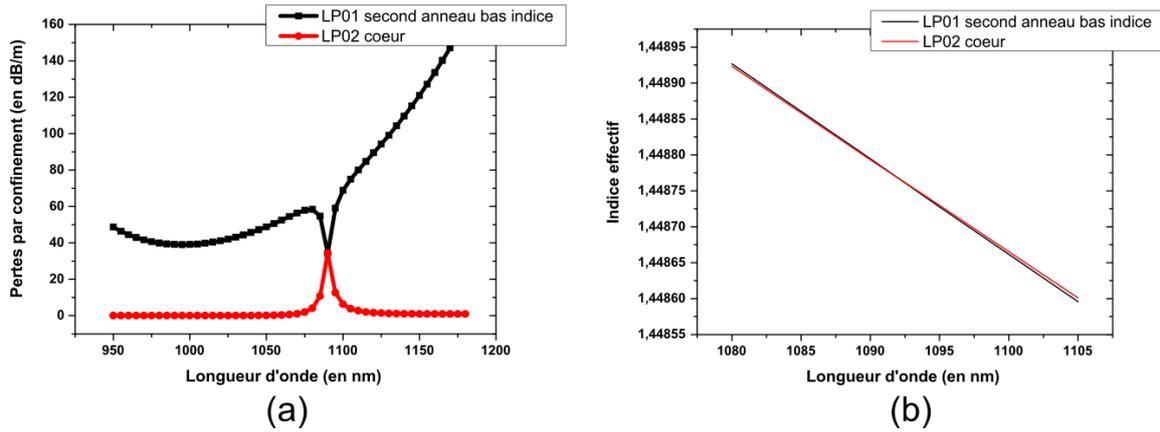


Figure 66: Dans le cas de la fibre de Bragg illustrée Figure 64 sont représentées pour le mode LP_{02} de cœur et le mode LP_{01} du second anneau de bas indice (a) Courbes de pertes. (b) Courbes d'indices effectifs.

Lorsque nous analysons l'évolution des pertes des modes LP_{02} de cœur et LP_{01} du second anneau de bas indice un croisement des courbes de pertes est observé à la longueur d'onde 1092,5 nm (Figure 66. (a)). Ce croisement des courbes de pertes à la longueur d'onde 1092,5 nm se traduit aussi par un croisement des courbes d'indice effectif des deux modes à la longueur d'onde mentionnée plus haut (Figure 66. (b)). Aussi la représentation en intensité et en champ (Figure 67) de ces différents modes nous montre clairement qu'aux environs de cette longueur d'onde une équi-répartition de l'énergie dans le cœur et le second anneau de bas indice est obtenue. De plus, à cette longueur d'onde de résonance il est difficile de distinguer ces deux modes (Figure 67).

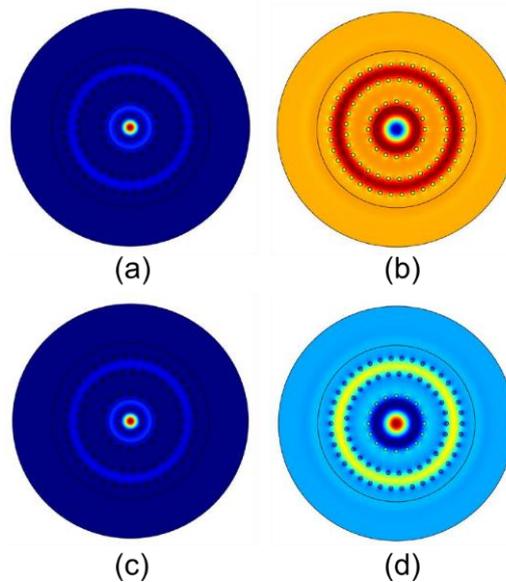


Figure 67: Représentation du mode LP_{02} de cœur à la longueur d'onde de 1090 nm (a) en intensité (b) en champ. Représentation du mode LP_{01} du second anneau de bas indice toujours à la longueur d'onde 1090 nm (c) en intensité (d) en champ.

3.1.5 Vers l'hétérostructuration

Toujours dans le but de s'assurer d'un comportement monomode, une hétérostructuration de la gaine est réalisée en retirant certains plots de haut indice des couronnes pixélisées. L'objectif de cette hétérostructuration est de créer des ponts permettant aux modes d'ordre supérieur de fuir du cœur et de s'échapper à travers à la gaine tout en conservant les pertes du mode fondamental assez faibles. Une étude paramétrique de l'hétérostructuration est effectuée (Figure 68). Au cours de cette étude paramétrique seuls les modes LP_{01} et LP_{11} seront étudiés et nous supposons donc que les résultats obtenus pour le mode LP_{11} s'appliquent aussi aux autres modes d'ordre supérieur, ce point sera vérifié sur la géométrie la plus aboutie. Dans un premier temps nous fixons la symétrie d'hétérostructuration de la première couronne à une symétrie $\pi/2$ car elle permet une fuite efficace du mode LP_{11} suivant les quatre points cardinaux et quelques soient sa dégénérescence. Les Figures (a) et (b) représentent une hétérostructuration de symétrie $\pi/2$ de la première couronne de haut indice. La structure (b) a simplement subi une rotation de 45° par rapport à la structure (a). Dans le cas de la structure (b) on aurait pu supposer une diminution des pertes des modes LP_{11} en raison d'un probable défaut de fuite des lobes du mode LP_{11} . Or dans les deux cas les courbes de pertes obtenues sont identiques ce qui prouve la robustesse de la symétrie d'hétérostructuration $\pi/2$. En effet pour ces deux structures les pertes du mode fondamental sont égales $3,95 \times 10^{-5}$ dB/m et les pertes du mode LP_{11} sont égales $16,25 \times 10^{-3}$ dB/m, le rapport $\alpha_{LP_{11}/LP_{01}} \approx 411$. Le différentiel de pertes entre le fondamental et le mode LP_{11} est 2 ordres de grandeur. A cette étape il apparaît clairement que l'hétérostructuration est défavorable car elle augmente les pertes du mode fondamental ($1,213 \times 10^{-5}$ dB/m dans le cas précédent) sans pour autant augmenter les pertes du HOM. Par rapport au cas représenté sur la Figure 64 le différentiel de pertes passe de 3 ordres de grandeur à 2 ordres de grandeur. Néanmoins nous procédons à une hétérostructuration de la seconde couronne de haut indice tout en maintenant la première couronne hétérostructurée. La symétrie d'hétérostructuration de la seconde couronne est une symétrie quasi- $\pi/2$. La structure illustrée ainsi sur la figure (c) est obtenue par un retrait de 4 plots, celle de la figure (d) par un retrait de 8 plots, celle de la figure (e) par un retrait de 12 plots. Le différentiel de pertes entre le mode fondamental et le mode LP_{11} à 1100 nm pour les structures (c) et (d) est de 3 ordres de grandeur et de 2 ordres de grandeur pour la structure (e). La valeur du rapport $\alpha_{LP_{11}/LP_{01}}$ atteint 11 426 dans le cas (c), 45 545 dans le cas (d) et 6 395 dans le cas (e). Pour les structures illustrées sur les figures (c) et (d) les pertes du mode fondamental sont sensiblement les mêmes, par contre le retrait de 8 plots au lieu de 4 plots affectera plus les pertes du mode LP_{11} qui passeront de 0,5 dB/m (structure (c)) à 1,5 dB/m (structure (d)).

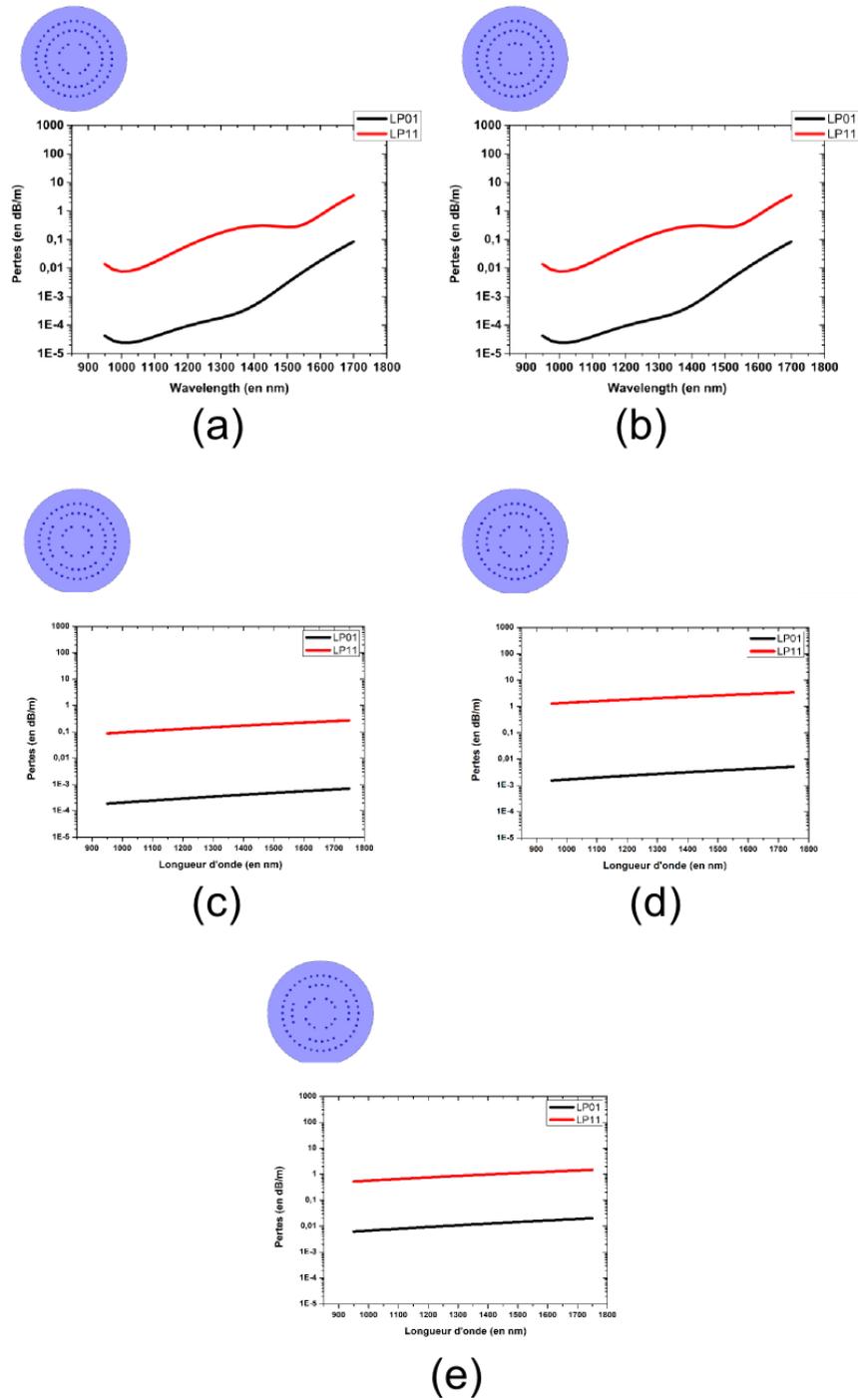


Figure 68: Représentation des courbes de pertes des modes LP_{01} et LP_{11} de coeur : (a) hétérostructuration de la première couronne suivant une symétrie $\pi/2$ avec des défauts de 1 plot, (b) rotation suivant 45° de la structure (a). Structure (a) reprise avec une hétérostructuration de la 2nde couronne suivant une symétrie quasi- $\pi/2$ avec un retrait de (c) 4 plots (d) 8 plots (e) 12 plots.

Le passage de la structure (d) à la structure (e) affectera plus les pertes du mode fondamental qui passeront de $3,34 \cdot 10^{-5}$ dB/m à $1,72 \cdot 10^{-4}$ dB/m tandis que les pertes du mode LP_{11} sont sensiblement les mêmes, ils passeront de 1,5 dB/m à 1,1 dB/m. Dans le cadre de la structure (e) cette augmentation des pertes du mode fondamental, expliquera la baisse du rapport. Dans la suite, nous conserverons la

structure (d) car elle maximise les pertes des modes d'ordre supérieur tout en minimisant les pertes du mode fondamental. Si il est vrai que cette structure nous offre le meilleur différentiel de pertes entre le mode fondamental et le mode LP₁₁, il est important de noter que les pertes du mode LP₁₁ restent assez faibles (<1,50 dB/m) : une telle fibre serait probablement multimode dans le cas pratique.

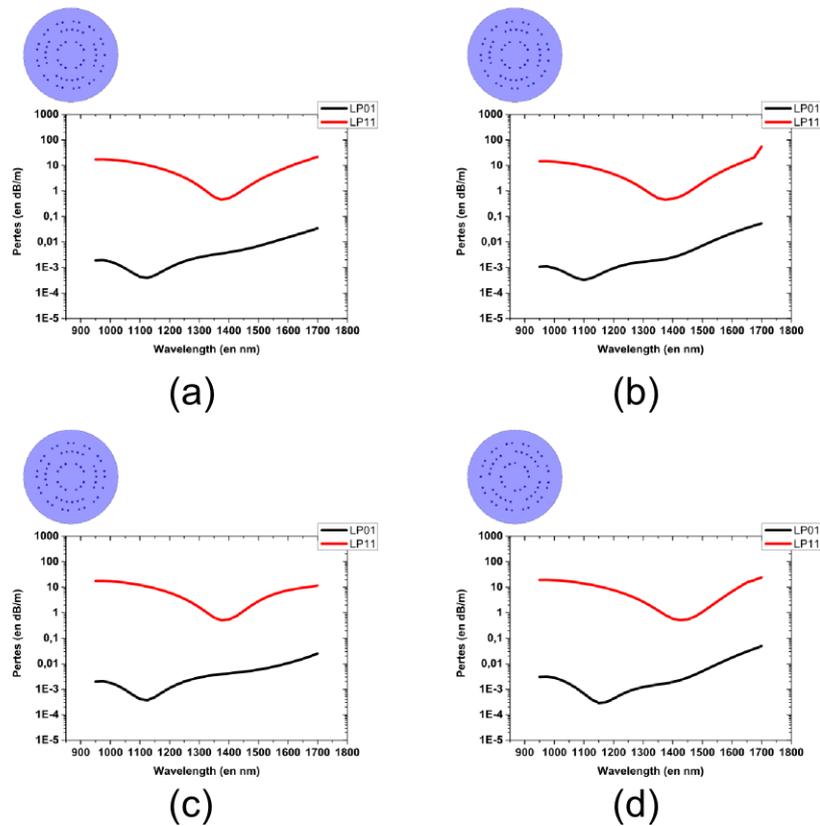


Figure 69: Structure de fibre de Bragg ayant 3 couronnes de haut indice, 1^{ère} couronne ayant une hétérostructuration suivant une symétrie $\pi/2$ avec des défauts de 4 plots, 2^{ème} couronne ayant une hétérostructuration suivant une symétrie quasi- $\pi/2$ avec des défauts de 8 plots, 3^{ème} couronne ayant une hétérostructuration suivant une symétrie quasi- $\pi/8$ avec des défauts de 12 plots (a) structure initiale (b) rotation de la 3^{ème} couronne d'un plot par rapport à la structure initiale (c) rotation de la 3^{ème} couronne de deux plots par rapport à la structure initiale (d) rotation de 180 degré de la 3^{ème} couronne et 45 degré de la 1^{ère} et 2^{ème} couronne par rapport à la structure initiale.

Dans le but d'augmenter les pertes des modes supérieurs afin de garantir un comportement monomode en pratique, une hétérostructuration de la 3^{ème} couronne de haut indice est effectuée suivant une symétrie quasi $\pi/4$ cela afin d'affecter au mieux le maximum de modes d'ordre supérieur et leur dégénérescence. Avec cette nouvelle symétrie à la longueur d'onde 1100 nm les pertes du mode fondamental sont égales à $4,314 \times 10^{-4}$ dB/m cela préfigure de faibles pertes dans le cas d'une réalisation, les pertes du mode LP₁₁ quant à elles toujours à la longueur d'onde 1100 nm sont égales 11,85 dB/m ce qui assurera le non guidage de ce mode dans un cadre pratique. Afin de vérifier la robustesse de notre structure nous simulons les structures représentées sur les (b) et (c) qui représentent simplement une rotation de la 3^{ème} couronne. Nous démontrons que malgré ces rotations

les pertes des modes LP_{01} et LP_{11} sont identiques à celle de la structure initiale (a). Toujours afin de tester la robustesse de notre design, nous simulons la figure (d) où les 3 couronnes de haut subissent divers rotations par rapports à la structure initiale. Là aussi les pertes des différents modes restent sensiblement égales aux pertes des modes de la structure initiale.

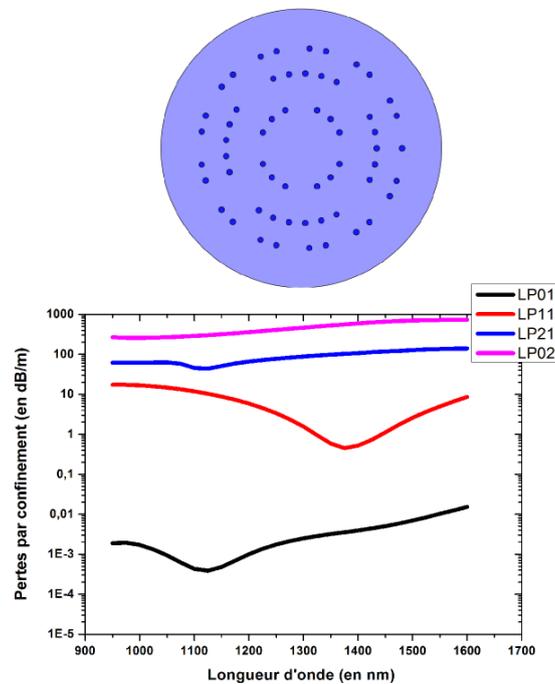


Figure 70: Au-dessus : Structure finale choisie. En-dessous : courbes de pertes des 4 premiers modes d'ordre supérieur

Afin d'étendre les conclusions précédentes à l'ensemble des modes d'ordre supérieur les courbes de pertes des 4 premiers modes pour la structure finale retenue sont rapportées sur la Figure 70. Comme rapporté précédemment les pertes du mode fondamental augmentent ($4 \cdot 10^{-4}$ dB/m) à $1,1 \mu\text{m}$ mais restent tout de même assez faibles laissant présager une propagation de ce mode dans le cas d'une réalisation. Les pertes des HOM subissent aussi une augmentation importante, avec des pertes supérieures à 10 dB/m aux longueurs d'onde d'émission de l'ytterbium (900-1100 nm).

En conclusion, nous avons convergé vers une structure présentant de faibles pertes pour le mode fondamental mais générant des pertes élevées pour les modes d'ordre supérieur ce qui induirait un comportement monomode en pratique.

3.2 Fabrication et caractérisation

Dans le but de valider ces différentes prédictions la fibre de Bragg non-hétérostructurée nommée A et la fibre de Bragg hétérostructurée nommée B sont réalisées par la méthode traditionnelle nommée : « Assemblage-Etirage ». Les résultats de caractérisations sont ensuite rapportés dans les paragraphes qui suivent.

3.2.1 Détails de fabrication

Les fibres A et B sont fabriquées tirées à partir d'un même assemblage. Le cœur est issu d'un tube de silice pure F300. Les plots de haut indice sont eux issus de préformes dopées Germanium dont le profil d'indice est parabolique avec un maximum de 30×10^{-3} comparé à la silice pure. En ce qui concerne la canne permettant la réalisation de la fibre hétérostructurée, les plots dopés de haut indice sont simplement remplacés par des plots de silice pure. Les deux fibres sont réalisées avec les mêmes paramètres de fabrication. Le rayon des couronnes 1, 2 et 3 vaut respectivement : 24,21, 42,89 et 56,27 μm . Ces valeurs sont très proches des valeurs simulées respectivement 24,25; 43,76 et 57,3 μm . L'épaisseur des anneaux de bas indices est 16,5 et 10,5 μm . Les photos de fibres sont reportées sur la Figure 71.

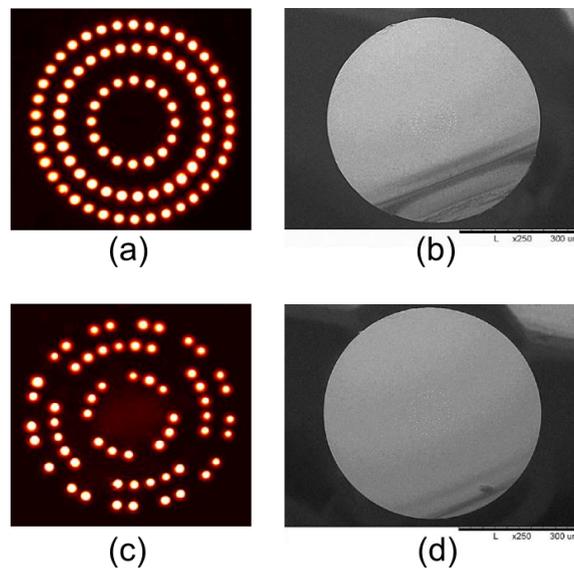


Figure 71: Fibre de Bragg : non-hétérostructurée (a) image optique (b) photo MEB. Fibre de Bragg hétérostructurée : (c) image optique (d) photo MEB.

3.2.2 Transmission

Dans le but de s'assurer du fonctionnement de la fibre les premiers tests réalisés sont des tests de transmission à l'aide du dispositif représenté sur la Figure 72. (a). La lumière issue d'une source blanche est injectée dans 1 m de fibre sous test par l'intermédiaire d'une « Few Mode Fiber (FMF) », fibre supportant les 6 premiers modes. La lumière issue de cette fibre sous test est collectée à l'aide d'une autre fibre FMF aboutée à un analyseur de spectre optique. Les courbes de transmission sont enregistrées entre 750 nm et 1700 nm sur des longueurs de fibre de 1 m.

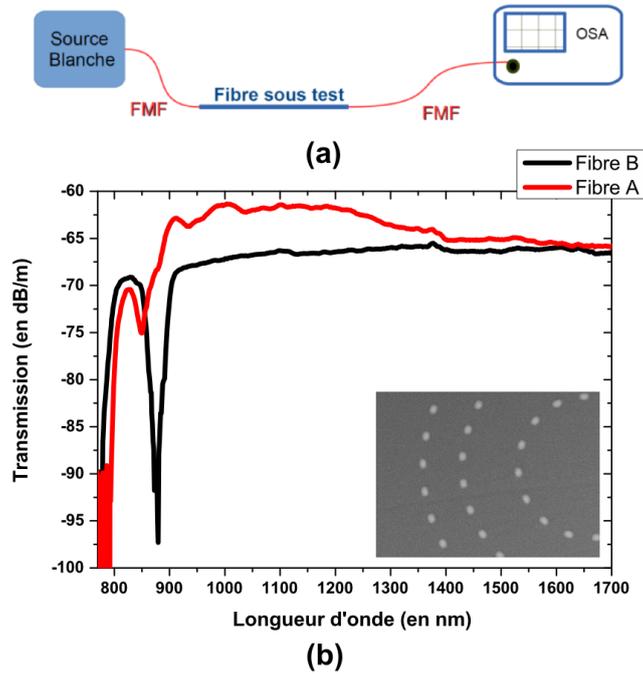


Figure 72: (a) Schéma du dispositif utilisé pour la mesure des courbes de transmission. (b) Courbe de transmission de la fibre non-hétérostructurée nommée A et de la fibre hétérostructurée nommée B, en inset : photo MEB montrant la déformation des plots dopés Germanium.

En effet, en analysant les photos MEB nous observons une déformation des plots dopés Germanium (Figure 72. (b)). Comme prévu le début de la 1^{ère} bande de transmission dans le cas de la fibre hétérostructurée est rapporté à 880 nm ce qui correspond aux prédictions de nos calculs. Pour la fibre non-hétérostructurée le début de la 1^{ère} bande se situe à 850 nm. Cette différence entre les deux fibres peut s'expliquer par la déformation des plots de haut indice, observée en analysant les photos MEB (Figure 72. (b)).

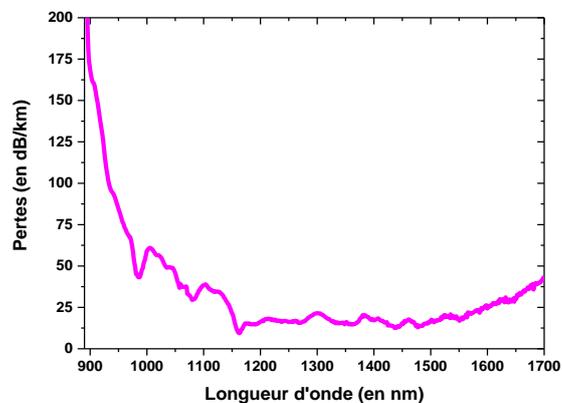


Figure 73: Pertes en fonction de la longueur d'onde de la fibre hétérostructurée

Une mesure des pertes est effectuée dans le cas de la fibre hétérostructurée à l'aide de la méthode dite de « Cut-back ». Une longueur initiale de 88 m de fibre correspondant à la longueur maximale de fibre à disposition est installée sur la table avec un très grand rayon de courbure. Une attention est portée au conditionnement de la fibre : ainsi on veillera à éviter tout enchevêtrement ou superposition de la fibre. La longueur finale restante après coupure de la fibre est de 6,5 m. La mesure ainsi réalisée montre que les pertes de la fibre hétérostructurée sont inférieures à 50 dB/km pour les longueurs d'onde comprises entre 1050 nm et 1700 nm (Figure 73).

3.2.3 Monomodalité

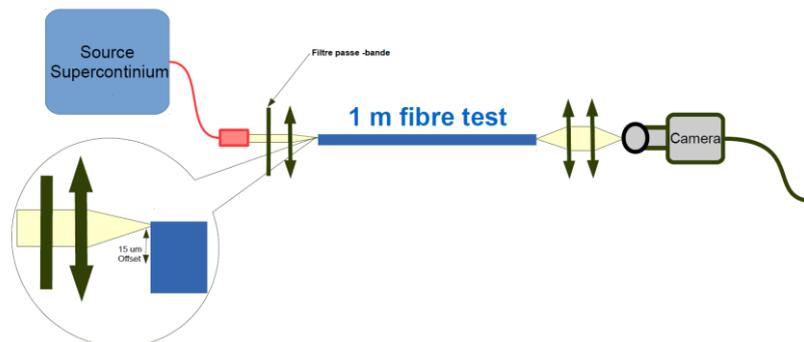
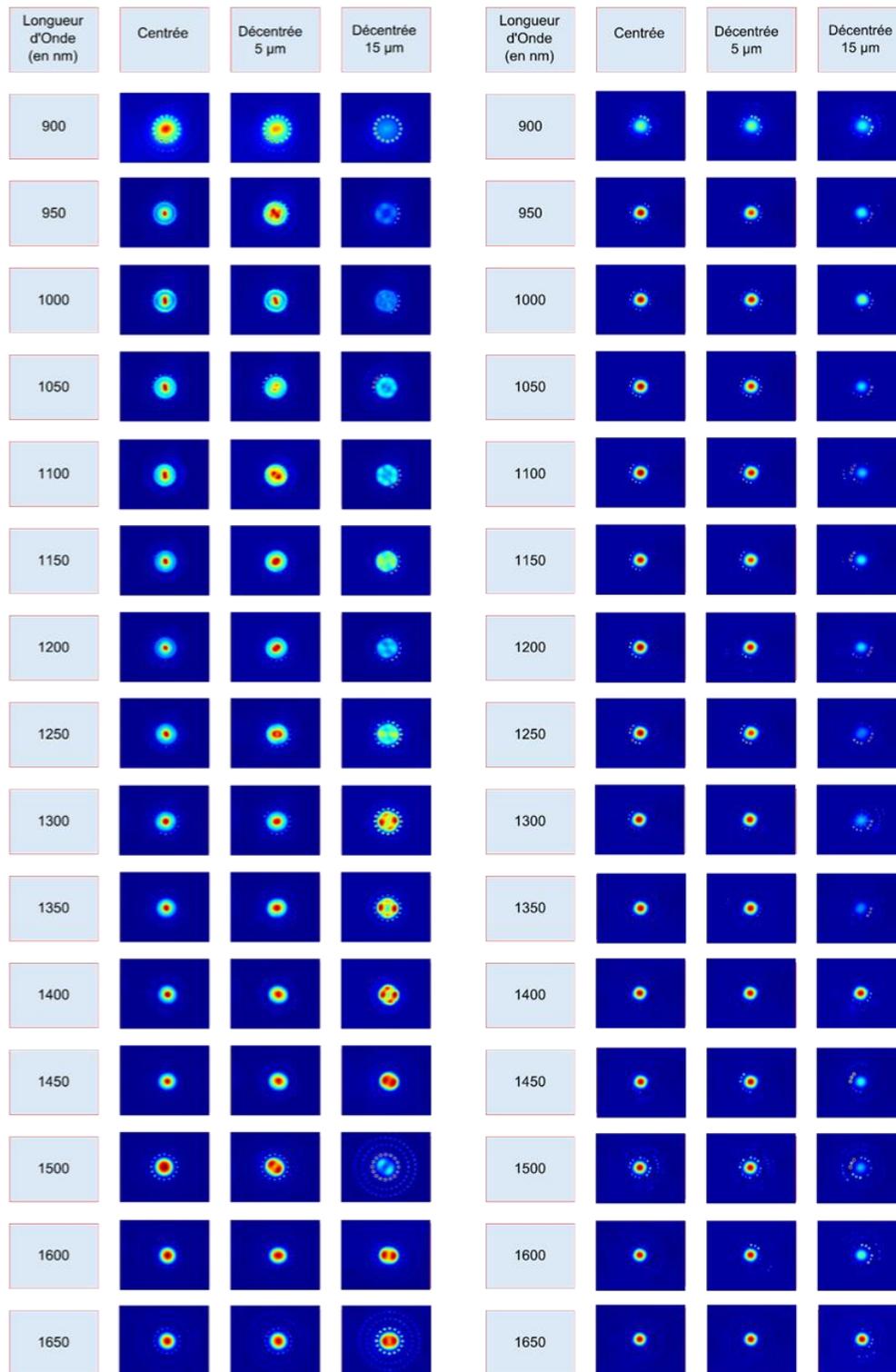


Figure 74: Schéma du dispositif utilisé pour tester le caractère monomode des fibres fabriquées

Un autre paramètre testé est le caractère monomode des fibres réalisées. Ce test est effectué en utilisant le dispositif décrit sur la Figure 74. La lumière issue d'une source laser supercontinuum est injectée dans 1 m de fibre maintenue droite. La face de sortie de la fibre est imagée sur une caméra InGaAs. Afin de démontrer le caractère monomode de la fibre des décentrement de 5 μm puis de 15 μm sont effectués. Ce test est effectué pour des longueurs d'onde allant de 900 à 1650 nm. Le choix des longueurs d'onde est effectué à l'aide de filtres passe-bande situés en entrée de l'injection. L'ensemble des résultats est reporté sur la Figure 75. Dans le cas de la fibre A il est clairement démontré que cette fibre est multimode. La présence des modes LP_{11} et LP_{21} est mis en évidence (Figure 75. (a)). Dans le cas de la fibre B, malgré des décentrement de 15 μm , équivalant à 60% du rayon de cœur, aucun mode d'ordre supérieur n'est mis en évidence (Figure 75. (b)). On peut donc affirmer que la fibre B a un comportement monomode en pratique tandis que la fibre A exhibe un comportement multimode.



(a)

(b)

Figure 75: Image du champ proche des modes de coeur à la sortie d'une fibre Bragg pixélisée à différentes longueurs d'ondes. Le faisceau est d'abord injecté dans le centre du coeur, ensuite décalé de 5 μm , et enfin décalé de 15 μm (a) cas d'une fibre non-hétérostructurée (b) cas d'une fibre hétérostructurée.

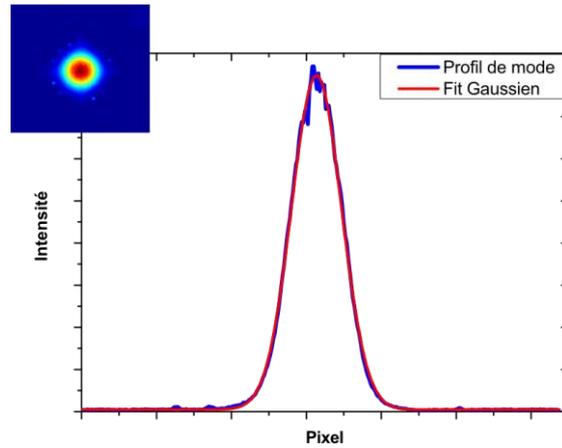


Figure 76: En haut à gauche : Photo de mode à 1050 nm. Au centre : Courbe du profil de mode (en bleu) avec la courbe du Fit Gaussien associé (en rouge).

Le profil de mode à 1050 nm de la fibre B est représenté sur la Figure 76. Ce profil de mode peut clairement être assimilé à celui d'une gaussienne. Le diamètre de mode mesuré pour cette longueur d'onde est 40 μm .

3.2.4 Effet de la courbure

3.2.4.1 Résultats expérimentaux dans le cas de l'application de rayons de courbures

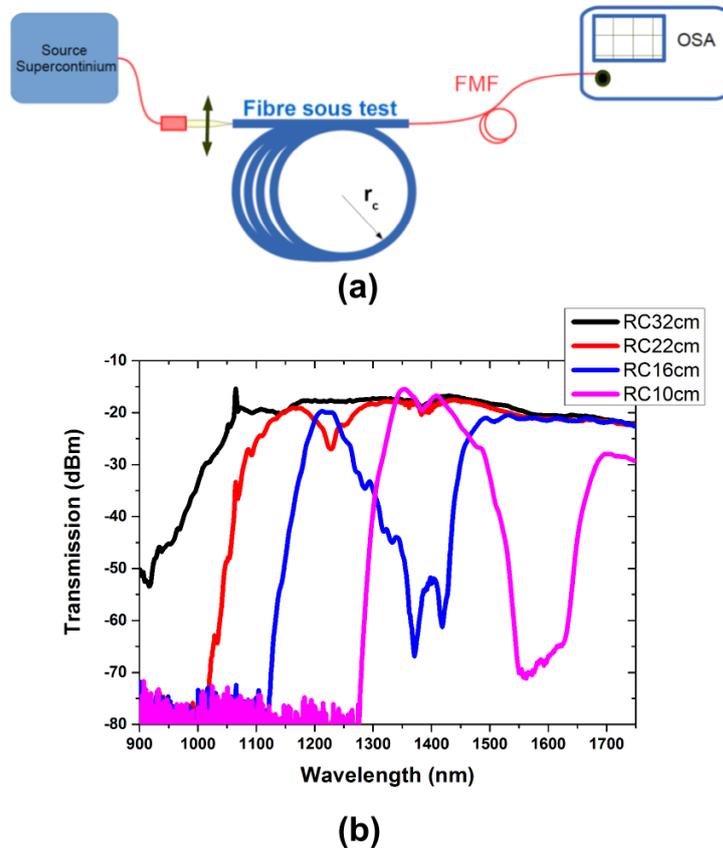


Figure 77: (a) Dispositif de test de l'effet de la courbure. (b) Courbes de transmission dans le cas d'une fibre hétérostructurée avec l'application de divers rayons de courbures.

Le cahier de charge stipule que la fibre est aussi destinée au transport de puissance il est nécessaire de tester l'effet de la courbure sur ses propriétés de transmission. Pour ce faire, une longueur de fibre suffisamment longue est prise pour être enroulée sur une bobine dont le rayon vaut 32 cm pour un nombre de tour fixé à 3 (Figure 77. (a)). L'injection est maintenue intacte pour utilisation ultérieure des rayons des tambours fixés à 22,5; 15,8 et 10 cm. La source laser reste une source Supercontinuum et le spectre de transmission est enregistré à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Les différentes courbes sont rapportées sur la Figure 77. (b). Il apparaît clairement que les courtes longueurs d'onde ne sont plus transmises au fur et à mesure que le rayon de courbure diminue. Ce type de comportement est particulièrement connu dans le cas des fibres à bande interdite en général [3] et dans le cas des fibres de Bragg en particulier [4]. Une autre observation est l'apparition de « trous » de transmission au sein des longueurs d'onde transmises. De ce fait comme le relève la Figure 77. (b) pour un rayon de courbure inférieure à 22 cm les longueurs d'onde d'émission et d'absorption de l'Ytterbium ne sont plus guidées. La position de ces défauts de transmission se déplace vers les hautes longueurs d'onde suivant que le rayon de courbure décroît.

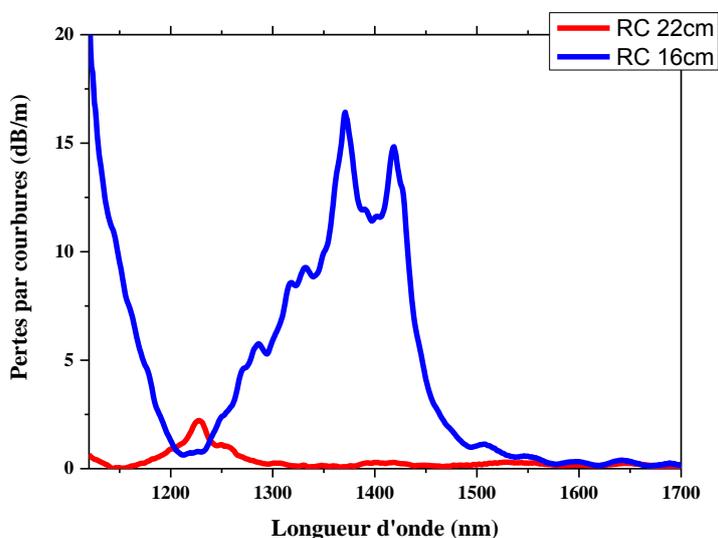


Figure 78: Courbes de pertes en fonction de la longueur d'onde pour des rayons de courbures de 16 et 22 cm

En dehors des pics de couplages que nous expliciterons dans les sections suivantes, il est montré que les extras-pertes dues aux courbures sont très faibles (Figure 78).

3.2.4.2 Simulation des pertes par courbures :

Dans le but de comprendre l'origine des différents pics de couplages lors de l'application de courbures nous simulons les pertes du mode fondamental pour un même rayon de courbure mais avec différentes orientations de courbures. Ensuite la même méthode est appliquée en fixant un sens de courbure et en variant les rayons de courbures.

3.2.4.3 Impact sens courbure pour un même rayon de courbure

Pour un rayon de courbure fixé à 15 cm plusieurs directions de courbures sont appliquées à la fibre. Les différentes orientations de courbures sont rapportées Figure 79. La figure (a) correspondant à un sens positif de la courbure suivant l'axe y nommé courbure1, (b) à un sens négatif suivant l'axe y nommé courbure2, (c) à un sens positif suivant l'axe x nommé courbure3, (d) sens négatif suivant l'axe x nommé courbure4.

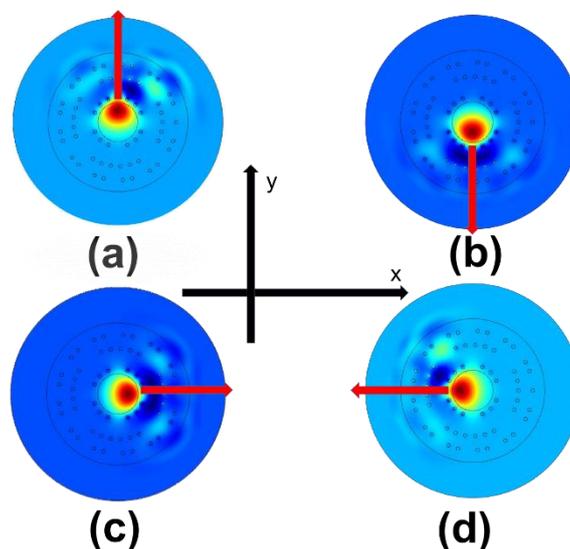


Figure 79: Différents sens d'orientation de la courbure : (a) sens positif suivant l'axe y nommé courbure1. (b) sens négatif suivant l'axe y nommé courbure2. (c) sens positif suivant l'axe x nommé courbure3. (d) sens négatif suivant l'axe x nommé courbure4.

Les différentes courbes rapportées sur la Figure 80 nous révèlent toutes un premier pic de perte se situant approximativement à la même longueur d'onde (1223 nm) quelle que soit la direction de la courbure. Cela correspondrait dans un cas pratique au début d'une bande transmise. Cette même figure nous révèle deux autres pics de pertes assez proches, se trouvant dans la bande de longueur d'onde allant de 1350 nm à 1600 nm.

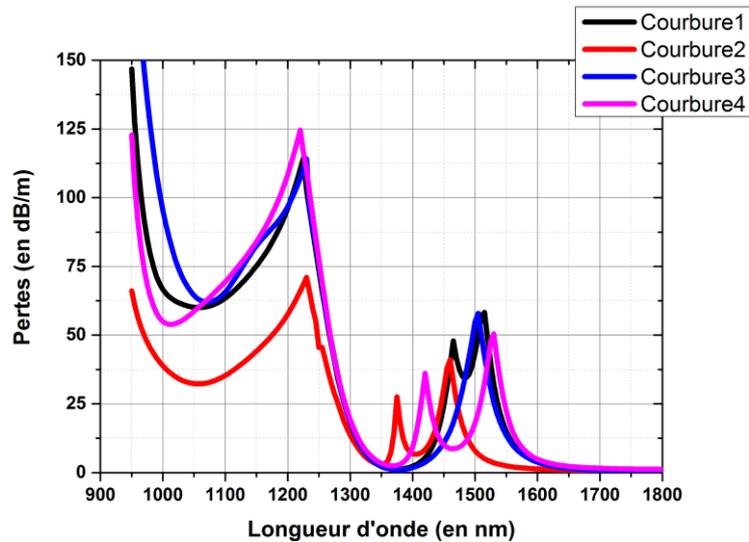


Figure 80: Courbes de pertes du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'un rayon de courbure de 15 cm pour différents sens de courbures

3.2.4.4 Impact de différents rayons de courbures pour un même sens de courbures

Dans cette section pour une même orientation de courbure (sens positif suivant l'axe y voir Figure 79. (a)) divers rayons de courbure sont appliqués, les résultats sont rapportés sur la Figure 81. Dans le cas d'un rayon de courbure égal à 25 cm nous n'observons qu'un seul pic de pertes en début de bande de transmission tandis que, pour des rayons de courbures inférieurs à 25 cm, de doubles pics de pertes apparaissent à plus grandes longueurs d'onde. On note également que le premier pic de pertes se déplace vers les plus hautes longueurs d'onde lorsque le rayon de courbure décroît. Ainsi pour les rayons de courbures de 25, 20, 15 et 10 cm ce pic de perte passe de 1005 nm à 1100 nm puis à 1230 nm et à 1450 nm. La bande de position du second pic double de pertes augmente aussi vers les grandes longueurs d'onde lorsque le rayon de courbure diminue.

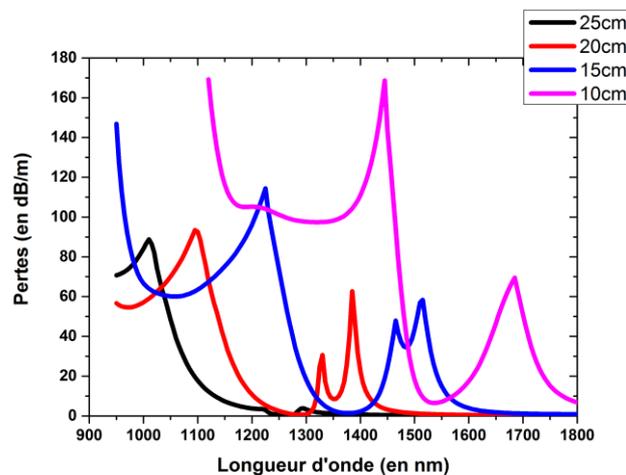


Figure 81 : Courbes de pertes pour différents rayons de courbures. La courbure est faite suivant le sens positif suivant l'axe y

Nous allons à présent tenter d'expliquer la présence de ces différents pics.

3.2.4.5 1^{er} pic de couplage

Sous l'effet d'une courbure, il est admis que la courbure de la fibre va avoir pour effet d'augmenter l'indice des anneaux de bas indice vers l'extérieur de la courbure, il s'en suit un accroissement de l'indice effectif des modes d'anneaux de bas indice. L'observation de la représentation en champ et en intensité du mode fondamental à la longueur d'onde 1150 nm nous laisse présager que ce mode se couple avec le mode LP₀₁ de gaine bas indice (représenté à la Figure 82. (c) et (d)). De la même façon le mode LP₀₁ de l'anneau de bas indice a une forte répartition de son énergie dans le cœur (représenté à la Figure 82. (c) et (d)). Les courbes de pertes du mode LP₀₁ de cœur et du mode LP₀₁ de l'anneau de bas indice se croisent à la longueur d'onde de couplage 1230 nm (Figure 83. (a)). Nous remarquons aussi que les courbes d'indices effectifs des modes étudiés dans cette section se croisent à cette longueur d'onde de couplage (Figure 83. (b)). Nous pouvons clairement conclure que le premier pic de couplage est une résultante du couplage entre le mode LP₀₁ de cœur et le mode LP₀₁ du premier anneau de bas indice.

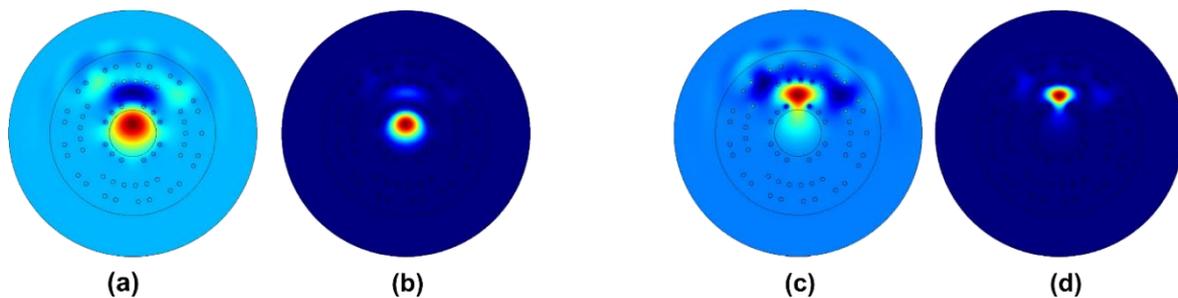


Figure 82: Représentation (a) en champ (b) en intensité du mode LP₀₁ cœur à la longueur d'onde 1150 nm pour un rayon de courbure de 15 cm. Représentation à la longueur d'onde 1150 nm (c) en champ (d) en intensité du mode d'anneau de bas indice se couplant avec le mode LP₀₁ de cœur pour un rayon de courbure de 15 cm suivant une orientation positive de l'axe Y.

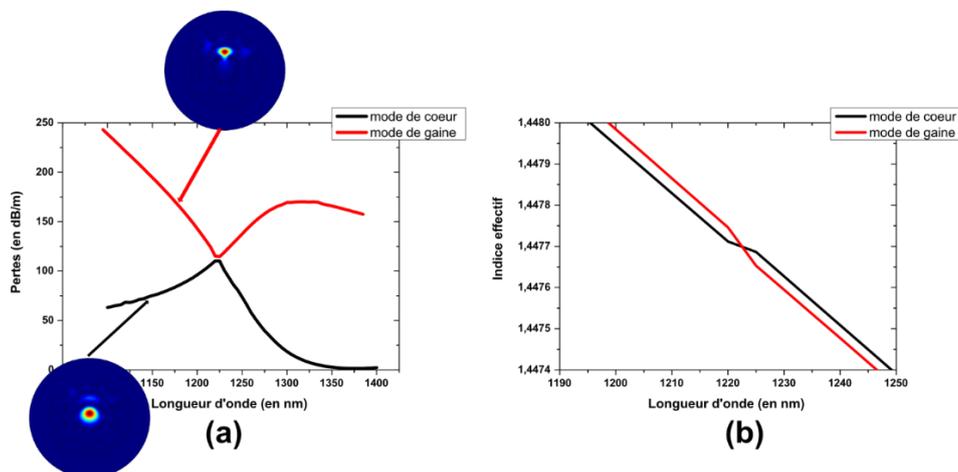


Figure 83: (a) Courbes de pertes (b) Courbes d'indice effectif en fonction de la longueur d'onde des modes LP₀₁ de cœur et LP₀₁ du premier anneau de bas indice dans le cas d'une courbure de rayon 15 cm suivant une orientation positive de l'axe Y.

3.2.4.6 2^{ème} Pic de couplage

Pour l'orientation de fibre choisie, l'observation du mode fondamental de cœur dans la bande de transmission [1420-1440 nm] laisse présager qu'il se couple avec le mode de gaine localisé dans le défaut d'hétérostructuration droit. Pour illustration le mode LP_{01} de cœur à la longueur d'onde 1450 nm est représenté à la Figure 84. (a) et (b). De même la représentation en champ et en intensité du mode localisé dans le défaut droit d'hétérostructuration montre un couplage avec le mode fondamental de cœur (voir Figure 84. (c) et (d)). Les courbes de pertes (Figure 85. (a)) et les courbes d'indice (Figure 85. (b)) de ces deux modes présentent un croisement aux environs de la longueur d'onde 1460 nm. Nous pouvons clairement conclure à un couplage entre mode fondamental de cœur et mode localisée dans le défaut d'hétérostructuration droit.

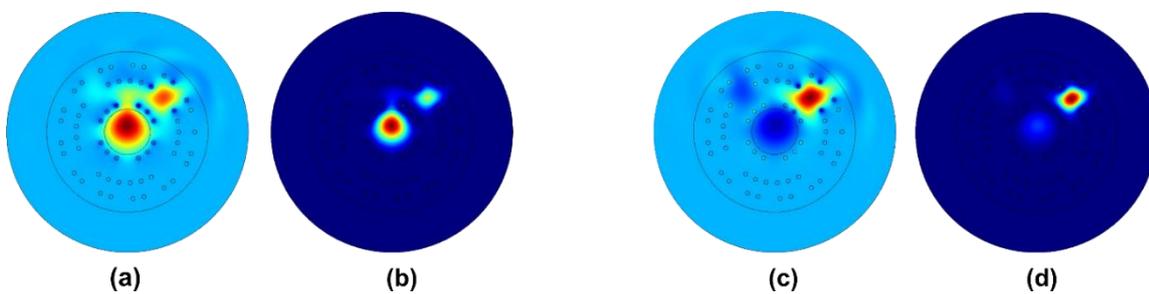


Figure 84: Représentation (a) en champ (b) en intensité du mode LP_{01} de cœur à la longueur d'onde 1450 nm. Représentation toujours à la longueur d'onde 1450 nm (a) en champ (b) en intensité du mode localisé dans le défaut droit d'hétérostructuration de l'anneau de haut indice. Pour les modes représentées un rayon de courbure de 15 cm suivant une orientation positive de l'axe Y est appliqué à la fibre.

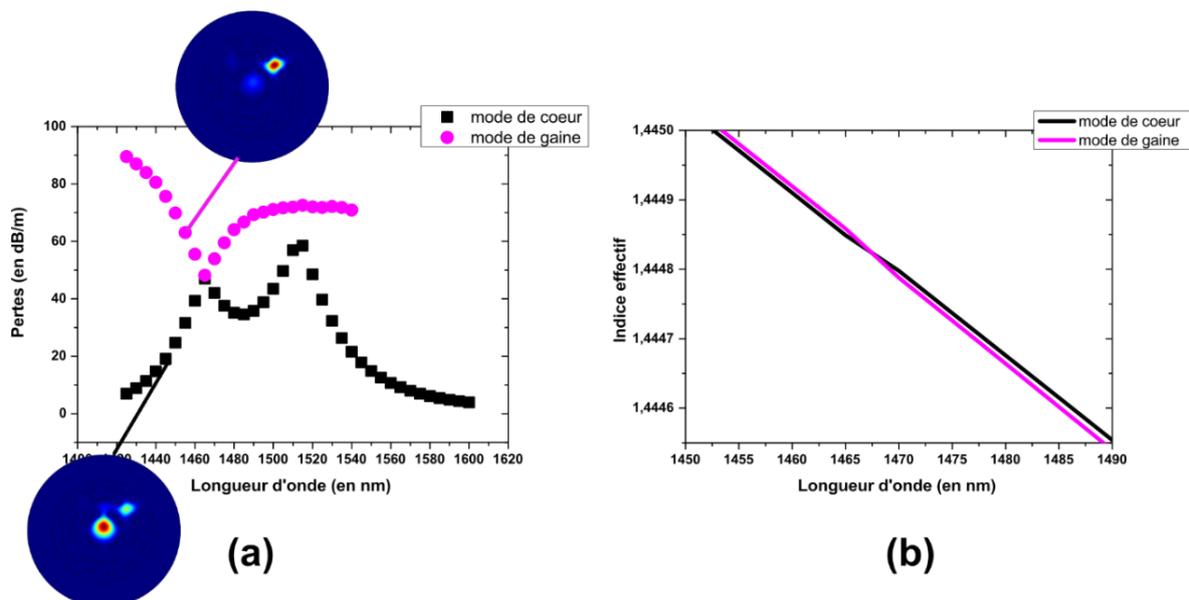


Figure 85: (a) courbes de pertes (b) courbes d'indice effectif en fonction de la longueur d'onde des modes LP_{01} de cœur et mode localisée dans les défauts droit d'hétérostructuration.

3.2.4.6.1 Evolution des pics de couplages

Nous démontrons que pour chaque longueur d'onde de la bande de transmission, il existe nécessairement un rayon de courbure pour lequel le mode d'anneau de haut indice décrit plus haut se couplera de façon maximale avec le mode fondamental. Par exemple à la longueur d'onde 1550 nm, le couplage est maximal pour un rayon de courbure valant 12,5 cm. A cette longueur d'onde, pour ce rayon de courbure, les pertes du mode du cœur et de gaine sont quasi égales (voir Figure 86. (a)), il en est de même pour les indices effectifs de ces modes (voir Figure 86. (b)).

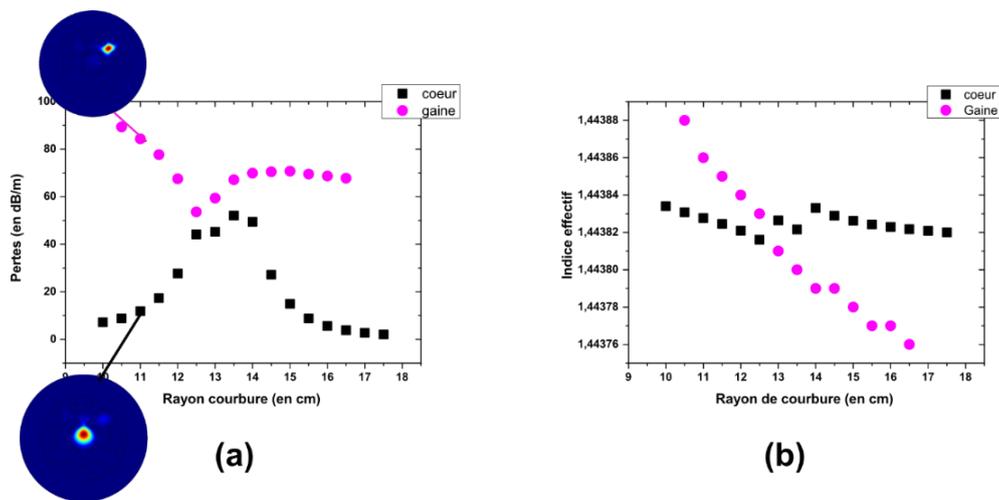


Figure 86: A la longueur d'onde 1550 nm (a) courbes de pertes (b) courbes d'indice effectif en fonction du rayon de courbure des modes LP01 de cœur et du mode localisé dans le défaut droit d'hétérostructuration.

3.2.4.7 3^{ème} Pic de couplage

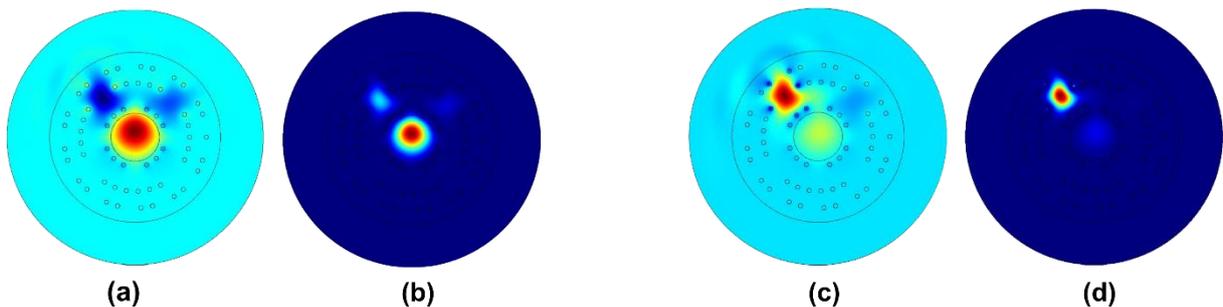


Figure 87: Représentation (a) en champ (b) en intensité du mode LP01 de cœur à la longueur 1550 nm. Toujours à la longueur d'onde 1550 nm (c) en champ (d) en intensité du mode d'anneau de haut indice localisé dans le défaut gauche d'hétérostructuration se couplant avec le mode LP01 de cœur.

La courbe de perte du mode fondamental dans le cas d'une courbure montre un troisième pic de pertes. L'observation du profil en intensité du mode fondamental à la longueur d'onde 1550 nm nous révèle que pour cette longueur d'onde un couplage entre mode LP01 (voir Figure 87. (a) et (b)) et un mode d'anneau localisé dans le défaut gauche de l'hétérostructuration (Figure 87. (c) et (d)). Les

courbes de pertes du mode de cœur et de ce mode d’anneau localisée dans l’hétérostructuration nous montre qu’à la longueur 1515 nm les deux courbes de pertes se croisent (Figure 88. (a)). Un tel croisement est aussi observé dans le cadre de courbes de dispersion de ces modes (Figure 88. (b)).

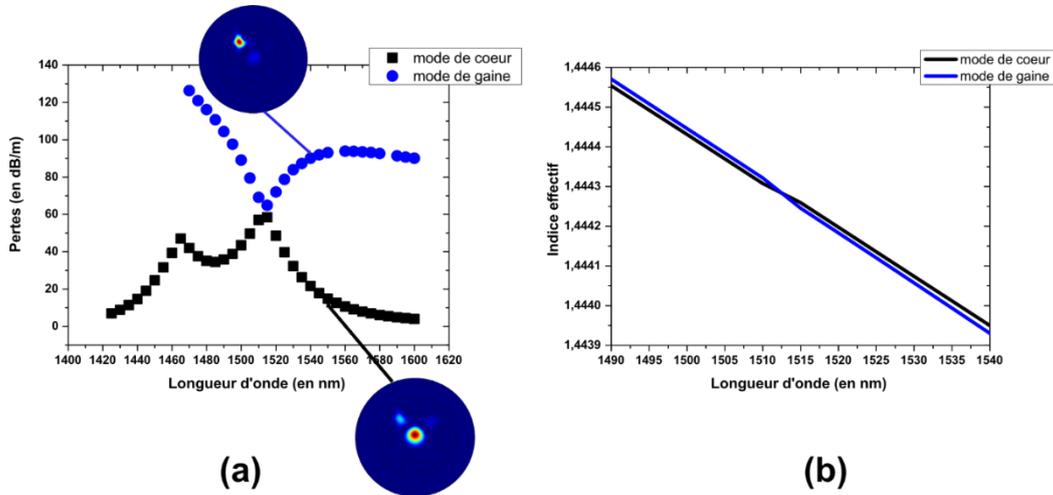


Figure 88: (a) courbes de pertes (b) courbes d'indice effectif en fonction du rayon de courbure des modes LP01 de cœur et du mode localisé dans le défaut gauche d'hétérostructuration.

3.2.5 Facteur confinement

Une donnée importante dans le cas de l'application de rayon courbure est la fraction de puissance restant dans le cœur. Nous définissons le facteur confinement ci-dessous

$$\text{Facteur confinement} = \frac{\text{Puissance dans le coeur}}{\text{Puissance dans toute la structure}}$$

Un calcul de facteur de confinement est réalisé à la longueur d'onde 1550 nm pour divers rayons de courbures allant de 7 cm à 50 cm (Figure 89). Le sens de la courbure reste toujours positif suivant l'axe y. Le minimum du facteur confinement est 45% pour le rayon de courbure 14 cm. Rappelons que pour ce rayon de courbure et cette longueur d'onde un couplage entre mode de cœur et mode de gaine est démontré, et explique le faible facteur confinement. Autrement pour des rayons de courbures supérieurs à 17 cm le facteur confinement est supérieur à 90%, il a atteint et dépasse la valeur de 95% pour des rayons de courbures supérieurs à 25 cm.

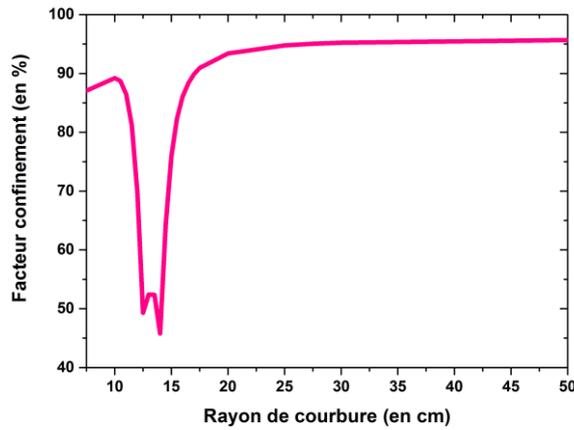


Figure 89: Courbe du facteur confinement en fonction du rayon de courbure à la longueur d'onde 1550 nm

3.2.6 Effet de la courbure dans le cas de la fibre non-hétérostructurée

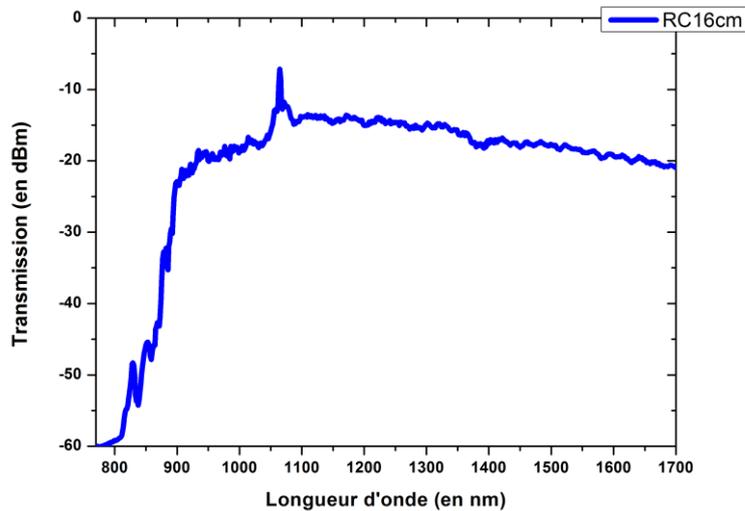


Figure 90 : Courbe de transmission d'une fibre non-hétérostructurée pour un rayon de courbure de 16 cm

Un rayon de courbure de 16 cm est appliqué à la fibre A (non-hétérostructurée) avec le dispositif représenté Figure 77. (a). Comme le montre la Figure 90, nous n'avons pas de « trou » de transmission de la bande de transmission, seul le couplage entre mode de cœur et mode localisé dans le second anneau de bas indice est obtenu. En effet, compte-tenu du manque de défaut d'hétérostructuration, les modes localisés dans lesdits défauts n'existent pas et de ce fait le second pic de couplage reporté dans les cas de la fibre B n'existent plus dans le cas de la fibre A.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons réalisé une fibre de Bragg à grande aire effective monomode en pratique. Le concept de double condition demi-onde appliqué aux modes d'ordre supérieur est mis en oeuvre

afin d'augmenter les pertes des modes LP_{21} et LP_{02} . Afin d'augmenter les pertes de ces modes d'ordre supérieur, le principe d'hétérostructuration a été également introduit. Il consiste en la création de ponts permettant la fuite des modes d'ordre supérieur à travers la gaine. Les fibres ainsi conçues ont été réalisées avec la méthode « d'assemblage-étirage ». La version hétérostructurée présente un caractère monomode en pratique tandis que la version non-hétérostructurée présente un caractère multimode. Dans le cas de la fibre monomode en pratique, le diamètre de mode à 1050 nm est de 40 μm et le profil de mode est proche d'une parfaite gaussienne. Il a été montré expérimentalement que cette fibre autorisait une transmission pour des rayons de courbures divers. Néanmoins l'application de rayons de courbure introduit des « trous » dans la bande de transmission. L'origine de ces trous de transmission a été expliquée : il s'agit de couplage entre mode de cœur et mode de gaine. Ces modes de gaines sont soit localisés dans les anneaux de bas indice ou soit localisés dans les défauts d'hétérostructuration des anneaux de haut indice. Pour un sens de courbure fixe, un déplacement de pic de couplage vers les hautes longueurs d'onde pour des rayons de courbures décroissant a été démontré. Dans le cas de l'application d'un rayon de courbure égale à 17 cm, 90% de la puissance optique reste localisée dans le cœur, cette fraction de puissance localisée dans le cœur monte à 95% lorsque le rayon de cœur est supérieur ou égal à 25 cm. Dans les chapitres suivants nous tenterons de concevoir des fibres de Bragg flexibles mieux adaptés au transport de puissance notamment en nous affranchissant autant que possible des pics de couplages entre mode de cœur et mode de gaine lors de l'application de rayon de courbure. Une attention particulière sera aussi portée à la longueur d'onde 1050 nm afin que cette longueur d'onde soit conservée dans le cas d'application de rayon de courbure. Il sera aussi et surtout examiné la possibilité de pouvoir étendre l'aire effective atteignable avec les fibres de Bragg. Ainsi, des diamètres de modes supérieurs à 45 μm seront visés.

Bibliographie :

- [1] Assaad Baz, "Thèse: Modélisation et réalisation de fibres à bandes interdites photoniques pour la génération et le transport des faisceaux lasers puissants.," Université Lille 1, 2014.
- [2] A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated high-index ring Bragg fibers," *Opt. Express*, vol. 20, no. 17, p. 18795, 2012.
- [3] V. Pureur, "Thèse: Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à cœur solide," Université Lille 1, 2009.
- [4] C. Baskiotis, "Thèse: Modélisations, réalisations et évaluations de fibres de bragg à grande aire effective," Université Lille 1, 2011.

4 Conception d'une fibre de Bragg ayant un diamètre de mode supérieur à 50 μm

Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons conçu et développé une fibre de Bragg ayant un diamètre de modes de $40\ \mu\text{m}$ et présentant un caractère monomode en pratique. Avec une telle fibre, les effets Kerr pourraient apparaître pour des puissances moyennes laser supérieures à $1500\ \text{W}$ (voir chapitre 1). Dans le but de repousser davantage le seuil d'apparition de ces effets non-linéaires, une nouvelle structure de fibre de Bragg pixélisée est étudiée en vue de franchir un nouveau seuil de MFD et d'atteindre des valeurs supérieures à $50\ \mu\text{m}$. Un tel diamètre de mode repousserait le seuil des effets à des puissances laser supérieures à $2250\ \text{W}$ et constitue donc une réponse au second point du cahier des charges défini au chapitre 1. Dans ce chapitre, nous étudierons les diverses voies et méthodes mises en œuvre pour l'obtention d'un tel diamètre de mode. Une étude numérique approfondie permettra d'identifier la structure la plus adaptée pour répondre au cahier des charges. Dans un second temps, diverses symétries d'hétérostructuration seront étudiées. A l'issue de cette étape, une structure étant identifiée comme répondant au cahier et respectant le critère de monomodalité défini au chapitre 1 sera proposée, fabriquée grâce à la méthode assemblage et étirage. Ses propriétés de guidages seront caractérisées. Une attention sera portée à la simplification de la structure de la gaine afin de faciliter la fabrication en vue d'une industrialisation aisée.

4.1 Approche à base de structures à 3 couronnes

4.1.1 Optimisation des épaisseurs des anneaux de bas indice

Dans un premier temps, nous nous basons sur la structure retenue au chapitre 3 notamment pour la détermination des épaisseurs des anneaux de bas indice mais aussi pour le choix des différentes symétries d'hétérostructurations. Le cœur et les anneaux de bas indice sont considérés comme étant constitués de silice pure, les couronnes de haut indice comportent des plots de haut indice ayant un profil parabolique présentant une différence d'indice maximale de 30×10^{-3} par rapport à la silice. La valeur du rapport d/Λ est égale à $0,36$ correspondant à la valeur utilisée dans le cadre de la réalisation de la fibre présentée au chapitre 3. Le rayon des plots de haut indice est fixé à $1,67\ \mu\text{m}$ comme dans le cas de la structure précédente ce qui permet de centrer la bande d'émission de l'ytterbium dans la 1^{ère} BIP. Le nombre de plots de la première couronne, quant à lui, est fixé à 24. De manière à rejeter le premier mode d'ordre supérieur, nous fixons le premier anneau de bas indice à une épaisseur équivalente à une condition demi-onde appliquée au mode LP_{11} . Cette valeur a été obtenue en ajustant le nombre de plot constituant la seconde couronne de haut indice de façon à obtenir la valeur de pertes maximale pour le mode LP_{11} (voir Tableau 4).

Nombre de plots de la seconde couronne	Pertes du mode LP ₁₁ (en dB/m)
41	0,2
42	0,45
43	1,85
44	3,85
45	0,73
46	0,27
47	0,14

Tableau 4 : Pertes par confinement du mode LP₁₁ en fonction du nombre de plots de la seconde couronne de haut indice.

La seconde couronne de bas indice, pour sa part, est ajustée de manière à avoir une épaisseur équivalente à une condition demi-onde appliquée au mode LP₂₁ et LP₀₂. Comme précédemment, cette valeur a été obtenue en ajustant le nombre de plots composant la troisième couronne de haut indice de façon à maximiser les pertes du mode LP₀₂. Les pertes maximales pour ce mode sont obtenues pour un nombre de plots équivalent à 57 (voir Tableau 5).

Nombre de plots de la 3 ^{ème} couronne	Pertes du mode LP ₀₂ (en dB/m)
55	0,0065
56	0,0201
57	0,537
58	0,050
59	0,01

Tableau 5: Pertes par confinement du mode LP₀₂ en fonction du nombre de plots de la troisième couronne de haut indice.

Les paramètres opto-géométriques de la fibre simulée sont regroupés dans le Tableau 6 ci-dessous :

Paramètres	Valeur	
Rge	Rayon du plot de Ge	1.67 (µm)
d/Λ	Rapport diamètre plot sur pas	0.36
N1	Nombre de plots de la 1 ^{ère} couronne	24
N2	Nombre de plots de la 2 ^{nde} couronne	44
N3	Nombre de plots de la 3 ^{ème} couronne	57
R1	Rayon de la couronne 1	35,54 (µm)
R2	Rayon de la couronne 2	65,03 (µm)
R3	Rayon de la couronne 3	84,21 (µm)

Tableau 6: Paramètres opto-géométriques de la fibre

4.1.2 Hétérostructuration :

4.1.2.1 Structure 1 :

Pour commencer, l'application de la symétrie d'hétérostructuration $\pi/2$ utilisée au chapitre 3 est réalisée. Ainsi respectivement 4, 8 et 19 plots sont retirés de la 1^{ère}, 2^{nde} et 3^{ème} couronne de haut indice. Les résultats des calculs de pertes par confinement sont rapportés sur la Figure 91.

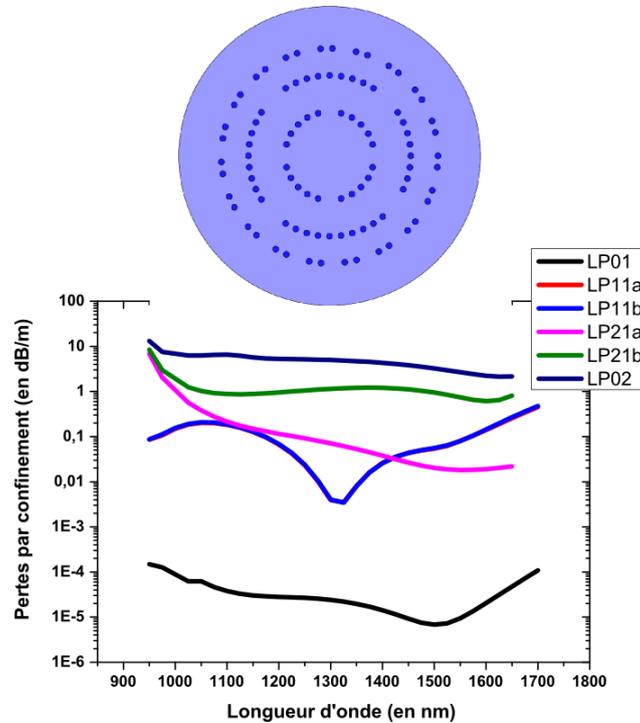


Figure 91 : Au-dessus : Structure 1. En-dessous : courbes de pertes par confinement des 4 premiers groupes de modes de cœur de la fibre.

Les courbes de pertes des quatre premiers groupes de modes de la fibre sont reportées sur la Figure 1. On observe que les pertes des différents modes d'ordre supérieur sont inférieures à 10 dB/m pour toutes les longueurs d'onde situées dans la bande de transmission. En ce qui concerne les deux modes LP_{11} et LP_{21a} , leurs pertes sont mêmes inférieures à 1 dB/m pour les longueurs d'onde d'intérêt industriel (1 μm et 1,55 μm). Une telle fibre serait probablement multimode en pratique. Nous pouvons constater que les différentes dégénérescences du mode LP_{11} présentent les mêmes pertes ce qui s'explique par la symétrie de la 1^{ère} couronne. A contrario, les pertes des modes LP_{21b} sont supérieures à celles du mode LP_{21a} , ce qui est plutôt contre intuitif car, en raison du choix de la symétrie d'hétérostructuration de la première couronne, il est attendu que le mode LP_{21a} présente de plus fortes pertes. En effet, comme on le voit sur la Figure 92. (a) et la Figure 92 (b), les différents lobes du mode LP_{21a} devraient plus facilement fuir à travers la gaine via les espaces créés par l'hétérostructuration. Quant aux lobes du mode LP_{21b} , ils sont censés être moins affectés par la symétrie d'hétérostructuration de la gaine voir Figure 92. (c) et (d).

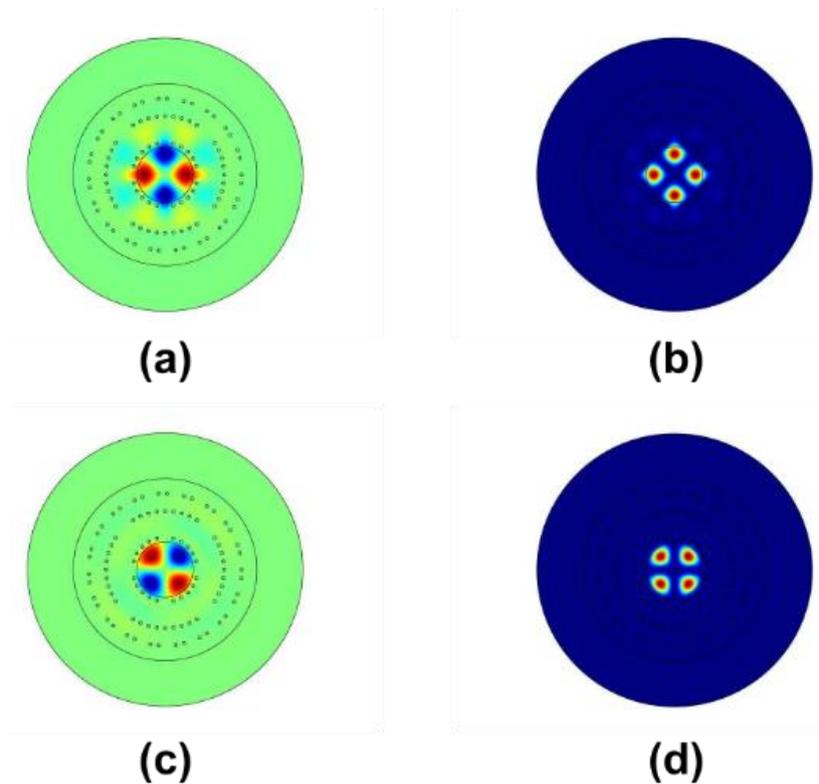


Figure 92: Représentation en champ (a) en intensité (b) du mode LP_{21a} de cœur dans le cas de la structure 1. Représentation en champ (c) en intensité (d) du mode LP_{21b} de cœur dans le cas de la structure 1. Les résultats sont obtenus à la longueur d'onde 1050 nm.

Pour comprendre ce phénomène, une analyse des modes de gaines se couplant avec les différentes dégénérescences spatiales du mode LP_{21} est faite. Il apparaît que le mode LP_{21a} de cœur se couple aisément avec le mode LP_{21a} localisé dans le second anneau de bas indice (voir Figure 93. (a) et (b)). Cependant, le mode LP_{21b} de cœur se couple, quant à lui, avec le mode LP_{21b} localisé dans ce même second anneau de bas indice (voir Figure 93. (c) et (d)). Il s'en suit que la symétrie d'hétérostructuration de la seconde couronne de haut indice est très favorable au couplage entre le mode LP_{21b} de cœur et le mode LP_{21b} de l'anneau de bas indice. En effet, les défauts de plots de la seconde couronne de haut indice affectent significativement les pertes du mode LP_{21b} du second anneau de bas indice et donc le mode LP_{21b} de cœur se couple à un mode à plus fortes pertes que ne le fait le mode LP_{21a} de cœur. Il subit donc plus de pertes que ce dernier.

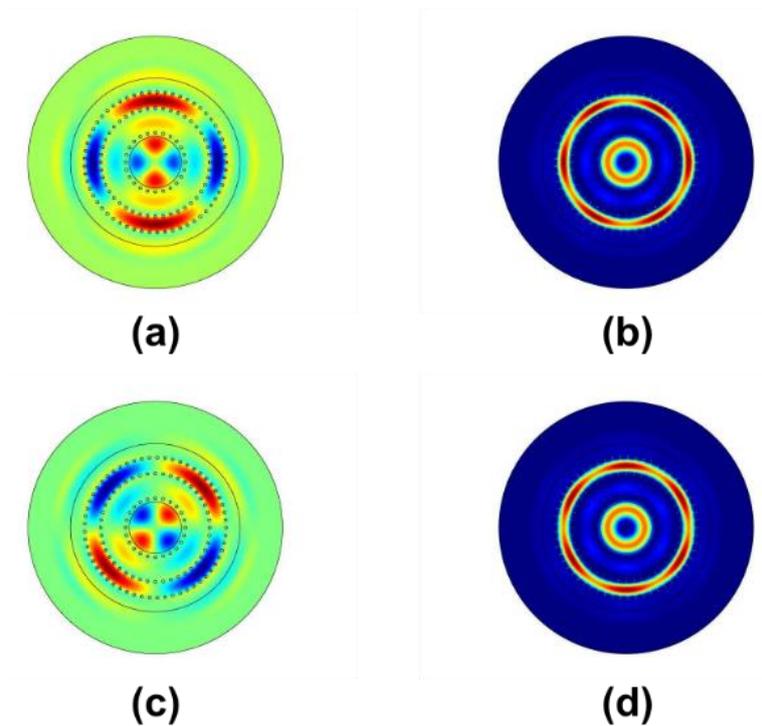


Figure 93: Représentation (a) en champ (b) en intensité du mode LP_{21a} du second anneau de bas indice dans le cas de la structure non-hétérostructurée. Représentation (c) en champ (d) en intensité du mode LP_{21b} du second anneau de bas indice dans le cas de la structure non-hétérostructurée à la longueur d'onde 1050 nm.

4.1.2.2 Structure 2 :

Dans le but d'augmenter les pertes des modes d'ordre supérieur, et aux vues des conclusions concernant l'impact du choix des symétries d'hétérostructurations (section précédente), une modification de la géométrie de la seconde couronne de haut indice est effectuée. Désormais l'hétérostructuration de cette couronne de haut indice est faite suivant une symétrie $\pi/4$ (Figure 94. (a)) au lieu d'une symétrie $\pi/2$ (cas précédent).

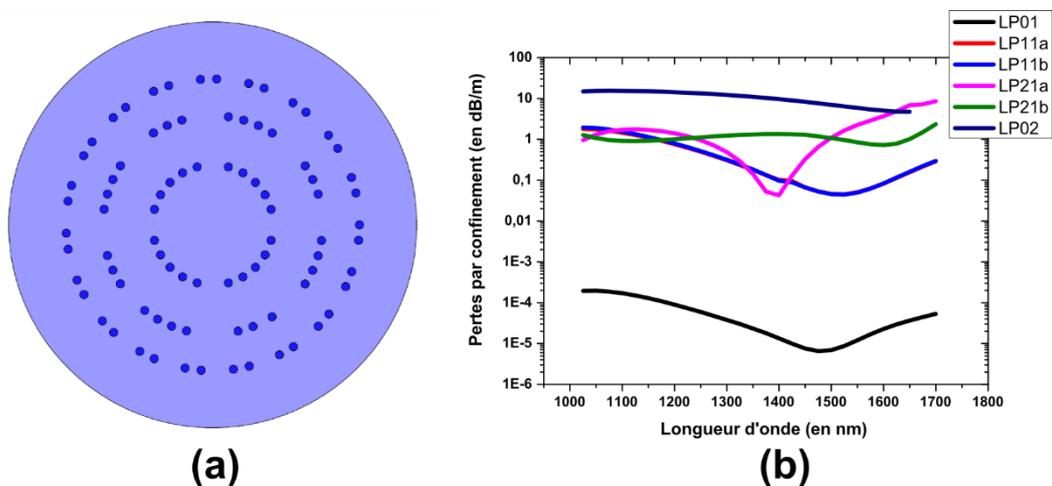


Figure 94 : (a) Schéma de la structure 2. (b) Courbes de pertes des 4 premiers modes de cœur de la fibre dans le cas de la structure 2.

Les courbes de pertes des quatre premiers modes de cœur montrent clairement un accroissement des pertes pour les courtes longueurs d'onde comparativement au cas précédent. Ainsi, le Tableau 7 rapporte, à la longueur d'onde 1100 nm, les pertes de ces modes dans le cas de la structure actuelle et de la structure précédente (Structure 1).

Pertes (en dB/m)	Structure 1	Structure 2
LP_{01}	3,78.10 ⁻⁵	1,71.10 ⁻⁴
LP_{11a}	0,18	1,49
LP_{11b}	0,19	1,54
LP_{21a}	0,21	1,72
LP_{21b}	0,88	0,91
LP_{02}	6,55	15,38

Tableau 7: Tableau comparatif des pertes 4 premiers modes des fibres correspondant aux structures 1 et 2 à la longueur d'onde 1100 nm

Comme le montre le Tableau 7, le changement de symétrie d'hétérostructuration de la seconde couronne a permis d'augmenter les pertes des modes d'ordre supérieur tout en maintenant à un niveau assez faible les pertes du mode fondamental. Le mode ayant subi la plus grande augmentation de ses pertes est le mode LP_{21a} dont les pertes sont passées de 0,21 dB/m à 1,72 dB/m. Cela s'explique par le fait que le mode auquel il se couple (mode LP_{21a} du second anneau de bas indice) voit ses pertes augmenter à cause de la nouvelle symétrie d'hétérostructuration de la seconde couronne de haut indice. Cette augmentation des pertes des modes d'anneaux de bas indice se couplant avec les modes de cœur explique aussi l'augmentation des pertes des modes d'ordre supérieur du cœur. En dépit des nouveaux résultats obtenus, il est très probable (en nous basant sur le critère de monomodalité définie au chapitre 1) que cette nouvelle géométrie de gaine ne garantira pas un comportement monomode de la fibre dans un cadre pratique, la réjection des modes d'ordre supérieur restant assez faible.

4.2 Nécessité d'augmenter la valeur du rapport d/Λ

Une solution envisagée afin d'augmenter le niveau de pertes des modes d'ordre supérieur serait de procéder à une augmentation du rapport d/Λ . Comme il a démontré à la figure 2 du chapitre 3, l'augmentation du rapport d/Λ entraîne une augmentation générale des pertes des différents modes de cœur de la fibre, cette augmentation des pertes affectant préférentiellement les modes d'ordre supérieur. Dès lors, une augmentation du différentiel des pertes entre mode fondamental et modes d'ordre supérieur est attendue. La valeur du rapport d/Λ est désormais fixée à 0,5. L'épaisseur du premier anneau de bas indice est définie par une condition demi-onde appliquée au mode LP_{11} tandis que l'épaisseur du second anneau de bas indice est définie par une condition demi-onde appliquée au

mode LP₂₁₋₀₂. Les différents paramètres de la fibre sont récapitulés dans le Tableau 8 ci-dessous comparativement au design évoqué dans la partie précédente

Paramètres	Définitions	d/Λ=0,36	d/Λ=0,5
<i>Rge=</i>	Rayon partie Ge	1,67	1,67
<i>Rt=</i>	Rayon total Plot Ge	4,64	3,34
<i>R1</i>	Rayon de la 1 ^{ère} couronne	35,54	38,32
<i>R2</i>	Rayon de la 2 ^{ème} couronne	65,03	70,19
<i>R3</i>	Rayon de la 3 ^{ème} couronne	84,21	92,51
<i>N1</i>	Nombre de plots de la 1 ^{ère} couronne	24	36
<i>N2</i>	Nombre de plots de la 2 ^{ème} couronne	44	66
<i>N3</i>	Nombre de plots de la 3 ^{ème} couronne	57	87

Tableau 8: Paramètres comparatifs pour deux fibres fonctionnant dans la 1^{ère} BIP mais l'une ayant un rapport $d/\Lambda = 0.36$ et l'autre un rapport $d/\Lambda = 0,5$

Comme nous le constatons à la lecture du tableau 5, dans le cas de cette nouvelle structure, le nombre de plots constituant les couronnes de haut indice est assez important, ce qui aura pour conséquence de rendre fastidieuse l'étape « d'assemblage ». De plus il devient nécessaire de contrôler de façon précise les dimensions des plots de haut indice. Pour conclure, de tels paramètres géométriques rendent une fabrication très difficile voir impossible, ce qui nous impose de reconsidérer totalement le point de fonctionnement que nous avons arrêté jusqu'alors.

4.3 Nécessité du changement de l'ordre de la bande interdite

Dans le but de tirer profit d'un rapport d/Λ égal à 0,5 tout en conservant un design compatible avec les contraintes de fabrication, nous proposons de décaler notre point de fonctionnement dans une BIP d'ordre supérieur. Ainsi, la 3^{ème} bande interdite est choisie car il s'agit d'une BIP impaire, et donc présente une faible sensibilité aux courbures [1]. Les autres BIP impaires d'ordre supérieur présenteraient des bandes de transmission plus étroites. Cette bande de transmission étant plus étroite que la précédente, les paramètres opto-géométriques sont choisis afin de permettre prioritairement aux longueurs d'onde d'émission de l'Ytterbium (980-1100 nm) d'être guidées au sein de la troisième bande interdite photonique. Comme précédemment, les épaisseurs des anneaux de bas indice sont aussi définies par des conditions demi-onde appliquées aux modes LP₁₁ et LP₂₁₋₀₂. Les nouveaux paramètres opto-géométriques sont récapitulés dans le

Tableau 9 ci-dessous :

Paramètres	Définitions	Valeur (en μm)
$R_{ge} =$	Rayon partie Ge	3,8
$R_t =$	Rayon total Plot Ge	7,6
R_1	Rayon de la 1 ^{ère} couronne	38,96
R_2	Rayon de la 2 ^{ème} couronne	72,71
R_3	Rayon de la 3 ^{ème} couronne	96,87
N_1	Nombre de plots de la 1 ^{ère} couronne	16
N_2	Nombre de plots de la 2 ^{ème} couronne	30
N_3	Nombre de plots de la 3 ^{ème} couronne	40

Tableau 9: Paramètres opto-géométriques d'une fibre de Bragg à 3 couronnes dont le rapport d/Λ est égale à 0.5. La longueur d'onde 1050 nm se trouverait dans la 3^{ème} BIP

Ces nouveaux paramètres géométriques laissent présager une fabrication aisée car le nombre de plots composant les couronnes de haut d'indice est nettement réduit ce qui rendra la procédure d'assemblage plus aisée. Cependant, toujours en vue de simplifier la fabrication des fibres de Bragg pixelisées, une étude paramétrique est effectuée, l'objectif étant d'analyser la possibilité de pouvoir réduire le nombre de couronnes de haut indice.

4.4 Conception et réalisation d'une fibre de Bragg à deux couronnes de haut indice ayant un MFD supérieur à 50 μm

4.4.1 Etude numérique

4.4.1.1 Détermination de la valeur du rapport d/Λ à utiliser

L'objectif de cette section est d'analyser plus finement quel rapport d/Λ sera le plus adapté pour minimiser les pertes du mode fondamental tout en maximisant les pertes des autres modes. Plusieurs valeurs du rapport d/Λ allant de 0,3 à 0,8 sont étudiées pour une fibre ayant une seule couronne composée de plots de haut indice à profil d'indice parabolique. Le diamètre moyen du cœur des structures étudiées est de 74 μm .

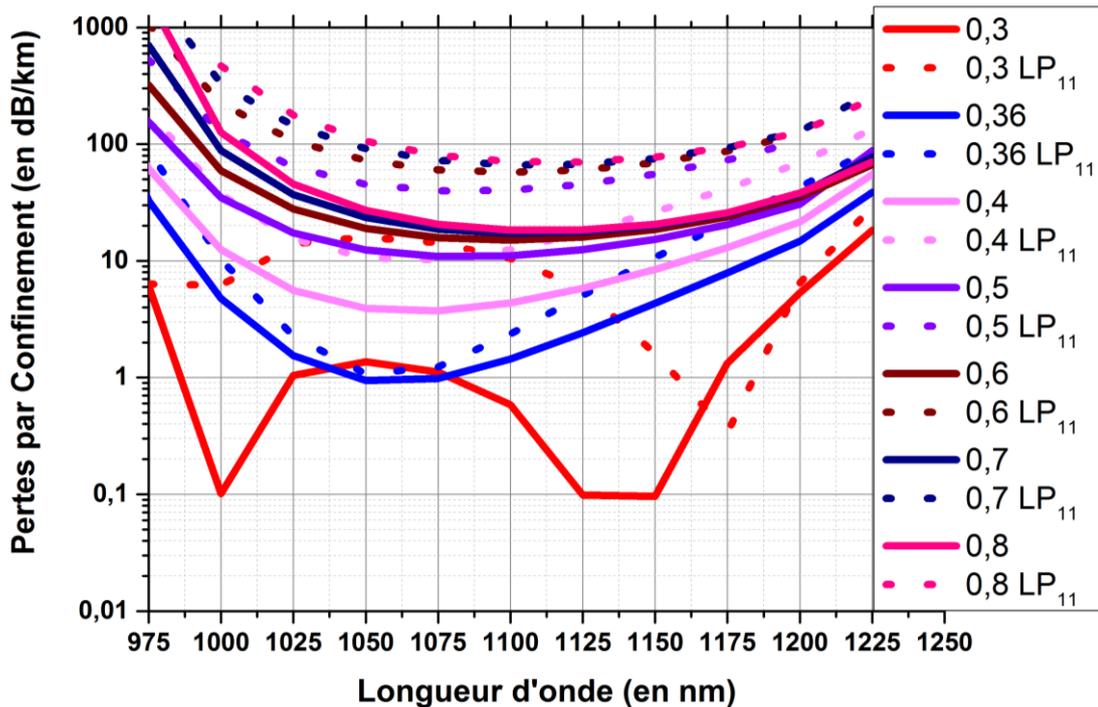


Figure 95: Courbes de pertes des modes LP_{01} et LP_{11} dans le cas d'une variation de la valeur du rapport d/Λ . Les valeurs de d/Λ allant de 0.3 à 0.8.

Les différents résultats de cette étude sont rapportés à la Figure 95. Ces résultats montrent que pour les valeurs du rapport d/Λ inférieures à 0,36, les pertes du mode LP_{11} sont assez faibles. A l'inverse pour des valeurs de ce rapport supérieures à 0,36, le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur devient assez conséquent. Le

Tableau 10 regroupe, pour différentes valeurs de ce rapport d/Λ , les pertes des modes LP_{01} et LP_{11} à la longueur d'onde 1075 nm et le rapport des pertes de ces deux modes à la longueur d'onde 1075 nm. Dans un premier temps, afin de simplifier les calculs nous nous intéressons, uniquement au premier mode d'ordre supérieur à savoir le mode LP_{11} .

Il apparaît clairement qu'utiliser une valeur de rapport $d/\Lambda = 0,3$ permettrait de minimiser les pertes du mode fondamental tout en maximisant celles du mode LP_{11} à la longueur d'onde 1075 nm. Cependant, pour une telle valeur du rapport d/Λ , l'existence de résonances entre modes de cœur et mode de plots est prouvée, ces résonances ont pour conséquence de très faibles valeurs de pertes pour les modes à certaines longueurs d'onde (Figure 95). La valeur retenue finalement est 0,5 car, pour cette valeur, les pertes du mode fondamental restent modestes tandis que celles du mode LP_{11} sont proches de 40 dB/m.

d/λ	Rapport Pertes LP11/LP01	Pertes LP₀₁ (en dB/m)	Pertes LP₁₁ (en dB/m)	Rayon de cœur (en μm)
0,3	12,87	1,112	14,322	37,03
0,36	1,25	0,984	1,24	37,46
0,4	2,74	3,742	10,28	36,70
0,5	3,652	10,90	39,84	36,55
0,6	3,822	15,8	60,39	36,47
0,7	3,88	18,77	72,74	36,42
0,8	3,90	20,60	80,31	36,63

Tableau 10: Tableau montrant l'impact du rapport d/λ sur les pertes des modes LP₀₁ et LP₁₁

4.4.1.2 Paramètres généraux de simulations

Dans un premier temps, une fibre de Bragg ayant un diamètre de cœur de 73,5 μm est simulée. Cette fibre est constituée d'un seul anneau de haut indice composé lui-même de 16 plots. Ces plots servant de résonateurs ont pour des raisons de facilité d'approvisionnement en matériaux, un profil parabolique avec un maximum d'indice de $+30 \cdot 10^{-3}$ par rapport à la silice. Le diamètre des plots de haut indice est fixé à 3,8 μm, ceci afin de s'assurer la présence des longueurs d'onde d'émission de l'ion Ytterbium dans la 3^{ème} bande interdite photonique de la fibre. La valeur du rapport d/λ est égale 0,5.

4.4.1.3 Hétérostructuration de la 1^{ère} couronne

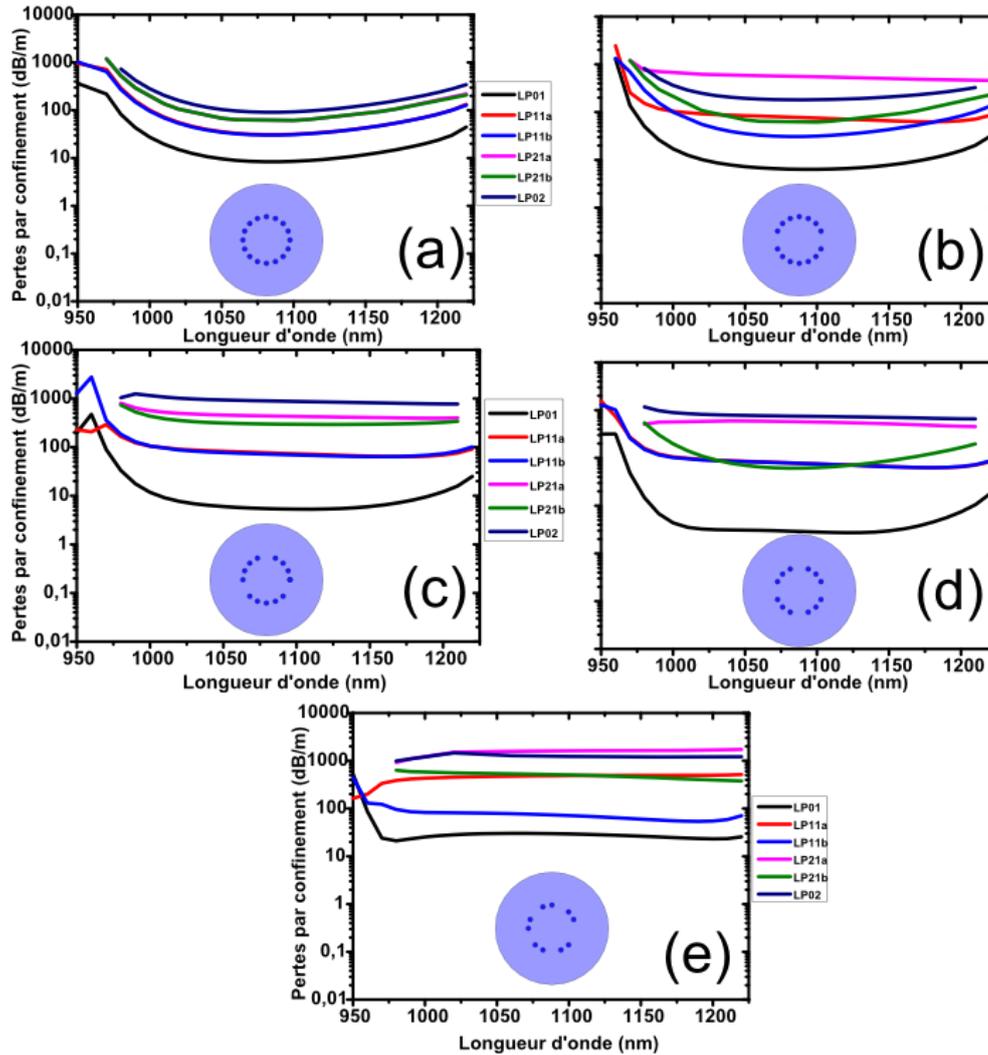


Figure 96: Pertes par confinements des 4 premiers modes de cœur d'une fibre de Bragg pixelisée avec un diamètre de cœur de $73.5 \mu\text{m}$ ayant une seule couronne de haut indice: (a) non-hétérostructurée, (b) symétrie d'hétérostructuration π , (c) symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/3$, (d) symétrie d'hétérostructuration $\pi/2$, (e) symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/5$.

Une étude paramétrique de la symétrie de la 1^{ère} couronne de haut indice est effectuée en vue de déterminer le choix d'hétérostructuration le plus à même de permettre une fuite efficace des modes d'ordre supérieur tout en minimisant les pertes du mode fondamental. Ainsi, les symétries d'hétérostructurations suivantes sont effectuées et reportées sur la Figure 96: sans hétérostructuration, π , $\pi/2$, quasi $2\pi/3$ et quasi $2\pi/5$. La symétrie quasi $2\pi/5$ est celle qui présente les plus fortes pertes pour le mode fondamental comparativement aux autres symétries, de ce fait elle est d'office rejetée. Par ailleurs, il apparaît que les symétries $\pi/2$ et quasi $2\pi/3$ sont celles qui maximisent les pertes des modes d'ordre supérieur tout en minimisant les pertes du mode fondamental. Notons tout de même que l'hétérostructuration suivant une symétrie $\pi/2$ est légèrement moins efficace en terme de réjection des modes d'ordre supérieur comparativement à la symétrie quasi $2\pi/3$. En effet,

pour cette symétrie, le mode LP_{21a} bénéficie d'une bonne fuite à travers la 1^{ère} couronne (Figure 97. (a) et (b)) tandis que le mode LP_{21b} n'est pas affecté par cette symétrie d'hétérostructuration (Figure 97. (c) et (d)).

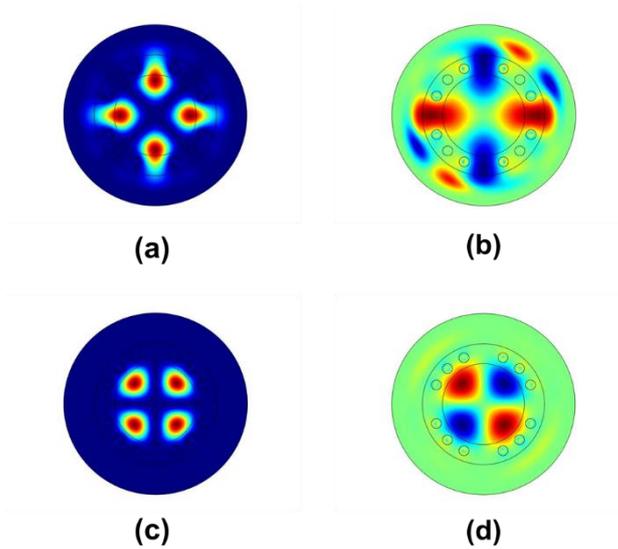


Figure 97: Fibre de Bragg pixelisée ayant une seule couronne avec une symétrie d'hétérostructuration $\pi/2$. Représentation du mode LP_{21a} : en intensité (a) en champ (b). Représentation du mode LP_{21b} : en intensité(c) en champ (d).

Dans le cas de la symétrie quasi $2\pi/3$, les deux dégénérescences spatiales des modes LP_{21} sont affectées et cela de la même manière comme le montre la Figure 98. Il s'en suit donc un meilleur différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur.

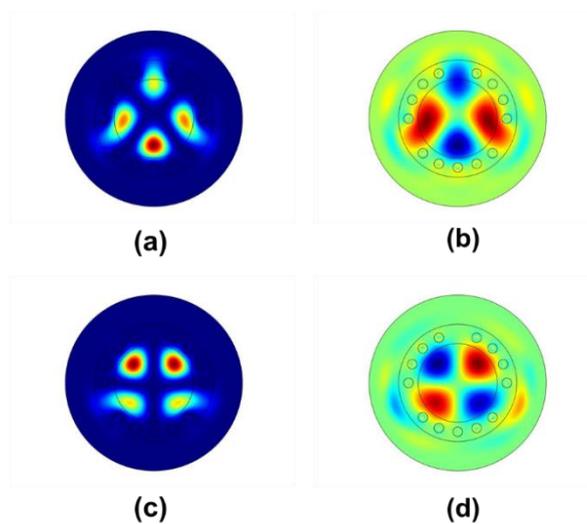


Figure 98: Fibre de Bragg pixelisée ayant une seule couronne avec une symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/3$. Représentation du mode LP_{21a} : en intensité (a) en champ (b). Représentation du mode LP_{21b} : en intensité (a) en champ (d).

Pour les deux meilleures structures (symétries $\pi/2$ et quasi $2\pi/3$) nous constatons que les pertes du mode fondamental sont très élevées (supérieures à 1 dB/m): de telles fibres ne seraient certainement pas viables en pratique et il convient donc d'assurer un meilleur confinement à ce mode.

4.4.1.4 Hétérostructuration de la 2^{de} couronne

Afin de réduire les pertes par confinement du mode fondamental, une seconde couronne de haut indice doit être ajoutée pour les deux structures précédemment retenues. La distance entre les deux couronnes de haut indice est choisie de façon à avoir un différentiel de pertes important entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Ainsi, la distance entre les deux couronnes est définie de façon à autoriser un couplage entre les modes LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} de cœurs et les modes LP_{21} , LP_{51} , LP_{61} de l'anneau de bas indice [2]. Bien évidemment, nous nous assurons que cette épaisseur de l'anneau de bas indice n'autorise aucun couplage entre les modes de l'anneau de bas indice et le mode LP_{01} de cœur, cela afin d'éviter d'augmenter les pertes de ce mode. L'épaisseur de l'anneau de bas indice qui remplit ces conditions est égale à 27,95 μm ce qui a pour conséquence de fixer le diamètre de la seconde couronne de haut indice à 137 μm (Figure 99). Dans ces conditions, le nombre de plots constituant cette seconde couronne de haut indice vaut alors 30. Grâce à l'ajout de la seconde couronne de haut indice, les pertes du mode fondamental décroissent de deux ordres grandeur tandis que les pertes des modes ordre supérieur décroissent seulement d'un ordre de grandeur. La symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/3$ présente un plus fort différentiel de pertes (3 ordres de grandeur) entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur comparativement à la symétrie d'hétérostructuration $\pi/2$ (deux ordres de grandeur). Comme expliqué dans la section précédente, la symétrie $\pi/2$ affecte moins les pertes du mode LP_{21b} que la symétrie quasi $2\pi/3$ et ce mode est donc le premier HOM rencontré dans cette géométrie (voir Figure 99). Au vu des résultats rapportés à la Figure 99. (a) les pertes des modes d'ordre supérieur sont supérieures à 10 dB/m, ce qui laisse augurer qu'une telle fibre serait monomode en pratique (cf le critère de monomodalité défini au chapitre 1). Par ailleurs, les valeurs de pertes assez basses pour le mode fondamental garantissent un caractère guidant pour la fibre.

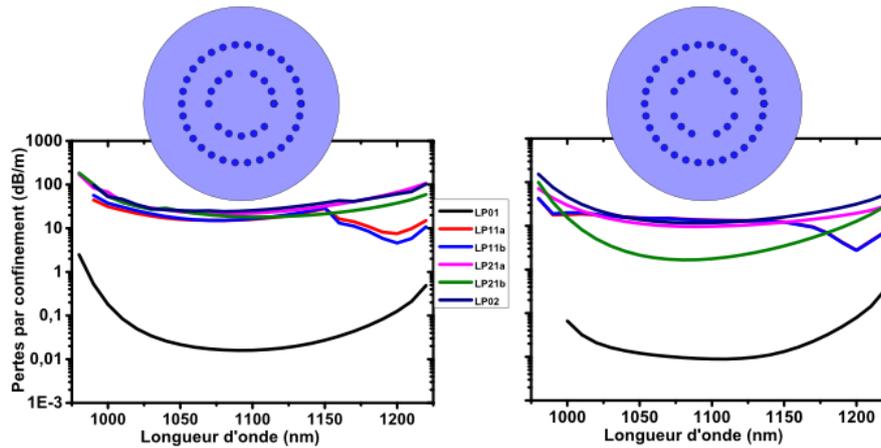


Figure 99 : Pertes par confinements des 4 premiers modes de coeur d'une fibre de Bragg ayant un rayon de coeur $36.75 \mu\text{m}$ et ayant deux couronnes de haut indice. (a) La 1^{ère} couronne de haut indice possède une symétrie d'hétérostructuration $\pi/2$, (b) la 1^{ère} couronne de haut indice possède une symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/3$

4.4.1.5 Hétérostructuration de la 2^{ème} couronne

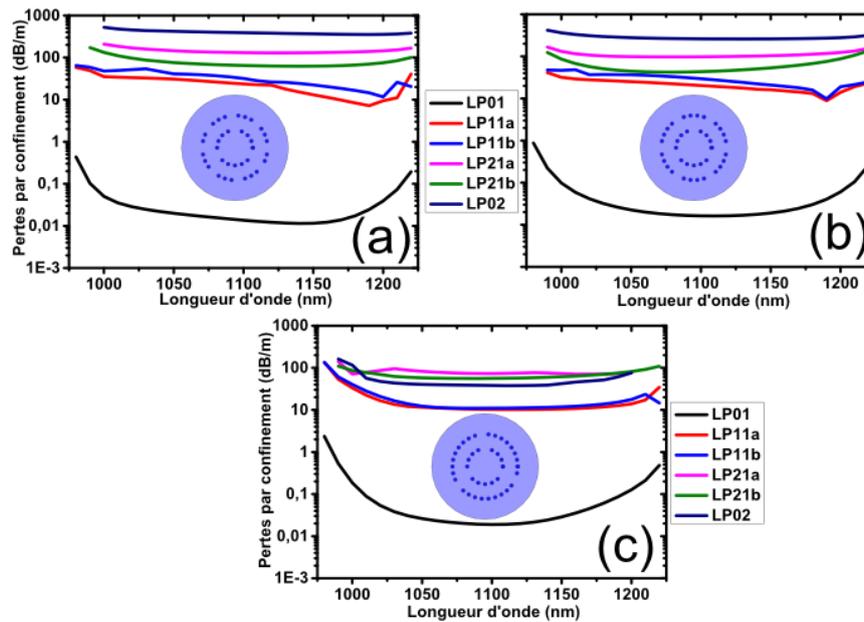


Figure 100: Pertes par confinements des 4 premiers modes de coeur d'une fibre de Bragg ayant un rayon de coeur $36.75 \mu\text{m}$ et ayant deux couronnes de haut indice. La 1^{ère} couronne de haut indice a une symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/3$. La seconde couronne présente une symétrie d'hétérostructuration (a) quasi $\pi/4$, (b) $\pi/3$, (c) $2\pi/3$.

Afin de tenter d'améliorer le comportement monomode de la fibre, une hétérostructuration de la seconde couronne de haut indice est testée. Les résultats de cette étude paramétrique sont reportés sur la Figure 100. Globalement, il apparaît que l'hétérostructuration de la seconde couronne a un faible impact sur le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Dans ces conditions, la symétrie d'hétérostructuration quasi $\pi/4$ sera retenue car elle maximise les pertes des modes d'ordre supérieur.

4.5 Fabrication & Caractérisations

4.5.1 Fabrication

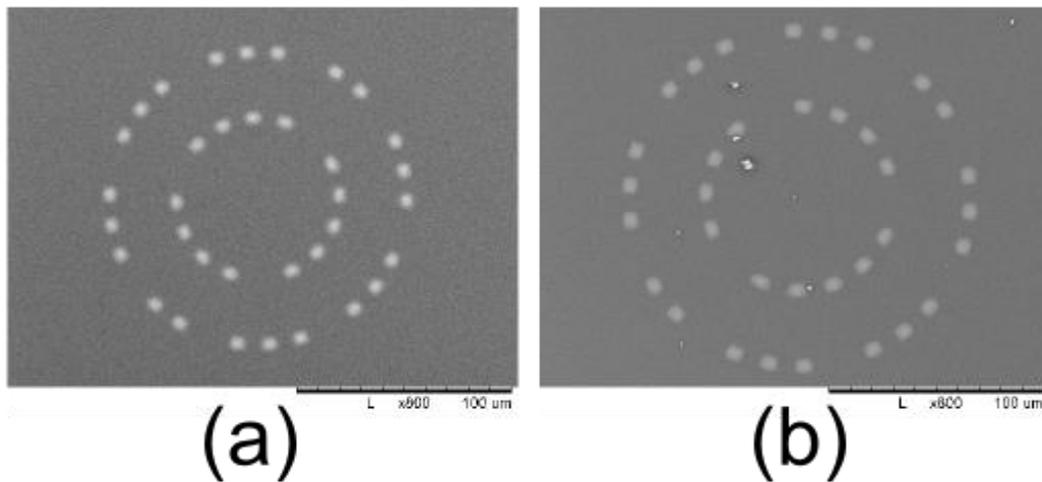


Figure 101: Photo MEB de la: (a) fibre A ayant pour diamètre de cœur $72,8 \mu\text{m}$, (b) fibre B ayant pour diamètre de cœur $86 \mu\text{m}$.

La méthode d'assemblage-étirage est utilisée pour réaliser la fibre simulée sur la Figure 100 (a). Le cœur et les anneaux de bas indice sont issus de matériaux constitués de silice pure (Suprasil F300 Heraeus) tandis que les plots de haut indice sont issus de préformes dopées Germanium avec un profil d'indice parabolique ($+30 \cdot 10^{-3}$) et un rapport cœur/gaine de 0,53. L'hétérostructuration est effectuée en remplaçant certains plots de haut indice par des plots de silice pure. La fibre réalisée sera nommée fibre A : le diamètre de cœur a pour valeur $72,8 \mu\text{m}$ tandis que le diamètre de la seconde couronne de haut indice a pour valeur $137,2 \mu\text{m}$. On note que ces valeurs sont proches des valeurs de la fibre simulée (respectivement $73,5$ et $137 \mu\text{m}$). Outre la fibre A représentée Figure 101 (a), une autre fibre, nommée B (représentée Figure 101 (b)), est réalisée en utilisant la même préforme que celle de la fibre A. Le diamètre de cœur de la fibre B vaut $86 \mu\text{m}$ tandis que le diamètre de la seconde couronne de haut indice est égal à $156,2 \mu\text{m}$. Comme le montre les images précédentes, une légère déformation des plots de haut indice est observée.

4.5.2 Transmission

Afin de tester les propriétés de guidage des fibres réalisées, le dispositif expérimental de la Figure 102 est utilisé. L'idée étant de s'assurer que les fibres soient monomodes même sur de faibles distances, des échantillons de longueur $1\text{m}40$ sont utilisés. La lumière issue d'une source supercontinuum est injectée dans une fibre HI1060 qui joue le rôle de filtre spatial. La lumière issue de cette fibre est ensuite injectée dans la fibre de Bragg sous test avec une adaptation de mode grâce à un dispositif constitué de deux lentilles. Après propagation, la lumière issue de la fibre de Bragg est collectée par

une fibre FMF par simple aboutage, cette fibre étant connectée à un analyseur de spectre optique en vue d'une acquisition des courbes de transmission.



Figure 102 : Dispositif de test utilisé pour vérifier la transmission des fibres. Une adaptation de mode est effectuée en entrée des fibres sous test à l'aide d'un jeu de lentilles.

Les résultats reportés Figure 103 montrent que les deux fibres réalisées sont parfaitement guidantes et que des bandes de transmission existent, ce qui démontre un guidage par bande interdite photonique. Ainsi, pour la fibre A, une bande de guidage allant de 960 à 1150 nm est observée, tandis que pour la fibre B, cette bande couvre la gamme 950-1080 nm. Dans les deux cas, la fenêtre de transmission considérée couvre les longueurs d'onde habituelles des lasers à fibres dopées Ytterbium à savoir 1030 nm, 1050 nm et 1064 nm

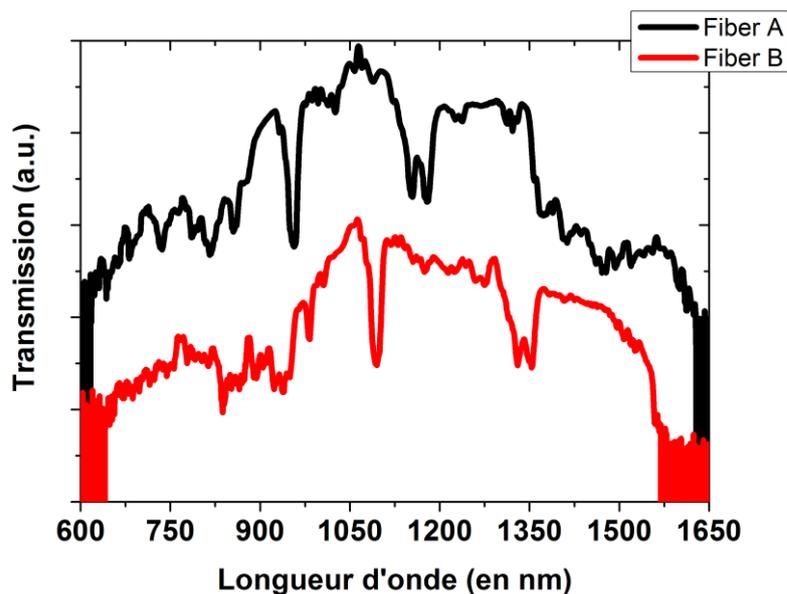


Figure 103 : Courbes de transmission obtenues pour les fibres A et B avec l'utilisation d'une source supercontinuum en entrée

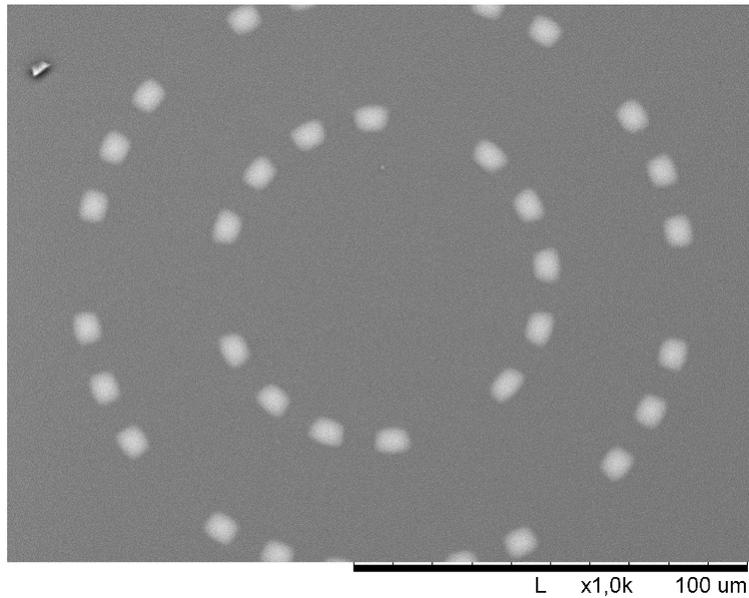


Figure 104 : Photo MEB de la fibre B montrant la déformation des plots de haut indice. Ces plots présentent désormais une forme trapézoïdale

Comme nous l'avons mentionné précédemment, après la réalisation de la fibre, une déformation des plots constituant les couronnes de haut indice est observée. Ainsi, des plots de haut indice qui avaient initialement une forme circulaire ont désormais une forme trapézoïdale (Figure 104). Un calcul des modes supportés par de tels plots montre une déformation des modes $LP_{\nu\mu}$ (Figure 105) mais aussi une levée de dégénérescence pour ces différents modes $LP_{\nu\mu}$. Cette levée de dégénérescence entre modes pairs et impairs a pour conséquence un nouveau découpage des bandes interdites qui étaient initialement définies par les longueurs d'onde de coupure des groupes de modes. Les modes calculés ont effectivement été observés expérimentalement en excitant sélectivement les plots de haut indice et les longueurs d'onde de coupure de ces modes sont reportées Figure 106. On constate ainsi que la troisième bande interdite semble avoir été divisée en deux fenêtres distinctes du fait de la levée de dégénérescence de la fréquence de coupure du mode LP_{21} . Néanmoins un guidage par bande interdite reste observé, qui plus est pour les longueurs d'onde d'intérêt pour notre étude.

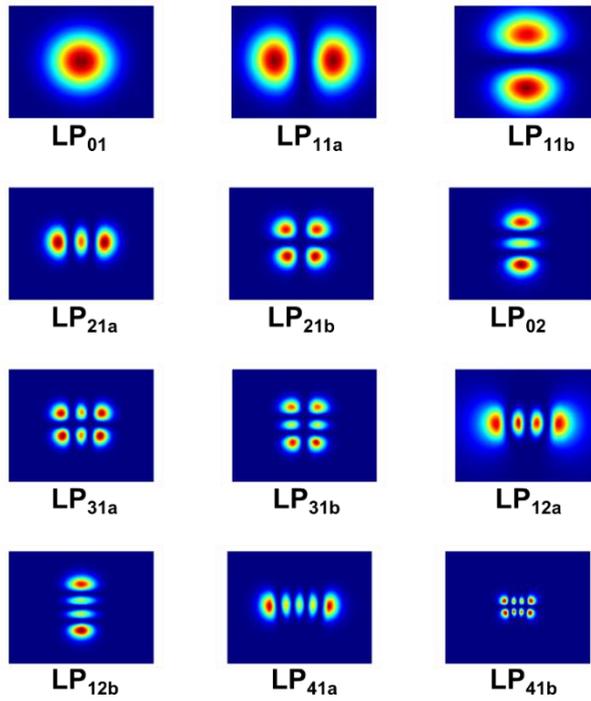


Figure 105 : Représentation en intensité des 7 premiers modes supportés par un plot de haut indice de forme trapézoïdale. Ici, l'indice des plots est supposé homogène

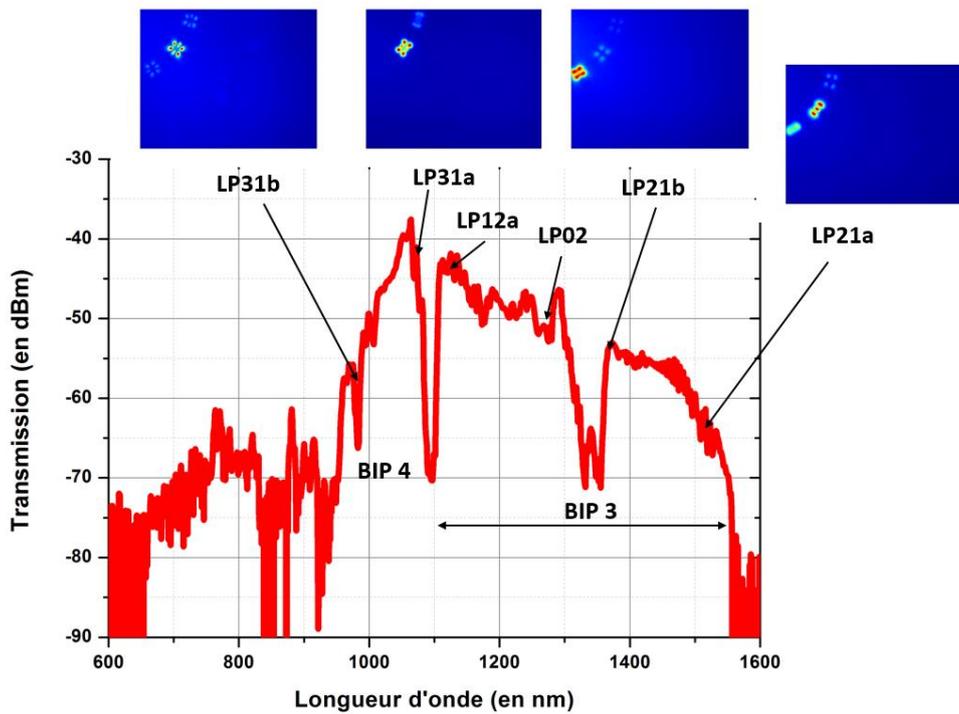


Figure 106 : Report de l'estimation expérimentale de des longueurs d'onde d'apparition des modes d'ordre supérieur de plots de hauts indice sur la courbe de transmission du mode de cœur. Le « trou » de transmission dans la troisième BIP semble lié à la dégénérescence de la fréquence de coupure du mode LP_{21} .

4.5.3 Monomodalité & Diamètre de mode

Dans le but de tester le caractère monomode des deux fibres réalisées, le dispositif illustré Figure 107 est utilisé. Une nouvelle fois, la lumière issue d'une source supercontinuum est injectée dans une fibre HI1060 aboutée à seulement 50 cm de la fibre de Bragg sous test. La face de sortie de la fibre est imagée sur le capteur d'une caméra InGaAs. Dans le but de vérifier l'existence de modes d'ordre supérieur, l'injection est décalée successivement d'une valeur de décentrement de 20 μm et de 30 μm . Notons que cette valeur de 30 μm équivaut à un décentrement supérieur à 60% de la valeur du rayon de cœur pour chacune des deux fibres sous test.

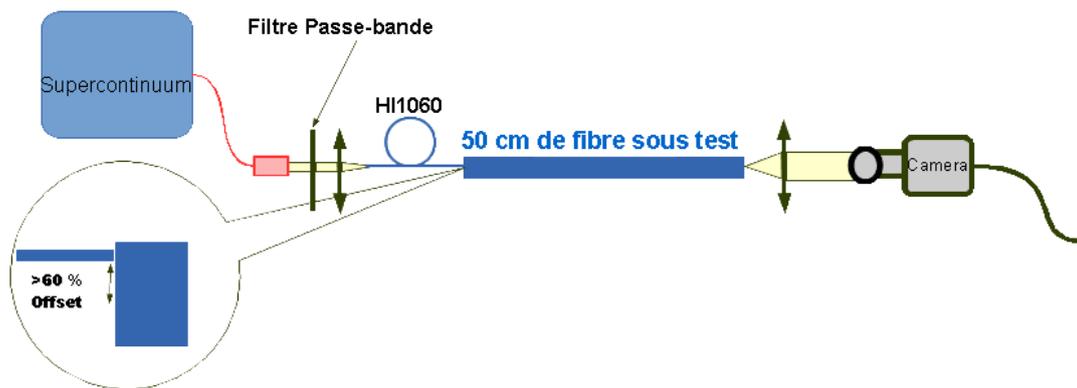


Figure 107: Dispositif de test utilisé pour tester le comportement monomode des fibres A et B.

Les différents résultats sont reportés sur la Figure 108. Comme le montre ladite figure, malgré des décalages de l'injection équivalant à 60% des rayons de cœur, aucun mode d'ordre supérieur n'a pu être mis en évidence. Nous pouvons donc conclure que nos deux fibres présentent un caractère monomode en pratique pour des longueurs de fibre assez réduites.

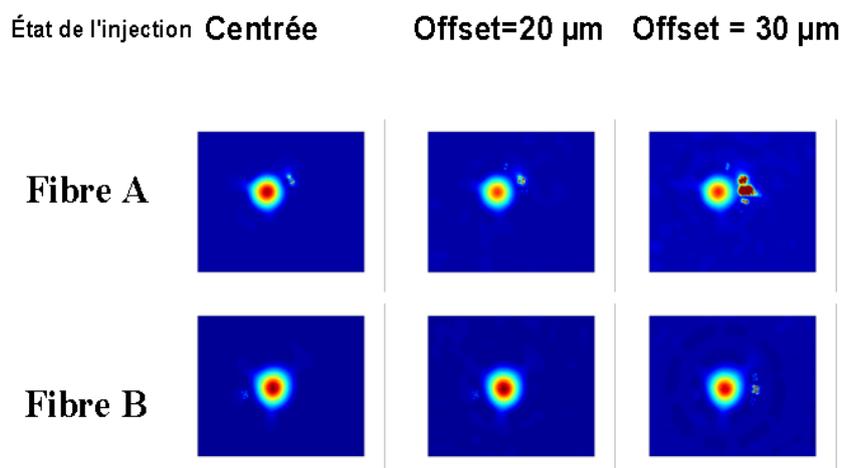


Figure 108: Image en champ proche des modes de cœur à la sortie des fibres A et B. De gauche à droite: injection centrée, injection décentrée de 20 μm , injection décentrée de 30 μm .

Au cours de ces expériences, le diamètre de mode à la longueur d'onde 1050 nm est mesuré dans le cas d'une injection centrée: il vaut 54 μm pour la fibre A tandis qu'il atteint 60 μm pour la fibre B. Il convient de noter que dans le cas de la fibre B, le MFD obtenu constituait un record à l'époque, c'est-à-dire en 2015 dans le cadre des fibres à Bande Interdite Photonique. Le précédent record était de 58 μm [Dong].

4.6 Réalisation d'une fibre de Bragg flexible à deux couronnes de haut indice et dont le MFD est supérieur à 40 μm

Compte tenu de leurs dimensions, les fibres A et B ne permettent pas une transmission de la lumière lors de l'application de rayons de courbures mêmes supérieurs à quelques dizaines de centimètres. L'objectif dans cette section est d'obtenir un MFD supérieur à 40 μm tout en disposant du caractère flexible dont ne disposent pas les fibres A et B.

4.6.1 Fabrication

Nous réalisons donc une fibre nommée fibre C disposant d'un rayon de cœur plus modeste (31,07 μm) en utilisant l'assemblage utilisé pour les fibres A et B de ce chapitre. Comme indiqué précédemment, cette fibre est principalement destinée au transport de puissance laser dans le cas de l'application de rayons de courbure. Une photo prise avec un microscope électronique à balayage est rapportée sur la Figure 109 . (a) et est mise en comparaison de celles des fibres A et B, prises à la même échelle.

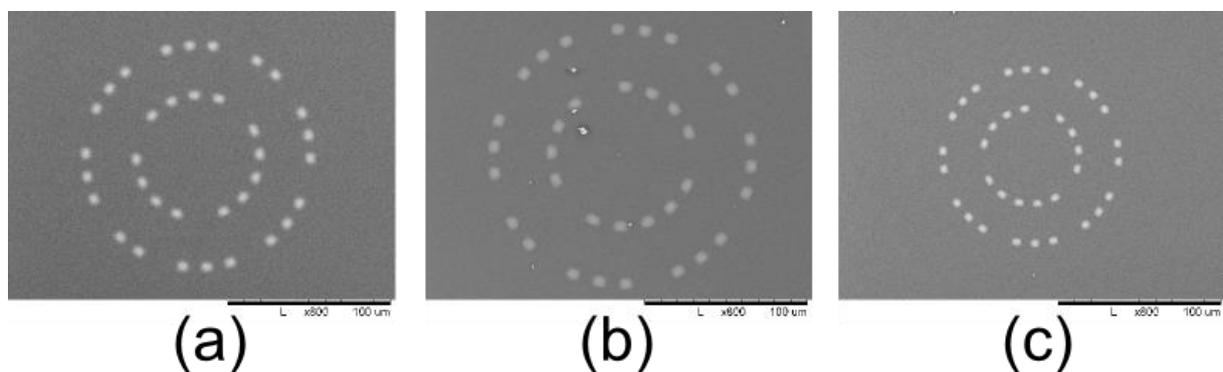


Figure 109: Photo MEB des : fibre A ayant un diamètre de cœur 72,8 μm (a), fibre B ayant un diamètre de cœur 86 μm (b), fibre C ayant un diamètre de cœur 62,14 μm (c). Les trois photos sont prises à la même échelle.

4.6.2 Transmission

Dans un premier temps la courbe de transmission est reportée à la Figure 110. Le dispositif de test est celui présenté Figure 102. Comme précédemment, la longueur de fibre utilisée est de 1m40. La fibre est maintenue parfaitement droite afin d'éviter tout rayon de courbure qui pourrait modifier la forme des fenêtres de transmission. A l'analyse de la Figure 110, on observe que dans ce cas aussi le principe de guidage par bande photonique interdite est validé, une fenêtre de transmission allant de 950 nm à 1120 nm apparaissant nettement. Dans le cas de la fibre C une transmission de la longueur d'onde 1050 nm dans la 3^{ème} BIP est rapportée. Pour la fibre A, cette longueur d'onde est transmise dans la

4^{ème} bande de transmission et dans le cas de la fibre B une transmission de la longueur d'onde 1050 nm est rapportée dans la 5^{ème} bande de transmission.

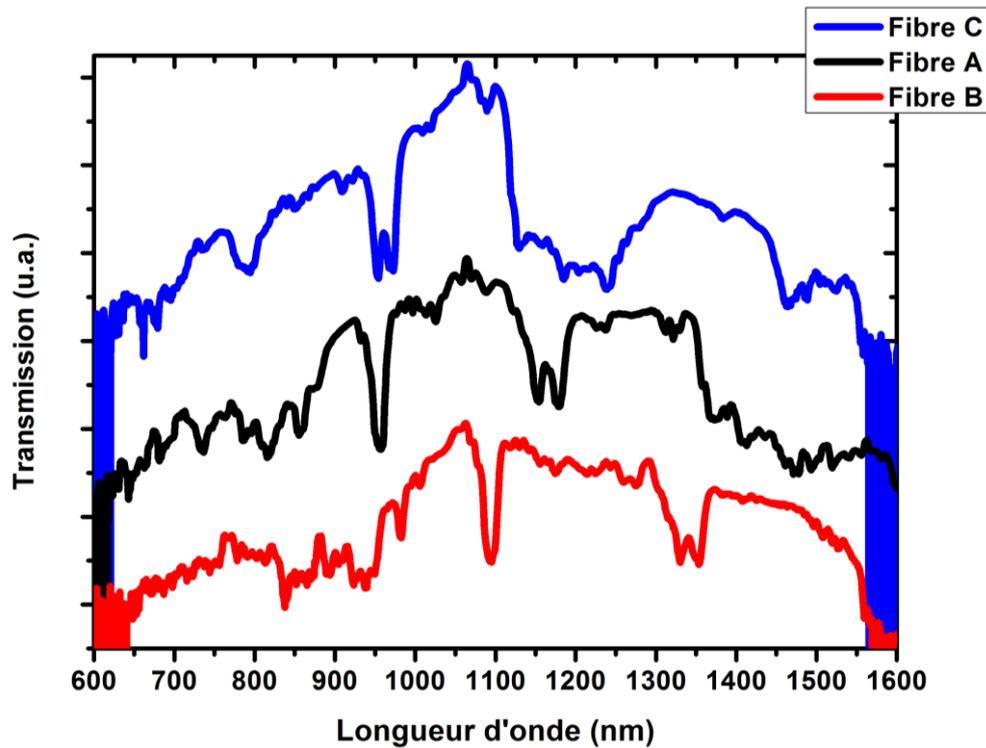


Figure 110: Courbes de transmission obtenues pour les fibres A, B et C avec l'utilisation d'une source supercontinuum en entrée.

4.6.3 Monomodalité

La fibre C étant destinée à une utilisation dans le cadre de l'application de rayons de courbure, on veillera simplement à avoir un caractère monomode pour une longueur de fibre de 1m40 ou plus. Le protocole de mesure est identique à celui décrit précédemment (Figure 111). A titre de comparaison, le test est également appliqué aux fibres A et B. Comme le montre la Figure 112, il est clairement démontré que mêmes pour des décentrements supérieurs à 60% aucun mode d'ordre supérieur n'est mis en évidence pour les trois fibres de Bragg sous test. Seuls les modes de plots sont observés pour les forts décentrements. Ce résultat vient confirmer le caractère monomode en pratique déjà démontré pour les fibres A et B et préciser celui de la nouvelle fibre C. Ces résultats mettent également en évidence la robustesse du design proposée vis-à-vis des adaptations de géométries.

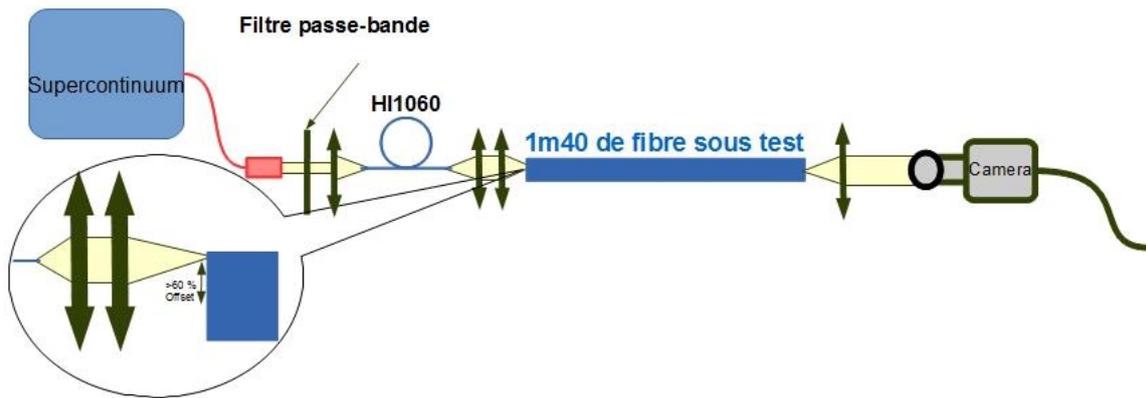


Figure 111: Nouveau dispositif utilisé pour tester le comportement monomode des fibres A,B et C. Une adaptation de mode est effectuée avant de procéder au décalage de l'injection.

Etat de l'injection	Fibre C	Fibre A	Fibre B
Centrée			
Offset supérieur à 60%			

Figure 112: Résultats des différents tests réalisés avec le dispositif Figure 111 pour les fibres A, B et C.

4.6.4 Diamètre de mode

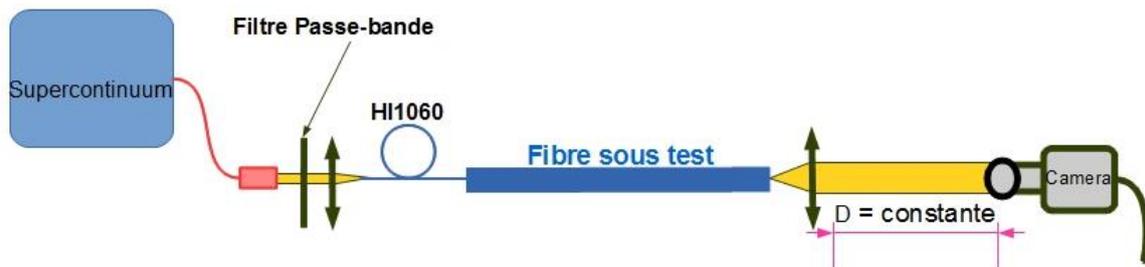


Figure 113: Dispositif d'acquisition utilisé pour obtenir des modes à la même échelle pour les trois fibres A, B et C

Une mesure du diamètre de mode à l'échelle pour la longueur d'onde 1050 nm est effectuée pour les trois fibres A, B et C. Le dispositif de test est représenté Figure 113. Il s'agit du même dispositif que celui utilisé Figure 107, à la simple différence que pour les trois fibres sous test la distance lentille-caméra en fin de dispositif est la même et cela afin d'assurer le même grandissement pour les trois images.

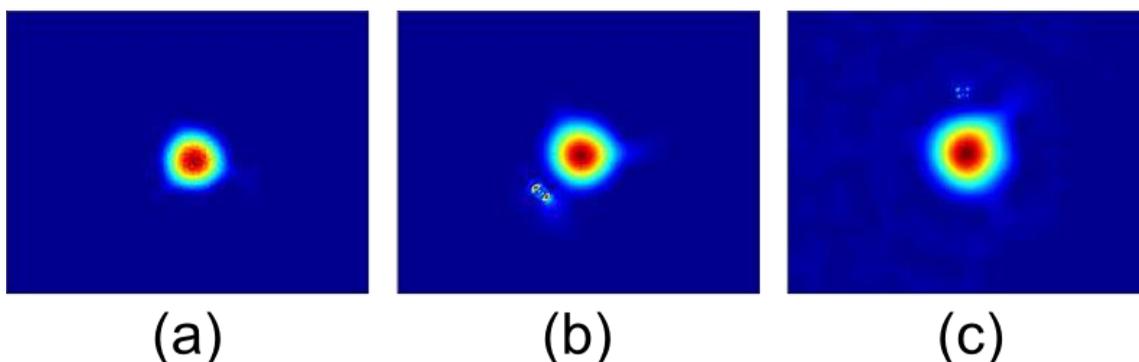


Figure 114: Image de modes à la longueur d'onde 1050 nm prises à l'échelle : (a) fibre C, (b) fibre A et (c) fibre B.

Il est redémontré que le diamètre de mode des fibres A (Figure 114. (b)) et fibre B (Figure 114. (c)) à la longueur d'onde 1050 nm vaut respectivement 54 et 60 μm tandis que le diamètre de mode Fibre C à la même longueur d'onde est de 47 μm (Figure 114. (a)).

4.6.5 Impact des rayons de courbures

La fibre C ayant pour but de pouvoir assurer le transport de puissance lumineuse même dans le cas de l'application d'un rayon de courbure, un test est effectué en utilisant le dispositif illustré Figure 115. Un tambour en polystyrène dont le rayon de courbure vaut 21 cm sert de support afin de maintenir la fibre.

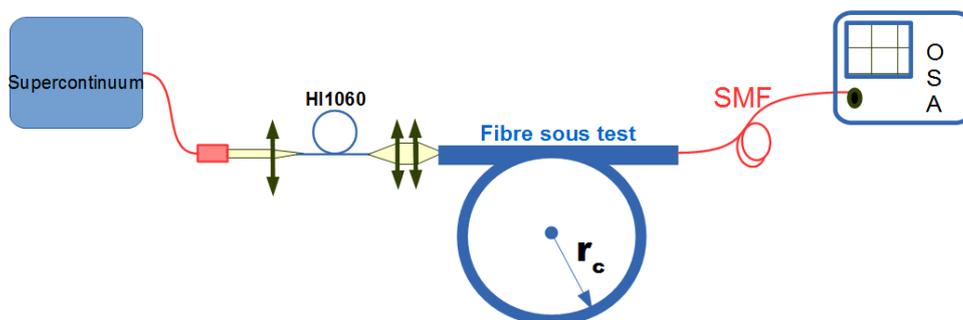


Figure 115: Dispositif utilisé afin de tester la transmission de la fibre C dans le cas d'application de rayon de courbure.

La courbe de transmission représentée Figure 116 met en évidence qu'une transmission est autorisée pour ce rayon de courbure et que la longueur d'onde d'intérêt (1050 nm) est parfaitement transmise.

Lors de l'application de plus faibles rayons de courbures une casse de la fibre est observée, en raison des contraintes mécaniques exercées sur la fibre.

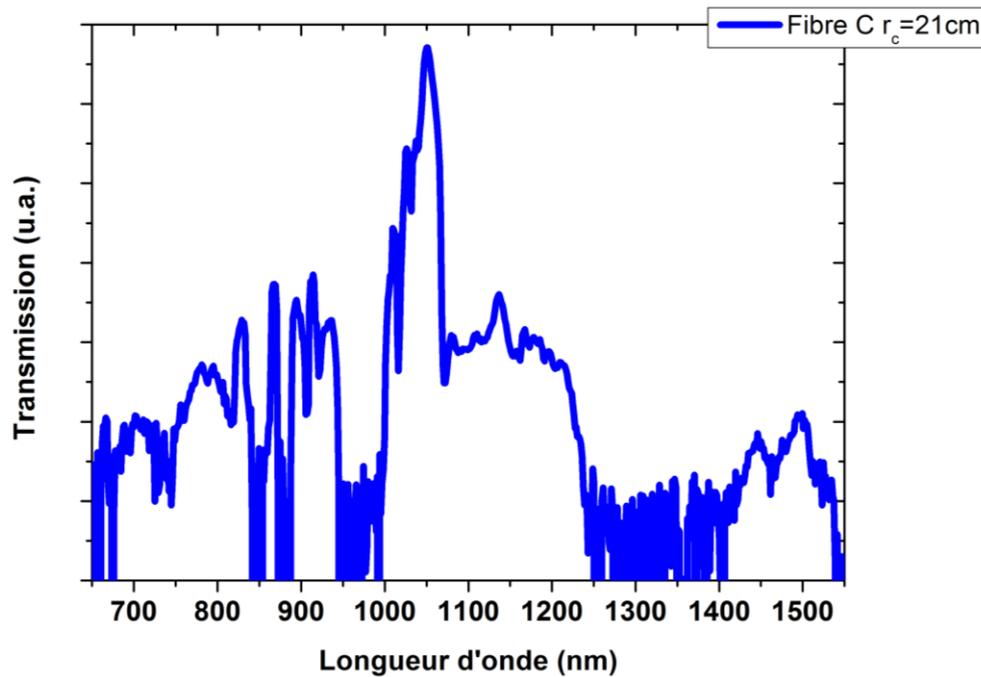


Figure 116: Spectre de transmission de la fibre C dans le cas de l'application d'un rayon de courbure égale à 21 cm

4.7 Conception et réalisation d'une fibre de Bragg à deux couronnes de haut indice dont le MFD est supérieur à $60 \mu\text{m}$

Dans le cadre d'une augmentation du MFD visant à repousser toujours davantage le seuil d'apparitions des effets non-linéaires, nous examinerons en nous basant sur la structure de fibre précédemment utilisée, la possibilité d'obtenir des diamètres de modes supérieurs à $60 \mu\text{m}$.

4.7.1 Fabrication & Caractérisations

4.7.1.1 Fabrication

Dans le cas de la réalisation de cette nouvelle fibre dite « Extreme Large Mode Area » (ELMA), nous utilisons le même assemblage que celui utilisé précédemment et qui nous avait déjà permis de réaliser les fibres A, B et C. Le diamètre de cœur de la nouvelle fibre, nommée D, est $111,4 \mu\text{m}$ tandis que le diamètre de la seconde couronne est $203,2 \mu\text{m}$. Ces dimensions sont définies afin de permettre aux longueurs d'onde d'émission de l'Ytterbium une propagation dans la 6^{ème} bande de transmission. Une photo de la fibre D est rapportée Figure 117.

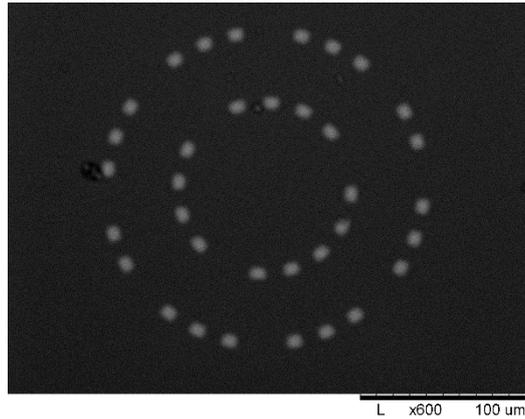


Figure 117: Photo MEB de la fibre D.

Malgré les déformations des plots servant de résonateurs, les dimensions obtenues sont très proches des valeurs souhaitées. Ainsi le diamètre moyen des plots dopés germanium est $11,83 \mu\text{m}$ contre $12 \mu\text{m}$ pour la valeur désirée.

4.7.1.2 Transmission

La lumière issue d'une source supercontinuum est injectée dans une fibre HI1060. La sortie de la fibre HI1060 est directement aboutée à 90 cm de la fibre D maintenue droite. La fibre FMF servant de fibre de collecte en sortie de la fibre D est aboutée à un analyseur de spectre optique afin d'enregistrer la courbe de transmission. Cette courbe de transmission est reportée sur la Figure 118 et montre que malgré les déformations de plots, un fonctionnement équivalent au fonctionnement d'une fibre à bande interdite photonique est observable. Aussi, les longueurs d'onde d'intérêts (longueur d'onde d'émission de l'Ytterbium) sont localisées dans une bande de transmission allant de la longueur d'onde 970 nm à la longueur d'onde 1070 nm. Cependant, la déformation des plots de Germanium a pour effet une levée de dégénérescence des modes des plots constituant les résonateurs ce qui a pour conséquence l'apparition de trou de transmission à l'intérieur des bandes de transmission. Ainsi donc nous observons des couplages aux longueurs d'onde 1010 nm, 1167 nm, 1319 nm et 1538 nm. Un tel couplage est parfaitement illustré à la Figure 120 à la longueur d'onde 1010 nm pour une injection centrée.

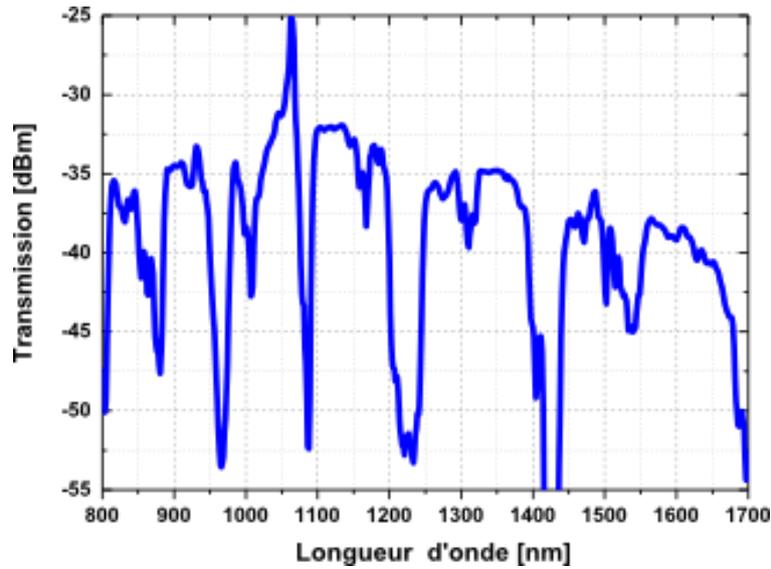


Figure 118: Spectre de transmission de la fibre D pour 90 cm de fibre maintenue droit.

4.7.1.3 Diamètre de mode

Une mesure du diamètre de mode est effectuée à la longueur d'onde 1035 nm. Le dispositif utilisé est le même que précédemment simplement la face de sortie de la fibre sous-test est imagée à l'aide d'une caméra InGaAs (Figure 107). Comme le montre la Figure 119, le profil du mode est parfaitement gaussien quelle que soit la direction de la coupe utilisée. Le diamètre de mode mesuré est de 69 μm .

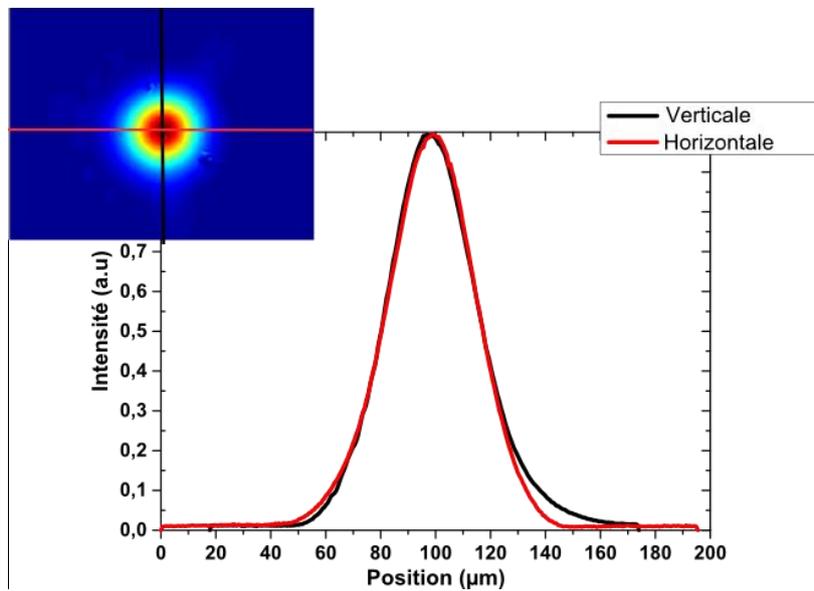


Figure 119: Encart : Image de mode en champ proche pour la longueur d'onde 1035 nm. Centre : Profil de mode suivant les axes horizontal et vertical

4.7.1.4 Monomodalité

Pour cette nouvelle fibre, le caractère monomode est étudié à l'aide du dispositif présenté Figure 107. La longueur de fibre utilisée est de 90 cm. Des décentrages de 20 μm et 36 μm sont successivement appliqués dans le but de prouver ou non l'existence de modes d'ordre supérieur. Comme précédemment, durant ce test, la fibre est maintenue parfaitement droite dans le but d'éviter l'application de rayons de courbure qui pourraient induire une augmentation des pertes des modes d'ordre supérieur et donc fausser les résultats du test. Notons que la valeur de décentrement égale à 36 μm équivaut à 64% du rayon de cœur. Il apparaît que malgré ces valeurs importantes de décalage, aucun mode d'ordre supérieur n'est observé dans la bande de fenêtre allant de 1010 nm à 1035 nm (Figure 120). Notons que pour les longueurs d'onde supérieures, des couplages entre modes de cœur et mode de plots rendent la fibre peut utilisable dès lors qu'un décentrement est effectué.

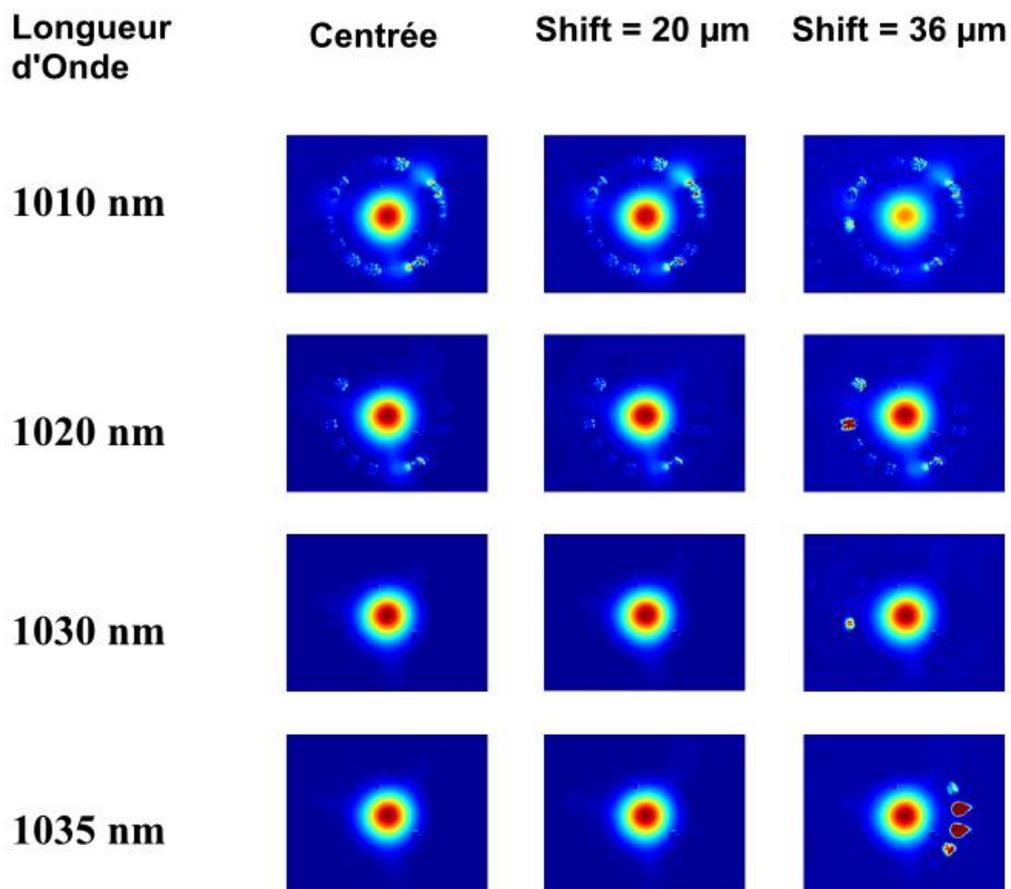


Figure 120: Image en champ proche du mode de cœur dans le cadre de la fibre D. La longueur de fibre est de 90 cm. De gauche à droite : injection centrée, injection décentrée de 20 μm et injection décentrée 36 μm .

4.7.2 Etude numérique

Nous avons pu démontrer expérimentalement qu'à partir d'une seule géométrie de gaine, plusieurs fibres ayant différent MFD ont un caractère monomode en pratique. L'objectif de cette section est de réaliser une étude paramétrique afin de tester la validité théorique des résultats expérimentaux obtenus avec la fibre D. Un positionnement des longueurs d'onde d'émission de l'ytterbium dans la 6^{ème} bande de transmission est visé et pour cela, le diamètre des résonateurs est fixé à 12 μm . Le rapport d/Λ est maintenu à 0,53 et le diamètre de cœur a pour valeur 116 μm .

4.7.2.1 Hétérostructuration de la 1^{ère} couronne

Comme pour l'étude présentée au paragraphe 4.4, différentes symétries d'hétérostructurations sont étudiées dans le cas d'une fibre ayant une seule couronne de haut indice et sont rapportées Figure 121. La symétrie quasi $2\pi/5$ présente les plus hautes pertes par confinement pour le mode fondamental et le plus bas différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Ainsi donc, cette symétrie ne sera pas retenue pour la suite. La symétrie $\pi/4$, quant à elle présente, les plus basses pertes pour les modes d'ordre supérieur de ce fait elle est automatiquement éliminée. Les autres symétries d'hétérostructurations présentent approximativement les mêmes pertes pour le mode fondamental. Ainsi donc la fibre non-hétérostructurée et les symétries π , $\pi/2$, quasi- $2\pi/3$ présentent respectivement approximativement des pertes de 3 dB/m, 2.84 dB/m, 1.29 dB/m et 2.4 dB/m à la longueur d'onde 1030 nm pour le mode fondamental. Parmi ces quatre symétries d'hétérostructuration restantes, la fibre non-hétérostructurée et la fibre ayant une symétrie π présentent les plus basses pertes pour les modes d'ordre supérieur (approximativement 13 dB/m à la longueur d'onde 1030 nm) et ne seront pas retenues pour la suite. Ainsi donc, en accord avec les conclusions présentées dans la section 4.4.1.3 de ce chapitre, les deux meilleures symétries d'hétérostructuration permettant de maximiser les pertes des modes d'ordre supérieur tout en minimisant les pertes du mode fondamental sont les symétries $\pi/2$ et quasi- $2\pi/3$. En outre, comme démontré plus haut, le mode LP_{21b} dans le cas de la symétrie d'hétérostructuration $\pi/2$ ne bénéficie pas d'une bonne fuite à travers la gaine.

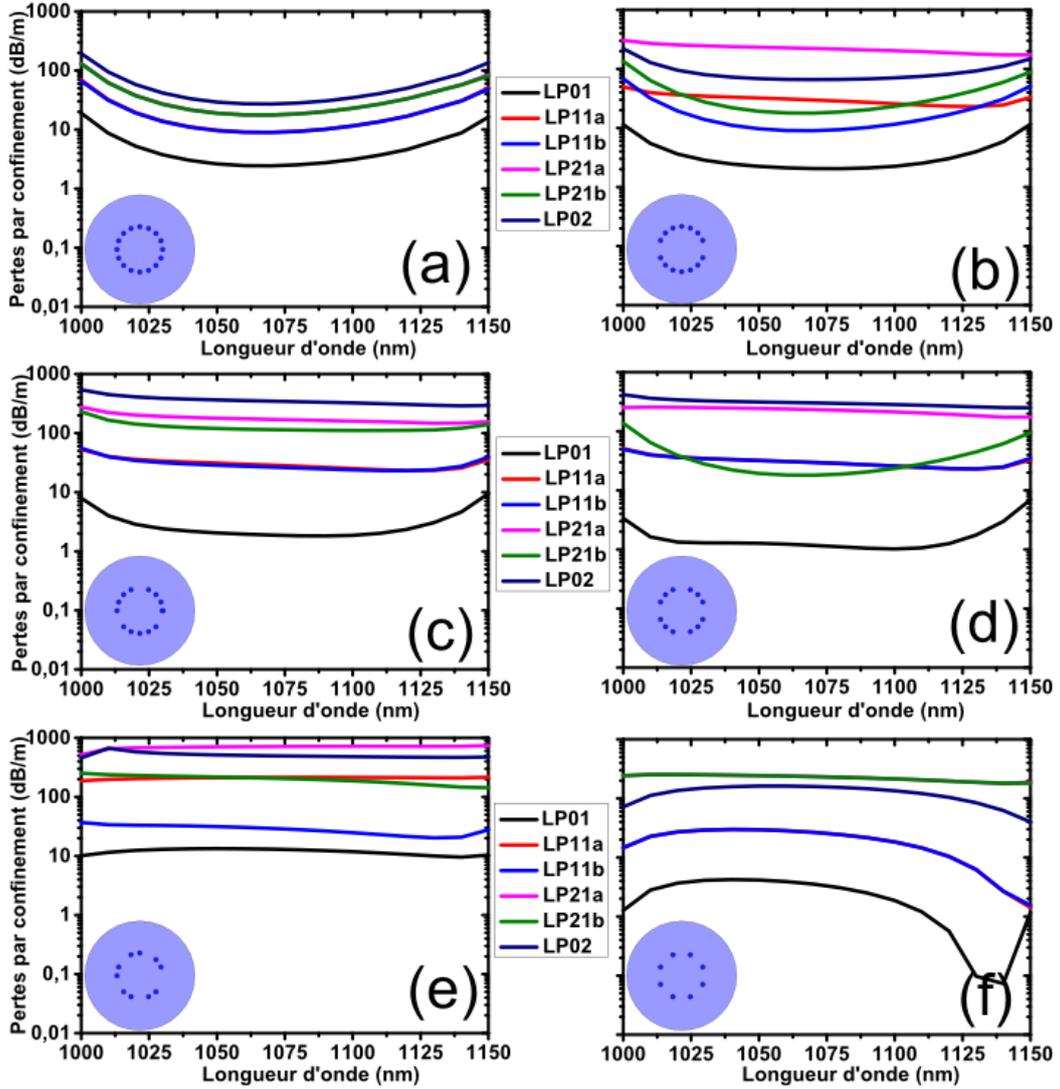


Figure 121: Pertes par confinements des 4 premiers modes de coeur d'une fibre de Bragg avec un diamètre de coeur de $116 \mu\text{m}$ ayant une seule couronne de haut indice: (a) non-hétérostructurée, (b) π hétérostructuration, (c) quasi $2\pi/3$ hétérostructuration, (d) $\pi/2$ hétérostructuration, (e) quasi $\pi/3$ hétérostructuration, (f) $\pi/4$ hétérostructuration.

4.7.2.2 Hétérostructuration de la 2^{nde} couronne

Dans le but de réduire les pertes du mode fondamental dans le cas des deux meilleures symétries d'hétérostructuration retenues précédemment, une seconde couronne de haut indice est ajoutée. Là aussi, la distance inter-anneaux haut indice est définie de façon à maximiser le couplage entre les modes LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} de coeur et les modes LP_{21} , LP_{51} et LP_{61} de l'anneau de bas indice. Cela implique donc que l'épaisseur de l'anneau de bas indice est égale à $38 \mu\text{m}$. Les différents couplages désirés sont obtenus et illustrés Figure 122.

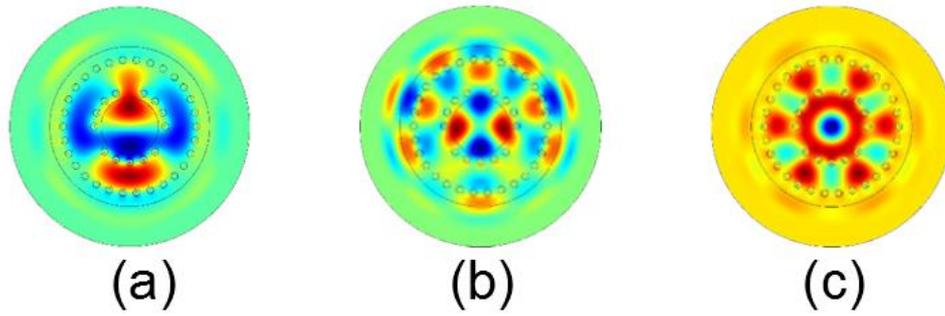


Figure 122: Distribution du champ électrique des modes (a) LP_{11} , (b) LP_{21} , (c) LP_{02} suivant l'axe de polarisation X

Les courbes de pertes des quatre premiers modes de cœur pour les deux nouvelles structures sont rapportées Figure 123, elles montrent que là aussi les pertes du mode fondamental décroissent de deux ordres de grandeur tandis que les pertes des modes d'ordre supérieur ne décroissent que d'un ordre de grandeur voir moins (cas de la symétrie d'hétérostructuration $2\pi/3$).

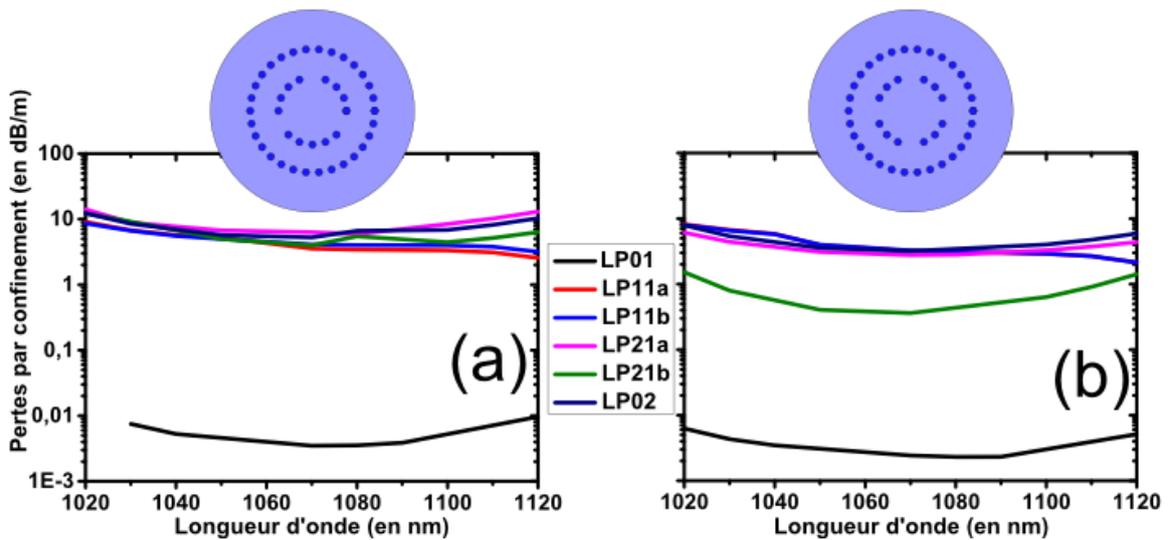


Figure 123: Pertes par confinements des 4 premiers modes de cœur d'une fibre de Bragg ayant un diamètre de cœur de $116 \mu\text{m}$ et ayant deux couronnes de haut indice. La 1ère couronne de haut indice ayant une symétrie d'hétérostructuration : (a) quasi $2\pi/3$, (b) $\pi/2$.

Au final, la structure représentée Figure 123 (a) sera conservée pour la suite car elle maximise les pertes de tous les HOM contrairement à la structure de la Figure 123. (b) qui tends à minimiser les pertes des modes LP_{21b} .

4.7.2.3 Hétérostructuration de la 2nde couronne

Enfin, toujours dans le but de s'assurer d'un comportement monomode en pratique une étude paramétrique de l'hétérostructuration de la seconde couronne est effectuée pour une symétrie $2\pi/3$

d'hétérostructuration de la première couronne. Les différentes symétries d'hétérostructuration suivantes sont étudiées : quasi $\pi/4$, $\pi/2$, $2\pi/3$ et π et les résultats sont reportés Figure 124. Il apparaît que les modes d'ordre supérieur voient leurs pertes faiblement augmenter. Néanmoins, la symétrie d'hétérostructuration retenue pour la seconde couronne est la symétrie quasi- $\pi/4$ car pour cette symétrie les pertes des modes d'ordre supérieur sont tous au-dessus de la valeur 10 dB/m, ce qui constitue une première garantie d'un comportement monomode en pratique. De plus les pertes du mode fondamental restent très faibles (de l'ordre de 0,01 dB/m), ce qui, là aussi, constitue une garantie du comportement guidant de la fibre en ce qui concerne la propagation du mode fondamental de cœur.

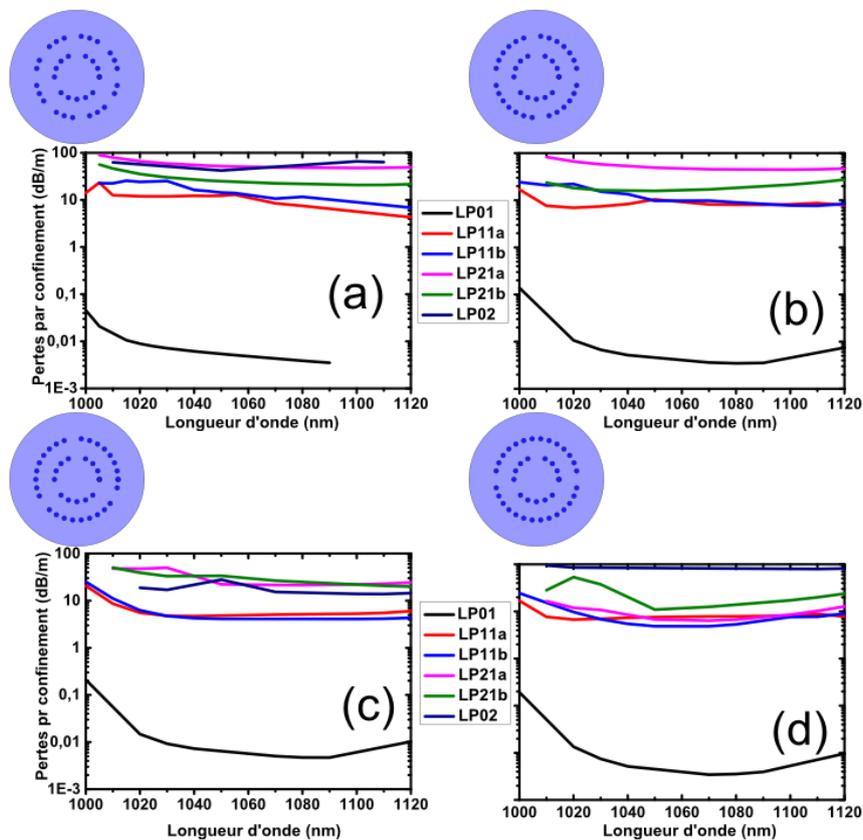


Figure 124: Pertes par confinements des 4 premiers modes de cœur d'une fibre de Bragg avec pour diamètre de cœur 116 μm et ayant deux couronnes de haut indice. La 1^{ère} couronne de haut indice ayant une symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/3$. La seconde couronne présente une symétrie d'hétérostructuration: (a) quasi $\pi/4$, (b) $\pi/2$, (c) $2\pi/3$ et (d) π .

Il est rassurant de constater que cette nouvelle étude qui peut sembler inutile a posteriori, ne fait que confirmer les résultats présentés à la section 4.4.1. Il est ainsi prouvé que la géométrie de fibre réalisée permet d'avoir un comportement monomode pour différentes tailles de cœur désirées.

Conclusion

Au cours de ce chapitre, la possibilité d'augmenter le diamètre de mode des fibres de Bragg a été examinée. Une étude paramétrique nous a permis de simplifier le design de façon à aboutir à une structure ayant seulement deux couronnes de haut indice. Le choix d'une condition demi-onde généralisée nous a permis, grâce à l'utilisation d'un seul anneau de bas indice, de pouvoir augmenter les pertes des modes d'ordre supérieur en autorisant des couplages entre ces modes de cœur et des modes d'anneaux de bas indice. Nos différentes études paramétriques nous ont montré que la symétrie d'hétérostructuration quasi $2\pi/3$ appliquée à la première couronne de haut indice et la symétrie quasi $\pi/4$ appliquée à la seconde couronne de haut indice, combinée à l'utilisation de la condition demi-onde permettent d'obtenir un comportement monomode en pratique. Les fibres réalisées présentent des diamètres de mode allant de $47\ \mu\text{m}$ à $69\ \mu\text{m}$ et il est remarquable que le diamètre de mode désirée puisse être obtenu en variant les paramètres de tirage de la même préforme. La fibre C ayant un MFD de $47\ \mu\text{m}$ autorise une application de rayons de courbure sans pour autant empêcher la propagation des longueurs d'onde d'intérêts (1030 et 1050 nm). Les fibres B et D ayant des diamètres de modes supérieurs à $60\ \mu\text{m}$ constituent à ce jour deux records de diamètre de mode dans le cas des fibres à bande interdite photonique toutes solides.

Bibliographie :

- [1] V. Pureur, "Thèse: Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à cœur solide," Université Lille 1, 2009.
- [2] O. Vanvincq, J. P. Yehouessi, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated Bragg fibers : bandgap guiding , generalized half-wave stack condition , and application to large mode area fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, no. 9, pp. 1986–1992, 2015.

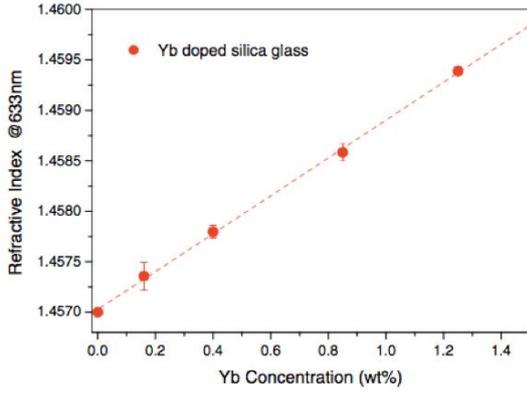
5 Vers la réalisation de fibres de Bragg VLMA dopées

Introduction

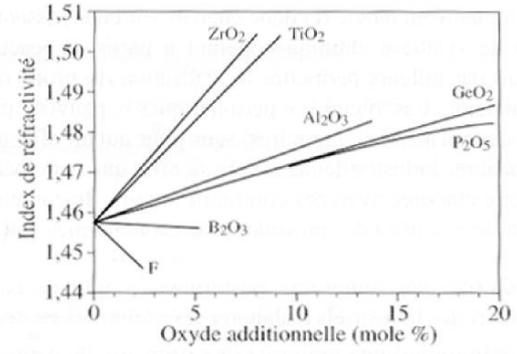
Les deux précédents chapitres portaient sur la conception et la réalisation de fibres de Bragg ayant des diamètres de modes allant de 40 μm et 69 μm à la longueur d'onde 1050 nm. Ces fibres présentaient un caractère monomode en pratique. Cependant le matériau de cœur était de la silice pure : il s'agissait donc de fibres passives utilisables uniquement dans un contexte de transport de faisceau. L'objet du présent chapitre est de poser les premières bases théoriques qui permettront, à court terme, la réalisation de fibres du même type dont le cœur sera, cette fois dopée aux ions Ytterbium. Dans un premier temps, une étude paramétrique de l'influence de l'indice de cœur sur les conditions demi-onde sera faite. Cette étude paramétrique permettra de définir de façon précise les valeurs des indices de réfraction des préformes dopées aux ions Ytterbium à réaliser afin de garantir un comportement monomode en pratique tout en garantissant un caractère propagatif pour le mode LP_{01} de cœur. Dans un second temps, nous proposerons un état de l'art des récentes préformes dopées aux ions Ytterbium réalisées au sein de notre laboratoire en réponse aux besoins définis plus haut.

5.1 Etude paramétrique des conditions demi-onde dans le cas d'une variation d'indice du cœur par rapport à la silice

L'ajout d'un dopant dans la préforme servant de matériau de cœur induit une modification d'indice qui conduit à une différence entre l'indice de cœur et l'indice de la silice. Comme le montre la Figure 125 (a), une augmentation de la concentration d'ions Ytterbium implique une augmentation de l'indice de réfraction de la matrice. Typiquement, nous visons des concentrations de l'ordre de 0,5wt% (ce qui correspond à quelques centaines de dB/m à 977 nm), une telle concentration implique une augmentation de l'indice du cœur d'une valeur égale à $+1 \times 10^{-3}$. Par ailleurs, dans le but de limiter les effets de formations d'agrégats rencontrés dans le cas de fibres dopées, les ions Aluminium et Phosphore sont rajoutés ce qui a pour conséquence là aussi de modifier l'indice de réfraction d'une matrice de silice pure (Figure 125. (b)). Pour 1% d' Al_2O_3 ou P_2O_5 l'indice de cœur augmente d'une valeur supérieure à $+1 \times 10^{-3}$.



(a)



(b)

Figure 125: (a) Courbe montrant l'augmentation de l'indice de réfraction d'une préforme en fonction de la concentration d'ions Ytterbium. (b) Courbe d'indice de réfraction de différents codopants en fonction de leur concentration molaire.

Les ions Bore et Fluor ont pour effet d'induire des valeurs négatives de Δn , tandis que les ions Aluminium, Germanium et Phosphore ont pour conséquence de conduire à des valeurs positives de Δn . Dans ces conditions, il convient d'écrire l'indice de cœur n_c suivant la relation :

$$n_c = n_{silice} + \Delta n \quad \text{Équation 1}$$

Δn représente la variation d'indice par rapport à la silice due à l'introduction de dopants dans le cœur. Supposons une fibre de Bragg de rayon cœur r_c et dont la gaine contient seulement deux couronnes de haut indice de réfraction. Les indices effectifs des modes LP_{lm} pouvant s'établir dans le cœur sont donnés par la relation suivante [1][2][3]:

$$n_{eff}^{lm} = \sqrt{n_c^2 - \left(\frac{u_{lm}}{k_0 r_c}\right)^2} = \sqrt{(n_{silice} + \Delta n)^2 - \left(\frac{u_{lm}}{k_0 r_c}\right)^2} \quad \text{Équation 2}$$

Où u_{lm} est la $m^{\text{ème}}$ solution de l'équation de Bessel d'ordre l , r_c est le rayon de cœur, k_0 est le vecteur d'onde dans le vide.

Considérons, dans un premier temps, l'anneau de bas indice présent entre les deux anneaux de haut indice. Un mode $LP_{v\mu}$ pouvant s'établir dans cet anneau aura son indice effectif défini par la relation suivante [1][2][3]:

$$n_{eff}^{\mu} = \sqrt{(n_{silice})^2 - \left(\frac{\mu\pi}{k_0 \Delta r}\right)^2} \quad \text{Équation 3}$$

où Δr représente l'épaisseur de l'anneau de bas indice. Dans la suite, afin de simplifier les calculs nous prendrons $\mu \approx 1$ ainsi donc les modes d'anneaux considérés sont les $LP_{\nu 1}$.

En égalisant l'indice effectif d'un mode de cœur et celui d'un mode d'anneau de bas indice ($n_{eff}^{lm} = n_{eff}^{\mu}$), nous obtenons une nouvelle relation définissant une condition demi-onde appliquée au mode LP_{lm} de cœur et qui tient compte de Δn (nous considérons $\Delta n \ll n_{silice}$)

$$\Delta r = \frac{\pi}{k_0 \sqrt{\left(\frac{u_{lm}}{k_0 r_c}\right)^2 - 2\Delta n \cdot n_{silice}}} \quad \text{Équation 4}$$

Dans le cas où $\Delta n = 0$ alors $\Delta r = \frac{\pi r_c}{u_{lm}}$ ce qui équivaut à la condition demi-onde simplifiée [4] déjà évoquée au chapitre 2.

5.2 Impact de l'indice de cœur sur la monomodalité

Dans la section précédente, nous avons établi une nouvelle relation pour la condition demi-onde tenant compte de la variation de l'indice du cœur par rapport à la silice. A présent, nous supposons une fibre de Bragg de rayon de cœur $r_c = 24 \mu\text{m}$, un tel rayon de cœur étant choisi afin d'obtenir un diamètre de mode de $40 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde de 1050 nm . De façon générale, en ce qui concerne les valeurs possibles de Δn , deux cas de figures seront considérés :

$$1^{\text{er}} \text{ cas} : \Delta n \leq 0$$

$$2^{\text{ème}} \text{ cas} : \Delta n \geq 0$$

Pour chacun des deux cas évoqués, nous allons évaluer l'impact de la modification d'indice due au dopage du cœur sur la réalisation des conditions demi-onde appliquées aux modes d'ordre supérieur en général et au mode LP_{11} en particulier.

5.2.1 1^{er} cas : $\Delta n \leq 0$

Dans cette section, l'attention sera portée sur les valeurs Δn négatives pouvant être obtenue lors de l'introduction de fluor ou de Bore dans le cœur. Dans ces conditions, au regard de l'équation 4, quelle que soit la valeur de Δn il existera toujours une valeur Δr qui soit un réel non-nulle.

5.2.1.1 Evolution des conditions demi-onde pour les quatre premiers modes

A la longueur d'onde 1050 nm, les conditions demi-onde pour les quatre premiers modes de la fibre sont calculées pour des valeurs de Δ_n allant de -7×10^{-4} à 0×10^{-4} . Les résultats de cette étude paramétrique sont rapportés sur la Figure 126 et montrent que plus la valeur absolue de Δ_n croît, plus les valeurs des différentes conditions demi-onde tendent à se rapprocher. Ceci aura pour conséquence de réduire la marge d'erreur possible en ce qui concerne l'épaisseur des anneaux de bas indice. Ainsi donc de faibles valeurs de Δ_n auront pour conséquence d'augmenter le risque de réalisation de fibre non-guidante pour le mode fondamental puisqu'il sera possible d'obtenir accidentellement une HWS appliqué au mode LP₀₁. A titre d'exemple pour une valeur de Δ_n égale à -1×10^{-4} une condition demi-onde appliquée au mode LP₀₁ est égale 21,45 μm et une condition demi-onde appliquée au mode LP₁₁ est égale à 16,35 μm ce qui implique une différence entre ces deux conditions égale 5,1 μm . Tandis que dans le cas d'une valeur de Δ_n égale à -6×10^{-4} , la condition demi-onde appliquée au mode LP₀₁ est égale à 11,68 μm , celle appliquée au mode LP₁₁ est égale à 10,60 μm ce qui donne une différence entre ces deux valeurs égale à 1,08 μm .

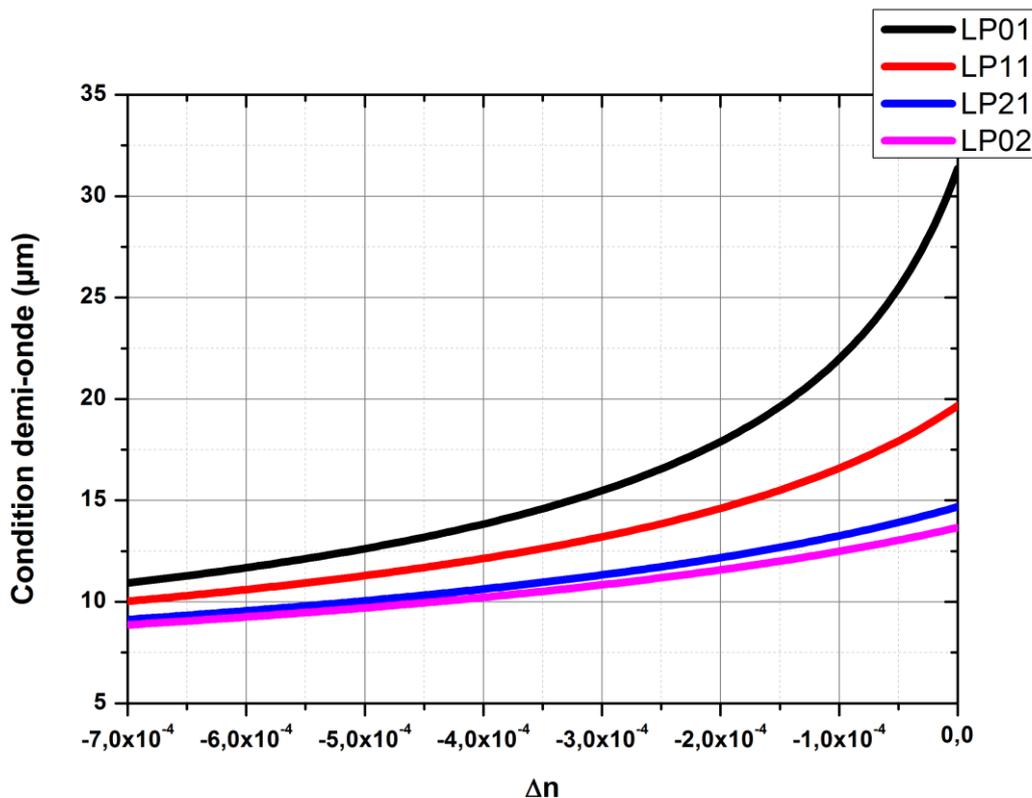


Figure 126 : Evolution des conditions demi-onde pour les quatre premiers de cœur en fonction de Δ_n dans le cas d'une fibre de Bragg ayant un seul anneau de bas indice et un rayon de cœur égale à 24 μm .

Considérons une fibre de Bragg nommée Fibre A et évoquée dans le chapitre 3 à la section 1.2. Cette fibre présente un rayon de cœur de 23,94 μm et les plots composant les couronnes de haut indice ont un rayon de cœur de 1,5 μm pour un rapport $d/\Lambda = 0.5$. En variant le nombre de plots constituant une couronne de haut indice d'une unité, la variation du rayon de la couronne de haut indice considérée est de 0.96 μm . Une erreur de 2 plots sur une couronne de haut indice implique une erreur sur le rayon de ladite couronne d'une valeur 1.9 μm . Ainsi donc une erreur de 1 plot pour un tel design nous maintient dans la plage d'erreur de 1.08 μm définie plus haut.

5.2.1.2 Différence entre une condition demi-onde LP01 et LP11 en fonction du rayon de cœur pour différentes valeurs de Δ_n

Dans cette section, nous étudions toujours à la longueur d'onde 1050 nm, la maîtrise de l'épaisseur de l'anneau de bas indice impose afin de ne pas passer d'une condition demi-onde LP11 à une condition demi-onde LP01, et cela pour diverses valeurs de Δ_n . Par ailleurs, l'étude sera réalisée pour différentes valeurs de rayons de cœur. Les résultats de cette analyse sont rapportés sur la Figure 127. Une première observation permet d'affirmer que quelque soit le rayon de cœur, la différence de valeur entre une condition demi-onde LP01 et LP11 ne cesse de décroître suivant que la valeur de Δ_n augmente en valeur absolue. Il est donc nécessaire autant que possible de garantir une valeur Δ_n proche de zéro.

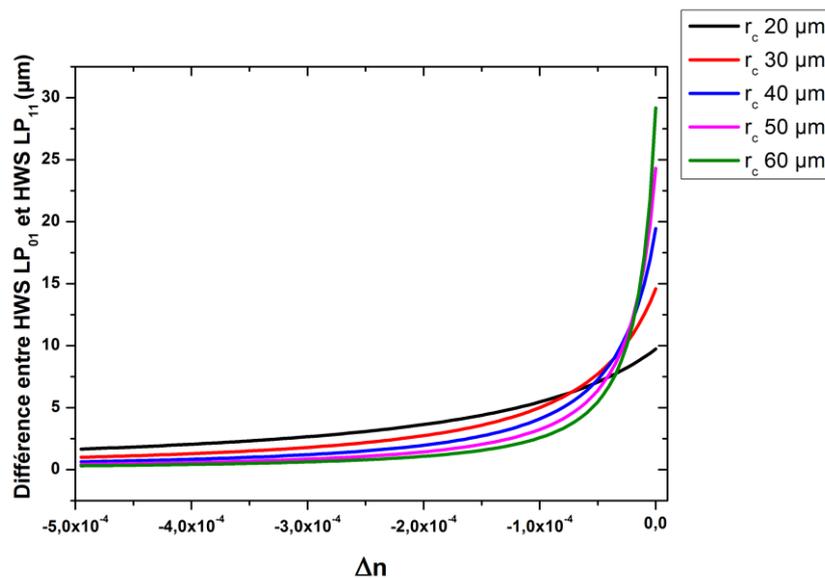


Figure 127 : Différence entre condition demi-onde LP01 et LP11 en fonction de Δ_n pour diverses valeurs de rayons de cœur.

Dans le cas des valeurs de Δ_n négatives, nous étudierons deux sous-cas de figures:

$$-\Delta_n \geq -1 \times 10^{-4}$$

$$-\Delta_n \leq -1 \times 10^{-4}$$

5.2.1.2.1 Cas où Δn est supérieur à -1×10^{-4}

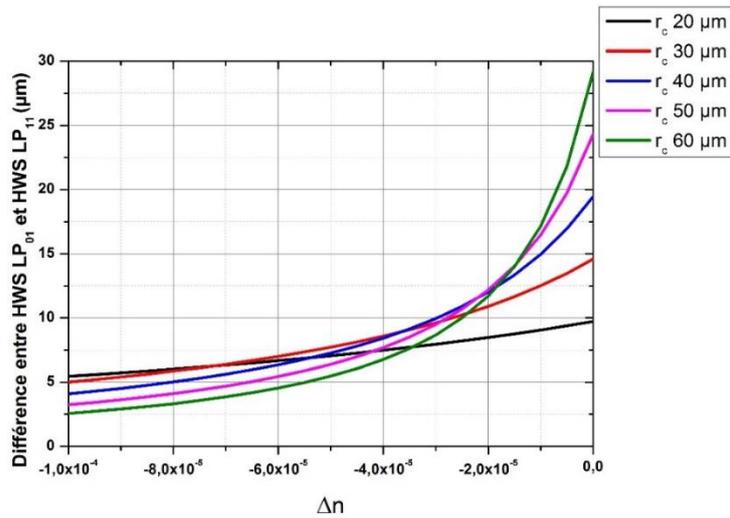


Figure 128: Différence entre condition demi-onde LP₀₁ et LP₁₁ dans le cas où $-1 \times 10^{-4} \leq \Delta n \leq 0$.

Dans cette configuration, comme le rapporte la Figure 128, les différences de valeurs entre une HWS appliquée au mode LP₀₁ (HWS LP₀₁) et une HWS appliquée au mode LP₁₁ (HWS LP₁₁) sont supérieures à 2,5 μm; quelles que soient les valeurs de r_c . Il est à noter que lorsque la valeur de Δn est supérieure ou égale à -2×10^{-5} , il est alors plus aisé de réaliser des fibres de Bragg ayant des rayons de cœur supérieurs à 40 μm, car les différences entre HWS LP₀₁ et HWS LP₁₁ sont d'autant plus grandes que les rayons de cœur ont des valeurs élevées. Néanmoins, ce cas de figure nécessite un contrôle très précis des procédés de fabrication car il requiert une maîtrise parfaite des concentrations de dopants utilisés afin d'abaisser l'indice du cœur.

5.2.1.2.2 Cas où Δn est inférieur à -1×10^{-4}

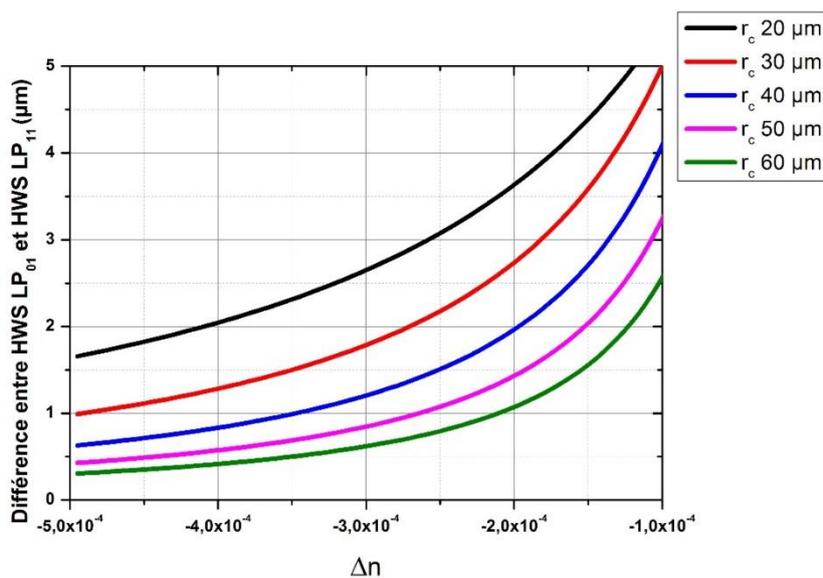


Figure 129 : Différence entre condition demi-onde LP₀₁ et LP₁₁ dans le cas où $\Delta n \leq -1 \times 10^{-4}$.

Il s'agit du cas de figure le plus aisé à obtenir en terme de réalisation de préforme car il requiert une moins forte contrainte sur la maîtrise des concentrations de dopants utilisés afin d'abaisser l'indice de cœur. Néanmoins, dans de tels cas de figure, la différence entre une HWS LP₀₁ et une HWS LP₁₁ est dans la majorité des cas inférieure à 2 μm et ceci est d'autant plus vrai que les rayons de cœur ont des valeurs supérieures à 20 μm et que la valeur de Δ_n décroît (Figure 129). Afin de garantir une propagation des modes et limiter la sensibilité aux incertitudes liées à la fabrication, il est préférable de s'assurer que la différence entre HWS LP₀₁ et HWS LP₁₁ soit supérieure à 2 μm. Sur cette base, nous avons résumé dans le Tableau 11, les valeurs minimales pour Δ_n permettant de travailler avec des valeurs de rayons de cœur allant de 20 à 60 μm.

Toujours en considérant une fibre de Bragg nommée Fibre A et évoquée dans le chapitre 3 à la section 1.2, une erreur de 2 plots pour un tel design nous maintient dans la plage d'erreur de 2 μm définie plus haut.

r_c (μm)	Δ_n (x10⁻⁴)
20	-4
30	-2,7
40	-1,95
50	-1,5
60	-1,25

Tableau 11 : Tableau récapitulatif des valeurs minimales Δ_n à garantir en fonction du rayon de cœur désiré en considérant une différence de 2 μm entre les épaisseurs d'anneau de bas indice correspondant aux conditions HWS LP₀₁ et HWS LP₁₁.

5.2.1.3 Conditions demi-onde LP₁₁ pour différentes longueurs d'ondes

Dans cette section, nous allons étudier l'évolution de la condition demi-onde appliquée au mode LP₁₁ pour les longueurs d'onde 900, 1050 et 1200 nm dans le cas d'une fibre de Bragg ayant un rayon de cœur de 32,95 μm et ayant la géométrie présentée dans la première partie de ce chapitre. Les résultats d'une telle étude sont récapitulés sur la Figure 130 et montrent que pour des valeurs de Δ_n non-nulles, les conditions demi-onde diffèrent suivant la longueur d'onde. On constate, de plus, que les écarts de valeurs entre les différentes conditions demi-onde appliqués au mode LP₁₁ aux 3 longueurs d'onde de calcul ne cessent de croître au fur et à mesure que les valeurs de Δ_n décroissent. Au regard de tout ce qui précède, nous concluons que pour avoir la même condition demi-onde pour différentes longueurs d'onde, il est nécessaire de maintenir une valeur de Δ_n proche de zéro.

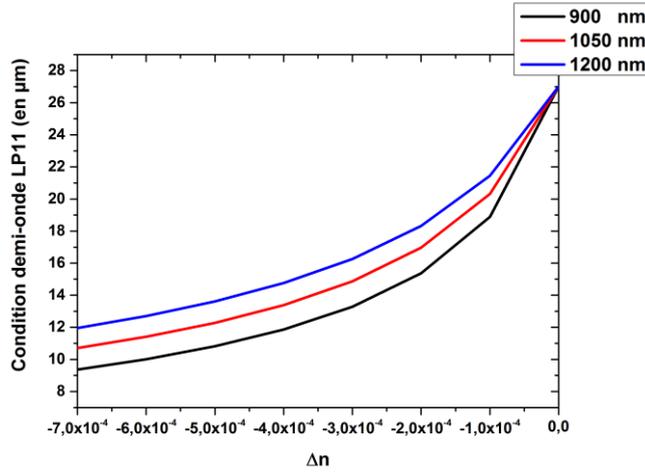


Figure 130: Evolution de la condition demi-onde pour le mode LP₁₁ en fonction de Δn dans le cas d'une fibre de Bragg ayant un seul anneau de bas indice et ayant pour valeur de rayon de cœur 32,95 μm . Cette étude est effectuée aux longueurs d'onde 900 nm (en noir), 1050 nm (en rouge) et 1200 nm (en bleu).

5.2.1.4 Bilan dans le cas des valeurs négatives

En résumé, dans le cas des valeurs de $\Delta n \leq 0$, il est fortement préférable de disposer d'une valeur nulle pour Δn . En effet, un tel cas de figure aura pour effet de garantir, pour un mode LP_{lm} donné, une même épaisseur d'anneau de bas indice afin d'avoir une condition demi-onde à différentes longueurs d'onde. Un autre avantage lié à l'utilisation d'une valeur de Δn aussi proche que possible de zéro est la maximisation des différences de valeurs entre une HWS LP₀₁ et une HWS LP₁₁, ce qui a pour conséquence une plus grande tolérance aux erreurs de fabrication.

Au-delà de la situation où Δn serait très proche de zéro, il faut noter que des valeurs de Δn supérieures à $-3,5 \times 10^{-4}$ permettraient tout de même l'obtention d'une fibre de Bragg dopée et ayant des diamètres de modes supérieurs à 40 μm . Dans ce cas de figure, une propagation monomode en pratique ne serait toutefois obtenue que pour une faible plage de longueur d'onde.

5.2.2 2^{ème} cas : $\Delta n \geq 0$

Comme le titre de la section l'indique, nous examinerons le cas des valeurs positives de Δn . Dans ce cas de figure, il est nécessaire de s'assurer que le dénominateur de l'équation 4 soit un réel non-nul. La relation d'existence d'une condition demi-onde appliquée à un mode LP_{lm} pour de telles valeurs Δn est donc donnée par l'inégalité suivante :

$$\left(\frac{u_{lm}}{k_0 r_c}\right)^2 - 2n_{silice}\Delta n > 0 \rightarrow \Delta n < \left(\frac{u_{lm}}{k_0 r_c}\right)^2 \frac{1}{2n_{silice}} \quad \text{Équation 5}$$

La courbe en noir de la Figure 131 est la résolution de ladite inégalité pour le mode LP₁₁. Il s'agit donc du critère de monomodalité dans le cas de valeurs positives de Δn pour une fibre de Bragg. Nous observons que, pour chaque rayon de cœur, on peut donc définir une valeur maximale de Δn garantissant l'existence d'une condition demi-onde pour le mode considéré. Afin d'avoir un MFD de

40 μm (accessible avec un rayon de cœur de 48 μm) il est nécessaire d'avoir une valeur de Δn inférieure à $2,6 \times 10^{-4}$, tandis que pour une valeur de MFD égale à 50 μm (soit un rayon de cœur de 63 μm) il est nécessaire de garantir une valeur de Δn inférieure à $1,3 \times 10^{-4}$. Une comparaison de ladite courbe avec le critère de monomodalité dans le cas d'une fibre RTI classique (Figure 131) révèle qu'il est plus aisé d'obtenir un caractère monomode avec une fibre Bragg. Ainsi, à la longueur d'onde de 1050 nm le cas d'un guidage RTI afin d'obtenir un caractère monomode pour un rayon de cœur de 25 μm , la valeur de Δn requise est $+8,85 \times 10^{-5}$. Dans le cas d'une fibre de Bragg la valeur est repoussée à $2,26 \times 10^{-4}$.

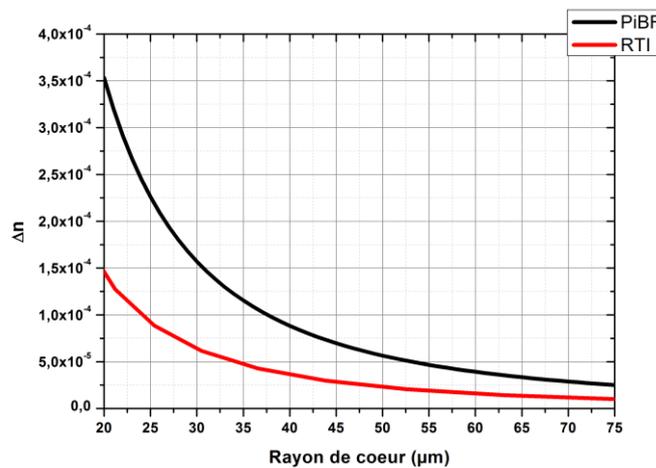


Figure 131 : Critère de monomodalité à 1050 nm (en noir) dans le cas d'une fibre de Bragg (en noir) dans le cas d'une fibre à guidage RTI (en rouge).

5.3 Nouveaux matériaux de cœur obtenus au sein du laboratoire

Dans la section précédente, nous avons pu définir un cahier de charge relatif à l'indice des préformes dopées aux ions Ytterbium nécessaires pour la réalisation de fibre de Bragg actives. Afin d'obtenir de grands volumes de préformes de ce type (volume nécessaire pour réaliser une préforme de fibre LMA), deux méthodes de fabrications de ces préformes sont utilisées au sein de notre laboratoire:

- Outside Vapor Deposition (OVD) [5]
- Sol-Gel [6]

Dans les lignes qui suivront, un bref descriptif de ces deux méthodes sera fait et les derniers résultats obtenus au sein de notre équipe en nous basant sur ces deux méthodes seront rapportés. Les matériaux obtenus sont tirés sous la forme d'une fibre RTI ayant un diamètre de cœur de 34 μm . Les profils d'indice des fibres sont mesurés avec un système commercial, l'IFA-100 de la société Inter Fiber Analysis.

5.3.1 Préforme Sol-Gel dopée Ytterbium et Fluor

Le procédé Sol-Gel se base sur les réactions d'hydrolyse, de condensation et de vitrification d'un précurseur de type alcoxyde de silicium de formule $\text{Si}(\text{OR})_4$. Dans notre laboratoire, le précurseur, utilisé est le tétraéthoxysilane (TEOS). La première étape du procédé est une hydrolyse qui se produit en présence d'eau. Durant cette hydrolyse, une séparation spontanée du groupement éther (R) est faite d'où l'appellation *-sol*.

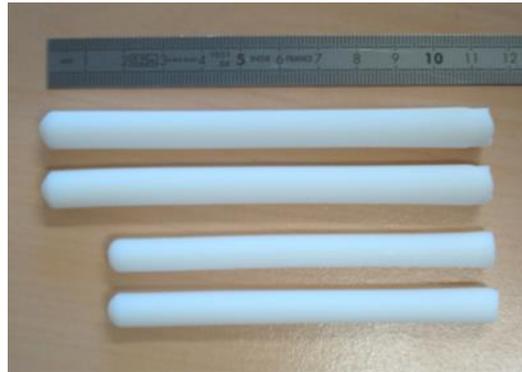


Figure 132 : Photographie de poreux de silice synthétisés par voie Sol-Gel à partir d'un précurseur de TEOS.

Dans un second temps, une succession de condensations (polycondensation) va avoir lieu permettant la formation de liaisons Si-O-Si. La 3^{ème} étape est une étape de gélification, elle consiste en la formation d'un réseau tridimensionnel grâce à la liaison des molécules les unes aux autres. Le mélange obtenu est à mi-chemin entre un liquide et un solide d'où l'appellation *-gel*. L'étape de séchage se fait par application d'un traitement thermique de quelques jours à 50°C puis 180°C. Un Xérogel est obtenu, il s'agit d'un poreux de silice d'aspect blanc. Ce Xérogel (Figure 132) est imprégné par un solvant à base d'alcool contenant un sel d'Ytterbium et cela durant plusieurs heures. Un chauffage à 50°C garantit l'élimination du solvant pour ne conserver que le sel d'Ytterbium absorbé en surface des pores.

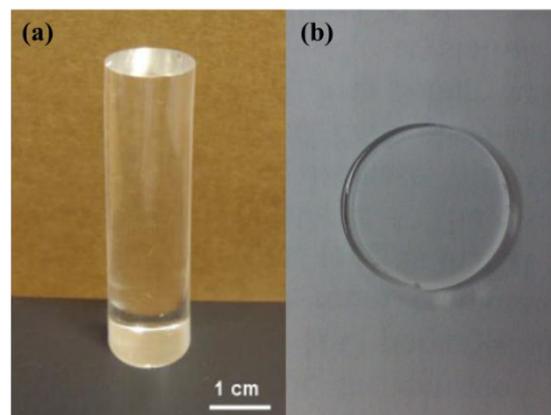


Figure 133 : Photographie, (a) d'un monolithe de silice Sol-Gel pure déshydratée et densifiée. (b) coupe transversale d'épaisseur 1,6 mm du monolithe Sol-Gel pure déshydratée et densifiée.

La dernière étape consiste en la vitrification du monolithe imprégné. Elle consiste à une élévation de la température à 1500°C afin de passer d'un barreau de silice poreuse à un monolithe transparent (Figure 133). Durant le processus de vitrification, une déshydratation du monolithe est réalisée grâce à l'utilisation de Chlore à une température intermédiaire de 1200°C. Au sein de notre laboratoire, dès 2013 une première réalisation d'une préforme dopée aux ions Ytterbium a été rapporté par Assaad Baz. La préforme réalisée avait servi de matériau de cœur pour une fibre BIP-2D hétérostructurée dopée aux ions Ytterbium. Le diamètre de mode à 1050 nm était de 36 μm et la puissance extraite était de 2,2 W [7].

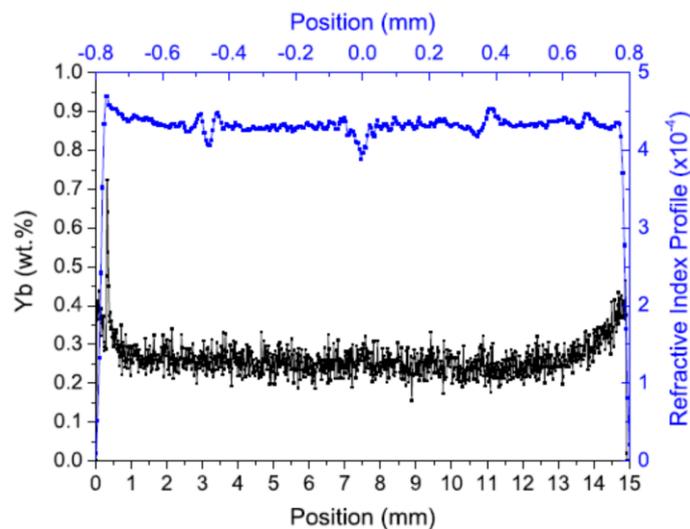


Figure 134 : Courbe de pourcentage en masse d'ion Ytterbium et profil d'indice en fonction de la position selon un diamètre du monolithe [6].

Comme nous l'avons indiqué dans la première partie de ce chapitre, l'introduction d'ions Fluor a pour but de maintenir l'indice de réfraction du cœur à des valeurs proches ou inférieures à celle de l'indice de réfraction de la silice pure. Durant le processus de vitrification, un palier de température à 1200°C permet l'introduction d'ions Fluor. La Figure 135 présente le profil d'indice d'une fibre obtenue à partir d'un tel procédé. Dans le cas présent, la fibre est réalisée par un simple manchonnage-étirage du monolithe étiré dans un tube de silice F300 qui sera utilisé comme référence. La mesure d'indice est réalisée à l'aide d'un système commercial IFA100. Cette mesure nous donne une valeur moyenne du Δn est égale -6.17×10^{-4} . Il s'agit à notre connaissance, de la première réalisation d'une préforme Sol-Gel codopée aux ions Ytterbium et Fluor. Bien que ce résultat soit prometteur, il ne semble cependant pas satisfaisant aujourd'hui pour obtenir des fibres de Bragg ayant des diamètres de modes supérieurs à 50 μm ni même à 40 μm . En effet, au vu des conclusions présentées section 5.2.2, une valeur de Δn supérieure à $-3,5 \times 10^{-4}$ doit être obtenue.

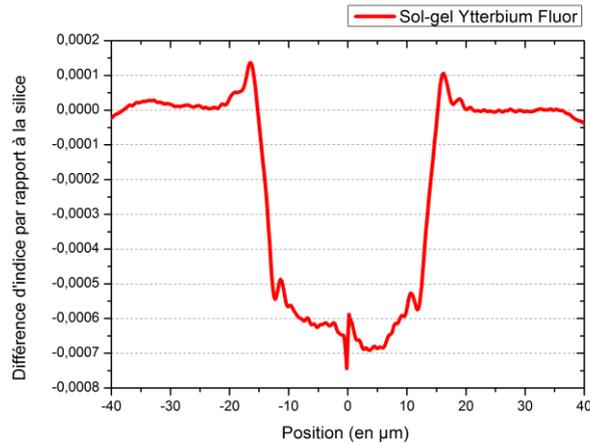


Figure 135 : Profil d'indice d'une fibre RTI dont le coeur est issu d'une préforme de silice dopée Ytterbium et Fluor. Ladite préforme a été obtenue par voie Sol-gel.

5.3.2 Préforme OVD dopée Ytterbium

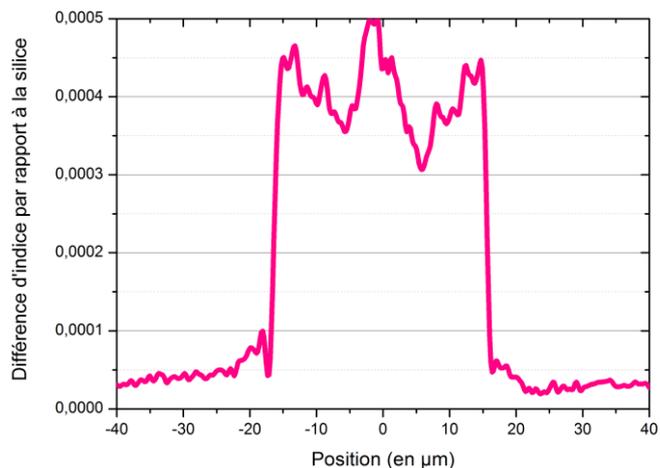
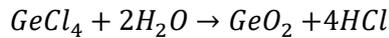
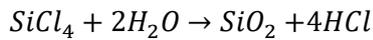


Figure 136 : Profil d'indice d'une fibre RTI dont le coeur est issu d'une préforme de silice dopée Ytterbium. Ladite préforme a été obtenue par la méthode OVD.

Comme déjà défini au chapitre 1, cette méthode fait partie de méthodes dérivées des techniques de dépôt chimique en phase vapeur « CVD ». En pratique, ce procédé repose sur une déposition successive de couche de verre sur une cible, permettant l'obtention d'une préforme poreuse qui sera ensuite densifiée. Ce procédé a été développé en 1973 par la société Corning et est illustré Figure 137. Plus précisément, la méthode OVD se compose de deux étapes [5] [8]:

Déposition des suies : Un jet chaud de suies de composition désirée est envoyé à travers une flamme dirigée vers une cible mise en rotation. Les particules de silice vont alors se déposer sur la cible en se prédensifiant et un cylindre de verre poreux est alors constitué couche après couche. L'efficacité de collection est très faible en démarrage du processus, mais croît au fur et à mesure du grossissement

de la préforme (50% en moyenne). Les suies sont formées par hydrolyse de flamme via par les réactions chimiques suivantes :



La température de réaction varie entre 800-900°C et est atteinte grâce à un mélange d'oxygène et d'hydrogène.

OVD Process Steps

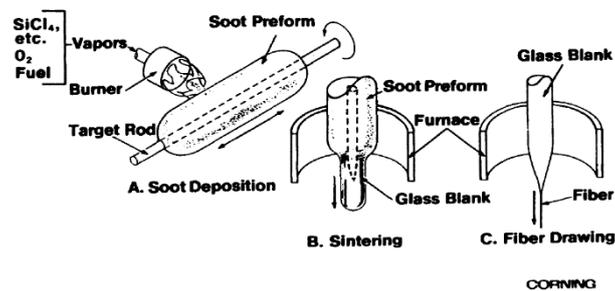


Figure 137 : Figure décrivant les étapes de réalisation d'une fibre RTI dont la préforme est issue d'un process OVD.[9]

Densification du cylindre poreux : Durant cette étape, le cylindre poreux va être porté à une température comprise entre 1400 et 1600°C ce qui va provoquer la densification des suies. Comme pour l'étape finale du procédé Sol-Gel, la maîtrise de la composition de l'atmosphère du four permet d'aboutir à un barreau de verre transparent, exempt de bulles et de groupements d'hydroxyles. Le retrait de la cible constituée d'un matériau différent de la silice entraîne la présence d'un trou qui, dans notre cas sera refermé lors du tirage de la préforme.

De façon générale, ce procédé de réalisation permet un contrôle très fin de la concentration des dopants et par conséquent du profil d'indice. Il s'agit d'un procédé bien adapté à la synthèse de masse et donc très utilisé pour la réalisation de fibres pour applications aux télécommunications.

La Figure 138 rapporte la réalisation d'une fibre optique dopée aux ions Ytterbium, dont la préforme a été obtenue par un procédé OVD par la société Corning [10]. Ce résultat montre que la valeur d'ouverture numérique atteinte pour le cœur est de 0,05 ce qui sous-entend une valeur de Δ_n égale à $+8 \times 10^{-4}$ limitant ainsi le diamètre de mode à une valeur de 19 μm à la longueur d'onde 1050 nm. Au cours des dernières années, la réalisation de préformes par la méthode OVD constitue un autre axe de développement de matériaux au sein de notre laboratoire. Dans le cas d'un verre de silice uniquement dopé avec des ions Ytterbium, une valeur moyenne de Δ_n égale à $+4 \times 10^{-4}$ a été obtenue et est rapporté

Figure 136. Un tel résultat constitue le premier résultat obtenu par une institution autre la société Corning pour ce type de procédé. De plus, la valeur Δ_n est notablement inférieure à celle obtenu par la société Corning. Cependant, ce résultat reste perfectible en vue de l'obtention d'un diamètre de mode supérieur à 40 μm . Dans le cas des valeurs positives de Δ_n , il est nécessaire que $\Delta_n \leq 2 \times 10^{-4}$.

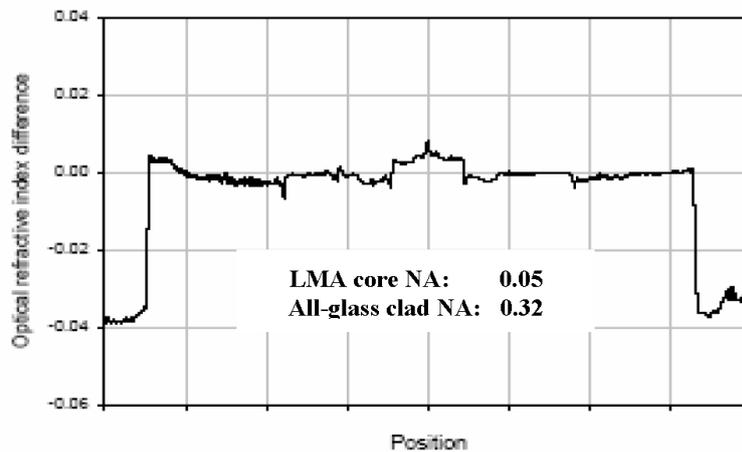


Figure 138: Profil d'indice d'une fibre LMA toute-solide dopée aux ions Ytterbium réalisée par la société Corning en 2008. La préforme a été réalisée par un procédé OVD[10].

5.3.3 Préforme OVD dopée Ytterbium et Fluor

Dans le but de réduire l'indice de réfraction du cœur de préformes dopées aux ions Ytterbium obtenue par procédé OVD, l'introduction d'un précurseur de Fluor est faite lors de la déposition de suies. Cette variante du procédé permet d'avoir un cœur dont la valeur Δ_n est égale $+2.64 \times 10^{-4}$ (Figure 139). D'après notre étude paramétrique faite section 5.2.2, une telle valeur de Δ_n nous permettrait de pouvoir appliquer une condition demi-onde au mode LP_{11} pour une fibre de Bragg ayant un rayon de cœur de 23 μm . Pour un tel rayon de cœur, le diamètre de mode à 1050 nm serait limité à 38 μm ce qui pour l'instant reste en dessous des valeurs minimales de notre cahier des charges (40 μm) mais serait tout de même significativement meilleur que le diamètre de mode accessible avec les meilleures fibres commerciales d'aujourd'hui.

De nouvelles réalisations de ce type de préformes sont en cours afin d'obtenir des valeurs de Δ_n inférieures à $+2 \times 10^{-4}$ ceci afin de pouvoir obtenir des diamètres de modes supérieurs à 40 μm . En outre la qualité du matériau et ses propriétés spectroscopiques restent à valider.

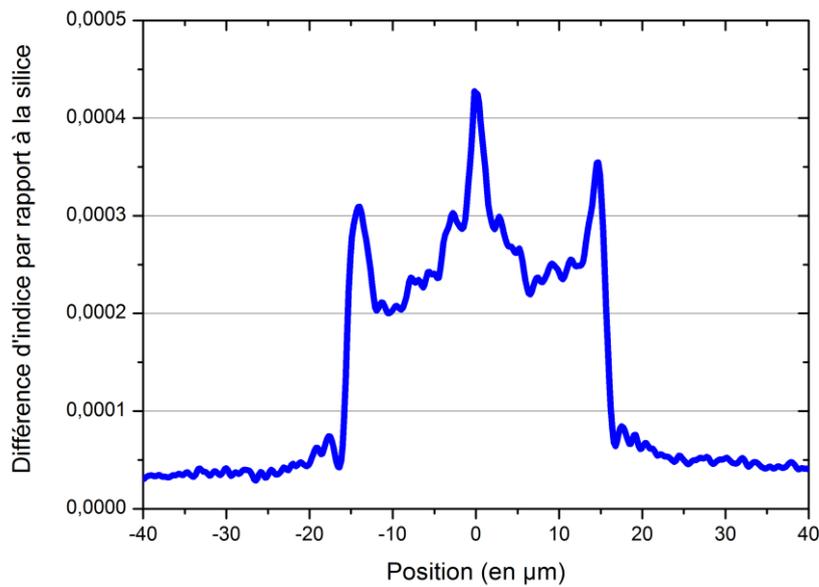


Figure 139 : Profil d'indice d'une fibre RTI dont le cœur est issu d'une préforme de silice codopée Ytterbium et Fluor. Ladite préforme a été obtenue par la méthode OVD.

Conclusion

Dans ce chapitre, une redéfinition des conditions demi-onde a été faite, en tenant compte des modifications d'indice dues à l'introduction de dopants, en particulier d'ions Ytterbium. L'étude paramétrique de l'impact de l'indice de réfraction du cœur sur les conditions demi-onde montre qu'il est nécessaire de maintenir des valeurs de Δ_n quasi-nulles pour conserver un point de fonctionnement compatible avec les contraintes de fabrication. Plus précisément, des valeurs de Δ_n comprises entre $-3,5 \times 10^{-4}$ et $+2 \times 10^{-4}$ permettraient d'obtenir des fibres de Bragg ayant des MFD allant de 40 à 50 μm et étant monomodes à 1050 nm. Dans un second temps une revue des nouvelles réalisations de préformes dopées aux ions Ytterbium a été faite. Elle révèle que des préformes obtenues par un procédé OVD avec codopage Ytterbium et Fluor permettent d'obtenir un contraste d'indice avec la silice de $+2,6 \times 10^{-4}$ ce qui constitue des performances perfectibles en vue de l'obtention d'un diamètre de mode supérieur à 40 μm à la longueur d'onde 1050 nm. Le procédé Sol-Gel, avec l'introduction d'ions Ytterbium et d'ions Fluor permet, quant à lui, d'aboutir à un cœur ayant un indice de réfraction inférieure à la silice avec une valeur moyenne égale à $-6,17 \times 10^{-4}$. Ces résultats sont de bonnes augures pour l'obtention de fibre de Bragg VLMA dopées Ytterbium et monomodes.

Bibliographie :

- [1] A. W. Snyder, "Asymptotic Expressions for Eigenfunctions and Eigenvalues of a Dielectric or Optical Waveguide," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 17, no. 12, pp. 1130–1138, 1969.
- [2] B. P. Pal, S. Ghosh, R. K. Varshney, S. Dasgupta, and A. Ghatak, "Loss and dispersion tailoring in 1D photonics band gap Bragg reflection waveguides: Finite chirped claddings as a design tool," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 12–13, pp. 983–993, 2007.
- [3] O. Vanvincq, J. Yehouessi, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "Pixelated Bragg fibers : bandgap guiding , generalized half-wave stack condition , and application to large mode area fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 32, no. 9, pp. 1986–1992, 2015.
- [4] S. Ghosh, S. Dasgupta, R. K. Varshney, D. J. Richardson, and B. P. Pal, "Design of a Bragg fiber with large mode area for mid-infrared applications.," *Opt. Express*, vol. 19, no. 22, pp. 21295–304, 2011.
- [5] P. . Schulz, "Fabrication of optical waveguides by the outside vapor deposition process," vol. 68, no. 10, 1980.
- [6] A. Baz, H. El Hamzaoui, I. Fsaifes, G. Bouwmans, M. Bouazaoui, and L. Bigot, "A pure silica ytterbium-doped sol–gel-based fiber laser," *Laser Phys. Lett.*, vol. 10, no. 5, p. 055106, 2013.
- [7] Assaad Baz, "Thèse: Modélisation et réalisation de fibres à bandes interdites photoniques pour la génération et le transport des faisceaux lasers puissants.," Université Lille 1, 2014.
- [8] G. . Michael and C. W. Deneka, "The Outside Vapor Deposition Method of Fabricating," in *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES.*, 1982, vol. MTT-30, no. 10, pp. 1418–1423.
- [9] J. P. Edward and G. P. Watkins, "OVD Manufacturing Technology," in *SPIE Optical Fiber Characteristics and Standards*, 1985, vol. Vol.584, pp. 1–5.
- [10] J. Wang, S. Gray, D. T. Walton, M. Li, X. Chen, A. Liu, and L. A. Zenteno, "Advanced vapor-doping all-glass double-clad fibers," in *Proc. of SPIE, Vol. 6890*, 2008, p. 689006.

Conclusion générale

Au fil de ce manuscrit, le développement de fibres de Bragg à gaine pixélisée à grande aire effective et monomodes en pratique dans la fenêtre d'émission de l'Ytterbium - comprise entre 1000 nm et 1100 nm - a été présenté. L'objectif était de répondre à un cahier des charges portant sur des fibres présentant un diamètre de mode supérieur à 40 μm , pouvant être courbées pour les plus petites d'entre elles, et compatibles, à terme, avec un dopage du cœur.

Au cours de ce travail, nous avons introduit le concept de double condition demi-onde appliquée au mode d'ordre supérieur. Ce concept a été mis en œuvre afin de pouvoir aussi bien augmenter les pertes du mode LP_{11} que celles des modes LP_{21} et LP_{02} . Cette approche permet d'augmenter significativement le différentiel de pertes entre le mode fondamental et les modes indésirables. Ce différentiel a pu être accru grâce à l'utilisation de l'hétérostructuration des couronnes de haut indice, cette hétérostructuration consistant à remplacer certains plots à haut indice de réfraction par des plots de silice afin de créer des fuites pour les modes d'ordre supérieur. Une étude paramétrique des symétries d'hétérostructurations nous a permis d'isoler la géométrie qui maximise les pertes des modes d'ordre supérieur tout en minimisant les pertes du mode fondamental. Fort de ces résultats, nous avons réalisé une fibre LMA présentant un diamètre de mode de 40 μm . Cette fibre présentait un caractère monomode en pratique sur une plage de longueur d'onde allant de 900 nm à 1600 nm. De plus, elle autorisait l'application de courbures de faibles rayons, typiquement 10 cm. Ce résultat constitue un premier record de diamètre de mode dans le cas des fibres de Bragg.

Afin de simplifier les processus de fabrication des fibres de Bragg pixélisées, de nouvelles géométries de fibre possédant uniquement deux couronnes de haut indice ont été étudiées. Un choix avisé de l'épaisseur de l'anneau de bas indice couplée à l'identification d'une symétrie optimale d'hétérostructuration a permis l'obtention d'une géométrie de fibre unique permettant d'accéder à des diamètres de mode allant de 47 μm à 69 μm à la longueur d'onde 1050 nm. Dans le cas de la fibre offrant un diamètre de mode égal à 47 μm , l'utilisation sous application d'un rayon de courbure supérieur ou égal à 21 cm a pu être démontrée, une telle configuration permettant tout de même le guidage de la longueur d'onde 1050 nm. En levant la contrainte liée aux courbures, des diamètres de modes de 54 μm , 60 μm et 69 μm ont été rapportés. Il est à noter que tous les modes guidés dans ces 4 fibres ont un profil gaussien, et malgré diverses procédures de tests assez drastiques, un comportement monomode en pratique a pu être rapporté. Les diamètres de modes de 60 et 69 μm constituent aujourd'hui les deux meilleures performances en termes de diamètre de mode pour les fibres BIP toutes solides.

Le 5^{ème} chapitre du manuscrit permet d'identifier des pistes de travail pour la réalisation de versions dopées des fibres présentées dans les chapitres 3 et 4. Ainsi, la définition d'une nouvelle relation pour les conditions demi-onde a été présentée, cette nouvelle relation prenant en compte la variation

d'indice – positive ou négative – induite par l'introduction de dopants dans le cœur. En nous basant sur cette nouvelle relation, un cahier des charges pour les matériaux de cœur a été établi. Ainsi, il apparaît que des différences d'indice (en référence à l'indice de la silice) comprises entre $-3,5 \times 10^{-4}$ et $+2 \times 10^{-4}$ permettraient de pouvoir disposer de fibres de Bragg dopées pour applications aux lasers ou amplificateurs de forte puissance. De telles valeurs sont désormais atteignables aux vues de récentes réalisations en termes de préformes dopées réalisées par OVD ou par Sol-Gel.

S'il est vrai que durant ce travail des fibres de Bragg LMA et VLMA passives ont été obtenues, il reste néanmoins à réaliser des versions actives desdites fibres. Fort des dernières préformes réalisées, nous pouvons affirmer que cet objectif est à portée de mains.

Au-delà de la réalisation de fibres actives, quelques axes d'amélioration restent ouverts à l'issue de ce travail. Ainsi, tout au long de notre étude, les différentes couronnes constituant la gaine de nos fibres étaient des anneaux parfaitement circulaires, afin de simplifier encore plus la fabrication, des études sur des fibres de Bragg à couronnes hexagonales pourraient être initiées dans un futur proche. Cette perspective de fibres de Bragg à couronnes hexagonales ouvre aussi par conséquent une fenêtre pour l'obtention de fibre de Bragg à maintien de polarisation voire même polarisante. Ce dernier point constitue un autre axe nécessaire d'évolution des designs proposés dans ce manuscrit. En effet, la majorité des applications mettant en œuvre des lasers intenses nécessite que la fibre ait la capacité à guider ou générer un mode linéairement polarisé. Dans le cas des fibres de Bragg pixélisés, des contraintes de fabrication font que nous ne sommes pas parvenus à proposer un design réaliste vis-à-vis des conditions fixées par la méthode d'assemblage-étirage qui a été mise œuvre.

Nous pouvons conclure en indiquant aux lecteurs de ce manuscrit que le champ des possibilités offert par les fibres de Bragg pixélisées et hétérostructurées est vaste. De belles études mais aussi des réalisations restent à venir et nous sommes conscients que les présents travaux ne constituent que les prémices d'autres études sur les fibres de Bragg au sein de l'équipe Photonique du PhLAM.

Annexe 1 : Fibres LMA commerciales dopées aux ions Ytterbium.

Sont répertoriées dans le tableau suivant, différentes fibres LMA à saut d'indice dopées aux ions Ytterbium réalisée par des méthodes CVD et disponibles commercialement. Le diamètre de cœur, le diamètre de gaine et l'ouverture numérique (ON) du cœur sont des données fournies par les fabricants. La fréquence normalisée est calculée à l'aide de l'ouverture numérique de cœur fournie par le fabricant et en supposant l'indice de gaine égale à 1.45.

Nom commercial	Diamètre fibre (μm)	Diamètre cœur (μm)	ON cœur	fréquence normalisée @ 1 μm
INO Yb-DCOF-15/125-PM	125	15	0,08	3,77
CoreActive DCF-YB-20/128-FAC	128	20	0,075	4,71
Nufern LMA-YDF-20/400-M	400	20	0,065	4,08
iXblue IXF-2CF-Yb-O-20-130-NH	125	20	0,1	6,28
Raybium YF-1060-20/200-0.5	200	20	0,07	4,40
nLight LIEKKI Yb1200-20/400DC	400	20	0,07	4,40
Coherent YDC-1100-20/250	250	20	0,1	6,28

Tableau 12: Tableau récapitulatif des performances de quelques fibres LMA à saut d'indice réalisées par des méthodes CVD et disponibles commercialement.

Annexe 2: Fabrication des fibres de Bragg pixélisées

Dans cette partie nous allons décrire la fabrication de fibre de Bragg pixélisée à l'aide d'une méthode d'assemblage et étirage. La première étape de fabrication consiste à la fabrication des anneaux de bas indice (Figure 140. (a)). Ces anneaux de bas indice sont des tubes de silice pure réduits à des dimensions millimétriques. Dans un second temps, une préforme de silice pure est aussi réduite à une dimension millimétrique et servira de cœur pour la fibre de Bragg (Figure 140. (b)). Ensuite des préformes de silice dopées aux ions germanium sont aussi réduites à des dimensions millimétriques pour servir de plots de haut indice (de la gaine) et sont insérées dans les zones interstitielles entre les tubes de bas indice (Figure 140. (c)).

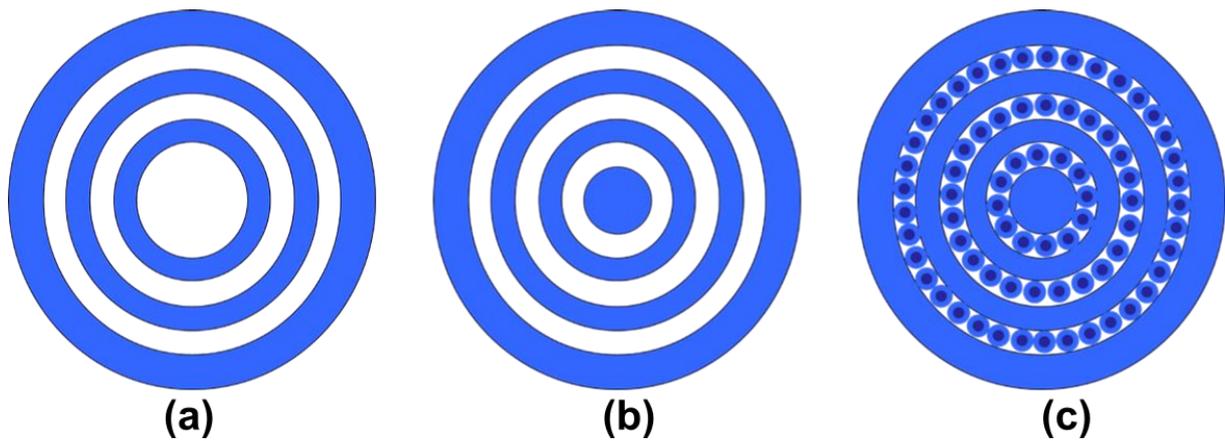


Figure 140: (a) Réalisation des tubes servant d'anneaux de bas indice, (b) Réalisation du plot central servant de cœur, (c) Réalisation Tirage des plots dopées Germanium servant de plots de haut indice et assemblage de l'ensemble.

Cette préforme ainsi assemblée est réduite sous la forme de canne (Figure 141. (a)). Cette canne est manchonnée dans un tube en silice et tirée au diamètre final de la fibre (Figure 141. (b)).

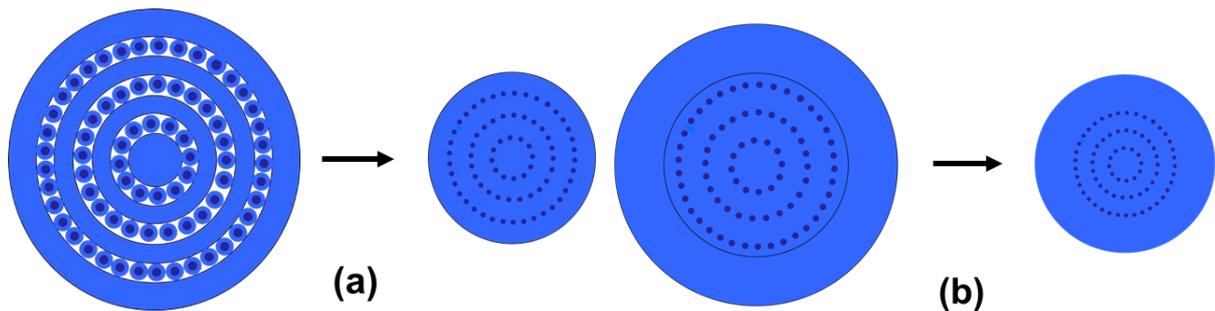


Figure 141: (a) Etirage de la préforme primaire sous la forme de plusieurs cannes, (b) Cannes sont manchonnées puis tirées au diamètre final désiré.

RESUME :

Ces travaux portent sur la réalisation de fibres optiques à très grandes aires effectives pour applications aux lasers intenses. Les applications possibles de ces fibres sont le transport ou la génération de puissants faisceaux lasers.

En se basant sur la famille de fibre optique appelée : « fibre de Bragg pixélisée », nous avons introduit le concept de double conditions demi-onde appliquée au mode d'ordre supérieur afin d'augmenter les pertes des modes LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} . Le principe d'hétérostructuration quant à lui a permis d'accentuer les pertes des modes d'ordre supérieur grâce à un effet de fuite. Ainsi donc, nous avons réalisé une fibre ayant un diamètre de cœur de $48 \mu\text{m}$ qui a permis l'obtention d'un diamètre de mode de $40 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde 1050 nm .

Dans un second temps, une géométrie de gaine plus simplifiée est proposée. Cette nouvelle géométrie de gaine nous a permis d'accéder à des diamètres de modes allant de $47 \mu\text{m}$ à $69 \mu\text{m}$ dans le cas de fibre à bande interdite photonique toutes solides. Ce dernier résultat constitue un diamètre de mode record dans le cas des fibres de Bragg toutes solides.

Mots clés: Fibre microstructurée, laser à fibre, fibre à bandes interdites photoniques, fibre de Bragg, fibre à grande aire effective, gaine hétérostructurée, fibre de Bragg pixélisée.

ABSTRACT :

This work concern the design and the realization of large mode area fiber applied to high power laser. The goal of these fibers are the carrying and the generation of powerful beam laser.

Based on special laser family called : « Pixelated Bragg Fiber » we introduced the innovative concept of double half wave stack conditions applied to the higher order mode to increase the losses of LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} modes. The principle of heterostructuration has been applied in order to increase losses of high order modes using the sieve effect. We succeeded in realizing a fiber with a core diameter of $48\ \mu\text{m}$, allowing mode field diameter of $40\ \mu\text{m}$ at the wavelength $1050\ \text{nm}$.

In the second time, cladding's geometry has been simplified. This new generation of fiber gives us access to mode field diameter from $47\ \mu\text{m}$ to $69\ \mu\text{m}$ in the case of all solid bandgap fiber. This last result is up to now the highest mode field diameter produced for all solid bandgap fibers.

Keywords: micro-structured fiber, fiber laser, photonic bandgap fiber, Bragg fiber, large mode area fiber, hetero-structured cladding, pixelated Bragg fiber.